

**O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta
maxsus ta'lim vazirligi**

Bazarov Dilshod Rayimovich

Karimov Ramziddin Muhiddinovich

Matyakubov Baxtiyar Shamuratovich

Xidirov San'atjon Quchqorovich

GIDRAVLIKA

I

(asosiy kurs)

5450200 - "Suv xo'jaligi va melioratsiya", 5450400 - "Gidrotexnika inshootlari va nasos stansiyalaridan foydalanish" ta'lim yo'nalishlarida tahsil oluvchi talabalar uchun mo'ljallangan.

TOSHKENT - 2018

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI

D.R.Bazarov, **R.M.Karimov**

B.Sh.Matyakubov, S.Q.Xidirov

GIDRAVLIKA I

(asosiy kurs)

/ DARSLIK /

5450200 - “Suv xo‘jaligi va melioratsiya”,
5450400 - “Gidrotexnika inshootlari va nasos stansiyalaridan foydalanish” ta‘lim
yo‘nalishlarida tahsil oluvchi talabalar uchun mo‘ljallangan.

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi oliy o‘quv yurtlari ilmiy-uslubiy
birlashmasi faoliyatini Muvofiqlashtirish kengashi tomonidan darslik
sifatida tavsiya etilgan.

TOSHKENT - 2019

***OO‘MTVning 25.08.2018 y. № 744 sonli buyrug‘iga asosan
chop etishga tavsiya etilgan.***

Ro‘yxatga olish raqami 744-204

UDK: 532

5450200 - “Suv xo‘jaligi va melioratsiya”,
5450400 - “Gidrotexnika inshootlari va nasos stansiyalaridan foydalanish” ta‘lim
yo‘nalishlarida tahsil oluvchi talabalar uchun mo‘ljallangan.

Taqrizchilar:

- Maxmudov I.E.** - Suv xo‘jaligi vazirligi qoshidagi «Irrigatsiya va suv muammolari» ilmiy tadqiqot instituti direktori, texnika fanlari doktori
- Axmedova T.A.** - «Gidrometeorologiya ilmiy tekshirish instituti» direktori vazifasini bajaruvchi, texnika fanlari nomzodi, dotsent.
- Nazaraliyev D.V.** - «Gidrologiya va gidrogeologiya» kafedrasini mudiri, qishloq xo‘jaligi fanlari nomzodi, dotsent

Annotatsiya

Gidravlika va ochiq o‘zanlar gidravlikasi asoslari batafsil yoritilgan. Suyuqlikning barqaror va beqaror harakatlari differensial tenglamalari va ularni echimlarini aniqlashdagi barcha asosiy tushunchalar keltirilgan. Gidravlik hisoblarni bajarilishini ta‘minlovchi nazariy asoslar aniq va ravon mantiqiy ketma-ketlikda berilgan.

Аннотация

Широко изложено основы гидравлики и гидравлики открытых русел. Описаны дифференциальные уравнения установившиеся и неуставившиеся движения и способы их решения. Приведены в логической последовательности теоретические основы выполнения гидравлических расчетов.

Рецензенты:

Махмудов И.Э. - Директор научно-исследовательского института «Ирригации и водных проблем» при Министерстве водного хозяйства, доктор технических наук.

Ахмедова Т.А. - и.о. директора научно-исследовательского института «Гидрометеорология», кандидат технических наук, доцент.

Назаралиев Д.В. - заведующий кафедрой «Гидрология и гидрогеология», кандидат сельскохозяйственных наук, доцент.

Annotation

Broadly stated bases of the hydraulics and hydraulics opened channels. It Is Described differential equations for stationary med and nonstationary motion and ways of their decision. They are provided in logical sequence theoretical bases execution hydraulic calculation.

Reviewers:

Makhmudov I.E.- Director of the Scientific Research Institute «Irrigation and Water Problems», Doctor of Technical Science.

Akhmedova T.A.-the acting director of the Scientific and Research Institute «Hydrometeorology», candidate of technical sciences, associate professor.

Nazaraliev D.V. -Head of the department «Hydrology and hydrogeology», candidate of agricultural sciences, associate professor.

D.R.Bazarov, R.M.Karimov
B.Sh.Matyakubov, S.Q.Xidirov

GIDRAVLIKA

I

(asosiy kurs)

D.R.Bazarov, R.M.Karimov
B.Sh.Matyakubov, S.Q.Xidirov
/ GIDRAVLIKA I / (asosiy kurs)
DARSLIK. -T.: TIQXMMI, 2019. 440-b.

©. Toshkent irrigatsiya va qishloq xo‘jaligini mexanizatsiyalash
muxandislari instituti (TIQXMMI), 2019 y.

SO‘Z BOSHI

Aziz o‘quvchi! Qo‘lingizga olib, o‘rganishni boshlayotgan ushbu Gidravlika fani asoqlarini yorituvchi darslik ona tabiatimizning eng oliy ne‘matlaridan biri - suyuqlik deb ataluvchi fizik jism haqida, uning hozirgacha ma‘lum qonuniyatlari haqida ma‘lumot beradi.

Ulug‘ rus matematigi N.I.Lobachevskiy (1793-1886 yillar) o‘z davrida ajoyib bir fikrni shunday ifodalagan: «Bir aqlli insondan butun donishmandlikni o‘rganish uchun behuda urinmang. Butun hayotimiz qonunlarini faqat ona tabiatdan so‘rang. U biz uchun noma‘lum bo‘lgan sirlarni to‘laligicha o‘zida saqlaydi va Sizni qiziqtirgan barcha savollaringizga albatta to‘liq javob beradi».

Modomiki, biz ushbu darslikda o‘rganadigan bilimlarimiz tabiatimizning asosini tashkil etuvchi fizik jismlar (suyuqliklar) qonuniyatiga bag‘ishlangan ekan, bu bilimlar insonning ongli faoliyati uchun faqat foydadan holi emas.

Darslik tuzilishi va mazmun jihatdan Gidrotexnika inshootlari va nasos stantsiyalaridan foydalanish, Suv xo‘jaligi va melioratsiya ta‘lim yo‘nalishlari bo‘yicha taxsil olayotgan talabalar uchun darslik sifatida foydalanishga mo‘ljallangan. Umuman, Suriyalik faylasuf Grigoriy Iogann Bar Ebrey (1226-1286) - Abul Faraj “Inson qalbida donishmandlik belgisi bo‘lmasligi uni jonsizligini ko‘rsatadi, bilim bilan boyitish tashlandiq yerga yomg‘ir yoqqani kabidir” degan iborasiga asosan darslikdan suyuqliklarning nisbiy tinch holati va harakat qonuniyatlarini o‘rganishni o‘z oldiga maqsad qilgan barcha boshqa soha mutaxassisleri ham foydalanishlari mumkin.

Hozirgi davrda hayotimizda suyuqlikning nisbiy tinch va harakat qonuniyatlarini o‘rganuvchi fanning qo‘llanilish sohasi kengayib borayotganligi, mintaqamizda va planetamizda ro‘y berayotgan global o‘zgarishlar, suv tanqisligini sezilarli darajada oshib borayotganligi va bu ma‘lumotga ega bo‘lganimizdagina ulardan samarali hamda tejamkor foydalanish mumkinligi yaqqol sezilmoqda.

1992 yil 8 dekabrda qabul qilingan asosiy Qomusimizning 55-moddasida «Yer, yer osti boyliklari, suv, o‘simlik va hayvonot dunyosi hamda boshqa tabiiy xaziralar umummilliy boylikdir, ulardan oqilona foydalanish zarur va ular Davlat muhofazasidadir» – deb bejizga kiritilmagan. Suv ham mana shu tabiiy boyliklarimiz qatoriga kirib, suyuqlik deb ataluvchi fizik jism ekanligi bizga ma’lum.

Yurtimiz istiqloлга erishgan kunlardan boshlab mamlakatimizda xalq xo‘jaligining barcha sohalarida tub o‘zgarishlar yuz bermoqda. Xususan suv xo‘jaligi sohasida ham islohotlar izchil olib borilmoqda.

Jonajon O‘zbekistonimiz iqtisodiyotida agromajmua tarmog‘i muhim o‘rin egallashi va bu soha mahsulotlari asosan sug‘oriladigan yerlarda yetishtirilishini e’tirof etadigan bo‘lsak, suv oqimi harakatini o‘rganish va undan oqilona foydalanish bo‘yicha kerakli ma’lumotlarga ega bo‘lish kelgusida tayyorlanadigan agromajmua sohasi mutaxassislariga qanchalik darajada zarurligini tasavvur qilishimiz mumkin.

Ayniqsa, 4,5 mln. gektarga yaqin sug‘oriladigan yerlarga obi-hayot yetkazadigan gidrotexnik inshootlar (suv olish inshootlari, to‘g‘onlar, suv omborlari, shox kanallar, xo‘jaliklararo kanallar, ichki sug‘orish sistemalari) uzoq yillar davomida ishlatilishi natijasida bugungi talab darajasida emasligi va bularni samarali, tejamkor ishlaydigan ko‘rinishda qayta ta’mirlash zaruriyati paydo bo‘lishi – kelajakda bu mashaqqatli, lekin sharaflı muammoni hal qiluvchi bo‘lg‘usi mutaxassislar puxta bilim olishlarini davrimizning o‘zi talab etmoqda. Buning uchun esa bugungi kun talablariga javob beradigan adabiyotlar bilan bo‘lg‘usi soha mutaxassislarini ta’minlash kerak. Shularni inobatga olib, mualliflar mamlakatimizda suv xo‘jaligini rivojlantirishda gidravlika fanining o‘rni beqiyosligini e’tirof etgan holda o‘z ona tilimizda adabiyot yaratishga kirishgan edilar. Albatta ushbu darslikning sifati va qulayligini baholash o‘quvchilar hukmiga havola.

Ushbu darslik asosan to‘rt kitobdan iborat *Gidravlika I (asosiy kurs)*, *Gidravlika II (maxsus kurs)*, *Gidravlika I (amaliy va tajriba mashg‘ulotlari)*, *Gidravlika II (amaliy va tajriba mashg‘ulotlari)*.

Darslikning *Gidravlika I (asosiy kurs)*, *Gidravlika II (maxsus kurs)* qismlarida fanning nazariy asoslari mantiqiy ketma-ketlikda berilgan bo‘lib, talaba olgan bilimlarini o‘zlashtirilganlik darajasini har bobning so‘ngida keltirilgan test-nazorat savollari bilan tekshirish imkoniyatiga ega bo‘ladi.

Gidravlika I (amaliy va tajriba mashg‘ulotlari), *Gidravlika II (amaliy va tajriba mashg‘ulotlari)* qismlarida esa olingan nazariy bilimlarni amaliy va tajribaviy ko‘nikmalar bilan mustahkamlash uchun materiallar keltirilgan.

Gidravlika I (asosiy kurs) uchun Toshkent irrigatsiya va qishloq xo‘jaligini mexanizatsiyalash muxandislari institutining “*Gidravlika*” kafedrasida professor-o‘qituvchilari – D.R.Bozorov, R.M.Karimov va J.S.Kazbekovlar tomonidan yozilgan «*Gidravlika asoslari*» (Toshkent, 2001 y.) va prof. D.R.Bozorov, R.M.Karimov, J.S.Kazbekov va S.Q.Xidirovlar tomonidan yozilgan «*Gidravlika*» (Toshkent, 2003 y.) o‘quv qo‘llanmalari asos qilib olingan. Shuningdek, mualliflarning Toshkent irrigatsiya va qishloq xo‘jaligini mexanizatsiyalash muxandislari institutining *Gidravlika* kafedrasidagi mehnat faoliyatida talabalarga ushbu fan bo‘yicha o‘qilgan ma’ruza va olib borilgan amaliyot mashg‘ulotlaridagi ijobiy natijalar ham inobatga olingan. Bundan tashqari, ushbu fanni o‘rganish uslublarini yaratgan olim-mutaxassislar I.I.Agroskin, R.R.Chugaev, M.D.Chertousov, D.V.Shterenlixtlar tomonidan yaratilgan darsliklar majmuasi materiallaridan keng foydalanilgan. Boshqa darsliklardan farqli tomoni shundan iboratki, ushbu darslikni tuzilishini mualliflar o‘z tajribalaridan kelib chiqqan holda gidravlik qonuniyatlar, jarayonlar va masalalarni talaba uchun osonroq o‘zlashtirishiga moslashtirib, o‘z zamonasining buyuk olimi, fanning o‘qitilishida o‘z uslubiyatiga ega bo‘lgan yetuk pedagog professor R.R.Chugaevning «*Gidravlika*» darsligini asos sifatida olinganligi bo‘lib, ayrim mavzular to‘g‘ridan-to‘g‘ri uning qo‘llanmasidan olinganligini alohida ta’kidlashni lozim deb hisoblashdi.

Gidravlika I (*asosiy kurs*) darsligi 7 bobdan iborat bo‘lib, mantiqiy ketma-ketlikda “Gidravlika” fanining asosi hisoblanuvchi asosiy nazariy ma’lumotlar keltirilgan.

Mualliflar darslikni sifatini oshishidagi beg‘araz maslahatlari va qimmatli fikrlari uchun taqrizchilar O‘zbekiston Respublikasi fanlar akademiyasi «Irrigatsiya va suv muammolari» ilmiy-tadqiqot instituti direktori o‘rinbosari, texnika fanlari doktori Ilhom Ernazarovich Maxmudovga, “Gidromettsentr” ilmiy kotibi, dotsent Tamara Abduraximovna Axmedova va Toshkent irrigatsiya va melioratsiya instituti «Malaka oshirish kursi» dekani, «Gidrologiya va gidrogeologiya» kafedrasida dotsenti Dilshod Valijonovich Nazaraliev hamda Toshkent irrigatsiya va qishloq xo‘jaligini mexanizatsiyalash muxandislari institutining “Gidravlika” kafedrasida professor-o‘qituvchilariga samimiy minnatdorchiliklarini bildirishadi.

Shuningdek, mualliflar ushbu darslikni tabiiyki, ba’zi bir kamchiliklardan holi emasligini e’tirof etgan holda, uning kelajakda sifatini oshirish maqsadida Siz bildiradigan e’tiroz va takliflaringiz uchun oldindan o‘z minnatdorchiliklarini bildiradilar.

O‘z takliflaringizni quyidagi manzilga yuborishingizni so‘raymiz:

*Toshkent shahri, akademik Qori Niyoziy ko‘chasi, 39-uy,
Toshkent irrigatsiya va qishloq xo‘jaligini mexanizatsiyalash muxandislari
instituti «Gidravlika» kafedrasida*

KIRISH.
FANNING PREDMETI.
UNDA O‘RGANILADIGAN ASOSIY OB‘EKT

Insoniyat o‘zining ish faoliyatida uchraydigan hayotiy muammolarni hal qilishda ko‘pincha har xil suyuqliklarning harakati hamda ularning qattiq jismlarga bo‘lgan ta‘sirini o‘rganadi.

Agar inson organizmida qonning harakati uning tirikligini belgilasa, Ona Zaminimizda suyuqliklar harakati tufayli hayot mavjudligi uchun omil ekanligini ta‘kidlash mumkin.

Yuqorida qayd etilgan muammolarni o‘rganish va tadqiqot qilish natijasida “Suyuq jismlar mexanikasi” yoki “Suyuqliklar mexanikasi” deb nomlanuvchi keng qamrovli fan yuzaga kelgan. Bu fan grek tilidagi atama bilan “Gidromexanika” deb yuritila boshlandi.

Bu fan o‘z navbatida suyuqliklar statikasi - «Gidrostatika» va suyuqliklar dinamikasi-«Gidrodinamika» bo‘limlarga bo‘linib, ikkinchi bo‘lim “Suyuqliklar kinematikasi” ni ham o‘z ichiga oladi.

Gidrostatika - suyuqliklarning nisbiy tinch holat qonuniyatlarini o‘rganib, ularni amaliyotda qo‘llash uchun uslubiyatlar yaratadi.

Gidrodinamika-suyuqlikning harakat qonuniyatlarini va ularning paydo bo‘lish sabablarini o‘rganish bilan birgalikda ularning tuzilish strukturalarini ham o‘rganadi.

Gidravlika fani, asosan, ikki yo‘nalishda rivojlangan:

1. Nazariy yo‘nalish - nazariya asoslarini matematik qonuniyatlar asosida o‘rganganligi sababli u *Nazariy Gidrodinamika* deb nomlangan.

2. Texnik yo‘nalish, ya‘ni suyuqliklarning nisbiy tinch holati va harakat qonuniyatlarini amaliyotda qo‘llashga doir tadqiqotlarni olib borish bilan o‘rganganligi sababli, u *Texnik Gidrodinamika* deb nomlangan.

Texnik yo‘nalish - *suyuqliklarning* texnik atamasi, ya‘ni “*Gidravlika*” deb atala boshlagan. Amaliyotdagi muammolarni yechishni yengillashtirish uchun ayrim cheklanishlar va taxminlarga yo‘l qo‘yiladi. Ishlab chiqarish amaliyotida suyuqliklar bilan bog‘liq gidravlik jarayonlarni o‘rganishda ma‘lum masshtabdagi tadqiqot va eksperimentlar o‘tkazilib, ular natijasida asosan, imperik va yarim imperik formulalar olinadi hamda hisob-kitob va loyixalashtirishda ulardan keng foydalaniladi.

Gidravlika so‘zi grekcha “xyudor” va “aulos” so‘zlari birikmasidan olingan bo‘lib, “suv” va “quvur” degan ma‘nolarni bildiradi. Suyuqlik va suyuqlik oqimi muammolarini o‘rganuvchi Gidravlika fani - fizika va nazariy mexanika qonunlariga asoslangan. Gidravlika fanida uchraydigan murakkab masalalarni

hamma vaqt nazariya asosida yechib bo'lmaydi. Nima uchun? Chunki, ro'y berayotgan jarayonlarni matematik differentsial tenglamalar yordamida tavsiflash mumkinligini bilamiz. Bu fizik jarayon matematik differentsial tenglamalar yordamida yozilganda sistema tarkibidagi tenglamalar soni va ro'y berayotgan gidravlik jarayonni to'liq talqin qiluvchi bu tenglamaga kiruvchi noma'lum parametrlar orasida nomutanosiblik mavjud bo'ladi, hamda bu nomutanosiblikni hozirgi tafakkurimiz doirasida faqat amaliy tajribalar natijasiga asoslanib, talqin qilish mumkin. Shuning uchun gidravlikada amaliy tajribadan keng foydalaniladi, ya'ni ilmiy tajriba keng qo'llaniladi. Gidravlikada amaliy tajriba yo'li bilan birinchidan, nazariy formulalarga kiruvchi koeffitsientlar va tuzatishlar, ikkinchidan, tajribaga asoslangan yangi formulalar kashf etiladi. Nazariya bilan amaliy tajribaning o'zaro aloqasi va ilmiy-tekshirish ishlarini keng tashkil etilishi Gidravlika fanini kelgusida yuqori ko'rsatkichlarga erishishida, xalq xo'jaligida muhim masalalarni yechimini topishda amaliy imkoniyat yaratadi.

Shunday qilib, Gidravlika fanining predmetini aniqlab, unga qisqacha quyidagicha ta'rif berish mumkin: *Gidravlika - tabiiy fanlardan biri bo'lib, suyuqlikning nisbiy tinch holat va harakat qonuniyatlarini o'rganadi va bu qonuniyatlarni kishilar jamiyatining mehnat faoliyatida qo'llash uchun uslublar yaratadi.*

Umuman, fan, o'zining o'rganilish jarayonida o'ziga xos yo'nalishlarga bo'linadi. Masalan, qurilish mutaxassisliklarida gidravlik inshootlar qurilishiga va ekspluatatsiyasiga bog'liq bo'lgan muammolar bilan shug'ullanadi yoki mashinasozlik, aviasozlik mutaxassisliklarida - bu sohalarga bog'liq bo'lgan fizik xodisalarni texnikada qo'llash uchun loyihalashtirish va ekspluatatsiya jarayonini o'rganadi.

Fanning rivojlanishi bilan hozirda, Gidravlika fanida o'rganiladigan ob'ekt sifatida, nafaqat suvni, balki, barcha tabiatda mavjud bo'lgan suyuqliklar qabul qilingan. Bo'lg'usi shifokorlarning ham fiziologiya fanini Gidravlika fani bilan qo'shib o'rganishi foydadan holi emas. Fikrimizning dalili sifatida Belgiyaning Gent universiteti «Gidravlika» kafedrasi olimlari tomonidan yaratilgan sun'iy inson yuragi modelidan sun'iy klapanlar sinovida keng foydalanayotganligini keltirish mumkin.

Gidravlika qonunlari texnikaning barcha sohalarida qo'llanilganligi uchun bu fanning amaliy ahamiyati benihoya kattadir. Gidravlika fanini qo'llanish sohaları - gidrotexnika, suv xo'jaligi va melioratsiya, gidroenergetikani suv bilan ta'minlash va kanalizatsiya, mashinasozlik, aviatsiya va xokazo.

FANNING RIVOJLANISH TARIXI HAQIDA

QISQACHA MA'LUMOT

Bu fanning tashkil topish tarixi ancha uzoq bo'lib, bir necha ming yillik tarixni o'z ichiga oladi. Umuman, insoniyat, suyuqliklar bilan ma'lum ma'noda munosabat o'rnatishi bilan suyuqliklar haqidagi qonuniyatlarni o'rganishga kirishgan.

Gidravlika fani tarixida birinchi ilmiy asar – Arximed tomonidan yozilgan (eramizdan avvalgi 287-212 yillar), «Suzuvchi jismlar» trakti hisoblanadi. Arximeddan keyingi 17 asr mobaynida Gidravlika fani taraqqiyotida sezilarli yutuqlar bo'lmagan.

XV-XVI asrlarda Leonardo da Vinchi (1452-1519 yillar) - “Suvning harakati va o'lchanishi” asarini yozdi, ammo bu asar 400 yildan keyin nashr etildi. S.Steven (1548-1620 yillar) - “Boshlang'ich gidrostatika”, Galileo Galiley (1564-1642 yillar), - 1612 yilda “Suvdagi jismlar tushunchasi va ularning harakati” maqolasini yozdi, Ye.Torrichelli (1608-1647 yillar) - kichik teshikdan oqayotgan yopishqoq bo'lmagan suyuqlikning tezligini aniqladi, B.Paskal (1623-1662 yillar) - suyuqliklarda bosimning tarqalish qonunini yaratdi, I.Nyuton (1643-1727 yillar) - 1686 yil suyuqliklardagi ichki ishqalanish tushunchasini berdi.

Nazariy jihatdan, Gidravlika fani Peterburg Akademiyasining xaqiqiy a'zolari D.Bernulli (1700-1782 yillar), L.Eyler (1707-1783 yillar) va M.V.Lomonosov (1711-1765 yillar) tomonidan rivojlantirildi. Gidravlika fani rivojida katta xizmat qilgan olimlardan - D.Poleni (1685-1761 yillar), A.Shezi (1718-1798 yillar), P.Dyubua (1734-1809 yillar), D.Venturi (1746-1822 yillar), Yu.Veysbax (1806-1871 yillar), O.Reynolds (1842-1912 yillar) va boshqalarni keltirish mumkin.

XIX asrning ikkinchi yarmidan Rossiyada Gidravlika fani yanada taraqqiy etishiga quyidagi olimlar katta hissa qo'shdilar. I.S.Gromika (1851-1889 yillar), D.I.Mendeleev (1834-1907 yillar), N.P.Petrov (1836-1920 yillar), N.Ye.Jukovskiy (1847-1921 yillar), N.N.Pavlovskiy (1884-1937 yillar) va keyingi yillarda I.I.Agroskin, Ye.A.Zamarin, I.I.Levi, K.A.Mixaylov, M.D.Chertausov, R.R.Chugaev, A.A.Uginchus va boshqalar. Shuni ta'kidlash lozimki, fanning «Gidrodinamika» bo'limi asoschisi D.Bernulli matematika qonuniyatlari asosida inson organizmida qonning harakatini o'rganish bilan shug'ullangan. Peterburg

akademiyasining haqiqiy akademigi D.Bernulli «Nafas olish» nomli dissertatsiya yozgan boʻlib, tabiatni matematika bilan uzviy bogʻliqlikda oʻrganish gʻoyasini targʻibot qilgan. Fikrimizning asosi sifatida uning zamondoshi L.Blyumentrostga yozgan xatidan quyidagilarni keltirish mumkin: «Nazarimda muskullar harakati, nafas olish, oziqlanish, koʻrish, ovoz paydo boʻlishi va boshqalarni oʻrganish borasida juda koʻp kuzatishlar oʻtkazdim. ...»

Bundan tashqari uning zamondoshi L.Eyler ham «Gidrodinamika» fani rivojlanishiga oʻzining salmoqli hissasini qoʻshgan. U ham tabiatda suyuqlik harakatini matematik qonuniyatlar bilan asoslab oʻrgangan. Uning «Arteriyalardagi qon harakati trakti» ilmiy ishi bunga yaqqol dalildir.

«Suyuqliklar mexanikasi» fanining eng rivojlangan davri sifatida XIX—XX asrlarni koʻrsatish mumkin. Bu davrning mashhur tadqiqotchilari F.Forxgeymer (1852 – 1933 yillar), M.Veber (1871 – 1951 yillar), Prandtl (1875 – 1953 yillar), M.A.Velikanov, (1879 – 1964 yillar), B.A.Baxmetov (1880 – 1951 yillar), N.N.Pavlovskiy (1886 –1937 yillar), N.M.Bernadskiy (1882 – 1935 yillar) Rebok (1864 – 1950 yillar), Kox (1852 – 1923 yillar) va boshqalardir.

GIDRAVLIKA FANINING MARKAZIY OSIYO VA O‘ZBEKISTONDA RIVOJLANISH TARIXI

Kishilar jamiyati o‘zining ongli hayotini boshlanishi bilan ona zaminimizda o‘z ehtiyoji uchun maxsulotlar yetishtira boshlagan. Bizgacha yetib kelgan ma’lumotlar bizning mintaqamizda dastlabki kishilar jamiyati yer bilan munosabatini Kopet Tog‘ oazisida bizning eramizgacha VI yillik bo‘lgan davrda boshlashganligini e’tirof etadi. Mahsulotlarni yetishtirishda sug‘orishdan foydalanish uchun kerakli suvni ular yaqin atrofdagi daryolar yoki ularning irmoqlaridan olishgan. Bizning eramizgacha V-IV ming yillik bo‘lgan davrda qabilalar Tejen (Gerirud) va Murg‘ob daryolari havzalarida yashashgan. Jamiyatning rivojlanishi natijasida ularning yashash tarzi o‘zgarib, yirik aholi punktlari vujudga kelgan. Masalan Oltintepa va Nomoztepa kabi aholi punktlarida 2 000-10 000 aholi istiqomat qilishgan.

Bizning eramizgacha III ming yillikka kelib, insonlar bronzani eritib, yerga ishlov berishga mo‘ljallangan mehnat qurollarini tayyolashni o‘rganishgan.

Ushbu ming yillik so‘ngida va II ming yillikni boshlanish davrida yerlardan foydalanishda o‘z madaniyatiga ega Oltintepa – Markaziy Osiyo janubida paydo bo‘lgan bo‘lsa, keyinchalik II ming yillik o‘rtalarida u aholi biz uchun noma’lum sabablarga ko‘ra mintaqamiz sharqiga ko‘chishgan. Balki, sug‘orish rejimining buzilishi oqibatida yerlarning sho‘rlanishi bunga sabab bo‘lgandir. Murg‘ob daryosi va Amudaryo (eski nomi Oko, keyinchalik Jayxun-quturgan) daryosining o‘rta oqimi vodiylarida yangi aholi punktlari paydo bo‘lib, ular ham sug‘orma dehqonchilik bilan shug‘ullanishgan. Bu taxminan eramizdan oldingi I ming yillikka to‘g‘ri kelib, ular Margiana i Baqtriya degan nomlar bilan yuritilganligi Frantsiyaning Parij shahridagi Luvr tarix muzeyining Markaziy Osiyo mintaqasi bo‘limidagi xaritalarda e’tirof etilgan.

Bizning eramizgacha X asrga kelib, Markaziy Osiyoda temirdan yasalgan mehnat qurollaridan keng foydalanila boshlangan. Bu o‘z navbatida sug‘orma dehqonchilikdan keng foydalanish imkoniyatini yaratgan.

Bizning eramizgacha X-VII asrlarga kelib, Murg‘ob daryosi deltasida va Janubiy-Sharqiy Kasbiy bo‘yi atroflarida katta maydonlarni sug‘orishga muljallangan va katta daryolardan suvni oluvchi murakkab sug‘orish tizimlari mavjud bo‘lgan. Buning natijasida magistral kanallar tarmog‘i paydo bo‘lib, tabiiyki ular atrofida katta aholiga ega qal’alar va saroylar paydo bo‘lgan. Bunga

misol tariqasida eramizgacha IX-VI asrlarda Baqtriya (markazi Baqtriya), So'g'diyona, (markazi Maroqand, hozirgi Samarqand shahri yaqinida), kabi mamlakatlarni keltirish mumkin. Ularda va hozirgi Xorazm viloyati hamda Farg'ona vodiysi hududidagi viloyatlarda ham yetishtiriladigan hosil mo'ligini ta'minlovchi katta va kichik murakkab sug'orish tizimlari qurilganligi tarixiy manbalarda keltirilgan. Bizning eramizgacha I asrda Kushon davlati tarkibiga kirgan Baqtariyada shaharlar barpo etilib, juda ko'p miqdorda sug'orish kanallari qurilgan. Bu davlat juda katta bo'lib, uning sarhadlari Xitoydan sharqiy Erongacha cho'zilgan. Kushon davlati Rimdan tortib, Kichik Osiyo davlatlarigacha savdo aloqalari qilib, savdo-sotiq Hindiston yarim oroli dengiz portlari orqali amalga oshirilgan.

U davrlarda yashash joylari xom g'ishtdan qurilib, ular tez-tez buzilib, o'z o'rnida qayta qurilib turilgan. Shu sababli, bu joylarda yerning balandlik belgisi doimo ko'tarilib, baland tepaliklar paydo bo'lgan. Bunga misol tariqasida Janubiy Turkmaniston hududidagi tepalikni keltirish mumkin. Undagi uylar qoldig'i balandligi 32 metrni tashkil etadi.

Eski sug'orish tizimlarini o'rganishda aerofotometodlardan keng foydalaniladi. Ushbu metodlar qo'llanilganda samolyotlar turli balandliklarda uchib, olingan materiallar qayta ishlangan va eski tarixiy sug'orish tizimlari to'g'risida aniq ma'lumotlar to'plangan. Samolyotlar uchish balandligi 300-130 m dan 300-600 m va 2000-1000 m balandliklarni tashkil qilgan. Albatta, olinadigan natijalar arxeologik tadqiqotlar natijalari bilan taqqoslanadi. Bunda asosan Mustaqil Davlatlar Hamdo'stligi mamlakatlari xududlari uchun 1:2000, 1:4000 va 1:6000 masshtablar qo'llanilgan.

Ikkinchi jahon urushidan keyin (Ikkinchi Jaxon urushi 1939-1945 yy.ga to'g'ri keladi) Markaziy Osiyo hududida va ayniqsa Amudaryo va Sirdaryo daryolar havzalarida sug'orish tizimlarini o'rganish bo'yicha arxeologik tadqiqotlar jadal olib borilgan. Bu albatta tabiiy, chunki bu davrga kelib, bu regionda ayniqsa Vatanimiz hududida jamiyat uchun juda kerakli paxta yetishtirishga ehtiyoj oshgan, buning uchun yangidan yangi yerlar o'zlashtirilishi va bu yerlarni sug'orish ehtiyoji o'sha davrda o'z tarkibiga Markaziy Osiyo davlatlarini olgan Sovet Sotsialistik Respublikalari Ittifoqi (SSSR) xukumati uchun juda yuqori bo'lgan.

Tadqiqotlar natijasi Vatanimizning Xorazm viloyati hududida arab maktablaridan birmuncha avvalgi davrlarda sug'orma dehqonchilikni rivojlantirishga doir tadqiqotlar va kuzatuvlar olib borilib, murakkab sug'orish

majmualari qurilganligini ko'rsatgan. Mashhur olim Abu Rayxon Muxammad ibn Axmad al-Beruniy, (taxminan 973-1050 yy.) Amudaryoning gidrologik rejimini asoslab, u qor-muz erishi xisobiga suv bilan ta'minlanishini ta'kidlagan. Bu daryoda suv sathining ko'tarilishi va o'z navbatida oqib o'tayotgan suv miqdorining ko'payishi, Yaqin Sharq daryolari Tigr va Yefratlarda sathning pasayishiga to'g'ri kelishini ta'kidlagan va suv sathi yil davomida ikki marotaba ko'tarilib, birinchi ko'tarilish mart oyining 20 sanasiga to'g'ri kelib, u Ko'k qamish davrdagi suv sathi ko'tarilishi deb yuritilgan. Ikkinchi suv sathi ko'tarilishi iyun oyining ikkinchi dekadasi va avgust oyining boshlanishiga mos kelishini e'tirof etgan. Sobiq Ittifoq-SSSR Fanlar Akademiyasining Xorazm ekspeditsiyasi olimlari esa Orol bo'yidagi eng ko'hna sug'orish tizimlari mavjud bo'lganligini aniqlashgan. Bizning eramizgacha II minginchi yilligida dastlab Amudaryoning ko'miluvchi irmoqlaridan sug'orish tizimi sifatida foydalanishgan. Keyinchalik eramizgacha IX-VIII asrlarda bu ko'milib qolgan irmoqlarda uzunligi 1 km gacha boradigan sug'orish ariqlari qazishgan. Bu ariqlarni tarmoqlarga bo'lishni ham o'zlashtirishgan.

Eramizgacha IX-VIII asrlarda Murg'ob oazisida yirik shaharchalar paydo bo'lib, ularda va ular atrofida bir necha kilometr uzunlikdagi magistral kanallar qazilgan. Murg'ob daryosi Amudaryoga nisbatan kichik va kam quvvatli bo'lganligi sababli, bu daryoni boshqarish Amudaryoga nisbatan oson bo'lgan va shu sababli, unda ko'proq sug'orish tizimlari qurilib, ishlatilgan. Tedjen daryosidagi irrigatsiya va gidrotexnika inshootlarni qurish Amudaryo havzasida jadal olib borilganligini ham shu fikr bilan asoslash mumkin.

Arxik davrda Markaziy Osiyoda madaniyatni yuksak darajada rivojlanishi ham suvga bo'lgan ehtiyojni oshirib, magistral kanallar qurilishiga zamin yaratgan.

Shu o'rinda ta'kidlash joizki, Amudaryo qirg'oqlarida qurilgan bu murakkab irrigatsiya tizimlari sxemalari juda ajoyib muxandislik yechimlari mavjudligini ko'rsatadi. Masalan magistral kanalning loyqa bosishini oldini olish uchun suv dastlab, quriyotgan daryo irmog'iga olingan va bu keng sohada loyqa suv tindirilib, keyin magistral-shox kanalga va undan taqsimlash kanallariga uzatilgan. Magistral kanal uzunligi 9 km, kengligi 15-20 m. atrofida bo'lgan. E'tibor bering, AQSh irrigatsiya tarmoqlarida hozirda qo'llanilayotgan usul bizning ajdodlarimiz tomonidan bir necha ming yil avval qo'llanilgan ekan.

Irrigatsiyaning rivojlanishi natijasida Markaziy Osiyoda Amudaryoning asosiy o'zanidan suv olish inshootlarini qurish usullari ham o'zlashtirilgan. Bunda

kanallar ko'ndalang kesimi suv sathi bo'yicha 40 m kenglikka va uzunligi bir necha 10 km ni tashkil etgan.

Bizning eramizgacha, VI-V asrlarga kelib, irrigatsiya va gidrotexnika shunday darajada rivojlanganki, u davrda qurilgan kanallarda insonlar 1000-1200 yil davomida foydalanishgan. Suv olish inshootlarining boshlanish uchastkalari, suv oqimining loyqalari hisobiga tez loyqa bosgan va uni tozalanishi oqibatida hozirgi Qarshi magistral va Buxoro mashina kanallarining bu uchastkalaridagi vaziyatlar vujudga kelgan. Buning natijasida yangi suv olish kanali qurilgan, u tabiiyki, avvalgi o'rniga nisbatan daryoning yuqori oqimida qurilgan va bu suv olish kanali uzunligi 15-20 kilometrni tashkil etgan. Xuddi shu vaziyat Amu-Buxoro Mashina kanalida kuzatilmoqda. Umumiy uzunligi 1 km atrofida suv olish kanali hozirda 14 km ga yetgan. Suv olish kanalining umumiy kengligi 20 m atrofida bo'lgan. Bu arxiv davr kanallari yetarli darajada sayoz va keng bo'lganligini tasdiqlagan. Taqsimlovchi kanallar avvalgi o'zanlarga nisbatan boshqacha shaklda bo'lgan. Lekin, magistral kanaldan to'g'ri burchak bilan uzoqlashgan, bu suvning tejamini kamaytirgan. Bunday shakldagi kanallar arab davlatlari hududida ham mavjud bo'lganligi aniqlangan. Bunday to'g'ri to'rtbo'rchak shakldagi, to'g'ri burchak ostida tutashgan kanallarni tez loyqa bosganligi kuzatilgan.

Bizning eramizgacha I-IV asrlarga kelib, hozirgi Xorazm viloyati hududida Amudaryoning asosiy o'zanidan suv oluvchi yuqori quvvatli suv olish imkoniyatiga ega bo'lgan magistral kanallar barpo etilgan. Bunday kanallar atrofida yirik aholi yashaydigan xududlar, shaharlar, qal'alar vujudga kelgan. Shu bilan birgalikda eski kanallar o'rnida yoki ularga yaqin xududda ko'ndalang kesimi kichik va katta chuqurlikka ega bo'lgan kanallar ham qazilgan. Bu yer qazish ishlarini kamaytirib, kanallarni o'zani tubiga qattiq jism zarrachalari – nanoslarni cho'kishini jadalligini kamaytirib, tozalash ishlari hajmini ham kamaytirgan. Taqsimlash kanallari ham to'g'ri burchak ostida emas, balki o'tkir burchak ostida magistral kanalga tutashtirilgan. Bu kanallarning umumiy uzunligi 300 km atrofida bo'lgan.

Yana jonajon Vatanimiz hududidagi gidrotexnik inshootlardan biri – to'g'onlar bo'lib, ular baland sug'orish maydonlariga suvni yetkazishda qo'llanilgan. Lekin ular nimjon materiallar, masalan taxtalardan qurilganligi sababli, nisbatan tez buzilgan va har yili qaytadan qurilgan.

Sug'orma dehqonchilik rivojlanishi Sariqamish deltasida ham taxminan Xorazmda rivojlangan davrga to'g'ri keladi. Bu xududda 40 metr kenglikdagi kanallar barpo etilgan. Bundan tashqari, kanallarning ko'ndalang kesimida sath bo'yicha kengligi 16, 15, 14 m va undan ham kichik bo'lgan. Kanallar qisqa bo'lib, magistral kanal bilan to'g'ri burchak ostida tutashgan bo'lgan. Ularning o'zan tubi nishabligi 0,001 bo'lgan. Bizning eramizgacha IV asrgacha xuddi Amu Buxoro Mashina kanalidagidek bir necha suv olish kanallariga ega bo'lgan magistral kanallar barpo etilgan. Suv olish kanallari quriladigan daryoning sohasida dambalar va oqimni yo'naltiruvchi inshootlar qurilib, yuvilishni oldini olishgan va suv olish inshootlarini ekspluatatsion sharoitini to'g'rilashgan. Shu bilan birgalikda me'yoridan ortiq suvni o'tkazish uchun boshqaruv suv tashlash kanallarini qurishni ham bizning Vatanimizda o'zlashtirishgan. Bundan tashqari, magistral kanalning ko'ndalang kesim yuzasi oqim yo'nalishida kirish sohasidan boshlab torayib borishi ham aynan Vatanimiz hududida ilk bor gidrotexnika amaliyotida qo'llanilgan. Masalan, shu davrdagi umumiy uzunligi 30 km bo'lgan kanalning kirish sohasida ko'ndalang kesimining sath bo'yicha kengligi 22-25 m bo'lgan bo'lsa, tugash qismida bu kanal ko'ndalang kesimi taxminan 9-10 m bo'lgan. Boshqa bir umumiy uzunligi 50 km bo'lgan kanalning kirish sohasida ko'ndalang kesimining sath bo'yicha kengligi 45 m bo'lgan bo'lsa, tugash qismida bu kanal ko'ndalang kesimi taxminan 12 m bo'lgan. Bu usul bizning eramizgacha V asr boshlarida keng qo'llanila boshlanib, ushbu tadbir o'tkir burchak ostida asosiy o'zan bilan tutashgan kanallarda suvni tejab, loyqa bosishni kamaytirgan va kanal o'zanini cho'kkan nanoslardan tozalash ishlari hajmini kamaytirgan.

Eski Shoxobod - hozirgi Shavot kanali eski Vedak va Buvva (Buva) kanallari o'zanida qazilib, bizning eramizda qariyb ming yil davomida foydalanilgan. Vedak Urganch shahri aholisini suv bilan ta'minlagan. Bu kanallar Madra kanaliga tutashib, Gurganj shahrigacha borgan. Madra kanali hozirgi G'azovot kanali o'zanida bo'lgan.

Eski kanallardan biri Kurder (Kerder) hozirgi Kegeyli kanali o'zanida bo'lgan. Kegeyli kanali 4 ta suv olish kanaliga ega bo'lgan. Bu suv olish kanallari ma'lum masofada birlashtirilib, asosan daryodagi suv sathi va suvga bo'lgan ehtiyojga qarab foydalanilgan. Bu kanal Amudaryoning eski o'zanida qurilgan degan ma'lumot tarixiy manbalarda keltirilgan.

Sirdaryo havzasida ham irrigatsiya tizimlarini va gidrotexnika inshootlarini qurilishi taxminan xuddi Amudaryodagi kabi keltirilgan davrlarda davom etgan.

Kanallar kengligi va uzunligi va boshqa suv oqimining gidravlik parametrlari va gidrodinamik xarakteristikasi Xorazmdagi kanallarga mos kelgan. Bizning eramizgacha VI-I asrlarda suv oqimini boshqarish maqsadida magistral kanallar tizimi va kichik suv omborlari qurilib, ular o‘zaro tutashtirilgan. Asosiy o‘zanlarda suv kamayganda bu suv omborlaridagi suv hajmlaridan foydalanilgan. Keyinchalik Markaziy Osiyo hududidagi Mesopotamiya davlatida ham suv oqimini boshqarish va undan oqilona foydalanishda shu usullar keng qo‘llanilgan. Masalan, bizning eramizgacha II ming yillikda qurilgan havza planda kvadrat shaklda bo‘lib, tomonlari 180 m, chuqurligi 1-2 m, umumiy suv hajmi taxminan 30-35 ming kubometr bo‘lgan.

Sirdaryo xavzasida, irrigatsion tizimlarni qurilishi uchun tarixiy sharoitlar bo‘lmaganligi sababli, hududida eski arxik sug‘orish tizimlari saqlanib qolgan.

Masalan, Toshkent shahri tarixi 2 000 yillar atrofida bo‘lib, u tarixiy arab manbalarda ilk bor Chosh yoki Shosh deb, eramizgacha II asr boshlarida paydo bo‘lgan. Buyuk mutafakkir al-Xorazmiy IX asrda Toshkent Chirchiq daryosi suvi bilan sug‘oriladigan oazisda joylashgan deb e‘tirof etgan. Yirik irrigatsiya inshootlari bu xududda eramizgacha VI va II asrlarda hozirgi Toshkentning o‘rnida mavjud bo‘lgan Shoshtepa shaharchasi hududida va uning atrofida qurilganligi tarixiy manbalarda e‘tirof etilgan.

Sirdaryoning ko‘milgan irmoqlari ham Amudaryoniki kabi sug‘orish maqsadlarida foydalanilgan. Bu kanallar ko‘ndalang kesimi sath bo‘yicha kengligi 10 metr atrofida bo‘lib, uzunligi 180 km gacha yetgan.

Umumiy sug‘orish maydoni, Orol dengizi atrofida, ya‘ni Orol dengizi havzasida 5 mln ga maydonni tashkil etgan.

Bu xududda murakkab sxemali irigatsiya tizimlari va gidrotexnik inshootlar eramizgacha I ming yillikda mavjud bo‘lganligi Xitoy tarixiy manbalarida keltirilgan.

Ashxoboddagi (Annau) nurab ketgan muhandislik inshooti qadimda quruvchilar katta sug‘orish tizimlarini qurishni bilganliklaridan dalolat beradi. Masalan, juda qadimiy, hozirda ham ishlayotgan sug‘orish tizimi – «Shoxrud» ming yillar ilgari O‘rta Osiyoda qurilgani bizni hayratga soladi. 861 yilda Abul Abbas Axmad ibn Muhammad ibn al-Farg‘oniy (taxminan 797-865 yillar) Qohira yaqinidagi Ravzo orolida nilometrni, ya‘ni Nil daryosi suvi sathini belgilovchi uskunani yasagan. O‘zbek davlatchiligi asoschilaridan biri Amir Temur saroyida qurilgan favvora inshooti ko‘pchilik yevropalik elchilarni hayratga solganligi

tarixiy manbalarda ta'kidlangan. Fikrimizning isboti sifatida frantsuz yozuvchisi Lyusen Keren tomonidan yozilgan «Amir Temur saltanati» asarida Ispaniya xukmdori Henri III ning Vatanimizga jo'natgan elchisi Rui Gonsales de Klavixoning kundaligida 1404 yil 8 sentyabrdagi ulug' Amir Temurning Samarqand shahri tashqarisidagi uchrashuvini quyidagicha ta'riflagan: "Hukmdor (Amir Temur) hashamatli uy oldidagi shohsupa ustida o'tirardi. Uning yonidagi favvora suvlari ancha balandga otilib, xovuzga qaytib tushar, hovuzda esa qizil olmalar suzib yurardi". Bu ma'lumotlar suyuqlik va suyuqlik oqimini o'rganish va undan foydalanish bizning Vatanimizda qadimdan boshlanganligi haqida so'z yuritishimizga asos bo'ladi. Shu o'rinda g'urur bilan ta'kidlashimiz mumkinki, irrigatsiya va gidrotexnika inshootlarini qurish, ulardan samarali foydalanish sohasida bizning Vatanimizda yashagan ajdodlarimiz yuqori darajadagi bilim va tajribalarga ega bo'lgan. Tan olish kerak, ajdodlarimizning o'zandagi jarayonlar, suv saqlash inshootlari, kanallarni qurish tajribalarini o'z zamonasining eng oliy darajasidagi, hattoki hozirgi davrda bizga noma'lum bo'lgan bilim va ko'nikmalarga ega bo'lganligini yuqoridagi fikrlarimiz to'liq tasdiqlaydi.

GIDRAVLIKA FANINI O'RGANISHGA ZAMONAVIY QARASHLAR

Hurmatli o'quvchi, Sizning e'tiboringizga havola etayotgan ushbu qo'llanmada asosan o'rganiladigan ob'ekt sifatida suyuqlik, hususan biz uchun suv ekanligini e'tirof etgan edik. Bizning Markaziy Osiyo mintaqasida va bizning jonajon Vatanimizda suvning qadri misli ko'rilmagan darajadiligini yuqorida keltirilgan tarixiy ma'lumotlardan xulosa qilishimiz mumkin. Shunga asosan, xalqimizda, "Otang mirob bo'lsa-da, tomorqang buloq boshida bo'lsin", yoki "Suvsiz hayot yo'q" degan iboralar bejizga aytilmagan. Bundan tashqari, sevimli iboramiz obod so'ziga e'tibor bering-a, fors tilidan tarjima qilsak, suv yetib borgan xudud ma'nosini bildiradi.

Ming afsuski, hozirda Umumjahon Bankining ma'lumotlariga qaraganda, planetamizning 25 % aholisi suv yetishmasligini boshdan kechirayotgan bo'lsa, 1 mlrd dan ko'p aholi ichimlik suv yetishmasligidan aziyat chekmoqda. Bu taqdirga 2025 yilda 2 milliard kishi mahkum bo'lishi, 2050 yilda ularning soni planetamiz aholisini 65%ini tashkil qilishi bashorat qilinmoqda.

Ta'kidlash lozimki, suv chegara bilmaydi, undan barcha millat va elat halqlari, turli mamlakatlar aholisi foydalanadi. Markaziy Osiyo hududida: Qozog'istan, O'zbekiston, Turkmaniston, Tojikiston, Kirg'iziston davlatlari joylashgan. Lekin, suv resurslari umumiy bo'lganligi uchun ularning tarkibiga Afg'onistonni ham kiritish mumkin. Ularning asosiy ko'rsatkichlarini quyidagicha tasniflash mumkin:

Davlatlar nomi	Umumiy maydoni, m^2	Sug'oriladigan maydoni, km^2	Aholisi soni	O'sish dinamikasi, %
Qozog'iston	2 724 900	35160	15 522 370	0,40
O'zbekiston	447 4 00	42320	28 128 600	0,94
Turkmaniston	488100	18000	4 997 500	1,14
Tojikiston	143 100	7220	6 627 200	1,84
Qirg'iziston	199 951	10 146	5 587 443	1,42

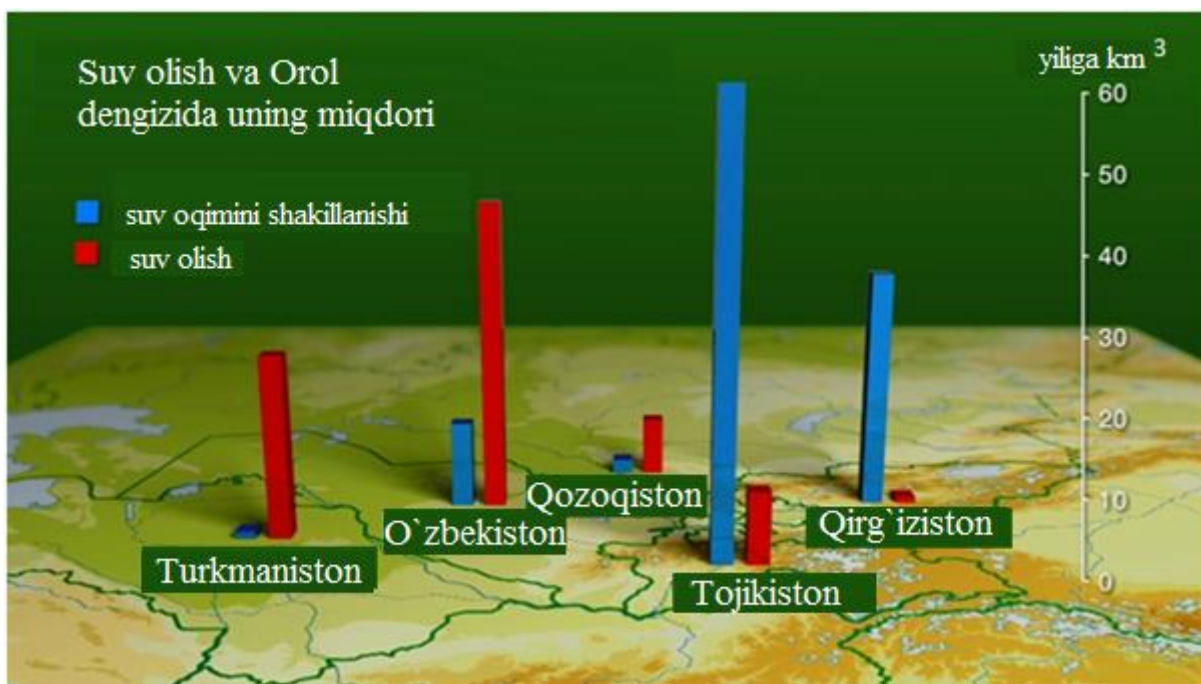
Bu mamlakatlar aholisi asosan Orol dengizi havzasini tashkil etuvchi va ularning hududidan oqib o'tuvchi Amudaryo va Sirdaryo daryolari suv oqimidan foydalanishadi. Markaziy Osiyo hududida Orol dengizi havzasi daryolari qariyb $H_{maks}=7\,500$ m balandlikdagi cho'qqilarga ega Pomir va Tyanshan tog'laridan boshlanib, Orol dengizigacha borib quyiladigan Amudaryo va Sirdaryo daryolari hisoblanadi. Amudaryoning umumiy uzunligi $L_A=2743$ km bo'lib, havzasining umumiy maydoni $\Omega_A=300\,000$ km^2 ga teng. Sirdaryo esa $L_C=2\,790$ km uzunlikka ega bo'lib, havzasining yuzasi $\Omega_S=200\,000$ km^2 maydonni tashkil etadi.

Bu daryolar yuqorida e'tirof etilgan mamlakatlar hududidan oqib o'tganligi sababli, ular barcha mamlakatlarning iqtisodini, sanoatini, xalq va qishloq xo'jaligini o'zaro bog'lab turadi. Amudaryoning chiziqli sxemasidan ko'rinib turibdiki, Afg'oniston hududida shakllanuvchi Qunduz, Murg'ob, Tejen, Panj daryolari Turkmaniston Respublikasini suv bilan ta'minlovchi umumiy uzunligi qariyb 1400 km bo'lgan Qoraqum kanali suv olish sohasidan 20 km yuqorida Amudaryoga quyilishi va davlat xukumati sug'orma dehqonchilikni shaxdam rivojlantirishga hozirlik ko'rayotganligi sababli, uni Markaziy Osiyodagi transchegaraviy suv resurslaridan foydalanuvchi davlatlar tarkibiga kiritish mumkin.



1-rasm.

Bugungi davrga kelib bu davlatlarning hududida paydo bo‘layotgan suv resurslari va unga bo‘lgan davlatlar ehtiyoji quyidagi rasmda keltirilgan.

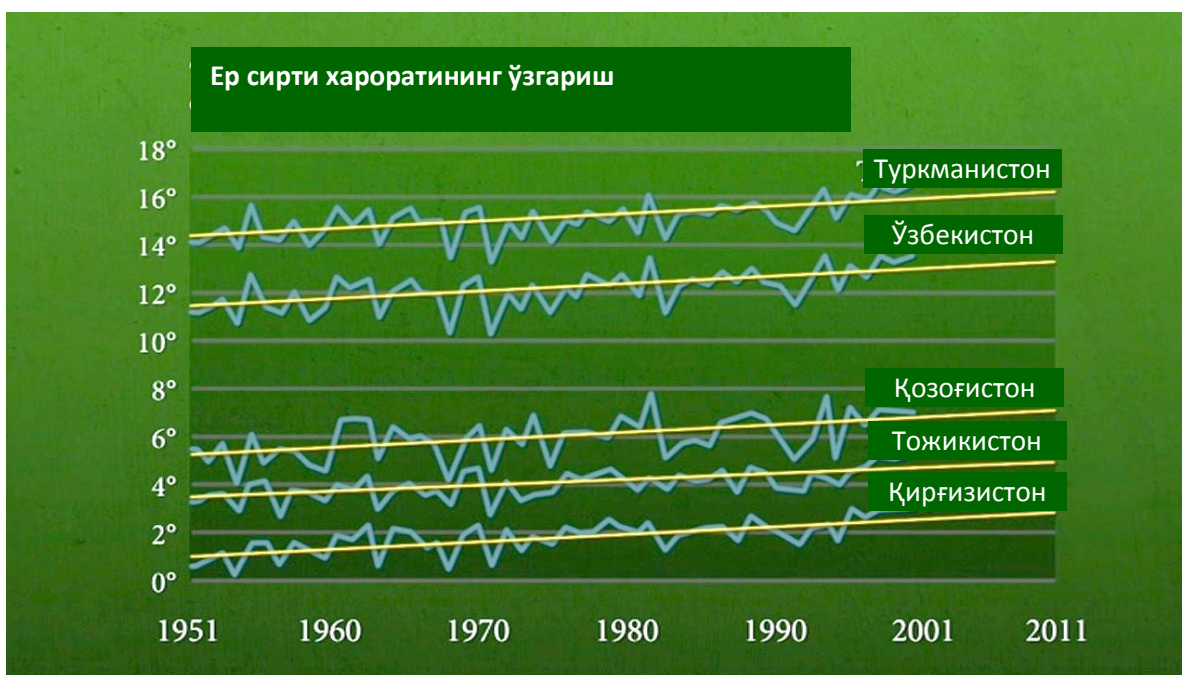


2-rasm.

E'tibor berib ushbu rasmini o'rgansa, qiziq paradoksnı payqashimiz mumkin. Daryolarning boshlanib, shakllanish sohasida joylashgan, mamlakatlarda (Tojikiston, Qirg'iziston), tog'li xududlar katta maydonni egallab, juda katta suv resurslari zahirasiga egadirlar va ularda sug'orma dehqonchilikka ehtiyoj juda kam.

Daryolarning quyi qismlarida joylashgan davlatlar (Qozog‘iston, O‘zbekiston, Turkmaniston) esa dasht va cho‘llarga ega bo‘lib, rivojlangan murakkab irrigatsiya va gidrotexnika inshootlariga va sug‘orish maydonlariga ega, suv resurslaridan foydalanishga ehtiyoji yuqori. Birgina Vatanimiz hududida, bizning qariyb, 4,3 million gektar sug‘oriladigan yerga kerakli suv resurslarining atigi 10 % miqdori bizning hududimizda shakllanadi. Qolgan 90 % suv resursi transchegaraviy, ya’ni qo‘shni davlatlar hududidan oqib o‘tuvchi suv resurslari hisobiga qoplanishi kerak yoki yana bir fakt, Markaziy Osiyo suv havzasining yuqori qismidagi davlatlar asosan suv resurslaridan elektr energiyasi ishlab chiqarishga intilsa, unga ehtiyoj oshishi yilning noyabr-mart oylariga to‘g‘ri kelsa, daryolarning quyi havzasidagi davlatlarda sug‘orish uchun suvga ehtiyoj may-sentyabr oylariga to‘g‘ri kelmoqda. Bu nomutanosiblik ham o‘z yechimini kutmoqda.

Bundan tashqari, butun planetamizda kuzatilayotgan global isish jarayoni Markaziy Osiyo hududida o‘rtacha yiliga 2°C ni tashkil qiladi (3-rasm).



3-rasm.

Bundan tashqari, ona zaminimizdagi haroratning ko‘tarilishi natijasida, Orol dengizining qurib, umumiy gidrologik tsiklik jarayonning buzilishi, mintaqamizni suv resurslarini ta’minlovchi abadiy muzliklarimizning keskin chekinishi

kuzatilmoqda. Masalan, Markaziy Pomir tog‘idagi Fedchenko muzligidagi bu jarayon 4-rasmda keltirilgan.



4-rasm.

Yurtimiz istiqbolga erishgan kunlardan boshlab mamlakatimizda xalq xo‘jaligining barcha sohalarida tub o‘zgarishlar yuz bermoqda. Xususan, suv xo‘jaligi sohasida ham islohotlar izchil olib borilmoqda.

O‘zbekistonda juda murakkab o‘ziga xos gidromeliorativ tizim mavjud bo‘lib, bu tizim respublikaning 4,3 mln. gektarga yaqin sug‘oriladigan yerlariga obi-hayot yetkazadigan 180 000 km sug‘orish kanallari, 140 000 km kollektor drenaj tarmoqlariga ega.

Faraz qiling, bularning umumiy uzunligi birlashtirilsa, ona zaminimizdan toki uning tabiiy yo‘ldoshi Oygacha qariyb 5 marta borib kelishimizga teng bo‘lar ekan.

Respublikamizda barpo etilgan bu murakkab majmuani normal ish faoliyatini taminlovchi 160 000 gidrotexnik inshootlari (ularning 800 dan ortig‘i yirik inshootlar), yillik quvvati 8,2 milliard kilovatt bo‘lgan 1 588 nasos stantsiyalari 4 100 skvajinalar, umumiy suv sig‘imi 19,8 mlrd m³ 55 suv omborlari majmuasidan iboratdir. Bu majmua tarkibiga kiruvchi inshootlar qurilishi suv oqimining dinamikasiga keskin ta‘sir ko‘rsatishi tabiiy holdir. Yuqorida zikr etilgan barcha

gidrotexnik inshootlar majmuasi suv oqimi dinamikasiga keskin ta'sir etishi va bu ta'sir sohasini aniqlash, oqim dinamikasining o'zgarishi natijasida ro'y beradigan o'zanlar va suv oqimi o'zaro ta'siri o'zandagi jarayonlar haqida ma'lum ma'lumotlarga gidrotexnik yoki suv xo'jaligi sohasi mutaxassislari ega bo'lishi kerak. Gidrotexnik inshootlar o'z navbatida uzoq yillar davomida ishlatilishi natijasida bugungi talab darajasida emasligi, yildan yilga kamayib borayotgan suv resuslarining majmua inshootlarining eskirishi hisobiga isrofining oshib borishi va majmua tarkibidagi inshootlarni samarali, tejamkor ishlaydigan ko'rinishda qayta ta'mirlash zaruriyati paydo bo'lishi sohaga e'tiborni yanada oshirish masalasini dolzarbligini ko'rsatadi. Jonajon O'zbekistonimiz iqtisodiyotida agromajmua tarmog'i muhim o'rin egallashi va bu soha mahsulotlari asosan sug'oriladigan yerlarda yetishtirilishini hisobga olsak, suv oqimi harakatini o'rganish va undan oqilona foydalanish bo'yicha kerakli ma'lumotlarga ega bo'lish kelgusida tayyorlanadigan agromajmua sohasi mutaxassislari qanchalik darajada zarurligini tasavvur qilishimiz mumkin. Bu o'z navbatida kelajakda bunday mashaqqatli, lekin sharafligi muammoni hal qiluvchi suv xo'jaligi mutaxassislari bo'lgan talabni oshiradi. Bo'lg'usi mutaxassislar puxta bilim olishlarini davrimizning o'zi talab etmoqda. Buning uchun esa bugungi kun talablariga javob beradigan adabiyotlar bilan bo'lg'usi soha mutaxassislari ta'minlash kerak. Shularni inobatga olib, mualliflar mamlakatimizda suv xo'jaligini rivojlantirishda gidravlika fanining o'rni beqiyosligini e'tirof etgan holda o'z ona tilimizda adabiyot yaratishga kirishgan edilar. Albatta, ushbu darslikning sifati va qulayligini baholash o'quvchilar hukmiga havola.

**GIDRAVLIKA FANINING MARKAZIY OSIYO VA O‘ZBEKISTONDA
RIVOJLANISH TARIXI MAVZUSIGA DOIR TEST-NAZORAT
SAVOLLARI**

1. Markaziy Osiyo hududida qadimda irrigatsiya tarmoqlari rivojlanganmi?

- a) Bizga ma'lum emas;
- b) Yo'q;
- c) Respublikamizning hozirgi Xorazm viloyati hududida murakkab irrigatsiya tarmoqlari qurilgan;
- d) Qisman.

2. Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan taqsimlovchi kanallar magistral kanallarga qanday tutashtirilgan, bu sxema suv sarfini tejash imkoniyatini berganmi?

- a) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan taqsimlovchi kanallar magistral kanallarga to'g'ri burchak ostida tutashtirilgan, bu sxema suv sarfini tejash imkoniyatini bermagan;
- b) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan taqsimlovchi kanallar magistral kanallarga o'tkir burchak ostida tutashtirilgan, bu sxema suv sarfini tejash imkoniyatini bergan;
- c) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan taqsimlovchi kanallar magistral kanallarga o'tmas burchak ostida tutashtirilgan, bu sxema suv sarfini tejash imkoniyatini bermagan;
- d) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan taqsimlovchi kanallar magistral kanallarga suv omborlari orqali tutashtirilgan, bu sxema suv sarfini tejash imkoniyatini bermagan.

3. Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallar daryo o'zani bilan qanday tutashtirilgan va nima uchun?

- a) Qadimda Vatanimiz hududida barpo etilgan magistral kanallar daryo o'zani bilan to'g'ridan-to'g'ri tutashtirilgan, shuning uchun ko'proq suv olishgan;
- b) Qadimda Vatanimiz hududida barpo etilgan magistral kanallar daryo o'zani bilan to'g'ri burchak ostida tutashtirilgan, shuning uchun ko'proq suv tejalgan;

- c) Qadimda Vatanimiz hududida barpo etilgan magistral kanallar daryo o'zani bilan o'tkir burchak ostida tutashtirilgan, shuning uchun kanal tubini loyqa bosmagan;
- d) Qadimda Vatanimiz hududida barpo etilgan magistral kanallar daryo o'zani bilan tutashmagan, ularning o'rtasida suv omborlari bo'lgan, ularda suv tindirilgan va magistral kanalga tiniq suv uzatilishi uni loyqa bosishini oldini olgan.

4. Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallarning geometrik o'lamlari qanday bo'lgan?

- a) Qadimda Vatanimiz hududida barpo etilgan kanallar uzunligi 10 km gacha, ko'ndalang kesim bo'yicha kengligi 16 m, 14 m, 12 m va undan kichik bo'lgan;
- b) Qadimda Vatanimiz hududida barpo etilgan kanallar uzunligi 50-100 km gacha, ko'ndalang kesim bo'yicha kengligi 40-50 m va undan kichik bo'lgan;
- c) Qadimda Vatanimiz hududida barpo etilgan kanallar uzunligi 300 km gacha, ko'ndalang kesim bo'yicha kengligi 50 m va undan kichik bo'lgan;
- d) Barcha javob to'g'ri.

5. Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallar o'zani tubining nishabligi qanday bo'lgan?

- a) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallarning o'zan tubining nishabligi 0,001 bo'lgan;
- b) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallarning o'zan tubining nishabligi 0,0001 bo'lgan;
- c) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallarning o'zan tubining nishabligi 0,0005 bo'lgan;
- d) Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallarning o'zan tubining nishabligi 0,01 bo'lgan.

6. Qadimda Vatanimiz hududida kanallar qurilishida nima uchun keng sayoz o'zandan voz kechilib, chuqur va kichik o'lchamli ko'ndalang kesimga o'tilgan?

- a) Olinadigan suv miqdorini oshirish;
- b) Qurilishni tezlashtirish;
- c) Daryoning gidrologik rejimiga ta'siri kamaytirilgan;

d) Kanal o‘zanida suv oqimi tarkibidagi qattiq jism zarrachalari cho‘kmagan va kanaldan bir necha yuz yillar davomida foydalanilgan.

7. Qadimda Vatanimiz hududida qurilgan magistral kanallar o‘zanining ko‘ndalang kesimi oqim bo‘ylab o‘zgarganmi? Javobingizni asoslang.

a) Yo‘q, qurilishi qulay bo‘lgan;

b) Ha, chunki tarmoqlanish hisobiga suv o‘zanda kamaygan va shunga mos ravishda o‘lcham loyihalashtirilgan;

c) Ha, qurilish arzonlashtirilgan;

d) Ha, chunki tarmoqlanish hisobiga suv o‘zanda kamaygan va shunga mos ravishda o‘lcham loyihalashtirilgan va sarf xarajat, mehnat kam sarflangan.

8. Hozirgi davrga kelib, Markaziy Osiyodagi eng ko‘p sug‘orish yerlariga ega mamlakatni ko‘rsating.

a) Qozog‘iston 6 mln ga;

b) Turkmaniston 4,5 mln ga,

c) Tojikiston 4,8 mln ga;

d) O‘zbekiston 4,3 mln ga.

9. Markaziy Osiyodagi eng murakkab irrigatsiya tizimiga ega davlatni ko‘rsating:

a) Qozog‘iston;

b) Turkmaniston;

c) Tojikiston;

d) O‘zbekiston.

I BOB

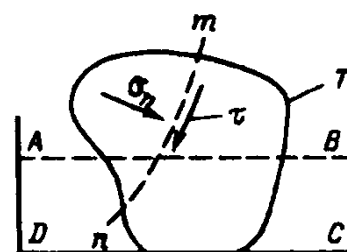
O'RGANILADIGAN OB'EKTNING ASOSIY XARAKTERISTIKASI

1.1. SUYUQLIK, UNING ASOSIY FIZIK XOSSALARI VA XUSUSIY HOLATLARI. YOPISHQOQLIK. NYUTON GIPOTYEZASI

Bizga ma'lumki, tabiatda uch xil modda mavjud: qattiq, suyuq va gaz yoki plazma ko'rinishda. Harorat va bosimning o'zgarishi natijasida suyuq jism qattiq yoki gazsimon holatga o'tishi mumkin. Masalan, yuqori bosim ostida suv – muz kristalli holatga o'tadi yoki aksincha, past bosim ostida gazsimon holatni qabul qiladi.

Suyuqlikka quyidagicha ta'rif berish mumkin – tashqi bosim va harorat ta'siri ostida o'z hajmini o'zgartirmaydigan va oquvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan fizik jismga *suyuqlik* deb ataladi.

Suyuqlikni oquvchanlik xususiyatining mohiyatini tushunish uchun quyidagi hisoblash sxemasidan foydalanamiz (1.1-rasm). T qattiq jismda suyuqlikka botirilgan og'irlik kuchi hisobiga ma'lum kuchlanishlar paydo buladi.



1.1-rasm. Suyuqlik oquvchanligini o'rganish sxemasi

Agar jismda mn ixtiyoriy kesimni oladigan bo'lsak, unda normal kuchlanishdantashqari, urinma kuchlanishlar ham mavjud bo'ladi. Faraz qilaylik, T jism tinch holatda urinma kuchlanish ta'siriga bardosh berolmay, yemirila boshlaydi va idishning ko'rinishini qabul qiladi. Boshqacha qilib aytganda, suyuqlik qattiq jismdan farqli o'laroq, nisbiy tinch holatda turganida urinma kuchlanishga ega bo'lmaydi.

Suyuqliklar tomchi va gazlarga bo'linadi. Gidravlika kursida biz asosan tomchisimon suyuqliklarning qonuniyatlarini o'rganamiz.

Tomchisimon suyuqlik deb, oquvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan va biror idishga quyilganda shu idishni shaklini egallaydigan, amaliy siqilmaydigan fizik moddaga aytiladi.

Suyuqlik qattiq jismlardan molekulalar orasidagi tortishish kuchining juda kichikligi va oquvchanligi (siljuvchanligi) bilan farqlanadi. Shuningdek, suyuqlik,

amalda o‘z hajmini o‘zgartirmaydi, tashqi kuchlar ta‘sirida va haroratning o‘zgarishi bilan sezilmas darajada o‘zgaradi. Gazlar ham oquvchanlik xususiyatiga ega bo‘lish bilan bir qatorda, o‘z hajmlarini tashqi kuchlar ta‘sirida o‘zgartiradilar. Tomchili suyuqliklarga – suv, benzin, kerosin, spirt va boshqalar kiradi.

Kursimiz davomida asosan “*suyuqlik*” deganda, melioratsiya va gidrotexnika sohalarini qamrab olgan suv nazardaa tutiladi. Suyuqliklar – ma’lum fizik xususiyatlari bilan bir-biridan farqlanadi. Bulardan, Gidravlika fanini o‘rganishda asosiylari quyidagilar xisoblanadi:

Suyuqlikning zichligi deb, hajm birligidagi suyuqlik massasiga yoki suyuqlik massasining uning hajmiga bo‘lgan nisbatiga aytiladi.

$$\rho = \frac{M}{V}, \quad (1.1)$$

bunda, M – suyuqlik massasi;

V – suyuqlik hajmi;

ρ – zichlik.

$$M = \rho V. \quad (1.1')$$

Solishtirma og‘irlik:

$$\gamma = \frac{G}{V}. \quad (1.2)$$

Hajm birligidagi suyuqlik og‘irligiga yoki suyuqlik og‘irligini uning hajmiga bo‘lgan nisbatiga *solishtirma og‘irlik* yoki *hajm og‘irligi* deb ataladi (1.2) dan

$$G = \gamma V. \quad (1.2')$$

Bizga ma’lumki,

$$G = Mg, \quad (1.3)$$

bunda, g – jismlarning erkin tushish tezlanishi.

(1.3)ni (1.1') va (1.2')ga qo‘ysak,

$$\gamma V = \rho g V. \quad (1.4)$$

Bundan quyidagi ifodaga ega bo‘lishimiz mumkin:

$$\boxed{\rho = \frac{\gamma}{g}; \gamma = \rho g.} \quad (1.5)$$

ρ va γ o‘lchov birliklari:

$$\rho = \left[\frac{M^3}{L} \right]; \gamma = \left[\frac{F}{L^3} \right] = \left[\frac{M}{T^2 L^2} \right] \quad (1.6)$$

bunda, M, L, F, T – masca, uzunlik, kuch va vaqt.

$$M \rightarrow \kappa g = \frac{Hs^2}{m}; L \rightarrow m; F \rightarrow H; T \rightarrow s,$$

demak,

$$\gamma = \frac{H}{M^3} = \frac{kg}{M^2s^2}.$$

Toza distillangan suv zichligining haroratga bog‘liq ravishda o‘zgarishi

1.1 -jadval

$t, ^\circ C$	$\rho, kg/m^3$	$t, ^\circ C$	$\rho, kg/m^3$	$t, ^\circ C$	$\rho, kg/m^3$
0	999, 87	8	999, 88	40	992, 2
2	999, 97	10	999, 70	60	983, 2
4	1000,00	20	998, 20	100	958, 4
6	999, 97	30	995, 70		

Siqiluvchanlik– suyuqliklarning tashqi kuchlar ta’sirida hajmining kamayishidir. Bu holat siqiluvchanlik koeffitsienti, $\beta_s (m^2/N)$ bilan belgilanadi.

$$\beta_c = -\frac{1}{W} \frac{dW}{dp}, \quad (1.7)$$

formuladagi minus hajm bosimining ortishi bilan suyuqlik xajmining kamayishini ko‘rsatadi.

Suyuqlik massasi o‘zgarmagan holda,

$$\beta_c = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp}. \quad (1.8)$$

Hajmiy siqiluvchanlik koeffitsienti β_c teskari qiymati suyuqliklarning elastiklik moduli – Ye_j harfi bilan belgilanadi.

$$E_{\text{oc}} = \frac{1}{\beta_c}. \quad (1.9)$$

(1.8) formulani hisobga olsak, (1.9) ifoda quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$E_{\text{oc}} = \rho \frac{dp}{d\rho}. \quad (1.10)$$

bundan,

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dp}{E_{\text{oc}}} \quad (1.11)$$

(1.10) ifoda Guk qonunini ifodalaydi va u harorat 0^0 dan 20^0 gacha va bosim 20 atmosfera bo‘lganda chuchuk suv (distillangan suv)ning o‘rtacha hajm siqilish koeffitsientiga teng. Suyuqliklarning siqilish imkoniyati juda kichik bo‘lganligi sababli, gidravlikaning amaliy masalalari yechilganda ular hisobga olinmaydi va ularni amalda siqilmaydigan deb qaraladi.

Suyuqliklarning yopishqoqligi deb, suyuqlik bir qatlamini ikkinchi qatlamiga nisbatan siljiganda ko‘rsatadigan qarshilikka aytiladi. Yoki suyuqlik harakatida qatlamlar orasida harakatga qarshilik qiluvchi kuchga aytiladi bu kuch *ishqalanish kuchi* deb ataladi.

Bu kuchning kattaligini 1687 yilda I.Nyuton quyidagi gipoteza bilan ta’riflagan suyuqlik qatlamlari harakat davomida ishqalanganda ichki ishqalanish kuchi uning fizik xarakteristikasiga, ishqalanish yuzasiga va tezlik gradientiga to‘g‘ri proporsional, ya’ni quyidagiga teng:

$$T = \mu \omega \frac{du}{dn} \quad (1.12)$$

bunda, T – qatlamlar oralig‘idagi ishqalanish kuchi;

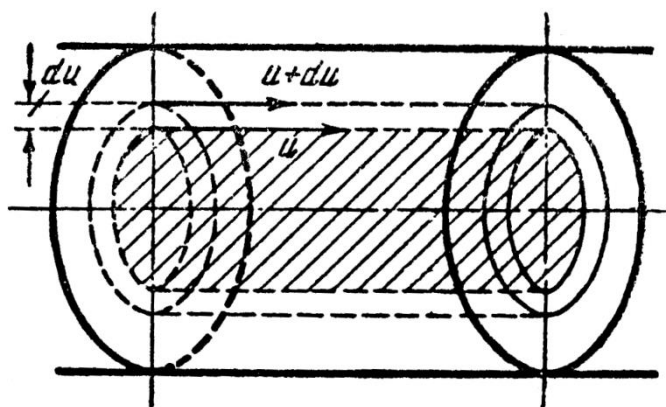
ω – qatlamning ishqalanish yuzasi;

dn – cheksiz yaqin qatlamlar orasidagi masofa;

du – qaralayotgan qatlamlarning tezliklari farqi;

$\frac{du}{dn}$ – tezlik gradienti, bu kattalik dn elementar kesmaning oqim o‘qi bilan

tashkil etgan to‘g‘ri burchakning buralishidagi burchak tezligi sifatida qaraladi;



1.2-rasm

μ – dinamik yopishqoqlik koeffitsienti (keyingi mavzularda bu kattalik η harfi bilan ham belgilangan).

Dinamik yopishqoqlik koeffitsienti harorat o'zgarmas bo'lganda, amaliy jihatdan tezlik gradientiga bog'liq bo'lmagan ma'lum kattalikka ega bo'ladi. Bu bog'liqsizlik tezlik gradientining $0,05-5 \cdot 10^3 \frac{M/c}{M}$ qiymatlarida tekshirilgan.

Oradan qariyb 100 yil vaqt o'tgandan keyin Kulon (1736-1806 yillar) va yog'lanishning gidrodinamik asoschisi rus olimi N.P.Petrovlar (1876-1920 yillar) tajribalar asosida yillarda Nyuton gipotezasini tasdiqlashdi.

Bu gipotezaning to'g'riligi Xagen va Puazeyl tomonidan o'tkazilgan tadqiqotlarda ham isbotlangan. Ta'kidlash joizki, Puazeyl inson organizimida qon aylanishi qonuniyatlarini o'rgangan bo'lsada, tadqiqot ob'ekti sifatida suvdan foydalangan. Xagen va Puazeyl asosan suyuqlik sarfi, radius, yopishqoqlik va bosim gradienti o'rtalaridagi bog'liqlikni aniqlashgan.

(1.12) formuladan dinamik yopishqoqlik koeffitsienti μ quyidagicha aniqlanadi.

$$\mu = \frac{\frac{T}{\omega_{uu}}}{\frac{du}{dn}} = \frac{\tau}{\frac{du}{dn}} \quad (1.13)$$

$$\tau = \pm \mu \frac{du}{dn}$$

bunda, τ – urinma kuchlanishi deb atalib, $\frac{kg}{m^2}$ o'lchov birligida o'lchanadi va birlik yuzada paydo bo'ladigan ishqalanish kuchini xarakterlaydi.

Urinma kuchlanish – ustma-ust qatlamlar oralig'ida paydo bo'lib, du tezliklar farqiga to'g'ri proporsional, dn masofaga esa teskari proporsional. Bu kattalik doimo musbat bo'lishi kerak, shu sababli, tezlik gradientining ishorasiga qarab, musbat yoki manfiy ishoralar qo'yiladi. Agar gradient musbat bo'lsa, ifoda oldiga musbat ishorasi, manfiy bo'lsa, manfiy ishorasi qo'yiladi. Bu ishoralar tezliklarning o'zgarish qonuniyatiga va dn masofanini hisobga olishdagi yo'nalishning tanlanishiga bog'liq.

Ishqalanish kuchining yo'nalishi qanday sirtga qo'yilganligiga bog'liq.

1.2-rasmda shtrixlangan tsilindrning yon sirtlariga ta'sir qiluvchi suyuqlikning ishqalanish kuchi tezlik taqsimlanishi rasmdagidek bo'lgan holatda harakatga teskari yo'nalgan bo'ladi. Silindrdagi suyuqlikning tsilindrga ta'siri

o‘rganilganda esa ishqalanish kuchi kattaligi o‘zgarishdan qolib, yo‘nalish harakat tomonga bo‘ladi.

μ – o‘lchov birligi quyidagicha:

$$\mu = \frac{M}{LT}; \frac{Hc}{M^2} \text{ yoki } \frac{g}{sm \cdot s} = puaz$$

$$1 Pz = 1 g/sm \cdot s. \text{ XBS da } Pa \cdot s, 1 Pa \cdot s = 10Pa$$

Har xil haroratdagi suv uchun μ qiymatlari

1.2-jadval

t, °C	0	10	20	30
$\mu, 10^{-4} Pa \cdot s$	17, 92	13, 04	10, 10	8, 00

Gidravlika fanini o‘rganishda dinamik yopishqoqlik koeffitsienti bilan bir qatorda *kinematik yopishqoqlik koeffitsientidan* ham foydalaniladi:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.14)$$

Bu kattalik o‘zida uzunlik, vaqt, kinematik qiymatlarni mujassamlashtiradi.

Uning o‘lchov birligi: $[\nu] = \frac{L^2}{T}; \frac{m^2}{s}; \frac{sm^2}{s} = stoks.$

Amaliy tajribalar ko‘rsatishicha, suyuqlikning yopishqoqligi – suyuqlik turiga va uning haroratiga bog‘liq. Harorat ko‘tarilishi bilan suyuqliklarning yopishqoqligi kamayadi. Suyuqliklarning kinematik yopishqoqlik koeffitsienti quyidagi jadvallarda keltirilgan.

1.3-jadval

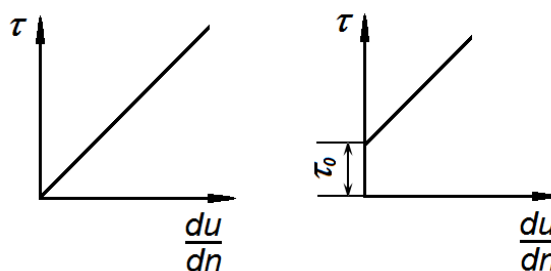
t, °C	$\nu, 10^{-4} m^2 / s$	t, °C	$\nu, 10^{-4} m^2 / s$
0	0,0179	18	0,0106
2	0,0167	20	0,0101
4	0,0157	25	0,0090
6	0,0147	30	0,0080
8	0,0139	35	0,0072
10	0,0131	40	0,0065
12	0,0124	45	0,0060
14	0,0118	50	0,0055
16	0,0112	60	0,0048

Suyuqlik	$t, ^\circ\text{C}$	$\nu, 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$	Suyuqlik	$t, ^\circ\text{C}$	$\nu, 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$
Havo	0	0,133	AMG-10 moyi	50	0,10
Sifatli sut	20	0,0174	Neft:		
Kerosin	15	0,027	engil	18	0,25
Mazut	18	20,0	og'ir	18	1,40
Suvsiz glitserin	20	11,89	Simob	15	0,0011

Suyuqliklarning yopishqoqlik koeffitsienti viskozimetr asbobi yordamida o'lanadi.

Nyuton qonuniyati o'rinli bo'lgan suyuqliklar *Nyuton suyuqligi* deb yuritiladi. Lekin amaliyotda polimer aralashmasi, kolloid suspenziyalar, tuproqli quyqalar, beton aralashmalari, qurilish aralashmalari, chorvachilikdagi ozuqa aralashmalari kabi urinma kuchlanishlari bilan tezlik gradienti o'rtasidagi bog'liqlik boshqa munosabatda ifodalanuvchi suyuqliklar mavjud bo'ladi. Ular *nonyuton* suyuqliklar deb yuritiladi. Masalan, bu bog'liqlik uchun quyidagi munosabat o'rinli

$\tau = \tau_0 + \mu \frac{du}{dn}$ bo'lgan suyuqliklar *vizkoplastik suyuqliklar* deb yuritiladi (1.3-rasm).



1.3-rasm

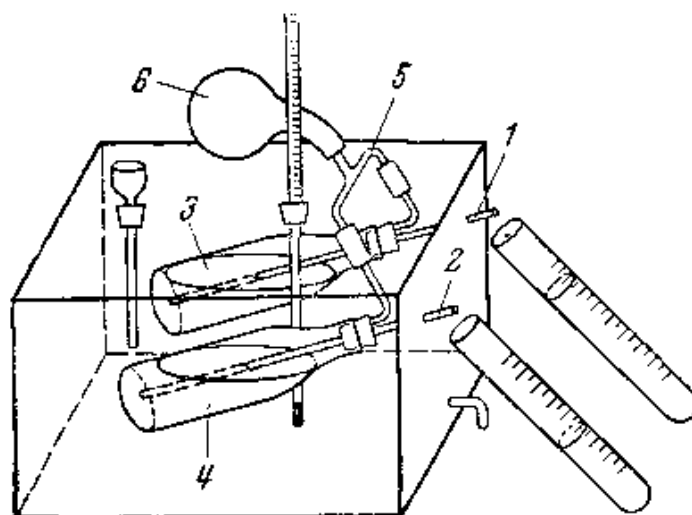
Suyuqliklarning maydonni uzluksiz to'la egallash modeli. Biz o'rganadigan suyuqliklar bir jinsli suyuqliklar bo'lib, ularni o'z maydonlarini uzluksiz to'la egallaydi, deb qaraymiz. Xaqiqatda esa, molekulalar oralig'i mavjud bo'lib, uzlukli bo'lsada, matematik usulda gidromexanikaning murakkab masalalarini yechishda ko'rsatilgan suyuqliklarning to'la uzluksiz maydonni egallashi qo'l keladi. Uzluksiz to'la maydon lotincha "*contunium*" deb ataladi. Amaliyotda suyuqliklarning uzluksiz maydoni to'la egallash modeli tasdiqlangan.

YOPIHQOQLIKNI ANIQLASHDA QO‘LLANILADIGAN ASOSIY VIZKOZIMETRLAR.

Yuqorida ta’kidlanganidek suyuqlikning asosiy hossalariidan biri dinamik va kinematik yopishqoqliklar maxsus asboblarda o‘lchanishi mumkin. Bu asboblarning ishlash printsipiga qarab bir necha ko‘rinishlarda bo‘lishi mumkin. Masalan, Kapilyar, N.Ye.Jukovskiy, ikki koaksial tsilindrlilik, diskning tebranishi so‘nishiga asoslangan Engler viskozimetrlari shular jumlasiga kiradi. Tadqiqot qilinayotgan suyuqlikka ingichka plastinka kiritish orqali ham dinamik yopishqoqlik koeffitsientini aniqlash mumkin. Bu asboblarning ishlash printsiplari bilan batafsil tanishamiz.

N.Ye.Jukovskiy viskozimetri. Bu viskozimetr ikkita bir xil (l) o‘lcham va diametr (d)ga ega 1 va 2 kapilyar naychadan iborat (1.4-rasm).

Ular 3 va 4 idishlarga joylashtirilgan bo‘lib, ular gorizontalka nisbatan burchak ostida idishlarga probkalar orqali mustahkamlangan. 3 va 4 idishlar esa uchta chiqishga ega nay orqali 6 havoboshqaruvchi rezinadan yasalgan pufak bilan birlashtirilgan. Bu pufak har ikkala idishda bir xil bosim yaratish imkoniyatini beradi. Bu idishlardan biri dinamik yopishqoqlik noma’lum bo‘lgan tadqiqot qilinayotgan, ikkinchisi esa bu kattalik ma’lum bo‘lgan suyuqlik bilan to‘ldiriladi. Bu suyuqliklar hajmi bir-biriga teng bo‘lishi kerak.



1.4-rasm N.Ye.Jukovskiy viskozimetri sxemasi

Kerakli haroratga erishish uchun idishlarga termostat yoki suvli banya joylashtiriladi. 3 va 4 idishlardagi bosim 6 pufak orqali o‘zgartirilib, bir vaqtni

oʻzida ulardan oqib chiqayotgan suyuqliklarning hajmiy sarf (Q) lari va aniqlanadi. Tartibli, laminar harakatlanayotgan suyuqlikning sarfini aniqlash formulasiga asoslanib, naylar geometrik oʻlchamlari tengligi va vaqt davomida bosim oʻzgarishi (Δp)ni inobatga olib, viskozimetni hisoblash formulasini olamiz:

$$\left(Q = \frac{\Delta p}{128l\mu} \pi d^4 \right)$$

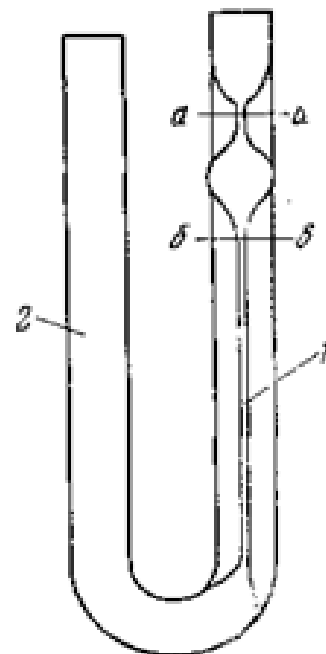
Bundan, bizga nomaʼlum suyuqlikning dinamik yopishqoqlik koeffitsientini hisoblash imkoniyatiga ega boʻlamiz:

$$\mu_1 = \frac{Q_1}{Q_2} \mu_2$$

Taʼkidlash lozimki, bu viskozimetr ishlash printsipi tadqiqot qilinayotgan va dinamik yopishqoqlik koeffitsienti maʼlum boʻlgan standart suyuqliklarni bir vaqtda tirqishdan chiqayotgan hajmi yoki sarfi kattaliklarini taqqoslashga asoslangan. Xuddi shu printsipda, oʻlchov amaliyotida keng qoʻllaniladigan Pinkevich, Ostvald, Bingham va boshqa kapillyar viskozimetrlari ishlashini eʼtirof etish mumkin.

Kapillyar viskozimetr. Bu asbob oddiy U shaklidagi nay va uning bir tomoniga kavsharlangan 1 kapillyardan iborat (1.5-rasm).

Tadqiqot qilinayotgan suyuqlik 2 nayning keng qismiga quyilib, havoni sekin kamaytirish yoʻli bilan suyuqlikni $a-a$ kesimgacha koʻtarilishiga erishiladi. Keyin havo soʻrilishi toʻxtatilib, suyuqlikning oʻz ogʻirligi hisobiga naycha orqali koʻtarilish imkoniyati yaratiladi. Bu ondan boshlab, suyuqlikni $a-a$ sathdan toki $b-b$ sathgacha pasayish vaqti oʻlchanadi. Bu tajriba ikki xil suyuqlik uchun oʻtkazilib, biri dinamik yopishqoqlik koeffitsient (μ_1)i nomaʼlum boʻlgan tadqiqot qilinayotgan obʼekti boʻlsa, ikkinchisi dinamik yopishqoqlik koeffitsienti (μ_2) maʼlum boʻlgan standart suyuqlikdir. Bu suyuqliklar uchun hajmiy sarfni hisoblash formulasini yozamiz:



1.5-rasm. Kapillyar viskozimetr

$$\left(Q = qT_1 = \frac{\Delta p_1}{128l\mu_1} \pi d^4 T_1 \right)$$

$$\left(Q = qT_2 = \frac{\Delta p_2}{128l\mu_2} \pi d^4 T_2 \right)$$

Bu formulalarni bir-biriga nisbatidan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{\left(\frac{\Delta p_1 T_1}{\mu_1} \right)}{\left(\frac{\Delta p_2 T_2}{\mu_2} \right)} = 1$$

bundan,

$$\frac{\mu_1 \Delta p_2 T_2}{\mu_2 \Delta p_1 T_1} = 1$$

Tadqiqot qilinayotgan suyuqlikning dinamik yopishqoqlik koeffitsientini aniqlash formulasini yozamiz:

$$\mu_1 = \frac{\Delta p_2 T_2}{\Delta p_1 T_1} \mu_2$$

Bu formuladagi bosimlar o‘zgarishi munosabati zichliklar munosabati bilan o‘zgartiriladi, chunki kapillyar naychada suyuqlik og‘irlik kuchi ta’siri ostida amalga oshadi. Bu holatni inobatga olib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\mu_1 = \frac{\rho_2 T_2}{\rho_1 T_1} \mu_2$$

bunda, ρ –suyuqliklarning zichligi.

Ikki koakisal tsilindrli viskozimetr. Quyidagi rasmda bunday viskozimetrlar sinfiga kiruvchi asbob tasirlangan.

Bu asbob bir birining ichiga joylashtirilgan qo‘zg‘almas 1 va bitta umumiy o‘q atrofida aylanuvchi 2 tsilindrlardan iborat. Bu tsilindrlar orasiga tadqiqot qilinayotgan suyuqlik quyiladi. 2 tsilindr rasmda ko‘rsatilgan sxemaga ega 3 baraban orqali yuklar yordamida harakatga keltiriladi. Baraban va 2 tsilindr o‘zaro mustahkamlangan. Aylanishlar soni 4 ko‘rsatkich orqali hisobga olib boriladi. Bu ko‘rsatkich baraban bilan birga harakatlanadi. Tashqi tsilindr vaziyati 5 qisuvchi koltso orqali yuqoriga yoki pastga o‘zgartirilishi mumkin. Bu harakat yordamida 2 tsilindrning ko‘milish vaziyati (L)ni o‘zgartirishimiz mumkin. Bunda moslama tsilindr tubini ta’sirini yo‘qotish imkoniyatini yaratadi. Dinamik yopishqoqlik koeffitsientini quyidagi formula yordamida aniqlash mumkin:

$$\mu = \frac{M T (R_2^2 - R_1^2)}{\rho_1 8\pi^2 R_2^2 R_1^2 L^2}$$

bunda, R_1, R_2 – mos ravishda tashqi 2 va ichki 1 tsilindrlar diametri;

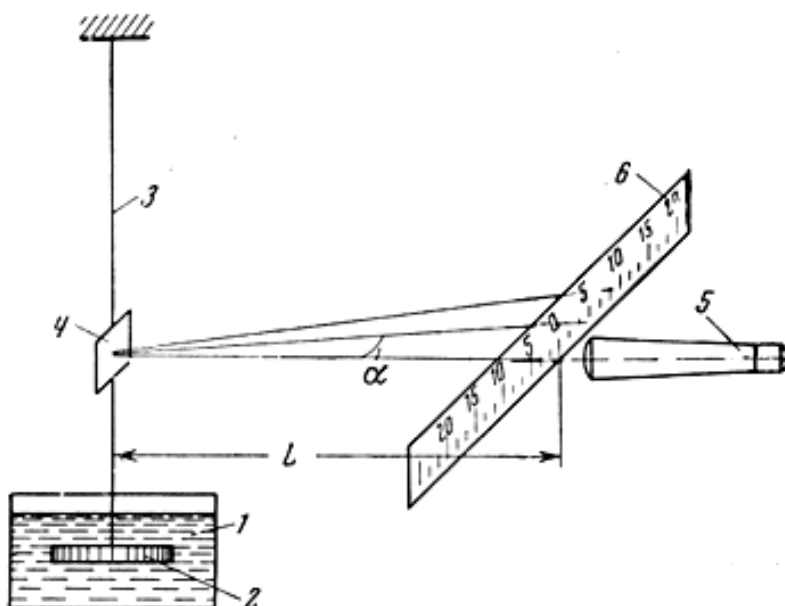
T – vaqt, s; $M = \frac{1}{T}$, $\frac{ayl}{s}$ – tezlikdagi harakatni ta'minlovchi moment;

$M = mgR = GR$, $G = mg$ – yuklarning og'irligi, g.

$R = R_b + R_i$ – baraban va ip radiuslari.

Diskning tebranib, so'nishiga asoslangan viskozimetr.

Bunday harakatlanuvchi disk tadqiqot qilinayotgan suyuqlik ichiga joylashtiriladi (1.6-rasm). Bu qurilma oyna 1 idish, 2-disk va disk osiladigan 3 ipdan iborat. Ipnning uzunligi maxsus qurilma yordamida o'zgartirilishi mumkin.



1.6-rasm.

Disk diametri bo'ylab maxsus po'latdan tayyorlangan sterjen o'rnatilgan bo'lib, unga magnet yordamida ta'sir ko'rsatib, disk tebranma harakatga keltiriladi. Disk harakati amplitudasi va chastotasi maxsus oyna va lineyka yordamida rasmda ko'rsatilgandek o'lchab boriladi. Oyna 4 ipda o'rnatilsa, 5 optik nay va 6 lineyka (L) masofada o'rnatilgan bo'lib, ipning buralish burchagi (α)ni quyidagi formula yordamida aniqlash imkonini beradi:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{n}{L}$$

bunda, n – lineykadagi boshlang'ich vaziyatdan o'zgarish. Tebranishlar chastotasi

oddiy hisoblash usuli bilan aniqlanadi.

Dinamik yopishqoqlik koeffitsienti quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\mu = \frac{2(\lambda - \lambda_0)^2}{\pi T \rho A^2}$$

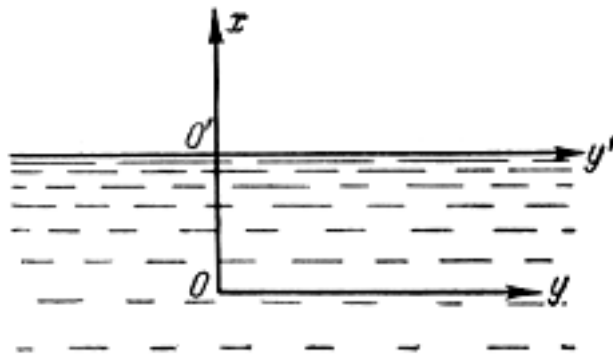
bunda, $\lambda = \ln \frac{a_n}{a_{n-1}}$ – tadqiqot qilinayotgan ob’ekt ichida diskning so‘nishi

logarifmik qonuniyati; a_p , va a_{p-1} —ikkita ketma-ket tebranish amplitudasi; λ_0 –

havoda diskning so‘nishi logarifmik qonuniyati; ρ_0 – suyuqlik zichligi; $A = \frac{\pi R^4}{2l}$ –

doimiy; R – disk radiusi; l – aylanish o‘qiga nisbatan o‘qning inertsia momenti.

Tadqiq qilinayotgan suyuqlikka ingichka plastinka kiritish orqali ham dinamik yopishqoqlik koeffitsientini aniqlash uchun tadqiq qilinayotgan suyuqlik bilan $O'y'$ qo‘zg‘almas o‘qdan past soha to‘ldiriladi (1.7-rasm).



1.7-rasm. Tadqiqot qilinayotgan suyuqlikka ingichka plastinka kiritish orqali dinamik yopishqoqlik koeffitsientini aniqlash uchun qurilma.

$t=0$ harakat boshlanishida plastinka tadqiqot qilinayotgan suyuqlikka u_0 boshlang‘ich tezlik bilan borib uriladi. Harakatlanuvchi koordinataning ordinatasi musbat yo‘nalishini plastinka yo‘nalishiga mos tushadi deb qabul qilamiz. Quyidagi chegaraviy shartlarni qabul qilamiz:

- plastinka urulgunga qadar suyuqlik tinch holatda bo‘ladi, ya’ni $u = 0$; $x = 0$
- $x > 0$; $y = 0$; $u = u_0$ shartlar bajarilganda, suyuqlik zarachalari yopisha boshlaydi deb qabul qilinadi;
- ordinata yo‘nalishida bosim gradientini inobatga olmasdan, z – o‘qi bo‘yicha plastinkani nihoyatda keng deb hisoblab, suyuqlik tezligini vertikal tashkil etuvchisi kattaligi ikkinchi hosilasining qiymati shu tezlikning gorizontal tashkil etuvchisining ikkinchi hususiy hosilasiga nisbatan hisobga olinmaydigan

darajada kichikligi sababli inobatga olinmasa, qo'zg'almas o'qqa nisbatan suyuqlikning harakat tenglamasini yozish mumkin (ta'kidlash lozimki, ushbu darslikning gidrodinamika bo'limida bu masalalarga batafsil to'xtalamiz). Bu hosil bo'lgan bir o'lchamli differentsial tenglamani qabul qilingan chegaraviy shartlarga asosan yechib, uni integrallab, dinamik yopishqoqlik koeffitsientini aniqlash formulasini yozamiz:

$$\mu = \frac{9\pi}{16} u_0 \frac{G^2}{\rho g^2} \frac{1}{b^2 \sqrt{H^3}}$$

bunda, N – plastinkaning maksimal chuqurlashishi; b – plastinka kengligi; G – plastinka og'irligi.

Engler viskozimetri amaliyotda kinematik yopishqoqlik koeffitsientini aniqlashda kengroq qo'llaniladi. Bu asbob asosan ikkita bir-biriga konsentrik tarzda joylashgan latundan yasalgan 1 va 2 idishlardan iborat (1.8-rasm). 1 idish tubi markaziga 3 naycha kavsharlangan. 1 idish ichki qismida tadqiqot qilinadigan suyuqlik uchun quyilish sathini belgilovchi 4 belgi o'rnatilgan. Naycha 5 sterjen bilan yopiladi. Viskozimetr o'lchamlari standartlashtirilgan. 1 va 2 idishlar oralig'i kerakli haroratni olish uchun suvli banya vazifasini bajaradi. Tadqiqot obekti haroratini aniqlash uchun 6 termometrardan foydalaniladi. Bu viskozimetr yordamida 200 sm^3 suyuqlikning naychadan chiqish vaqti (T) yoki shu vaqtning 200 sm^3 hajmdagi 200°S haroratli suvning oqib chiqish vaqti (T_0) ga nisbati aniqlanadi.

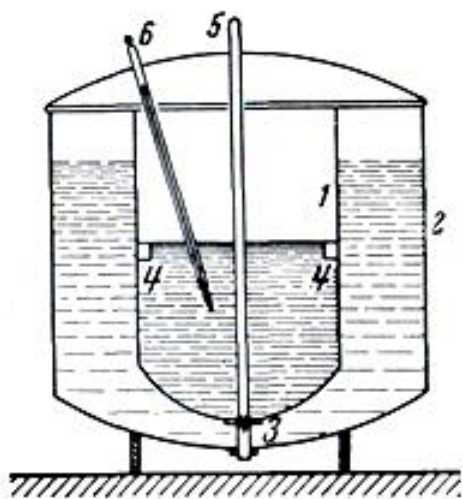
Tadqiqot qilinayotgan suyuqlikning kinematik yopishqoqlik koeffitsienti quyida keltirilgan Pomerantsevning nazariy formulalaridan biri orqali aniqlanadi:

$$\nu = 0,0731E - 0,0631 \frac{1}{E};$$

$$\nu = 0,0828E - 0,08332 \frac{1}{E};$$

$$\nu = \frac{1}{11,995} \cdot 10^{-2} \frac{1}{\lg \frac{h_0}{h_1}} T - 3,033(h_0 - h_1) \frac{1}{T}.$$

bunda, $E = \frac{T}{T_0}$ – Engler haroratlari; h_0, h_1 – mos ravishda harakatdan oldingi va harakat tugagandagi idishdagi suyuqlik sathlari; T – sathning pasayishiga mos keluvchi vaqt.



1.8-rasm. Engler viskozimetri

Viskozimetr nazariyasi aniq ishlab chiqilmaganligi sababli o'lchov natijalari bilan ushbu formulalar o'rtasida tafovut mavjudligini alohida ta'kidlash maqsadga muvofiqdir.

1.2. REAL VA IDEAL SUYUQLIKLAR

Suyuqliklarning harakat qonuniyatlarini o'rganishda yopishqoqlik, ichki ishqalanish kuchlari asosiy rol o'ynaydi. Suyuqliklarning gidrostatik va gidrodinamik qonuniyatlarini, kinematikasini o'rganishda masalaning qo'yilishiga qarab, uning ishtirokidagi jarayonlarni talqin qilishda asosan matematik apparatdan keng foydalaniladi. Ro'y beradigan jarayonni matematik tenglamalar yordamida yozganimizda, jarayonni to'liq tasvirlagan tenglamalar sistemasidagi noma'lum parametrlar soni bilan sistema tarkibidagi tenglamalar soni o'rtasida nomutunosiblik mavjud bo'ladi. Bu tenglamalar sistemasini yechishda uni qulay ko'rinishga keltirish uchun ma'lum cheklanishlar qabul qilinadi. Bunda suyuqliklarning eng asosiy fizik hossalari inobatga olmasdan masalani o'rganishga to'g'ri keladi. Bunday vaziyatlarda gidravlikada ideal va real suyuqliklar tushunchasi kiritiladi.

Suyuqliklarning harakat qonuniyatlarini o'rganishda yopishqoqlik, ichki ishqalanish kuchlari asosiy rol o'ynaydi. *Ideal suyuqliklar* tabiatda uchramaydi, ularni absolyut siqiluvchan emas, hajmini mutlaqo o'zgartirmaydi, ko'ndalang kuchlanishlarni qabul qilmaydi, yopishqoqlikka ega emas deb hisoblanadi. Bunday holatda, matematik qonuniyatlarini keltirib chiqarishda suyuqliklar harakati bilan

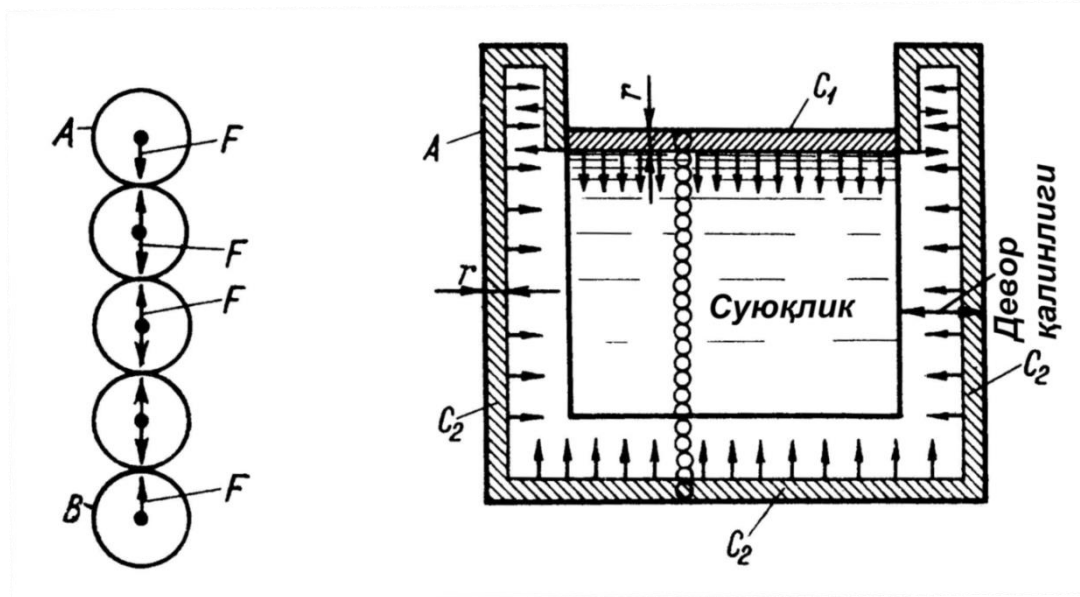
bog‘liq bo‘lgan qiymatlar bizga qo‘l keladi. *Real suyuqlik* zarrachalari harakatchan deb qaralsada, ular cho‘zilish va siljish kuchlariga qarshilik ko‘rsatadilar. Ko‘ndalang kuchlanishlar suyuqliklar harakatida asosiy masalalardan biri hisoblanadi.

Ideal suyuqliklar – suyuqliklarning muvozanat va harakat qonuniyatlarini matematik keltirib chiqarishda asosiy omillardan biri hisoblanadi. Haqiqiy suyuqliklarga tajribaga asosan topilgan koeffitsientlar yoki kuchlanishlarni o‘zgarishini bilgan holda o‘tiladi. Shunday qilib, amaliyot nazariya bilan bog‘lanadi.

1.3. MOLEKULYAR BOSIM

Aziz o‘quvchi, Sizga fizika kursidan ma’lumki, suyuqlik bir-biriga ma’lum kuch bilan ta’sir etuvchi molekulalardan iborat.

Agar biz qator ustun shaklidagi shariklar (1.9-rasm)ni o‘zaro F kuch ta’siri ostida joylashgan deb faraz qilsak, eng chetda joylashgan (A va V) shariklardan boshqa hammasi befarq holatda joylashganligini ko‘rishimiz mumkin.



1.9-rasm. O‘zaro ta’sirdagi jismlar shartli sxemasi

1.10-rasm. Molekulyar bosim.
 S_1 – suyuqlikning molekulyar bosimini ko‘rsatuvchi sirtqi qatlami

Qo‘shni shar tomonidan har bir sharga ta’sir etuvchi R ikki F kuchlar o‘zaro muvozanatlashadi. A va V shariklarga esa faqat tashqi F kuchlar ta’sir etadi, bundan tashqari bu shariklardan iborat ustun F kuch tomonidan siqiladi.

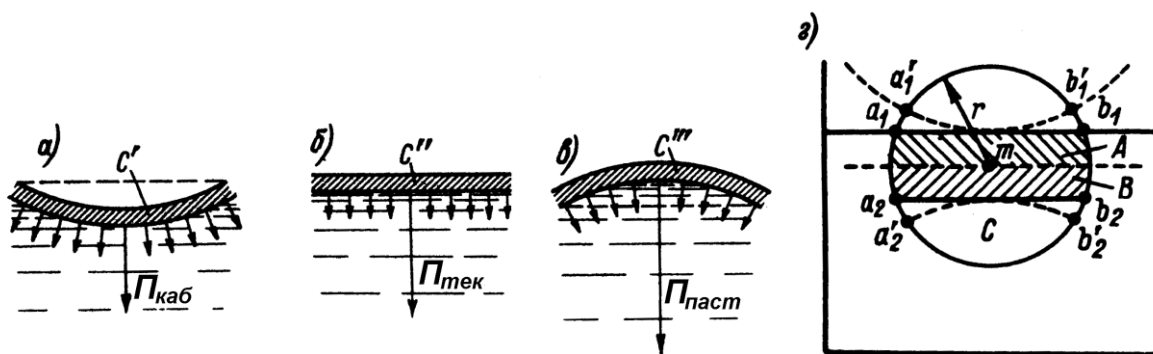
Bu shartli sxemaga asosan biror bir idishda joylashgan suyuqlik (1.10-rasm) qalinligi r – molekulyar ta'sirga teng bo'lgan S_1 sirtqi qatlami bilan siqilishi kerak. Bunda r radius molekula markazidan tortish kuchi qo'shilish nuqtasigacha bo'lgan masofa bo'lib, nihoyatda kichik kattalikdir. S_1 ingichka suyuqlik qatlami tomonidan suyuqlikka siquvchi kattalik nihoyatda katta kattalik bo'lib, suv uchun bu taxminan 11000 atm ga tengligi tajribalar asosida aniqlangan. Bu bosim **molekulyar bosim** deb ataladi.

Molekulyar bosimga nisbatan tashqi kuchlar ancha kichik bo'lganligi sababli suyuqliklar kamroq siqiladi.

Eng asosiysi biz quyidagi holatga o'z e'tiborimizni qaratishimiz kerak:

a) S_1 – tashqi suyuqlik qatlamini o'zaro tortishuv kuchi bilan bog'liq A molekular to'plami deb qabul qilib (1.9 va 1.10-rasmlar), C' – tekis molekulyar sirt tomonidan paydo bo'ladigan Π_{mek} molekulyar bosimi (suv uchun 11000 atm) (1.11, a-chizma) qabariq C'' sirt qatlam tomonidan paydo bo'ladigan (1.11, b-rasm) Π_{kab} qabariq qatlam molekulyar bosimidan kichik bo'lib, pastki sirtqi bosim C''' (1.11, v-rasm) tomonidan paydo bo'ladigan Π_{nacm} molekulyar bosimdan katta bo'lishligini isbotlash mumkin:

$$\Pi_{nacm} < \Pi_{mek} < \Pi_{kab}$$



1.11-rasm. Turli egrilikdagi tashqi sirt molekulyar bosimi.

$$(\Pi_{kab} > \Pi_{tek} > \Pi_{past})$$

Bu fikr fizika kursida quyidagicha isbotlanadi. $a_1 b_1$ sirt yaqinida joylashgan m molekulasini ko'rib chiqamiz. 1.11, g-rasm). r – molekulyar radiusda joylashgan boshqa molekular, m molekulani o'zlariga tortishadi. Molekulalarni havo tortishini inobatga olmaymiz.

A va V sohalarda joylashgan kuchlarning m molekulaga ta'siri o'zaro

muvozanatlashadi, shu sababli m molekula faqat S sohadagi molekulalar ta'sirida tortiladi. S soha tekis sirt holatida $a_2 b_2$ va $a_1 b_1$ gorizontalar chiziqlar bilan chegaralangan, qabariq sirt holatida $a_2 b_2$ va $a'_1 b'_1$ gorizontalar chiziqlar bilan chegaralangan. S soha yuqoridan $a_2 b_2$ bilan chegaralanganligi sababli, har doim $a'_2 b'_2$ gorizontalar chiziq bilan chegaralangan S sohadan katta, demak, $\Pi_{kab} < \Pi_{tek}$, chunki F kuch m molekulani tortuvchi molekulalarni o'z ichiga oluvchi S sohani kattalashishi bilan oshadi. Xuddi shu tarzda fikr yuritib, $\Pi_{tek} < \Pi_{kab}$ ham isbotlaymiz.

b) Umuman olganda, A idishdagi suyuqlik molekulalarni shu idish molekulalari bilan birgalikda ko'rib chiqish kerak. Shundagina «suyuqlik – idish devori» sistemasi tashqi qatlamlar tomonida tekis siqilishini tushunish mumkin (1.10-rasmda shtrixlangan sirt qatlamlari S_1 suyuqlikniki, S_2 – idish devori materialiniki).

Bundan xulosa qilish mumkinki, qanchalik molekulyar bosim katta bo'lmasin, u suyuqlik joylashgan idish devorini buza olmaydi. Bu bosim qanchalik katta bo'lmasin u hech qachon biror ko'rinish bilan nazarga tushmaydi va hech qanday asbob bilan o'lchab bo'lmaydi. Shuning uchun suyuqlik ichidagi yoki uning idish devoriga ta'sir etuvchi bosimi haqida fikr yuritganda biz molekulyar bosimni hisobga olmaymiz. Faqat biz bunda bu bosimni mavjud emas deb hisoblab, kapillyarlik masalasini inobatga olishimizga to'g'ri keladi.

1.4. SUYUQLIKNING HUSUSIY HOLATLARI

Bizga ma'lumki, suyuqlik yaxlit bir jism emas, balki bir biriga juda yaqin joylashgan molekulalar majmuasidan iborat fizik jismdir. Lekin ko'pgina gidrodinamik masalalar yechimini topishda u yaxlit bir jinsli jism deb qaraladi. Bundan keyin biz suyuqlikni xuddi shunday jism deb qaraymiz. Biz Siz bilan suyuqlikni o'rganiluvchi ob'ekt sifatida qarab, gidrotexnik amaliyot uchun suvga nisbatan bu holatni o'rganib chiqamiz.

Harorat ta'sirida suyuqlikning kengayishi. Bizga ma'lumki, agar suyuqlikka haroratni ko'tarish yo'li bilan ta'sir etsak, hajmining kengayish jarayonini kuzatamiz. Gidravlikada suyuqlikdagi bu o'zgarish suyuqlikning harorat ta'siridagi kengayish koeffitsienti deb ataluvchi kattalik bilan xarakterlanadi. Birlik hajmdagi suyuqlikning temperaturasi $1^{\circ}S$ ga oshirilganda kengaygan miqdori uning hajmiy kengayish koeffitsienti deyiladi va β_0 harfi bilan belgilanib, harorat ta'siri

ostida suyuqlikning nisbiy hajm kengayishini harorat o'zgarishiga nisbati bilan aniqlanadi.

$$\beta_{t^0} = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta t},$$

bunda, $\Delta V = V - V_0$ – qizdirilgandan keyingi va boshlang'ich xajmlar farqi;
 $\Delta t = t - t_0$ – haroratlar farqi.

Bu koeffitsient bosim va haroratning turli qiymatlarida:

suv uchun $\beta_{t^0} = 0,00014 \div 0,00066 \left[\frac{1}{t^0} \right];$

simob uchun $\beta_{t^0} \approx 0,00018 \left[\frac{1}{t^0} \right];$

neft mahsulotlari uchun $\beta_{t^0} = 0,0006 \div 0,0008 \left[\frac{1}{t^0} \right]$ gacha o'zgaradi.

Suyuqlikning cho'zuvchi kuchlanishlarga qarshiligi. Ko'p yillik ilmiy tadqiqotlar natijasiga asoslanib, nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning cho'zuvchi kuchlanishlarga qarshiligi mavjudligi aniqlangan. Masalan, simob ma'lum bir sharoitda 100 kG/cm^2 ga teng bo'lgan cho'zuvchi kuchlanish uzilmasdan yaxlit holatini saqlab qolgan.

Odatdagi oddiy holatlarda suyuqlikning cho'zilishi uning tekis taqsimlangan har tomonlama cho'zilishdan farq qiladi, shu sababli unda urinma kuchlanishlar paydo bo'ladi va cho'zuvchi kuchlanishlar ta'sirida suyuqlik oqa boshlaydi.

Buni e'tiborga olgan holda ko'pgina amaliy holatlarda nisbiy tinch holatdagi suyuqlik cho'zuvchi kuchlanishlarga qarshilik qilmaydi, deb hisoblanadi.

Harakatdagi suyuqlikning urinma kuchlanishlarga qarshiligi. Biz keyinroq harakatlanayotgan real holatdagi suyuqliklarda ishqalanish kuchlari paydo bo'lishi haqida batafsil to'xtalamiz. Bu kuchlar suyuqlik ichida tashqi kuchlar ta'sirida paydo bo'luvchi ichki urinma kuchlarni muvozanatlashuvini ta'minlaydi.

Bu kuch kattaligi suyuqlik turiga va suyuqlik zarrachalarining nisbiy ko'chish tezligiga bog'liqdir. Bu masalaga suyuqlik oqimining o'rtacha tezligini o'rganishimiz jarayonida batafsil to'xtalib o'tamiz.

1-holat. Suvni qattiq jism yoki gaz holatiga o'tishi.

1. Suvda kristallsimon muzning paydo bo'lishi. Bosimni oshishi yoki haroratni kamayishi natijasida suvda kristallsimon muz paydo bo'ladi. Ikki fazali sistema paydo bo'ladi (suv + muz).

2. Suvda havo va suv parlari bilan to'lgan sohalarning paydo bo'lishi. Qaynash va kavitatsiya. Ko'pincha amaliyotda suvda havo aralashgan bo'ladi. r bosimning kamayishi yoki t^0 haroratning oshishi natijasida havo ajralib chiqib boshlaydi va suvda ajralishlar paydo bo'ladi. Bu jarayon toki havo bo'shliqlarini suvning erkin sirti orqali chiqib ketgunga qadar davom etadi.

Endi tarkibida havo bo'lmagan suvni ko'rib chiqamiz.

$p_{t,b}$ harfi bilan suv bug'ining bosimini belgilaymiz va uni to'yingan bug' bosimi deb ataymiz. Bu t^0 haroratga bog'liq kattalikdir.

$$p_{t,b} = f(t^0) - \text{suv bug'i uchun}$$

1.5-jadval

$t^0, ^\circ C$	0	25	50	75	100	125	150
$p_{t,b}, \text{kg/sm}^2$	0,006	0,032	0,126	0,392	1,032	2,370	4,850

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, bu ikkala kattalik o'zaro to'g'ri proporsional. Faraz qilaylik, bizda t^0 haroratli, r bosimli yaxlit – uzluksiz suyuq fizik jismga egamiz.

Faraz qilaylik, ma'lum sabablarga ko'ra t^0 harorat osha boshlaydi yoki r bosim kamaya boshlaydi, demak,

$$p < p_{t,b}$$

Tajribalar natijasi ko'rsatganki, bunday holatlarda suyuqlik ichida to'yingan bug' bilan to'lgan pufakchalar paydo bo'la boshlagan. Bunda ikki fazali suyuqlik (suv + bo'shliq) paydo bo'lgan, pufakchani yo'qotish uchun $p > p_{t,b}$ munosabatga erishish kerak. Mana shu suv tarkibida pufakchalar paydo bo'lishiga qarab, ikki xil jarayon yuz beradi: qaynash va kavitatsiya.

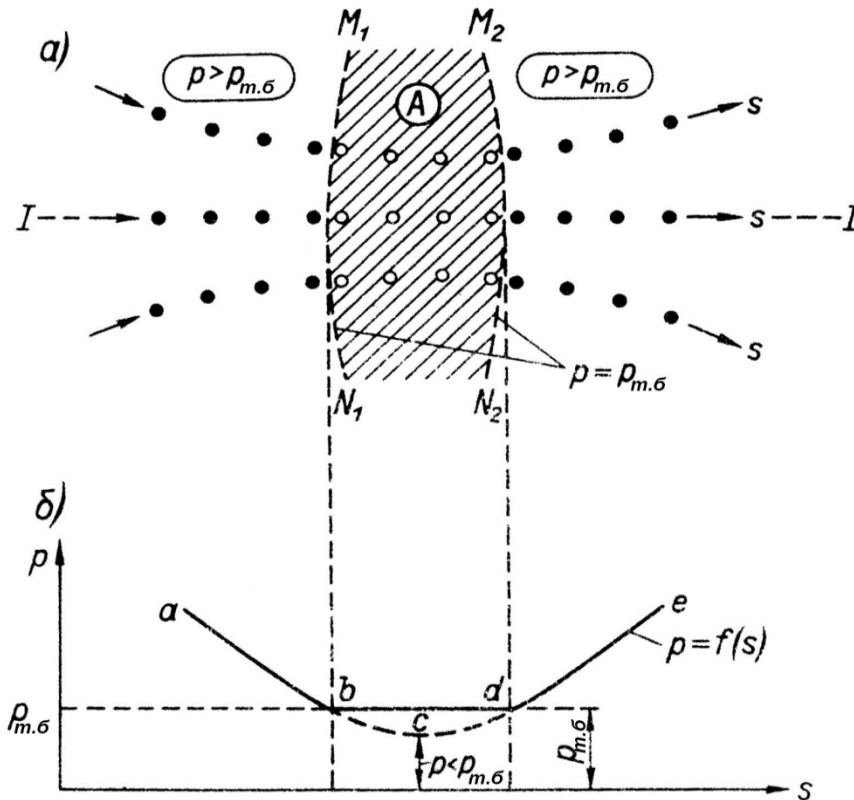
Suyuqlikning qaynashi, to'yingan bug' bilan to'yingan pufakchalar $p > p_{t,b}$ munosabat bajarilganda paydo bo'lib, suyuqlik erkin sirti orqali chiqishi hodisasiga aytiladi.

Suyuqlik kavitatsiyasi – shu pufakchalarning harakatlanayotgan suyuqlik ichida yorilishi hodisasiga aytiladi. Pufakchalarning bunday ajralishi quvurlardagi suyuqlikning keskin ochilishi natijasida harakatga kelganda (qarang, Gidravlik zarbga doir mavzular) ham ro'y beradi. Bu hodisani to'liqroq tushunish uchun 1-1 chiziq bo'ylab (1.7, *a*-rasm), *abcde* yo'nalishida (1.12, *b*-rasm) oqimni ko'rib chiqamiz. A sohada (rasmda shtrixlangan) bosim $p > p_{t,b}$. $M_1 N_1$ va $M_2 N_2$ chiziqlar

bu soha chegarasi hisoblanadi. Bu chegaralarning barcha nuqtalarida $p = p_{t.b}$.

$M_1 N_1$ chiziqdan o'tganda pufakchalarlar ochilib, $p < p_{e.b}$ bo'lganligi uchun $M_2 N_2$ chiziqqa borgunchayoriladilar. Garchand A zonada ikki fazali oqim mavjud bo'lsada $M_2 N_2$ chiziqda yaxlit massaga ega bo'lamiz.

Bu hodisa *kavitatsiya hodisasi* deyiladi (*kavitatsiya* – lotinchadan *bo'shliq* degan ma'noni bildiradi).



1.12-rasm. Kavitatsiya hodisasi.

$M_1 N_1$ – bo'shliqlarning ochilish joyi;

$M_2 N_2$ – bo'shliqlarning yorilish joyi.

Ko'pincha amaliyotda $M_2 N_2$ chiziqda yuz beradigan jarayonda kuchli zarblar paydo bo'lib, u bosqichma-bosqich qattiq devorni yemira boshlaydi va bu hodisa *kavitatsion eroziya* deb ataladi.

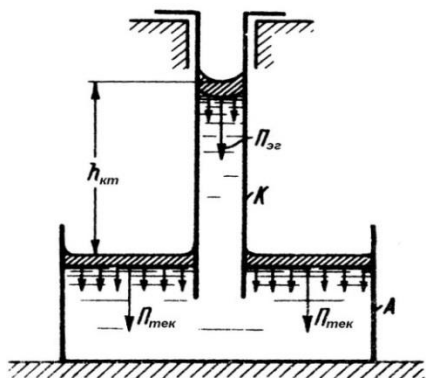
Shuni ta'kidlash kerakki, A sohada bo'shliqlarni paydo bo'lishi, bu yerda bosimni $p_{b.t}$ kattalikdan kichik qiymatga o'tishiga qarshilik qiladi. Shu sababli *abcde* o'rniga *abde* egrilik ko'rinishida bosim o'zgaradi. Shunga asosan suvdagi bosimning amaliy qiymati $p_{b.t}$ kichik bo'lishi mumkin emas.

2-holat. *Harakatlanayotgan suyuqlikka gazsimon va qattiq jism qo'shilishi.*

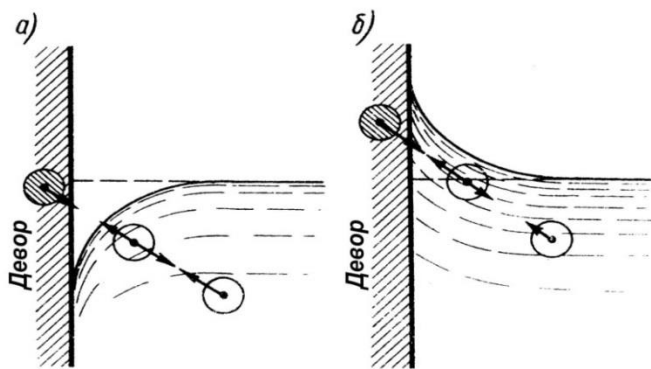
P_{tek} – idishdagi suyuqlik sathidagi bosim; P_{eg} – nayda suyuqlik sathidagi

bosim.

Agar suyuqlik zarrachalarining o‘zaro tortishish kuchi qattiq devor va suyuqlik zarrachalari o‘rtasidagi tortishish kuchidan katta bo‘lsa devor namlanadi (1.14, *a*-rasm), Agar suyuqlik zarrachalarining o‘zaro tortishish kuchi qattiq devorva suyuqlik zarrachalari o‘rtasidagi tortishish kuchidan kichik bo‘lsa devor namlanmaydi (1.14, *b*-rasm).



1.13-rasm. Molekulyar bosimlar ($P_{tek}-P_{eg}$) farqi



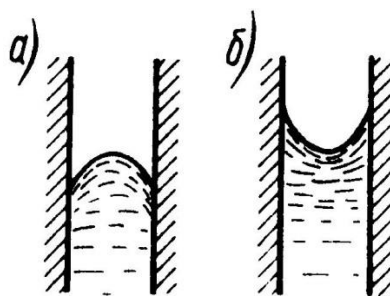
1.14-rasm. Namlanmaydigan (*a*) va namlanuvchi devorlar hisobiga hosil bo‘luvchi kapillyar ko‘tarilish

1.5. SUYUQLIKNING KAPILLYARLIGI

Aziz o‘quvchi, kapillyarlik masalasi gidrotexnika sohasida juda katta ahamiyatga egaligini inobatga olib bu haqda batafsilroq to‘xtalamiz.

Idish va naychadagi suyuqlik bosimlari hisobiga suyuqlik naycha orqali ko‘tariladi (1.15-rasm). Naychadagi suyuqlikning idishdagi suyuqlikning sathidan yuqoridagi miqdori *kapillyar suyuqlik* deyiladi. Uning ko‘tarilishi esa *kapillyar ko‘tarilish* deyiladi.

Umuman, tabiatda suyuqlik havo bilan aralashgan holatda bo‘ladi. Bosimning pasayishi natijasida yoki suyuqlik haroratining oshishi natijasida suyuqlikning alohida elementar hajmlaridan havo ajralib chiqa boshlaydi va suyuqlikda uzilish paydo bo‘ladi. Bu uzluksizlikning buzilishi toki ajralgan havo pufakchalarini suyuqlik sathiga chiqqunicha davom etib, biz bu holatda ikki fazali sistemaga ega bo‘lamiz.



1.15- rasm. Namlangan (*a*) va namlanmagan (*b*) naychalar

Shunday qilib, suyuqlikning sirt taranglik kuchlari ta‘sirida kichik diametrli naychalarda ko‘tarilishi yoki pasayishi *kapillyarlik* deb ataladi.

Oqim aeratsiyasi. Agarkattatezlik bilan harakatlanayotgan oqim qatlamlari orasiga havo kirib qolsa, bunda suv bilan havo pufakchalari birgalikdagi ikki fazali sistema harakati kuzatiladi. Bu hodisa *oqim aeratsiyasi* deyiladi.

Oqimning loyqa zarrachalarini o'z tarkibiga olib harakatlanishi. Agar suv oqimi yuviladigan o'zanda harakatlansa (masalan, mayda qumdan iborat o'zan) oqimning katta tezliklarida u qum bilan to'yina boshlaydi. Bu holatda ham ikki fazali sistemaga ega bo'lamiz. Shuni ta'kidlash lozimki, bu holatda oqim tarkibida harakatlanayotgan qum zarrachalaridan tashqari, o'zan tubi bo'ylab harakatlanadigan qum qatlamlari ham mavjud bo'ladi.

Suyuqliklarning muvozanat (tinch) va harakati davomida ta'sir etuvchi kuchlar. Suyuqliklarga ta'sir etuvchi kuchlarni ikki turga bo'lish mumkin:

Massa kuchlari – suyuqliklar tomchisi (zarrasi) massasiga proporsional kuchlar. Bir jinsli suyuqliklarda massa kuchlarini hajmga proporsional kuchlar deb atash mumkin. Bunday kuchlarga – og'irlik kuchlari, inertsiya kuchlari va boshqalar kiradi.

$$F = mA \quad (1.15)$$

bunda, m – V hajmdagi suyuqlikning massasi;

A – nisbiy solishtirma massa birligidagi kuch, ya'ni tezlanish.

Tashqi yuzaga ta'sir etuvchi kuchlar – suyuqlik tashqi yuzasiga proporsional bo'lgan kuchlar. Bu kuchlar turkumiga – sirtga normal yo'nalgan siquvchi bosim kuchlari va ko'ndalang ishqalanish kuchlari kiradi. Masalan:

$$P = p\omega = \sigma\omega \quad (1.16)$$

$$T = \tau\omega \quad (1.17)$$

bunda, P – bosim kuchi;

T – ishqalanish kuchi;

σ – suyuqliklar harakatidagi siqiluvchan normal kuchlanish;

τ – suyuqliklar harakatidagi ko'ndalang ichki kuchlanish;

ω – kuch ta'sir etayotgan yuza.

Yuqorida zikr etilgan kuchlar tashqi kuchlar turkumiga kiradi. Ichki kuchlar esa suyuqliklarning zarralarini bir-biriga ta'cirini ko'rsatadi va berilgan hajmda juft kuchlar bo'lganligidan ularning yig'indisi hamma vaqt nolga teng bo'ladi.

I BOBGA DOIR TEST-NAZORAT SAVOLLARI

1. Hidravlika fanining predmeti?

- a) Hidravlika – tabiiy fanlardan biri bo‘lib, suyuqlikning nisbiy tinch holat va harakat qonuniyatlarini o‘rganadi va bu qonuniyatlarni kishilar jamiyatining mehnat faoliyatida qo‘llash uchun uslublar yaratadi;
- b) Hidravlika – tabiiy fanlardan biri bo‘lib, suyuqlikning nisbiy tinch holat qonuniyatlarni o‘rganadi;
- c) Hidravlika – suyuqlikning harakat qonuniyatlarini o‘rganadi va bu qonuniyatlarni kishilar jamiyatining mehnat faoliyatida qo‘llash uchun uslublar yaratadi;
- d) Hidravlika – qattiq jismlarning nisbiy tinch holat va harakat qonuniyatlarini o‘rganadi va bu qonuniyatlarni kishilar jamiyatining mehnat faoliyatida qo‘llash uchun uslublar yaratadi.

2. Puaz qanday o‘lchov birlik?

- a) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining o‘lchov birligi;
- b) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientining o‘lchov birligi;
- c) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining g‘adir-budirlik koeffitsientiga nisbati o‘lchov birligi;
- d) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining erkin tushish tezlanishiga nisbati o‘lchov birligi;

3. Stoks qanday o‘lchov birlik?

- a) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining o‘lchov birligi;
- b) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientining o‘lchov birligi;
- c) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining g‘adir-budirlik koeffitsientiga nisbati o‘lchov birligi;
- d) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining erkin tushish tezlanishiga nisbati o‘lchov birligi;

4. Suyuqlikning kinematik yopishqoqligi nima?

- a) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientini zichlikga nisbati;
- b) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining xajmiy og‘irlikga nisbati;
- c) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining g‘adir-budirlik koeffitsientiga nisbati;

d) Dinamik yopishqoqlik koeffitsientining erkin tushish tezlanishiga nisbati.

5. Suyuqlikning dinamik yopishqoqligi nima?

- a) Suyuqlikning ichki ishqalanish kuchlarini xarakterlovchi kattalik;
- b) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientining xajmiy og'irlikka ko'paytmasi;
- c) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientining g'adir-budirlik koeffitsientiga nisbati;
- d) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientining erkin tushish tezlanishiga nisbati.

6. Ideal va real suyuqliklar orasida qanday tafovut mavjud?

- a) Ideal suyuqliklarning zarrachalar o'rtasida o'zaro ta'sir kuchi mavjud bo'lib, real suyuqliklar zarrachalari bir-biri bilan o'zar ta'sirda bo'lmaydi;
- b) Ideal suyuqliklarning zarrachalar o'rtasida o'zaro ta'sir kuchi mavjud emas deb qabul qilinsa, real suyuqliklar zarrachalari bir-biri bilan o'zar ta'sirda bo'ladi;
- c) Ideal suyuqliklar tabiatda mavjud, real suyuqliklar esa tabiatda mavjud emas;
- d) Ideal suyuqliklar zichliklari o'zgaruvchan, real suyuqliklar zichliklari o'zgarmasdir.

7. Suyuqlikning solishtirma (hajmiy) og'irligi nima?

- a) Birlik hajmdagi suyuqlikning massasi;
- b) Birlik hajmdagi suyuqlikning og'irligi ;
- c) Suyuqlikning og'irligi;
- d) Suyuqlikning massasi;

8. Suyuqlikning zichligi nima?

- a) Birlik hajmdagi suyuqlikning massasi;
- b) Birlik hajmdagi suyuqlikning og'irligi ;
- c) Suyuqlikning og'irligi ;
- d) Suyuqlikning massasi;

9. Suyuqlik qattiq jism va gazlardan qanday farq qiladi?

- a) Qattiq jismlarda zichlik o'zgaruvchandir, gazlarda esa u doimiy qiymatga egadir;
- b) Qattiq jismlar bosim ta'sirida siqiluvchandir, gazlar esa bosim ta'sirida siqilmaydi;
- c) Qattiq jismlar bosim ta'sirida siqilmaydi, gazlar esa bosim ta'sirida o'zgarmas

zichlikka ega;

d) Qattiq jismlarda zichlik o'zgarmas kattalikka ega, gazlarda esa u o'zgaruvchadir.

10. Kapillyarlik nima?

a) Suyuqlikning hajmiy kuchlari ta'sirida kichik diametrli naychalarda ko'tarilishi yoki pasayishi kapillyarlik deb ataladi;

b) Suyuqlikning og'irlik kuchi ta'sirida kichik diametrli naychalarda ko'tarilishi yoki pasayishi kapillyarlik deb ataladi;

c) Suyuqlikning sirt taranglik kuchlari ta'sirida kichik diametrli naychalarda ko'tarilishi yoki pasayishi kapillyarlik deb ataladi;

d) Suyuqlikning sirt inertsion kuchlar ta'sirida kichik diametrli naychalarda ko'tarilishi yoki pasayishi kapillyarlik deb ataladi

11. Aeratsiya tushunchasiniqanday ta'riflash mumkin?

a) Kattatezlik bilan harakatlanayotgan oqim qatlamlari orasiga havo kirgan holda suv bilan havo pufakchalarining birgalikdagi ikki fazali oqim ko'rinishidagi harakati aeratsiya deyiladi.

12. Kavitatsiya tushunchasiiga ta'rif bering.

a) Suyuqlik kavitatsiyasideb, havo pufakchalarining harakatlanayotgan suyuqlik ichidan ajralib chiqib harakatlanishiga aytiladi;

b) Suyuqlik kavitatsiyasideb, havo pufakchalarining suyuqlik massasi bilan birgalikdagi harakatiga aytiladi;

c) Suyuqlik kavitatsiyasideb, turli fizik hossalarga ega bo'lgan suyuqlik massalarining birgalikdagi harakatiga aytiladi;

d) Suyuqlik kavitatsiyasideb, havo pufakchalarining harakatlanayotgan suyuqlik ichida yorilishi hodisasiga aytiladi;

13. Kavitatsion eroziyatushunchasiga ta'rif bering.

a) Harakatlanayotgan suyuqlik ichidagi havo pufakchalarining yorilishi natijasida paydo bo'ladigan zarb ta'sirida harakatlanayotgan suyuqlikni o'rab turgan qattiq devorning yemirilishi kavitatsion eroziya deyiladi;

b) Harakatlanayotgan suyuqlik ta'sirida qattiq devorning yemirilishi kavitatsion eroziya deyiladi;

- c) Harakatlanayotgan suyuqlikning kinetik energiyasi ta'sirida qattiq devorning yemirilishi kavitatsion eroziya deyiladi;
- d) Harakatlanayotgan suyuqlikning potentsial energiyasi ta'sirida qattiq devorning yemirilishi kavitatsion eroziya deyiladi;

14. Harakatlanayotgan suyuqlik qatlamlari oralig'idagi ichki ishqalanish kuchlarining dinamik yopishqoqlik koeffitsienti, qatlamning ishqalanish yuzasi hamda tezlik gradienti $\left(T = \mu\omega \frac{du}{dh}\right)$ ga proportsionalligi haqidagi

gipotezani bashorat qilgan olimning nomini aniqlang.

- a) Ya.I.Frenkel;
- b) N.P.Petrov;
- c) Kulon;
- d) I.Nyuton.

15. Nonyuton suyuqliklar deganda qanaqa suyuqliklarni tushunasiz?

- a) Nyuton qonuniyatga bo'ysunadigan suyuqliklarga aytiladi;
- b) Nyuton qonuniyatga bo'ysunmaydigan suyuqliklarga aytiladi;
- c) $\tau = \tau_0 + \mu \frac{du}{dn}$ qonuniyatga bo'ysunadigan suyuqliklarga aytiladi;
- d) $\tau = \mu \frac{du}{dn}$ qonuniyatga bo'ysunadigan suyuqliklarga aytiladi.

16. N.Ye.Jukovskiy viskozimetri kaday yopishqoqlikni o'lchash imkoniyatini beradi?

- a) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientini;
- b) Umumiy yopishqoqlikni;
- c) Dinamik yopishqoqlikni;
- d) To'g'ri javob yo'q.

17. Engler viskozimetri kaday yopishqoqlikni o'lchash imkoniyatini beradi?

- a) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientini;
- b) Umumiy yopishqoqlikni;
- c) Dinamik yopishqoqlikni;

d) To'g'ri javob yo'q.

18. Kapillyar viskozimetrlarni ko'rsating.

- a) Engler, Ostvald viskozimetrlari;
- b) N.Ye.Jukovskiy, Pinkevich viskozimetrlari;
- c) Bingham, Ostvald viskozimetrlari;
- d) Barchasi to'g'ri.

19. Engler viskozimetriga asosan kinematik yopishqoqlik koeffitsientini hisoblash imkoniyatini beradigan Pomerantsev formulasini ko'rsating?

- a) $\nu = 0,0731E - 0,0631 \frac{1}{E}$;
- b) $\nu = 0,0828E - 0,08332 \frac{1}{E}$;
- c) $\nu = \frac{1}{11,995} \cdot 10^{-2} \frac{1}{\lg \frac{h_0}{h_1}} T - 3,033(h_0 - h_1) \frac{1}{T}$.

d) Barchasi to'g'ri.

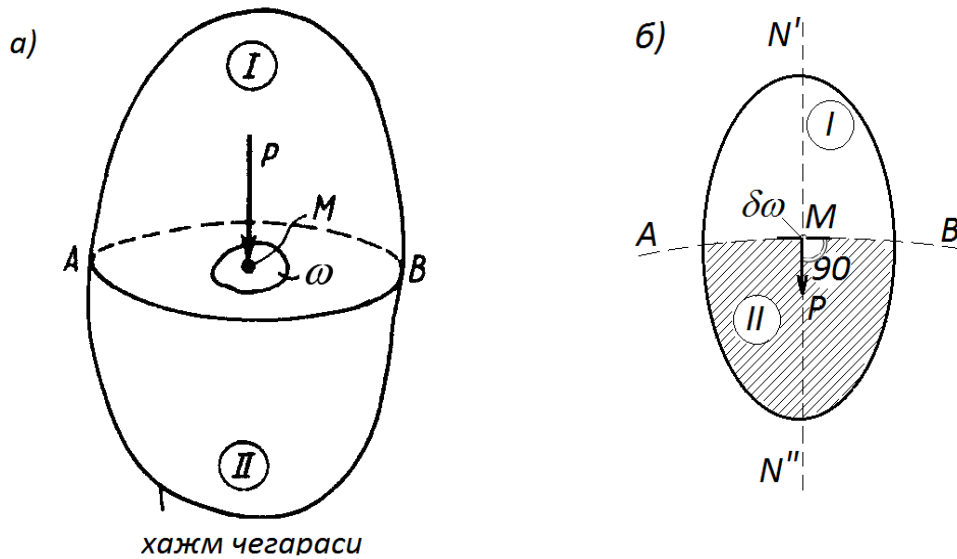
20. Ikki koaksial tsilindrli viskozimetrlar qanday yopishqoqlikni aniqlash imkoniyatini beradi?

- a) Kinematik yopishqoqlik koeffitsientini;
- b) Umumiy yopishqoqlikni;
- c) Dinamik yopishqoqlikni;
- d) To'g'ri javob yo'q.

II BOB GIDROSTATIKA

2.1. GIDROSTATIK BOSIM VA UNING ASOSIY HOSSALARI

Suyuqliklar o‘zlarining fizik hossalariга ko‘ra, ko‘ndalang va cho‘ziluvchan kuchlanishlarni qabul qilmaydi. Shu sababli suyuqliklar faqat normal yo‘nalgan siqiluvchan kuchlanishlar « σ », ya’ni gidrostatik bosim r ta’sirida bo‘ladi.



2.1-rasm. a) barqaror suyuqlik hajmi;
b) r gidrostatik bosim (M nuqtaga q.) MN'' - ichki normal

Suyuqlik ichida biror hajmni ajratib olamiz va uning muvozanat holatini kuzatamiz. (2.1, a-rasm). Ushbu hajmdagi suyuqlikni hayolan AV kesma orqali ikki qismga ajratamiz. II qism ustiga muvozanatni saqlab turish uchun tashqi kuch R ni qo‘yamiz. Bu kuch o‘zi ta’sir etayotgan ω yuzaga ta’sir etadi va o‘rtacha gidrostatik bosimni hosil qiladi, ya’ni

$$p = \frac{P}{\omega} = \frac{\Delta P}{\Delta \omega} \quad (2.1)$$

Yuza ω nolga intilganda o‘rtacha gidrostatik bosim – nuqtadagi *gidrostatik bosim* deb ataladi.

$$p = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{|P|}{\omega} = \lim_{\Delta \omega \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta \omega} \quad (2.2)$$

Gidrostatik bosimning o'lchov birliklari: $\frac{H}{m^2} = Pa$ yoki $\frac{kg}{ms^2}$; texnik atmosfera bosimi $p_{at} = 98100 \frac{H}{m^2} = 98100 Pa = 98,1 KPa$ yoki suyuqlik balandligida $h = \frac{P}{\rho g}$; suv balandligida atmosfera bosimi $h_{suv} = 10$ m suv ustuniga, simob ustuni balandligida esa $h_{sim} = 735$ mm simob ustuniga teng.

Gidrostatik bosim ikkita asosiy xossaga ega:

1. Birinchi xossa. *Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasidagi gidrostatik bosim ta'sir etayotgan yuzasiga normal (tik) yo'nalgan bo'lib, siquvchi hisoblanadi, ya'ni bosim qaralayotgan suyuqlik hajmini ichiga yo'nalgan bo'ladi.*

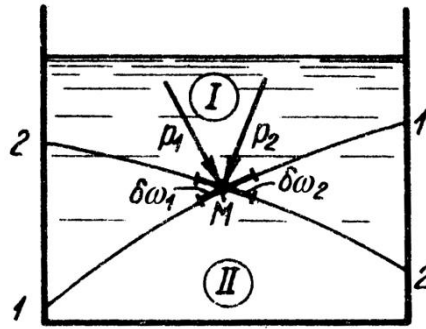
2.1, b-rasmda nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning ma'lum hajmi tasvirlangan. Uni shartli ravishda I va II qismlarga AV sirt orqali bo'lib, bunda shubhasiz, I qism AV sirt orqali II qismga ma'lum bir kuch bilan siqadi. Albatta, II qism tomondan AV sirtga shu kuchga teng, lekin yuqoriga yo'nalgan kuch qarshilik ko'rsatadi.

Endi biz faqat uzun – shtrix chiziqlar bilan rasmda ko'rsatilgan II suyuqlik qismini qaraymiz. Bunda biz II qismga qo'yilgan kuch bilan qiziqamiz.

AV sirtida bir nechta a, b, c nuqtalar atrofida $\Delta\omega$ yuzalar belgilaymiz hamda yuzalarga $N'N''$ normallar o'tkazamiz.

Bu $d\omega$ yuzalar ta'sir yuzalari deb ataladi.

Birinchi xossaning to'g'riligini teskari holat usulidan foydalanib isbotlaymiz. Faraz qilaylik, a nuqtada p bosim $N'N''$ normal yo'nalishdan boshqa yo'nalishda ta'sir etmoqda. Bunday holatda p bosimni ta'sir yuzasiga normal (tik) bo'lgan p_n va urinma bo'lgan p_τ tashkil etuvchilarga ajratish mumkin. Lekin, tinch holatdagi suyuqliklarda urinma kuchlanishlar (p_τ) mavjud bo'lmaydi. Shunga asosan, p kattalikni p_n kattalik bilan ustma-ust tushmaydi, degan taxminimiz noto'g'ri deb xulosa qilishimiz mumkin. Bu tahlil gidrostatik bosimning birinchi xossasi to'g'riligini ko'rsatadi (2.2-rasm).



2.2-rasm. Hidrostatik bosimning 1-xossasiga doir

2. Ikkinchi hossa. *Qaralayotgan nuqtadagi gidrostatik bosim kattaligi ta'sir yuzasining qiyalik burchagiga ya'ni orientirovkasiga bog'liq emas.*

Agar birinchi xossani tahlil qilish jarayonida p gidrostatik bosim ta'siri yo'nalishiga e'tiborni qaratgan bo'lsak, endi ikkinchi xossani o'rganishda p gidrostatik bosim kattaligiga ham e'tiborni qaratamiz.

Buni tushuntirish uchun 2.3-rasmdagi tinch holatdagi suyuqlikka qarab chiqamiz. Suyuqlik ichida A ixtiyoriy nuqtani tanlaymiz. Bu nuqta orqali bir necha sirtlar (1-1, 2-2 va boshqalar) ni o'tkazamiz. Ko'rinib turibdiki, bu sirtning har qaysisi, suyuqlik hajmini I va II qismlarga bo'ladi. Bu nuqta atrofida bir necha ta'sir yuzalarni belgilaymiz. ($\Delta\omega_1$, $\Delta\omega_2$ va hakoza). Bular mos ravishda 1-1, 2-2 va hakoza sirtlarda joylashgan bo'ladi. Bu yuzalarni turli vaziyatlarda joylashganligi rasmdan ko'rinib turibdi. Endi shartli ravishda I qismdan II qismga ta'sir etayotgan bosimlarni ko'rib chiqamiz. Ularni mos ravishda p_1 , p_2 va hakoza deb belgilaymiz.

Gidrostatik bosimning birinchi hossasiga asosan, nuqtadagi bosim ta'sir e'tayotgan yuzaga tik yo'nalgan bo'lsa, Paskal tomonidan aniqlangan ikkinchi hossasiga asosan bu nuqtadagi bosimlar bir-biriga teng bo'ladi. ya'ni:

$$p_x = p_y = p_z = p_n \quad (2.3)$$

bunda, p_x , p_y , p_z , va p_n koordinata o'qlariga nisbatan Ox , Oy , Oz va ixtiyoriy yo'nalishdagi « $n-n$ » sirtga nisbatan gidrostatik bosim.

Ushbu (2.3) munosabatni tasdiqlash uchun suyuqlik ichidan AVS prizma shaklidagi kichik hajm ajratib olamiz. Uning tomonlari dx , dy , dz bo'lsin, massasi esa $\rho(dx, dy, dz)$ ga teng (2.3-rasm).

Bu AVS prizma quyidagi kuchlar tasirida muvozanat holatda bo‘ladi.

1) Bu kuchlar ajratilgan suyuqlikning yon qirralaridan ta‘cir etuvchi kuchlar – tashqi bosim kuchlari:

$$P_x = p_x dz dy \quad (2.4)$$

$$P_z = p_z dx dy \quad (2.5)$$

$$P_n = p_n dldy \quad (2.6)$$

bunda, p_x – AV yuzaga ta‘sir etuvchi o‘rtacha gidrostatik bosim dy , dz yuzaga ta‘sir

etib, $0x$ o‘qi bo‘yicha yo‘nalgan, demak tenglamaga musbat qiymat bilan kiradi; chizmada α – prizmaning VS qirrasini gorizontalkk nisbatan tashkil etgan ixtiyoriy burchagi; R_n va R_z – bosim kuchlari.

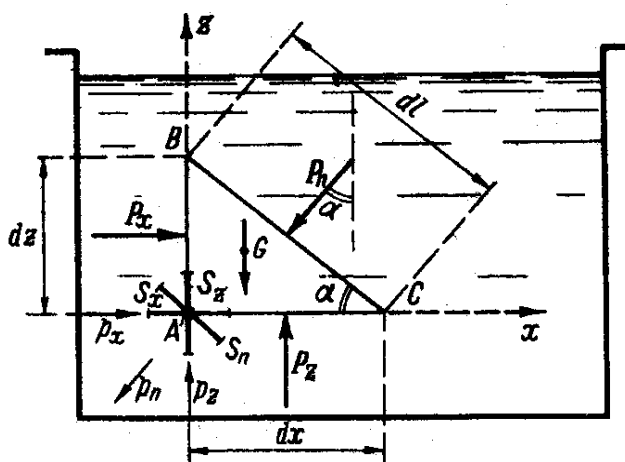
2) P_y kuch AVS prizma yon qirrasiga suyuqlikni o‘rab turgan muhitdan bo‘layotgan ta‘sir. Bu kuch chizmaga tik yo‘nalishda bo‘lganligi sababli, ko‘rsatilmagan (2.3-rasm);

3) G – tashqi hajmiy kuchlar, hususan ajratib olingan suyuqlikning o‘z og‘irligi bo‘lishi mumkin.

Hajmiy kuchlar nihoyatda kichik bo‘lganligi uchun, bu G kuch kattaligini aniqlash uchun uning birlik massaga nisbat qiymatini $\frac{1}{2} dx dy dz$ prizma hajmiga ko‘paytiramiz; o‘rtacha gidrostatik bosimlarning prizma yon qirralariga ta‘sir kuchlarini miqdori ham kichik bo‘lganligi sababli, ularni aniqlash uchun mos ravishda bu kuchlarni ham $(dz dy)$; $(dx dy)$; $(dldy)$ kattaliklarga ko‘paytiramiz. Shu vaziyatni hisobga olgan holda tashqi hajmiy kuchlarni hisobga olmasdan, AVS prizma faqat tashqi sirt kuchlari R_x , R_z , R_n va P_y ta‘sirida muvozanat holatida bo‘ladi deb hisoblaymiz.

Buni nazarda tutgan holda, bu kuchlarning A_x va A_z o‘qlarga proektsiyalari yig‘indisi nolga teng deb qabul qilamiz:

$$\left. \begin{aligned} P_x - P_n \sin \alpha &= 0; \\ P_z - P_n \cos \alpha &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$



2.3-rasm. A nuqtadagi r bosim miqdorining ω yuzani joylashishiga bog‘liq emasligini isbotlashga doir

Bu ifodalarni (2.4, 2,5, 2,6) ifodalarga qo'yamiz:

$$\left. \begin{aligned} p_x dz dy - p_n dldy \sin \alpha &= 0; \\ p_z dx dy - p_n dldy \cos \alpha &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

$dz = dl \sin \alpha$ va $dx = dl \cos \alpha$ ekanligini hisobga olsak,

$$p_n = p_z = p_x \quad (2.9)$$

Shunday qilib, nuqtadagi gidrostatik bosim – shu nuqta atrofida yuzaning o'zgarishi bilan o'zgarmaydi, ya'ni α burchak o'zgarishiga bog'liq emas.

2.2. IDEAL SUYUQLIKNING NISBIY TINCH HOLATI UCHUN DIFFERENTIAL TENGLAMASI

Tashqi hajmiy kuch ta'sir etayotgan tinch holatdagi suyuqlikni ko'rib chiqamiz. Aytaylik, suyuqlikning birlik massasiga f miqdordagi hajmiy kuch ta'sir etayotgan bo'lsin (2.4-rasm), uning Ox , Oy , Oz o'qlardagi proektsiyalarini mos ravishda ϕ_x , ϕ_y , ϕ_z deb belgilaymiz.

Umuman, suyuqlikning ixtiyoriy nuqtalaridagi bosim (p) ni quyidagicha ifodalaymiz:

$$p = f(x, y, z) \quad (2.10)$$

Endi, bu kattaliklar orasidagi bog'liqlikni aniqlaymiz.

Koordinatalar sistemasi Ox va Oz o'qlarining yo'nalishini belgilab olib, nihoyatda kichik parallelepiped ko'rinishidagi 1-2-3-4 suyuqlik hajmini ko'rib chiqamiz.

Parallelepipedning tomonlari dx , dz , dy larni cheksiz kichik deb qabul qilamiz. Parallelepipedning markazida x , y , z koordinatadan A nuqtani tanlab olib, undagi bosimni r nuqta orqali MN chizig'ini Ox o'qqa parallel qilib o'tkazamiz hamda gidrostatik bosim shu chiziq bo'ylab o'zgaradi deb qabul qilamiz. Bu o'zgarishni $\frac{\partial p}{\partial x}$ ko'rinishida qabul qilish mumkin. M va N nuqtalardagi bosimning o'zgarishini ifodalaymiz.

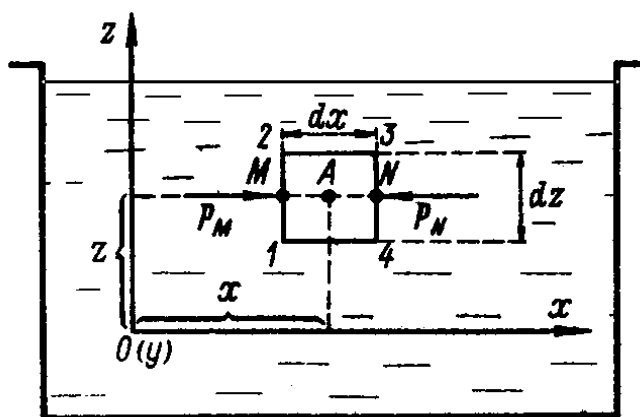
$$\left. \begin{aligned} p_M &= p - \frac{1}{2} dx \frac{\partial p}{\partial x}; \\ p_N &= p + \frac{1}{2} dx \frac{\partial p}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Bunda ikkinchi had r bosimning $\frac{1}{2} dx$ oraliqdagi o'zgarishini bildiradi.

Endi quyidagicha mulohaza yuritamiz:

a) avvalambor, elementar parallelipiped-ga ta'sir etuvchi barcha kuchlarni aniqlaymiz;

b) parallelipiped tinch holatda bo'lganligi uchun bu kuchlarning ∂x o'qqa proektsiyalarini olib, ularni nolga tenglaymiz.



2.4-rasm. 2.16-ifodaga doir sxema

Natijada birinchi differentsial tenglamaga ega bo'lamiz.

c) ikkinchi va uchinchi differentsial tenglamalarni olish uchun mos ravishda ∂u va ∂z o'qlarga proektsiyalarini olib, ularni nolga tenglaymiz.

Yuqoridagi mulohazalarga asosan, faqat birinchi tenglamani keltirib chiqaramiz.

Parallelipipedga (1-2-3-4) ta'sir etuvchi kuchlarni aniqlaymiz.

- hajmiy kuchlar.

$$\phi(dx dy dz)\rho \quad (2.12)$$

$(dx dy dz)\rho$ kattalik parallelipipeddagi suyuqlik massasi, uning ∂x o'qqa proektsiyasi

$$\phi_x(dx dy dz)\rho. \quad (2.13)$$

- tashqi kuchlar: elementar parallelipipedning 1-4 va 2-3 qirralariga ta'sir etuvchi kuchlar farqi nolga teng. 1-2 va 3-4 qirralarga ta'sir etuvchi kuchlar farqi esa quyidagiga teng:

$$\begin{aligned} P_M - P_N &= p_M(dz dy) - p_N(dz dy) = \\ &= \left(p - \frac{1}{2} dx \frac{\partial p}{\partial x} \right) dy dz - \left(p + \frac{1}{2} dx \frac{\partial p}{\partial x} \right) dy dz = -\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz \end{aligned} \quad (2.14)$$

Barcha kuchlar yig'indisini topamiz.

$$\phi_x(dx dy dz)\rho - \frac{\partial p}{\partial x}(dx dy dz) = 0. \quad (2.15)$$

Xuddi shu tarzda $0x$ va $0y$ o'qlar uchun ish tutib, qolgan ikki tenglamani yozib olib:

$$\phi_y(dx dy dz)\rho - \frac{\partial p}{\partial y}(dx dy dz) = 0;$$

$$\phi_z(dx dy dz)\rho - \frac{\partial p}{\partial z}(dx dy dz) = 0.$$

Bu tenglamalarni birlik massaga nisbatan yozamiz, ya'ni $(dx dy dz)\rho$ hadga bo'lamiz:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

Bu tenglama 1755 yili L.Eyler tomonidan yozilganligi sababli *Eyler tenglamasi*¹ deb ataladi.

2.3. IDEAL SUYUQLIKNING TINCH HOLATI UCHUN DIFFERENTIAL TENGLAMANI INTEGRALLASH

(2.16) tenglamalar sistemasini mos ravishda dx , dy , dz larga ko'paytirib, chap va o'ng tomonlarini qo'shamiz:

$$\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) = 0 \quad (2.17)$$

Nuqtaga ta'sir etuvchi r bosim, koordinatalarga bog'liq bo'lgan funktsiya ekanligini hisobga olib, ya'ni,

$$p = f(x, y, z) \quad (2.18)$$

(2.17) tenglamadagi qavs ichidagi ifoda r ning to'liq differentsiali deb olsak,

$$dp = \rho(\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz) \quad (2.19)$$

¹L.Eyler – Peterburg akademiyasining xaqiqiy akademigi, buyuk matematik, mexanik va fizik. Bazel(Shveytsariya) shahrida tug'ilgan. 1727-1741 va 1766-1783 yillarda S.Peterburgda yashab ijod qilgan.

u holda, Eyler (2.19) tenglamasining chap tomoni bir funktsiyaning to'liq differentsiali ekan, ikkinchi tomonini ham funktsiyaning to'liq differentsiali deb qabul qilish mumkin. $\rho = const$ bo'lganligi uchun

$$dp = \rho dU \quad (2.20)$$

bunda

$$dU = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz. \quad (2.21)$$

Umuman, dU differentsialni boshqacha ifodalash ham mumkin:

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz \quad (2.22)$$

(2.21) va (2.22) o'zaro taqqoslab, quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \phi_x; \quad \frac{\partial U}{\partial y} = \phi_y; \quad \frac{\partial U}{\partial z} = \phi_z. \quad (2.23)$$

Yuqoridagi mulohazadan ko'rinib turibdiki, U koordinatalarga bog'liq bo'lgan funktsiya bo'lib, hususiy hosilalari birlik hajmdagi og'irlik kuchining proektsiyalarini ($f_x; f_y; f_z$) ifodalaydi.

Demak, U potentsial funktsiya bo'lganligi sababli, f kuch ma'lum potentsialga ega bo'lgan kuch deb qabul qilinadi. Suyuqliklar shunday kuch ta'siri ostida tinch holatda bo'lishi mumkin.

(2.20) tenglamani integrallab,

$$p = \rho U + C \quad (2.24)$$

ifodaga ega bo'lamiz. Bunda, C – doimiy o'zgarmas kattalik (integral doimiysi).

Bu kattalikni aniqlash uchun ixtiyoriy nuqtadagi ma'lum

$$p = p_0 \text{ va } U = U_0 \quad (2.25)$$

kattaliklarni qabul qilamiz. Bu nuqta uchun (2.24) tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$p_0 = \rho U_0 + C, \quad (2.26)$$

bundan,

$$C = p_0 + \rho U_0. \quad (2.27)$$

(2.27) ifodani (2.24) ifodaga qo'yib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$p = \rho U + p_0 - \rho U_0 \quad (2.28)$$

yoki

$$p = p_0 + \rho(U - U_0). \quad (2.29)$$

Potensial funksiya nima degan savol paydo bo'lishi albatta tabiiy. Bu tushunchani quyidagicha izohlash mumkin. Bizga ma'lumki, biror bir fizik jarayon ro'y berayotgan muhit fizik maydon deb ataladi. Bu maydon shartli ravishda ikki turga bo'linadi. 1) Skalyar maydon (harorat, zichlik maydoni); 2) Vektorli maydon (tezlik, kuch, bosim maydonlari)

Ma'lum bir $\psi = f(x, y, z)$ skalyar (ya'ni yo'nalishga ega bo'lmagan kattalik)ning maydoni $\psi = const$ chiziq (yoki sirt) bilan ifodalanishi mumkin. Masalan t^0 harorat maydoni $t^0 = const$ chiziq (yon sirti) bilan ifodalanadi.

Vektor maydoni bilan ishlash, skalyar maydon bilan ish olib borishga nisbatan ancha murakkabroq. Shu sababli vektor maydonini o'rganishda u maxsus skalyar maydon bilan almashtiriladi.

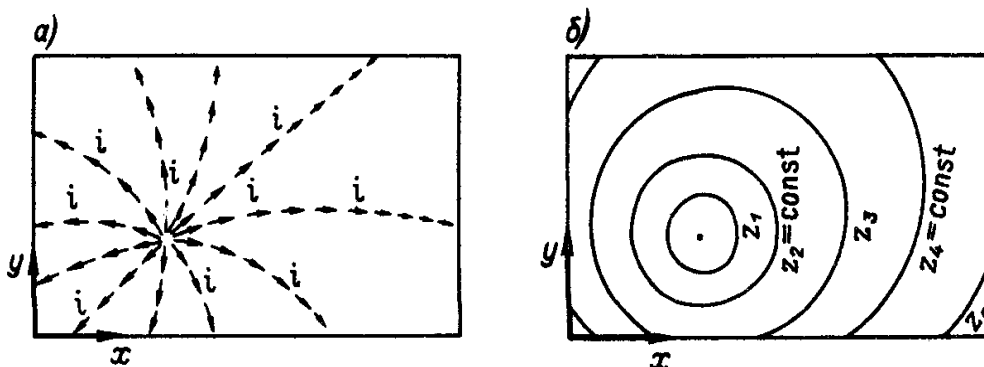
Bunday skalyar maydon maxsus U funktsiyaning teng qiymatli chiziqlari bilan ifodalanadi. Bu funktsiya *potensial funksiya* deyiladi yoki oddiygina *potensial* deb yuritiladi. Bunga kuch potentsiali, tezlik potentsiali misol bo'la olishi mumkin. U skalyar kattalikdir.

U funktsiya quyidagi xossalarga ega:

a) U funktsiya faqat x, y, z koordinatalarga bog'liq. Ayrim hollarda vaqtga ham ham bog'liq bo'ladi.

b) U funktsiyaning skalyar maydondagi turli nuqtalarda olingan xususiy xossalari, vektor maydonning shu nuqtalardagi vektorning proektsiyalari kattaligiga teng bo'lishi kerak.

Namuna tariqasida yer sirtining rel'efini ko'rib chiqishimiz mumkin. Yerning har bir nuqtasida yer sirtining ma'lum nishabligi mavjud. Bu nishablikni eng katta pastlashi yo'nalishdagi vektor deb qabul qilish mumkin. Shu sababli, yer rel'efining i nishabliklar maydoni sifatida qabul qilishimiz mumkin (qarang 2.5-rasm).



2.5-rasm. Yer sirti i nishabliklari: (a) vektor maydonini (b) skalyar maydon bilan almashtirish

Endi yer sirti balandligi belgisini (z) deb belgilab olib, relefimizda plan bo'yida gorizontallarni o'tkazamiz $z = const$ (2.5, b-rasm). Shubhasiz, z belgi x va y koordinatalarga bog'liq bo'lib, qo'yidagi xossaga ega:

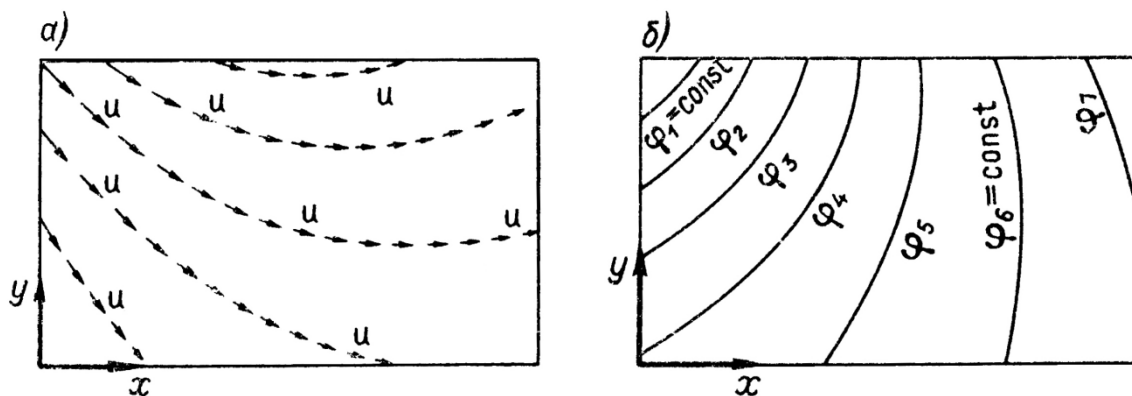
$$\frac{\partial z}{\partial x} = -i_x; \quad \frac{\partial z}{\partial y} = -i_y,$$

bu yerda i_x va i_y — i nishablikning tashkil etuvchilari;

Bu yerda xosilalarda ishorasini tashlab yuborib, yozuvni soddalashtirish uchun $z' = -z$ belgilash kiritish mumkin.

Ko'rinib turibdiki, z skalyar kattalik, i nishablik vektor maydoni potentsial funksiyasidir. Amaliyotda joy relefi $z = const$ ekvipotentsial ko'rinishda beriladi. Bu gorizontaldan foydalanib, yer sirtining ixtiyoriy nuqtasida i vektor kattaligi va yo'nalishini aniqlash mumkin.

Kelgusi mavzularda biz tezliklar vektor maydoni bilan tez-tez duch kelishimiz mumkin. (2.6, a-rasm).



2.6-rasm. a) tezliklar vektor maydoni;

b) φ potentsial funktsiya tezliklar maydonining skalyar maydoni

Bunday hollarda bunday maydonini φ tezlik potentsialini xarakterlovchi skalyar maydon bilan almashtirishimizga to'g'ri keladi (2.6, b-rasm)

Shuni ta'kidlash kerakki, har qanday vektor maydonini potentsial funktsiya bilan ifodalab bo'lmaydi. Shunday vektor maydonlari borki, ular potentsialga ega emas. Ularni hisoblash sezilarli murakkabliklarni paydo qiladi. Potentsial funktsiyaga ega vektor maydonlarni qarashda bu funktsiyani aniqlash bilan bog'liq matematik muammolarga duch kelishimiz mumkin.

2.4. TENG BOSIMLAR TEKISLIGI

Nisbiy tinch holatdagi bir xil suyuqlikdan o'tkazilgan gorizontalk tekislikning hamma nuqtalarida bosim bir xil bo'ladi. Bunday tekislik *teng bosimlar tekisligi* deb ataladi. Bu tekislik tenglamasini (2.19) tenglamada gidrostatik bosimni o'zgartirish deb qabul qilish orqali yozishimiz mumkin:

$$p = \text{const} \text{ yoki } dp = 0,$$

demak,

$$dp = (\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz)$$

yoki

$$U(x, y, z) = \text{const}.$$

Shunday qilib, bu teng bosimlar tekisligidagi barcha zarrachalar massa kuchlariga mos keluvchi bir xil solishtirma potentsial energiyaga teng ega bo'ladi.

Bunday teng bosimlar tekisligiga suyuqlikning erkin sirti misol bo'la olishi mumkin. Bu sirt gidrotexnika amaliyotida havo bilan chegaralangan bo'ladi. Yuqoridagi tenglamaga asosan xulosa qilish mumkinki, *teng bosimlar tekisligidagi nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasiga ta'sir etuvchi massa kuchlarining yo'nalishi, shu tekislikka tik yo'nalgan bo'ladi.*

2.5. OG'IRLIK KUCHI TA'SIRI OSTIDAGI SUYUQLIKKA TA'SIR ETUVCHI GIDROSTATIK BOSIM KUCHI

Bundan keyin suyuqlikka faqat bitta hajmiy kuch – og'irlik kuchi ta'sir etayapti, deb qabul qilamiz. Yopiq idishga solingan suyuqlik sathiga p_0 tashqi kuch ta'sir etayotgan holatni qabul qilib, uning ixtiyoriy h chuqurlikdagi nuqtasi (m) atrofida birlik massani ajratib olamiz (2.7-rasm).

Faraz qilaylik, bu massaga f kuch ta'sir etmoqda. Yuqorida ta'kidlangan holatimiz uchun

$$\phi_x = 0, \phi_y = 0, \phi_z = -g, \quad (2.30)$$

bunda, g – og'irlik kuchi ta'siri ostidagi tezlanish;

$\phi_x, \phi_y, \phi_z = \phi$ kuch proektsiyalari.

Bizning holat uchun

$$dU = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz = -gdz \quad (2.31)$$

(2.31) ni (2.20) ga qo'yib,

$$dp = -\rho g dz. \quad (2.32)$$

ifodani olamiz. Bu ifodani integrallasak,

$$p = -\rho g z + C \quad (2.33)$$

yoki

$$p = -\gamma z + C \quad (2.34)$$

S – boshlang'ich funktsiya doimiysini topish uchun, sathdagi nuqtani ko'rib chiqamiz:

$$z = 0; p = p_0, \quad (2.35)$$

$$C = p_0; \quad (2.36)$$

natijada quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$p = p_0 - \gamma z. \quad (2.37)$$

Bunda chuqurlikni

$$h = -z; \quad (2.38)$$

deb qabul qilsak,

$$p = p_0 + \gamma h, \quad (2.39)$$

bunda, r – nuqtaga ta'sir etuvchi to'liq absolyut bosim;

p_0 – tashqi bosim

$$\gamma h = p_{oz} \text{ (belgi)} \quad (2.40)$$

Ko'rilayotgan nuqtadan yuqoridagi suyuqlik qatlamini nuqtaga bo'lgan bosimi *og'irlik gidrostatik bosimi* deb ataladi.

Agar idishning qopqog'i ochiq bo'lsa,

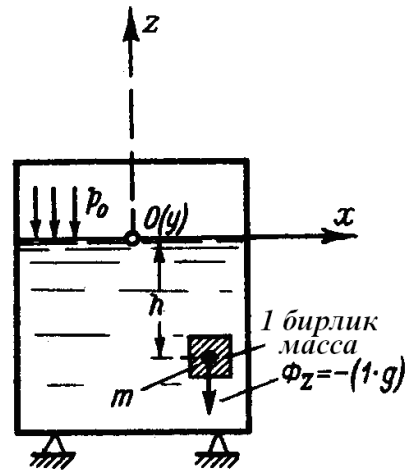
$$p_0 = p_a \quad (2.41)$$

deb qabul qilinadi, bunda, p_a – atmosfera bosimi.

Nuqtaga ta'sir etayotgan bosimlarning farqi $(p - p_a)$ ayrim hollarda *manometrik bosim* deb ataladi (agar bu farq musbat bo'lsa, ya'ni, $(p > p_a)$).

Agar muhitdgi bosimlar farqi manfiy $(p < p_a)$ bo'lsa, bunday bosim *vakuummometrik bosim* deyiladi.

$$p_v = p_a - p$$



2.7-rasm. “Og‘ir suyuqlik”ka r bosim ta’siri

Ko'pgina holatlarda, amaliyotda to'liq bosim – absolyut bosim bilan emas, balki, atmosfera bosimidan yuqori bo'lgan bosim bilan ishlashga to'g'ri keladi, shu sababli ularni aniq belgilab olamiz.

p_A – absolyut to'liq bosim;

r – atmosfera bosimidan yuqori bo'lgan bosim.

Demak,

$$p = p_A - p_a \quad (2.42)$$

Absolyut to'liq bosim quyidagicha aniqlanadi:

Yopiq idishlar uchun:

$$\boxed{p_A = p_0 + \gamma h = p_0 + p_{oz} = p_a + p;} \quad (2.43)$$

Ochiq idishlar uchun:

$$\boxed{p_A = p_a + \gamma h = p_a + p_{oz} = p_a + p;} \quad (2.44)$$

bunda, r_{og} – og'irlik bosimi.

Yuqoridagi mulohazadan ko'rinib turibdiki, ochiq idishlar uchun, atmosfera bosimidan yuqori bo'lgan kattalik va og'irlik gidrostatik bosimi degan tushunchalar bir-biriga mos keladi. Yopiq idishlar uchun ular har xil qiymatga ega.

$$p = p_{oz} + (p_o - p_a) \quad (2.45)$$

Xuddi shunday gidrostatik bosim kuchi haqida ham aniqlik kiritib olamiz.

$$\boxed{p_m = p_A - p_a}$$

p_A – absolyut to'liq gidrostatik bosim kuchi;

p_m – atmosfera bosimidan yuqori bo'lgan bosim bo'lib, u *manometrik bosim* deb yuritiladi.

2.6. PEZOMETRIK BALANDLIK

«*Pezometr*» grek so'zlari qo'shilmasidan olingan bo'lib, «bosim», «o'lchov» degan ma'nolarni anglatadi. Qopqog'i berkitilgan idishga suyuqlik solingan bo'lib, unga og'zi kovsharlangan va ichidan havosi so'rilgan Π_0 va og'zi ochiq P naychalar m nuqta sathiga o'rnatilgan (2.8-rasm). Bu holat uchun quyidagi ifodalarni yozish mumkin:

a) idishdagi suyuqlik tomonidan m nuqtaga ta'sir etuvchi bosim

$$p_A = p_0 + \gamma h \quad (2.46)$$

b) naychadagi suyuqlik tomonidan m nuqtaga ta'sir etuvchi bosim

$$0 + \gamma h_A \quad (2.47)$$

Bu ikkala ifoda bir-biriga teng bo'lishi kerak

$$p_A = \gamma h_A \quad (2.48)$$

bundan,

$$\boxed{h_A = \frac{p_A}{\gamma}} \quad (2.49)$$

Demak, suyuqlikning o'z og'irligi hisobiga absolyut to'liq bosimni hosil qiluvchi naychadagi ko'tarilish balandligi *to'liq pezometrik balandlik* deyiladi. Bu kattalik uzunlik o'lchov birligida o'lchanganligi sababli, to'liq bosim ham uzunlik o'lchov birliklarida o'lchanishi mumkin. Masalan, *atmosfera bosimi*:

$$p_a = 1 \text{at} = 1 \frac{\text{kgk}}{\text{sm}^2} = 10000 \frac{\text{kgk}}{\text{m}^2} = 98,1 \frac{\text{kH}}{\text{m}^2} = 98,1 \text{kIII} = \\ = 10 \text{ m suv ustuni} = 735 \text{ mm simob ustuni}$$

Endi n nuqtaga naychadagi va idishdagi suyuqliklar tomonidan ta'sir etuvchi bosimlarni aniqlaymiz:

$$p_A = p_m + \gamma h \quad (2.50)$$

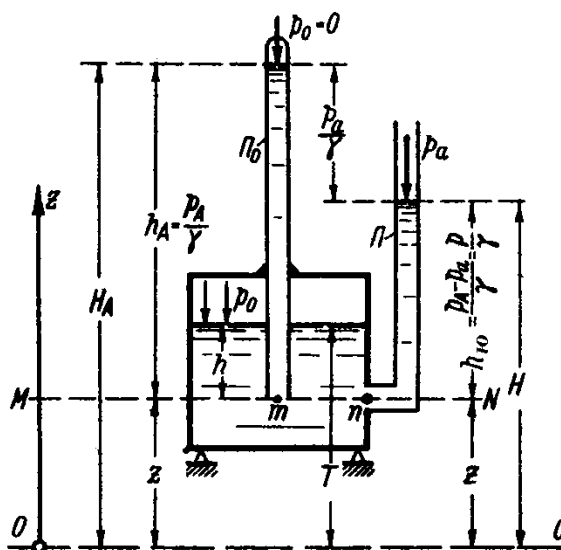
$$p_A + \gamma h_{10} \quad (2.51)$$

bularni bir-biriga tenglab, bizga kerakli kattalikni topamiz:

$$p_A = p_a + \gamma h_{10} \quad (2.52)$$

$$h_{10} = \frac{p_A - p_a}{\gamma} = \frac{p}{\gamma} \quad (2.53)$$

bunda, h_{yu} - atmosfera bosimidan yuqori bo'lgan bosimga mos keluvchi *pezometrik balandlik* deb ataladi



2.8-rasm. Pezometrik balandlik va potentsial napor

2.7. VAKUUM

Hozirgacha bo'lgan vaziyatlarda doimo to'liq bosim (p_A) atmosfera bosimi (p_a) dan katta bo'lgan holatni ko'rdik.

Agar $p_A < p_a$ bo'lsa, bu muhitda vakuumetrik bosim mavjud bo'lishliginiyuqorida ta'kidlagan edik, bunday bosim teskari pezometr yoki vakuummetr yordamida o'lchanadi.

m nuqtaga idishdagi va naychadagi suyuqliklar tomonidan ta'sir etayotgan bosimni aniqlaymiz (2.9-rasm).

Idishdagi suyuqlik tomonidan

$$p_A = p_0 + \gamma h \quad (2.54)$$

V – shaklidagi naychada joylashgan suyuqlik tomonidan

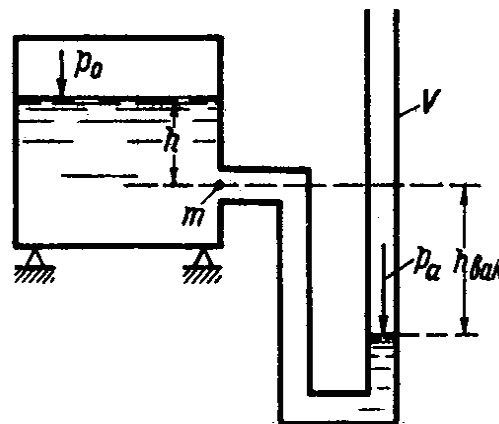
$$p_a - \gamma h_{vak} \quad (2.55)$$

Ikkalasini bir-biriga tenglab, h_{vak} kattalikni aniqlaymiz.

$$h_{vak} = \frac{p_a - p_A}{\gamma} = -\frac{p}{\gamma} \quad (2.56)$$

Demak, bosimlar farqiga mos keluvchi muhit *vakuum* deb atalib, bunga mos keluvchi balandlik esa *vakuummetrik balandlik* deyiladi.

Ta'kidlash kerakki, atmosfera bosimidan kichik qiymatdagi bosimga ega bo'lgan muhit *vakuum* deyiladi



2.9-rasm. Vakuum h_{vak} – vakuum balandligi

2.8. PASKAL QONUNI

Bir jinsli suyuqlikning ichida taqqoslash tekisligiga nisbatan z va z_0 masofa balandlikda joylashgan p va p_0 bosimlarga ega bo'lgan nuqtalardagi bosimni Δp va Δp_0 miqdorga oshiramiz. Hidrostatikaning asosiy qonuniga asosan:

$$z + \frac{p + \Delta p}{\gamma} = z_0 + \frac{p_0 + \Delta p_0}{\gamma}$$

bunga asosan:

$$\Delta p = \Delta p_0$$

Bu vaziyatdan *Paskal qonuni* o'z isbotini topadi: *Nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning muvozanat holatini buzmaydigan har qanday tashqi ta'sir uning boshqa nuqtalariga nech qanday o'zgarishsiz uzatiladi.*

2.9. TUTASH IDISHLAR QONUNI

Faraz qilaylik, ikkita bir-biri bilan tutashgan ochiq idishda ikki xil zichlikka ega suyuqlik joylashtirilgan. Ikkala suyuqlikning chegaralovchi sirt orqali chegara tekisligini o'tkazib, bu tekislikda joylashgan bir xil bosimga ega 1 va 2 nuqtalarni belgilab olamiz (2.10-rasm)

$$p_1 = p_2,$$

idishlar ochiq bo'lganligi sababli,

$$p_1 = p_a + \gamma_1 h_1$$

$$p_2 = p_a + \gamma_2 h_2$$

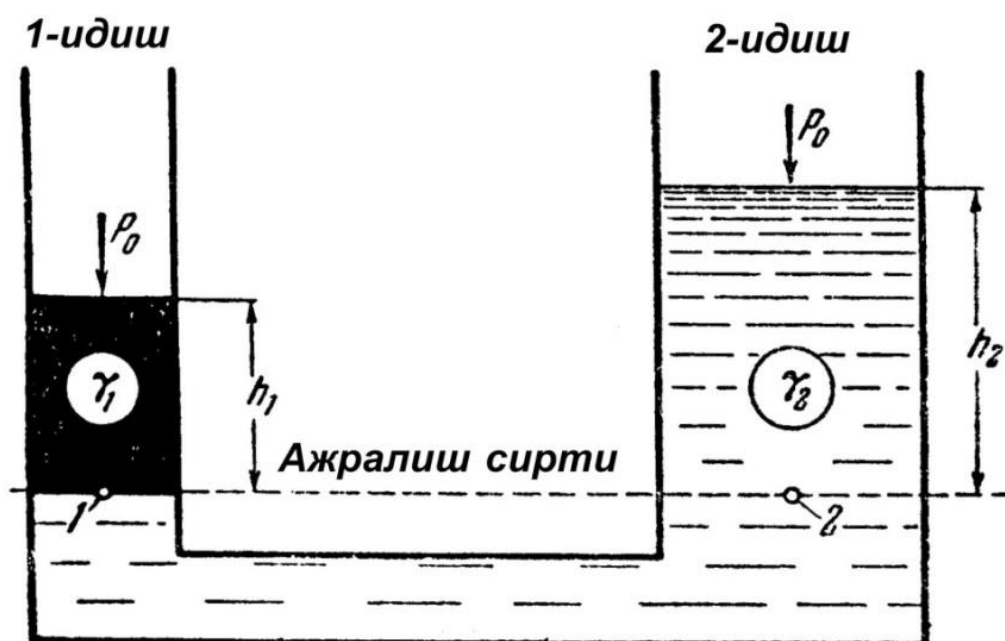
qabul qilingan shartga asosan,

$$\gamma_1 h_1 = \gamma_2 h_2$$

Bundan,

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$$

Demak, agar ochiq bir biri bilan tutashgan idishlardagi suyuqliklar turli xil bo'lsahamda ularning erkin sirtlaridagi bosimlar teng qiymatga ega bo'lsa, u holda chegaralovchi tekislikdan ularning erkin sathlarigacha bo'lgan balandliklar nisbati hajmiy og'irliklari nisbatiga teskari proportsionaldir. Bu ifoda tutash idishlar qonuni deyiladi.



2.10-rasm. Tutash idishlar

2.10. SUYUQLIKNING POTENTIAL ENERGIYASI. POTENTIAL NAPOR*

Aytaylik, 2.10-rasmda 00 taqqoslash tekisligini o'tkazamiz. n nuqtada G og'irlikka ega bo'lgan suyuqlik P naycha orqali h_{yu} balandlikka ko'tariladi. Demak, ko'rilayotgan hajmdagi suyuqlik ma'lum ishni bajarishi mumkin.

O'zining tushishi hisobiga z balandlikdan to taqqoslash tekisligigacha bajargan ishi quyidagicha aniqlanadi:

$$(II\mathcal{E})_z = zG \quad (2.57)$$

O'z og'irligi hisobiga h_{yo} balandlikdan tushishda bajargan ishi:

$$(II\mathcal{E})_p = h_{yo}G \quad (2.58)$$

To'liq bajarilgan ish:

$$(II\mathcal{E}) = (II\mathcal{E})_z + (II\mathcal{E})_p = zG + h_{yo}G. \quad (2.59)$$

Og'irligiga nisbatan solishtirma energiya:

$$(SPE) = (CII\mathcal{E}) = \frac{(II\mathcal{E})}{G} = z + h_{yo} = H \quad (2.60)$$

Bu kattalik *potensial napor* deb ataladi.

Suyuqlikning solishtirma potensial energiyasiga mos keluvchi kattalik, yoki birlik og'irligiga mos keluvchi balandlik *napor* deb ataladi. Bu kattalik asosan geometrik (z) va (r) bosim naporlariga bo'linadi.

Tinch holatdagi suyuqlik uchun quyidagi tenglamalarni yozamiz:

$$\begin{aligned} H &= z + \frac{P}{\gamma} = z + \frac{P_A - P_a}{\gamma} = z + \frac{(p_0 + \rho h) - P_a}{\gamma} = \\ &= (z + h) + \frac{P_0}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma} = T + \frac{P_0}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma} = const \end{aligned} \quad (2.61)$$

Shuni ta'kidlash kerakki, qaralayotgan nisbiy tinch xolatdagi suyuqlikning barcha nuktalarida N napor o'zgarmas kiyamatga ega bo'lganligi sababli, suyuqlikning solishtirma potensial energiyasi xam o'zgarmas kattalikka ega bo'ladi. Ya'ni

* napor- suyuqlikli muhitning ma'lum chuqurligida joylashgan ixtiyoriy nuqtadagi bosim ta'siri ostida uning ko'tarilish balandligi bo'lib, uzunlik o'lchov birligida o'lchanadigan kattalikdir. Shu sababli, bu kattalikni noto'g'ri qabul qilmaslik maqsadida mualliflar bu tushunchani tarjimasiz o'z holida qoldirishdi.

$$(CIT\Theta) = const,$$

$T = const$ – taqqoslash tekisligidan yuqori sath balandligi.

Agar nisbiy tinch xolatdagi suyuqlik to‘ldirilgan idishning bir necha turli belgilardagi nuqtalariga ochiq pezometrlar ulansa, ular bir xil satxni ko‘rsatishadi, bu satx gidravlikada $r-r$ xarflari bilan belgilanib, *pezometrik tekislik* (ko‘pgina holatlarda *pezometrik chiziq*) deb yuritiladi.

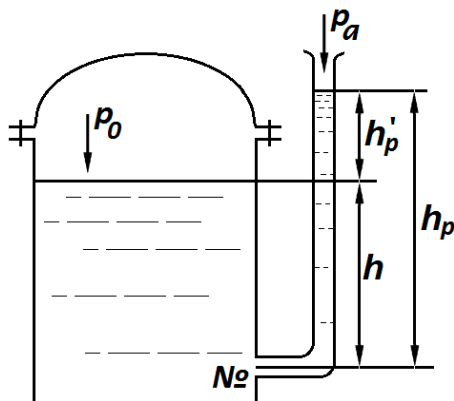
To‘liq potentsial napor deganda esa, atmosfera bosimining ta’siri mavjud bo‘lmagan muhitda suyuqlik ko‘tariladigan balandlik tushuniladi va H_A harfi bilan belgilanadi.

2.11. BOSIM O‘LCHASH ASBOBLARI

Gidrostatik bosimni o‘lchash uchun ishlatiladigan asboblarni ikki guruhga – suyuqlikli va mexanik asboblarga ajratish mumkin.

I. Suyuqlikli asboblar.

1. *Pezometr* (2.11-rasm). Pezometr diametri uncha katta bo‘lmagan ($d > 5\text{mm}$) va suyuqlikning kapillyarlik hossasi inobatga olinib tayyorlanadigan shisha naychadir. Naychaning bir uchi ochiq bo‘lib, ikkinchisi esa bosimi o‘lchanadigan idish bilan tutashgan bo‘ladi.



2.11-rasm.

Suyuqlikdagi bosim kattaligi shu ustun balandligi bilan o‘lchanadi.

$$P_m = P_0 + \gamma(h'_p + h) = P_0 + \gamma h'_p$$

$$P_0 = P_a + \gamma h'_p$$

bunda, h_p – pezometrik balandlik, ya’ni suyuqlikning o‘z og‘irligi hisobiga ko‘tariladigan balandligi.

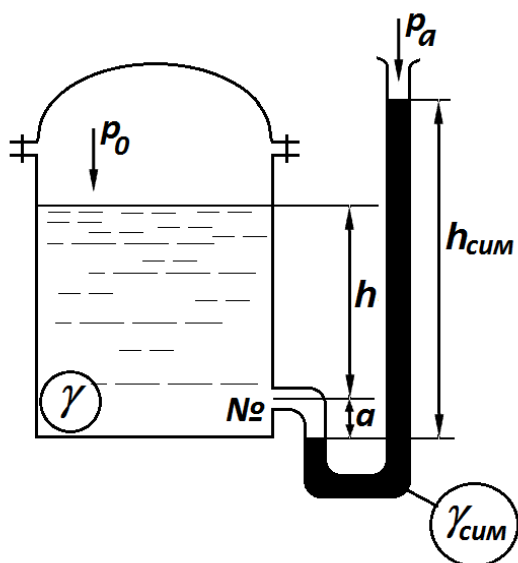
Pezometrlar yordamida $0,4 \div 0,5$ at gacha bo‘lgan bosimlar o‘lchanadi.

2. *Suyuqlikli manometrlar* (2.12-rasm).

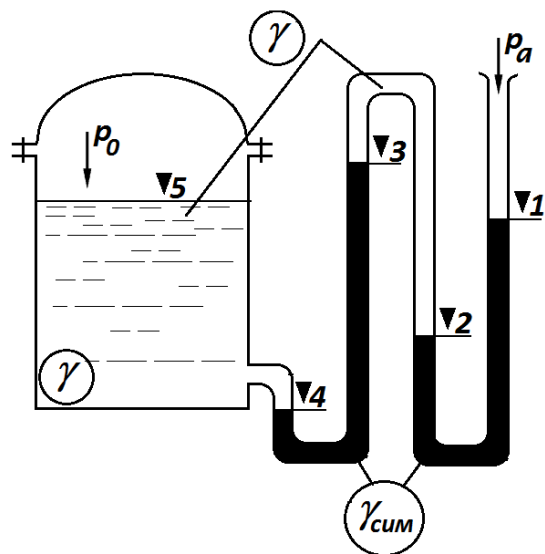
Pezometrlardan farqli o‘laroq,

suyuqlikli manometrda bosim o‘zga suyuqlik bilan o‘lchanadi, bu suyuqlik odatda bosimi o‘lchanayotgan idishdagi suyuqlikka qaraganda yuqori hajmiy og‘irlikka ega bo‘ladi. Odatda buning uchun simobdan foydalaniladi.

3. Batareyasimon manometr (2.13-rasm).



2.12-rasm.



2.13-rasm.

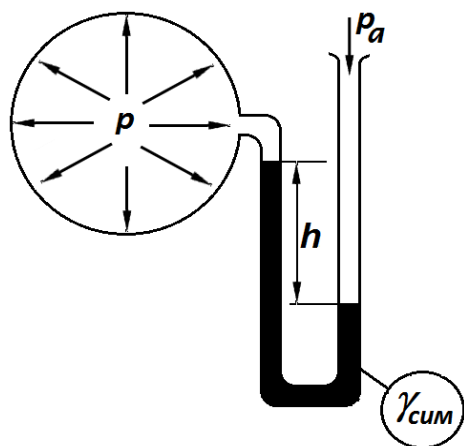
4. *Differentsial manometr* (2.14-rasm). Bu asbob ikkita idishdagi yoki bir idishning nuqtasidagi bosimni o'lash uchun ishlatiladi. O'ta aniq o'lchov natijasini olish uchun yoki bosim juda kichik bo'lganda *mikromanometrlar* ham ishlatiladi.

Shuni aytish kerakki, agarda bosimi o'lchanayotgan idishda vakuum bo'lsa, unda bosimni o'lchash uchun vakuummetr ishlatiladi.

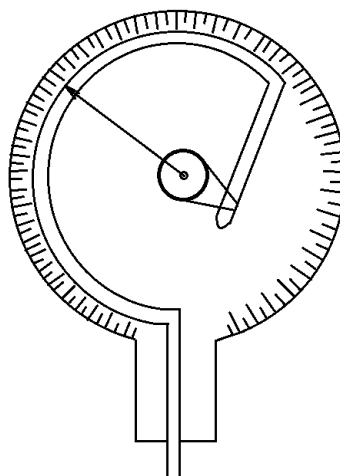
Odatda suyuqlikli asbob – bosimi yuqori bo'lmagan hollarda qo'llaniladi, aksariyat laboratoriyada ishlatiladi. Katta bosimlarni o'lchashda mexanik manometrlar ishlatiladi.

II. Mexanik asboblari (2.15-rasm).

Bunday bosimni o'lchash asboblariidan amaliyotda prujinali manometrlar keng ishlatiladi. Bu asbob ichi g'ovak yupqa mis naychadan iborat bo'lib, uning bir uchi kavsharlangan, ikkinchi uchi esa bosimi o'lchanayotgan suyuqlikka tushirilgan bo'ladi. Bosim ta'sirida prujina uzayadi va tishli mexanizm yordamida strelkani harakatga keltiradi. Uning harakatiga qarab bosimni kattaligi aniqlanadi.



2.14-rasm.



2.15-rasm.

2.12. AYLANAYOTGAN IDISHDAGI SUYUQLIK MUVOZANATI (SUYUQLIKNING NISBIY TINCH HOLATI)

Bu vaziyatni o'rganish jarayonida suyuqlikka hajmiy og'irligi kuchlaridan tashqari, boshqa hajmiy kuchlar sistemasi, xususan markazdan qochuvchi inertiya kuchlari ta'sir qilayotgan holat bilan tanishamiz.

Aylana tsilindrik shakldagi idishga suyuqlik to'ldirilgan bo'lib, bu idish o'zining vertikal o'qi atrofida doimiy Ω burchak tezlik bilan tekis aylanib harakatlanadi.

Aylanayotgan idish devorlarining ishqalanish kuchi hisobiga suyuqlik harakatga kela boshlaydi va ma'lum vaqtdan keyin u ham idish devorlariga nisbatan tinch holatda joylashib u bilan birga Ω burchak tezligida harakatlana boshlaydi (2.16-rasm).

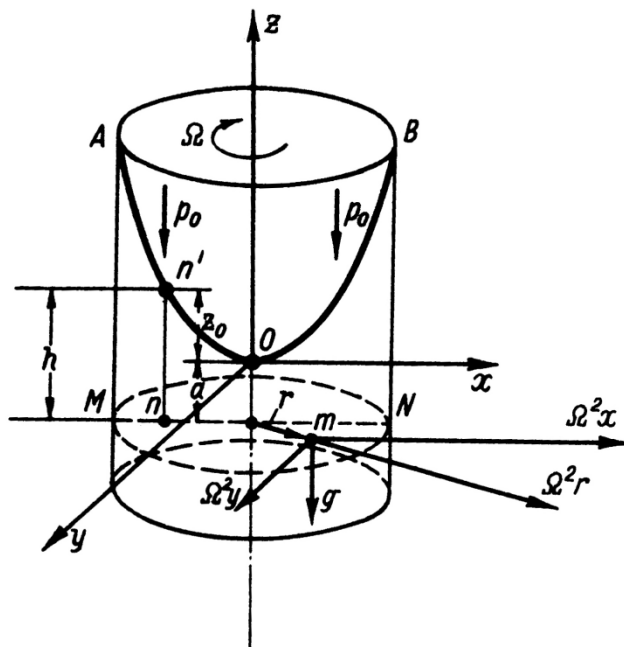
Agar chizmada ko'rsatilgan koordinatalar aylanayotgan o'qqa nisbatan qo'zg'almas bo'lsa, ya'ni unga mahkamlangan bo'lsa, u holda bu koordinatalar ham idish devorlariga nisbatan tinch holatda joylashgan bo'ladi. Shu sababli bu holatda Eyler tenglamasini qo'llash mumkin.

Bu tenglama tarkibiga suyuqlikning birlik massasiga ta'sir etuvchi f hajmiy kuch kiradi. f hajmiy kuch ikki kuch – og'irlik kuchi va markazdan qochuvchi kuchdan tashkil topadi. Markazdan qochuvchi kuchning koordinata o'qlariga proektsiyalarini aniqlash uchun suyuqlik ichida m nuqtani belgilab, uning atrofida dM elementar massa, idish o'qi atrofida r radius bo'ylab aylanib harakatlanadi.

Bu radius idish o'qiga tik bo'lgan tekislikda joylashgan bo'ladi. Bu elementar massaga ta'sir etuvchi markazdan qochma kuchni yozamiz.

$$I' = \frac{v^2 \delta M}{r} = \frac{\delta M}{r} (\Omega r)^2 = \Omega^2 r \delta M \quad (2.62)$$

bunda, v – dM massaning r radius bo'ylab aylanish tezligi;



2.16-rasm. Oz o'qqa nisbatan aylanuvchi idish AOV suyuqlik erkin sirti

Nuqta atrofidagi markazdan qochma kuchning birligi massaga nisbatan yozamiz:

$$I = \frac{I'}{\delta M} = \Omega^2 r \quad (2.63)$$

Bu kuch ham I' kuch kabi, radius bo'ylab o'qidan tashqariga yo'nalgan bo'ladi. I kuch proektsiyalarini birlik massaga nisbatan yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} I_x &= \Omega^2 r \cos(r, x) = \Omega^2 r \frac{x}{r} = \Omega^2 x; \\ I_y &= \Omega^2 r \cos(r, y) = \Omega^2 r \frac{y}{r} = \Omega^2 y; \\ I_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.64)$$

Hajmiy og'irlik kuchi proektsiyalarining birlik massaga nisbatan ko'rinishi (2.30) ifoda ko'rinishida to'ladi

$$\left. \begin{aligned} \phi_x &= 0 + \Omega^2 x = \Omega^2 x \\ \phi_y &= 0 + \Omega^2 y = \Omega^2 y \\ \phi_z &= -g + 0 = -g \end{aligned} \right\} \quad (2.65)$$

(2.65) ifodani (2.19) ifodaga qo'yamiz:

$$dp_A = \rho(\Omega^2 x dx + \Omega^2 y dy - g dz) \quad (2.66)$$

Uni integrallab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$p_A = \rho \left(\frac{\Omega^2 x^2}{2} + \frac{\Omega^2 y^2}{2} - gz \right) + C = \frac{\rho \Omega^2}{2} (x^2 + y^2) - \rho g z + C \quad (2.67)$$

S – integral doimiysini aniqlash uchun:

(2.67) ifodani koordinata boshida joylashtirilgan nuqta uchun yozamiz: unda $x = y = z = 0$; $p = p_0$; bo'ladi.

Demak:

$$C = p_0 \quad (2.68)$$

Bundan (2.67) quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$p_A = p_0 + \frac{\rho \Omega^2}{2} (x^2 + y^2) - \rho g z \quad (2.69)$$

Bu oxirgi tenglama qaralayotgan suyuqlikda bosim taqsimlanishini ifodalaydi. Bu tenglamadan foydalanib, teng bosimlar tekisligining vaziyatini aniqlash mumkin.

Haqiqatdan ham $p_A = p_i = const$ bo'lgan tekislik tenglamasini quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{\rho \Omega^2}{2} (x^2 + y^2) - \rho g z = p_i - p_0 \quad (2.70)$$

Bu tenglama *vertikal o'qli aylanish paraboloid tenglamasi* deb ataladi.

$p_i - p_0$ doimiy bosim bilan xarakterlanuvchi suyuqlik erkin sirti ham aylanish paraboloidi bo'lib quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$\frac{\rho \Omega^2}{2} (x^2 + y^2) - \rho g z = 0 \quad (2.71)$$

Agar $x^2 + y^2 = z^2$ ekanligini inobatga olib, (2.71) tenglamani z ga nisbatan yechsak, $A0V$ parabolani qurish uchun (erkin sirti) quyidagi tenglamani yozamiz.

$$z_0 = \frac{\Omega^2}{2g} r^2 \quad (2.72)$$

Bunda, $z_0 - AOV$ egrilik ordinatasi.

Koordinatalar boshidan a kattalikka teng masofada yotuvchi MN gorizont tekislikdagi bosim taqsimlanishini (2.69) ifodadan foydalanib, quyidagicha yozamiz.

$$p_A = p_0 + \frac{\rho\Omega^2}{2}(x^2 + y^2) + \gamma a = p_0 + \frac{\rho\Omega^2}{2}r^2 + \gamma a = p_0 + \gamma \left(\frac{\Omega^2}{2g}r^2 + a \right) \quad (2.73)$$

(2.72) ifodani hisobga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$p_A = p_0 + \gamma(a + z_0) = p_0 + \gamma h \quad (2.74)$$

bunda, $h = a + z_0$ (2.14-chizmada ko'rsatilgan).

Shunday qilib, *tekis, o'z o'qi atrofida aylanayotgan idishda joylashgan suyuqlikning bosimi, tinch holatdagi suyuqliklar qonuniyatlari bilan ifodalanar ekan.* Bu vaziyatda h kattalik qaralayotgan nuqtaning AOV egri chiziqli erkin sirdagi chuqurlik sifatida qaralishi kerak.

2.13. TEKIS SIRTGA TA'SIR ETUVCHI GIDROSTATIK BOSIM KUCHI. GIDROSTATIK PARADOKS

Endi, ma'lum qiyalikka ega bo'lgan tekis sirtli, devorli (OM) usti ochiq suyuqlik bilan to'ldirilgan idishni o'rganamiz (2.17, a -rasm). Ox va Ou koordinatalar sistemasining o'qlarini belgilab olamiz. Ox o'qini rasm tekisligiga tik yo'nalishda qabul qilamiz (2.17, b -rasm).

OM devorda ixtiyoriy ko'rinishga ega bo'lgan ω yuzani tanlab olamiz. Gidrostatik bosimning birinchi hossasiga asosan, bu yuzaga ta'sir etuvchi bosimlar unga tik yo'nalgan bo'ladi, demak, ixtiyoriy ko'rinishdagi ω yuzaga ega bo'lgan shaklga ta'sir etuvchi to'liq gidrostatik bosim kuchi ham P_A bu yuzaga tik yo'nalgan bo'ladi. Bu kuchning kattaligini topish uchun shaklda ixtiyoriy m nuqtani tanlab olib, uning chuqurligi h va koordinatasini esa u deb qabul qilamiz. Bunda,

$$h = z \sin \theta \quad (2.75)$$

bunda, θ – idish yon devori qiyaligi

m – nuqta atrofidagi $d\omega$ yuzaga

$$dP_A = p_A d\omega, \quad (2.76)$$

kuch ta'sir etadi yoki (2.44) ga asosan:

$$dP_A = (p_a + \gamma h) d\omega = p_a d\omega + \gamma h d\omega = p_a d\omega + \gamma z \sin\theta d\omega. \quad (2.77)$$

Bu ifodani butun ω yuza bo'ylab integrallaymiz.

$$P_A = p_a \int_{\omega} d\omega + \gamma \sin\theta \int_{\omega} z d\omega. \quad (2.78)$$

bundan:

$$\int_{\omega} d\omega = \omega; \quad \int_{\omega} z d\omega = (St)_{Ox} = z_C \omega \quad (2.79)$$

bunda, $(St)_{Ox}$ — tekis shaklning Ox o'qqa nisbatan statik momenti;

z_C — shaklning og'irlik markazi koordinatasi.

(2.79) ifodani hisobga olib, (2.78) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$P_A = p_a \omega + \gamma \omega z_C \sin\theta. \quad (2.80)$$

bundan

$$z_C \sin\theta = h_C \quad (2.81)$$

bo'lganligi uchun

$$P_A = p_a \omega + \gamma h_C \omega \quad (2.82)$$

$$\boxed{P_A = (p_a + \gamma h_C) \omega = \omega (p_A)_C} \quad (2.83)$$

bunda, h_C — og'irlik markazi chuqurligi.

(2.82) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$P_A = p_a \omega + \gamma h_C \omega = P_a + P_{oz} \quad (2.84)$$

bunda, R_a — atmosfera bosimi ta'siri ostidagi gidrostatik bosim kuchi.

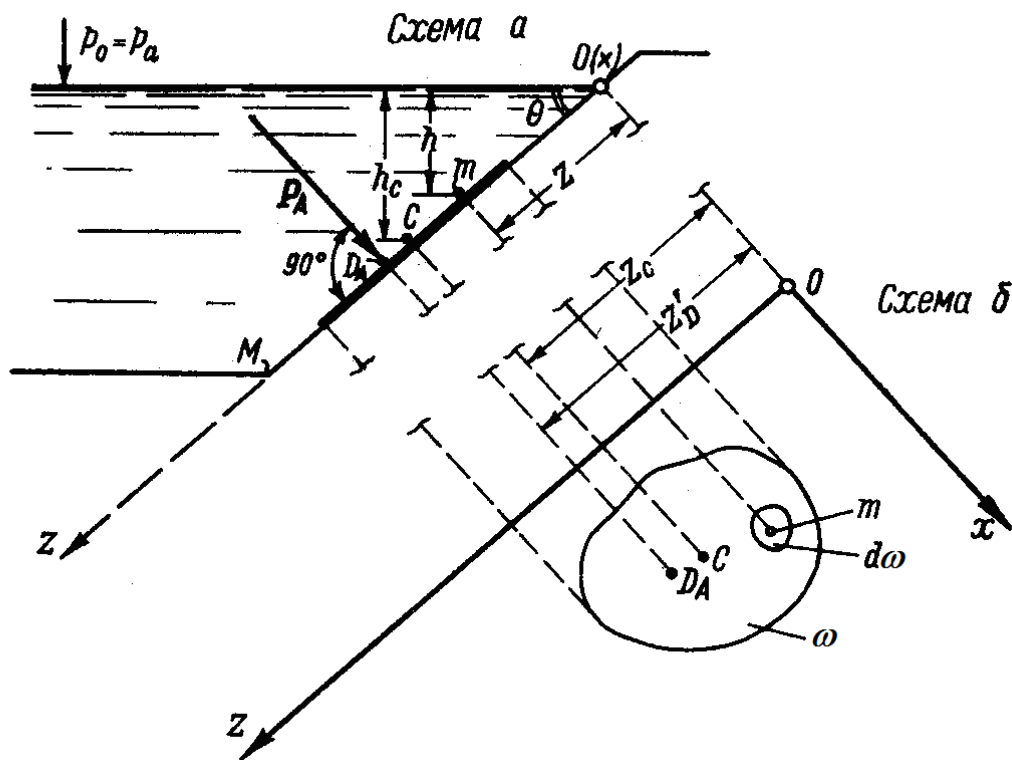
$$P_a = p_a \omega; \quad (2.85)$$

bunda, R — atmosfera bosimidan yuqori bo'lgan (og'irlik) bosim hisobiga paydo bo'ladigan gidrostatik bosim kuchi.

$$P = \gamma h_C \omega = p_C \omega. \quad (2.86)$$

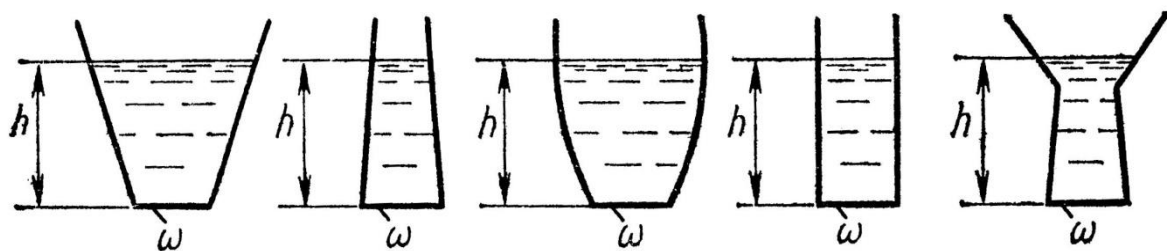
Ta'kidlash lozimki, gidrotexnika amaliyotida barcha gidravlik hisoblashlarni bajarishda asosan suv tomonidan bo'layotgan aynan mana shu og'irlik gidrostatik bosim kuchi inobatga olinadi.

Shunday qilib, xulosa qilish mumkinki, gidrostatik bosim kuchi ta'sir etayotgan shakl yuzasi kattaligini shu shakl og'irlik markaziga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kattaligiga ko'paytmasiga teng. Nisbiy tinch holatdagi suyuqlikni o'rganishda davom etamiz.



2.17-rasm. Yassi qiya sirtga ta'sir qiluvchi suyuqlik bosimi

Shu o'rinda turli shaklga ega bo'lgan, idishlarga bir xil suyuqlik bir xil balandlikda solingan tublari ω kattalikka ega bo'lgan gorizontaldagi yuzalardan iborat vaziyatda ularning tublariga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini o'rganishga fikrimizni qaratamiz. Bu yuzalarning barcha nuqtalari bir xil chuqurlikda joylashganligi sababli, ularga suyuqlik tomonidan o'zgarmas bir xil gidrostatik bosim ta'sir etadi.



2.18-rasm. Gidrostatik paradoksnı tushuntirishga oid

Agar idishlarning qopqog'i bo'lmasa, ya'ni suyuqliklar erkin sirtga ega bo'lsa ($p_0 = p_a$), bu yuzalarga ta'sir etayotgan og'irlik gidrostatik bosim kuchi quyidagicha aniqlanadi:

$$P_{oz} = \gamma h \omega = \rho g h \omega$$

Bu kuch suyuqlik tomonidan qaralayotgan yuzalarga perpendikulyar yoʻnalgan boʻlib, gidrostatik bosim yuzalar boʻyicha tekis taqsimlanganligi sababli, taʼsir chizigʻi ularning ogʻirlik markazlarini kesib oʻtadi. Yuqoridagi formulaga asosan, idish tubiga taʼsir etayotgan ogʻirlik gidrostatik bosim kuchi suyuqlik zichligi (ρ)ga, idish tubi yuzasi (ω)ga va idishning toʻldirilish balandligiga bogʻliq. Bu $p_0 = p_a, \rho, \omega, h$ kattaliklar har bir idish uchun oʻzaro teng boʻlsa, idishlarning shaklidan qatʼiy nazar idishlar tubiga taʼsir etayotgan gidrostatik bosim kuchlari bir xil kattalikka teng boʻladi. Bu gidrostatik paradoks deb ataladi (2.18-rasm).

Endi OM devorga taʼsir etayotgan gidrostatik bosim kuchini oʻrganishda davom etib, bu kuchning qoʻyilish nuqtasini aniqlaymiz:

Yuqorida taʼkidlanganidek, R_A – toʻliq gidrostatik bosim kuchi R_a va R kuchlar yigʻindisiga teng.

R_a – gidrostatik bosim kuchining qoʻyilish nuqtasi shaklning ogʻirlik markazi bilan ustma-ust tushadi.

R kuchniki esa, undan pastda, aytaylik, D nuqtada boʻladi. R_A kuchning qoʻyilish nuqtasi esa bu ikkalasining oʻrtasida boʻladi (2.19-rasm). Bu D nuqtani topish uchun R_a va R kuchlarni geometrik yigʻindisini topamiz.

Shundan keyin D_A nuqtani topishga imkoniyat yaraladi. Buning uchun quyidagi qoidadan foydalanamiz. $pd\omega$ kuchlarning Ox oʻqqa nisbatan momentlar yigʻindisi R kuchning shu oʻqqa nisbatan momentlar yigʻindisiga teng.

Demak,

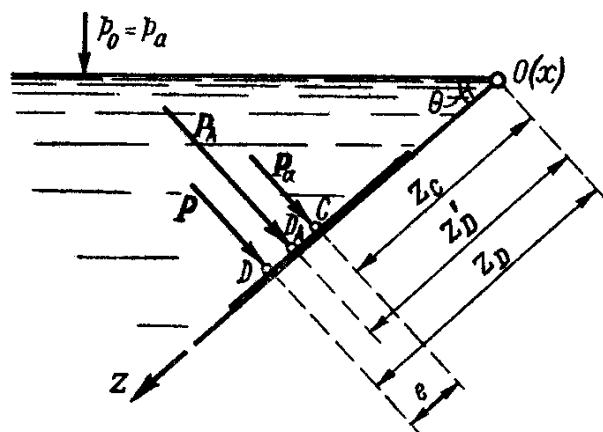
$$\int_{\omega} (pd\omega)z = Pz_D, \quad (2.87)$$

deb yozish mumkin yoki

$$\int_{\omega} (\gamma h d\omega)z = (\gamma h_C \omega)z_D. \quad (2.88)$$

Toʻliq ifodalasak,

$$\int_{\omega} (\gamma \sin \theta z d\omega)z = (\gamma \sin \theta z_C \omega)z_D \quad (2.89)$$



2.19-rasm. Gidrostatik bosim kuchi

bundan,

$$z_D = \frac{\int z^2 d\omega}{\omega z_C} = \frac{I_{0x}}{(St)_{0x}} \quad (2.90)$$

bunda, Ox o'qqa nisbatan tekis shakl inertsiya momenti

$$I_{0x} = \int_{\omega} z^2 d\omega \quad (2.91)$$

$(St)_{0x}$ –ho'llangan yuzaning ox o'qiga nisbatan statik momenti

$$(St)_{0x} = Sz_C. \quad (2.92)$$

Tekis shaklning statik momenti (2.90) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$z_D = \frac{I_{0x}}{(St)_{0x}} = \frac{I_C + \omega z_C^2}{\omega z_C} = z_C + \frac{I_C}{Sz_C} \quad (2.93)$$

yoki

$$e = \frac{I_C}{(St)_{0x}} = \frac{I_C}{\omega z_C} \quad (2.94)$$

bunda, ye – *ekstsentrisitet* deyiladi.

Kuchning qo'yilish koordinatasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\boxed{z_D = z_C + e} \quad (2.95)$$

2.14. TRAPETSIYA SHAKLDAGI KO'RINISHGA EGA TEKIS SIRTLARGA TA'SIR ETUVCHI GIDROSTATIK BOSIM KUCHI

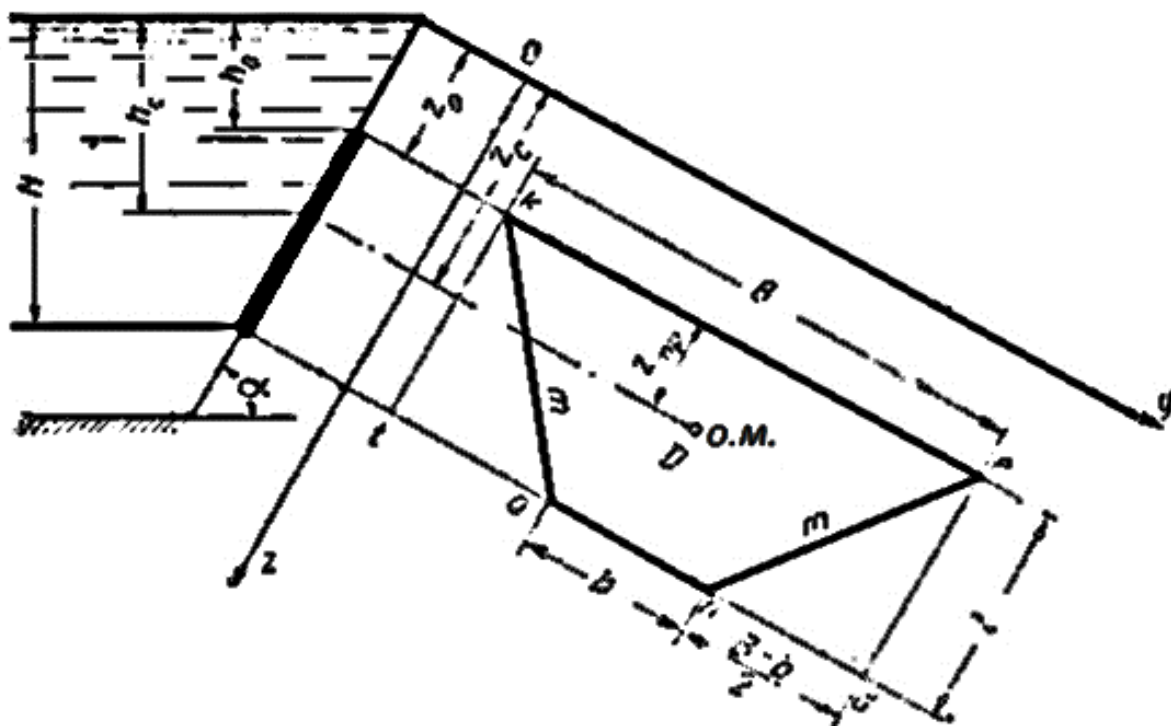
Gidrotexnika amaliyotida suv oqimini boshqarishda turli ko'rinishga ega to'siqlar keng qo'llaniladi. Shu sababli, ko'ndalang kesimi trapetsiya, to'rtburchak, uchburchak, doira shakldagi to'siqlarga ta'sir etayotgan kuchni aniqlash maqsadga muvofiqdir. Quyidagi 2.20-rasmda keltirilgan trapetsiya shaklidagi to'siqni qarab chiqamiz.

Shaklning yuqorigi asosi ordinasini va balandligini yozamiz;

$$z_0 = \frac{h_0}{\sin \alpha} \quad \text{va} \quad l = \frac{H - h_0}{\sin \alpha}$$

Trapetsiya shakldagi yuzaning yon tomondan qiyalik koeffitsientini yozamiz:

$$m = \frac{B - b}{2l}$$



2.20-rasm. Trapetsiya shaklidagi ko‘rinishga ega tekis sirtga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi

l – shakl balandligi; B – shaklning yuqorigi tomondan kengligi; b – pastki tomondan kengligi; h_0 – shaklning suv ostidan chuqurligi; H – shakl asosi chuqurligi; α – shaklning gorizontall tekislikka nisbatan qiyaligi.

Endi bu kattaliklarni inobatga olib, trapetsiodal shakl yuzasi va uning u o‘qqa nisbatan og‘irlik markazini aniqlaymiz:

$$\omega = \frac{B + b}{2} l = \frac{B + b}{2} \frac{H - h_0}{\sin \alpha}$$

$$z_c = z_0 + z_{mp} = z_0 + \frac{B + 2b}{B + b} \frac{l}{3}$$

bunda, z_{tr} – trapetsiyaning yuqorigi asosidan uning og‘irlik markazigacha bo‘lgan masofa;

Og‘irlik markazi chuqurligini aniqlash uchun oxirgi tenglamani $\sin \alpha$ ga ko‘paytiramiz va quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$h_c = h_0 + \frac{B + 2b}{B + b} \frac{H - h_0}{3}$$

Shaklga ta'sir etayotgan og'irlik gidrostatik bosim kuchini yozamiz:

$$P = \gamma h_c \omega_c = \gamma \left(h_0 + \frac{B+2b}{B+b} \frac{H-h}{3} \right) \left(\frac{B+b}{2} \frac{H-h_0}{\sin \alpha} \right)$$

yoki bu ifodani quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$P = \gamma (H(B+2b) + h_0(2B+b)) \left(\frac{H-h_0}{6 \sin \alpha} \right)$$

aken trapetsiyaning *u* o'qqa nisbatan inertsiya momentini *tked* to'rtburchakning inertsiya momentidan *tra* va *ned* uchburchaklar inertsiya momentlari ayirmasi orqali aniqlashimiz mumkin.

$$I_D = \frac{Bl^3}{12} + Bl \left(z_0 + \frac{l}{2} \right)^2 - \left[\left(\frac{B-b}{36} \right)^3 + \frac{B-b}{2} l \left(z_0 + \frac{2}{3} l \right)^2 \right]$$

yoki

$$I_D = \frac{l^3}{12} (B+3b) + \frac{lz_0^2}{2} (B+b) + \frac{lz_0^3}{3} (B+2b)$$

Bu parametrlarni bilgan holda og'irlik markaz koordinatasini aniqlashimiz mumkin:

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{\frac{l^3}{12} (B+3b) + \frac{lz_0^2}{2} (B+b) + \frac{l^2 z_0}{3} (B+2b)}{\left[z_0 + \frac{B+2b}{B+b} \frac{l}{3} \right] \cdot \left[\frac{B+b}{2} \frac{H-h_0}{\sin \alpha} \right]}$$

Ushbu formulalarda ordinatalarni chuqurliklar bilan almashtirishimiz mumkin:

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{\frac{(H-h_0)^3}{12 \sin^3 \alpha} (B+3b) + \frac{(H-h_0)h_0^2}{2 \sin^3 \alpha} (B+b) + \frac{(H-h_0)^2 h_0}{3 \sin^3 \alpha} (B+2b)}{\left[\frac{h_0}{\sin \alpha} + \frac{B+2b}{B+b} \frac{H-h_0}{3 \sin \alpha} \right] \cdot \left[\frac{B+b}{2} \frac{H-h_0}{\sin \alpha} \right]}$$

Ayrim o'zgartirishlar kiritib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{(H-h_0) \left[H(B+3b) + h_0(3B+5b) + 6h_0^2(B+b) \right]}{2 \left[h_0(B+2b) \right] + H(B+2b)} \sin \alpha$$

Agar $\alpha < 90^\circ$ va $h_0 = 0$ bo'lsa, gidrostatik bosim kuchini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$P = \gamma(B + 2b) \cdot \left(\frac{H - h_0}{6 \sin \alpha} \right)$$

Bunda quyidagi vaziyatni inbatga olsak,

$$B = b + 2m \frac{H - h_0}{\sin \alpha}$$

$$P = \gamma(2mH + 3b \sin \alpha) \cdot \left(\frac{H^2}{6 \sin^2 \alpha} \right)$$

Kuchning qo'yilish nuqtasini aniqlash formulasi quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{H}{2 \sin \alpha} \frac{B + 3b}{B + 2b}$$

yoki

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{H}{2 \sin \alpha} \frac{4b \sin \alpha + 2mH}{3b \sin \alpha + 2mH}$$

2.15. TO'G'RI TO'RTBURCHAK, UCHBURCHAK, DOIRA VA YARIM DOIRA SHAKLDAGI KO'RINISHGA EGA TEKIS SIRTLARGA TA'SIR ETUVCHI GIDROSTATIK BOSIM KUCHI

1. *To'g'ri to'rtburchak shaklidagi ko'rinishga ega bo'lgan tekis sirtlarga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi kattaligi va qo'yilish nuqtasini aniqlash.*

Agar $B = b$ (2.21-rasm).

$\alpha < 90^\circ$ va $h_0 > 0$ bo'lsa, to'g'ri to'rtburchak shakl bo'lib, gidrostatik bosim kuchini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$P = \gamma(3BH + 3bh_0) \cdot \left(\frac{H - h_0}{6 \sin \alpha} \right)$$

yoki

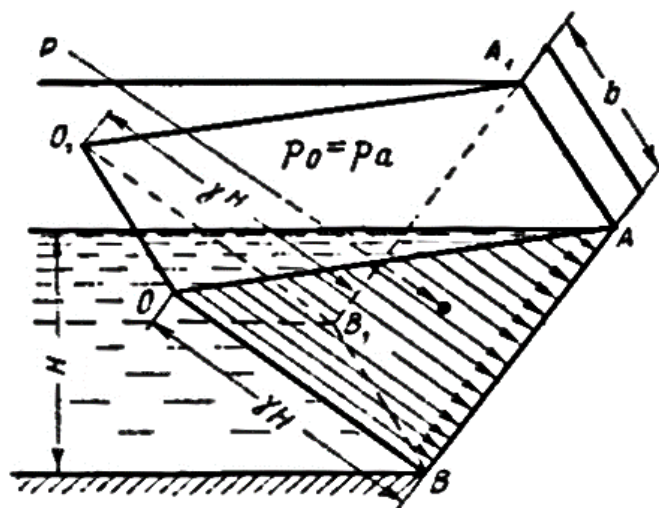
$$P = \gamma b \left(\frac{H^2 - h_0^2}{2 \sin \alpha} \right)$$

Kuchning qo'yilish nuqtasi quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{(H - h_0)(H4b + h_0 8b) + 12h_0^2 b}{2(3h_0 b + 3bH) \sin \alpha};$$

yoki

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{2H^2 + Hh_0 + h_0^2}{3(h_0 + H) \sin \alpha};$$



2.21-rasm. To'g'ri to'rtburchak shaklidagi ko'rinishga ega tekis sirtga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi

$h_0 = 0$ bo'lganda formulalar ancha sodda ko'rinishga ega bo'ladi:

$$P = \gamma b \left(\frac{H^2}{2 \sin \alpha} \right)$$

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{2}{3} \frac{H}{\sin \alpha}$$

2. Uchburchak shaklidagi ko'rinishga ega bo'lgan tekis sirtlarga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi kattaligi va qo'yilish nuqtasini aniqlash.

Agar $b = 0$

$\alpha < 90^\circ$ va $h_0 > 0$ bo'lsa, uchburchak shakl bo'lib, unga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini quyidagicha aniqlash mumkin

$$P = \gamma (BH + 2Bh_0) \left(\frac{H - h_0}{6 \sin \alpha} \right)$$

yoki

$$P = \gamma B (H + 2h_0) \left(\frac{H - h_0}{6 \sin \alpha} \right)$$

$$B = b + 2m \frac{H - h_0}{\sin \alpha} \Rightarrow B = 2m \frac{H - h_0}{\sin \alpha}$$

munosabatni inobatga olsak,

$$P = \gamma m (H + 2h_0) \left(\frac{(H - h_0)^2}{3 \sin^2 \alpha} \right)$$

Kuchning qo'yilish nuqtasini aniqlash formulasini yozamiz:

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{(H - h_0)(HB + 3h_0B) + 6h_0^2B}{2(2h_0B + BH) \sin \alpha};$$

yoki

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{H^2 + Hh_0 + 3h_0^2}{2(2h_0 + H) \sin \alpha};$$

$h_0 = 0$ bo'lganda tabiiyki ifodalarning ko'rinishi soddalashadi:

$$P = \gamma m \left(\frac{H_0^3}{3 \sin^2 \alpha} \right)$$

$$z_D = \frac{I_D}{\omega h_c} \sin \alpha = \frac{I_D}{z_c \omega} = \frac{H}{2 \sin \alpha}.$$

3. *Doira shaklidagi ko'rinishga ega bo'lgan tekis sirtlarga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi kattaligi va qo'yilish nuqtasini aniqlash.*

Ushbu shakldagi ko'rinishga ega bo'lgan tekis sirtlarga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchining kattaligini va uning qo'yilish nuqtasini aniqlash formulalarini geometrik tushunchalarga asoslanib, quyidagi ko'rinishda ifodalashimiz mumkin:

Agar $\alpha = 90^\circ$ va $h_0 > 0$ bo'lsa (2.22-rasm), doira shaklidagi ko'rinishga ega bo'lgan tekis sirtga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$P = \gamma \pi r^2 (r + h_0)$$

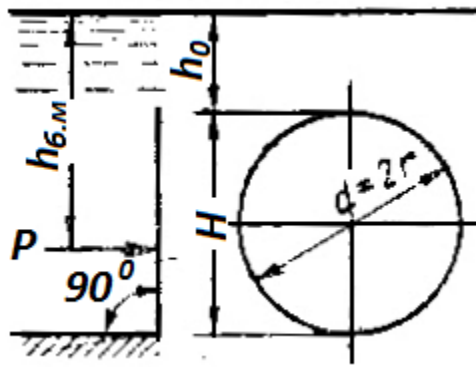
Gidrostatik bosim kuchining qo'yilish nuqtasini aniqlaymiz:

$$z_D = h_D = h_0 + r + \frac{r^2}{4(r + h_0)}$$

Agar $h_0 = 0$ bo'lsa,

$$P = \gamma \pi r^3$$

$$z_D = h_D = h_0 + r + \frac{r}{4} = \frac{5}{4}r$$



2.22-rasm. Doira shaklidagi ko‘rinishga ega tekis sirtga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi

4. Yarim doira shaklidagi ko‘rinishga ega bo‘lgan tekis sirtlarga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi kattaligi va qo‘yilish nuqtasini aniqlash.

Yarim doira shaklidagi o‘rinishga ega bo‘lgan tekis sirtlarga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi kattaligi va qo‘yilish nuqtasini aniqlashda ayrim cheklanishlardan foydalanamiz

Agar $\alpha = 90^\circ$ va $h_0 > 0$ bo‘lsa (2.23-rasm), yarim doira shaklidagi ko‘rinishga ega bo‘lgan tekis sirtga ta’sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini quyidagicha aniqlash mumkin:

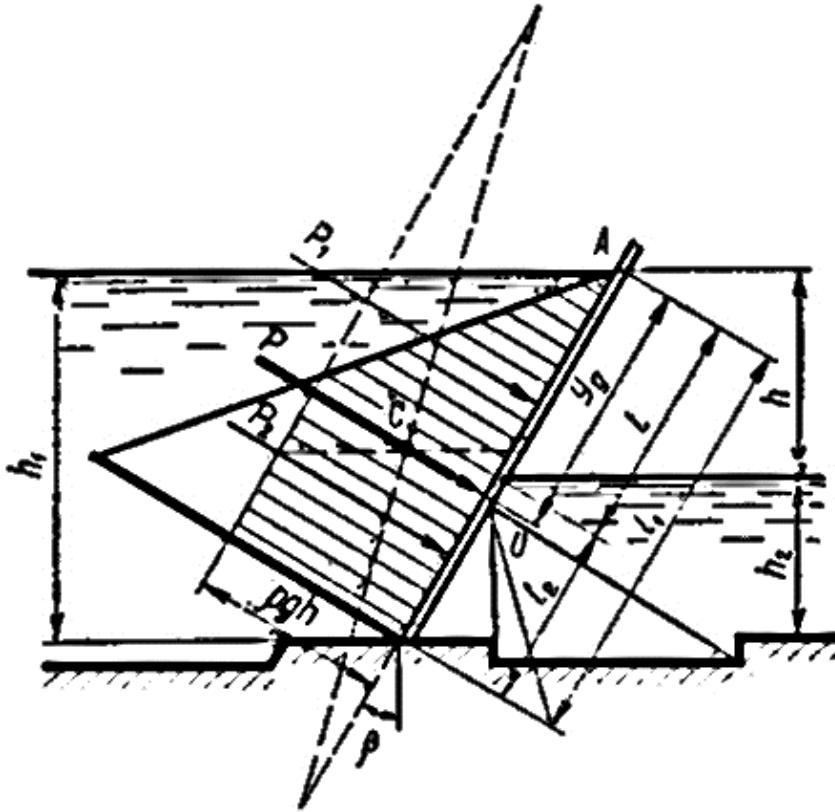


2.23-rasm. Yarim doira shaklidagi ko‘rinishga ega tekis sirtga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi

$$P = \frac{1}{6} \gamma r^2 (4r + 3\pi h_0)$$

Gidrostatik bosim kuchining qo‘yilish nuqtasini aniqlaymiz:

$$z_D = h_D = \frac{3\pi r^2 + 12\pi h_0^2 + 32rh_0}{4(4r + 3\pi h_0)}$$



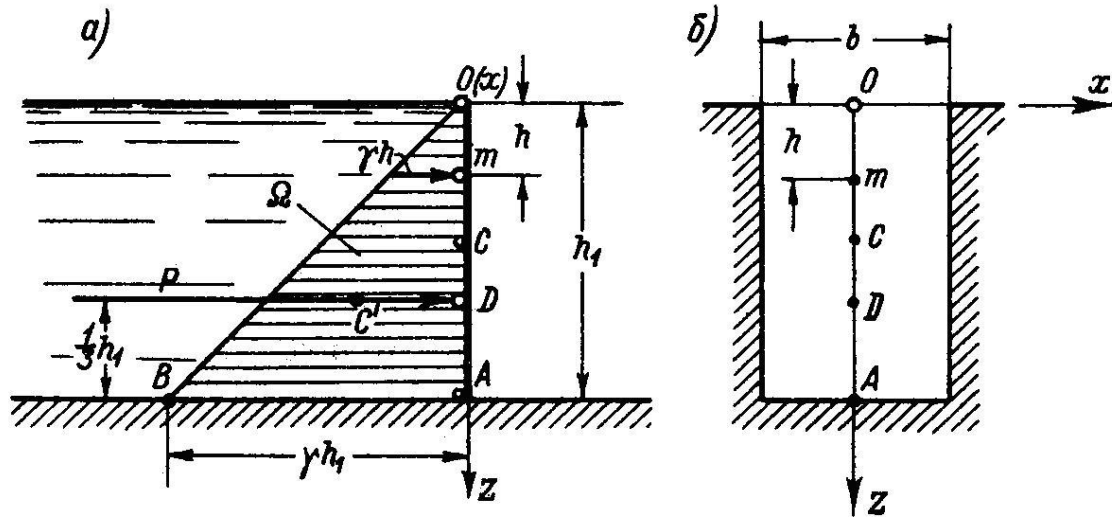
2.24-rasm. Burchak ostida joylashgan to'siqning ikki tomonidan ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi

2.16. TO'RTBURCHAK KO'RINISHDAGI TEKIS SHAKLLARGA TA'SIR ETUVCHI GIDROSTATIK BOSIM KUCHINI ANIQLASHNING GRAFOANALITIK USULI

Buning uchun OA ko'rinishdagi b kenglikka ega bo'lgan shaklni qabul qilamiz (2.25, a -rasm). Bunda atmosfera bosimi hisobiga paydo bo'ladigan gidrostatik bosim kuchini hisobga olmasak, faqat og'irlik hisobiga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchini qarashga to'g'ri keladi. Ixtiyoriy m chuqurlikda

$$p = \gamma h \quad (2.96)$$

bosim mavjud bo'ladi.



2.25-rasm. To‘g‘ri burchakli vertikal sirtli tekis jismga bir tomonlama gidrostatik bosimning ta‘siri

O nuqtada esa bu bosim

$$p = 0 \quad (2.97)$$

ga teng buladi. h_1 chuqurlikda esa

$$p = \gamma h_1 \quad (2.98)$$

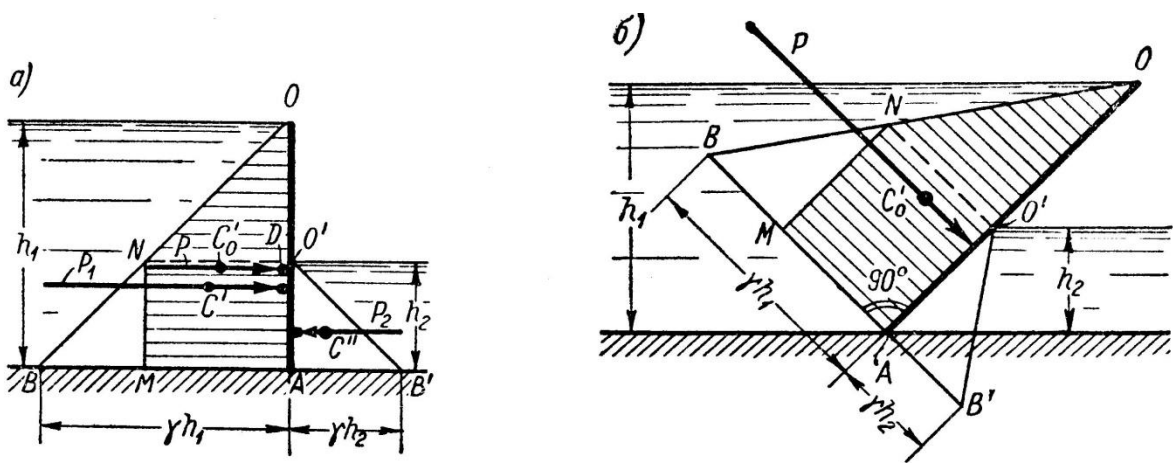
ga teng bo‘ladi.

γh_1 kattalikni OA devorga tik yo‘nalishda qo‘ysak (2.25, b -rasm), V nuqta paydo bo‘ladi, buni O nuqta bilan tutashtirsak, OAV uchburchak paydo bo‘ladi. Natijada olingan bu uchburchak *gidrostatik bosim epyurasi* deb ataladi. Bu epyura chuqurlik o‘zgarishi bilan gidrostatik bosimning o‘zgarishini ko‘rsatadi.

Gidrostatik bosim kuchi – bosim epyurasining hajmiga, ya‘ni, shu uchburchak yuzasini b kenglikka ko‘paytmasi bizga R kuch kattaligini beradi.

$$P = W = \Omega b = \frac{1}{2} h_1^2 \gamma b \quad (2.99)$$

R kuch OA devorga tik yo‘nalgan bo‘lib, gidrostatik bosim epyurasi og‘irlik markazidan o‘tadi. Agar to‘siqning ikkala tomonida suyuqlik mavjud bo‘lsa, gidrostatik bosimlar farqi aniqlanib, ularning og‘irlik markazidan gidrostatik bosim kuchining teng ta‘sir etuvchisi o‘tadi. 2.26, b -rasmda $OAMN$ trapetsiyaning og‘irlik markazidan o‘tadi.



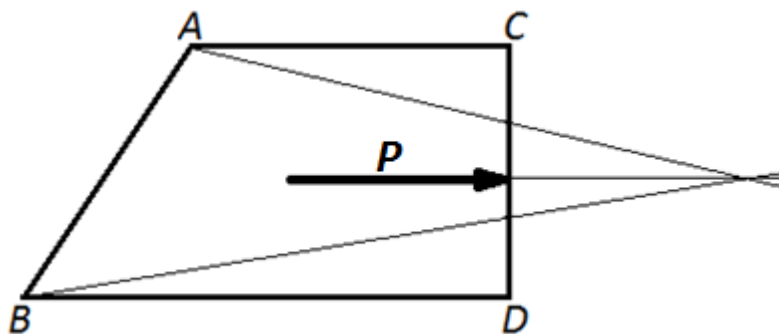
2.26-rasm. To'g'ri burchakli tekis shakllarning bosim epyurasi

a) vertikal shakl; b) qiya shakl

2.17 .TRAPETSIYA OG'IRLIK MARKAZINI ANIQLASH USULLARI

$ABCD$ trapetsiya og'irlik markazini aniqlashda quyidagi usullardan foydalanish mumkin:

- $ABCD$ trapetsiya (2.27-rasm) og'irlik markazini aniqlash uchun quyidagicha ish bajariladi:
 - a) uning vertikal CD tomoni teng uch bo'lakka bo'linadi ;
 - b) qarama-qarshi burchaklardan, o'ziga yaqin bo'lingan nuqtalarga nurlar yo'naltiriladi;
 - c) bu nurlar kesishgan nuqtaga teng gorizontalk tekislik o'tkaziladi;
 - d) bu tekislikni sirt bilan kesishgan nuqtasiga, gidrostatik bosim kuchining teng ta'sir etuvchisi qo'yladi;



2.27-rasm. Trapetsiya shaklidagi gidrostatik bosim epyurasi og'irlik markazini aniqlash.

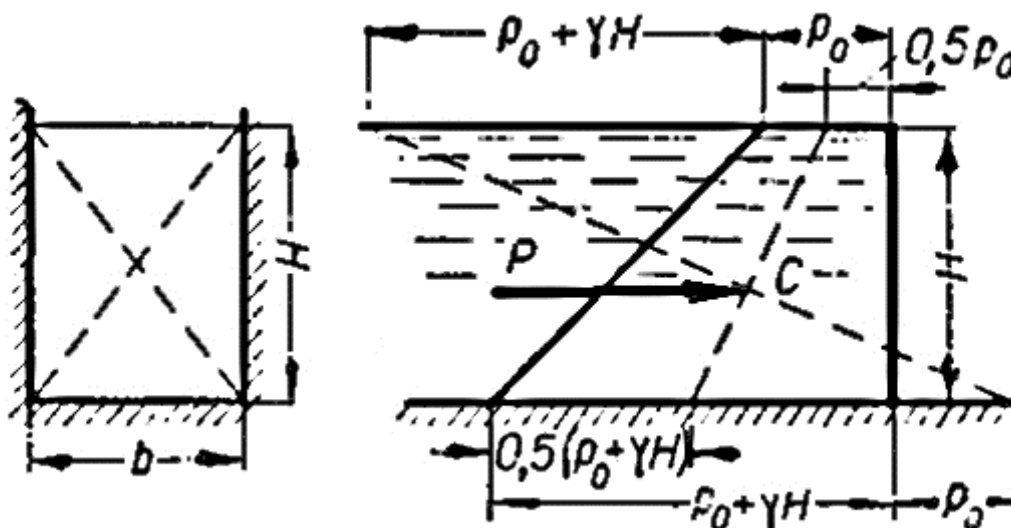
- Bundan tashqari, trapetsiya shaklini og'irlik markazini aniqlashda quyidagi formulalardan foydalanishimiz mumkin:

$$d = \frac{h}{3} \cdot \frac{2a + b}{a + b}$$

yoki

$$d - h = \frac{h}{3} \cdot \frac{2b + a}{a + b}$$

bunda, D kuchning qo'yilish nuqtasi, a , b trapetsioidal shaklning kichik va katta asoslari.

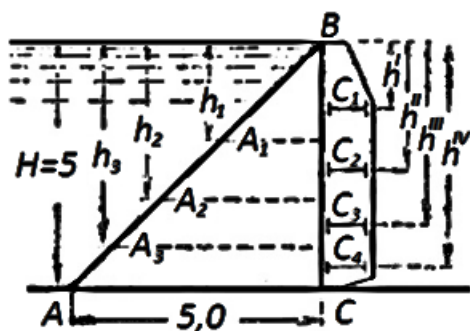


2.28-rasm. Trapetsiya shaklidagi gidrostatik bosim epyurasi og'irlik markazini aniqlash

2.18. TEKIS SIRT SHAKLIDAGI VERTIKAL TO'SIQLAR BIR XIL GIDROSTATIK BOSIM TA'SIR ETADIGAN BO'LAKLARGA AJRATISH

Gidrotexnika amaliyotida suv oqimining boshqarishda temir materialidan yasalgan harakatlanuvchi to'siqlardan keng foydalaniladi. Ushbu to'siqlar vertikal ustunlarga turli chuqurliklarda gorizontall rigellar va ustunga qalin metall dan iborat materiallar qoplash bilan yasaladi. Mana shu rigellar shunday chuqurliklarda ustunlarga qadalishi kerakki, ularga suv tomonidan ta'sir etayotgan gidrostatik bosim ta'siri bir maromda taqsimlanishi kerak.

Umumiy balandligi $H=VS$ bo'lgan, to'siqqa ta'sir etuvchi gidrostatik bosim AVS shakldagi gidrostatik bosim epyurasi orqali ifodalanadi (2.29-rasm).



2.29-rasm. Gidrotexnik inshootlarda oqimni boshqarishda qo'llaniladigan to'siqni mustahkamligini ta'minlash uchun o'rnatiladigan rigellarning joylashtirilish vaziyatlarini aniqlash

Bu shakl uchburchak ko'rinishida bo'lganligi uchun asoslash mumkinki, gidrostatik bosim bir xil taqsimlanadigan chegaralar shu uchburchakni teng uchga bo'luvchi va uning asosiga parallel bo'lgan chiziqlarda yotadi. Regellar soni uchta bo'lishini inobatga olib, AVS gidrostatik bosim epyurasini teng uchga bo'lamiz va chegara chiziqlari joylashgan chuqurliklar (h_1, h_2) ni elementar geometriya qoidalarida foydalanib aniqlaymiz:

a) birinchi A_1VS_1 uchburchak bilan asosiy AVS uchburchak va birinchi uchburchak asosining chuqurligi (h_1) asosiy AVS uchburchak chuqurligi o'rtasidagi quyidagi munosabatlarni yozish mumkin:

$$\frac{\Omega_1}{\Omega} = \frac{h_1^2}{H^2} = \frac{1}{3}$$

bundan,

$$h_1 = H \sqrt{\frac{1}{3}}$$

b) ikkinchi uchburchakning asosi joylashgan chuqurlikni ham yuqorida keltirilgan elementar geometriya qoidasiga asosan aniqlaymiz:

$$\frac{\Omega_2}{\Omega} = \frac{h_2^2}{H^2} = \frac{2}{3}$$

bundan,

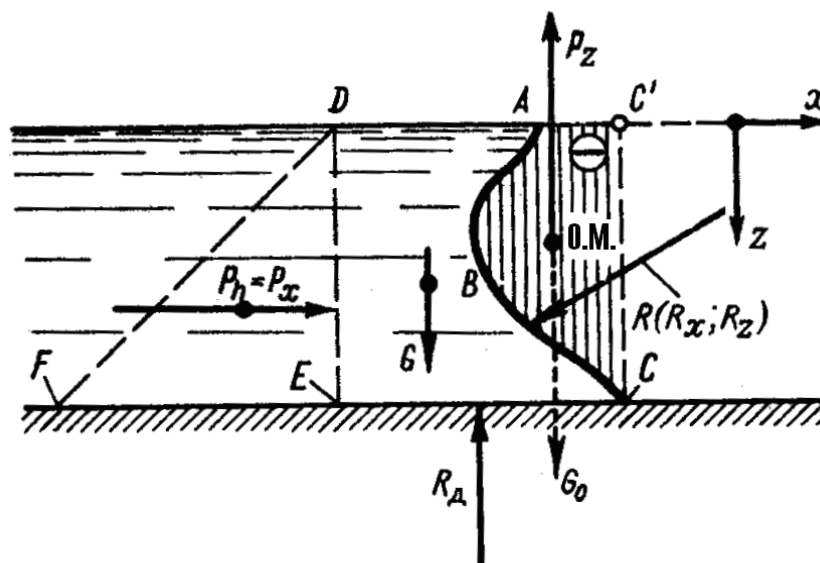
$$h_2 = H \sqrt{\frac{2}{3}};$$

- c) endi uchta rigelning joylashish vaziyati (h'_D, h''_D, h'''_D)ni aniqlaymiz, buning uchun A_1BC_1 uchburchakning $A_1C_1A_2C_2$ va ACA_2C_2 trapetsiyalarning og'irlik markazlarini aniqlashimiz kerak, chunki gidrostatik bosim kuchi doimo ta'sir etayotgan yuzaga tik yo'nalib, gidrostatik bosim epyurasi og'irlik markazidan o'tadi;
- d) A_1BC_1 uchburchakning og'irlik markazi uning medianalarining kesishgan nuqtasida bo'ladi, medianalar o'tkazib, uni aniqlaymiz;
- $$A_1C_1A_2C_2$$
- e) ACA_2C_2 trapetsiyalarning og'irlik markazlarini aniqlash uchun yuqoridagi mavzuda keltirilgan usullardan foydalanamiz.

2.19. EGRI SIRTLARGA TA'SIR ETUVCHI GIDROSTATIK BOSIM KUCHI. BOSIM TANASI VA UNI QURISH QOIDALARI

Gidrotexnika amaliyotida ixtiyoriy shakldagi egri sirlarga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchlarini hisoblashga to'g'ri keladi. Bunda gidrostatik bosimning atmosfera bosimidan yuqori bo'lgan miqdorini aniqlash maqsadga muvofiq deb hisoblaymiz, ya'ni faqat suyuqlikning sirtga ta'sirini o'rganamiz.

Buning uchun 2.30-rasmda ko'rsatilgan AVS egri sirtga ta'sirni ko'rib chiqamiz. Egri sirt rasm tekisligiga perpendikulyar bo'lganligi sababli, AVS egri chiziq shaklida ko'rinadi, bunda sirt kengligi b ($b=const$).



2.30-rasm

CC' vertikal tekislikni va x, u koordinata o'qlarini belgilab olamiz. Egri sirtga suyuqlik tomonidan ta'sir etayotgan R gidrostatik bosim kuchining gorizontaal va vertikal tashkil etuvchilarini R_x va R_z deb belgilab olamiz. DE vertikal tekislikni o'tkazib, $ABCE$ suyuqlik hajmini belgilab olamiz. Bu hajmga ta'sir etayotgan kuchlarni aniqlaymiz:

1. DE qirraga chap tomondagi suyuqlik tomonidan ta'sir etayotgan kuch $-R_h$;
2. O'zanning EC qismidan ta'sir etayotgan kuch $-R_d$;

$$R_d = [(C'CED)_{yuzal}]b\gamma$$

3. Egri sirt tomonidan ta'sir etayotgan reaksiya R (R_x, R_z) kuchi (gorizontaal va vertikal tashkil etuvchilarga ega);
4. Qaralayotgan suyuqlikning og'irlik kuchi $-G$:

$$G = [(ABCDE)_{yuzal}]b\gamma$$

$ABCE$ hajmga ta'sir etayotgan bu kuchlarning x va u o'qlarga proektsiyalarining muvozanat tenglamasini yozamiz:

$$P_h + R_x = 0; \quad G + R_z - R_d = 0,$$

bundan,

$$R_x = -P_h; \quad R_z = R_d - G.$$

chunki,

$$P_x = -R_x; \quad P_z = -R_z,$$

demak,

$$P_x = P_h; \quad P_z = -(R_d - G).$$

Bu tenglamaga asosan:

$$P_z = -[(C'CED)_{yuzal} - (ABCDE)_{yuzal}]b\gamma$$

yoki

$$P_z = -[(ABCC')_{yuzal}]b\gamma = -G_{om}$$

- gorizontaal tashkil etuvchisi R_x – shu sirtning o'ziga tik bo'lgan vertikal tekislikka ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchiga qiymat jihatdan teng:

$$P_x = p_C \omega = \Omega_{\text{gn.}} = \frac{\gamma h^2}{2} b \quad (2.100)$$

- vertikal tashkil etuvchisi R_z – shu sirtning bosim tanasidagi suyuqlik og'irligiga teng:

$$P_z = G_{bt} = \gamma W_{bt} = \gamma S_{bt} b \quad (2.101)$$

bu yerda: γ – suyuqlikning hajmiy og'irligi;

h – chuqurlik;

W_{bt} – bosim tanasining hajmi;

S_{bt} – bosim tanasining yuzasi.

Bosim tanasi deb, egri sirt, uning tutash chiziqlaridan suv sathiga tushirilgan vertikal tekisliklar hamda suv sathi bilan chegaralangan hajmga aytiladi.

Egri sirtga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi bu ikkala tashkil etuvchilarning geometrik yig'indisidan iborat:

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2} \quad (2.102)$$

Kuchning gorizontal o'qqa nisbatan qiyaligi quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi:

$$\alpha = \arctg \frac{P_z}{P_x} \quad (2.103)$$

Egri sirtga ta'sir etuvchi gorizontal bosim kuchi ta'sir chizig'i uning ikkala tashkil etuvchini kesishish nuqtasi va sirtning egrilik nuqtasidan o'tadi.

Demak, yukorida bayon etilgan fikrlarga asosan, egri sirtlarga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchini aniqlashda egri sirtning bosim tanasi muhim rol o'ynaydi. Shu sababli, uni qurish qoidasi bilan tanishamiz.

- *egri sirtning tutash nuqtalari topiladi;*
- *tanlangan nuqtalardan suv sathigacha yoki sath davomigacha vertikal chiziqlar o'tkazamiz;*
- *egri sirt – vertikal chiziqlar va sath bilan chegaralangan yuza bosim tanasi yuzasi bo'ladi;*
- *agar bosim tanasida suv mavjud bo'lsa, u musbat bosim tanasi deyiladi va vertikal tashkil etuvchi gidrostatik bosim kuchi pastga yo'nalgan bo'ladi, aks xolda, manfiy bosim tanasi deyiladi xamda kuch yuqoriga yo'nalgan bo'ladi.*
- *gidrostatik bosim kuchi – vertikal tashkil etuvchisi, shu sirt bosim tanasining og'irlik markazidan o'tadi.*

2.20. AYLANA SHAKLDAGI QUVUR ICHIDAN TA'SIR ETUVCHI GIDROSTATIK BOSIM KUCHI

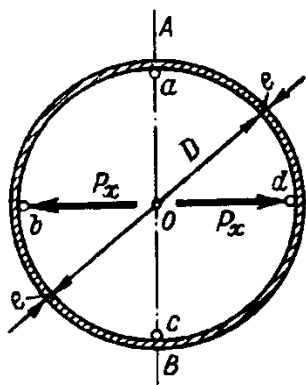
Dumaloq shakldagi quvurlardagi suyuqliklarning quvur devorlariga bo'lgan gidrostatik bosim kuchini o'rganamiz. 2.31-rasmda suyuqlik bilan to'ldirilgan gorizontal quvurning ko'ndalang kesimi ko'rsatilgan.

Agar $\frac{D}{2} \gamma$ ni r ga nisbatan nihoyatda kichikligini hisobga olsak, butun kesim bo‘ylab bosimni $p = const$ deb qabul qilish mumkin.

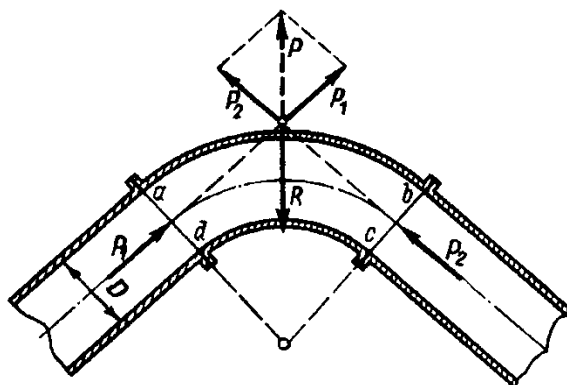
Bu bosim ta’sirida AV o‘q bo‘ylab quvur bo‘linadi, deb faraz qilsak, bunda mustahkamlikni ta’minlovchi R_x kuchni bilishimiz kerak. Bu kuch abc yoki adc tsilindrik shakldagi sirtga ta’sir etuvchi kuchga teng:

$$P_x = Dlp \quad (2.104)$$

bunda, l – quvur uzunligi. R_x kuch ikkiga bo‘linib, yo‘nalganligi uchun quvur qalinligi aniqlanayotganda $P_x/2$ kuch qabul qilinib, hisob olib boriladi. Bundan tashqari, quvur bukilgan holatda ham bo‘lishi mumkin. Masalan, $abcd$ quvur (2.32-rasm).



2.31-rasm. Ichki gidrostatik bosim (R_x)



2.32-rasm. Quvurning egilgan nuqtasiga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim

Bu shakldagi quvur R kuch yo‘nalishida bukilishga intiladi. Gidrostatik bosim kuchi ikki gidrostatik bosim kuchi ayirmasi bilan aniqlanadi. ab yo‘nalishga ta’sir etuvchi P_1 va cd yo‘nalishga ta’sir etuvchi P_2 kuchlar. Demak, quvurning bu qismi

$$P_1 = \frac{\pi D^2}{4} p \quad \text{va} \quad P_2 = \frac{\pi D^2}{4} p \quad (2.105)$$

va reaksiya kuchlari ($|R| = |P|$) ta’siri ostida muvozanat holatida bo‘ladi. P_1 va P_2 kuchlarning geometrik yig‘indisidan, asosan, anker tayanchlarini joylashtirish vaziyatlarini aniqlashda foydalaniladi.

2.21. ENG SODDA GIDRAVLIK MASHINALAR

Mashinasozlik amaliyotida ko‘pgina hollarda, bosimni uzatishda suyuqliklardan foydalaniladi. Bunday printsipta ishlatiladigan uskunar – *gidravlik mashinalar* deyiladi. Gidravlik presslar, multiplikatorlar, gidravlik mashinalar boshqaruv sistemalari, ko‘targichlar, domkratlar shular jumlasiga kiradi.

Har xil konstruktsiyaga ega bo‘lgan va turli yo‘nalishlarda ishlatiladigan bu mashinalarda, asosan, bir xil ifodaga asoslangan qonuniyatdan foydalaniladi. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasiga uzatilgan tashqi bosim – uning boshqa hamma nuqtalariga o‘zgarmasdan uzatiladi.

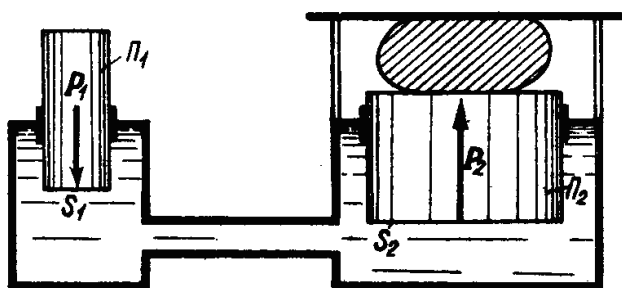
Yuqorida qayd etilgan mashinalarning ayrimlari bilan tanishamiz.

2.33-rasmda gidravlik press tasvirlangan. Yuqoridagi qoidaga asosan ω_1 yuzali Π_1 porshenga P_1 kuch qo‘yilsa, ω_2 yuzali Π_2 porshen quyidagi kuch bilan yuqoriga ta’sir etadi.

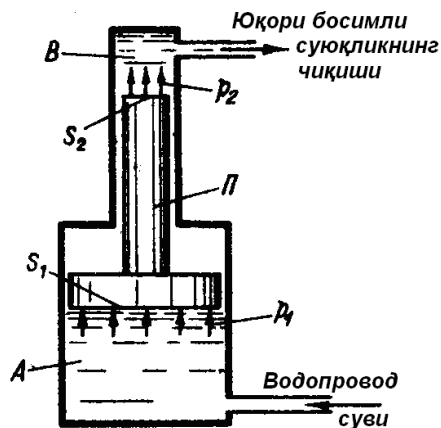
$$P_2 = P_1 \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (2.106)$$

chunki,

$$\frac{P_1}{\omega_1} = \frac{P_2}{\omega_2} = p \quad (2.107)$$



2.33-rasm. Gidravlik press



2.34-rasm. Multiplikator

Bu asbob yordamida P_1 kuch ($\omega_2 : \omega_1$) marta oshiriladi. Amaliy hisoblarda qurilmaning harakatchan qismlari ishqalanishi ham hisobga olinadi.

2.34-rasmda esa multiplikator tasvirlangan, agar A kamerada p_1 bo‘lsa, V kameradagi p_2 bosim ajratilsa, quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$p_2 \omega_2 = p_1 \omega_1 \quad (2.108)$$

bunga asosan,

$$p_2 = p_1 \frac{\omega_1}{\omega_2} \quad (2.109)$$

qurilma yordamida bosim ($\omega_1 : \omega_2$) marotaba oshiriladi.

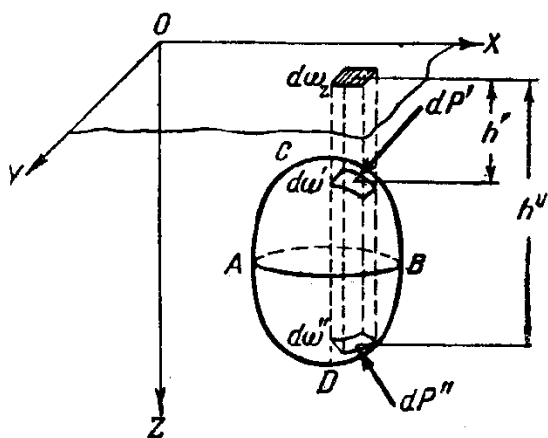
2.22. ARXIMED QONUNI SUZIB YURUVCHI JISM MUVOZANATI

Tinch turgan suyuqlikdagi suzib yuruvchi jism muvozanati to'g'risidagi masala – jismning suzuvchanligi hamda uning suvda botmay tura olish qobiliyatini o'rganish orqali yechiladi.

1. Ma'lum kuch ta'siri ostida jismning suzishi – jismning suzuvchanligini bildiradi. Masalan, kemalar suzuvchanlik zaxirasiga ega bo'lishi kerak.

Suzuvchanlik zaxirasi deb, kemanding suv ustidagi qismi xajmidagi suv og'irligiga teng bo'lgan qo'shimcha og'irlik tushuniladi.

2. *Egiluvchanlik* – ya'ni jismning suyuqlikda egilgandan keyin dastlabki holatiga qaytish xususiyati tushuniladi.



2.3

5-rasm.

Arximed qonunini qo'llashga bog'liq bo'lgan bu savollar asosan, Eyler, admiral S.O.Makarov (1848-1904 yillar), akademik A.N.Krilov (1963-1945) va boshqalarning kemalar nazariyasiga bag'ishlangan ishlarida o'z aksini topgan.

Arximed qonuni suyuqlik ichidagi jism sirtiga suyuqlikning bosim kuchini aniqlashda qo'llaniladi

Aziz o'quvchi, *Arximed qonuni* o'rta maktab kursida quyidagicha keltiriladi: *har qanday qattiq jism suyuqlikka botirilganda o'zininghajmiga teng miqdorda suyuqlikni siqib chiqaradi.*

Jismning sirti ixtiyoriy to'g'ri chiziqning faqat ikki nuqtasida kesishadi deb qaraylik (2.35-rasm).

Jismning sirtini koordinata tekisligiga parallel bo'lgan vertikal tekisliklar yordamida elementar maydonchalarga bo'laylik.

U holda $d\omega'$ va $d\omega''$ maydonchalarga ta'sir qiluvchi elementar bosim o'qlarning vertikal proektsiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$(dP')_z = p'd\omega' \cos(dP', Z) = p'd\omega'_z \quad (2.110)$$

$$(dP'')_z = p''d\omega'' \cos(dP'', Z) = p''d\omega''_z \quad (2.111)$$

bunda, p' va p'' – $d\omega'$ va $d\omega''$ maydonlar og'irlik markazlaridagi bosim

$$p' = \gamma h' \text{ va } p'' = \gamma h'' \quad (2.112)$$

bundan

$$dP'_z = \gamma h' d\omega'_z; \quad dP''_z = -\gamma h'' d\omega''_z \quad (2.113)$$

Bundan jismning sirtidagi bosimning Oz o'qidagi proektsiyasi

$$P_z = \gamma \int_{\omega'_z} h' d\omega'_z - \gamma \int_{\omega''_z} h'' d\omega''_z = -\gamma(W'' - W') = -\gamma W \quad (2.114)$$

bunda, W – jism siqib chiqargan suyuqlik hajmi;

W' va W'' – prizmalarning hajmi;

P_z kuchini – *ko'tarish kuchi* deb ataymiz.

Elementar bosimning qolgan ikkita o'qdagi proektsiyasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$P_x = \gamma \int_{\omega'_x} h' d\omega'_x - \gamma \int_{\omega''_x} h'' d\omega''_x = 0 \quad (2.115)$$

$$P_y = \gamma \int_{\omega'_y} h' d\omega'_y - \gamma \int_{\omega''_y} h'' d\omega''_y = 0 \quad (2.116)$$

bunda, $h' = h''$, $d\omega'_x = d\omega''_x$, $d\omega'_y = d\omega''_y$

Natijada quyidagi xulosaga kelamiz:

Ichiga jism tushirilgan suyuqlikka suyuqlik bosimining ko'tarish kuchi jism siqib chiqargan suyuqlik hajmidagi suv og'irligi yo'nalishiga qarama-qarshi miqdori bo'yicha tengdir.

$$\boxed{P = \gamma W} \quad (2.117)$$

bunda, γ – suyuqlikning hajmiy og'irligi;

W – siqib chiqarilgan suyuqlik hajmi.

JISMNING SUZUVCHANLIGI

Agar G suyuqlik ichiga tushirilgan jism og'irligi P ko'tarish kuchidan $P = \gamma W$ kichik, ya'ni $G < P$ bo'lsa, u holda jism qalqib chiqadi; agar $G > P$ bo'lsa, jism cho'kadi.

Agar

$$G = P = \gamma W \quad (2.118)$$

bo'lsa, suyuqlik ichida muallaq holda suzib yuradi.

Agar jism suyuqlik sirtida suzib yursa, bunda *suv yuzasida suzish* deyiladi. Aksincha *suv osti suzish* deyiladi.

Bunda har ikkala holatda ham ko'tarish kuchi R jism og'irligiga teng bo'lishi kerak.

$$P = G \quad (2.119)$$

Agar jism butun hajm bo'yicha W_1 bir jinsli (masalan, g'ola) hajmiy og'irligi γ_1 bo'lib, suyuqlikda γ hajmiy og'irlik bilan suzib yursa, suv ustida suzishi uchun

$$\gamma_1 W_1 = \gamma W \quad (2.120)$$

bundan

$$\frac{W}{W_1} = \frac{\gamma_1}{\gamma} \quad (2.121)$$

Suv ustida suzishi uchun esa $W_1 = W$, chunonchi $\gamma_1 = \gamma$.

Bir jinsli jismlarning suv sirtida suzib yurishi holatidagi jismning botishini aniqlashda qo'llaniladi.

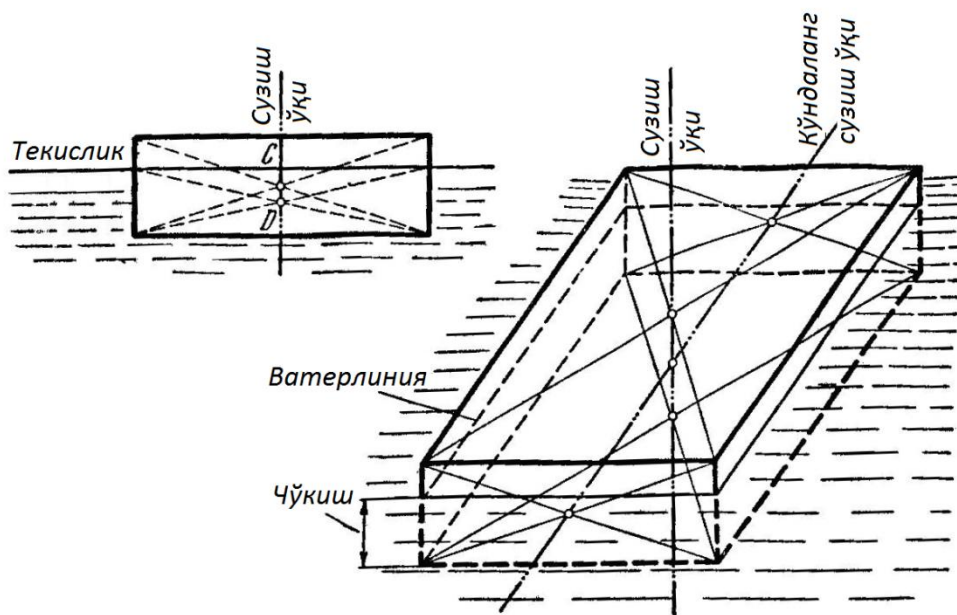
Suzib yuruvchi jismlarning cho'kishi deganda jism namlangan sirtining eng quyi nuqtasining botishi tushuniladi.

Suzib yuruvchi jismni kesib o'tuvchi suyuqlik yuzasining erkin sirtiga *suzish sirti tekisligi* deyiladi.

Suzib yuruvchi jism yon sirtining suzish tekisligi bilan kesishish chizig'iga *vater chizig'i* deyiladi.

Jismning og'irlik markazi S dan va suvning sig'im markazi D dan o'tuvchi chiziqqa *suzish o'qi* deyiladi (2.36-rasm).

Vater chiziqlar bilan chegaralangan maydonning og'irlik markazi orqali o'tuvchi bo'ylama chiziqqa *vater chizig'i maydonining bo'ylama o'qi* deyiladi.



2.36-rasm.

Bo‘ylama o‘qqa perpendikulyar yo‘nalishdagi shu nuqtadan o‘tuvchi gorizontall chiziqqa *vater chizig‘i maydonining ko‘ndalang o‘qi* deyiladi.

Agar suv ostida yoki suv sirtida suzayotgan jism muvozanatda bo‘lsa, u holda suzishi yoki vertikal holatda bo‘lishi kerak. Kelgusida faqat simmetrik jismlarning suzishini ko‘rib chiqamiz.

METATSENTR VA METATSENTRIK RADIUS

Jism suv yuzasida suzib yurgan holatni ko‘rib chiqamiz. Jism muvozanat holatidan sirtining bo‘ylama o‘qi atrofida α burchak ostida buriladi. U holda suvning sig‘im hajmi o‘zining oldingi simmetrik shakli va suv sig‘im markazini o‘zgartiradi, demak, jism sirti o‘qida yotmay yangi holatdagi R ko‘tarish kuchi D' o‘tuvchi nuqtaga suriladi.

α burchak nolgacha kamayuvchi suzish o‘qining R ko‘tarish kuchi ta’sir chizig‘i bilan kesishadigan M nuqtasiga intiluvchi M_0 nuqtasi *metatsentr* deyiladi (*meta* – lot. chegara).

Egillishning kichik burchaklarida ($\alpha < 15^\circ$) M nuqtasi M_0 nuqta bilan ustma-ust tushadi. Demak, suvning sig‘imi markazi D , suvning sig‘imi markazi D dan metatsentr – M_0 nuqtagacha bo‘lgan masofada ρ egrilik radiusi chizig‘iga suriladi.

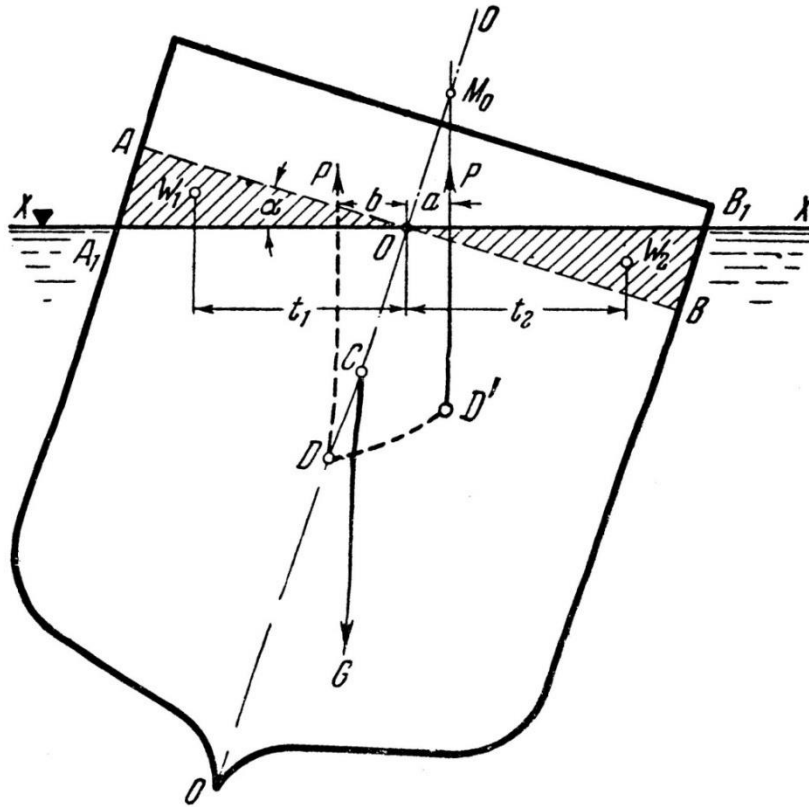
Suv sig'imi markazi D va metatsentr orasidagi masofa ρ metatsentrik radius deyiladi.

$$\rho = DM_0 \quad (2.122)$$

M nuqtasi va ρ egrilik radiusi suzish sirtining bo'ylama o'qi bo'ylab egilishlarda aniqlangani uchun ularni *ko'ndalang metatsentr* va *ko'ndalang metatsentrik radius* deb ataymiz.

Xuddi shu yo'l bilan bo'ylama metatsentr va bo'ylama metatsentrik radius aniqlanadi.

Kelgusida ko'rib chiqmoqchi bo'lgan jismning suvda botmay turish qobiliyatining statik hisoblarida metatsentrik radius kattaligi muhim ahamiyatga ega.



2.37-rasm.

Shunday qilib, metatsentrik radius kattaligini aniqlashga o'tamiz.

Ikkita vater chiziq maydonlari orasida hosil bo'luvchi A_1OA va B_1OB hajmlariga e'tiborimizni qaratamiz. Bu hajmlarni mos holda W_1 va W_2 hamda W_0 umumiy qism orkali suv sig'imi hajmini W harfi bilan belgilasak, quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$W = W_0 + W_1 = W_0 + W_2 \quad (2.123)$$

bundan ko‘rinib turibdiki,

$$W_1 = W_2 \quad (2.124)$$

Vater chiziq bo‘ylama o‘qqa nisbatan W_0 hajmning statik momentini ikkita oraliqdagi holati uchun aniqlaymiz.

W_0 hajmning dastlabki holatida 2.37-rasmga ko‘ra $W-W_1$ hajmlar farqini aniqlash mumkin. Demak, aniqlamoqchi bo‘lgan moment

$$W(-b) - W_1(-t_1) \quad (2.125)$$

W_0 hajmning ikki holatida $W-W_1$ farqni hamda izlanayotgan momentni aniqlash mumkin

$$Wa - W_2t_2 \quad (2.126)$$

bunda, a, b, t_1, t_2 – mos keluvchi hajmlarning og‘irlik markazi koordinatalari.

Bitta o‘qqa nisbatan W_0 hajmda statik moment ifodasi o‘zaro teng

$$W(-b) - W_1(-t_1) = Wa - W_2t_2 \quad (2.127)$$

bunda $W_1 = W_2$, demak bu bir xil hajmlarni W_1 orqali belgilasak, ayrim o‘zgarishlardan keyin quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$W(a+b) = W_1(t_1 + t_2) \quad (2.128)$$

$(a+b)$ hadi 2.37-rasmga binoan $\rho \sin \alpha$ ga teng, shuning uchun

$$W \rho \sin \alpha = W_1(t_1 + t_2) \quad (2.129)$$

W_1 hajmdagi W_1t_1 momenti 2.38-rasmga ko‘ra quyidagiga teng:

$$W_1t_1 = \int_{\omega_1} x \alpha x d\omega_1 \quad (2.130)$$

W_2 hajmning W_1t_2 momenti

$$W_1t_2 = \int_{\omega_2} x \cdot \alpha x \cdot d\omega_2 \quad (2.131)$$

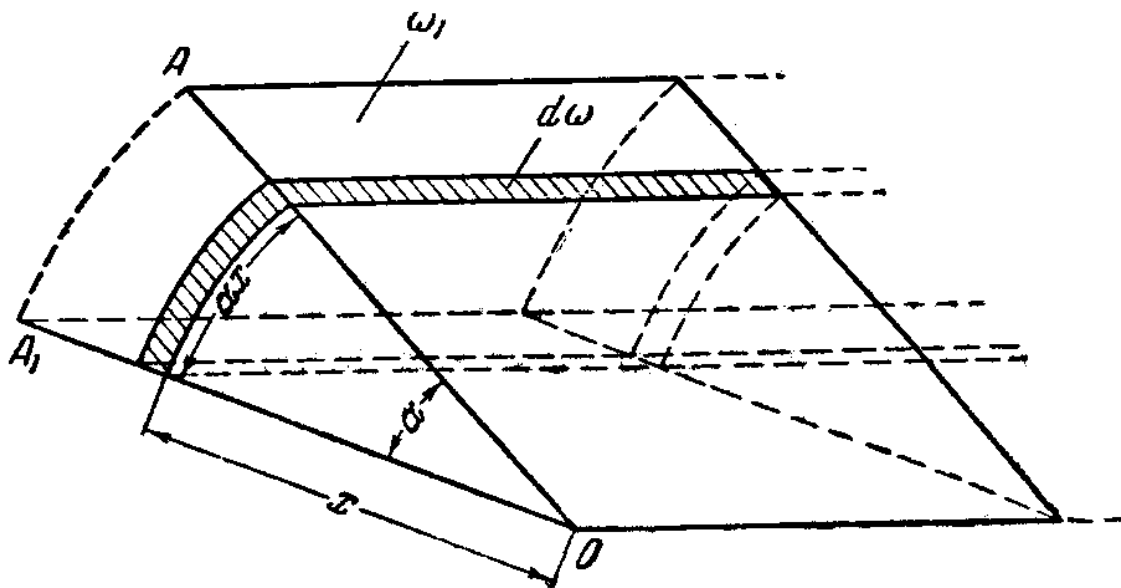
shunga asosan

$$W(t_1 + t_2) = \alpha \left(\int_{\omega_1} x^2 d\omega_1 + \int_{\omega_2} x^2 d\omega_2 \right) = \alpha \int_{\omega} x^2 d\omega$$

bunda, ω – vater chiziqning butun yuzasi.

O‘ng tomondagi integral – bo‘ylama o‘qqa nisbatan vater chiziq maydoni inertsiya momentidir

$$\int_{\omega} x^2 d\omega = J_0 \quad (2.132)$$



2.38-rasm.

Shuningdek

$$W\rho\sin\alpha = \alpha J_0 \quad (2.133)$$

bundan izlayotgan metatsentrik radiusni topamiz:

$$\rho = \frac{J_0}{W_0} \frac{\alpha}{\sin\alpha} \quad (2.134)$$

Egilish burchagi α ning qiymati juda kichikligini hisobga oladigan bo'lsak,

$$\frac{\alpha}{\sin\alpha} \approx 1 \quad (2.135)$$

u holda

$$\rho = \frac{J_0}{W} \quad (2.136)$$

Demak, *metatsentrik radius qiymati ρ bo'ylama o'qiga nisbatan vater chizig'i maydoni markaziy inertsiya maydoni J_0 ning suzib yuruvchi jism suv sig'imi hajmi W ga nisbatan teng.*

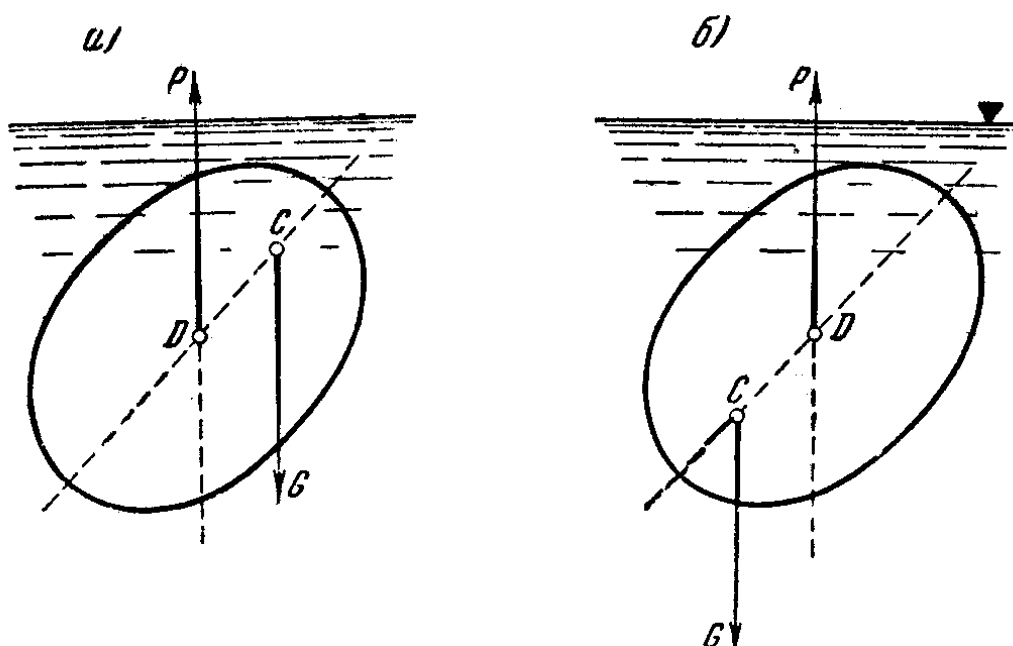
(2.136) ifodadan vater chizigi maydonining ko'ndalang o'qi atrofida egilishda foydalansa bo'ladi. Vaholanki, ushbu inertsiya momenti har doim birinchisidan katta bo'lib, bunda bo'ylama metatsentr ko'ndalang metatsentrdan yuqorida bo'ladi.

SUZUVCHI JISMNING SUVDA BOTMAY TURISHNING STATIK SHARTLARI

Tinch suvda suzib yuruvchi jismning statik botmay turish qobiliyati deb, jismni o'zining holatini biroz o'zgartirib yana dastlabki belgilangan holatiga qaytish qobiliyatiga aytiladi.

Masalan, kema berilgan holatda to'g'ri bo'lib, bunda simmetriya yuzasi vertikal holatda bo'ladi.

Botmay turish shartlari quyidagilarga tayangan bo'ladi (2.39-rasm):



2.39-rasm.

Jism G vazni va egilishda jismga suyuqlik tomonidan ta'sir qiluvchi ko'tarish kuchi P egilishni qaytarmoqchi bo'lsa, u holda jismning berilgan holati botmay turadigan, aksincha, ya'ni yuqorida aytilgan ikki kuch (G va P) egilishni yana bukmoqchi bo'lsa, jism berilgan holatda botuvchan bo'ladi. Suzib yuruvchi jism muvozanatining ikki holatini ko'rib chiqamiz:

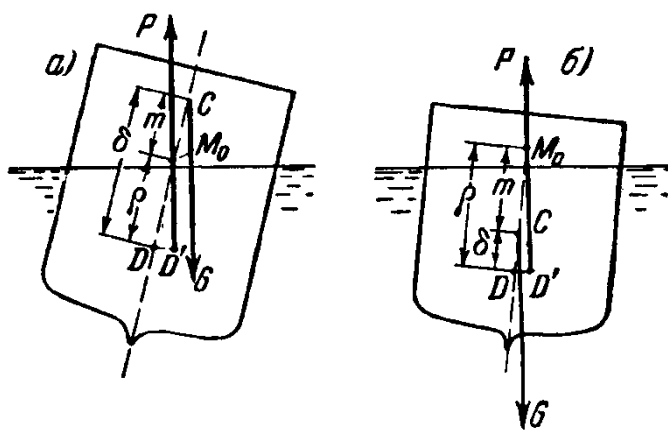
1. Jism suv ostida harakatlanayapti (suv osti suzish) 2.39-rasmga murojaat qiladigan bo'lsak, S jismning og'irlik markazi suzish o'qidagi suv sig'im markazidan yuqorida yotsa (2.39, *a*-rasm), G va P kuchlari egilishni kattalashtirishiga harakat qiluvchi juftlikni hosil qiladi; agar S jismning og'irlik markazi suv sig'imi markazi D dan pastdagi suzish o'qida yotsa (2.39, *b*-rasm) G va P kuchlari juftligi egilishni yo'qotib, dastlabki holatiga qaytishga harakat qiladi.

Shunday qilib, biz suv ostida suzganda botmay turishning quyidagi sharoitlariga ega bo'ldik:

suzib yuruvchi jism suv ostidagi holatida statik botmay turish qobiliyatiga ega bo'lish uchun, S jismning og'irlik markazi suv sig'imi markazining suzish o'qidan pastda joylashgan bo'lishi kerak.

2. Jism suv sirtida harakatlanayapti (suv usti suzish). Agar bunday holatda ham yuqorida qayd qilingan shartlar bajarilsa, u holda suzish shubhasiz botmay tura oladi.

2.40-rasmdan ko'rinib turibdiki, jismning og'irlik markazi suv sig'imi markazi D suzish o'qidan yuqorida yotadi, lekin M_0 metatsentrdan yuqorida emas, chunki oxirgi holatdagina G va P kuchlari egilishni oshiruvchi juftlikni hosil qiladi (2.40, a-rasm). Agar S nuqta D va M_0 oralig'ida yotsa, G va P kuchlari egilishni yo'qotishga intiladi.



2.40-rasm.

Ko'rinib turibdiki, M_0 metatsentri S og'irlik markazidan qanchalik yuqorida bo'lsa, ya'ni, metatsentrik balandlik deb ataluvchi m masofa qanchalik katta bo'lsa (2.40-rasm), botmay turish shunchalik katta bo'ladi.

Metatsentrik balandligi katta bo'lgan jismlar, masalan, kemalarni odam tashish uchun noqulay ko'rinishga olib keladi. Ko'pincha metatsentrik balandlik kattaligi 0,3-1,2 m qabul qilinadi.

Yuqorida qayd qilinishi bo'yicha, bo'ylama metatsentr har doim ko'ndalang metatsentrdan yuqori bo'ladi. Shuning uchun, suzib yuruvchi jismning ko'ndalang botmay turishi ta'minlansa, bo'ylama botmay turishi shubhasiz ta'minlangan bo'ladi va buni tekshirib ko'rishga ehtiyoj qolmaydi.

Shunday qilib, suv sirtida suzib yuruvchi jismning botmay turishini ta'minlash uchun og'irlik markazi va suv sig'imi markazidan δ masofa ρ – metatsentrik radius uzunligidan kichik bo'lishi kerak.

$$\delta < \rho = \frac{I_0}{W} \text{ yoki } \frac{\delta}{\rho} < 1 \quad (2.137)$$

Yana bir bor ta'kidlab o'tishimiz joizki, yuqorida olingan ifodalar jismning suvga botib turgan hajmini o'zgartirmaydigan kichik egilish burchaklar uchun ta'luqlidir.

Bundan tashqari, kema, yaxta, teploxod va boshqa suzuvchi transport vositalari o'zida suyuqliklarni olib ketayotganda, kren (tebranib qiyalanish) ro'y bersa, ularning og'irlik markazi o'z vaziyatini o'zgartirishi tashiladigan suyuqlik xisobiga amalga oshadi. Albatta, bu transport vositasining muallaq holatdagi turg'unligini keskin kamaytiradi. Shuning uchun bunday transport vositalarini harakatini boshqarishda keskin o'zgartirishlar qilish qa'tiyan man etiladi. Hattoki, suyuqlik olib ketayotgan avtoulovlar harakatida keskin tormoz sistemasini bosish, burish kabi harakatlar mumkin emas, aks holda og'irlik markazining o'qini keskin o'zgarishi hisobiga avariya holati sodir bo'lishi mumkin.

II BOBGA DOIR TEST-NAZORAT SAVOLLARI

1. Hidrostatik bosim nima? U qanday hossalarga ega?

a) Nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning yuzasiga ta'sir etayotgan kuchning shu yuza kattaligiga nisbati gidrostatik bosim deb ataladi. Gidrostatikbosim ikkita asosiy hossaga ega:

Birinchi hossa. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasidagi gidrostatik bosim ta'sir etayotgan yuzasiga tik normal yo'nalgan bo'lib, siquvchi hisoblanadi, ya'ni bosim qaralayotgan suyuqlik hajmini ichiga yo'nalgan bo'ladi;

Ikkinchi hossa. Qaralayotgan nuqtadagi gidrostatik bosim kattaligi ta'sir yuzasining qiyalik burchagiga ya'ni orientirovkasiga bog'liq emas.

b) Nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning yuzasiga ta'sir etayotgan kuch gidrostatik bosim deb ataladi. Gidrostatikbosim ikkita asosiy hossaga ega:

Birinchi hossa. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasidagi gidrostatik bosim ta'sir etayotgan yuzasiga parallel yo'nalgan bo'lib, siquvchi hisoblanadi, ya'ni bosim qaralayotgan suyuqlik hajmini ichiga yo'nalgan bo'ladi;

Ikkinchi hossa. Qaralayotgan nuqtadagi gidrostatik bosim kattaligi ta'sir yuzasining qiyalik burchagiga bog'liq;

c) Nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning yuzasiga ta'sir etayotgan kuch suyuqlik hajmiga nisbati gidrostatik bosim deb ataladi. Gidrostatikbosim hossaga ega:

Hossa. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasidagi gidrostatik bosim ta'sir etayotgan yuzasiga tik normal yo'nalgan bo'lib, siquvchi hisoblanadi, ya'ni bosim qaralayotgan suyuqlik hajmini ichiga yo'nalgan bo'ladi;

d) Nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning yuzasiga ta'sir etayotgan kuchning shu yuza kattaligiga nisbati gidrostatik bosim deb ataladi. Gidrostatikbosim ikkita asosiy hossaga ega:

Birinchi hossa. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasidagi gidrostatik bosim ta'sir etayotgan yuzasiga tik normal yo'nalgan bo'lib, kengaytiruvchi hisoblanadi, ya'ni bosim qaralayotgan suyuqlik hajmidan tashqariga yo'nalgan bo'ladi.

Ikkinchi hossa. Qaralayotgan nuqtadagi gidrostatik bosim kattaligi ta'sir yuzasining qiyalik burchagiga bog'liq.

2. Bu ifodalar $\frac{H}{m^2} = \Pi a$, $\frac{kg}{ms^2}$, KPa , m suv ustuni, mm simob ustuni qaysi kattalikning o'lchov birligi?

- a) Suyuqlik sarfining;
- b) Shezi koeffitsientining;
- c) Oqim tezligining;
- d) Gidrostatik bosimning ;

3. Erkin sirt hamma vaqt gorizontal bo'ladimi?

- a) Absolyut bosim atmosfera bosimiga teng bulsa;
- b) Bulmaydi;
- c) Xamma vakt;
- d) To'g'ri javob yuk;

4. Gidrostatika bo'limi nimani o'rgatadi?

- a) Suyuqlik harakat qonunlarini o'rgatadi
- b) Suyuqlikning nisbiy tinch holat – muvozanat qonunlarini o'rganib, ularni kishilar jamiyatining faoliyatiga qo'llash uchun uslubiyatlar yaratadi;
- c) Suyuqliklarni xossalari o'rganib, texnikaga tadbiq etishni o'rgatadi;
- d) Muvozanatdagi suyuqlikka ta'sir etuvchi kuchlarni o'rgatadi.

5. Kanday tekislikka teng bosimlar tekisligi deyiladi?

- a) Suyuqlikning ixtiyoriy chuqurligidagi birxil bosimlar mavjud nuqtalardan o'tkazilgan tekislikka teng bosimlar tekisligi deyiladi;
- b) Suyuqlikning idish yon devorlari bilan chegaralangan tekislikka teng bosimlar tekisligi deyiladi;
- c) Suyuqlikning idish tubi bilan chegaralangan tekislikka teng bosimlar tekisligi deyiladi;
- d) Suyuqlikning devor bilan chegaralangan tekislikka teng bosimlar tekisligi deyiladi

6. Qaysi ifoda teng bosimlar tekisligi tenglamasini ifodalaydi?

- a) $\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz = 0$;
- b) $\phi_x dx - \phi_y dy - \phi_z dz = 0$;
- c) $\phi_x dx + \phi_y dy - \phi_z dz = 0$;
- d) $\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz = 1$.

7. Hidrostatik bosim qiymati yunalishga bog'liqmi?

- a) Xa, bog'liq;
- b) Yo'q, bog'liq emas;
- c) Bazan bog'liq, bazan yo'q;
- d) Harakat mavjud bo'lganda.

8. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasidagi bosimni qaysi formula orqali hisoblash mumkin?

- a) $p = p_0 + gh$
- b) $p = pgh$
- c) $p = p_0 + h$
- d) $P = p_0 + pgh$

9. Manometrik bosim deb kanday bosimga aytiladi?

- a) Atmosfera bosimidan katta bo'lgan bosimga;
- b) Atmosfera bosimidan kichik bo'lgan bosimga;
- c) Atmosfera bosimiga teng bo'lgan bosimga;

d) Suyuqlik markaziga ta'sir qiluvchi bosimga.

10. Qachon mano-vakuumetrik ko'rsatkich "nolga" ga teng bo'ladi?

a) $P_{abs} = P_{at}$ b) $P_e = P_{atm}$ s) $P_{abs} = 0$ d) $P_m = P_{atm}$

11. Tutash idishlar qonunini ifodalash uchun qaysi formula to'g'ri?

a) $\frac{h_1}{h_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$; b) $\frac{h_1}{h_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}$; s) $\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$; d) $h_1\gamma_2 = h_2\gamma_1$

12. Qaysi formula Arximed qonuni ifodalaydi?

b) $P_A = \gamma W_{b,t}$;

c) $P_A = \rho g H$;

d) $P_A = p_0 + \gamma H$;

e) $P_A = mg$.

13. Vater chizigi deb nimaga aytamiz?

a) Suzayotgan jism normal holatda uning o'rtasidan o'tgan 0-0 o'qi;

b) Suzish tekisligi bilan jism sirtining kesishish chizig'i;

c) Jismni kesib o'tuvchi erkin sirt;

d) Suzayotgan jismning og'irlik markazidan o'tuvchi chiziq;

14. Vakuumetrik bosim deb kandy bosimga aytiladi?

a) Atmosfera bosimidan katta bo'lgan bosimga;

b) Atmosfera bosimidan kichik bo'lgan bosimga;

c) Atmosfera bosimiga teng bo'lgan bosimga;

d) Suyuqlik markaziga ta'sir qiluvchi bosimga.

15. Hidrostatik bosim kuchi qanday aniqlanadi?

a) $P = p_c \rho$; b) $R = \gamma h_S S = r_S S$; s) $R = \gamma r_S S$; d) $R = \rho h_S S$.

16. Egri sirtga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini aniqlanish formulalarini yozing.

b) $P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2}$; $P_x = p_c \omega = \Omega_{\text{eng}} = \frac{\gamma h^2}{2} b$; $P_z = G_{bt} = \gamma W_{bt} = \gamma S_{bt} b$;

$$c) P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2}; P_x = p_C \rho = \Omega_{\text{энб}} = \frac{\gamma h^2}{2} \rho; P_z = G_{bt} = \rho W_{bt};$$

$$d) P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2}; P_x = \frac{\gamma h}{2} b \omega; P_z = G_{bt} \rho;$$

$$e) P = p_C \omega = \Omega_{\text{энб}} = \frac{\gamma h^2}{2} b; P = G_{bt} = \gamma W_{bt} = \gamma S_{bt} b.$$

17. Hidravlik press yordamida bosimning oshishi formulasini aniqlang.

$$a) p_2 = p_1 \frac{S_2}{S_1}; \quad b) p_2 = p_1 \frac{S_1}{S_2}; \quad c) p_2 = \rho p_1 \frac{S_1}{S_2}; \quad d) p_2 = p_1 \frac{S_1 \gamma}{S_2}.$$

18. Eyler tenglamasini yozing.

$$a) \begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 1 \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 1 \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 1 \end{cases} \quad b) \begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad c) \begin{cases} \phi_x - \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \phi_y - \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \phi_z - \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad d) \begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

19. Arximed qonunini yozing.

$$b) G = P = \gamma W;$$

$$c) G = \gamma \omega;$$

$$d) F = \gamma W S;$$

$$e) F = m v.$$

20. Hidrostatik paradokc deb nimaga aytiladi?

a) Suyuqlikdagi bosim idishning shakliga bog'liq bo'lish xodisasi gidrostatik paradokc deyiladi;

b) Suyuqlikdagi bosim uning shakliga va xajmiga emas, balki chuqurligiga bog'liq bo'lish xodisasi gidrostatik paradokc deyiladi;

c) Suyuqlikdagi bosim idishning shakliga va xajmiga bog'liq bo'lish xodisasi gidrostatik paradokc deyiladi;

d) Suyuqlikdagi bosim idishni xajmiga bog'liq bo'lish xodisasi gidrostatik paradokc deyiladi.

21. Paskal qonunini ko'rsating.

a) $\Delta p = \Delta p_0$;

b) $P = p_c \rho$;

c) $R = \gamma h_S S = r_S S$;

d) $R = \gamma r_S S$;

22. Tutash idishlar qonuni qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?

a) $\frac{h_1}{h_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$

b) $\frac{h_1}{h_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}$

c) $\frac{h_1}{h_2} = 1$

d) $\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = 0$

23. Pezometrik balandlik to'g'ri ko'rsatilgan javobni aniqlang.

a) $h_A = \frac{p_A}{\gamma}$

b) $p_A = p_0 + \gamma h$

c) $\frac{h_1}{h_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$

d) $p_A = \gamma h$

III bob

TEXNIK GIDRODINAMIKA ASOSLARI

3.1. GIDRODINAMIK VA GIDROMEXANIK BOSIMLAR

TEXNIK GIDRODINAMIKA MASALALARINING UMUMIY QO‘YILISHI

Suyuqlik oqimining harkatini o‘rganishda asosan ikki xil masalaga duch kelishimiz mumkin:

- 1) Tashqi masala, ya’ni oqim parametrlari ma’lum bo‘lib, suyuqlik aylanib oqib o‘tayotgan, qattiq jismga ta’sir etayotgan kuchni aniqlash kerak bo‘ladi, bu *tashqi masala* deyiladi;
- 2) Suyuqlikka ta’sir etayotgan kuchlar ma’lum bo‘lib (hususdan hajmiy kuchlar, masalan og‘irlik kuchi), oqimning *gidrodinamik xarakteristikasini* aniqlash ta’lab qilindi. Bu *ichki masala* deyiladi.

Oqimning gidrodinamik xarakteristikasi tarkibiga suyuqlik zarrachasi *tezligi* u va bizga oldingi mavzudan ma’lum bo‘lgan bundan keyin *gidrodinamik bosim* deb ataluvchi kattalik r kiradi. Oxirgi kattalikni bu nom bilan atalishiga sabab, endi bu kattalik gidrostatik bosim bilan birga, harakat hisobiga paydo bo‘ladigan bosimni ham o‘ziga oladi.

«Gidrodinamik bosim» tushunchasi gidrodinamikada asosiy tushunchalardan biri hisoblanadi.

Gidrodinamik bosim. Bizga ma’lumki, suyuqlik harakatlanishi natijasida unda τ urinma kuchlanishlarni hosil qiluvchi ishqalanish kuchlari paydo bo‘ladi. Shuning uchun harakatlanayotgan suyuqlikning M nuqtasidagi kuchlanganlik holati ellipsoid shaklida bo‘lsa, gidrostatikadagi «shar shaklidagi kuchlanish» (3.1, *b*-rasm) ko‘rinishida emas, balki uch o‘lchamli holatda, ikki o‘lchamli holatda esa ellips shaklidagi kuchlanganlik ko‘rinishida (3.1, *a*-rasm) ifodalanadi.

Shu mulohazaga asosan ta’kidlash mumkinki, σ_n – kuchlanishning vertikal tashkil etuvchisi kattaligi real holatdagi harakat vaqtida ta’sir etayotgan yo‘nalishiga ham bog‘liqdir.

Demak, gidrodinamikada ta’sir maydoniga qarab, bu kattalik qiymati har hil bo‘ladi. Shu bilan birga, gidrodinamikada masalalar yechimini soddalashtirish maqsadida, “nuqtadagi gidrodinamik bosim” – r degan tushuncha kiritilgan. Shartli

ravishda nuqtadagi gidrodinamik bosim skalyar deb hisoblanib, ta'sir etayotgan maydon joylashishiga bog'liq emas deb qabul qilinadi va uch o'lchamli

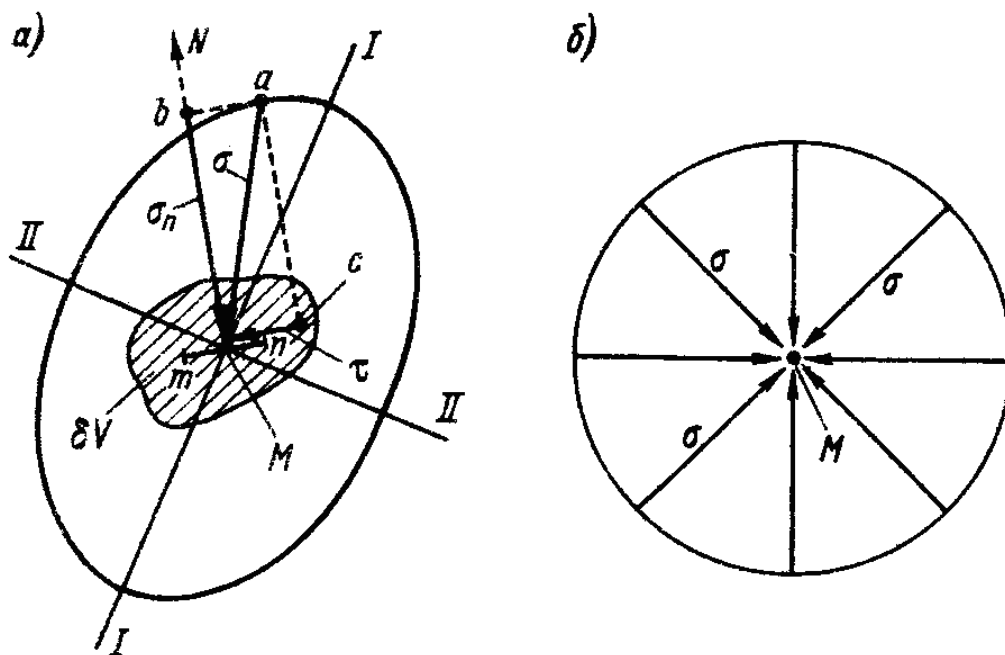
$$p = \frac{1}{3} (|\sigma_1| + |\sigma_2| + |\sigma_3|). \quad (3.1')$$

Ikki o'lchamli tekislik

$$p = \frac{1}{2} (|\sigma_1| + |\sigma_2|), \quad (3.1'')$$

ko'rinishda aniqlanadi, bunda $|\sigma_1|$, $|\sigma_2|$, $|\sigma_3|$ – kuchlanishlar modulining mos kattaliklari.

Yuqoridagiga asoslanib, ta'kidlash mumkinki, gidrodinamik bosim gidrostatik bosimdan farqli o'laroq, harakatlanayotgan suyuqlik bosimining o'rtacha taqribiy qiymatini ko'rsatadi.



3.1-rasm. To'liq muhitda berilgan m nuqtadagi kuchlanish

a) kuchlanishlar ellipsi;

b) kuchlanishlarning sharsimon yuzasi

Texnik gidrodinamika masalasining umumiy quyilishi. Suyuqlik oqimining asosiy gidrodinamik xarakteristikasi sifatida r – gidrodinamik bosimning skalyar kattaligi va zarracha harakat tezligining (u) vektor kattaligini ko'rsatish mumkin. Suyuqlik harakatlanayotgan muhitning turli qo'zg'almas nuqtalarida bosim turli

qiymatlarga ega bo'lishi bilan birgalikda, vaqtning turli qiymatlarida ixtiyoriy qo'zg'almas nuqtada bu kattalik turli qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Ya'ni:

$$\begin{cases} p = f_1(x, y, z, t); \\ u_x = f_2(x, y, z, t); \\ u_y = f_3(x, y, z, t); \\ u_z = f_4(x, y, z, t). \end{cases} \quad (3.2)$$

bunda, u_x, u_y, u_z – tezlikning dekart koordinatalar sistemasidagi proektsiyalari.

Ma'lum bir t_1 – vaqtdagi f_1, f_2, f_3, f_4 funktsiyalar qiymatini bilish orqali bosimning skalyar maydoni va tezlikning vektor maydoni haqida ma'lumot olish imkoniyatini beradi. Shuning uchun matematik gidrodinamikada r va u kattaliklarni bilish asosiy masala hisoblanadi.

Masalaning bunday quyilishida f_1, f_2, f_3, f_4 funktsiyalar qiymatini hisoblash shu darajada qiyin masalaki, hatto real suyuqlikni ideal suyuqlik deb faraz qilinganda ham, masalani hal qilib bo'lmaydi. Qolaversa amaliyotda bu masalani nihoyatda yuqori darajadagi aniqlikda hisoblashga ehtiyoj bo'lmaydi.

Shu sababli texnik gidrodinamikada (3.2) ifodadan foydalanilmasdan, gidravlik usuldan keng foydalaniladi. Gidravlik usul yordamida harakatlanayotgan suyuqlik joylashgan muhitning ixtiyoriy qo'zg'almas nuqtasidagi bosimni va tezlikni aniqlash oqimning ayrim o'rtacha va integral xarakteristikalariga asoslangan. Shu usulga asoslanib tuzilgan asosiy tenglamalar quyidagilardir:

- harakatlanayotgan suyuqlikning siqilmaslik va uzluksizlik gidravlik tenglamasi (ayrim hollarda suyuqlik sarfining saqlanishi tenglamasi deyiladi);
- real holatdagi «butun oqim» uchun solishtirma kinetik energiyaning saqlanishi (Bernulli) gidravlik tenglamasi;
- real holatdagi suyuqlik uchun harakatlar miqdori gidravlik tenglamasi;
- suyuqlikning harakatida paydo bo'ladigan ishqalanish kuchlarining miqdorini baholash uchun empirik va yarim empirik ifodalar (Darsi va Veysbax ifodalari)dan foydalaniladi.

Tenglamalarning hadlarini aniqlab, ularning yordamida gidravlik xodisalarni tahlil qilish natijasida suyuqliklar mexanikasiga oid nihoyatda qiyin amaliy muammolarni hal qilish mumkin bo'lgan texnik nazariyani yaratish mumkin. Lekin ayrim masalalarning yechimini topishda bu usullarni suyuqliklarning matematik mexanikasi bilan birgalikda qo'llanilishini ham ta'kidlashimiz kerak.

Gidrodinamikaning ikki xil masalasi. Suyuqlikning harakati bilan tanishganda, asosan, yuqorida ta'kidlangan ikki xil masalani yechimini topishga to'g'ri kelishi mumkin:

- tashqi masala, ya'ni, suyuqlik oqimi ma'lum bo'lib, suyuqlikning o'zi aylanib oqib o'tayotgan qattiq jismga ta'siri;
- ichki masala, suyuqlikka ta'sir etayotgan kuchlar (hajmiy, masalan, og'irlik kuchi) berilgan bo'lib, oqimning gidrodinamik xarakteristikasi – bosim, tezlik va xokazolarni topish.

Yuqorida qayd etilgan tenglama va formulalarni keltirib chiqarishga va ularni tahlil qilib, o'rganishga kirishishdan oldin suyuqliklar kinematikasiga oid boshlang'ich tushunchalar bilan tanishamiz.

3.2. SUYUQLIK HARAKATINI KUZATISHNING ASOSIY ANALITIK USULLARI

Suyuqlik harakatini kuzatishning asosan ikki asosiy analitik usuli mavjud:

Lagranjusuli. Harakatlanayotgan suyuqlikda K sohani ajratib olib (3.2-rasm), qo'zg'almas Ox va Oz koordinata o'qlarini belgilaymiz. Boshlang'ich vaqtda o'rganilayotgan sohaning kirish chegarasida joylashgan M_1, M_2, M_3 harakatlanayotgan zarrachalarni ko'rib chiqamiz. Ularning boshlang'ich koordinatalarini x_0 va z_0 deb belgilab olamiz.

Bu har bir M zarracha uchun quyidagi ifoda o'rinalidir:

$$\left. \begin{aligned} x &= f_1(x_0, z_0, t) \\ z &= f_2(x_0, z_0, t) \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Bu ifodalar yordamida har qanday belgilangan zarracha traektoriyasini aniqlashimiz mumkin. Endi zarrachaning dt vaqtda bosib o'tgan dl masofasini topib olishimiz mumkin. Bundan ixtiyoriy nuqtadagi tezlikni topishimiz mumkin. Belgilab olingan sohani bosib o'tayotgan zarrachani bosib o'tish uchun ketayotgan t vaqt davomida kuzatishimiz mumkin.

Lagranj fikriga asosan, zarrachalar traektoriyalarining umumlashgan ko'rinishi orqali oqimni o'rganish mumkin. Ta'kidlash kerakki, x va z lar suyuqlik zarrachasining o'zgaruvchan koordinatalari bo'lib, dx va dz kattaliklar dl kattalik proektsiyalari sifatida qaralishi mumkin.

Demak,

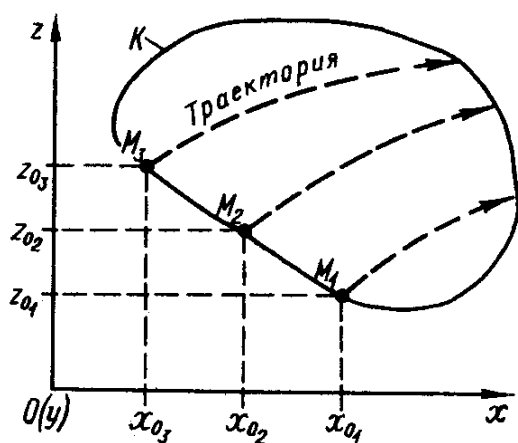
$$u_x = \frac{dx}{dt}; \quad u_z = \frac{dz}{dt}. \quad (3.4)$$

Eyler usuli. Faraz qilaylik, harakatlanayotgan suyuqlik bilan muhitning bir bo‘lagini ajratib olish mumkin. Bu bo‘lakka dekart koordinatalar sistemasiga joylashtirib, unda 1, 2, 3, ... nuqtalarni tanlab olamiz. Bunda x, z – Lagranj usulidagi kabi, zarracha koordinatalari emas, balki, muhitning qo‘zg‘almas nuqtalaridir (3.3-rasm). t_1 vaqt oralig‘ini kuzatadigan bo‘lsak, 1 nuqtada $u_1(t_1)$, 2 nuqtada $u_2(t_2)$ va xokazo tezliklarga ega bo‘lgan zarrachalar mavjud bo‘ladi.

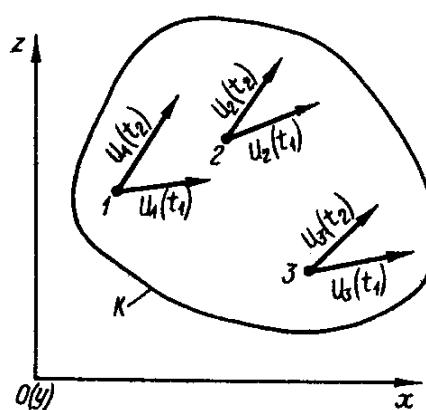
Ko‘rinib turibdiki, t_1 vaqtda oqim – tezlik vektori maydonlari ko‘rinishida ifodalanib, har qaysi vektorga ma’lum qo‘zg‘almas nuqta mos keladi. Ikkinchi boshqa vaqt oralig‘ida 1, 2, 3, ... nuqtalar uchun $u_1(t_2), u_2(t_2), u_3(t_2)$ va xokazo tezliklar maydoniga ega bo‘lamiz.

Umuman, xulosa qilib aytishimiz mumkinki, oqim ma’lum vaqt oralig‘ida muhitning qo‘zg‘almas nuqtalaridagi zarrachalarining tezlik maydonlari bilan ifodalanadi. t_1 va t_2 vaqt oraliqlariga mos keluvchi tezlik maydonlarini o‘zaro taqqoslash bilan aytish mumkinki, oqim vaqt o‘tishi bilan o‘zgaradi.

Yuqorida ta’kidlanganidek, oqim Eyler usuliga asosan, muhitning qo‘zg‘almas nuqtalariga mos tezlik vektorlari maydoni bilan ifodalanganligi sababli, dx va dz kattaliklarni dl kattalikning proektsiyalari sifatida qarash mumkin emas, balki, x va z koordinatalarning oddiy erkin o‘zgarishi sifatida qabul qilinishi mumkin. Shu sababli (3.4) ifodani bunday vaziyatda qo‘llab bo‘lmaydi.



3.2-rasm. Lagranj usulining tasviri
 M_1, M_2, M_3, \dots – suyuqlik zarrachalari



3.3-rasm. Eyler usulining tasviri
1, 2, 3, ... – muhitning qo‘zg‘almas nuqtalari

Suyuqlik harakatini tadqiq qilishning gidravlikada qo'llaniladigan usuli.

Lagranj usuli o'ziga xos murakkabligi sababli amaliyotda keng qo'llanilmaydi. Bundan keyin asosan, Eyler usulidan foydalanamiz. Bunda biz, suyuqlik zarrachasi harakatini ko'rilayotgan nuqtadan o'tgunga qadar bo'lgan dt vaqt davomida kuzatamiz. Masalani bunday quyilishida muhitning har qanday nuqtasida joylashgan zarracha dt vaqt davomida tashkil etuvchilari dx va dz bo'lgan dl masofani bosib o'tadi, deb qabul qilishimiz mumkin. Shu sababli, u_x va u_z tezlik tashkil etuvchilarini aniqlash uchun (3.4) ifodadan foydalanish mumkin.

Lagranj koordinatalaridan Eyler koordinatalariga o'tish: Bizga ma'lumki, Lagranj usuliga asosan suyuqlik harakati quyidagi sistema bilan aniqlanadi:

$$\left. \begin{aligned} x &= f_1(x_0, z_0, t) \\ z &= f_2(x_0, z_0, t) \end{aligned} \right\}$$

Tezliklarni esa $u_x = f_3(x_0, z_0, t)$; $u_z = f_4(x_0, z_0, t)$ ko'rinishda ifodalash mumkin, oxirgi ikki ifodani (t) vaqt bo'yicha differentsiallaymiz:

$$u_x = \left[\frac{\partial x}{\partial t} \right] = \left[\frac{\partial (f_1(x_0, z_0, t))}{\partial t} \right] = \phi_3(x_0, y_0, t),$$
$$u_z = \left[\frac{\partial z}{\partial t} \right] = \left[\frac{\partial (f_2(x_0, z_0, t))}{\partial t} \right] = \phi_4(x_0, y_0, t)$$

Bu tenglamalarni (x_0, z_0) ga nisbatan yechib, boshlang'ich koordinatalarni tashlab yuborsak, $x_0 = \phi_3(x_0, z_0, t)$; $y_0 = \phi_4(x_0, z_0, t)$.

Endi tezlik proektsiyalarini yozamiz:

$$u_x = \phi_3(x_0, z_0, t) = \phi_3(\phi_1, \phi_2, t), \quad u_z = \phi_4(x_0, z_0, t) = \phi_4(\phi_1, \phi_2, t)$$

bunda, ϕ_1, ϕ_2 kattaliklar x va z funktsiyalar koordinatalaridir.

Shu sababli,

$$\phi_3 = F(x, z, t), \quad \phi_4 = F(x, z, t)$$

demak,

$$\phi_3 = F(x, z, t), \quad \phi_4 = F(x, z, t).$$

Olingan tenglamalar suyuqlik harakatining Eyler koordinatalari bo'yicha ko'rinishidir.

3.3. IDEAL HOLATDAGI SUYUQLIKLAR HARAKATINING DIFFERENTIAL TENGLAMASI (Eylar tenglamasi)

Gidrostatika bo‘limini o‘rganish jarayonida birlik massaga nisbatan olingan suyuqlikning nisbiy tinch holati uchun differentsial tenglama bilan tanishgan edik. Agar bu tenglamaga Dalamber ta’limotiga asosan, suyuqlikning birlik massasiga nisbati olingan inertsiya kuchini ifodalovchi hadni kiritsak, ideal suyuqlik harakatining differentsial tenglamasini olishimiz mumkin. Inertsiya kuchini birlik massaga nisbatan qiymatini I deb, tashkil etuvchilarini esa I_x, I_y, I_z deb belgilab olamiz.

$$I_x = -1 \frac{du_x}{dt}; \quad I_y = -1 \frac{du_y}{dt}; \quad I_z = -1 \frac{du_z}{dt}, \quad (3.5)$$

bunda, $\frac{du_x}{dt}, \frac{du_y}{dt}, \frac{du_z}{dt}$ kattaliklar – tezlanishning tashkil etuvchilari.

Inertsiya kuchi tezlanishga nisbatan teskari yo‘nalganligi sababli (3.5) ifodalar oldida manfiy ishora qatnashmoqda. (2.15) tenglamaga suyuq parallelepipedning inertsiya kuchini $0x, 0y, 0z$ o‘qlarga nisbatan proektsiyalarini $\rho(dx, dy, dz)I_x, \rho(dx, dy, dz)I_y, \rho(dx, dy, dz)I_z$ ko‘rinishda (2.16) tenglamaga qo‘ysak, quyidagini yozish mumkin:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

Bu tenglamalar *Eylar tenglamalari* deyiladi.

(3.2) ifodani hisobga olib yozishimiz mumkin:

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial t} \quad (3.7)$$

Eylar usuli uchun (3.2) ifodani hisobga olib va (3.4) ifodani nazarda tutib, Eylar tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_x}{\partial t} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

Bu tenglamani harakatdagi chiziqqa urinmaga proektsiyalari uchun quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\phi_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{du}{dt}$$

bunda, ϕ_s – hajmiy kuchlar tezlanishining urinma yo‘nalishiga proektsiyasi; $\frac{du}{ds}$ – urinma tezlanish.

Tenglamaning yoyilgan shakldagi ko‘rinishini yozamiz:

$$\phi_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt}$$

yoki

$$\phi_s - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{u^2}{2} \right) = \frac{\partial u}{\partial t}$$

Umuman, to‘liq harakatda massa kuchlaridan faqat og‘irlik kuchi qolib, inertsiya va koriolis kuchlari nolga aylanib ketadi.

(3.8) tenglamalar sistemasidagi noma’lumlarga e’tiborni qaratsak, massa kuchlari asosan ma’lum deb qaralib, zichlik bundan buyon doimiy va ma’lum kattalikka ega deb olinadi. Shu sababli, bu tenglamalar sistemasida to‘rt noma’lum qatnashmoqda: ρ, u_x, u_y, u_z .

Demak bu sistemani yechish uchun bitta tenglama yetishmaydi, bu tenglama sifatida uzluksizlik tenglamasining differentsial ko‘rinishini olish mumkin:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$

Ta’kidlashimiz mumkinki, bu tenglamalarning birgalikdagi integrallanishi orqali siqilmas suyuqliklarning harakat masalasi o‘z yechimini topishi mumkin:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_x}{\partial t} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial t} \\ \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

(3.8) sistemaga kiruvchi tezlik proektsiyalarining xususiy hosilalaridan quyidagilari to‘g‘ri yoki bo‘ylama hisoblanadi:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}; \quad \frac{\partial u_y}{\partial y}; \quad \frac{\partial u_z}{\partial z}.$$

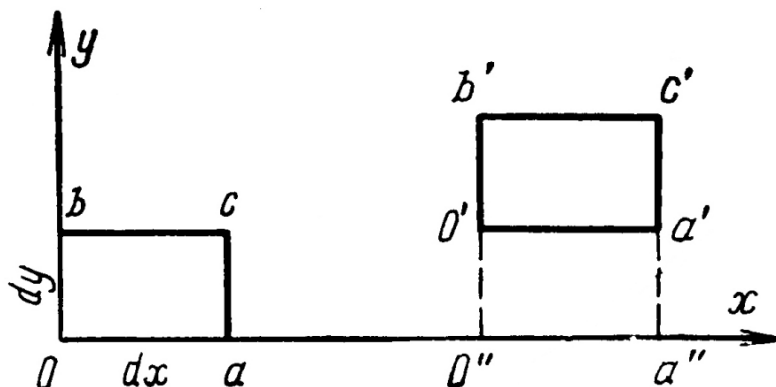
Qolgan 6 ta had esa

$$\frac{\partial u_x}{\partial y}, \frac{\partial u_x}{\partial z}, \frac{\partial u_y}{\partial x}, \frac{\partial u_y}{\partial z}, \frac{\partial u_z}{\partial x}, \frac{\partial u_z}{\partial y}$$

egri yoki ko‘ndalang xususiy hosilalar hisoblanadi.

To‘g‘ri xususiy hosilalarning *fizik ma’nosini* birinchi $\frac{\partial u_x}{\partial x}$ had misolida talqin qilamiz (3.4-rasm).

Faraz qilaylik, dx, dz o‘lchamli $0-a-b-c$ elementar suyuqlik hajmi ma’lum bir dt vaqt davomida, ya’ni $t+dt$ vaqtda $0'-a'-b'-c'$ vaziyatga ko‘chib o‘tdi. Endi harakat o‘rganilayotgan vaqt oralig‘ida Ox o‘qi yo‘nalishida $0-a$ kesma uzunligi qanchaga o‘zgarganligini aniqlaymiz.



3.4-rasm.

Albatta, rasmdan ko‘rinib turibdiki, bu o‘zgarish 0 va a nuqtalarning qaralayotgan vaqt oralig‘ida bosib o‘tgan masofalari farqiga teng.

dt vaqt oralig‘ida 0 nuqta $u_x dt$ masofani bosib o‘tgan bo‘lsa, bu vaqtda a nuqta $\left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx\right) dt$ masofani bosib o‘tadi. Bu masofalar farqi (ds) ni aniqlaymiz:

$$ds = \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx\right) dt - u_x dt = \frac{\partial u_x}{\partial x} dx dt$$

Demak, bu kattalik 0- a kesmaning qaralayotgan elementar vaqt davomidagi 0x o‘qi yo‘nalishida o‘zgarishi yoki *deformatsiyalanishi* bo‘ladi. Bu elementar vaqt oralig‘ida u $\frac{ds}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial x} dx$ kattalikka kichik bo‘ladi. Bu masofaning 0x o‘qi yo‘nalishida nisbiy o‘zgarishini yozamiz:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial x} dx$$

$$\frac{ds}{dx} = \frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{\partial u_x}{\partial x}$$

Demak, $\frac{\partial u_x}{\partial x}$ to‘g‘ri xususiy hosila 0- a qirraning 0x o‘qi yo‘nalishida nisbiy cho‘zilish yoki qisqarish tezligini ko‘rsatadi. Buni 0x o‘qi yo‘nalishida 0- a qirraning chiziqli deformatsiyasi sifatida qabul qilishimiz mumkin.

Tenglama tarkibidagi $\frac{\partial u_x}{\partial y}$, $\frac{\partial u_x}{\partial z}$, $\frac{\partial u_y}{\partial x}$, $\frac{\partial u_y}{\partial z}$, $\frac{\partial u_z}{\partial y}$, $\frac{\partial u_z}{\partial x}$ kattaliklar egri xususiy hosilalar deb yuritiladi.

Egri yoki ko‘ndalang xususiy hosilalarning fizik ma‘nolarini $\frac{\partial u_z}{\partial x}$ xususiy hosilasi misolida ko‘rib chiqamiz.

x o‘qda ab bo‘lakni olamiz (3.5-rasm), bu bo‘lak a va b suyuqlik zarrachalarini birlashtirib, ular orasidagi masofa dx ga teng. Bu bo‘lak dt vaqtda $a'b'$ masofaga ko‘chib o‘tadi, shu bilan birgalikda a zarracha aa' masofani ham bosib o‘tadi:

$$\bar{a}a' = u_z dt \quad (3.9)$$

b zarracha esa bb' masofani bosib o‘tadi.

$$\bar{b}b' = u'_z dt = \left(u_z + \frac{\partial u_z}{\partial x} dx\right) dt \quad (3.10)$$

bunda, u_z, u'_z – zarrachalarning z o‘qi bo‘ylab harakati

$$u'_z = u_z + \frac{\partial u_z}{\partial x} dx \quad (3.11)$$

Demak, $\overline{a\bar{a}'} \neq \overline{b\bar{b}'}$ bo‘lganligi sababli, dt vaqtda ab bo‘lak nafaqat ilgariylanma, balki, y o‘qi atrofida ham aylanma harakat qiladi.

Demak,

$$\operatorname{tg}(d\alpha) = \frac{\overline{c\bar{b}'}}{a'c} = \frac{u'_z dt - u_z dt}{dx} = \frac{\frac{\partial u_z}{\partial x} dx dt}{dx} = \frac{\partial u_z}{\partial x} dt \quad (3.12)$$

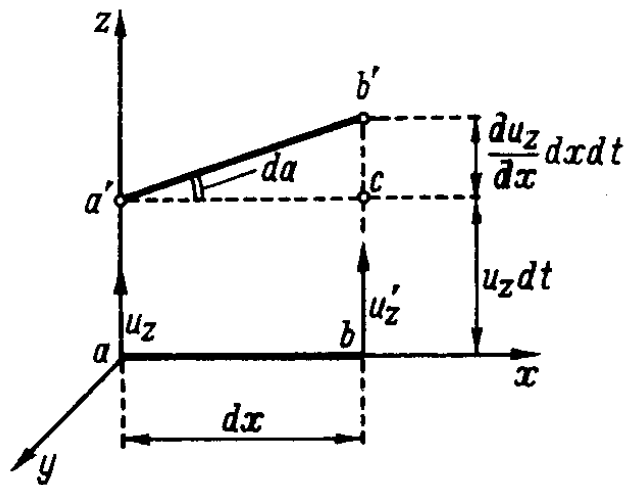
bunda $d\alpha$ nihoyatda kichik bo‘lganligi uchun, $d\alpha = \operatorname{tg} d\alpha$ deb qabul qilinadi:

$$d\alpha = \frac{\partial u_z}{\partial x} dt \quad (3.13)$$

yoki

$$\frac{\partial u_z}{\partial x} = \frac{d\alpha}{dt} \quad (3.14)$$

Bundan xulosa qilish mumkinki, ko‘rilayotgan xususiy hosila ab bo‘lakning u o‘qi atrofida aylanish tezligini beradi.



3.5-rasm. ab – bo‘lakning aylanishi

Quyidagi xususiy hosila haqida ham xuddi shunday mulohaza yuritish mumkin:

$$\frac{\partial u_x}{\partial y}, \frac{\partial u_x}{\partial z}, \frac{\partial u_y}{\partial x}, \frac{\partial u_y}{\partial z}, \frac{\partial u_z}{\partial y} \quad (3.15)$$

Bunda birinchi ikki xad yx tekislikda (z o‘qqa nisbatan) burchak tezlikni anglatrsa, keyingi ikkitasi yz tekislikda x o‘qqa nisbatan burchak tezlikni, keyingi ikkitasi esa xz tekislikda y o‘qqa nisbatan burchak tezligini beradi.

3.4. SUYUQLIK HARAKATINING UCH ASOSIY KO‘RINISHI. BURAMA (VIXRLI) VA NOBURAMA (VIXRSIZ) HARAKATLAR

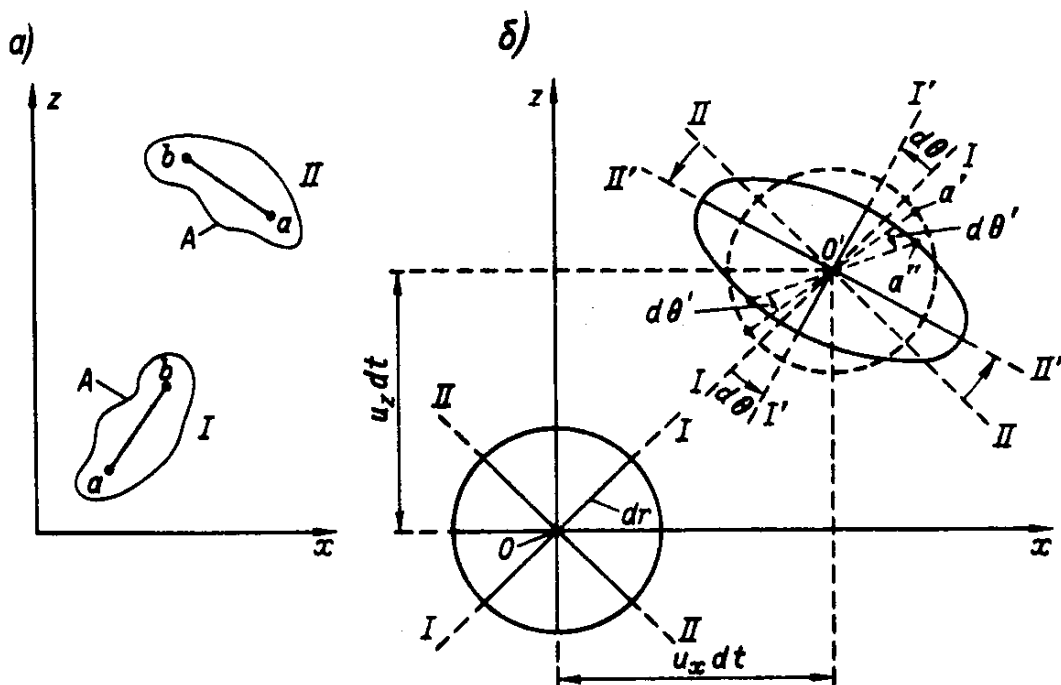
A qattiq jismni olib, uning ixtiyoriy a va b nuqtalarini tanlab olamiz (3.6, a -rasm) va ularni to‘g‘ri chiziq orqali birlashtiramiz. Harakat davomida chiziq o‘z

uzunligini o'zgartirmaydi, shu sababli har qanday qattiq jismning harakatini ikki xil harakat yig'indisidan iborat deb qabul qilish mumkin:

- ilgarilanma harakat, ab chiziq o'z yo'nalishini saqlab qoladi.
- aylanma harakat, ab chiziq a nuqtaga nisbatan aylanadi.

Suyuqlik harakatlanayotganda esa ab chiziq uzunligi o'zgaruvchan bo'ladi. Harakatlanayotgan suyuqlik shakli ham o'zgaruvchan bo'ladi. Xuddi shu holatlar suyuqlik harakatini ancha murakkablashtiradi. Umuman, elementar hajmdagi suyuqlik harakatini uch xil harakat yig'indisi shaklida qarash mumkin:

- ilgarilanma;
- aylanma;
- deformatsion harakatlar.



3.6-rasm. Hajmli suyuqlik harakatining turlari:

- a) qattiq jism harakatining ikki turi;
 b) suyuqlik elementar hajmi harakatining uch turi

3.6, b-rasmda ifodalangan dr radiusdagi elementar hajmning dt vaqt ichida O nuqtadan O' nuqttagacha harakatini ko'rib, uchta harakatni kuzatishimiz mumkin:

- ilgarilanma harakat yordamida O nuqta O' nuqtaga dt vaqtda o'tadi;
- aylanma harakat yordamida I-I va II-II deformatsiya o'qlari ab bo'lak uzunligi o'zgarmagan holda $d\theta$ burchakka buriladi;

- deformatsion harakatda esa bu o'qlar qo'shimcha $d\theta$ burchakka burilishi bilan birgalikda uzunligini ham o'zgartiradi (qisqaradi va uzayadi) (3.6, b-rasm).

Suyuqlikning bunday uch tomonlama harakati Gelmgolts tomonidan birinchi bo'lib tadqiq etilgan.

Umuman, suyuqlik harakatini shartli ravishda ilgarilanma, aylanma va o'z shaklini vaqt davomida o'zgartirib turuvchi zarrachalar to'plamidan iborat deb qabul qilish mumkin. Aylanma harakatni o'rganishga chuqurroq to'xtalamiz. Oniy o'q atrofida zarracha harakatining burchak tezligini Ω va uning tashkil etuvchilarini $\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z$ deb belgilab olamiz. Endi bu tashkil etuvchilarga mos keluvchi shartlarni belgilab olamiz. Shu maqsadda, to'g'ri prizma shaklidagi abc elementar hajmni (3.7-rasm) tanlab olamiz, cab burchak bissektrisasini aA deb, abc hajmni bosh deformatsiya o'qi deb belgilaymiz.

Ilgarilanma harakat yo'q, faqat aylanma va deformatsion harakat mavjud deb faraz qilamiz. abc hajm harakatlenganda a nuqta o'zining boshlang'ich vaziyatini o'zgartirmasdan dt vaqtda quyidagi o'zgarishlar bo'lishi mumkin:

- aA bissektrisa $d\theta$ burchakka burilib aA' vaziyatga ega bo'lib, abc hajm $ab'c'$ ga o'zgaradi;
- deformatsiya natijasida $ab''c''$ hajmni qabul qiladi. Bunda ya'ni, deformatsiya jarayonida aA bissektrisa o'z yo'nalishini saqlab qoladi, buralmaydi, yani $s'ab'vac''ab''$ burchaklar bissektrisalari ustma-ust tushishi kerak.

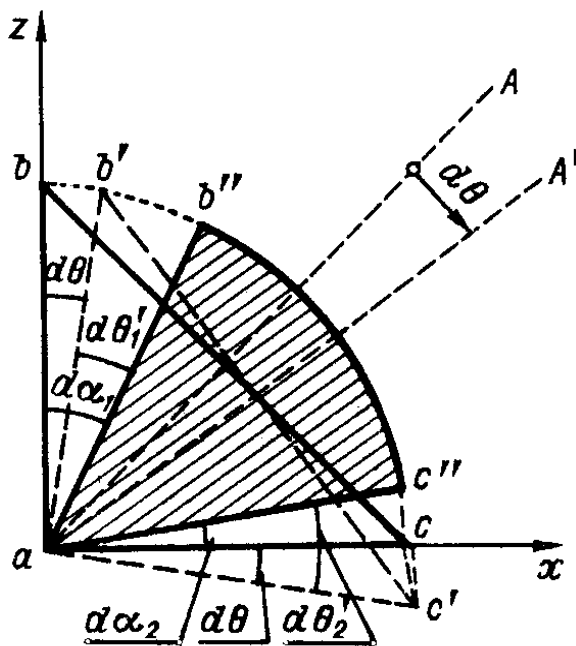
Buni hisobga olgan holda quyidagilarni yozish mumkin:

$$\begin{aligned} d\theta'_1 &= d\theta'_2 \\ d\alpha_1 - d\theta &= d\alpha_2 - d\theta \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$d\theta = \frac{1}{2}(d\alpha_1 - d\alpha_2)$$

bunda, $d\alpha_1$ va $d\alpha_2$ - ab va ac bo'laklarning burilish burchaklari (3.7-rasm).

(3.16) sistemadagi uchinchi tenglamani dt vaqtga bo'lib, $\left(\frac{d\theta}{dt}\right) abc$ elementar suyuqlik hajmining aA bosh deformatsiya



3.7-rasm. Elementar hajmli suyuqlikning aylanishi va deformatsiyalanishi

o‘qi atrofida y nuqtaga nisbatan o‘rtacha burchak tezligini aniqlaymiz.

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\alpha_1}{dt} - \frac{d\alpha_2}{dt} \right); \quad (3.17)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \Omega_y \quad (3.18)$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = \frac{\partial u_z}{\partial x} \quad \text{va} \quad \frac{d\alpha_1}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial z} \quad (3.19)$$

(3.18) va (3.19) ifodalarni (3.17) ga quyib, Ω_u ning oxirgi ko‘rinishiga ega bo‘lamiz, qolgan tashkil etuvchilarni ham shu tarzda olamiz:

$$\begin{cases} \Omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) \\ \Omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \Omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (3.20)$$

Burchak tezlik – (Ω) ning indeksleri x, y, z – shu o‘qlar yoki shu o‘qlarga parallel o‘qlar atrofidagi aylanishni ko‘rsatadi. $\Omega_x, \Omega_u, \Omega_z$ tashkil etuvchilarining geometrik yig‘indisi Ω kattalikni berib, bu kattalik oniy o‘qqa nisbatan ko‘rilayotgan elementar suyuqlikning aylanma harakatini xarakterlaydi.

Vixrli (burama) va vixrsiz (noburama) harakatlar. Tezliklar komponentlaridan xususiy hosilani hisoblab, (3.20) ifodaga qo‘ysak, burchak tezlik tashkil etuvchilarini nolga tengligini ko‘ramiz. Bunday xususiy holat – ilgari lanma va deformatsion harakatlar majmui bilan xarakterlanadi. Bunda suyuqlikning elementar hajmi cheksiz kichik masofani bosib o‘tganda, o‘zining oniy o‘qiga nisbatan harakatlanmaydi. Shu sababli, ikki xil harakat bo‘lishi mumkin:

- elementar hajmning bosh deformatsion o‘qi nihoyatda cheksiz kichik masofada faqat ilgari lanma harakat qilsa, bunday harakat *noburama (vixrsiz) harakat* deyiladi.
- agar harakatda $\Omega \neq 0$ bo‘lsa, ya’ni bosh deformatsion o‘q, cheksiz kichik masofaga o‘tishda aylansa, *burama (vixrli) harakat* deyiladi.

3.5. TEZLIK POTENTIALI. SUYUQLIKNING POTYENSIAL HARAKATI

Yuqorida ta'kidlaganimizdek, harakatlanayotgan suyuqlik joylashgan muhitni tezlik vektorlari maydoni sifatida qarash mumkin. Bu maydon potensial, ya'ni, $\varphi(x,y,z)$ funktsiyaga mos keluvchi va quyidagi xossaga ega bo'lgan xususiy holat bilan tanishamiz.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = u_x; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = u_y; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = u_z \quad (3.21)$$

Birinchi tenglamani u ga nisbatan, ikkinchisini x ga nisbatan differentsiallaymiz:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} = \frac{\partial u_x}{\partial y}; \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} = \frac{\partial u_y}{\partial x} \quad (3.22)$$

bu ifodalarni o'zaro ayirsak:

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} = 0 \quad (3.23)$$

xuddi shu tarzda:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0 \quad (3.24)$$

(3.23) va (3.24) ifodalarni (3.20) tenglamaga qo'ysak,

$$\Omega_x = \Omega_y = \Omega_z = 0$$

Bu tenglamalarni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} = \frac{\partial u_x}{\partial y}; \quad \frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{\partial u_z}{\partial x}; \quad \frac{\partial u_z}{\partial y} = \frac{\partial u_y}{\partial z}$$

Bu tezliklar komponentlari bilan bog'liq funktsiyani quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$u_x dx + u_y dy + u_z dz = -d\Phi$$

Demak, quyidagi to'liq differentsialni yozishimiz mumkin:

$$d\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial x} dx + \frac{\partial \Phi}{\partial y} dy + \frac{\partial \Phi}{\partial z} dz$$

bulardan,

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial x} = u_x; \quad -\frac{\partial \Phi}{\partial y} = u_y; \quad -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = u_z$$

Bu shartlarni qanoatlantiruvchi funktsiya *tezlik potentsial* deb yuritiladi. Tezlik potentsialini beqaror harakatda ham qarab chiqishimiz mumkin. Bunda vaqt va harakat har bir alohida harakat momenti uchun qaraladi. Tezlik potentsiali va uning ikkinchi hosilasi uzlukziz hisoblanadi. Uning ikkinchi hosilasi differentsiallash darajasiga bog‘liq emas, ya’ni

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} = \frac{\partial u_z}{\partial x};$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} = \frac{\partial u_x}{\partial y};$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial y} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial z} = \frac{\partial u_y}{\partial z}.$$

Demak, vixrsiz harakatda tezlik – potentsialga ega, shu sababli harakatni potentsial deb ataymiz.

Agar suyuqlik oqimi bilan to‘la muhitning barcha nuqtalarida bir xil tezlik potentsiali mavjud bo‘lsa, bunday sirtlar *teng potentsiallar sirti* deb yuritiladi, ya’ni:

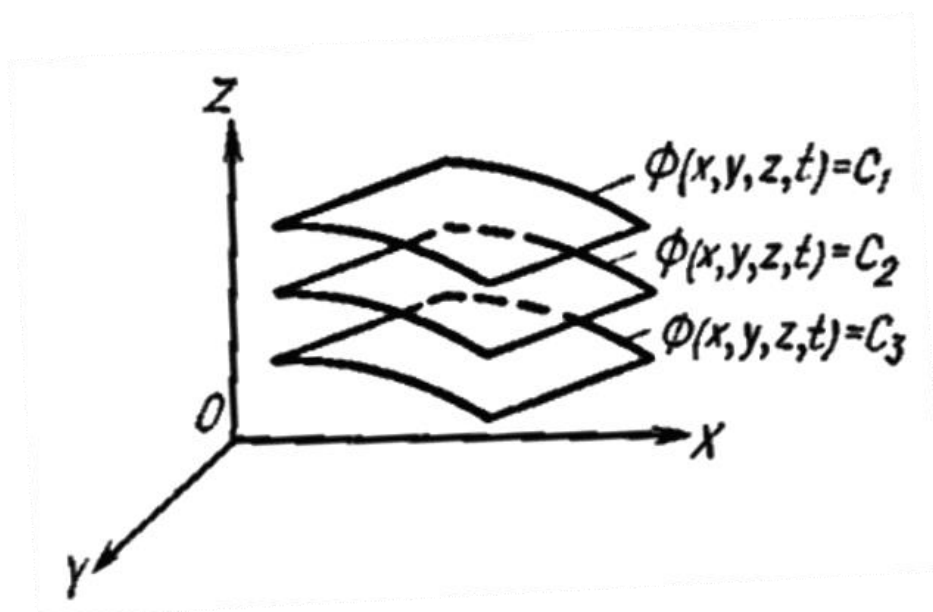
$$\Phi(x, y, z, t) = \text{const} = C;$$

$$d\Phi = 0.$$

Tekis potentsiallar sirti tenglamasini yozamiz:

$$u_x dx + u_y dy + u_z dz = 0$$

Turli teng potentsiallar sirti, turli doimiy $C(C_1, C_2, \dots, C_n)$ lar bilan xarakterlanadi (3.8-rasm).



3.8-rasm Turli teng potentsiallar sirti

u tezlikni potentsial tezlik orqali yozamiz:

$$u = \sqrt{\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)^2}$$

Tezlik potentsiali siqilmas suyuqlikning uzluksizlik tengamasini ham qanoatlantirishi kerakligi sababli, uni bu tenglamaga yozib quyidagiga ega bo‘lamiz:

Uzluksizlik tenglamasini differentsial ko‘rinishi quyidagi ko‘rinishga ega, lekin uni keyingi mavzularda keltirib chiqaramiz:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$
$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0$$

Bu tenglama *Laplas tenglamasi* deb yuritiladi. Laplas tenglamasini qanoatlantiruvchi funktsiyalar *garmonik funktsiyalar* deb yuritiladi.

Biz yuqorida ta’kidlaganimizdek, biror bir suyulikli muhitda harakatni tasvirlashimiz uchun bu muhitning barcha nuqtalaridagi suyuqlik zarrachalari tezliklari tashkil etuvchilarini va bosimni bilishimiz kerak, buning uchun to‘rtta tenglamaga ega bo‘lishimiz lozim. Laplas tenglamasi barcha mana shu to‘rt tenglamani o‘z tarkibiga oladi. Bu tenglamani yechish orqali berilgan shartlarga mos keluvchi potentsial harakatni to‘liq tasvirlaymiz. Laplas tenglamasi chiziqli bo‘lganligi sababli, uning ikkita hususiy yechimi tenglamaning yechimi hisoblanadi.

Bundan xulosa qilish mumkinki, agar qaralayotgan tezlik maydonlari potentsial funktsiyaga ega bo‘lsa, ya’ni potentsial bo‘lsa, suyuqlik zarrachalarining deformatsion bosh o‘qining aylanish burchak tezliklari nolga teng bo‘lib, *vixrsiz harakat mavjud* bo‘ladi.

Demak, suyuqlikning vixrsiz harakati doimo potentsialdir. Potentsial harakat bo‘lgan holatda (3.25) funktsiyaga tashkil etuvchilari mos keluvchi va ma’lum boshlang‘ich hamda chegaraviy shartlarni qanoatlantiruvchi φ funktsiyani topishga to‘g‘ri keladi. Agar vixrli harakat o‘rganilganda bundan tashqari vaqt va koordinataga bog‘liq yana ikki funktsiyani topishga to‘g‘ri kelishini hisobga olsak, vixrsiz harakat nisbatan ancha osonroq masalaligiga ishonch hosil qilish mumkin.

Ta’kidlash lozimki, tabiatda yoki texnikada suyuqlikning potentsial harakati deyarli uchramaydi. Lekin, ayrim masalalarda harakatlanayotgan suyuqlikli sohada

vixrsiz harakat mavjud deb qaraladi. Masalan, suyuqlik qattiq jismni aylanib o'tayotganda uni ikki qatlamdan iborat deb o'rganiladi. Qattiq jism yaqinidagi qatlam chegaraviy – laminar qatlam va tashqi qatlam. Bu qatlamda yopishqoqlik kuchlari inobatga olinmasdan, u potentsial qatlam deb qaraladi. Yoki suv o'tkazgichlar ustidan va harakatlanuvchi to'siqlar ostidan katta tezlikda o'tadigan oqimchalar ham potentsial qatlam deb qaraladi.

3.6. EYLER TENGLAMASINING POTENTIALGA EGA BO'LGAN HAJMIY KUCHLARNING VIXR (BURAMA)LARI KOMPONENTLARI FUNKTSIYASI UCHUN KO'RINISHI – EYLER-LYAMB-GROMEKO TENGLAMALARI

Eyler tenglamasi har ikkala harakat uchun o'rinli ekanligini e'tirof etgan holda uni vixli va vixrsiz harakat uchun alohida qo'llash bu harakatlar o'rtasidagi farqni nafaqat kinematika nuqtai nazaridan, balki energetik nuqtai nazaridan aniqlash imkonini berishini ta'kidlash lozim. Shuning uchun tenglamani vixr bor yoki yo'qligini ko'rsatuvchi shaklga keltirish maqsadga muvofiqdir. (3.8) tenglamalar sistemasidagi birinchi tenglamani yozamiz:

$$\phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_x}{\partial t}$$

Endi bu tenglamaga $\frac{\partial u_x}{\partial y}$, $\frac{\partial u_x}{\partial z}$ hadlar o'rniga, ularning (3.20) ifodadagi qiymatlarini qo'yamiz:

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} = \frac{\partial u_y}{\partial x} - 2\Omega_z \quad \text{va} \quad \frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{\partial u_z}{\partial x} - 2\Omega_y$$

Bu vaziyatni hisobga olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} u_x + \frac{\partial u_y}{\partial x} u_y + \frac{\partial u_z}{\partial x} u_z \right) + 2(u_z \Omega_y - u_y \Omega_z) = \\ &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) + 2(u_z \Omega_y - u_y \Omega_z) \end{aligned}$$

bunda $u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$ ekanligi bizga malum.

Xuddi shu tarzda boshqa tenglamalarni yozib olamiz, u holda Eyler tenglamasining ko'rinishini yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) + 2(u_z \Omega_y - u_y \Omega_z); \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial y} &= \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2}{2} \right) + 2(u_x \Omega_z - u_z \Omega_x); \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} &= \frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2}{2} \right) + 2(u_y \Omega_x - u_x \Omega_y). \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

Tenglamalar sistemasining bu ko‘rinishi bir-biridan bexabar holda ingliz olimi Lyamb va 1881 yilda Rossiyaning Qozon unversiteti professori I.S.Gromeko tomonidan o‘zining “Siqilmas suyuqliklarning harakatining ayrim holatlari” maqolasida keltirib chiqarilgan. Shu sababli, bu tenglamalar sistemasini haqli ravishda Eyler-Lyamb-Gromeko tenglamalari sistemasi deb yuritish mumkin.

Faraz qilaylik, massa kuchlari tezlanishlari shunday kattalikka egaki, ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z parametrlar ma’lum bir $P=P(x, y, z)$ funktsiyaning koordinatalar bo‘yicha hususiy hosilasi hisoblanadi. Nazariy mexanika kursidan ma’lumki, bu funktsiya potentsial energiya deb atalib, kuch funktsiyasining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng:

$$\phi_x = -\frac{\partial \Pi}{\partial x}; \phi_y = -\frac{\partial \Pi}{\partial y}; \phi_z = -\frac{\partial \Pi}{\partial z};$$

Shunga mos ravishda:

$$-d\Pi = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz$$

Bu munosabatni (3.25) sistema uchun yozamiz:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \Pi}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + 2(u_z \Omega_y - u_y \Omega_z) \\ -\frac{\partial \Pi}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2}{2} \right) &= \frac{\partial u_y}{\partial t} + 2(u_x \Omega_z - u_z \Omega_x) \\ -\frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2}{2} \right) &= \frac{\partial u_z}{\partial t} + 2(u_y \Omega_x - u_x \Omega_y) \end{aligned}$$

Bundan quyidagi munosabatni yozishimiz mumkin:

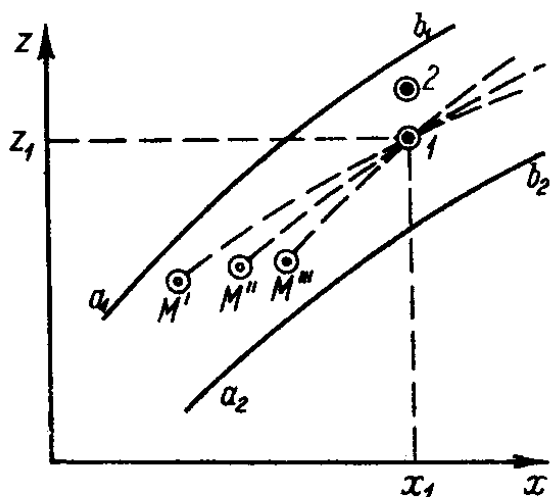
$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(-\Pi - \frac{p}{\rho} - \left(\frac{u^2}{2} \right) \right) &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + 2(u_z \Omega_y - u_y \Omega_z) \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(-\Pi - \frac{p}{\rho} - \left(\frac{u^2}{2} \right) \right) &= \frac{\partial u_y}{\partial t} + 2(u_x \Omega_z - u_z \Omega_x) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(-\Pi - \frac{p}{\rho} - \left(\frac{u^2}{2} \right) \right) = \frac{\partial u_z}{\partial t} + 2(u_y \Omega_x - u_x \Omega_y)$$

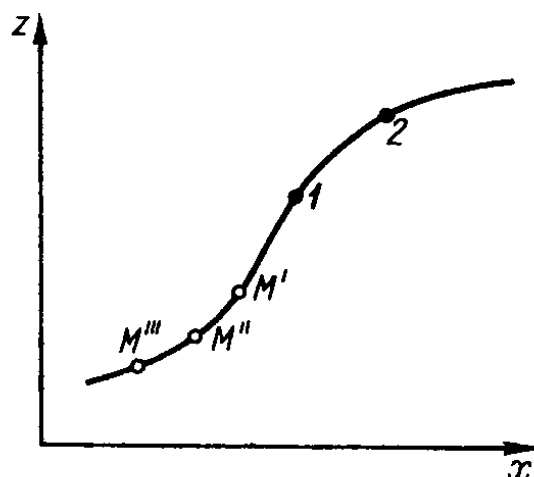
Olingan tenglamalar sistemasi potentsialga ega bulgan siqilmas suyuqlikka ta'sir etayotgan hajmiy kuchlarning vixr (burama)lari komponentlari funktsiyasi uchun *Eyler-Gromeko tenglamalari* deb ataladi.

3.7. SUYUQLIKNING BARQAROR VA BEQAROR HARAKATLARI

Bunday harakat turlari haqida tushuncha hosil qilishimiz uchun 3.9-rasmda ifodalangan a_1 , b_1 va a_2, b_2 chiziqlar bilan chegaralangan suyuqlik oqimi bilan tanishamiz. Rasmda ifodalangan muhitda 1 qo'zg'almas nuqta tanlab, bu nuqta orqali bir necha suyuqlik zarrachalari (M)ning harakatini kuzatamiz.



3.9-rasm. Suyuqlik zarrachalarining beqaror harakati



3.10-rasm. Suyuqlikzarrachalarining barqaror harakati

Bu qo'zg'almas nuqtadan t' vaqtda M' zarracha, t'' vaqtda M'' zarracha va xokazolar mos ravishda u' , u'' , ... tezliklar bilan o'tadi. Agar suyuqlik harakatlanayotganda muhitning biror nuqtasidagi tezlik vaqt davomida o'zgarib tursa, bunday harakat *beqaror harakat* deyiladi. Shuning uchun beqaror harakat oqayotgan suyuqlik miqdorining o'zgarishi bilan xarakterlanadi.

$$u = f_1(x, y, z, t) \quad (3.26)$$

Suyuqlik harakati davomida, u harakatlanayotgan muhitning har bir nuqtasida tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, bunday harakat *barqaror harakat* deyiladi, ya'ni,

$$u = f_1(x, y, z)$$

Barqaror harakatda oqayotgan suyuqlik miqdori vaqt davomida o'zgarishsiz qoladi.

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial u_y}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0$$

Bir qo'zg'almas nuqtadan o'tayotgan M zarrachalarning harakat traektoriyalari ustma-ust tushadi (3.10-rasm) va vaqt davomida ular o'zgaradi.

Beqaror harakatda ikki xil holat bo'lishi mumkin:

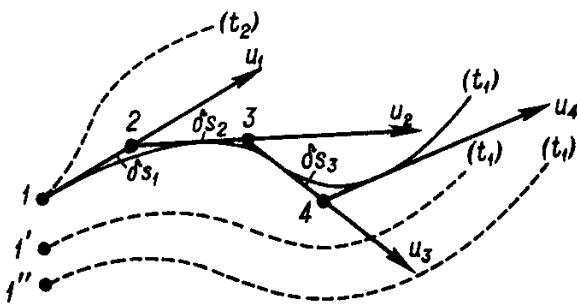
- alohida ayrim nuqtalarda tezlik sekin o'zgarganligi sababli $\frac{\partial u_x}{\partial t}$, $\frac{\partial u_y}{\partial t}$ va $\frac{\partial u_z}{\partial t}$ hadlarni hisobga olmaslik mumkin, bunday holatdagi harakat *sekin o'zgaruvchan harakat* deyiladi;
- alohida ayrim nuqtalarda tezlikni tez o'zgarishi bilan kuzatiladigan harakat esa *tez o'zgaruvchan harakat* deyiladi.

3.8. HARAKAT CHIZIG'I VA ELEMENTAR OQIMCHALAR. SUYUQLIK OQIMI

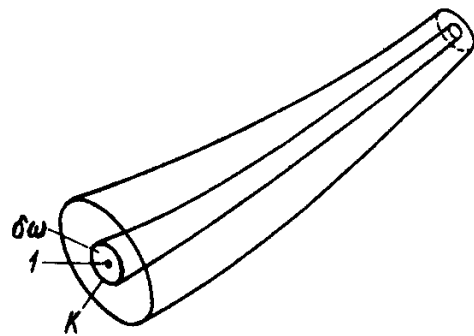
1. Barqaror va beqaror harakatlar bilan yuqoridagi mavzuda batafsil tanishdik:

Barqaror harakat. Oqimning bunday harakatida *oqim chizig'i* – vaqt davomida o'zgarmaydigan va suyuqlik zarrachalarining ketma-ket harakatlanganidagi traektoriyasi tushuniladi (3.10-rasm.), $M'''-M''-M'-1-2$ chiziq.

Beqaror harakat. Bunday harakatda suyuqlik harakatlanayotgan muhitning ixtiyoriy qo'zg'almas nuqtalaridan zarrachalarning tezlik vektorlariga o'tkazilgan urinma chiziq – *oqim chizig'i* deb ataladi (3.11-rasm).



3.11-rasm. Beqaror harakatdagi oqim chizig'i



3.12-rasm. Oqim ichida ajratilgan oqimchalar to'plami

Beqaror harakatda $1, 1', 1''$ nuqtalar orqali o'tuvchi oqim chiziqlari harakatning oniy vaziyatini ko'rsatadi.

Vaqt o'zgarishi bilan bu vaziyat o'zgarishi mumkin. Endi oqimning ichki qismida tanlab olingan ixtiyoriy 1 nuqta olib, uning atrofida $d\omega$ elementar yuza tanlaymiz va bu yuza orqali oqim chiziqlarini o'tkazamiz. Xuddi mana shu chiziqlar bilan chegaralangan muhitni (3.12-rasm) *elementar oqimchalar* deb ataymiz. Bu elementar oqimchalarning o'zandagi, butun harakatdagi kesim bo'yicha umumiy miqdorini *oqim* deb ataymiz. Oqimning barqaror harakatida elementar oqimchalar quyidagi hususiyatlarga ega:

- oqimchalar chizig'i barqaror harakatda vaqt davomida o'zgarmas bo'lganligi sababli, oqimchalar shakli ham o'zgarmasdir;
- elementar oqimchalar oqim chiziqlari bilan chegaralangan bo'lib (3.10-rasm), ular orqali suyuqlik zarrachalari sirpanib harakatlanganligi sababli, oqimchalar to'plami ichiga tashqi tomondan zarrachalar kirmaydi va ichkaridagilari ham tashqariga chiqmaydi, shu sababli elementar oqimchalarni qalinlikka ega bo'lmagan, suyuqlik o'tkazmaydigan hamda vaqt oralig'ida o'zgarmaydigan devor bilan chegaralangan soha deb qarash mumkin;
- $d\omega$ – elementar yuza bo'lganligi sababli, butun yuza bo'ylab (u) tezlik va gidrodinamik bosim o'zgarmas bo'lib, uzunlik bo'ylab o'zgarishi mumkin.

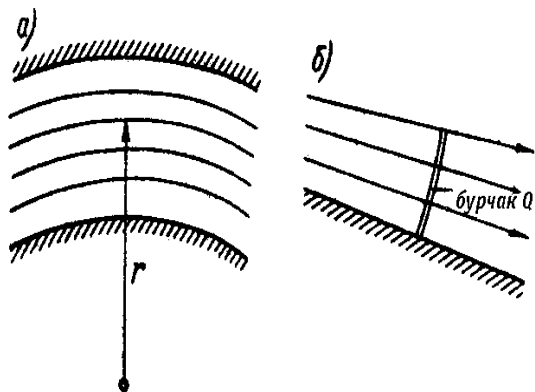
Suyuqlikning elementar oqimchalari birgalikda bir-birining ustida sirpanib harakatlanib, ma'lum bir masofalarni bosib o'tishi jarayonida harakat chizig'iga yaqinlasha boshlaydi, ya'ni harakatdagi kesim kichiklasha boshlaydi. Bunday tarzda harakatlanayotgan suyuqlik elementar oqimchalarining birgalikdagi, qattiq devorlar bilan chegaralanib harakatlanayotgan majmuasi – texnik gidrodinamika – gidravlikada *suyuqlik oqimi* deb yuritiladi.

3.9. SUYUQLIK OQIMINING TEKIS, PARALLEL CHIZIQLI, SEKIN O'ZGARUVCHAN VA TEZ O'ZGARUVCHAN HARAKATLARI. HARAKATDAGI KESIM, SARF VA O'RTACHA TEZLIK. TEZLIK EPYURASI

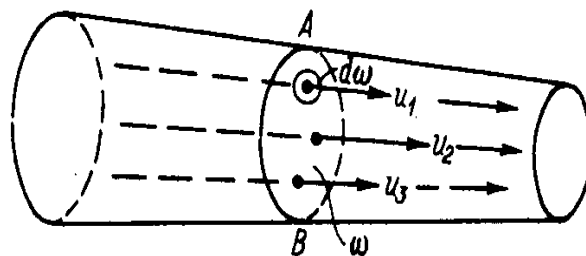
Oqimning harakatida oqim chiziqlarining to'liq parallel ko'rinishidagi xususiy holat *parallel chiziqli harakati* deyiladi. Lekin, amaliyotda ko'pincha oqim

chiziqlari parallelligi saqlanmaydi. Bunday harakatlarsekin o'zgaruvchan vatez o'zgaruvchan harakatlarga bo'linadi.

Quyidagi ikki shartni qanoatlantiruvchi holatdagi oqimning harakati *sekin o'zgaruvchan harakat* deyiladi.



3.13-rasm. Suyuqlikning sekin va tez o'zgaruvchan harakatiga doir



3.14-rasm. A-V ko'ndalang kesim yuzasi

- r – oqim chizig'ining egriligi nihoyatda katta qiymatga ega bo'lishi kerak (3.13, a-rasm);
- ko'rilayotgan oqimning oqim chiziqlari tashkil etgan (θ) burchagi nolga yaqin qiymatga yoki nolga teng bo'lishi kerak (3.13, b-rasm). Bu ikkala shartdan ixtiyoriy biri bajarilmagan holatdagi suyuqlik harakati *tez o'zgaruvchan harakat* deyiladi.

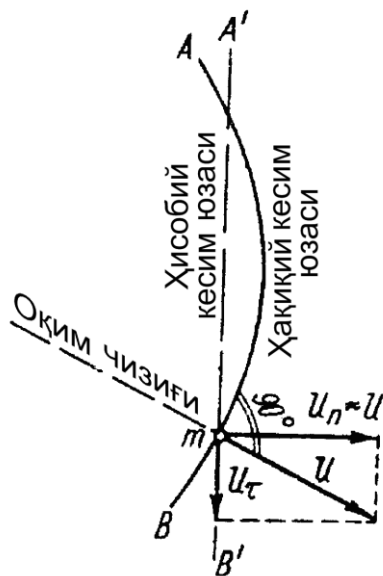
Harakatdagi kesim.Elementar oqimchalar to'plamining oqim chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan (AV) yuza (3.14-rasm) *harakatdagi kesim* deb ataladi. Bu ω harfi bilan belgilanib, yuza o'lchov birliklarida o'lchanadi.

Tekis o'zgarmas harakatda bu kesim tekis bo'lib, tekis o'zgaruvchan harakatda tekis ko'rinishga o'xshash shaklga ega bo'ladi (3.15-rasm). Tekis o'zgaruvchan oqimlarning hisobi bajarilganda, bu kesim tekis shaklda deb qabul qilinadi.

AV kesimda joylashgan m nuqtadagi zarracha tezlik u ni A'B' kesimga perpendikulyar u_n tashkil etuvchiga va A'B' kesimda yotuvchi u_n tashkil etuvchilarga ajratamiz. Bunda u_τ tezlik tashkil etuvchisi va uning tezlanishi w_τ ni hisobga olmasdan

$$u_n \approx u; \quad w_n \approx w$$

ko‘rinishda yozish mumkin.



3.15-rasm. A-V kesimni tekis hisobiy A'-V' kesim bilan almashtirish

Bunda w -nuqtadagi tezlanish, w_n – yning $A'B'$ yuzaga nisbatan proektsiyasi.

Suyuqlik sarfi. Harakatdagi kesimdan birlik vaqt oralig‘ida o‘tgan suyuqlik miqdori *suyuqlik sarfi* deyiladi. Bu kattalik Q harfi bilan belgilanib, quyidagi sarf o‘lchov birliklarida o‘lchanadi, m^3/s , dm^3/s , l/s .

Harakatdagi kesimni elementar yuzasini $d\omega$ deb belgilab olsak, unda elementar sarfni quyidagicha yozib olish mumkin:

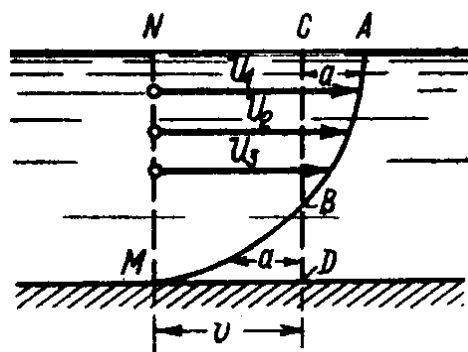
$$dQ = u d\omega \quad (3.27)$$

Harakatdagi kesim bo‘ylab, tezlik bir xil emasligini va (3.27) ifodani etiborga olib,

$$Q = \int_{\omega} u d\omega \quad (3.28)$$

deb, yozish mumkin. Bunda integral ω egri kesim yuzasi bo‘ylab olinadi.

O‘rtacha tezlik. Suyuqlik zarrachalarining tezliklari borasida so‘z yuritganimizda harakatdagi kesimning ixtiyoriy nuqtasidagi vaqtning oniy lahasida harakatlanayotgan zarracha tezligi mavjud bo‘ladi. Bu kattalik *mahalliy yoki aktual tezlik* deb yuritiladi. u' -harfi bilan belgilanadi.



3.16-rasm. u tezlik epyurasi
(q. AVMN)
 v – o‘rtacha tezlik

Agar suyuqlik harakatlanayotgan o'zanning ixtiyoriy qo'zg'almas nuqtasidan turli vaqt oralig'ida o'tayotgan zarrachalar tezliklarining o'rtacha qiymati *o'rtalashtirilgan tezlik* deb yuritiladi va \bar{u} harfi bilan belgilanadi. Demak, o'rtalashtirilgan tezlik vaqt bo'yicha o'rtalashtirilgan tezlik deb qabul qilinishi mumkin. Bu o'rtalashtirilgan tezlikning harakatdagi kesim bo'ylab o'rtalashtirilgan qiymatini o'rtacha tezlik deb yuritimiz. Bu kattalik ma'lum bir ma'noda abstrakt, ya'ni mavhum kattalik bo'lib, v harfi bilan belgilanadi. Yuqorida ta'kidlanganidek, tezlik harakatdagi kesimning turli nuqtalarida turlichadir (3.16-rasm).

$$u_1 \neq u_2 \neq u_3 \neq \dots$$

Shu sababli o'rtacha tezlik degan tushunchakiritiladi .

$$v = \frac{Q}{\omega} \text{ yoki } v = \frac{\int u d\omega}{\omega} \quad (3.29)$$

Shunga asosan, sarf quyidagicha aniqlanadi:

$$\boxed{Q = \omega v} \quad (3.30)$$

Demak, tekis va tekis o'zgaruvchan harakatlarni o'rganishda qo'llaniladigan v – *o'rtacha tezlik tushunchasi deganda shu harakatdagi kesimdagi mavjud tezliklarning o'rtacha arifmetik qiymati tushuniladi.*

Tezlik epyurasi. Faraz qilaylik, 3.16-rasmdagi vertikal MN – biror bir harakatdagi kesimga mos keladi. Bu kesimda turlicha u_1, u_2, u_3, \dots , tezliklar mavjud. Bu tezlik vektorlari oxirini o'zaro birlashtirib, $ABMN$ shaklni olamiz, bu shakl u tezlikni MN vertikal bo'ylab taqsimlanish tezligini ko'rsatadi. Bu shakl *tezlik epyurasi* deyiladi. Demak, tezlik epyurasi suyuqlik oqimi harakatdagi kesimining ixtiyoriy vertikalidagi taqsimlanish jadalligini ko'rsatadi. Butun harakatdagi kesim uchun tezlik epyurasi hajmiy shaklga ega bo'lsa, biror vertikal uchun yassi-tekis shaklga ega bo'ladi. Shakl yuzasini Ω harfi bilan belgilaymiz. Ko'rilayotgan harakatdagi kesimning ixtiyoriy tezliklari uchun epyura bir xil bo'lganligi sababli,

$$Q = \Omega b \quad (3.31)$$

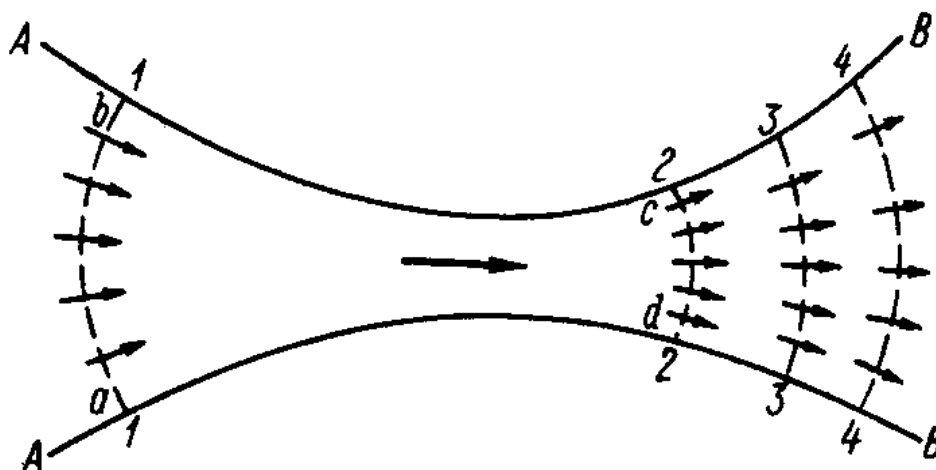
bundan,

$$\Omega = \frac{Q}{b} \quad (3.32)$$

Endi 3.16-rasmda $C-D$ vertikalni shunday vaziyatdan o'tkazamizki, $CDMN$ yuza kattaligi Ω yuzaga teng bo'ladi. Mana shu to'rtburchakning kengligi o'rtacha tezlik v ni beradi.

3.10. SUYUQLIKNING BARQAROR HARAKATIDA UZLUKSIZLIK TENGLAMASI

1⁰. Tez o'zgaruvchan suyuqlik harakati bo'lgan holat. 3.17-rasmda ko'rsatilgan oqimni olib, undagi *abcd* bo'lakni ko'rib chiqamiz. Bo'lak *AV* sirt bilan chegaralangan bo'lib, undan tashqariga yoki ichkariga oqim kirmaydi. Bunda *1-1* va *2-2* kesimlarni belgilab olamiz.



3.17-rasm. (3.36) tenglamani keltirib chiqarishga doir

abcd bo'lakdan dt vaqtda *1-1* kesimga $Q_1 dt$ hajmda suyuqlik kirib, *2-2* kesimdan $Q_2 dt$ hajmda suyuqlik chiqib ketadi.

Bunda quyidagi holatlar hisobga olinadi:

- *abcd* bo'lakka *AV* yon sirtidan suyuqlik kirmaydi, chunki *AV* sirt oqim chizig'i bilan tashkil topgan bo'lib, bu chiziq bo'ylab suyuqlik zarrachalari ketma-ket harakatlanadi;
- suyuqlik siqilmaydi;
- suyuqlik uzluksiz holatda harakatlanadi (kavitatsiya va aeratsiya masalalarini etiborga olmaymiz).

Yuqoridagi holatlarni hisobga olib yozish mumkin,

$$Q_1 dt = Q_2 dt \quad (3.33)$$

$$Q_1 = Q_2 \quad (3.34)$$

Xuddi shu tarzda boshqa kesimlarni ham yozish mumkin: *3-3*, *4-4* va xokazo

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q = \text{const} \quad (3.35)$$

$$\boxed{Q = \text{const}} \text{ (oqim bo'ylab)} \quad (3.36)$$

(3.36) tenglamaga asoslanib, shunday xulosa qilish mumkin, oqimning barqaror harakatida yon tomondan qo‘shimcha suyuqlik miqdori qo‘shilmasa, undagi sarf miqdori uzunlik bo‘yicha o‘zgarmaydi.

2^o. Oqim sekin o‘zgaruvchan va parallel chiziqli holatda harakatlenganda esa oqimning uzluksizlik tenglamasini quyidagi ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$v_1\omega_1 = v_2\omega_2 = v_3\omega_3 = \dots = v\omega = \text{const} \text{ (oqim bo‘ylab)} \quad (3.37)$$

$$\boxed{\frac{v_1}{v_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}} \quad (3.38)$$

Agar butun oqim o‘rniga elementar oqimchalar to‘plami ko‘rilayotgan bo‘lsa,

$$dQ = v\omega = \text{const} \text{ (oqimcha bo‘ylab)}$$

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{d\omega_2}{d\omega_1} \quad (3.39)$$

Faraz qilaylik, 3-4 kesimga oniy dt vaqt oralig‘ida $dM'_x = \rho u_x dt dy dz$ suyuqlik massasi kirib, 1-2 kesimdan shu vaqt oralig‘ida $dM''_x = \rho' u'_x dt dy dz$ suyuqlik massasi chiqadi. Bunda zichlik va tezlik o‘zgarishi x koordinata o‘zgarishiga bog‘liq, bu o‘zgarish hususiy hosila bilan ifodalanadi:

$$\rho' = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx;$$

$$u'_x = u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx,$$

demak, chiqayotgan massani yozamiz:

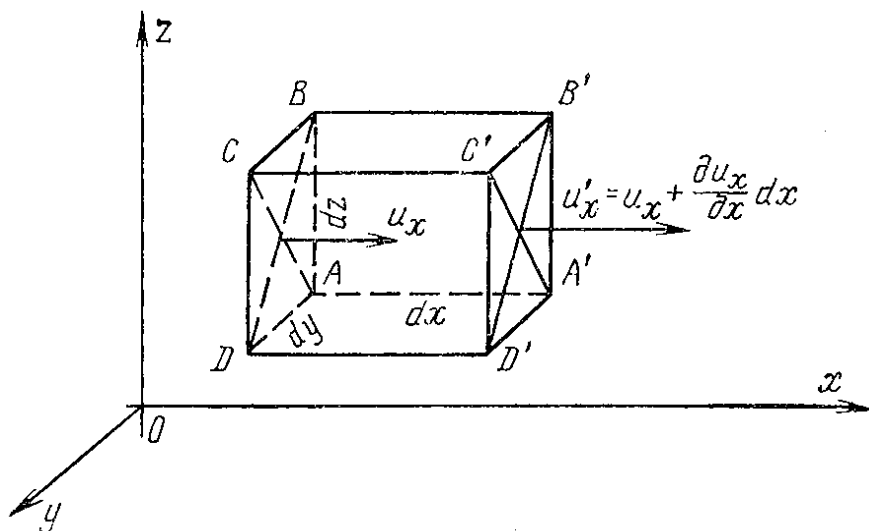
$$\begin{aligned} dM''_x &= \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) dt dy dz = \\ &= \left(\rho u_x + \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dx + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial u_x}{\partial x} (dx)^2 \right) dt dy dz \end{aligned}$$

bunda

$$\rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dx + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} dx = \frac{\partial (\rho u_x)}{\partial x} dx.$$

$\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial u_x}{\partial x} (dx)^2$ nihoyatda kichik bo'lganligi sababli, ularni inobatga

olmasligimiz mumkin: $dM_x'' = \left(\rho u_x + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} dx \right) dt dy dz$.



3.18-rasm.

Qaralayotgan kesimdagi suyuqlik massasining oniy vaqtdagi o'zgarishini yozamiz:

$$\begin{aligned} dM_x &= dM_x' - dM_x'' = \rho u_x dt dy dz - \left(\rho u_x + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} dx \right) dt dy dz = \\ &= -\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} dt dx dy dz \end{aligned}$$

Xuddi shu tarzda ∂y va ∂z o'qlar bo'yicha massa o'zgarishi analogik tarzda aniqlanadi:

$$\begin{aligned} dM_y &= -\frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} dt dx dy dz; \\ dM_z &= -\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} dt dx dy dz \end{aligned}$$

Massaning dt vaqtda umumiy o'zgarishi:

$$dM = dM_x + dM_y + dM_z = -\left(\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} \right) dt dx dy dz.$$

Massaning bu o'zgarishi oqimning uzluksizlik sharti bajarilganda, uning zichligi o'zgarigandagi massasi o'zgarishiga teng. Demak, $t + dt$ vaqtda zichlik o'zgarigandagi massa o'zgarishini yozamiz:

$$dm = dm_{t+dt} - dm_t = \frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz = dM.$$

bundan,

$$-\left[\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} \right] dt dx dy dz = \frac{\partial \rho}{\partial t} dt dx dy dz$$

Tenglamani birlik massaga nisbatan yozamiz, ya'ni $dt dx dy dz$ ga bo'lamiz:

$$\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

Bu olingan tenglama oqimning *uzluksizlik tenglamasining differentsialko'rinishidir*.

Barqaror va beqaror harakatlarda suyuqlikning siqilmas ($\rho = const$) holati uchun uzluksizlik tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (3.40)$$

3.11. HARAKATLANAYOTGAN SUYUQLIK UCHUN SIQILMASLIK TENGLAMASINING DIFFERENTIAL SHAKLI

Barqaror va beqaror harakatlarda suyuqlikning siqilmas ($\rho = const$) holati uchun uzluksizlik tenglamasi (3.40)ni quyidagi mulohaza yuritish orqali ham keltirib chiqarishimiz mumkin.

3.18-rasmdagi x va z koordinata o'qlarini ifodalab, u o'qini rasm tekisligiga tik holatda yo'nalgan deb qabul qilamiz. x , y , z koordinatalar bilan aniqlanuvchi A qo'zgalmas nuqtani qabul qilamiz. Bu nuqtadagi u tezlikning t vaqtdagi tashkil etuvchilarini u_x , u_y , u_z deb belgilaymiz.

Bu A nuqta atrofida 1–2–3–4 belgili elementar d_x , d_y , d_z o'lcham-lariga ega bo'lgan parallelepipedni ajratib olamiz. Endi dt vaqt ichida bu parallelepipedga kirib chiqayotgan suyuqlik hajmini aniqlaymiz.

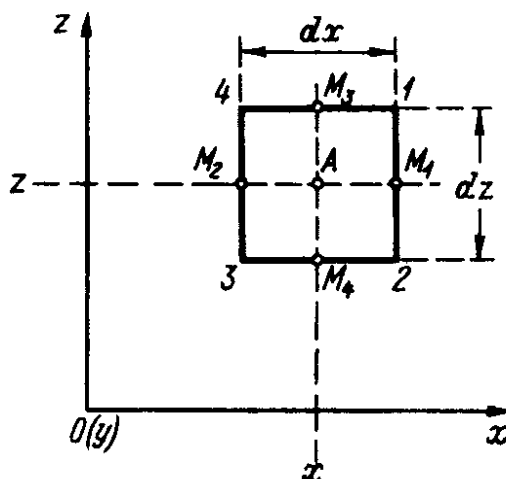
Agar nuqtada tezlikning gorizontal tashkil etuvchilarini u_x deb belgilasak, u holda, bu nuqtadan $\frac{1}{2} dx$ masofada joylashgan M_1 va M_2 nuqtalar uchun:

$$(u_x)_{M_1} = u_x + \frac{1}{2} dx \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (3.41)$$

$$(u_x)_{M_2} = u_x - \frac{1}{2} dx \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (3.42)$$

bunda, $\frac{\partial u_x}{\partial x}$ – tezlikning M_1M_2 chiziq bo‘ylab birlik masofadagi o‘zgarishi.

1-2 tomondan chiqqan suyuqlik miqdorini quyidagicha ifodalash mumkin:



3.18-rasm. 3.49-ifodani keltirib chiqarishga doir

$$\delta W_1 = (u_x)_{M_1} dt dy dz = \left(u_x + \frac{1}{2} dx \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) dy dz dt \quad (3.43)$$

bunda, $dy dz$ – 1-2 tomon yuzasi.

Bu vaqtda 3-4 tomondan kirgan suyuqlik miqdorini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\delta W_2 = (u_x)_{M_2} dt dy dz = \left(u_x - \frac{1}{2} dx \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) dy dz dt \quad (3.44)$$

dt vaqtda hajm o‘zgarishini aniqlaymiz

$$\begin{aligned} \delta W_1 - \delta W_2 &= \left(u_x + \frac{1}{2} dx \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) dy dz dt - \\ &- \left(u_x - \frac{1}{2} dx \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) dy dz dt = \frac{\partial u_x}{\partial x} dx dy dz dt \end{aligned} \quad (3.45)$$

Parallelepiped tomonlari uchun analog ko‘rinishda tenglamani quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\delta W_3 - \delta W_4 = \frac{\partial u_y}{\partial y} dx dy dz dt \quad (3.46)$$

$$\delta W_5 - \delta W_6 = \frac{\partial u_z}{\partial z} dx dy dz dt \quad (3.47)$$

bunda, 3, 4, 5, 6 indekslar orqali dt vaqt oralig‘ida parallelepipedning ma’lum tomonidan oqib o‘tuvchi suyuqliklar miqdori belgilangan.

Demak,

$$(\delta W_1 - \delta W_2) + (\delta W_3 - \delta W_4) + (\delta W_5 - \delta W_6) = 0 \quad (3.48)$$

Bu ifodaga (3.45), (3.46) va (3.47) tenglamalarni qo'yamiz va $dx dy dz dt$ ga bo'lamiz, unda quyidagi ifodani olishimiz mumkin:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (3.49)$$

Bu tenglama – harakatlanayotgan bir jinsli suyuqlik uchun *siqilmaslik tenglamasining differentsial ko'rinishi* deyiladi. Bu tenglama uzluksizlik tenglamasidan farqli o'laroq, suyuqlik harakatlanayotgan muhitning aniq bir nuqtasiga ta'luqlidir.

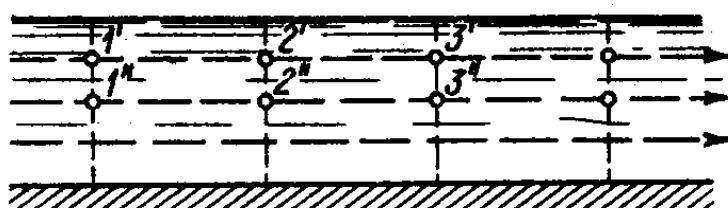
3.12. TEKIS VA NOTEKIS HARAKATLAR.

ERKIN OQIMCHALAR. NAPORLI VA NAPORSIZ HARAKATLAR. HARAKATDAGI KESIMNING GIDRAVLIK ELEMENTLARI

Suyuqlikning tekis va notekis harakatlari. Barqaror va beqaror harakatlar bilan alohida tanishib o'tamiz.

Barqaror harakat. Barqaror harakatda oqim sarfi o'zgarmas bo'ladi ($Q = const$). Barqaror harakat ham o'z navbatida tekis va notekis harakatlarga bo'linadi.

3.19-rasmda ifodalangan oqim bo'ylab $\omega = const$ talabga mos keladigan tsilindr shaklidagi oqim bilan tanishamiz.



3.19-rasm. Mos nuqtalar
(1''; 2''; 3'', ...; 1'; 2'; 3';...)

Bu oqimda bir xil bir necha harakatdagi kesim va to'g'ri chiziqlar tanlab olamiz. Bu chiziqlar bo'ylab kesimlarda 1', 2', 3' ... yoki 1'', 2'', 3'', ... va xokazo nuqtalar begilaymiz, ularni *mos nuqtalar* deb ataymiz.

Uzunlik bo'ylab oqim harakatida harakatdagi kesim o'zgarishi $\omega \neq const$ yoki mos nuqtalarda harakatdagi kesim kattaligi o'zgarmasdan, tezlik o'zgarishi *oqimning notekis harakati* deyiladi.

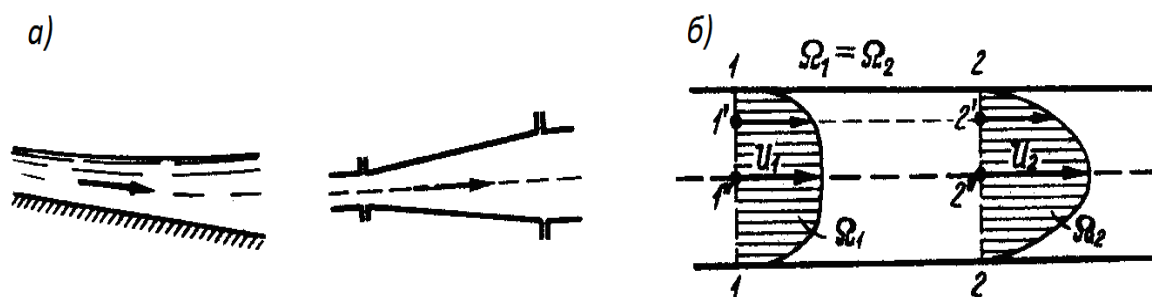
$$(u_1 \neq u_2 \neq u_3 \neq \dots \neq u_n)$$

3.20, *a*-rasmda oqim harakatida harakatdagi kesim o'zgarishi kuzatilsa, 3.20, *b*-rasmda tezlik o'zgarib turibdi. Shunga bog'liq holatda tezlik epyurasining shakli ham o'zgarib turadi.

Oqim harakatida uzunlik bo'ylab harakatdagi kesim o'zgarmasdan mos nuqtalardagi tezlik o'zgarmasa, bunday harakat *tekis harakat* deyiladi. Oqimning tekis harakatida tezlik epyurasi yuzasi doimiy bo'lib qolmay, balki epyura shakli ham bir xil bo'ladi. Bunday harakat ayrim hollarda *parallel chiziqli harakat* deb ham tariflanadi. Tekis harakatda bundan tashqari harakatdagi kesim bo'ylab o'rtacha tezlik (v) ham o'zgarmasdir. Umuman, *parallel chiziqli va tekis harakatlarning fizik mohiyatlari bir-biri bilan juda yaqinligini e'tirof etish kerak.*

$$v = \text{const} \text{ (oqim bo'ylab)} \quad (3.50)$$

Oqimning tekis harakati gidrotexnika amaliyotida prizmatik (tsilindrik) o'zarlarda suv oqimining harakatida kuzatiladi. Shu o'rinda prizmatik (tsilindrik) va noprizmatik (notsilindrik) o'zanlar tushunchasiga tarif berib o'tamiz. Agar o'zan ko'ndalang kesimi yuzasi uzunlik bo'yicha o'zgarmasa bunday kanallar *prizmatik (tsilindrik) kanallar* deb yuritiladi. Agar o'zan ko'ndalang kesimi uzunlik bo'yicha o'zgarsa, ular *noprizmatik (notsilindrik) o'zanlar* deb yuritiladi.



3.

20-rasm. *a*) notekis harakat;
b) tsilindrik quvurlardagi notekis harakat

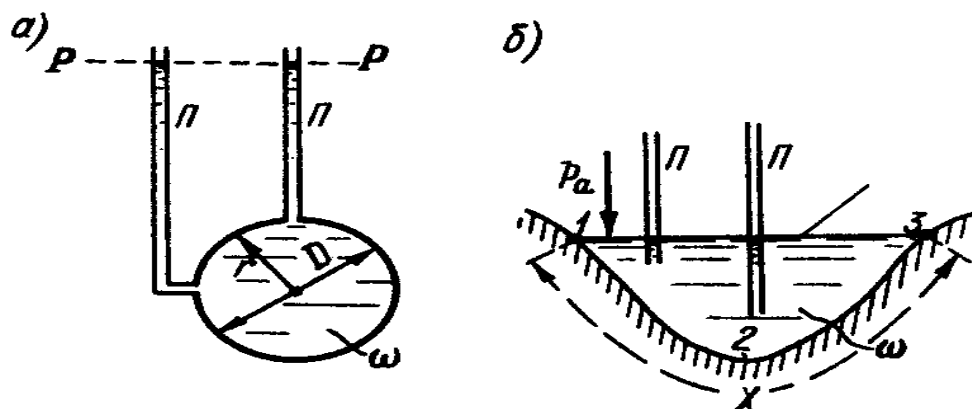
Oqimning beqaror harakati o'z navbatida ikki turga bo'linadi:

- sekin o'zgaruvchan harakat;
- tez o'zgaruvchan harakat.

Sekin o'zgaruvchan harakat gidrotexnika amaliyotida *kvizistatsionar harakat* deb yuritiladi. «*Kvazi*» so'zi lotin tilidan olingan bo'lib, *o'xshash, xuddi* degan ma'nolarni bildiradi.

Naporli va naporsiz harakatlar (3.21, *a* va *b*-rasmlar). *Naporli harakat* deganda, suyuqlik o'z harakati davomida har tomondan qattiq devorlar bilan chegaralanishi tushuniladi (3.21, *a*-rasm).

Agar suyuqlik harakatida bir tomondan atmosfera bilan tutashgan bo'lsa, bunday harakat *naporsiz harakat* deyiladi (3.21, *b*-rasm).



3.21-rasm. Naporli (*a*) va naporsiz (*b*) harakatlar.

χ – ho‘llangan perimetr

Oqim harakatdagi kesimining gidravlik elementlari. Harakatdagi kesimning asosan uchta asosiy gidravlik elementi mavjud.

- ω – harakatdagi kesim yuzasi;
- χ – ho‘llangan perimetr (3.21, *b*-rasm);
- R – gidravlik radius – harakatdagi kesim yuzasining ho‘llangan perimetr kattaligiga nisbati bilan aniqlanadi.

$$R = \frac{\omega}{\chi} \quad (3.51)$$

Bu kattalikning fizik ma'nosi – harakatdagi kesim shaklining suyuqlik harakatiga ta'sirini aniqlashga ko'maklashishidir.

Agar kesim aylana shaklida bo'lsa.

$$R = \frac{\pi D^2}{4\pi D} = \frac{D}{4} = \frac{r}{2} \quad (3.52)$$

bunda, D – aylana naporli quvur diametri.

3.13. SUYUQLIK OQIMINING UCH O'LCHAMLI (FAZOVIY), IKKI O'LCHAMLI VA BIR O'LCHAMLI HARAKATLARI. SUYUQLIK HARAKATI TURLARINING TASNIFI

Suyuqlik oqimining uch o'lchamli (fazoviy), ikki o'lchamli va bir o'lchamli harakatlari tushunchalari ham amaliyotda keng qo'llaniladi.

Suyuqlik oqimining *uch o'lchamli (fazoviy)* harakatida uning kinematik xarakteristikasi barcha koordinatalarda (x, y, z) e'tirof etiladi. Bunday harakatga oqim yo'nalishida kengayuvchi kanallardagi, kanal yoki quvurlar sistemasining burilish sohalaridagi suv oqimining harakati misol bo'la oladi. Harakatda suyuqlik oqimi tezligini barcha tashkil etuvchilari inobatga olingan

Ikki o'lchamli (yassi) harakatda esa oqimning kinematik xarakteristikasi uchinchi koordinataga bog'liq emas deb qaraladi. Masalan, agar oqim tezligining tashkil etuvchilari $u_x \neq 0; u_z \neq 0; u_y = 0$ bo'lsa, harakat faqat bitta – xOz tekislikka parallel bo'lgan tekisliklarda amalga oshadi. Bunday harakat nihoyatda keng ochiq kanallarda naporsiz, yopiq kanallarda naporli harakatlar ko'rinishida amalga oshishi mumkin. Bundan tashqari, keng to'rtbo'rchak shaklga yaqin ko'rinishdagi o'zanga ega grunt suvlarining harakati ham ikki o'lchamli – yassi harakatga misol bo'lishi mumkin. Yassi oqim tushunchasi shu ma'noni bildiradi.

Bir o'lchamli harakatda oqimning kinematik xarakteristikasi faqat bitta koordinataga bog'liq deb qaraladi. Bunday harakat gidravlikaning ko'p masalalarini yechishda qabul qilinadi. Masalan, ko'pincha oqimning o'rtacha tezligi bo'ylama koordinataga bog'liq deb qaraladi. Demak, yuqorida tanishgan harakat turlariga asoslanib, suyuqlik harakati turlarining tasnifini quyidagitaritbda keltirishimiz mumkin:

1- tasnif:

- potentsial harakat, ya'ni oniy kichik masofada suyuqlikni tashkil etuvchi zarrachalar to'g'ri aylanmasdan harakatlanadi;
- aylanma harakat.

2 - tasnif:

- barqaror harakat, ya'ni statsionar (turg'un) harakat;
- beqaror harakat ya'ni nostatsionar (noturg'un) harakat.

3 - tasnif:

- tekis harakat;
- notekis harakat.

4-tasnif: notekis harakat ham o'z navbatida quyidagicha tasniflanadi:

- sekin o'zgaruvchan harakat (harakatdagi kesim tekis deb qabul qilinadi);
- tez o'zgaruvchan harakat (harakatdagi kesim egri deb qabul qilinadi).

5 - tasnif:

- naporli harakat (3.21, *a*-rasm);
- naporsiz harakat (3.21, *b*-rasm).

6 - tasnif:

- laminar harakat;
- turbulent harakat.

7 - tasnif:

- tinch harakat (sokin);
- notinch harakat (shovqinli);
- kritik holatdagi harakat.

8 - tasnif:

- bir o'lchamli harakat;
- ikki o'lchamli harakat;
- uch o'lchamli harakat.

3.14. KINETIK ENERGIYANING GIDRAVLIK TENGLAMASI. SUYUQLIKNING IDEAL HOLATDAGI BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN ELEMENTAR OQIMCHALARI UCHUN BERNULLI TENGLAMASI

Bu tenglamani keltirib chiqarish uchun mexanika kursidan bizga ma'lum bo'lgan kinetik energiyaning o'zgarishi haqidagi teoremdan foydalanamiz. Eslatib o'tamizki, bu teorema asosan, *ma'lum bir hisobiy oraliqda (masalan 1-1 va 2-2 masofada) harakatlanayotgan jismning kinetik energiyasi o'zgarishi – unga shu oraliqda ta'sir ko'rsatayotgan kuchlarning bajargan ishlari yig'indisiga teng.*

3.22-rasmda ifodalangan elementar oqimcha harakatini ko'rib chiqamiz. Elementar oqimchanning *AV* bo'lagini 1-1 va 2-2 kesimlar bilan chegaralab olamiz. Bu kesimlarni *00* taqqoslash tekisligidan ko'tarilish balandligini mos ravishda z_1 va

z_2 deb belgilab olamiz. $1-1$ va $2-2$ harakatdagi kesimlar yuzasini $d\omega_1$ va $d\omega_2$ deb belgilab olamiz.

dt vaqt oralig'ida AV bo'lak $A'B'$ oraliq masofani bosib o'tgan deb hisoblasak, $1-1$ kesim dl_1 va $2-2$ kesim dl_2 masofaga ko'chgan bo'ladi. Demak,

$$dl_1 = u_1 dt \text{ va } dl_2 = u_2 dt \quad (3.53)$$

bunda, u_1 va u_2 - $1-1$ va $2-2$ kesimlardagi tezliklar.

3.9 mavzudagi mulohazaga asoslanib yozish mumkinki,

$$(AA') \text{ hajm} = (BB') \text{ hajm} = \delta V \text{ (belgilash kiritamiz)}$$

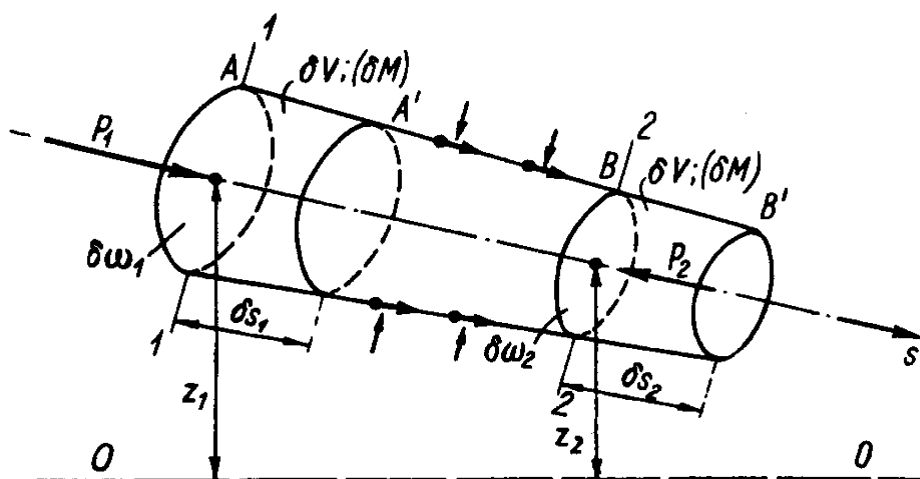
Demak,

$$dV = d\omega_1 dl_1 = d\omega_2 dl_2 = dQ dt \quad (3.54)$$

bunda dQ – elementar oqimcha sarfi.

Elementar hajm massasini quyidagicha hisoblashimiz mumkin:

$$dM = \rho dV = \frac{\gamma}{g} dV \quad (3.55)$$



3.22-rasm. (3.60) tenglamani chiqarishga doir

Endi AV bo'lakni $A'B'$ vaziyatini egallashida kinetik energiya o'zgarishini va shu bo'lakka ta'sir etuvchi kuchlar bajargan ishlar yig'indisini topamiz.

AV bo'lakni $A'B'$ vaziyatga o'tishida kinetik energiya bajargan ish:

$$\begin{aligned} dE_{K\Theta} &= E_{K\Theta}^{A'B'} - E_{K\Theta}^{AB} = E_{K\Theta}^{(A'B+BB')} - E_{K\Theta}^{(AA'+A'B)} = \\ &= E_{K\Theta}^{BB'} - E_{K\Theta}^{AA'} = \frac{u_2^2 dM}{2} - \frac{u_1^2 dM}{2} \end{aligned}$$

$$dE_{K\Theta} = \frac{\gamma}{g} dV \frac{u_2^2}{2} - \frac{\gamma}{g} dV \frac{u_1^2}{2} = \left(\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g} \right) \gamma dV \quad (3.56)$$

Kuchlar bajargan ish.

1. Og'irlik kuchi bajargan ish:

$$A_{oz.k} = (z_1 - z_2)\gamma dV \quad (3.57)$$

2. 1-1 va 2-2 kesimning yon tomonlarida ta'sir etuvchi gidrodinamik bosim kuchlari bajargan ish:

$$A_{oz.k} = (p_1 d\omega_1) dl_1 - (p_2 d\omega_2) dl_2 = (p_1 - p_2) dV \quad (3.58)$$

3. AV bo'lakning yon sirtlariga ta'sir etayotgan tashqi kuchlar bajargan ish nolga teng, chunki bu kuchlar harakatlanayotgan zarracha yo'nalishiga teng perpendikulyar yo'nalgandir.

4. Ichki bosim kuchlari bajargan ishlar yig'indisi nolga teng, chunki bu kuchlar juft bo'lib, bir-biriga teskari yo'nalgandir.

Xulosa. Yuqoridagi teoremlarga asoslanib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} \gamma dV = (z_1 - z_2) \gamma dV + (p_1 - p_2) dV$$

yoki

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}} \quad (3.59)$$

Bundan yozish mumkinki,

$$\boxed{z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = const \quad (\text{oqimcha bo'ylab})} \quad (3.60)$$

Bu tenglama Daniil Bernulli tomonidan 1738 yilda yozilgan bo'lib, *Bernulli tenglamasi* deyiladi.

3.15. SUYUQLIKNING IDEAL HOLATDAGI BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN ELEMENTAR OQIMCHALARI UCHUN BERNULLI TENGLAMASINI EYLER TENGLAMALARIGA ASOSAN YOZILISHI

Ushbu tenglamani ideal holatdagi suyuqlik oqimining harakati differentsial tenglamalari sistemasiga asosan ham yozishimiz mumkin:

$$\begin{aligned}\phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_x}{\partial t} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial t}\end{aligned}$$

Eyler tenglamalarida hajmiy kuchlar sifatida faqat og'irlik kuchlarini qabul qilamiz:

$$\phi_x = 0; \quad \phi_y = 0; \quad \phi_z = -\rho g = -\gamma$$

Suyuqlikning barqaror sekin o'zgaruvchan harakati uchun:

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} \approx \frac{\partial u_y}{\partial t} \approx \frac{\partial u_z}{\partial t} \approx 0$$

Tenglamalarda yuqoridagi vaziyatlarni inobatga olib, ularni mos ravishda quyidagi parametrlarga ko'paytiramiz va tezlik tashkil etuvchilarini tezlik bilan ifodalaymiz:

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$$

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} = u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \\ u \frac{\partial u}{\partial y} = u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ u \frac{\partial u}{\partial z} = u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{cases}$$

$$u du = u \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

Ushbu o'zgarishlardan so'ng Eyler tenglamalar quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\begin{cases} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = u \frac{\partial u}{\partial x} \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = u \frac{\partial u}{\partial y} \\ -g \frac{\partial z}{\partial s} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = u \frac{\partial u}{\partial z} \end{cases}$$

Ushbu o'zgarishlardan hadlarni o'zaro qo'shamiz:

$$-g \frac{\partial z}{\partial s} ds - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial s} ds + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial s} ds + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial s} ds \right) = u \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) = udu$$

bunda,

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial s} ds + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial s} ds + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial s} ds$$

demak,

$$-g \frac{\partial z}{\partial s} ds - \frac{1}{\rho} dp = udu$$

$$\gamma = \rho g \Leftrightarrow \rho = \frac{\gamma}{g} \Leftrightarrow \frac{1}{\rho} = \frac{g}{\gamma}$$

Bunda yuqoridagi munosabatlarni inobatga olib, hosil bo'ladigan ifodani har ikkala tomonini (-1) ga ko'paytiramiz va D.Bernulli tenglamasiga ega bo'lamiz, ya'ni

$$-gz - \frac{1}{\rho} p - \frac{u^2}{2} = const$$

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = const \quad (\text{oqim bo'ylab})$$

Lekin, ta'kidlash lozimki, D.Bernulli tenglamasi 1838 yilda muallif tomonidan kinetik energiyaning o'zgarishi teoremasiga asosan yozilgan bo'lsa, Eyler tenglamalari sistemasi esa oradan 17 yil o'tgandan so'ng yozilganligi sababli, mualliflar ushbu tenglamani D.Bernulli tomonidan yozilishiga asosiy e'tiboringizni qaratdi.

3.16. EYLER-GROMEKO TENGLAMALARI ASOSIDA BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN IDEAL SUYUQLIKNING ELEMENTAR OQIMCHALARI UCHUN BERNULLI TENGLAMASINING YOZILISHI

Bu tenglamani suyuqlikning barqaror harakati uchun Eyler-Gromeko tenglamalari (3.6 ifoda)dan foydalanib ham keltirib chiqarish mumkin:

Bunday harakatda $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$, ya'ni

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{\partial u_y}{\partial t} = \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0$$

Eyler-Gromeko tenglamalar sistemasini barqaror harakat uchun yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(-\Pi - \frac{p}{\rho} - \frac{u^2}{2} \right) &= 2(u_z \omega_y - u_y \omega_z), \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(-\Pi - \frac{p}{\rho} - \frac{u^2}{2} \right) &= 2(u_x \omega_z - u_z \omega_x), \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(-\Pi - \frac{p}{\rho} - \frac{u^2}{2} \right) &= 2(u_y \omega_x - u_x \omega_y). \end{aligned} \right\}$$

Mos ravishda har bir tenglamani dx , dy , dz kattaliklarga ko‘paytirib, ularni qo‘shamiz:

$$d \left(\Pi + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) = -2 \left[(u_z \omega_y - u_y \omega_z) dx - (u_x \omega_z - u_z \omega_x) dy - (u_y \omega_x - u_x \omega_y) dz \right].$$

Tenglamani o‘ng tomonini aniqlovchi ko‘rinishida yozamiz:

$$d \left(\Pi + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) = -2 \begin{vmatrix} dx & dy & dz \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ u_x & u_y & u_z \end{vmatrix}.$$

Ideal suyuqliklar uchun bu tenglamaning integrali sodda ko‘rinishda bo‘lib, uning o‘ng tomoni nolga aylanadi:

$$\begin{vmatrix} dx & dy & dz \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ u_x & u_y & u_z \end{vmatrix} = 0$$

Bunga asosan, tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\left(\Pi + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) = \text{const} \quad (*)$$

Bu tenglama Eyler-Gromeko tenglamalari asosida keltirib chiqarilgan barqaror harakatlanayotgan ideal suyuqlikning elementar oqimchalari uchun Bernulli tenglamasining umumiy ko‘rinishi hisoblanadi. Lekin, aziz o‘quvchi mualliflar bu tenglamani asosan nima uchun kinetik energiyaning o‘zgarishi haqidagi teorema asoslanib keltirib chiqarilishiga e’tibor qaratishdi, degan tabiiy savolga javob berishni maqsadga muvofiq deb hisoblashdi, chunki u D. Bernulli tomonidan xuddi shu tarzda 1738 yilda olingan, L. Eyler tenglamalari sistemasi esa 1755 yilda keltirib chiqarilgan. Shu sababli, biz e’tirof etgan usul mantiqqa mos keladi.

Olingan tenglamadan amaliyotda foydalanish uchun quyidagi ikki holatni ko'rib chiqamiz:

I. *Suyuqlikka hajmiy kuchlardan faqat og'irlik kuchi tasir etmoqda deb hisoblaymiz.* U holda quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\phi_x = \phi_y = 0, \phi_z = -g$$

Qaralayotgan hususiy holat uchun

$$-d\Pi = -gdz,$$

yoki

$$\Pi = gz + C$$

(*) tenglama siqilmas ideal suyuqliklar uchun quyidagi ko'rinishni oladi:

$$zg + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = const \quad (\text{oqimcha harakat yo'nalishi bo'ylab}),$$

yoki

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = const \quad (\text{oqimcha harakat yo'nalishi bo'ylab})$$

Ikki mos kesimlardagi elementar oqimchalar uchun tenglamaning ko'rinishini yozamiz:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} = const \quad (\text{oqimcha harakat yo'nalishi bo'ylab})$$

Bu tenglamada quyidagilarga e'tiborni qaratishimiz kerak.

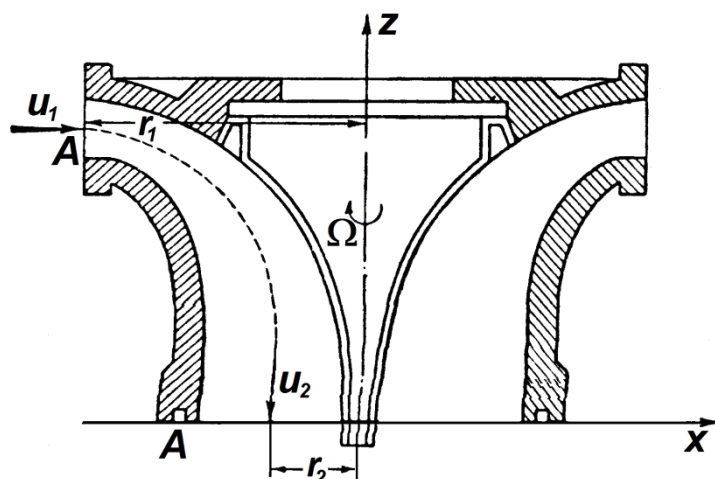
- Tenglama quyidagi z, r, u parametrlarning o'zaro bog'liqligini ko'rsatadi.
- Ideal holatdagi suyuqliklar uchun $z, \frac{p}{\gamma}, \frac{u^2}{2g}$ hadlar yig'indisi o'zgarmasdir.

3. Ko'rilayotgan oqimcha uchun bu hadlar yig'indisi A_1 bo'lsa, ikkinchi oqimcha uchun A_2 bo'lib, $A_1 = A_2$.

4. Berilgan hadlar yig'indisi (A)ni bilgan holda, bizga noma'lum bo'lgan biror (z, p, u) kattalikni shu tenglama yordamida topishimiz mumkin.

II. *Suyuqlikka og'irlik kuchidan tashqari, ilgari lanma harakatning markazdan qochuvchi inertsiya kuchi va nisbiy harakatning inertsion koriolis kuchlari ta'sir etayotgan holat.*

Faraz qilaylik, suyuqlik qo'zg'almas vertikal o'q atrofida Ω burchak tezlik bilan aylanayotgan A-A kanalda harakatlanmoqda (3.23-rasm).



3.23-rasm.

Bunda og'irlik kuchi g hisobiga paydo bo'ladigan tezlanishdan tashqari yana ilgariylanma harakatning markazdan qochuvchi inertsiya kuchi va nisbiy harakatning inertsiya koriolis kuchlari ta'sir hisobiga paydo bo'layotgan $\Omega^2 r$ tezlanish ham mavjud bo'ladi.

Bunda r qaralayotgan zarracha va aylanish o'qi orasidagi masofa.

Koriolis kuchlari nisbiy tezlikka perpendikulyar bo'lganligi sababli, nisbiy ko'chishda ular bajargan ish nolga teng bo'ladi. Hajmiy kuchlarning birlik massaga nisbatan ko'rinishini yozamiz:

$$\phi_x = \Omega^2 x, \phi_y = \Omega^2 y, \phi_z = -g.$$

U holda

$$-d\Pi = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz = \Omega^2 x dx + \Omega^2 y dy - g dz$$

Uni integrallab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\Pi = -\frac{\Omega^2}{2}(x^2 + y^2) + gz + C$$

Bunda

$$x^2 + y^2 = r^2, r = r_1 = r_2$$

demak,

$$\Pi = gz - \frac{\Omega^2 r^2}{2} + C.$$

Bernulli tenglamasining siqilmas ideal suyuqliklar uchun unga og'irlik kuchidan tashqari ilgariylanma harakatning markazdan qochuvchi inertsiya kuchi va nisbiy harakatning inertsiya koriolis kuchlari ta'sir etayotgan holatdagi ko'rinishini yozamiz:

$$zg + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} - \frac{\Omega^2 r^2}{2} = const$$

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} - \frac{\Omega^2 r^2}{2} = const$$

Bir traektoriyada joylashgan ikki zarracha uchun u quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} - \frac{\Omega^2 r_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} - \frac{\Omega^2 r_2^2}{2g}$$

3.17. BERNULLI TENGLAMASI HADLARINING GEOMETRIK, GIDRAVLIK VA ENERGETIK MA’NOLARI

z – *geometrik balandlik* bo‘lib, nisbiy gorizont tal taqqoslash tekisligi (00) dan ko‘rilayotgan oqimcha haraktdagi kesimning og‘irlik markazigacha bo‘lgan balandlikni, ya’ni shu oqimcha kesimning taqqoslash tekisligiga nisbatan yaratayotgan nabori yoki solishtirma potentsial energiyasini ifodalaydi.

$\frac{p}{\gamma}$ – harakatdagi kesim og‘irlik markazidagi gidrodinamik bosim ta’sirida suyuqlikning ko‘tarilish balandligi – *pezometrik balandlik* yoki *solishtirma potentsial energiyani* ifodalaydi.

$z + \frac{p}{\gamma}$ – *pezometrik nabor* yoki *oqimning solishtirma potentsial energiyasi*

$\frac{u^2}{2g}$ – ko‘rilayotgan kesim markazidagi tezlik hisobiga suyuqlikning

ko‘tarilish balandligi, *tezlik nabori* yoki *oqimning solishtirma kinetik energiyasi*.

$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}$ – *oqimning to‘la nabori* yoki *to‘la solishtirma energiyasi*.

Pito naychasi yordamida $\frac{u^2}{2g}$ kattalikni o‘rganishimiz mumkin.

Pito naychasi pezometr yordamida h_u kattalik aniqlanadi.

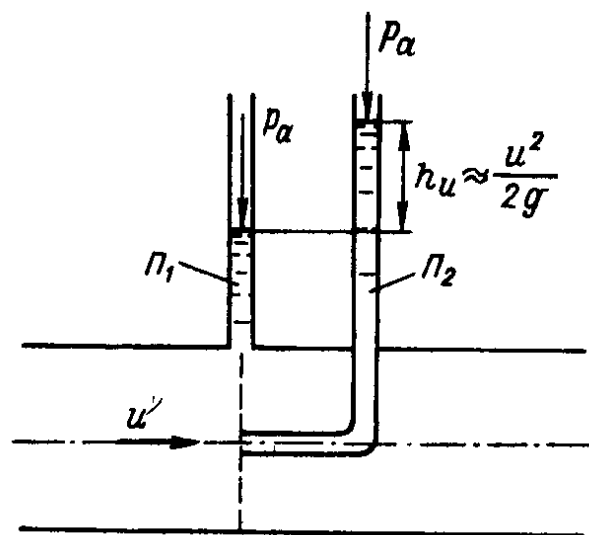
$$h_u = \frac{u^2}{2g} \quad (3.61)$$

Bu ifodadan foydalanib, qaralayotgan nuqtadagi tezlik hisoblanadi.

$$u = \sqrt{2gh_u} \quad (3.62)$$

Bu ifodaga ko'pgina hollarda φ – tuzatish koeffitsienti qo'shib yoziladi, chunki (3.62) ifoda ayrim hollarda ancha noaniq natija berishi mumkin.

$$u = \varphi \sqrt{2gh_u} \quad (3.63)$$



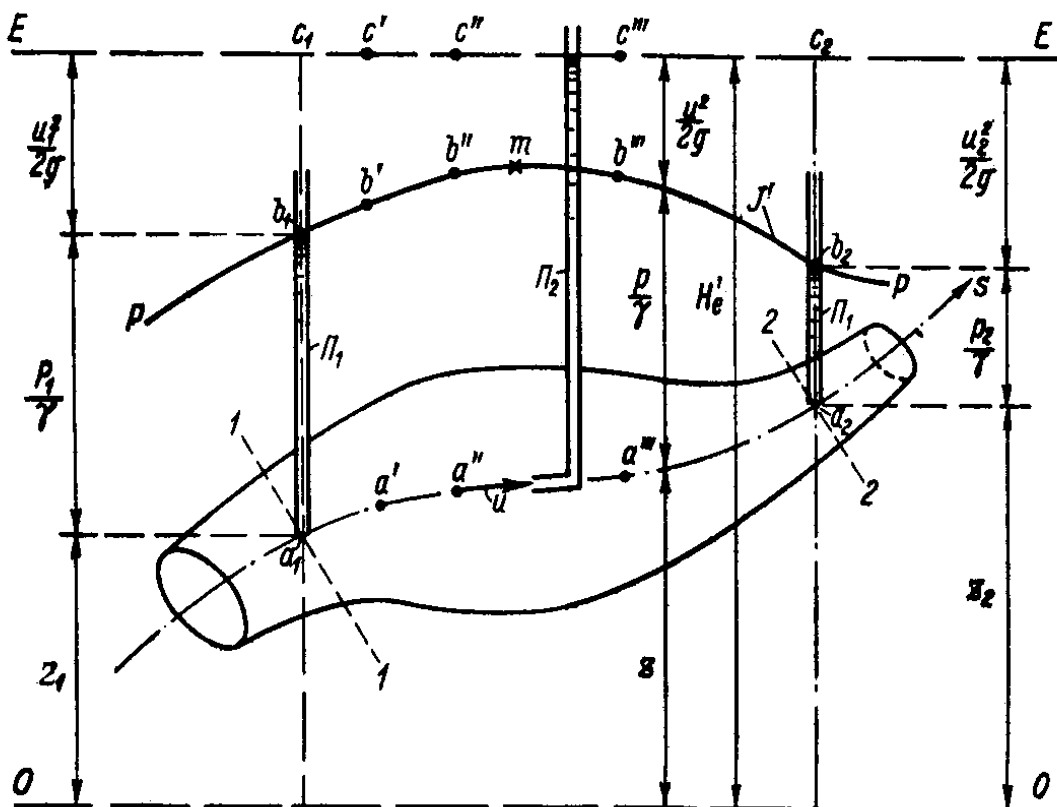
3.24-rasm. P_1 – pezo metr, P_2 – Pito naychasi

3.18. BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN IDEAL HOLATDAGI SUYUQLIKNING ELEMENTAR OQIMCHALARI UCHUN BERNULLI TENGLAMASINING GEOMETRIK TAHLILI. ELEMENTAR OQIMCHA UCHUN TO'LIQ NAPOR

Faraz qilaylik, 3.25-rasmda ifodalangan ideal suyuqlikning elementar oqimchasi mavjud bo'lib, unda 00 taqqoslash tekisligida z_1 va z_2 masofa balandlikda joylashgan ($1-1$ va $2-2$) kesimlarni belgilab olishimiz mumkin. Bu kesimlarda joylashgan a_1 va a_2 nuqtalar orqali yordamchi vertikal o'tkazamiz va ularga Π_1 pezometrlarni o'rnatamiz. Yordamchi vertikal va pezometrlardagi suyuqlik sathlari kesishgan nuqtalarni b_1 va b_2 deb belgilab olamiz. Bu nuqtalarga mos keluvchi tezlik naporlari kattaligini qo'yamiz. Buning natijasida c_1 va c_2 nuqtalarni olamiz.

Olingan natijalarga asoslanib, quyidagi xulosalarga kelamiz:

- $\frac{p}{\gamma}$ – balandlikdagi nuqtadan o'tuvchi, ya'ni suyuqlikning og'irligi hisobiga ko'tarilish sathlarini tutashtiruvchi chiziq ($R-R$) *pezometrik chiziq* deyiladi.



3.25-rasm. Ideal suyuqlikning elementar oqimchasi uchun Bernulli tenglamasi tahlili.

00 – taqqoslash tekisligi, R-R – pezometrik chiziq, Ye-Ye – napor chizig‘i,

H'_e – to‘liq napor, J' – pezometrik nishablik

- c nuqtadan o‘tuvchi va R-R pezometrik chiziqdan tezlik naporiga teng bo‘lgan masofada yuqorida joylashgan chiziq *napor chizig‘i* deyiladi.
- $\left[d \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) \right]$ kattalikning ya‘ni, R-R pezometrik chiziqning ko‘rilayotgan kesimlar orasida joylashishi birlik ds masofaga nisbatan qiymati *pezometrik nishablik* deyiladi.

$$J' = - \frac{d(z + p/\gamma)}{ds} \quad (3.64)$$

Ifodadagi manfiy qiymatning olinish sababi, R-R chiziq oqim bo‘ylab ko‘tarilishida manfiy, tushishida musbat qiymat olinishini taminlashdadir.

- *To‘liq napor* deganda, uchala hadning yig‘indisi tushuniladi.

$$H'_e = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \quad (3.65)$$

Geometrik nuqtai nazardan H'_e napor chizig'ini taqqoslash tekisligi (00)dan qanchamasofa balandlikda joylashganligini ko'rsatadi.

$$H'_e = const \quad (\text{oqimcha bo'ylab})$$

3.19. BARQAROR HOLATDAGI ELEMENTAR OQIMCHALAR UCHUN BERNULLI TENGLAMASINING ENERGETIK TAHLILI

To'liq naporni tashkil etuvchi Bernulli tenglamasi hadlarini energetik nuqtai nazardan ko'rib chiqamiz. Birinchi ikki hadni potentsial napor deb qabul qilishimiz mumkin, ya'ni,

$$H = z + \frac{p}{\gamma} \quad (3.66)$$

Bu ifoda suyuqlikning berilgan kesimdan o'tayotgan birlik massasi uchun potentsial energiyasini bildiradi. Uchinchi had, ya'ni $\frac{u^2}{2g}$ – tezlik naporini suyuqlikning birlik massasiga mos keluvchi kinetik energiya miqdorini bildirib, *solishtirma kinetik energiya* deyiladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, M suyuqlik miqdorini u tezlik bilan harakatlanmoqda deb faraz qilamiz. Bu massa og'irligini Mg deb qabul qilishimiz tabiiy. Bunda $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ – erkin tushish tezlanishi. Kinetik energiyani quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$K\mathcal{E} = \frac{Mu^2}{2} \quad (3.67)$$

Bu energiyaning birlik massaga nisbatan miqdorini, ya'ni solishtirma kinetik energiyani olamiz

$$CK\mathcal{E} = \frac{(K\mathcal{E})}{\text{og'irlilik}} = \frac{(K\mathcal{E})}{Mg} = \frac{Mu^2}{2Mg} = \frac{u^2}{2g}$$

Yuqoridagiga asoslanib, H'_e to'liq napor, ikkala potentsial va tezlik naporlar yig'indisidan iborat. Yana boshqacharoq shaklda ifodalashimiz mumkin, ya'ni to'liq napor geometrik (z), bosim (p/γ) va tezlik ($u^2/2g$) naporlari yig'indisidan iborat.

Yuqoridagi fikrlarimizdan xulosa qilishimiz mumkinki, *oqimchaning to'liq napor* deganda berilgan kesimdan birlik vaqt oralig'ida oqib o'tayotgan suyuqlikning mexanik energiyasi miqdorini bildiruvchi kattalik tushuniladi. Ideal holatdagi suyuqliklar uchun bu kattalik o'zgarmaydi.

**3.20. KINETIK ENERGIYANING GIDRAVLIK TENGLAMASI.
BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN REAL SUYUQLIKNING
ELEMENTAR OQIMCHASI UCHUN BERNULLI TENGLAMASI.
ELEMENTAR OQIMCHANING YON SIRTLARI ORQALI MEXANIK
ENERGIYA «DIFFUZIYASI»**

Yopishqoq real suyuqlik o'z harakatida ishqalanish kuchi mavjudligi bilan harakatlanadi. Bu kuch ikki xil rol o'ynaydi.

- Ishqalanish kuchi hisobiga harakatlanayotgan suyuqlikning mexanik energiyasining bir qismi issiqlik energiyasiga aylanadi va u oqimcha bo'ylab tarqaladi;
- Ishqalanish kuchi mavjudligi tufayli oqimning elementar oqimchalari mexanik energiyalari biridan ikkinchisiga o'tadi, ya'ni o'ziga xos mexanik energiya diffuziyasi ro'y beradi.

Bu vaziyat hisobiga, markazdagi elementar oqimchalar solishtirma energiyasi oqim uzunligi bo'ylab ($-\Delta E$) kamayib, shunga mos ravishda qattiq devorga yaqin sohadagi oqimchalar energiyasi shu miqdorga oshadi. ($+\Delta E$).

Shunga asoslanib, real suyuqlikning elementar oqimchasi uchun solishtirma energiya muvozanat tenglamasini yozamiz

$$H'_{e_1} = H'_{e_2} \pm \Delta E + h'_f \quad (3.68)$$

yoki

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} = \pm \Delta E + h' \quad (3.69)$$

bunda, H'_{e_1} va H'_{e_2} – mos ravishda 1-1 va 2-2 kesimlar uchun to'liq solishtirma energiyalar; h'_f – elementar oqimchanning 1-1 va 2-2 harakatdagi kesimlar oralig'ida ishqalanish kuchlarining issiqlik energiyasiga aylanishi hisobiga napor yo'qolishining birlik massaga nisbatan olingan miqdori.

Ayrim elementar markazdagi elementar oqimchalar solishtirma energiyasi oqim uzunligi bo'ylab ($-\Delta E$) kamayish miqdori shunga mos ravishda qattiq devorga yaqin sohadagi oqimchalar energiyasi oshish miqdoriga tenglashadi. ($+\Delta E$), ya'ni

$$(-\Delta E) = (+\Delta E)$$

Shu sababli, quyidagicha ifodani yozishimiz mumkin:

$$\Delta E = 0$$

Bunda diffuzion o'zgarishning musbat va manfiy miqdorlari o'zaro teng deb qabul qilamiz.

Shunga asoslanib, **barqaror harakatlanayotgan real suyuqlikning elementar oqimchasi uchun Bernulli tenglamasini yozishimiz mumkin:**

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_f \quad (3.70)$$

Bu xususiy holda,

$$h'_f = H'_{e1} - H'_{e2} \quad (3.71)$$

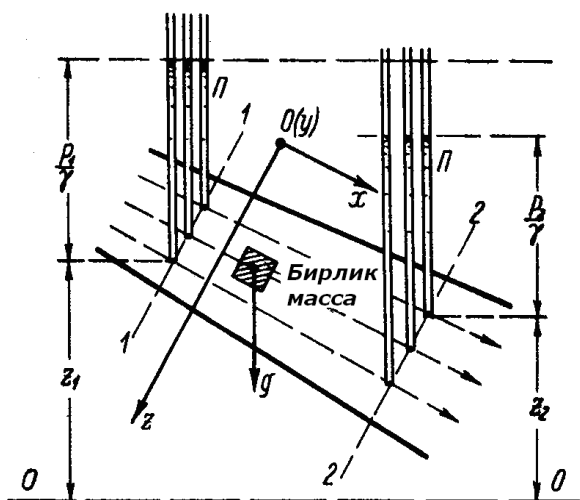
Endi bundan keyingi muammo – bu tenglamani elementar oqimchalar uchun ko'rinishini butun oqim uchun ifodalashga harakat qilamiz. Buning uchun dastlab ikki ko'maklashuvchi vaziyat bilan tanishamiz.

3.21. TEKIS VA TEKIS O'ZGARUVCHAN HARAKATLANAYOTGAN SUYUQLIKNING HARAKATDAGI KESIMI BO'YLAB BOSIM TAQSIMLANISHI

(Birinchi ko'maklashuvchi vaziyat)

Barqaror harakat bilan tanishib, bunda hajmiy kuch sifatida, faqat og'irlik kuchi mavjud deb hisoblaymiz, harakatdagi kesimni esa tekis deb qabul qilamiz.

3.26-rasmda tekis o'zgaruvchan harakatdagi oqim tasvirlangan bo'lib, unda 1-1 va 2-2 kesimlar tanlab olamiz, bu kesimlarning turli nuqtalariga pezometrlar o'rnatamiz. Bu pezometrlardagi suyuqlik sathi bir xil bo'lib, bu holat z va r/γ kattaliklar – kesimlarning turli nuqtalarida har xil kattalikka ega bo'lsada, ularning yig'indisi bir xil ekanligini ko'rsatadi.



3.26-rasm. Tekis harakatdagi kesimlarda bosimning taqsimlanishi

Boshqa kesim uchun bu kattalik boshqa qiymatga ega bo‘ladi, lekin o‘sha kesimning hamma nuqtalari uchun o‘zgaras bo‘ladi.

$$z + \frac{p}{\gamma} = \text{const} \text{ (qaralayotgan kesim uchun)} \quad (3.72)$$

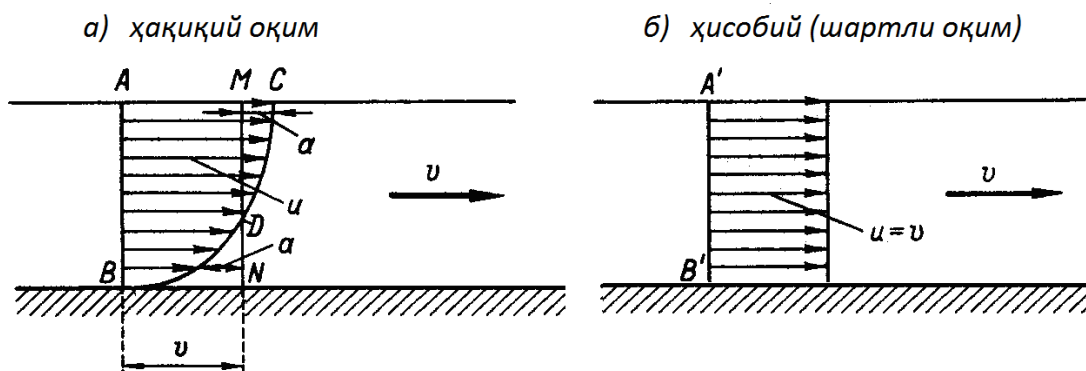
Demak, xulosa qilish mumkinki, tekis va tekis o‘zgaruvchan harakatda qaralayotgan kesim bo‘ylab bosim taqsimlanishi gidrostatik qonunga bo‘ysunadi. Bu holat – elementar oqimchadan butun oqimni o‘rganishga o‘tishdagi *birinchi ko‘maklashuvchi vaziyat* deyiladi.

3.22. IXTIYORIY SHAKLDAGI HARAKATDAGI KESIM ORQALI OQIB O‘TAYOTGAN SUYUQLIK MASSASINING KINETIK ENERGIYASI MIQDORIGA VA HARAKATLAR MIQDORI KATTALIGIGA HARAKATDAGI KESIM BO‘YLAB TEZLIK TAQSIMLANISHI NOTEKISLIGINING TA‘SIRI (ikkinchi ko‘maklashuvchi vaziyat)

3.27-rasmda ifodalangan oqimning uzunlik bo‘yicha qirqimida ikkita harakatdagi kesimni tanlab olamiz. AB va $A'B'$ kesimlardagi (Q) sarfni va ularning geometrik o‘lchamlarini bir xil deb qabul qilamiz. Lekin, AV harakatdagi kesim bo‘ylab tezlik taqsimlanishi notekis bo‘lib, bu kesim uchun bo‘ylama qirqim 3.27, a -rasmda ifodalangan va uni bundan buyon *haqiqiy oqim bo‘ylama qirqimi* deb yuritamiz. 3.27, b -rasmdagi sxema esa, *hisobiy (shartli) oqimning bo‘ylama qirqimideb* yuritamiz. Hisobiy oqim harakatdagi kesimidan suyuqlikning barcha zarrachalari bir xil v o‘rtacha tezlik bilan oqib o‘tadi deb qabul qilamiz. Suyuqlikning AB kesimdan dt oniy vaziyatda oqib o‘tayotgan M massasining harakatlar miqdorini XC va kinetik energiyasini KE deb belgilab olamiz. (3.27, a -rasm). Shu dt oniy vaziyatda $A'B'$ harakatdagi kesim orqali o‘tgan M massaning harakatlar miqdorini va kinetik mos ravishda $[XM (M)]_{o,r}$ va $[KE (M)]_{o,r}$ deb belgilab olamiz.

Rasmdan ko‘rinib turibdiki, $XM (M)$ va $KE (M)$ kattaliklarni hisoblashda harakatdagi kesimning turli nuqtalaridagi u tezlik miqdori turlicha ekanligi hisobga olinadi, shu sababli yuqoridagi kattaliklar haqiqiy deb qabul qilinadi. $[XM (M)]_{o,r}$ va $[KE (M)]_{o,r}$ kattaliklarni hisoblashda esa, u tezlik kattaligi butun kesim bo‘ylab bir xil deb qabul qilinadi va o‘rtacha tezlikka tenglanadi. Yuqoridagi

kattaliklar esa ω o'rtacha tezlik bo'yicha hisoblangan o'rtacha qiymatli kattaliklar deyiladi.



3.27-rasm. α_0 va α koeffitsientlarning mohiyatini aniqlashga doir

Bizning asosiy vazifamiz a va b sxemalar uchun aniqlangan XM va KE kattaliklarni miqdoriy taqsimlashdan iborat. Boshqacha qilib talqin qilinganda, M massaning XM va KE kattaliklariga harakatdagi kesim bo'ylab tezlik taqsimlanishining notekisligi qanday ta'sir ko'rsatishini o'rganishimiz kerak. Buning uchun quyidagi munosabatni o'rganishimiz kerak:

$$XC(M): [XC(M)]_{yp} \text{ va } K\mathcal{E}(M): [K\mathcal{E}(M)]_{yp}.$$

Buning uchun [(3.27, 3.28, 3.29)] ifodalar asosida tasdiqlangan quyidagi munosabatlarni yozib olamiz:

$$dQ = u d\omega; \quad Q = \int_{\omega} u d\omega = v\omega; \quad (3.73)$$

$$dV = dt dQ; \quad V = dt \int_{\omega} u d\omega = v\omega dt; \quad (3.74)$$

$$dM = \rho dV = \rho u d\omega dt; \quad (3.75)$$

$$M = \rho dt \int_{\omega} u d\omega = \rho v \omega dt. \quad (3.76)$$

bunda, $d\omega$ – harakatdagi kesimning elementar yuza kattaligi; V – dt vaqt oralig'ida harakatdagi kesimdan o'tgan suyuqlik hajmi; M – shu hajm massasi.

1⁰. M massaning harakatlar miqdoriga (XM) yassi harakatdagi kesim buylab u tezlik taqsimlanishi notekisligining ta'siri.

dM massaning haqiqiy harakatlar miqdori

$$XC(dM) = u dM = \rho u^2 d\omega dt \quad (3.77)$$

M massaning harakatlar miqdori esa

$$XC(M) = \int_{\omega} XC(dM) = \rho dt \int_{\omega} u^2 d\omega \quad (3.78)$$

M massaning «oʻrtacha» harakatlar miqdorini quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$[XC(M)]_{yp} = \nu M = \nu(\rho \nu \omega dt) = \rho \nu^2 \omega dt \quad (3.79)$$

bunda

$$XC(M) > [XC(M)]_{yp} \quad (3.80)$$

Haqiqatan ham,

$$XC(M) = \rho dt \int_{\omega} u^2 d\omega = \rho dt \int_{\omega} (\nu + a)^2 d\omega \quad (A)$$

bunda, a – manfiy yoki musbat kattalik, $a = u - \nu$ (qarang 3.27, a -rasm).

Rasmga asosan,

$$\int_{\omega} a d\omega = 0 \quad (B)$$

Harakat davomida MSD va VDN yuzalar tenglashishi mumkin. Shunga asosan,

$$\begin{aligned} XC(M) &= \rho dt \left[\int_{\omega} \nu^2 d\omega + 2 \int_{\omega} \nu a d\omega + \int_{\omega} a^2 d\omega \right] = \rho dt \left[\nu^2 \int_{\omega} d\omega + 2\nu \int_{\omega} a d\omega + \int_{\omega} a^2 d\omega \right] = \\ &= \rho dt \left[\nu^2 \omega + \int_{\omega} a^2 d\omega \right] = \rho \nu^2 \omega dt + \rho dt \int_{\omega} a^2 d\omega = [XC(M)]_{yp} + \rho dt \int_{\omega} a^2 d\omega, \end{aligned}$$

oxirgi had doimo musbat boʻlib, nolga yaqinlashadi, faqat $a = 0$ boʻlgan holda $u = \nu$ (yaʼni, haqiqiy tezliklar harakatdagi kesim boʻylab tekis taqsimlanadi).

Bu vaziyat (3.80) ifodaning toʻgʻriligini tasdiqlaydi.

Endi (3.78) ifodaning (3.79) ifodaga nisbatini α_0 deb belgilaymiz. Yaʼni,

$$\frac{XC(M)}{[XC(M)]_{yp}} = \frac{\int_{\omega} u^2 d\omega}{\nu^2 \omega} = \alpha_0 \text{ (belgi)} \quad (3.81)$$

Bunga asosan,

$$\int_{\omega} u^2 d\omega = \alpha_0 \nu^2 \omega \quad (3.82)$$

$$XC(M) = \alpha_0 [XC(M)]_{yp} = \alpha_0 \rho \nu^2 \omega dt = \alpha_0 \rho \nu Q dt \quad (3.83)$$

Demak, taʼkidlash mumkinki, dt vaqt oraligʻida harakatdagi kesimdan oʻtayotgan M massa harakatlar miqdorining haqiqiy kattaligi, kesimdan oʻtayotgan zarrachalar tezligi bir xil ν kattalikka teng deb hisoblab, aniqlangan harakatlar

miqdorining shartli (oʻrtacha) qiymatini tuzatish koeffitsientiga (α_0) koʻpaytmasiga teng.

2⁰. M massaning yassi harakatdagi kesim boʻylab tezlik taqsimlanishi bir xil emasligining kinetik energiyaga taʼsiri.

dM massaning haqiqiy kinetik energiyasi [(3.75) ifodaga qarang]:

$$K\mathcal{E}(dM) = \frac{u^2 dM}{2} = \frac{1}{2} \rho u^3 d\omega dt \quad (3.84)$$

M massaning haqiqiy kinetik energiyasini yozamiz:

$$K\mathcal{E}(M) = \frac{1}{2} \rho dt \int_{\omega} u^3 d\omega \quad (3.85)$$

M massaning «oʻrtacha» kinetik energiyasi qiymati:

$$[K\mathcal{E}(M)]_{yp} = \frac{Mv^2}{2} = \frac{1}{2} \rho v^3 \omega dt \quad (3.86)$$

bunda

$$K\mathcal{E}(M) > [K\mathcal{E}(M)]_{yp} \quad (3.87)$$

holatni hisobga olamiz.

Ularning nisbatlarini α deb belgilaymiz, yaʼni

$$\frac{K\mathcal{E}(M)}{[K\mathcal{E}(M)]_{yp}} = \frac{\int_{\omega} u^3 d\omega}{v^3 \omega} = \alpha \text{ (belgi)} \quad (3.88)$$

Bunga asosan,

$$\int_{\omega} u^3 d\omega = \alpha v^3 \omega \quad (3.89)$$

$$K\mathcal{E}(M) = \alpha [K\mathcal{E}(M)]_{yp} = \alpha \frac{1}{2} \rho v^3 \omega dt \quad (3.90)$$

Demak, (3.90) ifodaga asosan dt vaqt oraligʻida qaralayotgan harakatdagi kesimdan oqib oʻtgan M massaning haqiqiy kinetik energiyasi, v oʻrtacha tezlikka asosan hisoblangan shartli (oʻrtacha) kinetik energiyaning α tuzatish koeffitsientining koʻpaytmasiga teng.

3.23. TO'LIQ OQIM UCHUN TO'LIQ NAPOR

Aniq kattalikli ko'ndalang kesimga ega bo'lgan oqimni *to'liq oqim* deb olamiz. Oqimning o'rtacha tezligi v vaqtinchalikdan foydalangan holda, tekis o'zgaruvchan va parallel oqimchali harakatlar bilan tanishishda davom etamiz. Bunday harakatlarda oqimning harakatdagi kesimi yassi deb qabul qilishini bilamiz. Bizga ma'lumki, har qaysi elementar oqimcha (3.65) ifoda bilan aniqlanuvchi H'_e to'liq naporga ega bo'lib, bu napor butun harakatdagi kesimning gidrodinamik xarakteristikasi hisoblanadi.

Taxlilimizni quyidagicha davom ettiramiz:

- 1) (3.65) ifodani $d\omega$ elementar yuza orqali dt vaqt oralig'ida oqib o'tayotgan suyuqlik og'irligi ($\gamma dQdt$)ga ko'paytirib, shu vaqt oralig'ida suyuqlik olib o'tgan mexanik energiyani aniqlaymiz;
- 2) Harakatdagi kesimdan dt vaqt oralig'ida oqim olib o'tgan mexanik energiyani olish uchun yuqorida olingan ifodani integrallaymiz;
- 3) Olingan energiyani qiymatini γQdt ifodaga bo'lib, oqim olib o'tayotgan mexanik energiyaning birlik qiymatini aniqlaymiz.
- 4) Bu kattalikni H_e to'liq napor deb qabul qilib, uni H'_e kattalikning o'rtacha qiymati ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

Bu holatda $dQ = u d\omega$, $Q = v\omega$ ni hisobga olib, quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$H_e = \frac{\int H'_e(\gamma dQdt)}{\gamma Qdt} = \frac{\int \left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \right) dQ}{Q} = \frac{\int \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) dQ}{Q} + \frac{\int \frac{u^2}{2g} u d\omega}{v\omega} \quad (3.91)$$

yoki (3.72) ifodani e'tiborga olganimizda,

$$H_e = \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) \frac{\int dQ}{Q} + \frac{1}{2g} \frac{\int u^3 d\omega}{v\omega} \quad (3.92)$$

(3.89) ifodani hisobga olsak,

$$H_e = \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) + \frac{1}{2g} \frac{(\alpha v^3 \omega)}{v\omega} \quad (3.93)$$

va nixoyat,

$$\boxed{H_e = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g}} \quad (3.94)$$

deb yozishimiz mumkin. To'liq oqim uchun solishtirma energiya yoki tezlik napori oqimining o'rtacha tezligi yordamida quyidagicha ifodalanadi:

$$\boxed{h_v = \frac{\alpha v^2}{2g}} \quad (3.95)$$

bunda, α – kinetik energiya korrektivi.

3.24. KINETIK ENERGIYA TUZATISH KOEFFITSIENTI (KORREKTIVI – α) NING VA HARAKATLAR MIQDORI TUZATISH KOEFFITSIENTLARI (α_0)NING ANIQLANISH FORMULALARI VA TAJRIBAVIY QIYMATLARI

Bu koeffitsientlarning qiymatlari doimo birdan katta bo'lib, harakatdagi kesim bo'ylab tezlik taqsimlanishining bir xil emasligi qancha yuqori bo'lsa, bu koeffitsientlarning qiymati shuncha miqdorda birdan katta bo'ladi.

α_0 – koeffitsientni oqimning harakatlar miqdori tuzatish koeffitsienti yoki *Bussinesk koeffitsienti*, α esa, oqimning kinetik energiyasi korrektivi yoki *Koriolis koeffitsienti* deyiladi.

Oqimning notekis harakatida ayrim hollarda bu kattaliklar birdan keskin farq qilishi mumkin. Shu bilan birgalikda, ko'pincha amaliyotda bu kattalik qiymati birga yaqin bo'ladi. Shu sababli ko'pincha, amaliy hisoblarda bu kattaliklar birga teng deb qabul qilinadi, ya'ni hisobga olinmaydi.

Koriolis koeffitsientini aniqlash uchun quyidagicha fikr yuritish mumkin. Faraz qilaylik, qaralayotgan hisobiy tekis harakatdagi kesimning ixtiyoriy nuqtasidagi tezlik (mahalliy tezlik) – u shu kesimdagi o'rtacha tezlik (v) dan $\pm \Delta u$ miqdorga farq qiladi, ya'ni:

$$u = v \pm \Delta u$$

(3.88) asoslanib, quyidagi ifodani yozib olamiz,

$$\alpha = \frac{1}{\omega_\omega} \int \left(\frac{v \pm \Delta u}{v} \right)^3 d\omega = \frac{1}{\omega_\omega} \int \left(1 \pm \frac{\Delta u}{v} \right)^3 d\omega = \frac{1}{\omega_\omega} \int \left[1 + 3 \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^2 \pm 3 \frac{\Delta u}{v} \pm \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^3 \right] d\omega$$

Bu ifodada doimo $\int_\omega \Delta u d\omega = 0$, chunki

$$Q = \int_{\omega} (\nu \pm \Delta u) d\omega = \int_{\omega} \nu d\omega \pm \int_{\omega} \Delta u d\omega = Q \pm \int_{\omega} \Delta u d\omega$$

bundan,

$$\int_{\omega} \Delta u d\omega = 0,$$

va nihoyatda kichik bo'lganligi sababli,

$$\int_{\omega} \left(\frac{\Delta u}{\nu} \right)^3 = \frac{1}{\nu^3} \int_{\omega} \Delta u^3 d\omega \approx 0,$$

deb qabul qilib olishimiz mumkin.

Bu o'zgarishlarni inobatga olib,

$$\alpha = \frac{1}{\omega} \int_{\omega} \left[1 + 3 \left(\frac{\Delta u}{\nu} \right)^2 \right] d\omega = 1 + \frac{3}{\omega} \int_{\omega} \left(\frac{\Delta u}{\nu} \right)^2 d\omega$$

Bussinesk koeffitsientini aniqlash uchun ham quyidagicha fikr yuritish mumkin. Faraz qilaylik, qaralayotgan hisobiy tekis harakatdagi kesimning ixtiyoriy nuqtasidagi tezlik (mahalliy tezlik) – i shu kesimdagi o'rtacha tezlik (ν) dan $\pm \Delta u$ miqdorga farq qiladi, ya'ni:

$$u = \nu \pm \Delta u$$

Quyidagi ifodaga $\int_{\omega} u^2 d\omega = \alpha_0 \nu^2 \omega$ asoslanib, quyidagi ifodani yozib olamiz,

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{1}{\omega} \int_{\omega} \left(\frac{\nu \pm \Delta u}{\nu} \right)^2 d\omega = \frac{1}{\omega} \int_{\omega} \left(1 \pm \frac{\Delta u}{\nu} \right)^2 d\omega = \\ &= \frac{1}{\omega} \int_{\omega} \left[1 + 2 \frac{\Delta u}{\nu} \pm \left(\frac{\Delta u}{\nu} \right)^2 \right] d\omega = 1 + \frac{1}{\omega} \int_{\omega} \left(\frac{\Delta u}{\nu} \right)^2 d\omega \end{aligned}$$

Chunki, $\int_{\omega} \Delta u d\omega = 0$, ekanligini yuqorida isbotladik.

Tekis harakatda bu koeffitsientlar teng tajribalar natijasida aniqlangan qiymati quyidagicha olinishi mumkin.

$$\alpha_0 \approx 1,03 \div 1,05; \quad \alpha \approx 1,10 \div 1,15$$

3.25. BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN REAL SUYUQLIK OQIMI KINETIK ENERGIYASINING GIDRAVLIK TENGLAMASI (BERNULLI TENGLAMASI)

Yon devorlari suv o'tkazmas materialdan iborat ochiq o'zanda harakatlanayotgan oqim bilan tanishamiz. Faraz qilaylik, o'zanning yon devorlaridan qo'shimcha miqdor qo'shilmaydi va o'ta olmagan oqimning ayrim miqdori ketmaydi. Ishqalanish kuchi bajargan ish hisobiga oqimning energiyasi oqim bo'ylab kamayadi. Demak, real (yopishqoq) suyuqliklar uchun

$$H_{e_1} > H_{e_2}$$

munosabat o'rinlidir. Bunda, H_{e_1} va H_{e_2} – qaralayotgan kesimlardagi to'liq naporlar (3.28-rasm).

Bu munosabatni va (3.94) ifodalarni hisobga olib, to'liq oqimning gidravlik tenglamasini, ya'ni barqaror harakatlanayotgan real suyuqlik oqimi uchun Bernulli tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f} \quad (3.96)$$

yoki energetik nuqtai nazaridan

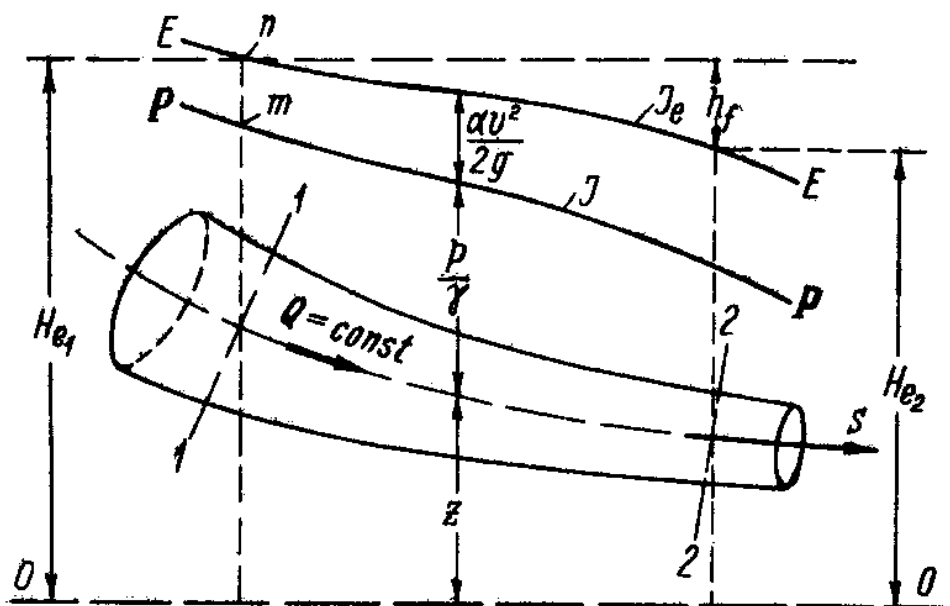
$$H_{e_1}(\gamma Q t) - H_{e_2}(\gamma Q t) = h_f(\gamma Q t) \quad (3.97)$$

bunda

$$h_f = H_{e_1} - H_{e_2} \quad (3.98)$$

napor yo'qolishi yoki suyuqlik oqimining solishtirma kinetik energiyasining o'zgarishi (ma'lum bir qismini mexanik energiyaga –issiqlikka aylanishi) deyiladi. Ya'ni, 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'ida ishqalanish hisobiga oqimning harakatiga bo'lgan to'sqinlikni yengib o'tish uchun sarflangan napor miqdoridir.

3.28-rasmda *R-R* pezometrik va *Ye-Ye* napor chiziqlari ko'rsatilgan. Bunda *Ye-Ye* chiziq oqim harakati bo'ylab napor yo'qolishi hisobiga gorizontol holatda bo'lmaydi. Bu elementar yo'qolishni $\left[-d \left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} \right) \right]$ birlik *ds* masofaga nisbatan qiymatini *gidravlik nishablik* deb atab, J_e harfi bilan belgilaymiz



3.28-rasm. Barqaror harakatdagi real suyuqlik oqimi uchun Bernulli tenglamasining geometrik interpretatsiyasi.

$0-0$ – taqqoslash tekisligi; $R-R$ – pezometrik chiziq;
 $Ye-Ye$ – to‘la napor chizig‘i; H_{e_1} va H_{e_2} – to‘liq naporlar;
 h_f – napor yo‘qolishi; J_e – pezometrik nishablik.

$$J_e = -\frac{dH_e}{dl} \quad (3.99)$$

yoki

$$J_e = -\frac{d\left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g}\right)}{dl} \quad (3.100)$$

$$J_e = +\frac{dh_f}{dl} \quad (3.101)$$

Umuman, real suyuqliklar uchun gidravlik nishablik musbat qiymatga ega bo‘ladi: $J_e > 0$; faqat ideal suyuqliklar uchun bu kattalik nolga teng bo‘ladi: $J_e = 0$. Pezometrik nishablik tushunchasi bilan tanishamiz (qarang §3.17-mavzu).

$$J = -\frac{d}{dl}\left(z + \frac{p}{\gamma}\right) \quad (3.102)$$

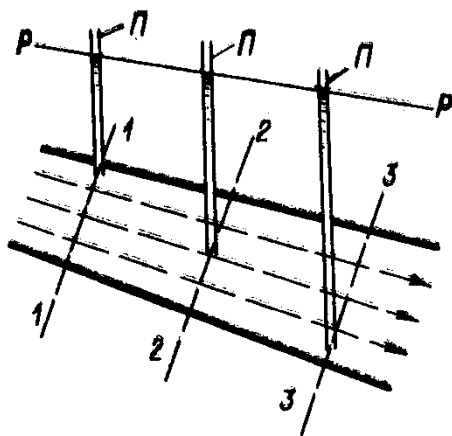
3.28-rasm orqali biz butun gidrodinamik ko‘rinishni ifodalashimiz mumkin.

a) s oqim o‘qi va $R-R$ chiziq bilan chegaralangan shakl bizga r/γ ifodaning o‘zgarish epyurasini ko‘rsatib turibdi.

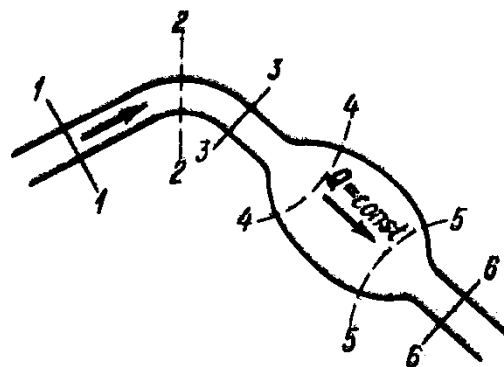
- b) $R-R$ va $Ye-Ye$ chiziqlar bilan chegaralangan shakl esa $\frac{\alpha v^2}{2g}$ tezlik naporini o'zgarishini ko'rsatadi.
- c) $R-R$ va 00 taqqoslash tekisligi orasidagi shakl esa oqim bo'ylab potentsial napor o'zgarishini ko'rsatadi.
- d) $Ye-Ye$ chiziq va 00 taqqoslash tekisligi orasidagi shakl to'liq napor o'zgarishini ko'rsatadi.

Bernulli tenglamasi ikki kesimning gidrodinamik elementlari o'rtasidagi bog'liqlikni ko'rsatishini ta'kidlashimiz mumkin. (3.96) ifodaga kiruvchi z_1 va z_2 hadlar $1-1$ va $2-2$ kesimlar nuqtalarining 00 taqqoslash tekisligidan balandligini ko'rsatsa, r_1/γ va r_2/γ hadlar bu kesimlarning nuqtalaridagi bosim hisobiga yaratilgan pezometrik balandlikni bildiradi. Bu qanaqa nuqtalar degan savolga shunday javob izlashimiz mumkin:

§3.20-mavzudagi mulohazalarga asosan oqimning sekin o'zgaruvchan va parallel harakatida $z + p/\gamma = const$ bo'lib, kesimning qaysi nuqtasiga pezometrik naycha o'rnatilishidan qat'iy nazar, bu kattalik qiymati o'zgarmaydi (3.29-rasm).



3.29-rasm. $R-R$ chiziqni chizishga doir



3.30-rasm. Bernulli tenglamasining qo'llanilish sharti

Shuni doimo yodda tutish kerakki, $R-R$ va $Ye-Ye$ chiziqlardan o'tuvchi vertikalda yotuvchi har qanday nuqta juftligi ma'lum bir oqimning harakatdagi kesimiga ta'luqlidir.

Yuqoridagilarni hisobga olganda, Bernulli tenglamasini qo'llash uchun quyidagi uchta asosiy shartlar mavjuddir:

1 – shart. $1-1$ va $2-2$ kesimlar orasida oqim sarfi doimiy bo'lishi kerak ($Q=const$).

2 – shart. (3.60) ifodani chiqarishda 1-1 va 2-2 kesimlar orasida oqimning kinetik energiyasi doimiy deb hisoblanganligi sababli, oqim harakati bu oraliqda barqaror bo‘lishi kerak (3.29-rasm).

3 – shart. Kesimlar oralig‘ida harakat tez o‘zgaruvchan bo‘lsada, kesimlarda oqim harakati sekin o‘zgaruvchan yoki tekis bo‘lishi kerak. Chunki, $z + p/\gamma = \text{const}$ sharti bajarilishi kerak.

3.30-rasmda sekin o‘zgaruvchan harakat sohasi butun chiziqlar bilan va tez o‘zgaruvchan harakat sohasi shtrixlangan chiziqlar bilan ko‘rsatilgan. Ko‘rinib turibdiki, Bernulli tenglamasi bilan 1 va 3, 3 va 6 va x.k. kesimlarni birlashtirish mumkin, lekin 1 va 2 yoki 2 va 4 va x.k. kesimlarni Bernulli tenglamasi bilan birlashtirish mumkin emas.

3.26. OQIMNING BARQAROR HARA-KATIDA NAPOR VA PEZOMETRIK CHIZIQLARNING KO‘RINISHLARI HAQIDA UMUMIY KO‘RSATMALAR. BERNULLI TENGLAMASIGA KIRUVCHI HADLAR HAQIDA QO‘SHIMCHA MULOHAZALAR

1⁰. Tekis harakat bo‘lgandagi holat.

Naporli va naporsiz harakatlar bilan tanishamiz. Naporli harakatni 3.31-rasmda ifodalangan D quvurning l uzunlikdagi bo‘lagida kuzatish mumkin. Oqimning oqishi har qanday kesimda o‘zgarmasligi sababli, yo‘qolish ham o‘zgarmaydi. Shu sababli, $Ye-Ye$ napor chizig‘i qiyaligi o‘zgarmasdir $J_e = \text{const}$ (oqim bo‘ylab).

Xulosa qilish mumkinki,

$$\frac{\alpha v^2}{2g} = \text{const} \quad (\text{oqim bo‘ylab}) \quad (3.103)$$

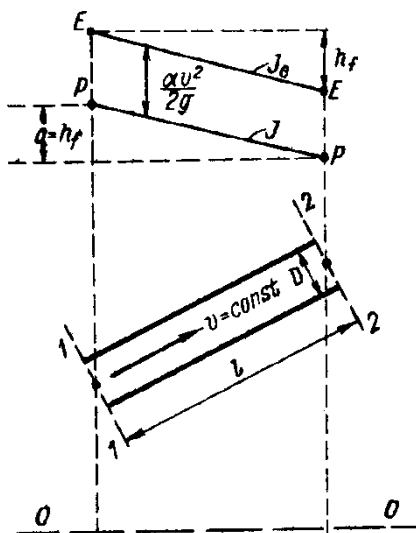
bo‘lganligi sababli, oqimning napor ostidagi tekis harakatida $R-R$ pezometrik chiziq ma’lum qiyalikdagi to‘g‘ri chiziq ko‘rinishida bo‘lib, napor chizig‘iga parallel bo‘ladi. $Ye-Ye$ chiziqning uzunlik bo‘ylab kamayishi shu soha oralig‘ida napor yo‘qolishini ko‘rsatadi.

$$a = h_f \quad (3.104)$$

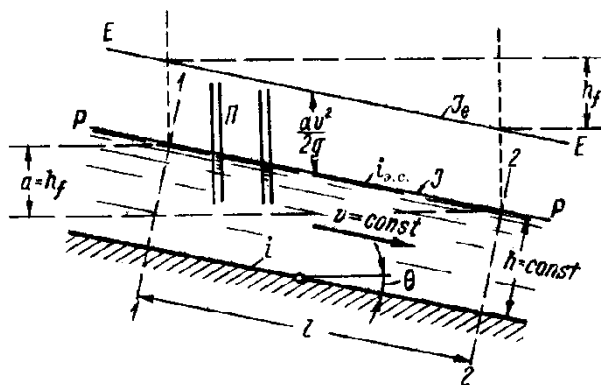
Napor ostidagi tekis harakat uchun

$$J_e = J = \frac{h_f}{l} = \frac{a}{l} \quad (3.105)$$

ifoda o'rinlidir.



3.31-rasm. Oqimning tekis napors ostidagi harakatida R-R va Ye-Ye chiziqlar



3.32-rasm. Oqimning tekis naporsiz harakatida R-R va Ye-Ye chiziqlar

Naporsiz harakat. Bu holatda (3.32-rasm) pezometrik chiziq oqimning erkin sath chizig'i bilan ustma-ust tushadi. Demak,

$$J_e = J = i_{o.c} = i = \frac{h_f}{l} = \frac{a}{l} \quad (3.106)$$

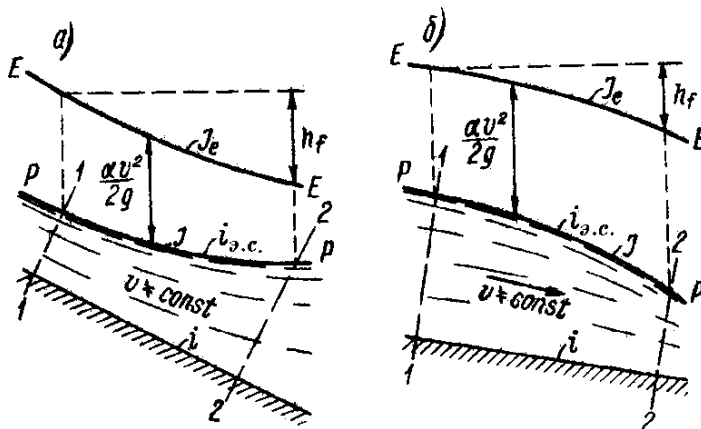
bunda, i – o'zan tubi nishabligi;

$i_{e.s.}$ – oqim erkin sathi nishabligi;

a – erkin sathning l uzunlikdagi pasayishi.

2^o. *Notekis harakatdagi holat.*

Bunda faqat naporsiz harakatni taxlil



3.33-rasm. Naporsiz notekis harakatda R-R va Ye-Ye chiziqlar shakllari

qilish bilan
 chegaralanamiz (3.33-
 rasm).

Bunda quyidagi holatni kuzatish mumkin:

$$J_e \neq J = i_{3,c} \neq i \quad (3.107)$$

3.27. BARQAROR HARAKATDAGI OQIM UCHUN HARAKATLAR MIQDORINING GIDRAVLIK TENGLAMASI

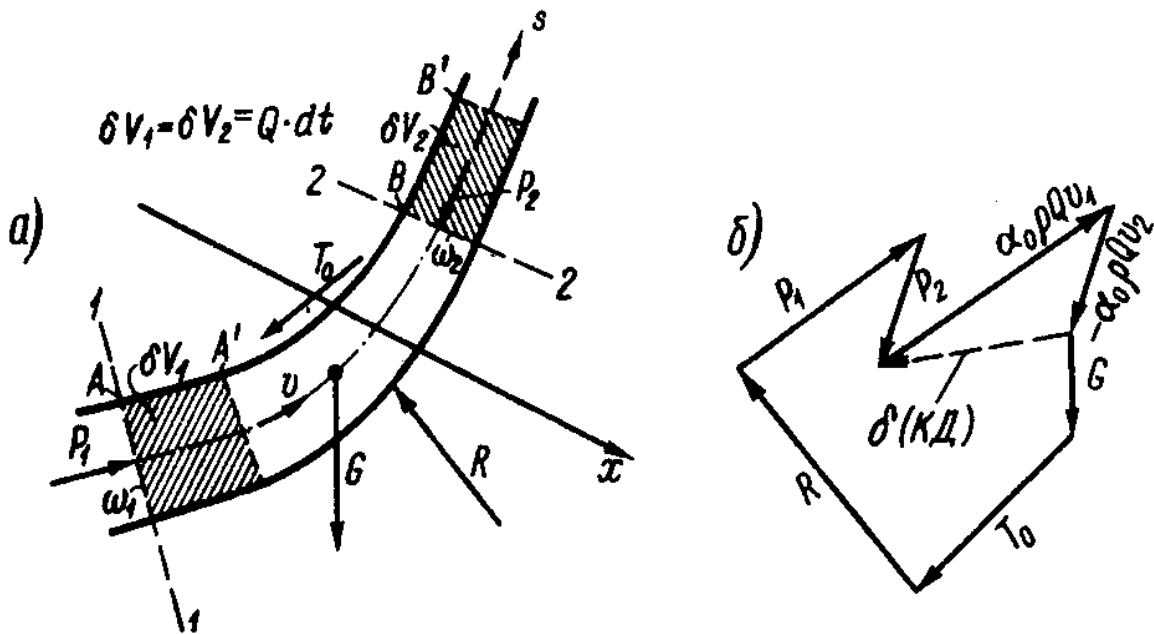
Ixtiyoriy ko‘rinishdagi oqimni tanlab olib, unda x o‘qini o‘tkazamiz va 1-1 va 2-2 harakatdagi kesimlarni belgilaymiz (3.34, a-rasm).

1-1 va 2-2 kesimlar uchun oqim harakatini tekis barqaror deb olib, nazariy mexanika kursidagi moddiy nuqtalarning harakatlar miqdori haqidagi teoremani qo‘llaymiz. Bunda kesimlardagi tezliklar u taqsimlanishini bir xil deb hisoblaymiz, ya’ni

$$\alpha_{0_1} = \alpha_{0_2} = \alpha_0 \quad (3.108)$$

Teoremani esga olamiz. Harakatlanayotgan jism $\delta(XM)$ harakatlar miqdorining ixtiyoriy x o‘qqa proektsiyasi shu vaqt oralig‘ida jismga ta’sir etayotgan tashqi kuchlarini shu o‘qqa proektsiyalari yig‘indisiga teng.

$$\delta(XM)_x = \sum(TK)_x \quad (3.109)$$



3.34-rasm. Harakatlar miqdorining gidravlik tenglamasiga doir

Bu teoremani dt vaqt oralig'ida 1-1 va 2-2 kesimlar orlig'ida AV vaziyatdan $A'B$ vaziyatga o'tgan suyuqlik hajmi uchun qo'llaymiz.

1^o. AV hajmning $[\delta(XM)]$ harakatlar miqdori o'zgarishi.

Rasmdagi chiziqchalar bilan belgilangan elementar hajmlarini δV_1 va δV_2 deb belgilaymiz.

$$\begin{aligned} \delta(XM) &= XM(A'B') - XM(AB) = \\ &XM(A'B + BB') - XM(AA' + A'B) = XM(\delta V_2) - XM(\delta V_1) \end{aligned} \quad (3.110)$$

Ma'lumki, jismning harakatlar miqdori quyidagiga teng.

$$XM = \text{jism massasi} \times \text{jism tezligi}$$

Shuni e'tiborga olib, δV_1 va δV_2 elementar hajmlarning harakatlar miqdorini aniqlaymiz. dt vaqt oralig'ida 1-1 kesim orqali o'tgan suyuqlik hajmi δV_1 ga teng.

$$\text{massa}(\delta V_1) = \rho Q dt \quad (3.111)$$

Agar bu kesimdagi o'rtacha tezlikni v_1 deb qabul qilsak:

$$[XM(\delta V_1)]_{yp} = (\rho Q dt) v_1 \quad (3.112)$$

Lekin, 1-1 kesimning har xil nuqtasida tezlik har xil bo'lganligi sababli,

$$XM(\delta V_1) = \alpha_0 [XM(\delta V_1)]_{yp} = \alpha_0 \rho Q v_1 dt \quad (3.113)$$

bunda, v_1 – 1-1 kesimdagi o'rtacha tezlik.

Analog ko'rinishda (3.113) ifodani $XM(\delta V_2)$ uchun quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$XM(\delta V_2) = \alpha_0 \rho Q v_2 dt \quad (3.114)$$

bunda, v_2 – 2-2 kesimdagi o'rtacha tezlik.

(3.110) ifodaga (3.113) va (3.114) ifodalarni qo'ysak:

$$\delta(XM)_x = \alpha_0 \rho Q (v_{2x} - v_{1x}) dt \quad (3.115)$$

2^o. AV hajmdagi suyuq jismga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar impulsi (TKI).

$$TKI = \text{kuchlar} \times \text{vaqt}$$

AV jismga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar bilan tanishamiz. AV jismning og'irlik kuchi G_x uning x o'qqa proektsiyasi va kuch impulsining proektsiyasi quyidagiga teng:

$$G_x dt \quad (3.116)$$

Suyuq AV jismni chegaralab turuvchi yon devorlar tomonida ta'sir etuvchi tashqi ishqalanish kuchining x o'qqa proektsiyasi impulsi

$$(T_0)_x dt \quad (3.117)$$

Yon devorlar reaksiya kuchi (ishqalanishni hisobga olmasdan) R_x kuch impulsi proektsiyasi

$$R_x dt \quad (3.118)$$

Kesimlarning tashqi tomonida ta'sir etuvchi gidrodinamik kuchlar – R_1 va R_2 . Ularning x o'qqa proektsiyalarining impulsi

$$(P_{1x} + P_{2x}) dt = P_x dt \quad (3.119)$$

3^o. Harakatlar miqdorining gidravlik tenglamasi. (3.109) ifodaga (3.115) va (3.119) ifodalarni qo'ysak,

$$\boxed{\alpha_0 \rho Q (v_{2x} - v_{1x}) = G_x + (T_o)_x + R_x + P_x} \quad (3.120)$$

bunda, ρQ – birlik vaqt oralig'ida harakatdagi kesimdan o'tgan suyuqlik massasi bo'lib, $\rho Q = const$ (oqim bo'ylab); $\alpha_0 \rho Q v$ – oqimning sekunddagi harakatlar miqdori deb ataladi.

Tenglamani quyidagicha ifodalash mumkin. 1-1 tekis kesimdan 2-2 kesimga oqim o'tishida biror o'qqa nisbatan sekunddagi harakatlar miqdori o'zgarishi shu o'qqa nisbatan tashqi ta'sir etuvchi to'rtta kuchning (G, T_o, R, R) shu qismga ta'sir etuvchi miqdorlari proektsiyalarining yig'indisiga teng (3.34, b-rasm).

3.28. SUYUQLIKNING IKKI XIL TARTIBDAGI HARAKATI

Yuqoridagi §3.24-mavzudagi barqaror harakatlanayotgan real suyuqlik oqimi kinetik energiyasining gidravlik tenglamasi – Bernulli tenglamasiga kiruvchi napor yo'qolishini ko'rsatuvchi parametrlarni aniqlash muhim amaliy ahamiyatga ega bo'lgan masala hisoblanadi. Bu parametrlarni aniqlashda *gidravlik qarshiliklar qonuniyati*¹ bilan tanishishimizga to'g'ri keladi. Buning uchun o'z navbatida suyuqlikning harakat tartibi haqida malum tasavvurga ega bo'lishimiz kerak. Shu sababli, bu masala bilan batafsil tanishamiz.

1839 va 1854 yillarda nemis injener gidrotexniki G.Xagen va 1880 yilda rus olimi D.I.Mendeleevlar suyuqlikning harakatida g'alati bir holatni kuzatishgan. D.I.Mendeleev o'zining “Havo harakatiga suyuqlikning qarshiligi” ilmiy asarida ishqalanish kuchlari suyuqlik harakati tezligiga turli munosabatda bog'langanligi bilan xarakterlanuvchi suyuqlikning harakat tartiblari mavjudligini ta'kidlagan. Suyuqlikning bu harakat tartiblarini fizik mohiyati 1883 yilda ingliz fizigi Osborn

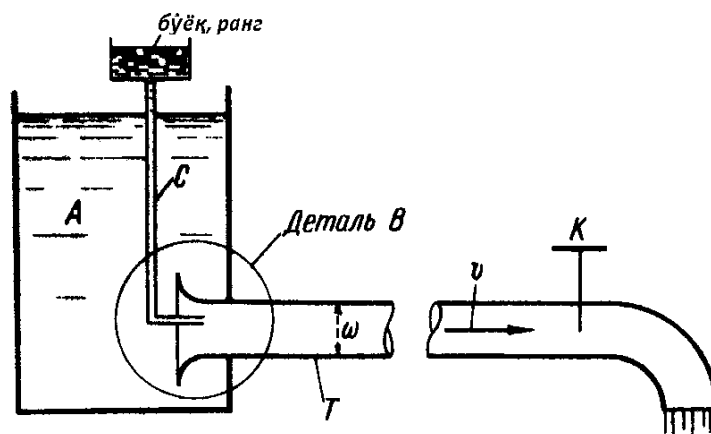
¹Bu tushuncha bilan keyingi mavzularda batafsil tanishamiz.

Reynolds tomonidan kuzatib o'rganilgan va nazariy jihatdan asoslangan. Bu hodisani kuzatish uchun 3.35-rasmda ifodalangan bir xil rangdagi suyuqlik bilan to'ldirilgan *A* idishga shisha quvur ulangan. Quvurga Kr_1 kran o'rnatilgan bo'lib, *A* idish yuqorisiga ikkinchi *B* idish o'rnatilgan. Unga ham kichik naycha ulangan bo'lib, quvurga naychani chiqish qismi tushirilgan. Naychani ichida harakatlanayotgan suyuqlikni boshqarish uchun Kr_2 kran o'rnatilgan va *B* idishga solishtirma og'irligi birinchi suyuqliknikiga teng, lekin rangi boshqa suyuqlik solingan. Kr_1 va Kr_2 yordamida suyuqliklar ma'lum bir tezlik yordamida harakatga keltirilgan.

$$v = \frac{Q}{\omega} \quad (3.121)$$

Tajriba natijasida quyidagilar aniqlangan:

1. Quvurdagi harakatlanayotgan suyuqlik oqimining ma'lum bir chegaraviy qiymati v_k dan kichik tezlikda, naychadan tushayotgan suyuqlik ma'lum bir oqimcha shaklida katta



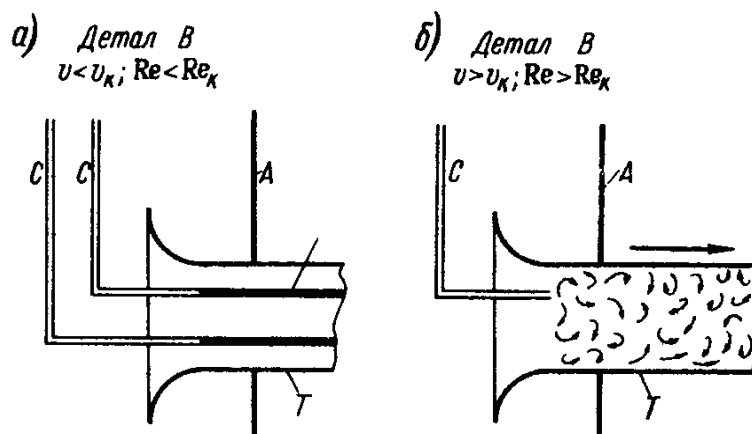
3.35-rasm. Reynolds qurilmasi sxemasi

idishdagi suyuqlik bilan aralashmasdan harakatlana boshlagan.

$$v < v_k \quad (3.122')$$

2. Shu chegaraviy qiymatdan yuqori bo'lgan tezlikda esa ular aralash holatda harakatlana boshlagan. Chunki, qaralayotgan suyuqlik oqimi harakatlanayotgan muhit nuqtasidagi tezlikning vaqt davomida uzluksiz o'zgarishi, yani tebranishi (pulsatsiyasi) natijasida naychadan chiqayotgan oqimcha tebrana boshlaydi. Bu jarayon kuchayib, aylanma harakatga aylanadi va oqimcha ikkinchi suyuqlik bilan aralashib ketadi. Tebranma (pulsatsion) tezlik tushunchasining fizik mohiyati bilan keyingi bobdagi mavzularda batafsil tanishamiz.

$U > U_k$
 (3.122")
 Birinchi holatdagi harakat oqimning laminar (tartibli) (3.36, a-rasm), ikkinchi holatdagi harakat turbulent (tartib-siz) harakat (3.36, b-rasm) deb atalgan. Oqimning chegaraviy tezligini esa U_k kritik tezlik deb belgilangan.



3.36-rasm. Harakat rejimlari:
 a) laminar; b) turbulent

O. Reynolds nazariy muloxazalari va tajribalari asosida kritik tezlikni aniqlash ifodasini taklif qilgan:

$$U_k = \frac{\nu Re_k}{R} \quad (3.123)$$

bunda, R – gidravlik radius; ν – suyuqlikning kinematik yopishqoqlik koeffitsienti.

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (3.124)$$

bunda, η – suyuqlikning dinamik yopishqoqlik koeffitsienti.

Re_k – o‘lchamsiz empirik koeffitsient bo‘lib, Reynolds sonining kritik qiymatideyiladi.

O.Reynolds 3.123-ifodaning o‘lchov birliklar usuliga asoslangan holda taqriban keltirib chiqargan. $\nu_k = f(\rho, \eta, D)$ deb qabul qilib, quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\nu_k = a \rho^x \eta^y D^z \quad (I)$$

bunda, a – o‘lchov birliksiz noma’lum doimiy koeffitsient; x, y, z – darajaning noma’lum ko‘rsatkichlari.

Bu ifodaga kiruvchi kattaliklar o‘lchov birliklarini yozamiz:

$$[\nu_k] = \frac{L}{t}; [\eta] = \frac{M}{Lt}; [\rho] = \frac{M}{L^3}; [D] = L. \quad (II)$$

bunda L, t, M – mos ravishda uzunlik, vaqt, massa belgilari.

(II) ifodani inobatga olib, (I) ifodani yozamiz:

$$\frac{L}{t} = \left[\frac{M}{Lt} \right]^x = \left[\frac{M}{L^3} \right]^y = [L]^z \quad (\text{III})$$

Buni quyidagicha yozish mumkin:

$$Lt^{-1} = M^{x+y} L^{-3x-y+z} t^{-y} \quad (\text{IV})$$

Bundan, bu ifoda ma'noga ega bo'lishligi uchun tenglamaning chap va o'ng tomonlari ko'rsatkichlari bir-biriga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$x + y = 0; \quad -3x - y + z = 1; \quad -y = -1; \quad (\text{V})$$

bundan,

$$x = -1; \quad y = +1; \quad z = -1.$$

Bu natijalarni (I) quyib, $a = \text{Re}_\kappa$, $R = 4D$ ekanligini e'tirof etgan holda,

$$\nu_\kappa = 4 \text{Re}_\kappa \frac{1}{\rho} \eta \frac{1}{4R} = \text{Re}_\kappa \frac{\eta}{R} \quad (\text{VI})$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Tajribalar asosida bu sonning kritik qiymati quyidagicha aniqlangan:

a) aylana tsilindrik shakldagi quvurlarda napor ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimi uchun

$$\text{Re}_\kappa \approx 500 \quad (3.125)$$

Boshqa ayrim mualliflar ma'lumotlariga qaraganda, bu qiymat ancha kichik bo'lishi mumkin.

b) to'g'ri burchakli ochiq kanallarda harakatlanayotgan suyuqliklar uchun Xopf tajribasiga asosan, bu kattalik

$$\text{Re}_\kappa \approx 300 \quad (3.126)$$

(3.123) ifodani quyidagicha yozish mumkin.

$$\text{Re}_\kappa = \frac{\nu_\kappa R}{\nu} \quad (3.127)$$

yoki

$$\text{Re} = \frac{\nu R}{\nu} \quad (3.128)$$

bunda, ν – haqiqiy (lekin kritik emas) o'rtacha tezlik.

Bu harakatlarning mavjudlik shartlarini quyidagicha ifodalash mumkin:

- 1) agar $\text{Re} < \text{Re}_k$ bo'lsa, *oqimning laminar harakati*;
- 2) agar $\text{Re} > \text{Re}_k$ bo'lsa, *oqimning turbulent harakati* kuzatiladi.

Xulosada quyidagilarni ta'kidlash lozim:

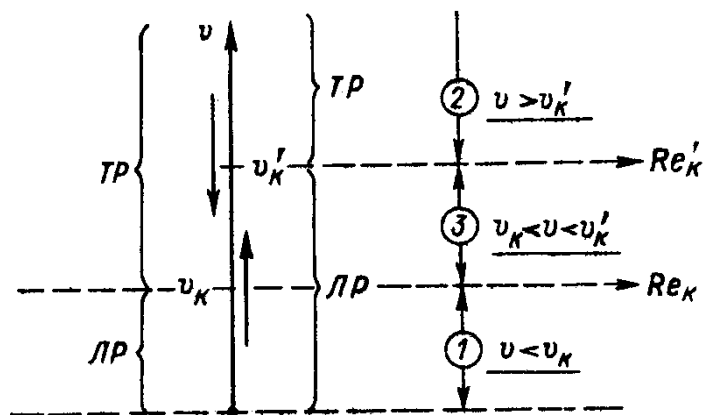
1. Suyuqlik oqimining aylana quvurlarda napor ostidagi harakatini o'rganishda gidravlik radius o'rniga quvur diametri yordamida Reynolds sonini aniqlash mumkin.

$$\boxed{\text{Re}_D = \frac{vD}{\nu} = \frac{v(4R)}{\nu} = 4\text{Re}} \quad (3.129)$$

2. Gidrotexnika amaliyotida, asosan, oqimning turbulent harakati kuzatiladi. Faqat grunt suvlari harakati bundan mustasno. Yopishqoq suyuqliklar harakati esa, asosan laminar tartibda kuzatiladi.
3. Shuni ta'kidlash joizki, yuqorida keltirilgan gidrodinamikaning asosiy tenglamalari (uzluksizlik, Bernulli, harakatlar miqdori tenglamalari) har ikkala harakatlar uchun o'rinlidir. Faqat Bernulli tenglamasidagi energiya (napor) yo'qolishi har xil ifodalar yordamida aniqlanadi.
4. 3.35-rasmdagi qurilma yordamida tajriba o'tkazish davomida tashqi har qanday ta'sirdan qurilmani chegaralab, tezlikning bir qancha yuqoriroq qiymatlarida laminar harakatni saqlab qolish mumkin. Lekin nihoyatda kichik ta'sir natijasida bu holat buzilishi mumkin va turbulent harakatga o'tishi mumkin. Bu tezlik qiymati tezlikning *yuqori kritik kattaligi* deyiladi.

Bu holatni 3.37-rasm yordamida ifodalash mumkin.

Turbulent holatda harakatlanayotgan oqim tezligini bosqichma-bosqich pasaytirib, ma'lum kichik qiymatda turbulent harakatni saqlab qolish mumkin. Lekin kichik tashqi ta'sir bu harakatni laminar harakatga aylantirishi mumkin.



3.37-rasm. Suyuqlikning laminar holatdan turbulent holatdagi harakatga va aksincha turbulent holatdan laminar holatdagi harakatga o'tishi

Bu holatdagi tezlikni kritik tezlikning *pastki chegaraviy qiymati* deyiladi.

Shuni ta'kidlash kerakki, suyuqlikning harakat tartibi gidravlik qarshiliklar qonuniyatiga to'g'ridan-to'g'ri ta'sir ko'rsatadi. Turli tadqiqotchilar tomonidan

o'tkazilgan tajribalar har xil tartibdagi harakatda ν tezlik napor yo'qolishiga turlicha ta'sir ko'rsatishini tasdiqlagan.

Agar bu tajribalar natijasini bir grafikka jamlasak, $\lg h_f$ va $\lg \nu$ parametrlar o'rtasidagi bog'liqlik to'g'ri chiziqlar kesmalari ko'rinishidagi grafik paydo bo'ladi..

Bu grafik tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin.

$$\lg h_f = \lg b + m \lg \nu$$

Formulada $m = \operatorname{tg} \theta$, bunda, θ – mos kesimning abtsissa o'qiga nisbatan tashkil etgan burchagi.

Bundan,

$$h_f = b \nu^m$$

bunda, b – kattalik quvur o'lchamlariga, devor materialiga, suyuqlik turiga va m – kattalik oqimning kinetik energiyasi o'zgarishi tezlikning ta'siri darajasiga bog'liqligini ko'rsatuvchi kattalikdir.

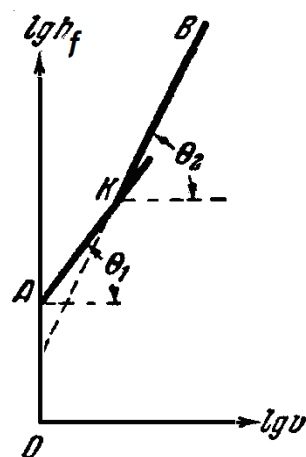
To'g'ri quvurlarda gidravlik qarshiliklarni aniqlashga doir tajribalar natijalariga asosan ta'kidlash mumkinki:

a) suyuqlikning laminar tartibli harakatiga grafikdagi AK soha mos kelib (3.38-rasm), A formulada $\theta_1 = 45^\circ$; $m = \operatorname{tg} 45^\circ = 1$ munosabatlar o'rinli, demak, *laminar harakatda suyuqlik solishtirma energiyasining uzunlik bo'yicha o'zgarishi tezlikning birinchi darajasiga to'g'ri proporsional*;

b) suyuqlikning turbulent tartibdagi harakatiga KB soha mos kelib, bunda $\theta_2 > 45^\circ$ va $m > 1$ munosabat o'rinliliigi aniqlangan,

turbulent harakatda suyuqlik solishtirma energiyasining uzunlik bo'yicha o'zgarishi tezlikning m darajasiga to'g'ri proporsional; $m = 1,75 \div 2,0$.

Shu o'rinda ta'kidlash lozimki, texnik gidrodinamika asosiy tushunchalari bilan tanishayotganimizda, barqaror harkat mavjud bo'lishi kam uchraydigan holatdir. Keyinchalik suyuqlikning turbulentlik darajasi yuqori bo'lgan suyuqlikning ochiq o'zanlaridagi harakati bilan tanishamiz. Tabiatda, ayniqsa

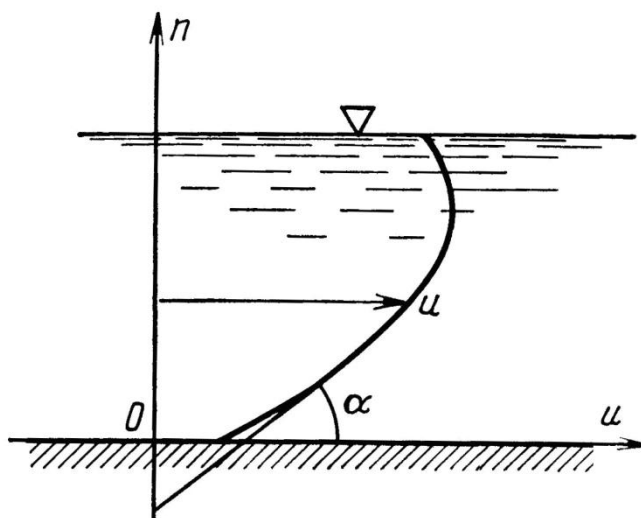


3.38-rasm

gidrotexnika amaliyotida suyuqlik ochiq o‘zarlarda harakatlenganda turbulentslik ancha yuqori bo‘lib, u sarfni o‘zgaruvchanligini izohlaydi. Shu sababli, barqaror harakat ma’lum bir cheklanishda mavjud bo‘ladi deb qabul qilinadi.

3.29. REAL SUYUQLIKNING HARAKATI – NAVYE-STOKS DIFFERENSIAL TENGLAMALARI SISTEMASI

Bizga ma’lumki, suyuqlik zarrachalari bir-birining siljishigayoki suyuqlik qatlamlari bir-birining siljishiga qarshilik ko‘rsatadi. Nyuton suyuqliklarda siljishga qarshilik kuchi qattiq jismlar uchun Kulon konuniga teskari tarzda gidrodinamik bosimga bog‘liq bo‘lmasdan, siljish amalga oshayotgan yuza kattaligiga hamda siljish tezligiga bog‘liqligini isbotlagan.



3.39-rasm.

Bu formulalar matematik ko‘rinishda quyidagi ko‘rinishga ega:

$$F = \mu \omega \frac{du}{dn} \quad (3.130)$$

Bu *Nyuton qonuniek*anligi bizga ma’lum. Bunda, F – qarshilik kuchi; ω – hisobiy siljish yuzasi; $\frac{du}{dn}$ – oqim yo‘nalishiga perpendikulyar yo‘nalgan tezlik gradienti (3.39-rasm)

(3.130) ifodadan urinma kuchlanishni yozamiz:

$$\tau = \mu \frac{du}{dn} \quad (3.131)$$

Nyuton qonunlari bundan keyin *yopishqoqlik kuchlari* deb ataluvchi qarshilik kuchlarini hisobga oluvchi umumiy differentsial tenglamani olish imkoniyatini beradi.

Yopishqoqlik kuchlarini shartli ravishda hajmiy kuch deb qabul qilib, uning tezlanishi quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$F = \frac{R}{\rho dW}$$

Yopishqoqlik kuchlarining tezlanishlari proektsiyalarini mos ravishda F_x , F_y va F_z deb belgilab, ularni Eyler tenglamasiga qo'yamiz:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{du_x}{dt} - F_x &= 0; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{du_y}{dt} - F_y &= 0; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{du_z}{dt} - F_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.132)$$

Faraz qilaylik, qandaydir $dy dz$ yuzaga, yOz koordinata tekisligi sohasida, dF qarshilik kuchi ta'sir etamoqda (3.40-rasm).

Bu kuchni koordinata o'qlariga proektsiyalaymiz: $dF \cos \alpha = dP_x$ – $dy dz$ yuzaga bo'yicha normal; dT_y – $dy dz$ yuzaga Oy o'q yo'nalishida urinma; dT_z – Oz o'q yo'nalishida urinma.

Bu qarshilik kuchlarini birlik massaga nisbatan yozsak ($dy dz$), quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\text{normal } p_x = \frac{dP_x}{dy dz} - O_x \text{ o'qi yo'nalishida};$$

$$\text{normal } \tau_y = \frac{dT_y}{dy dz} - O_y \text{ o'qi yo'nalishida};$$

$$\text{normal } \tau_z = \frac{dT_z}{dy dz} - O_z \text{ o'qi yo'nalishida}.$$

Demak, qaralayotgan yuzaga sohasida yopishqoqlik kuchi uchta kuchlanishni aniqlamoqda – normal (siqilish va cho'zilish kuchlanishlari) va ikkita urinma kuchlanish. Bu kuchlanishlarning har qaysisi o'zi alohida har xil yo'nalishda ta'sir etadi.

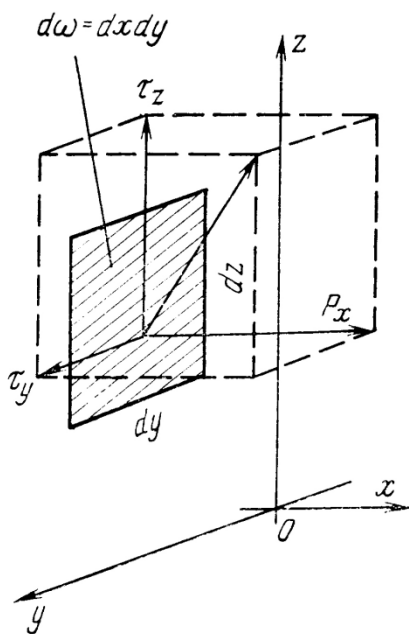
Shunday qilib, kuchlanishlarni ixtiyoriy o'qqa loyihalashtirishda uchta kuchlanishdan bittasi mavjud bo'lib, qolgan ikkitasi nuqtaga proektsiyalanadi.

Endi $ABCD A' B' C' D'$ to'g'rito'rtburchakli parallelepiped (3.41-rasm) qirralariga ta'sir etayotgan kuchlanishlarni qarab chiqamiz. Bunda, parallelepipedning olti qirrasidan uch tasi A cho'qqili uch qirrali burchakka tegishli bo'lsa, yana uch tasi C' cho'qqili uch qirrali burchakka tegishlidir.

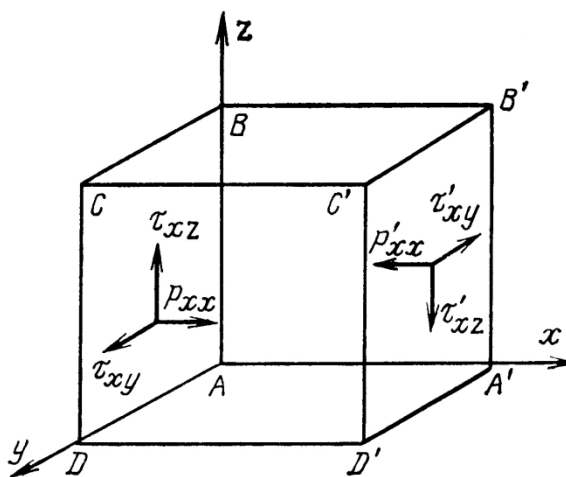
Oqim A burchakdan C' burchakka yo'nalgan deb hisoblab, A burchakning uch qirrasida barcha kuchlanishlarining Ox o'qqa proektsiyalarini aniqlaymiz.

Yozish qulay bo'lishi uchun kuchlanishlar indeksiga ikkilangan belgilash kiritamiz. Masalan, $ABCD$ qirra uchlanishlari uchun normal kuchlanish – p_{xx} ; urinma kuchlanish – τ_{xy} ; urinma kuchlanish – τ_{xz} .

Bunda birinchi indeks x kuchlanishni Ox o'qiga normal yo'nalgan qirraga ta'luqliligini ko'rsatadi; ikkinchi indeks esa bu kuchlanishni qaysi o'q yo'nalishida ta'sir etayotganligini ko'ratadi. Masalan, p_{xx} kuchlanish Ox o'qiga parallel yo'nalishda ta'sir etmoqda, τ_{xz} kuchlanish esa Oz o'qi yo'nalishida ta'sir etmoqda. Xuddi shu tarzda A burchakning boshqa qirralari uchun kuchlanishlarni yozish mumkin.



3.40-rasm.



3.41-rasm.

Bu belgilanishlarni inobatga olib, A burchak qirralariga ta'sir etayotgan yopishqoqlik kuchlarining Ox o'qqa proektsiyalari yig'indisini yozamiz:

$$p_{xx} dy dz + \tau_{yx} dx dz + \tau_{zx} dx dy.$$

Analog tarzda C' burchak qirralariga ta'sir etayotgan yopishqoqlik kuchlarining proektsiyalari yig'indisini yozamiz:

$$p'_{xx} dydz + \tau'_{yx} dx dz + \tau'_{zx} dx dy.$$

Bu kuchlar teskari yo'nalishda ta'sir qilib, x o'qi yo'nalishida umumiy kuchni yozamiz:

$$dF'_x = (p_{xx} - p'_{xx}) dydz + (\tau_{yx} - \tau'_{yx}) dx dz + (\tau_{zx} - \tau'_{zx}) dx dy$$

Endi p'_{xx} , τ'_{yx} va τ'_{zx} kuchlanishlarni aniqlaymiz:

$$p'_{xx} = p_{xx} + \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} dx; \quad \tau'_{yx} = \tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy; \quad \tau'_{zx} = \tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz;$$

Yuqoridagi tenglamaga kerakli o'zgartirishlar kiritib, $dx dy dz$ ko'paytmani qavsdan tashqariga chiqarib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$dF'_x = - \left(\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) dx dy dz$$

Bu ifodani birlik massaga nisbatan yozamiz, yani $\rho dx dy dz$ ifodaga bo'lamiz va yopishqoqlik kuchining Eyler tenglamasiga kiritilgan 0 xo'qiga proektsiyasini olamiz:

$$F_x = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) \quad (3.133)$$

Nyuton qonunidan foydalanib, urinma kuchlanishni aniqlaymiz:

$$\tau_{yx} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad \text{va} \quad \tau_{zx} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial z}$$

Analog tarzda Nyuton qonuni bilan aniqlanadigan normal kuchlanish (p_{xx}) ni yozamiz, ya'ni

$$p_{xx} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial x};$$

bunda agar $\frac{\partial u_x}{\partial x} > 0$ bo'lsa, p_{xx} - cho'zilish kuchlanishi bo'lib, agar

$\frac{\partial u_x}{\partial x} < 0$ bo'lsa, siqilish kuchlanishi bo'ladi. (3.133) tenglamaga o'zgarish

kiritib, quyidagiga ega bo'lamiz :

$$F_x = - \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right); \quad (3.134)$$

$\mu/\rho = \nu$ munosabatni hisobga olib, (3.67) tenglamaning birinchi qatorini yozamiz:

$$\phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{du_x}{dt} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) = 0;$$

Analog tarzda (3.132) sistemaning qolgan ikkita tenglamasini yozamiz.

Hadlar o'rnini o'zgartirib, yopishqoq suyuqlikning harakat tenglamalari sistemasini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right); \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right); \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (3.135)$$

Bu yopishqoq, yani *real suyuqlikning harakati –Nave-Stoks differentsial tenglamalar sistemasi* deb yuritiladi.

Ushbu tenglamalar sistemasi ideal suyuqliklarning harakatining differentsial – EYler tenglamalari sistemasidan real suyuqliklarga xos yopishqoqlik yoki ishqalanish kuchlari proektsiyalari bilan farq qiladi.

3.30. RYeAL SUYUQLIKNING TURBULYeNT TARTIBDAGI HARAkATI – NAVYe-STOKS DIFFYeRYeNSIAL TYeNGLAMALARI SISTEMASI

Biz asosan gidravlika kursida e'tiborimizni suv oqimining harakatiga qaratganimiz sababli, yuqoridagi real suyuqlikning laminar tartibdagi harakati differentsial tenglamalari sistemasini turbulent tartibdagi harakatga qo'llanilish darajasini izohlaymiz. Chunki, suv oqimi asosan turbulent tartibdagi vixrli harakatni amalga oshiradi. Yuqoridagi tenglamadagi qaralayotgan nuqtalardagi o'rtalashtirilgan tezlik (u) va uning tashkil etuvchilari (u_x, u_y, u_z) ni suyuqlik oqimining o'rtacha tezligi (ν) va uning tashkil etuvchilari (ν_x, ν_y, ν_z) bilan o'zgartirilsa va tenglamalardagi qarshilikni xarakterlovchi yopishqoqlik koeffitsienti (ν)ni Bussinesk taklifiga asosan burama xarakat oshishi bilan kattaroq qiymatga ega bo'lib boruvchi, suyuqlikning turbulentligini xarakterlovchi turbulent almashish koeffitsienti (η_T) bilan o'zgartiriladi. Bu tenglamalar sistemasi real

suyuqlikning turbulent tartibdagi harakatini to‘liq ifodalashi mumkin va u real suyuqlikning turbulent tartibdagi harakati Nave-Stoks differentsial tenglamalari sistemasi deb yuritiladi va quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{d v_x}{dt} - \eta_T \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right); \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{d v_y}{dt} - \eta_T \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right); \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{d v_z}{dt} - \eta_T \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \right\}$$

Turbulent almashish koeffitsienti haqida keyingi mavzularda batafsil to‘xtalamiz.

III BOBGA DOIR TEST-NAZORAT SAVOLLARI

1. Gidrodinamik bosim nima va u qanday birliklarda o‘lchanadi?

- Suyuqlik o‘z harakati davomida gidrostatik bosimdan tashqari qo‘shimcha bosimga ega bo‘ladi, shu sababli gidrodinamik bosim tushunchasi kiritiladi. U bosim o‘lchov birliklarida o‘lchanadi;
- Nisbiy tinch holatdagi suyuqlikning birlik yuzasiga ta’sir etayotgan kuchni xarakterlovchi kattalik, H/m^2 ; kgk/m^2 ;
- Gidrodinamik bosim bu napor, uzunlik o‘lchov birliklarida o‘lchanadi;
- Gidrodinamik bosim miqdor jihatdan gidrostatik bosimga teng kattalikdir, bosim o‘lchov birliklarida o‘lchanadi..

2. Gidrodinamik va gidrostatik bosim o‘rtasida qanday farq bor?

- Suyuqlik o‘z harakati davomida gidrostatik bosimdan tashqari qo‘shimcha bosimga ega bo‘ladi, shu sababli gidrodinamik bosim tushunchasi kiritiladi;
- Hech qanday farq yo‘q;
- Gidrodinamik bosim bu napor, gidrostatik bosim esa birlik kuch miqdoridir;
- Gidrodinamik bosim miqdor jihatdan gidrostatik bosimga teng kattalikdir.

3.Barqaror harakat nima?

- a) Suyuqlik harakatida vaqt davomida miqdori o'zgarmasdan harakatlanishi barqaror harakat deyiladi;
- b) Suyuqlik harakatida vaqt davomida miqdori o'zgarib harakatlanishi barqaror harakat deyiladi;
- c) Suyuqlik harakatida vaqt davomida tezlik o'zgarib harakatlanishi barqaror harakat deyiladi
- d) Suyuqlik harakatida vaqt davomida tezlik o'zgarmasdan harakatlanishi barqaror harakat deyiladi.

4.Beqaror harakat nima?

- a) Suyuqlik harakatida vaqt davomida miqdori o'zgarmasdan harakatlanishi barqaror harakat deyiladi;
- b) Suyuqlik harakatida vaqt davomida miqdori o'zgarib harakatlanishi barqaror harakat deyiladi;
- c) Suyuqlik harakatida vaqt davomida tezlik o'zgarib harakatlanishi barqaror harakat deyiladi
- d) Suyuqlik harakatida vaqt davomida tezlik o'zgarmasdan harakatlanishi barqaror harakat deyiladi.

5. Hidrodinamika bo'limi nimani o'rgatadi?

- a) Suyuklik harakat qonunlarini o'rganib, texnikaga tadbiiq etish uchun uslubiyatlar yaratadi;
- b) Suyuklikning muvozanat qonunlarini o'rganib, texnikaga tatbik etishini o'rgatadi;
- c) Suyukliklarni xossalarini o'rganib, texnikaga tatbik etishni o'rgatadi;
- d) Muvozanatdagi suyuklikka tasir etuvchi kuchlarni o'rgatadi.

6. Oqimning barqaror tekis va notekis harakatlar o'rtasidagi tafovutni ko'rsating.

- a) Hech qanaqa tafovut yo'q;
- b) Oqimning barqaror tekis harakatida oqim bo'ylab tezlik va sarf o'zgarsa, notekis harakatda bu kattaliklar o'zgarmaydi;
- c) Oqimning barqaror tekis harakatida oqim bo'ylab tezlik o'zgarsa, notekis harakatda bu kattalik o'zgarmaydi;

d) Oqimning barqaror tekis harakatida oqim bo‘ylab tezlik o‘zgarmaydi, notekis harakatda bu kattalik o‘zgarib turadi.

7. Naporsiz va naporli harakatlar o‘rtasidagi tafovutni izohlang.

- Suyuqlik oqimi harakati davomida xarakatdagi kesimining bir qismi atmosfera bosimi bilan tutashmagan bo‘lsa bunday harakat naporli bo‘lib, harakatdagi kesimning bir qismi atmosfera bosimi bilan tutashgan bo‘lsa, ya’ni oqim erkin sirtga ega bo‘lsa, harakat naporsiz bo‘ladi;
- Xarakatdagi kesim bo‘ylab bosim taqsimlanishi gidrostatik qonuniyatga bo‘ysunsa, harakat naporli, aks holda naporsiz bo‘ladi;
- Quvurlardagi suyuqlik harakati naporli bo‘lib, o‘zanlarda oqim naporsiz harakatlanadi;
- Suyuqlik oqimi harakati davomida xarakatdagi kesimining bir qismi atmosfera bosimi bilan tutashgan bo‘lsa, bunday harakat naporli bo‘lib, harakatdagi kesimning bir qismi atmosfera bosimi bilan tutashmagagan bo‘lsa, harakat naporsiz bo‘ladi;

8. Bu formula nimani ifodalaydi? $Q = \int_{\omega} u d\omega$

- Uzluksizlik tenglamasi;
- Real suyuqlik uchun Bernulli tenglamasi;
- Laplas tenglamasi;
- Carfni aniklash formulasi.

9. Harakatdagi suyuqlik uchun Eyler tenglamasi qanday ko‘rinishga ega?

$$a) \left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt} \end{aligned} \right\};$$

$$b) \frac{\partial \mathcal{U}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{U}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{U}_z}{\partial z} = 0;$$

$$c) \left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_x}{\partial t} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial t} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial t} \end{aligned} \right\};$$

d) *a* va *b* javoblari to'g'ri

10. Bu formula nimani ifodalaydi? $z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}$

- a) Ideal suyuqliklar uchun Bernulli tenglamasini;
- b) Real suyuqlik uchun Bernulli tenglamasini;
- c) Eyler tenglamasini (harakatdagi suyuqlik uchun);
- d) Arximed formulasini.

11. Pezometr va Pito naychasining farqi nimalardan iborat?

- a) $\frac{v^2}{2g}$;
- b) $\frac{p}{\gamma}$;
- c) $\frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}$;
- d) $z + \frac{p}{\gamma}$.

12. Qachon nuqtadagi tezlik taqsimotio'zgarmas bo'ladi?

- a) Suyuklikni real deb qarasa;
- b) Suyuklikni ideal deb qarasa;
- c) Suyuklik to'g'ri to'rtburchakli novlarda harakatlenganda;
- d) Suyuqlik tsilindrik quvurlarda harakatlenganda.

13. Suyuklik harakatining uzluksizlik tenglamasini ko'rsating?

- a) $v_2 \omega_1 = v_2 \omega_2$
- b) $v_2 \omega_1 = v_2 \omega_2 = v_3 \omega_3 = \dots = v_n \omega_n = const$
- c) $Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q_n = const$
- d) Xammasi to'g'ri

14. Real suyuqlik harakati davomida napor chizig'i:

- a) oqim bo'ylab ko'tarilib boradi;
- b) gorizontal bo'ladi;

- c) vertikal bo‘ladi;
- d) oqim bo‘ylab pasayib boradi

15. Bu formula nimani ifodalaydi? $z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f$

- a) Ideal suyuqlik uchun Bernulli tenglamasini;
- b) Real suyuqlik oqimi uchun Bernulli tenglamasini;
- c) Eylar tenglamasini (harakatdagi suyuqlik uchun);
- d) Arximed formulasini.

16. Gidravlik nishablik qachon nolga teng bo‘ladi?

- a) Suyuklikni real deb qaralganda;
- b) Suyuklikni ideal deb qaralganda;
- c) Suyuklik to‘g‘ri turtburchakli novlarda harakatlanganda;
- d) Suyuklik trapetsiadal novlarda harakatlanganda

17. Oqim sarfi, suyuqlik tezligi, o‘rtacha tezlik, gidravlik radius va ho‘llangan perimetrlarning belgilanishlarini ko‘rsating.

- a) Q, u, v, R, χ ;
- b) Q, u, v, C, χ ;
- c) Q, v, v, R, χ ;
- d) Q, u, v, R, χ .

18. Oqim sarfi, suyuqlik tezligi, o‘rtacha tezlik, gidravlik radius va ho‘llangan perimetrlarning o‘lchov birliklarini ko‘rsating.

- a) $Q - \frac{m^3}{s}; u - \frac{m}{s}, v - \frac{m}{s}, R - m, \chi - m$;
- b) $Q - \frac{l}{s}; u - \frac{m^2}{s}, v - \frac{m^2}{s}, R - m, \chi - m$;
- c) $Q - \frac{m^3}{s}; u - \frac{m}{s}, v - \frac{m}{s}, R - \frac{m}{s}, \chi - m^2$;
- d) $Q - \frac{m^3}{s}; u - m, v - \frac{m}{s}, R - m, \chi - m$.

19. Oqim harakatdagi kesimi yuzasi belgisini va uning o‘lchov birligini ko‘rsating.

- a) $\omega - m^2$;
- b) $\chi - m^2$;
- c) $\omega - m$;
- d) $v - m^2$.

20. Laminar tartibdagi harakatda quvurlar uchun

- a) $Re > 2320$; b) $Re < 2320$; c) $Re = 2320$; d) $Re = 0$.

21. Turbulent tartibdagi harakatda quvurlar uchun

- a) $Re > 2320$;
 b) $Re < 2320$;
 c) $Re = 2320$;
 d) $Re = 0$.

22. Real suyuqliklar harakati tenglamasini izohlang.

$$a) \left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right); \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right); \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \right\}$$

$$b) \left. \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{du_x}{dt} - F_x &= 0; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{du_y}{dt} - F_y &= 0; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{du_z}{dt} - F_z &= 0 \end{aligned} \right\}$$

c) $Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q_n = const$;

d) $z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f$

IV BOB

OQIMNING BARQAROR HARAKATIDA NAPOR YO‘QOLISHI. OQIMNING TURBULENT HARAKATINI HISOBLASH SXEMASI

4.1. NAPOR YO‘QOLISHI HAQIDA UMUMIY TUSHUNCHALAR

Bizga ma'lumki, suyuqlik oqimiga, uning harakati davomida har xil tashqi kuchlar ta'sir qiladi. Bu kuchlar bajargan ishlar hisobiga suyuqlikning mexanik energiyasi o'zgarishi mumkin. Masalan, suv oqimi gidravlik turbinaning parraklarini harakatga keltirib, shuning hisobiga suvning mexanik energiyasi kamayadi yoki bosim ostidagi quvur devorlarida ham vibratsiyaning paydo bo'lishi, suvning mexanik energiyasining kamayishiga olib keladi.

Biz energiyaning o'z ko'rinishini o'zgartirishi yoki naporning bunday yo'qolishlariga e'tibor bermasdan, balki oqimning o'z harakati davomida ishqalanish kuchlarini yengib o'tish uchun sarflagan energiyasini (yoki yo'qolgan naporini) o'rganish bilan shug'ullanamiz. Umuman, bizga ma'lumki, energiya yo'qolmaydi, balki bir turdan ikkinchi turga aylanishi mumkin. Yuqoridagi mavzularda Bernulli tenglamasini o'rganish jarayonida biz napor yo'qolishining mana shu shaklini nazarda tutganmiz. Napor yo'qolishi ikki xil bo'lishi mumkin:

- 1) *Uzunlik bo'yicha napor yo'qolishi.* Bu yo'qolish – oqimning tekis harakatida uzunlik bo'ylab bir xil taqsimlansa, uning notekis harakatida uzunlik bo'ylab har xil miqdorda taqsimlanishi mumkin. Oqimning l uzunligidagi napor yo'qolishini h_l harfi bilan belgilaymiz.
- 2) *Mahalliy napor yo'qolishlari.* Bunday ko'rinishdagi yo'qolishlar – suyuqlik harakatlanayotgan o'zanning ayrim qismlarida oqimning keskin turli xildagi deformatsiyaga uchrashi natijasida ro'y beradi. Masalan, burilish, kengayish, turli boshqaruv qurilmalari (kran, klapan, zadviyka va x.k.) o'rnatilgan joylarda oqimning shu to'siqlarni yengish uchun sarflagan naporlari. Mahalliy yo'qolishlar h_m harfi bilan belgilanadi.

4.1-rasmda keltirilgan quvurda xususiy bo'g'inlar mavjud. *I*-burilish, *II*-qisman ochiq zadviyka (surilgich).

1-1 va 2-2 kesimlar orasida uzunlik bo'yicha yo'qolishdan tashqari, mahalliy yo'qolishlar ham mavjuddir. G va D sohalarda oqim mahalliy deformatsiyasi yuz berib, unda suyuqlikning tez o'zgaruvchan beqaror harakati amalga oshadi.

Shuni ta'kidlash kerakki, oqimning uzunlik bo'ylab napor yo'qolishi mavjud bo'lgan sohalarda τ kuchlanish oqim bo'ylab tekis taqsimlansa, mahalliy napor yo'qolishlari mavjud bo'lgan sohalarda bu taqsimlanish notekis bo'ladi.

Ko'pgina hollarda G va D sohalardagi yo'qalayotgan mahalliy naporlar miqdori umumiy uzunlik bo'yicha napor yo'qolishidan ancha kichik bo'lganligi sababli, amaliy hisoblarda mahalliy napor yo'qolishini hisobga olmasdan, uzunlik bo'yicha napor yo'qolishini oqimning butun qaralayotgan soha uzunligidagi umumiy napor yo'qolishi sifatida qabul qilinadi.

Umumiy holda, ikki qaralayotgan kesim oralig'idagi oqim naporining yo'qolishi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$h_f = h_l + \sum h_m \quad (4.1)$$

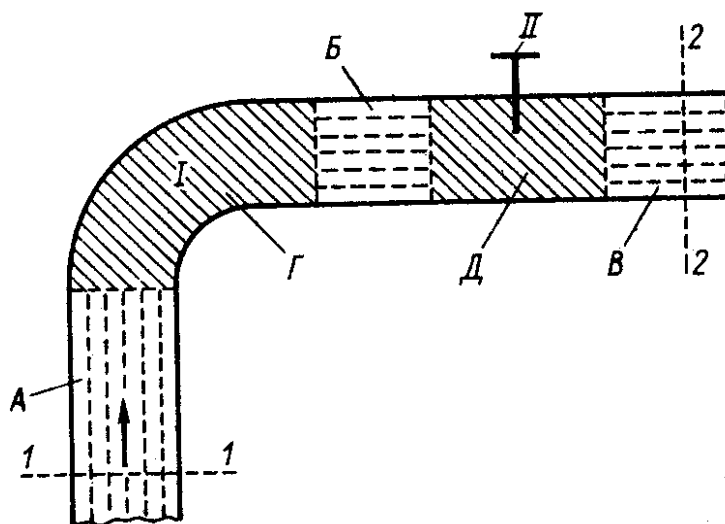
Mexanik energiya o'zgarishini quyidagicha tushuntirish mumkin:

ishqalanish kuchlari bajargan ish hisobiga mexanik energiya issiqlikka aylanadi va suyuqlik isiydi. Issiqlik vaqt o'tishi bilan tarqalib ketadi.

Yuqoridagi mulohazaga asoslanib, aytish

mumkinki, suyuqlik harakatida ishqalanish kuchlari bajargan ish hisobiga va alohida bo'g'inlardan mahalliy ishqalanish kuchlari bajargan ish hisobiga issiqlikka aylanib, keyin yo'qolib ketgan miqdor *napor yo'qolishi* h_f dir.

Gidravlika kursini o'rganish jarayonida ko'pincha «gidravlik qarshilik» atamasiga duch kelamiz. Bunda real holatdagi suyuqliklarning harakatida paydo



4.1-rasm. Ishqalanish kuchlanishi τ taqsimlangan sohalari:

- a) A, B, V – tekis taqsimlanish bo'lib, bu sohalarda oqim harakatida naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi mavjud;
- b) notekis taqsimlanish. G va D sohalarda oqim naporining notekis yo'qolishi mavjud

bo'ladigan ishqalanish kuchlarini tushunish o'rinlidir. Ideal suyuqliklarda ishqalanish kuchlarini nolga teng deb qabul qilganligimiz sababli, gidravlik qarshiliklar mavjud emas deb qaraladi.

Real suyuqliklarda ishqalanish qancha yuqori bo'lsa, qarshilik shuncha ko'p bo'ladi. Bu ikki tushuncha orasida o'zaro bog'liqlik mavjuddir. Bu o'zaro bog'liqlik oqimning tekis barqaror harakati (mahalliy napor yo'qolishlari bo'lmaganda) mavjud bo'lganda *suyuqlikoqimining tekis barqaror harakatining asosiy tenglamasi* deyiladi. Oqimda bu kuchlanish taqsimlanishini, utezlikni bilsak, ishqalanish kuchi bajargan ishni va bundan napor yo'qolishini aniqlash mumkin. Lekin, bu masala ancha murakkab muammo. Bu muammoni hal qilish bilankeyingi mavzularda shug'ullanamiz. Bunda dastlab, suyuqlik harakatining eng oddiy holati – tekis barqaror harakat bilan tanishamiz. Bu harakatdagi ishqalanish kuchlari va napor yo'qolishi orasidagi bog'liqlikni ifodalovchi tenglamadan foydalanamiz. Bu tenglama asosida, Nyutonning ichki ishqalanish kuchi haqidagi qonuniyatidan foydalanib, oqim harakatida yo'qolgan napor va tezligi orasidagi bog'liqlikni ko'rsatuvchi ifodani topamiz. Bu masala laminar holatda harakatdagi suyuqliklar uchun ancha oson hal qilinsa, turbulent holatda harakatlanayotgan suyuqlik oqimlari uchun uni aniqlashda ayrim eksperimental koeffitsientlardan foydalanishga to'g'ri keladi.

Oqimning beqaror harakatida napor yo'qolishini aniqlash ancha muammo bo'lib, u juda murakkab masaladir. Shu sababli, ko'pgina hollarda tekis barqaror harakatlar uchun napor yo'qolishi aniqlanib, unga ayrim tuzatmalar kiritish usulidan foydalaniladi.

4.2. «TO'G'RI O'ZANLAR» UCHUN TEKIS BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN OQIMNING ASOSIY TENGLAMASI. ICHKI ISHQALANISH KUHLARI BAJARGAN ISH. GIDRAVLIK ISHQALANISH KOEFFITSIENTI YOKI DARSI KOEFFITSIENTI

O'zan devorlariga ta'sir etayotgan uzunlik bo'yicha urinma kuchlanishini τ_0 deb belgilab olamiz. Shu urinma kuchlanish qiymati uzunligi va ho'llangan perimetri bo'yicha o'zgarmas bo'lsa ($\tau_0 \approx const$), bunday o'zanlar «to'g'ri

o‘zanlar» deyiladi. Bunday o‘zanlarga tsilindrik yoki prizmatik shakldagi o‘zanlar misol bo‘lishi mumkin.

Endi, o‘z oldimizga suyuqlikning ishqalanish kuchi ta’siri bilan uzunlik bo‘yicha napor yo‘qolishining bog‘liqligini o‘rganish masalasini topish deb qo‘yamiz. Silindrik shakldagi quvurda bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimidan l uzunlikdagi 1-1 va 2-2 kesimlar bilan chegaralangan sohani ajratib olamiz (4.2-rasm). s o‘qni quvurda harakatlanayotgan suyuqlik oqimi bo‘ylab harakatlantiramiz. Suyuqlikning tekis harakatida l uzunlikdagi suyuqlik oqimining RR – pezometrik chizig‘i qiya chiziq bo‘lib, uning pasayishi h_l – napor yo‘qolishini ko‘rsatadi. Ko‘rilayotgan sohaga ta’sir etayotgan tashqi kuchlar bilan tanishib chiqamiz. Shundan so‘ng, oqimning barqaror tekis harakatlanayotganligini hisobga olib, bu kuchlarni s o‘qqa proektsiyalari yig‘indisini nolga tenglab, izlayotgan tenglamani olamiz.

Ko‘rilayotgan sohaga ta’sir etayotgan kuchlar:

1. Bu hajmdagi suyuqlikning og‘irlik kuchi:

$$G = \omega l \gamma \quad (4.2)$$

bunda, ω – harakatdagi kesim yuzasi kattaligi.

so‘qqa bu kuch proektsiyasini yozamiz:

$$G_s = \omega l \gamma \sin \beta \quad (4.3)$$

bunda, β – quvur o‘qining gorizontga nisbatan qiyaligi.

Rasmdan ko‘rinib turibdiki,

$$l \sin \beta = z_1 - z_2 \quad (4.4)$$

shu sababli,

$$G_s = \gamma \omega (z_1 - z_2) \quad (4.5)$$

2. Ajratilgan suyuqlikka yon tomondagi suyuqlik kuchlari tomonidan bo‘layotgan ta’sir:

$$P_1 = p_1 \omega; \quad P_2 = p_2 \omega, \quad (4.6)$$

bunda, p_1 va p_2 – 1-1 va 2-2 kesimlarning og‘irlik markazlariga ta’sir etuvchi gidrodinamik bosim. Bu bosim kuchlari s o‘qqa o‘zgarishsiz proektsiyalanadi.

3. Normal bosimlarning s o‘qqa proektsiyasi nolga teng deb qabul qilinadi.

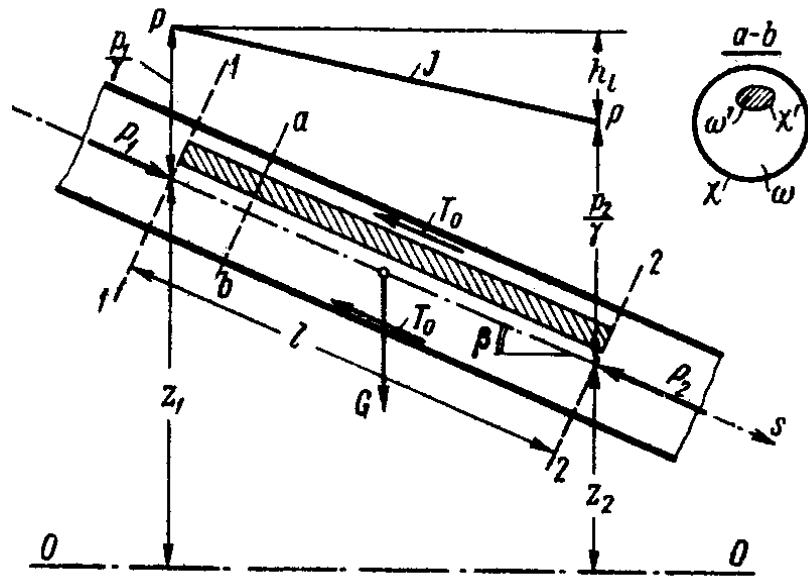
4. Devorlarga ishqalanish kuchi T_0 ham o'zgarishsiz proektsiyalanadi.

Bundan tashqari, ichki ishqalanish kuchlari (T) ham mavjud.

Agar 4.3-rasmda ifodalanganidek,

oqim ichida ikkita a va b oqimchalarni olsak, ularda, agar, $u_a \neq u_b$ tezliklar mavjudligini hisobga olsak, oqimchalar o'rtasida

o'zaro ishqalanish kuchlari paydo bo'ladi. Bular o'zaro ma'lum juftlikni tashkil qiladi.



4.2-rasm. Oqimning tekis harakati asosiy tenglamasini chiqarishga doir

$$|T_a| = |T_b| \text{ va } \sum T = 0$$

Ta'sir etuvchi kuchlarning s o'qiga proektsiyasi yig'indisini topamiz.

$$G_s + P_1 - P_2 - T_0 = 0 \quad (4.7)$$

bu tenglamaga (4.5) va (4.6)

ifodalarni qo'ysak

$$\gamma\omega(z_1 - z_2) + p_1\omega - p_2\omega - T_0 = 0$$

(4.8)

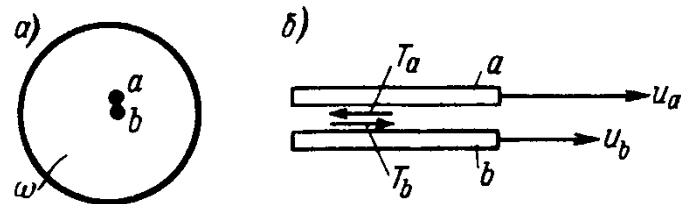
Hosil bo'lgan ifodani $\gamma\omega$ ga

bo'lsak, quyidagini olamiz:

$$(z_1 - z_2) + \frac{p_1 - p_2}{\gamma} - \frac{T_0}{\gamma\omega} = 0$$

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = \frac{T_0}{\gamma\omega} \quad (4.9)$$

4.2-rasmga asosan



4.3-rasm. Ichki ishqalanish kuchlari

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = h_l \quad (4.10)$$

Demak,

$$h_l = \frac{T_0}{\gamma\omega} \quad (4.11)$$

Bundan tashqari,

$$T_0 = \chi l \tau_0 \quad (4.12)$$

ekanligini e'tiborga olsak, bunda τ_0 – devordagi o'rtacha ishqalanish kuchlanishi, χ – o'zan harakatdagi kesimining ho'llangan perimetri; $l-1-1$ va $2-2$ kesimlar oralig'i uzunligi.

$$h_l = \frac{\chi l}{\gamma\omega} \tau_0 \quad (4.13)$$

bunda, $R = \frac{\omega}{\chi}$ ekanligini inobatga olib,

$$\frac{h_l}{l} R = \frac{\tau_0}{\gamma} \quad (4.14)$$

$$\boxed{\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ} \quad (4.15)$$

bunda

$$J = \frac{h_l}{l}; \quad (4.16)$$

pezometrik nishablik, yani pezometrik bosimning uzunlik bo'yicha o'zgarishi.

4.15 ifodani akademik N.N.Pavlovskiy oqimning *barqaror tekis harakati asosiy tenglamasi* deb nomlagan. «To'g'ri o'zanlar» uchun quyidagi ko'riishga ega:

$$h_l = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l}{R} \quad (4.17)$$

Ichki va tashqi ishqalanish kuchlari tufayli paydo bo'layotgan napor yo'qolishi xuddi shunday aniqlanishi mumkin.

Ta'kidlash kerakki, (4.15) va (4.17) tenglama nafaqat tsilindrik shakldagi bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimi uchun, balki tekis barqaror harakatlanayotgan har qanday oqim uchun o'rinlidir. Shu bilan birgalikda olingan

tenglamalarni oqimdan ajratib olingan «suyuqlik ustunlari» uchun o‘rinli ekanligini 4.2-rasmdagi shtrixlangan soha misolida ko‘rsatish mumkin. Bu «suyuqlik ustuni» uchun (4.15) va (4.17) tenglamalarni quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$\frac{\tau}{\gamma} = R'J \quad (4.18)$$

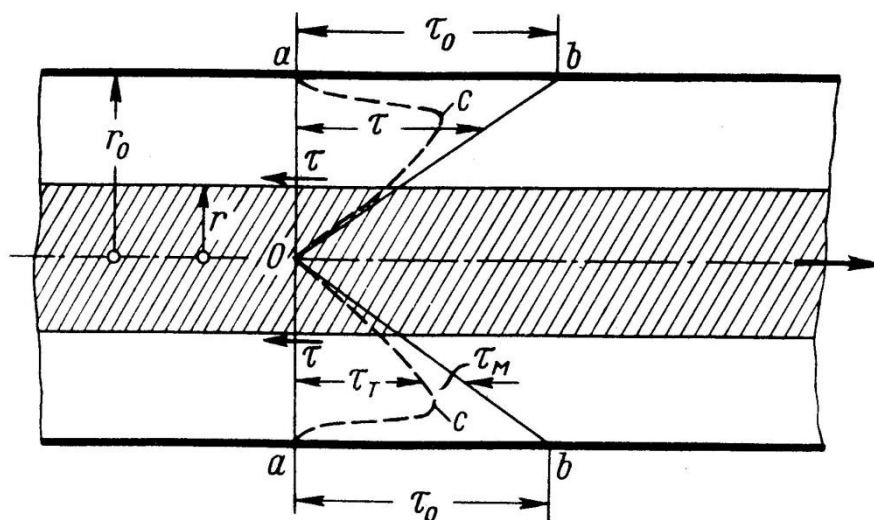
$$h_t = \frac{\tau l}{\gamma R'} = \frac{\tau \chi'}{\gamma \omega'} l \quad (4.19)$$

bunda, $R' = \frac{\omega'}{\chi'}$, ω' va χ' – oqimning ajratilgan «suyuqlik ustuni» harakatdagi kesimining yuzasi va ho‘llangan perimetrlaridir; Umumiy yuzasi $\chi' \cdot l$ – bo‘lgan ustun yon devorlari uchun o‘rtacha urinma ishqalanish kuchlanishi; h_t – (4.10) formula bilan aniqlanadigan butun oqim uchun napor yo‘qolishi.

4.4-rasmda r_0 radiusli aylana tsilindrsimon shakldagi quvurda oqim napor ostida harakatlanmoqda. Undan r radiusli shtrixlar bilan belgilangan «suyuqlik ustuni» ajratib olamiz. Bu soha uchun $R' = r/2$, ekanligini hisobga olib, (4.18) formulani quyidagicha yozamiz:

$$\tau = \frac{1}{2} \gamma J r \quad (4.20)$$

Demak, agar J pezometrik nishablik ma‘lum bo‘lsa, τ bo‘ylama ichki urinma ishqalanish aylana tsilindrsimon quvurlarda chiziqli qonuniyat asosida taqsimlanadi (qarang Oab epyuralar).



4.4-rasm. Naporli aylana shaklli quvurlarda urinma bo‘ylama ishqalanish kuchlanishlari (τ)ning oqimning harakatdagi kesimi bo‘ylab taqsimlanishi

Bu formulani $J = h_l/l$, $R' = r/2$ va $\gamma = \rho g$ munosabatlarni inobatga olib yozsak:

$$h_l = \frac{\tau}{\rho g} \frac{l}{R'} \quad (4.21)$$

(4.17) formulada:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = \xi \frac{v^2}{2g}$$

deb yozish mumkin, demak,

$$h_l = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l}{R} = \xi \frac{l}{R} \frac{v^2}{2g}$$

Bu formula *Veysbax* formulasi deyiladi. Formulada aylana tsilindrsimonquvurlar

uchun $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d^2/4}{\pi d} = \frac{d}{4}$ munosabat o'rinlidir. Demak,

$$h_l = 4\xi \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}$$

Bu yerda $\lambda = 4\xi$ deb belgilash kiritdik. Har ikkala koeffitsient ham o'lchov birlikka ega emas. Bu formula *Darsi-Veysbax* formulasi deyiladi. λ – bundan keyin *gidravlik ishqalanish koeffitsienti* yoki *Darsi koeffitsienti* deb yuritimiz.

Yuqoridagilarga asoslanib, (4.15) ifodada $J = i$ ekanligini hisobga olsak:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ = \xi \frac{v^2}{2g} = \frac{\lambda}{4} \frac{v^2}{2g} = \frac{\tau_0}{\rho g}$$

Tenglamadan oqimning o'rtacha tezligini aniqlaymiz:

$$v = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \sqrt{Ri}$$

bunda, $C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$ – belgilash kiritamiz.

S – *Shezi koeffitsienti* deyiladi. Demak,

$$v = C\sqrt{Ri}$$

Bu formula esa *Shezi formulasi* deb ataladi.

4.3. OQIMNING HARAKATIGA TA'SIR ETUVCHI OMILLAR

Aziz o'quvchi, bu mavzuga kirishdan oldin shuni e'tirof etish kerakki, napor yo'qolishining suyuqlik harakatini belgilovchi bir necha omillarga bog'liqligini o'rganish gidravlika fanining asosiy masalalaridan biri hisoblanadi. Endi biz keyingi mavzularda bu masalaga batafsil to'xtalamiz. Bu mavzuda bu parametrlarning aniqlanish formulalarining strukturasi bilan tanishishni o'z oldimizga maqsad qilib qo'yamiz.

Bizga ma'lumki, suyuqlikning baqaror harakatida oqimning o'rtacha tezligi v va bosimlar o'zgarishi Δp suyuqlik oqimining fizik hossasiga va o'zan devorining g'adir-budirligiga bog'liq.

Suyuqlikning qanday o'lchov birlikli kattaliklarga bog'liqligi quyidagi jadvalda keltirilgan. Bunda o'lchov birliklar massa M , uzunlik L va vaqt T larda ifodalangan.

4.1-jadval.

Suyuqlikning fizik xossasi	Hajmiy og'irlik	Zichlik	Dinamik yopishqoqlik koeffitsienti	Sirt taranglik koeffitsienti	Bikrlik moduli
Belgilanishi	γ	ρ	μ	σ	K
O'lchov birligi	$\frac{M}{L^2 T^2}$	$\frac{M}{L^3}$	$\frac{M}{L T}$	$\frac{M}{T^2}$	$\frac{M}{L T^2}$

Xuddi shuningdek $[v] = \frac{L}{T}$ va $[\Delta p] = \frac{M}{L T^2}$.

Bu kattaliklar o'rtasidagi o'zaro bog'liqlik quyidagi formula orqali ifodalanishi mumkin:

$$f(l, l_1, l_2, \Delta, v, \Delta p, \gamma, \rho, \mu, \sigma, K) = 0$$

bunda, l, l_1, l_2 – uch o'lchamli muhitni xarakterlovchi chiziqli kattaliklardir. Δ – g'adir-budirliliklar balandligi.

Bu ifoda tarkibiga 11 ta kattalik kirib, ulardan uch tasi mustaqil o'lchov birlikka ega. Bular uzunlik, tezlik va zichlik o'lchov birliklaridir. Qolganlaridan ixtiyoriy birini N_i deb belgilab, bu kattalikning o'lchov birligi yuqorida e'tirof etilgan uch kattalik o'lchov birligiga bog'liqligiga ishonch hosil qilishimiz mumkin:

$$[N_i] = [l]^x [\nu]^y [\rho]^z \quad (4.22)$$

bundan

$$\frac{[l]^x [\nu]^y [\rho]^z}{[N_i]} = L^0 M^0 T^0 \quad (4.23)$$

Ko‘rinib turibdiki, $\frac{l^x \nu^y \rho^z}{N_i}$ kattalik π_i sonini beradi, demak,

$$\left. \begin{aligned} \pi_i &= \frac{l^x \nu^y \rho^z}{N_i} = L^0 M^0 T^0 \\ \pi'_i &= \pi_i^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

Ular o‘lchov birliksiz majmua bo‘lib, π hadlar deb yuritiladi.

π teoremasiga asosan ifodani sakkizta kattalikka funktsional bog‘liqlik ko‘rinishida ifodalash mumkin.

Yuqoridagi tenglamani boshqa barcha l, ν, ρ kattaliklardan tashqari hadlarga qo‘llab, quyidagilarga ega bo‘lamiz, chunki bu kattaliklar uchun (4.24) ifoda birga teng bo‘ladi: (4.24) tenglamani Δ had uchun qullaymiz:

$$[l]^x [\nu]^y [\rho]^z [\Delta]^{-1} = L^0 M^0 T^0$$

yoki

$$L^x \left(\frac{L}{T}\right)^y \left(\frac{M}{L^3}\right)^z (L)^{-1} = L^0 M^0 T^0.$$

Ular bir xil o‘lchov birliklar uchun o‘zaro tenglaymiz:

$$x + y - 3z - 1 = 0; \quad z = 0; \quad -y = 0$$

bundan:

$$x = 1; \quad y = 0; \quad z = 0.$$

Demak, (4.24) ifodaga asosan, Δ kattalikni o‘z tarkibiga oluvchi quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\pi_\Delta = \frac{l}{\Delta} \text{ yoki } \pi'_\Delta = \frac{\Delta}{l}.$$

Olingan natija suyuqlikning harakati g‘adir-budirlikning absolyut qiymatiga Δ emas, balki nisbiy g‘adir-budirlikka (Δ/l) bog‘liq ekan, bunda, l – harakat sohasini xarakterlovchi chiziqli kattalik.

Endi hajmiy og'irlik uchun yuqoridagi tenglamani qo'llaymiz. Bu γ had uchun (4.24) tenglamani ko'rinishini yozamiz:

$$L^x \left(\frac{L}{T}\right)^y \left(\frac{M}{L^3}\right)^z \left(\frac{M}{L^2 T^2}\right)^{-1} = L^0 M^0 T^0,$$

Quyidagiga ega bo'lamiz:

$$x + y - 3z + 2 = 0; \quad z - 1 = 0; \quad -y + 2 = 0$$

demak:

$$x = -1; \quad y = 2; \quad z = 1.$$

(4.23) ifodaga asosan:

$$\pi_\gamma = \frac{\rho v^2}{\eta} = \frac{v^2}{gl}. \quad (4.25)$$

Bu parametr *Frud soni* deb atalib, suyuqlik og'irligining harakatiga ta'sirini ko'rsatib, quyidagicha belgilanadi:

$$Fr = \frac{v^2}{gl}. \quad (4.26)$$

Endi π_μ hadni ko'rib chiqamiz:

$$L^x \left(\frac{L}{T}\right)^y \left(\frac{M}{L^3}\right)^z \left(\frac{M}{L^2 T^2}\right)^{-1} = L^0 M^0 T^0$$

$$x + y - 3z + 1 = 0; \quad z - 1 = 0; \quad -y + 1 = 0,$$

bundan:

$$x = 1; \quad y = 1; \quad z = 1.$$

Demak, (4.24) ifodadan:

$$\pi_\mu = \frac{lv\rho}{\mu} = \frac{vl}{\nu}. \quad (4.27)$$

Bu parametr *Reynolds soni* deb yuritilib, yopishqoqlikni suyuqlik harakatiga ta'sirini ko'rsatishi va quyidagicha belgilanishi bizga ma'lum:

$$Re = \frac{vl}{\nu}. \quad (4.28)$$

Analog tarzda o'lchov birliklarni boshqa kattaliklarga nisbatan tahlil qilib, yuqorida e'tirof etilgan teorema asosan quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\pi_{l_1} = \frac{l_1}{l}; \pi_{l_2} = \frac{l_2}{l}; \pi_{\Delta p} = \frac{\rho v^2}{\Delta p};$$

$$\pi_{\sigma} = \frac{v^2 l}{\sigma/\rho}; \pi_K = \frac{v^2}{K/\rho}$$

So‘nggi uchta parametrlarning nomlari va belgilanishlari bilan tanishamiz:
Quyidagi had *Eyler soni* deb atalib, asosan harakat ta’sirini xarakterlaydi:

$$Eu = \pi'_{\Delta p} = \frac{\Delta p}{\rho v^2}; \quad (4.29)$$

Quyidagi had *Veber soni* deb atalib, asosan harakatga sirt taranglik kuchining ta’sirini xarakterlaydi:

$$We = \frac{v^2 l}{\sigma/\rho}; \quad (4.30)$$

Quyidagi had *Koshi soni* deb atalib, asosan suyuqlik harakatida tezlik kattaligini ovoz tezligiga qadar oshishi natijasida harakat o‘zgarishini xarakterlaydi:

$$Ca = \frac{v^2}{K/\rho} \quad (4.31)$$

Shuni ta’kidlash lozimki, $\sqrt{K/\rho}$ munosabat ovozning muhitdagi tarqalish tezligini xarakterlaydi. Shuning uchun bu parametr oqim tezligining ovoz tezligiga nisbatini belgilab, o‘rtacha tezlikning ovoz tezligiga teng bo‘lgan muhitlarda muhim ahamiyatga ega.

Umuman, oqimning beqaror harakatida ko‘rib chiqilayotgan 11 kattalikdan tashqari vaqt ham kiritiladi. Bunda yana bir π had paydo bo‘ladi,

$$Ch = \frac{l}{vt} \quad (4.32)$$

Struxal soni deb yuritiladi.

Olingan natijalarga asosan:

$$f\left(\frac{l_1}{l}, \frac{l_2}{l}, \frac{\Delta}{l}, Eu, Fr, Re, We, Ca\right) = 0 \quad (4.33)$$

Demak, suyuqlik harakati bu kattaliklarning alohida o'zi bilan emas, balki ularning o'zaro ta'sirini ko'rsatuvchi o'lchov birliklarsiz parametrlar bilan belgilanadi.

Gidrotexnika amaliyotida sirt taranglik kuchi ko'pincha hisobga olinmasdan, suvni siqilmas deb qaraladi ($K = \infty$; $Ca = 0$). Shu sababli, yuqoridagi tenglamani Veber va Koshi sonlarini inobatga olmasdan, Eu parametriga nisbatan yechamiz:

$$\frac{\Delta p}{\rho v^2} = F\left(\frac{l_i}{l}, \frac{\Delta}{l}, Fr, Re\right) \quad (4.34)$$

Bu funktsiyaning kattaligini aniqlash Hidravlikaning asosiy masalasidir. Yuqoridagi tenglamadan ko'rinib turibdiki, agar ikkita oqim bir-biriga o'xshash bo'lsa,

$$\frac{l_i}{l} = idem, \quad \frac{\Delta}{l} = idem.$$

Bu oqimlar uchun Frud va Reynolds sonlari bir kattaliklar teng bo'lsa, bu o'xshash oqimlar uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

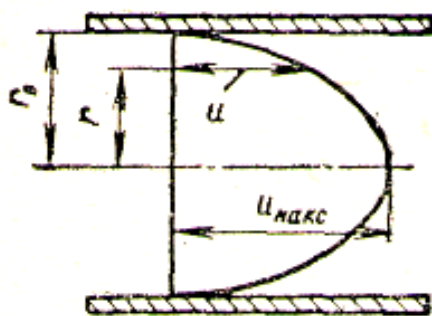
$$\frac{\Delta p}{\rho v^2} = idem.$$

Demak, yuqoridagi mulohazalarga asoslanib, Reynolds soni inertsiya kuchining yopishqoqlik kuchiga nisbatiga, Frud soni inertsiya kuchining og'irlik kuchiga nisbatiga, Eyley soni esa gidrodinamik bosim kuchining inertsiya kuchlariga nisbatiga proporsionalliklarini e'tirof etishimiz mumkin.

I. OQIMNING TEKIS BARQAROR LAMINAR TARTIBDAGI HARAKATIDA TEZLIK TAQSIMLANISHI VA NAPORNING UZUNLIK BO‘YICHA YO‘QOLISHI

4.4. SUYUQLIKDA ICHKI ISHQALANISH KUHLARI QONUNI. OQIMNING LAMINAR HARAKATIDA URINMA KUHLANISH KATTALIGI

Oqimning laminar tartibdagi barqaror harakatida tezlik devor yaqinidagi nolga yaqin qiymatidan o‘qdagi maksimal tezlikkacha o‘zgaradi. Quvurda suyuqlik napor ostida harakatlanayotganda ingichka tsilindrik qatlamchalar ko‘rinishida bo‘lib, quvur o‘qiga qarab, suyuqlik tezligi bosqichma-bosqich tekis oshib boradi (4.5-rasm).



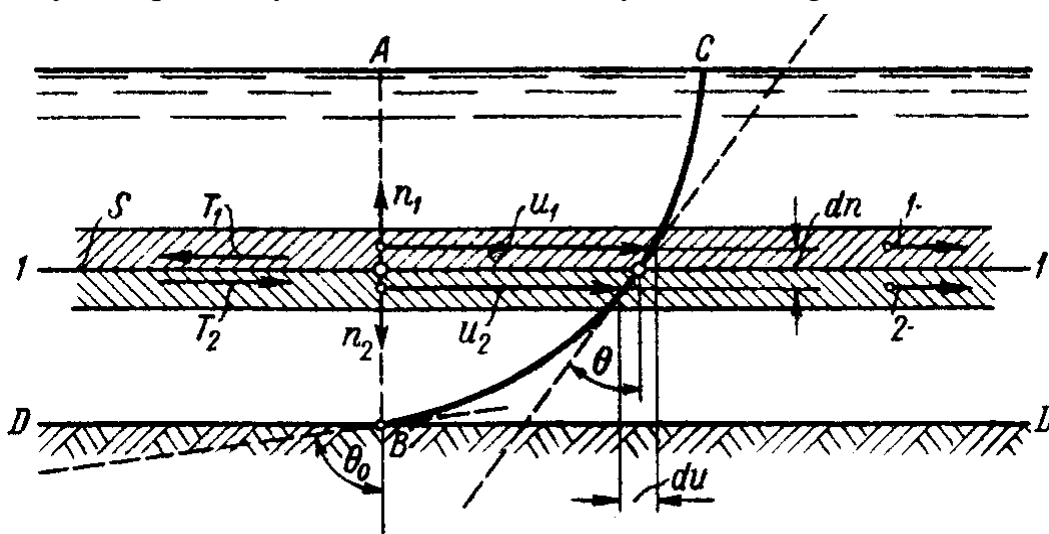
4.5-rasm. Laminar oqim tuzilishi.

Tezroq harakatlanayotgan suyuqlik qatlamlari o‘ziga sekin harakatlanayotgan qatlamni olib harakatlansa, sekin harakatlanayotgan qatlamlar tezroq harakatlanayotgan qatlamlarni sekinlashtirishi kuzatiladi. Ma’lum bir ma’noda tezroq harakatlanayotgan qatlamni sekin harakalanayotgan qatlam ustida sirpanishi ro‘y bera boshlaydi. Suyuqlikni chegaralovchi devor va o‘zining orasida zarrachalarini ushlanishi natijasida ishqalanish kuchlari paydo bo‘ladi va suyuqlik deformatsiyalanadi. Ishqalanish kuchini sekinlashtirib, ushlab qolish ta’siri harakatni turli tezliklarda amalga oshishiga olib keladi. I.Nyuton tomonidan bashorat qilinib, oradan qariyb 200 yildan so‘ng N.P.Petrov va Kulon tomonidan tadqiqotlar bilan tasdiqlangan ishqalanish kuchini xarakterlovchi qonun laminar harakat uchun o‘rinlidir.

Oqim harakatida uzunlik bo'yicha qirqim olib (4.6-rasm), unda AV harakatdagi kesim va AVS tezlik epyurasini ajratib olamiz. Bunda u_1 va u_2 tezlik bilan harakatlanayotgan ikki qatlam bilan tanishamiz. Bu ikki qatlam tutashgan I-I sirt S yuzaga ega deb olamiz. Bu sirt har ikkala qatlam tomonidan o'sib boruvchi T_1 va T_2 ishqalanish kuchlari ta'sir qiladi.

$$|T_1| = |T_2| \quad (4.35)$$

Real suyuqlik oqimida bu kuchlar hisobiga paydo bo'layotgan τ urinma kuchlanish haqida oldingi mavzularda tanishdik. Biz bu holda faqat uzunlik bo'yicha urinma kuchlanishlar bilan tanishamiz. Bu holatga ta'luqli ishqalanish kuchlar bo'yicha qonun Nyuton tomonidan 1686 yil kashf etilgan.



4.6-rasm. Suyuqlik oqimining harakatida uzunlik bo'yicha ishqalanish kuchlari uchun sxema

Bu qonunni quyidagicha ifodalash mumkin:

O'zaro parallel oqimchalarining ishqalanishi natijasida paydo bo'ladigan T ishqalanish kuchi:

- 1) tezlik gradientiga to'g'ri proporsional;
- 2) suyuqlikning bu qatlamlari s yuzasiga to'g'ri proporsional;
- 3) bosimga bog'liq emas;
- 4) suyuqlikning fizik xossasiga (turiga) va haroratiga bog'liq, ya'ni,

$$T = \eta S \left| \frac{du}{dn} \right| \quad (4.36)$$

bunda, η – dinamik yopishqoqlik koeffitsienti. Bu koeffitsient kattaligi – *viskozimetr* deb ataluvchi asboblarda yordamida tajriba o‘tkazish yo‘li bilan aniqlanadi. Bu kattalik suyuqlik turiga va haroratga bog‘liq bo‘lib, ayrim hollarda molekulyar yoki fizik yopishqoqlik koeffitsienti deb yuritiladi.

du/dn – tezlik gradienti, $l-l$ sirtga nisbatan o‘tkazilgan n normal bo‘yicha $|u|$ tezlikdan olingan hosila

$$\frac{du}{dn} = \operatorname{tg}\theta \quad (4.37)$$

θ – $l-l$ sirt chizig‘ida yotuvchi nuqta epyurasi egriligi (VS)ga o‘tkazilgan urinma va vertikal orasidagi burchak. Bundan keyin yozuvni soddalashtirish uchun $|du/dn|$ gradientni du/dn deb yozamiz. du/dn gradient n yo‘nalishga bog‘liq holda (qarang 4.6-rasm n_1 va n_2 yo‘nalishlar) ham musbat, ham manfiy qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Shu sababli, bunday vaziyatda uning absolyut qiymatini tushunishimiz kerak. Bu gradient (4.37) munosabat bilan ifodalanadi.

Shunga e‘tibor berish kerakki, oqim tezligining harakatdagi kesim bo‘ylab tekis taqsimlanishida $\frac{du}{dn} = 0$ holat uchun real suyuqliklarda (4.36) ifodaga asosan ishqalanish bo‘lmasligi kerak.

Bunda kuchlanish ellipsoidi (4.7, a -rasm) o‘rniga sharsimon sirt ko‘rinishdagi (4.7, b -rasm) kuchlanish bo‘lishi mumkin.

Uzunlik bo‘yicha ichki ishqalanishning laminar harakatdagi urinma kuchlanishi to‘g‘ri chiziqli harakatda quyidagicha ifodalanishi mumkin:

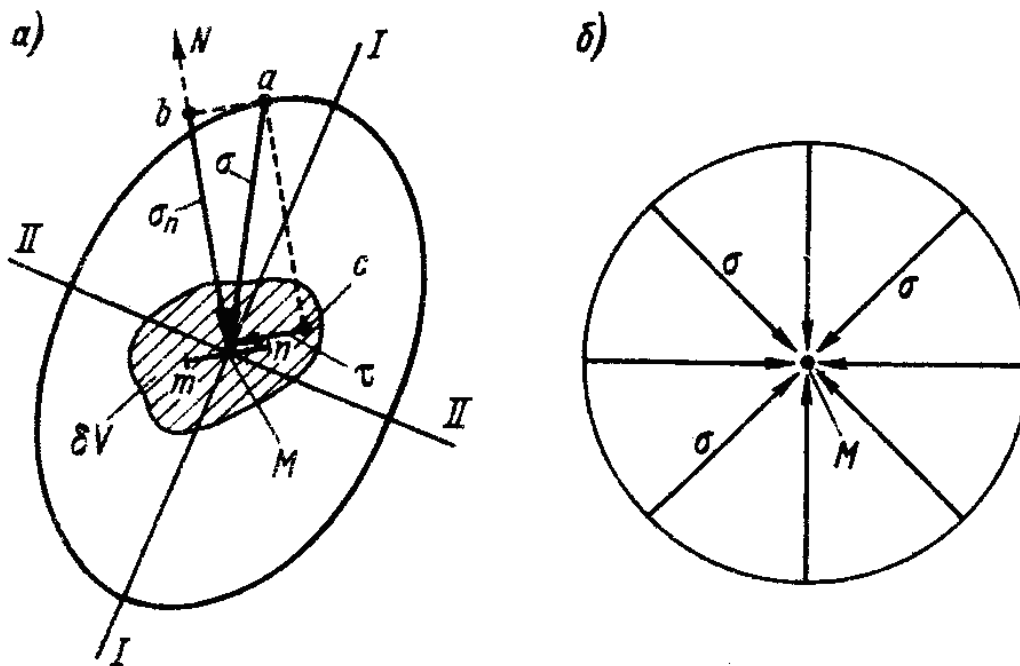
$$\tau = \frac{T}{S} = \eta \frac{du}{dn} = \eta \operatorname{tg}\theta \quad (4.38)$$

Agar oqim tubining $D-D$ sirti bilan tanishsak, ko‘pchilik tadqiqotchilar fikriga asosan, nihoyatda yupqa devorga yopishgan, qo‘zg‘almas qatlam mavjud bo‘lib, shu sababli suyuqlikning sirpanishi ro‘y beradi. Shunga asosan devor yaqinida $i = 0$.

Tezlik gradienti esa,

$$\left(\frac{du}{dn}\right)_0 = \operatorname{tg}\theta_0 \quad (4.39)$$

bunda, burchak θ_0 – 4.6-rasmda ko‘rsatilgan.



4.7-rasm. To'liq muhitda berilgan M nuqtadagi kuchlanish:

- a) kuchlanishlar ellipsi;
- b) kuchlanishlarning sharsimon yuzasi

Laminar harakat uchun

$$T_0 = \eta S_0 \left(\frac{du}{dn} \right)_0; \quad \tau_0 = \eta \left(\frac{du}{dn} \right)_0 = \eta t g \theta_0 \quad (4.40)$$

Agar oldingi mavzuda τ (yoki τ_0) kuchlanish bilan h_l kattalik orasidagi bog'liqlikni o'rgangan bo'lsak, bu mavzuda laminar tartibdagi oqim harakati uchun τ kuchlanish bilan harakatdagi kesim bo'ylab u tezlik o'zgarishi intensivligi hamda yopishqoqlik orasidagi bog'liqlik o'rganildi. Bu keltirilgan bog'liqliklar yordamida τ (yoki τ_0) kattalik orqali napor yuqolishi h_l bilan suyuqlikning fizik hossasi hamda harakatdagi kesim bo'ylab u tezlik taqsimlanishi xarakteri o'rtasidagi analitik bog'liqlikni aniqlash mumkin.

4.5. TEKIS BARQAROR LAMINAR TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN SUYUQLIK OQIMINING HARAKATDAGI KESIMI BO'YLAB u TEZLIK TAQSIMLANISHI

r_0 radiusli tsilindrik quvurda bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimi bilan tanishamiz (4.8-rasm). AV kesimning AVS epyurasini ko'rsatamiz va AVS

egrilik tenglamasini aniqlashga harakat qilamiz. Buning uchun harakatlanayotgan suyuqlik ichida r radiusli tsilindrik to‘plamni belgilab olamiz.

1) Bu to‘plam uchun yon sirtlar bo‘yicha τ ishqalanish kuchlanishlarini ikki xil ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\tau = \gamma R' J = \gamma \frac{r}{2} J \quad (4.41)$$

bunda, ko‘rilayotgan to‘plam gidravlik radiusi:

$$R' = \frac{\omega'}{\chi'} = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} \quad (4.42)$$

2) Nyuton qonuniga asosan:

$$\tau = \eta \left| \frac{du}{dn} \right| = -\eta \frac{du}{dr} \quad (4.43)$$

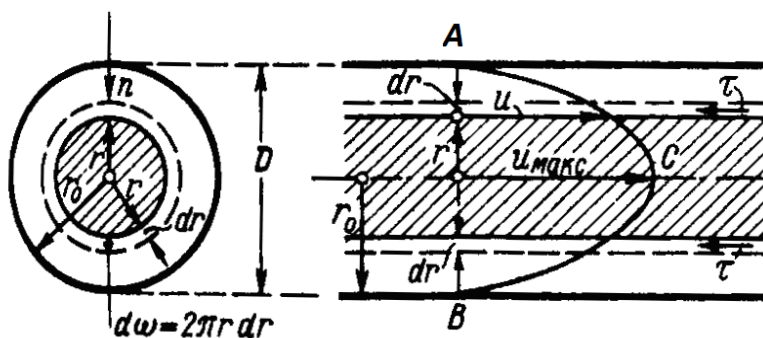
Tanlangan yo‘nalishda (r) (4.8-rasmga qarang) $\frac{du}{dn}$ manfiydir.

(4.41) va (4.43) ifodalarni birgalikda yechib,

$$\gamma \frac{r}{2} J = -\eta \frac{du}{dr} \quad (4.44)$$

yoki

$$du = -\frac{1}{2} \frac{\gamma}{\eta} J r dr \quad (4.45)$$



4.8-rasm. Aylana quvurdagi suyuqlikning tekis barqaror laminar tartibdagi harakati

Bu tenglamani integrallab, quyidagini hosil qilamiz:

$$u = -\frac{\gamma}{4\eta} J r^2 + C \quad (4.46)$$

S doimiylikni $r = r_0$ va $u = 0$ boshlang‘ich shart uchun topamiz:

$$0 = -\frac{\gamma}{4\eta} Jr_0^2 + C \quad (4.47)$$

bunda

$$C = \frac{\gamma}{4\eta} Jr_0^2 \quad (4.48)$$

(4.48) ifodani (4.46) tenglamaga qo'yamiz:

$$u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r_0^2 - r^2) \quad (4.49)$$

bunda, J – pezometrik nishablik.

Demak, ASV (4.49) ifodaga asosan, paraboladir. (4.49) ifodaga $r=0$ kattalikni qo'yib, tezlikning maksimal qiymatini yozishimiz mumkin

$$u_{\max} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2 \quad (4.50)$$

4.6. AYLANA TSILINDRIK QUVURDAGI Q SARFLI OQIM UCHUN PUAZEYL FORMULASI.

BARQAROR TEKIS, LAMINAR TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN SUYUQLIK UCHUN NAPORNING UZUNLIK BO'YICHA YO'QOLISHI

Suyuqlik oqimining tsilindrik quvur orqali napor ostidagi harakatini ko'rib chiqamiz (4.8-rasm). Quvur orqali harakatlanayotgan oqimning Q sarfini aniqlaymiz. r radiusli elementar yuza ($d\omega$) orqali o'tayotgan sarfni aniqlaymiz

$$dQ = u d\omega = u 2\pi r dr \quad (4.51)$$

bunda

$$d\omega = 2\pi r dr$$

(4.51) ifodaga (4.49) ifodani qo'ysak,

$$dQ = \frac{\gamma}{4\eta} J(r_0^2 - r^2) 2\pi r dr = \frac{1}{2} r_0^2 u_{\max} \quad (4.52)$$

Bu ifodani yuza bo'yicha integrallasak, umumiy sarfni aiqlaymiz

$$Q = \frac{\pi}{2} \frac{\gamma}{\eta} J \int_{r=0}^{r=r_0} (r_0^2 - r^2) r dr = \frac{\pi}{8} \frac{\gamma}{\eta} Jr_0^4 = \frac{\pi}{128} \frac{\gamma}{\eta} JD^4$$

yoki

$$\boxed{Q = MJD^4} \quad (4.53)$$

bunda, M – koeffitsient suyuqlik turiga bog'liq:

$$M = \frac{\pi \gamma}{128 \eta} \quad (4.54)$$

O'rtacha tezlik esa,

$$v = \frac{Q}{\omega} = \left(\frac{\pi \gamma}{128 \eta} JD^4 \right) : \frac{\pi D^2}{4} = \frac{1}{32} \frac{\gamma}{\eta} JD^2 \quad (4.55)$$

yoki

$$v = \frac{1}{32} \frac{\gamma h_l}{\eta l} D^2 = \frac{1}{8} \frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2 = \frac{1}{2} u_{\text{макс}} \quad (4.56)$$

bundan ko'rinib turibdiki,

$$v = \frac{1}{2} u_{\text{макс}}$$

Ya'ni, *suyuqlik oqimining tsilindrik quvur orqali napor ostidagi laminar tartibdagi tekis barqaror harakatida uning o'rtacha tezligi maksimal tezlikning yarmiga teng ekan.*

Napor yo'qolishi esa quyidagicha aniqlanishi mumkin:

$$h_l = 32 \frac{\eta}{\gamma} \frac{l}{D^2} v \quad (4.57)$$

(4.53) ifoda 1840 yilda meditsina sohasi bo'yicha doktor *Puazeyl* tomonidan yozilgan bo'lib, bu ifodani u kapillyar naychalarda suyuqlik harakatini o'rganib, tadqiqot qilish natijasida kashf qilgan. (4.57) ifodani kuzatib, quyidagi asosiy xulosalarni qilish mumkin.

Oqimning laminar tartibdagi harakatida napor yo'qolishi quyidagilarga bog'liq:

- 1) suyuqlikning yopishqoqligini (η) va hajmiy og'irligini (γ) hisobga oluvchi fizik xossasiga;
- 2) o'rtacha tezlikning birinchi darajasiga to'g'ri proporsional;
- 3) o'zanning g'adir-budirligiga bog'liq emas.

Ayrim hollarda tsilindrik quvurlarda laminar tartibda harakatlanayotgan oqim energiyasi (napori)ning yo'qolishi (h_l) quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$h_l = 32 \frac{\eta}{\gamma} \frac{v}{D^2} l = 32 \frac{v}{D} \frac{l}{D} \frac{v}{g} \frac{2}{2} \frac{v}{v} = 64 \frac{v}{Dv} \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g} \quad (4.58)$$

bundan,

$$\boxed{h_l = \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g}} \quad (4.59)$$

Bu ifodalardan ko‘rinib turibdiki, gidravlik ishqalanish koeffitsienti λ suyuqlik oqimining laminar tartibdagi harakatida uning tezligiga bog‘liq

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}_D} \quad (4.60)$$

4.7. SUYUQLIKNING LAMINAR TARTIBDAGI TEKIS BARQAROR HARAKATIDA KORIOLIS VA BUSSINESK KOEFFITSIENTINI ANIQLASH FORMULALARI VA TAJRIBAVIY QIYMATLARI

Kinetik energiyaning tuzatish koeffitsienti (korrektiv – α)ning va harakat miqdorining tuzatish koeffitsienti mohiyatini yuqoridagi mavzularda ko‘rib chiqqan edik:

$$\frac{K\mathcal{E}(M)}{[K\mathcal{E}(M)]_{yp}} = \frac{\int u^3 d\omega}{\nu^3 \omega} = \alpha \quad \text{va} \quad \frac{XM(M)}{[XM(M)]_{yp}} = \frac{\int u^2 d\omega}{\nu^2 \omega} = \alpha_0 \quad (4.61)$$

(3.88, 4.49) formulalarga asoslanib, suyuqlikning laminar tartibdagi harakati uchun harakatdagi kinetik energiyaning tuzatish koeffitsienti (korrektiv – α)ning sonli qiymatiga aniqlik kiritishimiz mumkin:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{K\mathcal{E}(M)}{[K\mathcal{E}(M)]_{yp}} = \frac{\int u^3 d\omega}{\nu^3 \omega} = \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{u}{\nu}\right)^3 d\omega = \\ &= \frac{\int_{r=0}^{r=r_0} \left[\frac{\gamma J}{4\eta} (r_0^2 - r^2)\right]^3 2\pi r dr}{\pi r_0^2 \left(\frac{\gamma J r_0^2}{4\eta}\right)^3} = \frac{\frac{\gamma^3 J^3}{4^3 \eta^3} r_0^6 \frac{1}{8} 2\pi r_0}{\frac{\gamma^3 J^3}{4^3 \eta^3} \pi r_0^2 \frac{1}{2^3} r_0^6} = 2,0 \end{aligned} \quad (4.62)$$

Tadqiqotchilar tomonidan, harakat miqdori korrektivining qiymati 1,33 ekanligi aniqlangan.

Shuning uchun laminar harakatda korrektivlar kattaliklarini quyidagicha yozish mumkin

$$\alpha_0 = 1,33; \quad \alpha = 2,0$$

II. TURBULENT OQIMNI HISOBLANISH MODELI. SUYUQLIKNING TURBULENT TARTIBDAGI HARAKATIDA O‘RTACHA TEZLIKNING TAQSIMLANISHI

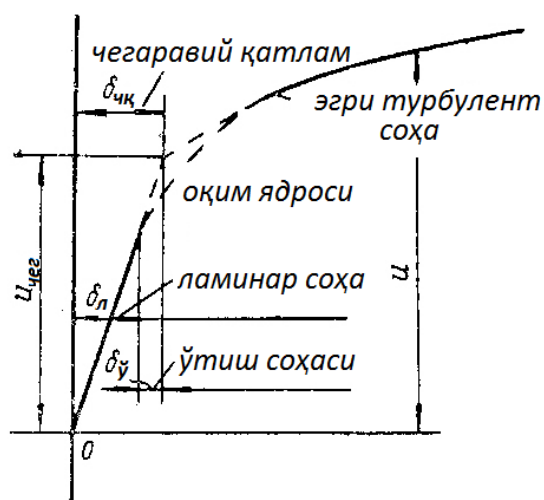
4.8. TURBULENT HARAKATDAGI OQIMNI O‘RGANISHDA FOYDALANILADIGAN ASOSIY TUSHUNCHALAR

Yuqoridagi mavzularda e’tirof etilganidek, turbulent tartibdagi oqim harakati uni tashkil etuvchi molekulalar birikmasi – kontiniumning jadal aralashuvchanligi bilan xarakterlanadi. Ko‘pgina tadqiqotlar turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimning tarkibini ikki qatlamdan iborat deb qarash qulay degan xulosaga kelishgan. 1925 yilda L.Prandtl ham turbulent tartibdagi oqim harakatini o‘rganib, xuddi shunday xulosaga kelgan. Uning gipotezasiga asosan turbulent oqim turbulent yadro va nihoyatda kichik o‘lchamli devor yaqinida paydo bo‘ladigan laminar qatlam yoki yopishqoq qatlamdan iborat deb qaraladi. Uni quyidagi sxema ko‘rinishida ko‘rsatish mumkin (4.9-rasm).



4.9-rasm. Turbulent oqim ko‘ndalang kesimi L.Prandtl taklifi.

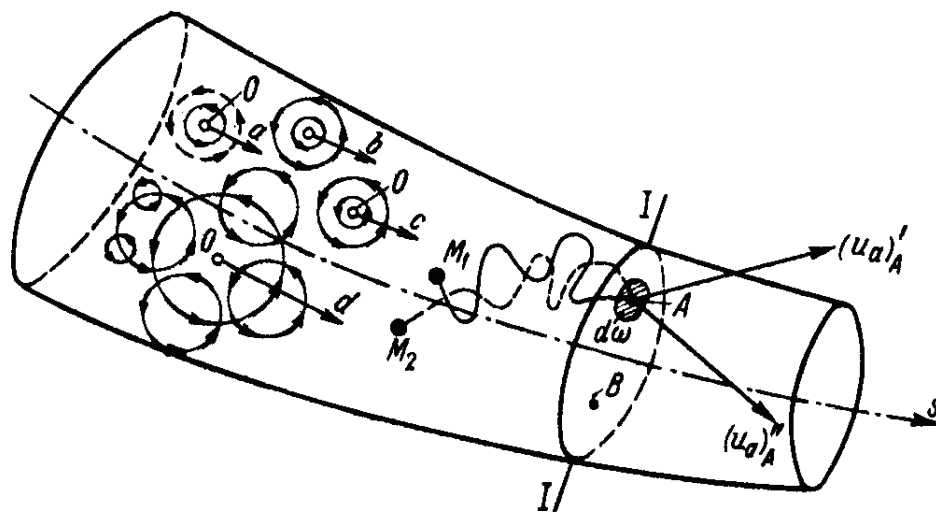
Lekin, Matioli va G.Gurjienko tadqiqotlari natijasida bu chegaraviy qatlam tushunchasiga o‘zgarish kiritildi. Chunki, ularning tadqiqotlari bu sohadagi suyuqlik harakatiga tezlik, bosim va urinma kuchlanishlar pulsatsiyasi – tebranishi ta’sir ko‘rsatishi isbotlangan. Shu sababli, bu qatlamni laminar emas, balki yopishqoq qatlam deb qarash maqsadga muvofiqdir. Unga asosan, bu qatlam laminar va aralash o‘tish sohasidan iborat deb qarash taklif etilgan. O‘tish sohasida goh laminar, goh turbulent harakat tartiblari bo‘lishi e’tirof etilgan.



4.10-rasm. Turbulent oqim tuzilishi. Mattioli va G.Gurjienko taklifi.

Laminar sohada tezlikning taqsimlanishi chiziqli qonuniyatga bo'ysunsa, oqim yadrosida bu logarifmik qonuniyat asosida amalga oshishi e'tirof etilgan. Mana shu o'tish sohasida g'adir-budirlik hisobiga buramalar paydo bo'lib, bu buramalar turbulent oqimda aralashishni keltirib chiqaradi. Oqimning yuqori darajadagi turbulentshishi kvadrat qarshiliklar sohasida ro'y berishi kuzatilgan. Quyida bu mavzuga batafsil to'xtalishdan oldin foydalaniladigan asosiy tushunchalar haqida ma'lumot beramiz.

Mahalliy oniy tezlik (aktual tezlik). Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim strukturasi quyidagicha tasavvur qilishimiz mumkin. Suyuqlik oqimining yuqori tezliklarida turli shakl va kattaliklariga ega bo'lgan suyuqlik hajmlari (4.11-rasm, *a, b, s*) suyuqlik ichida tartibsiz aylanma harakatlana boshlaydi. Suyuqlik ichida paydo bo'luvchi va tarqalib ketuvchi aylanmalar oqim bo'ylab o'zgarib boradi.



4.11-rasm. Turbulent harakat sxemasi

Berilgan $I-I$ kesimdan bu hajmlar ma'lum vaqtlarda oralig'ida ilgariylanma harkatlanib o'tadi. Agar bu o'tayotgan hajmlarning biror A qo'zg'almas nuqtadan zarrachalarni olsak, bu zarrachalar O markazga nisbatan aylanma va ilgariylanma harakat qiladi. Shu sababli, bu nuqtada tezlik har doim o'zgarib turadi.

Agar A nuqtaga tushayotgan zarrachalar to'plamini (M_1, M_2, \dots) turli t vaqt oralig'idagi harakatini kuzatsak, quyidagilarni kuzatish mumkin:

a) M_1 zarracha turli traektoriya chizib harkatlanib, ixtiyoriy t_1 vaqtda A nuqtada

$(u_a)'_A$ tezlikka ega bo'ladi.

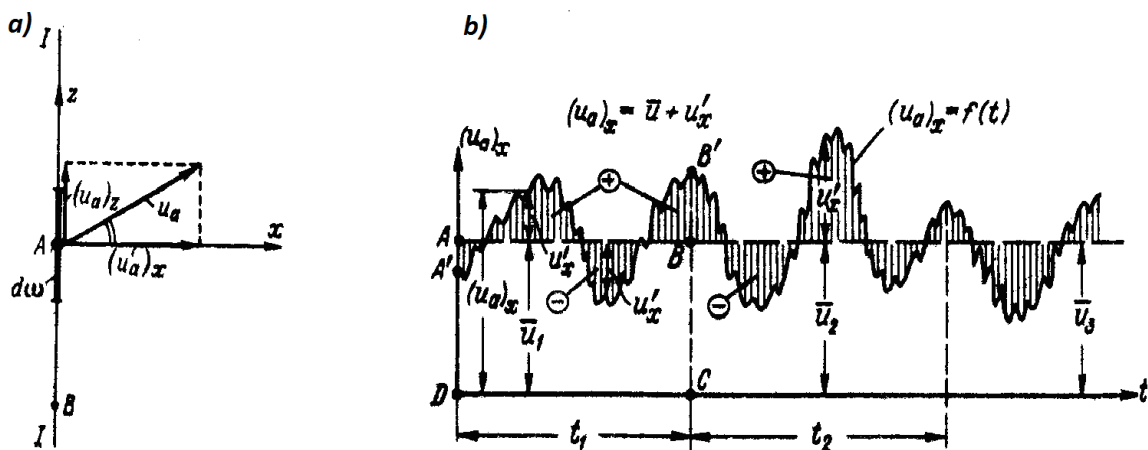
b) M_2 zarracha esa boshqacha traektoriya bo'ylab harkatlanib, A nuqtadan t_2

vaqtda $(u_a)''_A$ tezlikka ega bo'ladi.

$I-I$ kesimning boshqa V nuqtasida ham (t_1, t_2, \dots) turli vaqtlarda turli tezlik $\left[(u_a)'_B, (u_a)''_B, \dots \right]$ larga ega bo'lishi mumkin.

Demak, muxitning ixtiyoriy qo'zg'almas nuqtasidagi ixtiyoriy (t) vaqtdagi xaqiqiy u_a tezligi *oniy mahalliy tezlik* yoki *aktual tezlik* deyiladi.

Mahalliy oniy (aktual) tezlik tebranishi. 4.12, a-rasmda oqimning $I-I$ tekis ko'ndalang kesimini belgilab olamiz, undagi A qo'zg'almas nuqta atrofida $d\omega$ elementar yuzani belgilaymiz. Bu yuzaga Ax tik chiziqni va Az ortogonal chiziqni chizib olamiz. Bu nuqtadagi tezlikni u_a deb belgilab, uning Ax va Az o'qlarga proektsiyalarini $(u_a)_x$ va $(u_a)_z$ deb olamiz.



4.12-rasm. a) Bo'ylama aktual $(u_a)_x$ tezlik va ko'ndalang aktual $(u_a)_z$ tezlik
 b) Muhitda joylashgan A qo'zg'almas nuqtadagi (4.11-rasm) bo'ylama aktual tezlikning tebranish grafigi sxemasi

Aktual tezlik $(u_a)_x$ ning bo‘ylama tashkil etuvchisi quyidagi tomonlari bilan xarakterlanadi.

a) doimo o‘z yo‘nalishiga ega bo‘ladi (u_a tezlikdan farqli o‘laroq);

b) u_a tezlikning vaqt o‘zgarishi bilan kattaligi o‘zgarishiga mos ravishda, bu tashkil etuvchi ham o‘z kattaligini o‘zgartiradi.

Bu tashkil etuvchilarni mos ravishda *bo‘ylama* $(u_a)_x$ va *ko‘ndalang* $(u_a)_z$ tezliklar deb ataymiz.

$(u_a)_x$ tezlikning vaqt o‘tishi bilan A nuqtadagi o‘zgarishi 4.12, b-rasmdagi kabi ifodalanadi. Uni *bo‘ylama tezlikning tebranish grafigi* deyiladi.

Xuddi shu tarzda ko‘ndalang tezlik tebranishini ifodalashimiz mumkin (4.13, a-rasm).

Demak, mahalliy oniy tezlik tashkil etuvchilarining vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishi *tezlik tebranishi* deyiladi. Bu hodisani Pito naychasida suyuqlikning ko‘tarilishi va tushishida kuzatish mumkin.

O‘rtacha mahalliy tezlik. Tebranma tezlik. Bu 4.12, b-rasmda ifodalangan bo‘ylama tezlik tebranishi grafigidan t_1 vaqt oralig‘ini tanlab olib, unda AV to‘g‘ri chiziqni o‘tkazamiz. Bunda AV chiziqni shunday o‘tkazamizki, $AVSD$ va $A'VSD$ yuzalarining tengligiga erishamiz, ya’ni

$$\Omega_{ABCD} = \Omega_{A'B'CD}$$

Shu shart bajarilganda, A nuqtada bo‘ylama tezlikning o‘rtacha u_1 qiymati mavjud bo‘ladi.

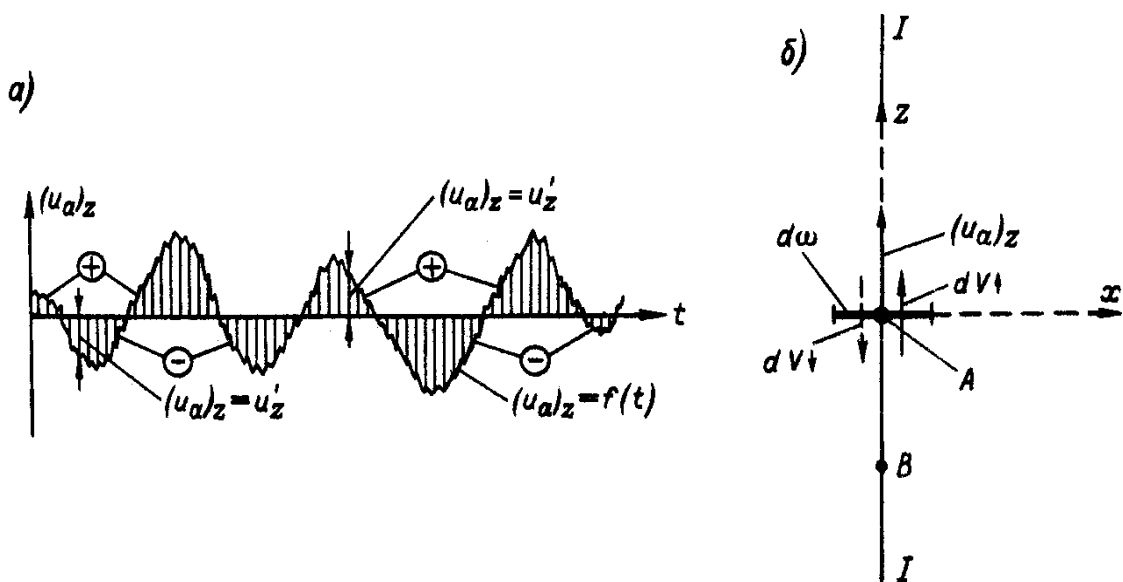
Xuddi shuningdek, t_2 vaqt oralig‘ida \bar{u}_2 bo‘ylama tezlik kattaligi mavjud bo‘ladi:

$$\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = \dots = \bar{u} = const \quad (\text{vaqt bo‘yicha}) \quad (4.63)$$

Bunday turbulent harakat *o‘rtacha barqaror yoki barqaror harakat* deyiladi. Agar $\bar{u}_1 \neq \bar{u}_2 \neq \bar{u}_3 \neq \dots \neq \bar{u}$ bo‘lsa, bunday harakat *beqaror harakat* deyiladi.

$d\omega$ elementar yuza orqali t vaqt oralig‘ida oqib o‘tgan suyuqlik hajmini dV deb belgilab olsak, barqaror harakatdagi o‘rtacha tezlikni quyidagicha aniqlash mumkin

$$\bar{u} = \frac{dV}{td\omega} = const \quad (\text{vaqt bo‘yicha}) \quad (4.64)$$



4.13-rasm. Turbulent oqimning bo‘ylama va ko‘ndalang yo‘nalishi

- a) A qo‘zg‘almas nuqtadagi ko‘ndalang aktual tezlikning grafigi sxemasi;
 b) dV hajmli suyuqlikning $d\omega$ elementar yuza orqali ko‘ndalang almashinuvi

4.12, b -rasmni tahlil qilib, bo‘ylama aktual tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$(u_a)_x = \bar{u} + u'_x \quad (4.65)$$

bunda, u'_x – bo‘ylama tebranma (pulsatsion) tezlik yoki qo‘shimcha tebranma tezlik deyiladi.

Katta vaqt oralig‘i uchun

$$\sum u'_x dt = 0 \quad (4.66)$$

chunki, bu yig‘indi 4.12, b -rasmda shtrix chiziqchalar bilan belgilangan yuzalar yig‘indisiga teng.

Umuman, aktual tezlikni ko‘ndalang tashkil etuvchisi tebranishini qarayotganimizda (4.13-rasm) Oz o‘qqa ortogonal bo‘lgan $d\omega$ elementar yuzani nazarda tutishimiz kerak (4.13, b -rasm). Chunki, bu yuzadan o‘tayotgan suyuqlik $(u_a)_z$ tezlikning vaqt o‘zgarishi bilan kattaligi va yo‘nalishining o‘zgarishi hisobiga harakatda bo‘ladi. Bu suyuqlikni t vaqt mobaynida $d\omega$ yuzadan yuqoriga o‘tgan miqdorini $dV \uparrow$ deb olamiz.

$$dV \uparrow = dV \downarrow \quad (4.67)$$

bundan ko‘rinib turibdiki, t vaqt mobaynida $d\omega$ yuza orqali o‘tgan suyuqlik miqdori nolga teng.

$$dV = dV \uparrow - dV \downarrow = 0 \quad (4.68)$$

Demak,

$$\bar{u}_z = 0 \quad (4.69)$$

Bu ifodani nazarda tutib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$(u_a)_z = 0 + u'_z = u'_z \quad (4.70)$$

bunda, u'_z – ko‘ndalang tebranma tezlik.

Demak, aktual tezlikning tebranma tashkil etuvchisi deganda, ko‘ndalang tebranma tezlikni tushunamiz, ya’ni

$$\sum (u_a)_z dt = \sum u'_z dt = 0$$

Bosim tebranishi. O‘rtacha oqim. (Reynolds-Bussinesk modeli). Tadqiqotlar natijasiga asoslanib shuni aytish mumkinki, tezlik tebranishi bosim tebranishi bilan davom etadi. Ya’ni vaqt o‘zgarishi bilan bosim ham qaralayotgan muhit nuqtalarida o‘zgarib turadi.

Barqaror turbulent oqim harakatini kuzatib, ixtiyoriy A nuqtadagi gidrodinamik bosimning turli vaqt oraliqlaridagi miqdorini quyidagicha yozish mumkin (4.11-rasm):

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = \bar{p}_3 = \dots = \bar{p} \quad (4.71)$$

bunda, $\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = \bar{p}_3 = \dots = \bar{p}$ – ketma-ket t_1, t_2, t_3 , vaqtlar oralig‘ida A nuqtadagi gidrodinamik bosimning o‘rtacha qiymati bo‘lib, *o‘rtacha mahalliy gidrodinamik bosim* deyiladi.

O.Reynolds (1895 y.) va J.Bussinesk (1897 y.)lar turbulent oqimni hisoblash uchun faraziy model taklif etishgan bo‘lib, bu model *shunday shartli suyuqlik oqimidan iboratki, bunda harakatlanayotgan zarrachalar tezligi mahalliy bo‘ylama (\bar{u}) tezlikka teng bo‘lib, oqim mavjud bo‘lgan muxitning barcha nuqtalarida bosim o‘rtacha \bar{p} mahalliy gidrodinamik bosimga teng bo‘ladi.* Bunday modellarda ko‘ndalang mahalliy tezliklar e’tiborga olinmaydi, ya’ni turbulent ko‘chish qaralmaydi. Bu faraziy oqim *Reynolds-Bussinesk modeli* deb yuritiladi. Ushbu kattaliklar bilan o‘rganiladigan suyuqlik oqimi *turbulent tartibda harakatlanayotgan o‘rtalashtirilgan suyuqlik oqimlari* deb yuritiladi. Bu harakat Reynolds tenglamalari sistemasi orqali ifodalanadi.

Reynolds-Bussinesk modeli qaralayotganda, agar suyuqlik oqimining baqaror harakatida qaralayotgan alohida olingan nuqtalarda

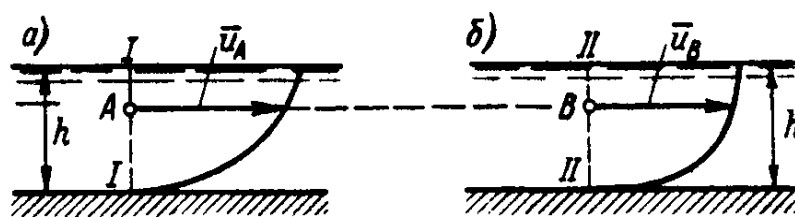
(\bar{u}) kattalik vaqt davomida o'zgarib, beqaror harakatda bu kattalik vaqt davomida bu kattalik o'zgarishi kerak.

Demak, turbulent oqimlarni hisoblashda Reynolds-Bussinesk modeliga asosan, \bar{u} va \bar{p} kattaliklar ishlatiladi. Masalan, turbulent oqimlar uchun Bernulli tenglamasi yozilganda u va r kattaliklarni yozishda, asosan, shu o'rtacha kattaliklar nazarda tutiladi. Tebranish intensivligini aniqlashda esa, α_s - tuzatma koeffitsientidan foydalaniladi. Shuni ta'kidlash kerakki, turbulent kuchini hisobga olmaslik napor kattaligiga ta'sir ko'rsatadi. Bu haqda keyingi mavzularda batafsilroq to'xtalamiz.

Suyuqlikning turbulent harakatida o'rtacha tezlik. Bu tushuncha bilan tanishganimizda, bitta asosiy tushunchani ajratib olishimiz kerak. Bu bir muxitning qo'zg'almas nuqtasidagi turli vaqt oralig'idagi o'rtalashtirilgan tezlik \bar{u} va harakatdagi kesim bo'ylab o'rtacha tezlik v . Suyuqlikning laminar harakatida bu kattalik xaqiqiy (u) tezliklarning o'rtalashtirilgan qiymatiga teng bo'lsa, turbulent harakat uchun bu kattalikni aniqlashda avval ko'ndalang kesimning alohida nuqtalaridagi bo'ylama tezliklarning o'rtacha qiymati olinib, keyin bu kattaliklarning o'rtacha qiymati olinadi.

Turbulent oqim kinetik energiyasi. 4.14-rasmda ikkita bir xil prizmatik o'zamlarni ifodalaymiz. Bu o'zandagi oqimlarning Q sarfi, h chuqurligi va o'rtacha tezligi bir xil ekanligi bilan ajralib turadi. *I-I* va *II-II* harakatdagi kesimlar bilan tanishamiz (4.14, *a* va *b*-rasm). Garchand o'xshash *A* va *V* nuqtalarda bo'ylama \bar{u}_A va \bar{u}_B tezliklar teng bo'lsada, $\bar{u}_A = \bar{u}_B$ tezliklar

tebranishi har xil bo'lishi mumkin. Bu kesimlarni o'zaro taqqoslab aytish mumkinki, o'rtacha tezliklar bir xil bo'lganligi

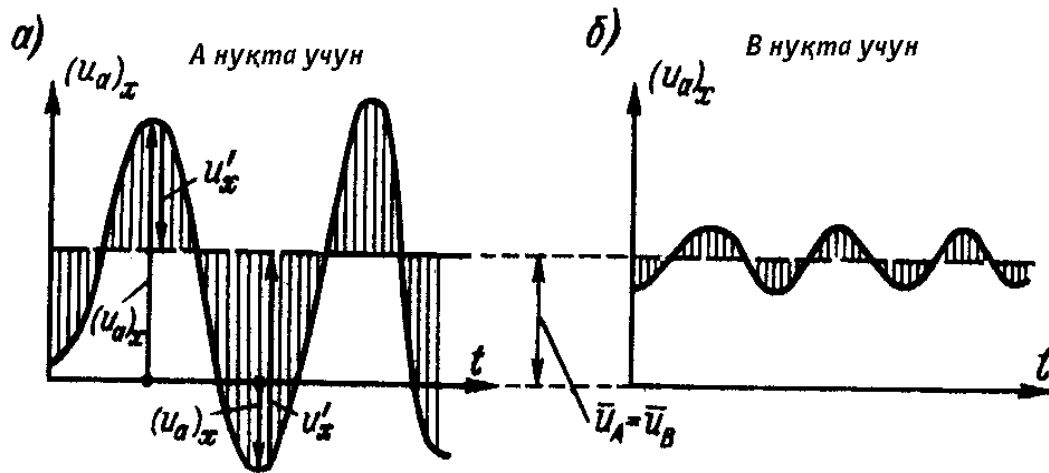


4.14-rasm. Har xil tezliklarda harakatlanuvchi oqimlarni taqqoslash

bilan birga, bu oqim har xil strukturaga ega bo'lishi mumkin. Bunda turbulentlik darajasi yuqori bo'lgan oqim, yuqori kinetik energiyaga ega bo'ladi. Bu turbulent oqimning kinetik energiyasi ikki qiymat yig'indisidan iborat (4.15-rasm):

- a) \bar{u} o'rtacha tezlikka asosan hisoblangan kinetik energiya;
- b) tebranma u tezliklar asosida hisoblangan kinetik energiya.

Laminar tartibdagi oqim uchun kinetik energiya $\frac{\alpha v^2}{2g}$ ko‘rinishda ifodalanadi. Bunda, α – tuzatma koeffitsienti, harakatdagi kesim bo‘ylab tezlik taqsimlanishini bir xil emasligini hisobga oladi.



4.15-rasm. 4.14-rasmdagi oqimning bo‘ylama aktual tezlik tebranishi

Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim uchun $\frac{\alpha_c v^2}{2g}$ ifoda orqali foydalaniladi

$$\alpha_c = \alpha + \alpha_{II} \quad (4.72)$$

bunda, α_p – ko‘ndalang kesimning alohida nuqtalarida tebranma bo‘lgan tezlikni hisobga oluvchi tuzatma koeffitsienti.

α_p tuzatma koeffitsient faqat oqimning notekis harakatida mavjud bo‘ladigan intensiv turbulent oqimlarda hisobga olinadi.

Barqaror turbulent harakatda buni hisobga olmaslik mumkin. Xulosa qilib ta’kidlash kerakki, 4.14, a va b-rasmlardagi oqimlarda tezlik tebranishining har xilligi sababli, o‘rtacha tezlik taqsimlanishi har xil bo‘lib, epyurasi turli ko‘rinishga ega bo‘ladi.

4.9. SUYUQLIK OQIMINING TURBULENTLIK DARAJASI

Biz oqimning o‘rtalashtirilgan va o‘rtacha tezliklari o‘rtasidagi tafovutni yaxshi bilamiz. Lekin, shunga qaramasdan yana bir bor ta’kidlab o‘tamizki, o‘rtalashtirilgan tezlik suyuqlik oqimining biror bir qo‘zg‘almas nuqtadan o‘tayotgan aktual yoki mahalliy tezliklarining vaqt bo‘yicha o‘rtalashtirilgan tezligi

qiymati bo'lsa, suyuqlik oqimining o'rtacha tezligi aslida o'rtalashtirilgan qiymati bo'lib, u abstrak – mavhum kattalikdir.

Tezlikning pulsatsion tashkil etuvchilarini baholash uchun ularning o'rtacha kvadrat qiymatlariga teng bo'lgan standartlar kiritilgan. Bu pulsatsion o'zgarishlar standartlarini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\begin{aligned}\sigma_{(u)_x} &= \sqrt{(\bar{u}'_x)^2}; \sigma_{(u)_y} = \sqrt{(\bar{u}'_y)^2}; \sigma_{(u)_z} = \sqrt{(\bar{u}'_z)^2}; \\ \sigma_\rho &= \sqrt{(\bar{\rho}')^2}; \sigma_\tau = \sqrt{(\bar{\tau}')^2}; \\ \sigma_u &= \sqrt{(\sigma_{(u)_x})^2 + (\sigma_{(u)_y})^2 + (\sigma_{(u)_z})^2}\end{aligned}$$

Suyuqlik oqimining turbulენტlik darajasini aniqlash uchun esa turbulენტlik darajasi (jadalligi) degan tushunchani kiritamiz. Bu daraja ε harfi bilan belgilanib, tezlik pulsatsion o'zgarishlari o'rtacha kvadrat qiymatlarini qaralayotgan nuqtadagi *xarakterli tezliklarga* nisbati bilan aniqlanadi. Xarakterli tezlik deganda, nuqtadagi o'rtalashtirilgan tezlikni, oqim tezligi aniqlanayotgan vertikalidagi o'rtacha tezlik, harakatdagi kesim bo'ylab o'rtacha tezlik yoki maksimal tezlikni tushunishimiz mumkin. Tadqiqotlar natijasi oqimning turbulent harakatida tezlik masshtabi nisbatida oqimning dinamik tezligini qabul qilish to'g'ri natija berishini ko'rsatgan.

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \frac{\sigma_{u_x}}{u_*}; \varepsilon_y = \frac{\sigma_{u_y}}{u_*}; \varepsilon_z = \frac{\sigma_{u_z}}{u_*}; \\ u_* &= \sqrt{gRJ};\end{aligned}$$

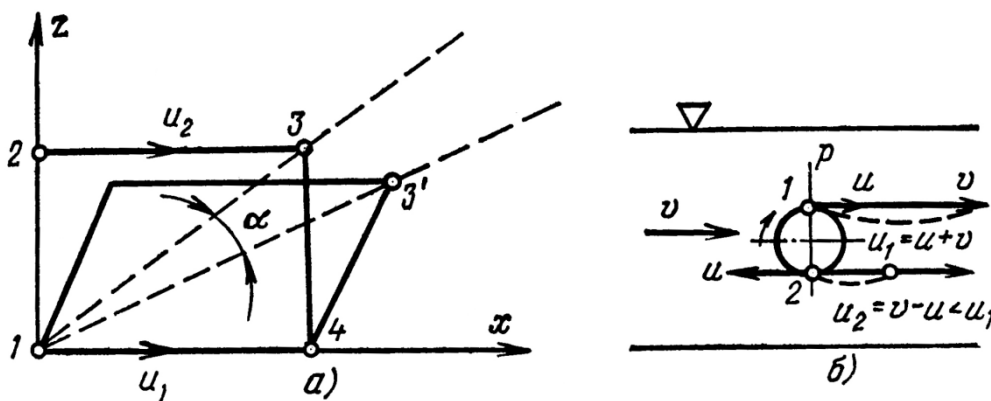
bunda, R – gidravlik radius; J – gidravlik nishablik;

Bu munosabatlar qabul qilingan holatlarda quvur radiusi yoki ochiq o'zanlarda oqim chuqurligi bo'ylab, turbulენტlik darajasi ($\varepsilon_x; \varepsilon_y; \varepsilon_z$) ning umumlashgan ko'rinishdagi egriliklari olinishi mumkin.

Shu sababli, gidravlik hisoblarda ko'pgina hollarda xarakterli tezlik sifatida oqim o'rtacha tezligi, o'rtalashtirilgan tezlik yoki ishqalanish – dinamik tezlik qabul qilinadi. Dinamik tezlik tushunchasi bilan keyingi mavzuda batafsilroq tanishamiz. Ta'kidlash lozimki, suv oqimining quvurlar sistemasidagi naporli harakatida va ochiq o'zanlardagi naporsiz harakatida past chastotali pulsatsiya – tebranishlar asosiy o'rin egallaydi.

4.10. MAGNUS EFFEKTI

Suyuqlik zarrachalarining qattiq devor yaqinidagi harakatiga e'tiborni qaratsak, ular qattiq devor zarrachalari bilan ma'lum o'zaro ta'sir kuchi ostida bo'lishi ma'lum. Shunga asosan, suyuqlik zarrachalari devor oldida o'z harakatidan sezilarli darajada sekinlashib, tezliklari nolga yaqinlashib boradi, ularga yaqin boshqa zarrachalar esa harakatga kelib, devordan uzoqlasha boshlashlari bilan tezliklari oshishi mumkin. Bunda kichik suyuqlik massalarining *aylanma harakati* vujudga keladi. 1, 2, 3 zarrachalarning 1-3 yo'nalishi 1-3' vaziyatga o'tishi kuzatiladi, ya'ni koordinata o'qlariga nisbatan α burchakka buriladi. Xuddi shu tarzda aylanma harakat paydo bo'lishini kuzatish mumkin.



4.16-rasm.

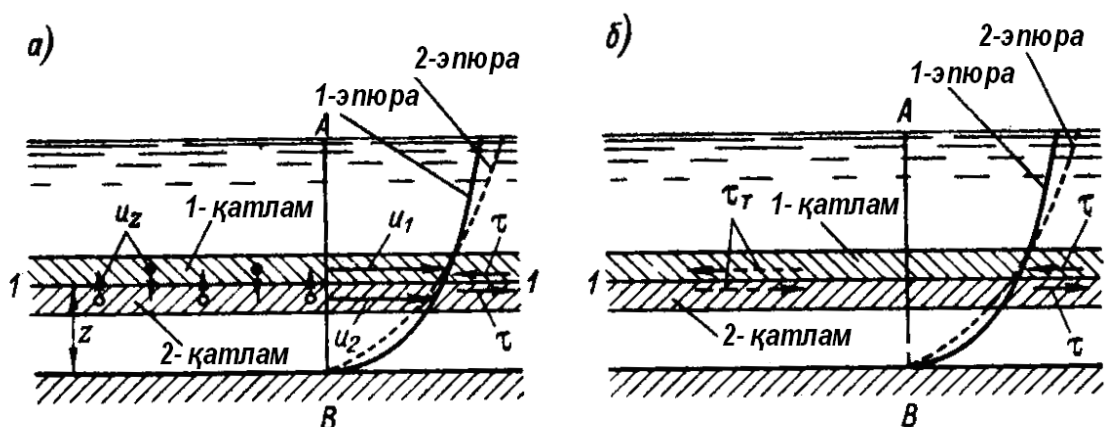
Umuman ilgariylanma va aylanma harakatlarning qo'shilishi natijasida qaralayotgan suyuqlik massasiga ta'sir etuvchi va oqimning bo'ylama harakat tezligi yunalishiga normal yo'nalgan kuch paydo bo'ladi. Yuqoridagi rasmda bu kuch devordan teskari tomonga yo'nalgan. Bu vaziyat *Magnus effekti* deyiladi. Bu kuch ta'sirida suyuqlik zarrachasi oqim markazi tomonga harakatlanib, aralashish jarayoni ruy beradi. Qattiq devor g'adir-budirliigi bu jarayonning rivojlanishiga yordam berishini e'tirof etish mumkin. Bu jarayon oqimning yuqori tezliklarida amalga oshib, bunda yopishqoqlikning ta'siri aralashishga qarshilik ko'rsata olmaydi. Xuddi shu aralashish yuqorida qayd etilgan tezlik tebranishi - pulsatsiyalanishi paydo bo'lishiga sabab bo'ladi.

4.11. O'RTA OQIMLARDAGI TURBULENT URINMA KUCHLANISHLAR

Xaqiqiy turbulent oqimlarda, asosan, aktual urinma kuchlanishlar mavjudligi bizga ma'lum. Turbulentlik tufayli, bu kuchlanishlar maydoni vaqt mobaynida o'zgaradi. Agar berilgan vaqtda bu maydon ma'lum bo'lsa, Nyuton qonunidan foydalanib, shu vaqt uchun aktual urinma kuchlanishlar maydonini ham hisoblashimiz mumkin. «Turbulent urinma kuchlanish» tushunchasini (τ_T), haqiqiy turbulent oqim aktual kuchlanishi (τ) bilan tenglashtirib bo'lmaydi. τ_T kuchlanish haqiqiy oqimlarda bo'lmaydi, balki, bu kattalik faraziy tushuncha bo'lib, o'рта oqimga (Reynolds-Bussinesk modeli) uni haqiqiy oqimga yaqinlashtirish uchun kiritiladi.

Bu masala bilan chuqurroq tanishamiz. Haqiqiy turbulent oqimdan o'рта oqimga o'tishda, ko'ndalang tebranma tezlik tushirib qoldiriladi ($u'_z = u_z$), faqat tezlikning bo'ylama tashkil etuvchisi \bar{u}_x qolib, u shartli ravishda u deb belgilanadi.

Shu bilan birga, bu tashlab yuborilgan had, bo'ylama tezlik u epyurasini shakllanishiga ta'sir ko'rsatadi, demak, napor yo'qolishi kattaligiga ham ta'sir ko'rsatadi. u_z – uzunlik tezligini hisobga olinmasligi natijasida bo'ladigan o'zgarishni muvozanatlashtirish uchun τ_T bo'ylama urinma kuchlanish tushunchasi kiritiladi. Albatta, bu kuchlanish kattaligi shunday tanlanishi kerakki, u tezlik epyurasiga ta'siri, hisobga olinmagan u_z tezlik ta'siriga muvozanatlashtiriladi.



4.17-rasm. Urinma kuchlanishlarini o'rganishga doir

- a) «xaqiqiy» oqim, chuqurlik bo'yicha zarrachalar almashinuvi mavjud bo'ladi;
- b) o'rtalashtirilgan oqim modeli

4.17, *a*-rasmida chuqurlik bo'yicha zarrachalar almashinuvi mavjud bo'lgan haqiqiy oqim sxemasi tasvirlangan «qora» zarrachalar nisbatan u_1 uzunlik bo'yicha kattalikka egadirlar. Bular $u_z \downarrow$ tezlik bilan pastki qatlamga tushib, ularning harakatini tezlashtirishadi. «Oq» zarrachalar esa, nisbatan kichik tezlikka ega bo'lib, 2-qatlamdan 1-qatlamga o'tib, bu qatlamdagi oqim harakatini sekinlashtiradi. Agar 1-epyura tezlikning haqiqiy epyurasi bo'lsa, 2-epyura esa u_z tezlik hisobga olinmagan holat uchun tezlikning *taqribiy epyurasi* deyiladi.

4.17, *b*-rasmida esa, turbulent almashinuvi bo'lmagan ($u_z=0$) holat uchun Reynolds-Bussinesk modeli sxemasi ifodalangan. Bunday sxema uchun 2-tezlik epyurasiga erishishimiz kerak. Mana shu sxemaga u_z tezlik o'rniga faraz qilinayotgan τ_T urinma kuchlanishini kiritib, 2-epyura o'rniga «haqiqiy» 1-epyurani olishimiz mumkin. Yuqoridagi *a* sxemadan ko'rinib turibdiki, haqiqiy oqimlarda (*a*-sxema) τ Nyuton urinma kuchlanishlari mavjud, Reynolds-Bussinesk modelida (*b*-sxema) esa 1-1 sirt bo'ylab ($\tau + \tau_T$) ga teng bo'lgan urinma kuchlanishlari mavjud. τ_T kuchlanish kattaligini aniqlash uchun quyidagi ko'rinishga ega bo'lgan postulatdan foydalanamiz.

$$\delta [XM(M) \uparrow \downarrow]_a = IK(\tau_T)_\delta$$

bunda, XM – elementar hajmdagi suyuqlikning turbulent almashinuv natijasidagi harakatlar miqdorini o'zgarishi; IK – faraz qilinayotgan ishqalanish kuchlari impulsi (4.17, *b*-rasm).

Yuqoridagi ifodani kuchlar impulsining harakatlar miqdori tenglamasi deb atash mumkin emas. Chunki, tenglamaning chap tomonidagi had haqiqiy oqim uchun o'rinli bo'lsa (4.17, *a*-rasm), o'ng tomonidagi had faraz qilinayotgan oqim uchun o'rinlidir (4.17, *b*-rasm).

Bussinesk bu tenglamani o'zining maxsus usuli bilan yechib, tuzilishi jixatidan (4.38) ifodaga o'xshash quyidagi tenglamani olgan:

$$\tau_T = \eta_T \left| \frac{du}{dn} \right| \quad (4.73)$$

bunda, $\frac{du}{dn}$ – tezlik gradienti bo'lib, ma'nosi (4.38) ifodadagi kabidir, faqat bu yerda u – tezlikning uzunlik uzunlik bo'yicha o'rtacha qiymati; η_T *turbulent yopishqoqlikning dinamik koeffitsienti yoki turbulent almashinuv koeffitsienti* deyiladi.

L.Prandtl molekulyar yopishqoqlikni mavjud emas deb faraz qilib, bu kattalikni quyidagicha aniqlashni taklif etgan.

$$\eta_T = \rho l^2 \frac{du}{dn} \quad (4.74)$$

bunda, l – aralashish yoki ko‘chish yo‘li uzunligi deb ataladi. Bu kattalikning fizik ma’nosini turli tadqiqotchilar turli ma’noda ta’riflashadi. Bu kattalik quyidagi formula yordamida aniqlanishi mumkin.

$$l = \aleph y \quad (4.75)$$

bunda, y – o‘zan devoridan turbulent urinma turbulent urinma kuchlanishlar aniqlanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa, \aleph – «Prandtlning umumiy doimiysi» deb atalib, Nikuradze tajribalari natijasiga asosan $\aleph \approx 0,4$ deb qabul qilingan.

(4.74) ifodadan ko‘rinib turibdiki, η_T dinamik yopishqoqlik koeffitsienti kattaligi tezlik gradientiga proporsional bo‘lib, molekulyar yopishqoqlik koeffitsientidan farqli o‘laroq, harakat xarakteriga ham bog‘liq.

Bu ifodani inobatga olib, turbulent yopishqoqlikning kinematik koeffitsientini yozishimiz mumkin:

$$v_T = \frac{\eta_T}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn} \quad (4.76)$$

Umuman o‘rtalashtirilgan oqim xar ikkala yopishqoqlikka ega bo‘lishi kerak. Shu sababli, to‘liq urinma kuchlanishni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\tau = \eta \frac{du}{dn} + \eta_T \frac{du}{dn} \quad (4.77)$$

Suyuqlik oqimining laminar tartibdagi harakatida (4.77) ifodaning o‘ng tomonidagi ikkinchi ifodani inobatga olmaslik mumkin, bunda devordagi ishqalanish kuchlanishi τ devordagi o‘rtacha tezlikning birinchi darajasiga to‘g‘ri proporsionaldir. Suyuqlik oqimining turbulent tartibdagi harakatida Reynolds sonining katta qiymatlarida (4.77) ifodaning o‘ng tomonidagi ikkinchi had birinchisidan ancha katta bo‘lganligi sababli, birinchi hadni, ya’ni molekulyar yopishqoqlikni hisobga olmaslik mumkin. Bunday holatda τ kattalik o‘rtacha tezlikning ikkinchi darajasiga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi.

4.12. TURBULENT TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN O‘RTALASHTIRILGAN SUYUQLIK OQIMI UCHUN HARAKAT- REYNOLDS TENGLAMALARI SISTEMASI

Bizga ma’lumki, real holatdagi suyuqlik oqimini harakatini Nave-Stoks tenglamalari sistemasi yordamida quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \left(\frac{d^2 u_x}{dx^2} + \frac{d^2 u_x}{dy^2} + \frac{d^2 u_x}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} + \nu \left(\frac{d^2 u_y}{dx^2} + \frac{d^2 u_y}{dy^2} + \frac{d^2 u_y}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + \nu \left(\frac{d^2 u_z}{dx^2} + \frac{d^2 u_z}{dy^2} + \frac{d^2 u_z}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{cases}$$

Ingliz olimi Osborn Reynolds bu tenglamalar sistemasini turbulent tartibdagi harakatni o‘rganishda haqiqiy suyuqlik oqimi o‘rniga qabul qilingan Reynolds-Bussinesk modeliga mos keluvchi o‘rtalashtirilgan oqimni o‘rganib, oqimning vaqt bo‘yicha o‘rtalashtirilishini inobatga olib, suyuqlikning turbulent tartibdagi xarakati tenglamalari sistemasini keltirib chiqargan. Buning uchun tenglamalarning o‘ng tomonidagi konvektiv tezlanishni ifodalovchi hadlarni qayta qarab chiqamiz:

$$\begin{aligned} u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} (u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (u_x u_y) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} (u_x u_z) - \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) u_x \end{aligned}$$

Suyuqlikning siqilmas holati uchun uzluksizlik tenglamasiga asosan,

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$

demak,

$$u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (u_x u_y) + \frac{\partial}{\partial z} (u_x u_z)$$

Nave-Stoks tenglamalarining qolgan ikkitasi uchun xuddi shunday-analog tarzda matematik o‘zgartirish kiritib, bu sistemani quyidagi ko‘rinishda olishimiz mumkin:

$$\begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \left(\frac{d^2 u_x}{dx^2} + \frac{d^2 u_x}{dy^2} + \frac{d^2 u_x}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (u_x u_y) + \frac{\partial}{\partial z} (u_x u_z) \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} + \nu \left(\frac{d^2 u_y}{dx^2} + \frac{d^2 u_y}{dy^2} + \frac{d^2 u_y}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_y u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (u_y u_y) + \frac{\partial}{\partial z} (u_y u_z) \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + \nu \left(\frac{d^2 u_z}{dx^2} + \frac{d^2 u_z}{dy^2} + \frac{d^2 u_z}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_z u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (u_z u_y) + \frac{\partial}{\partial z} (u_z u_z) \end{cases}$$

Endi tenglamalarning hadlarini o'rtalashtirib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \nu \nabla^2 \bar{u}_x = \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_x \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}_x \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u}_x \bar{u}_z) \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy} + \nu \nabla^2 \bar{u}_y = \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_y \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}_y \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u}_y \bar{u}_z) \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dz} + \nu \nabla^2 \bar{u}_z = \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_z \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}_z \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{u}_z \bar{u}_z) \end{cases}$$

Tenglamalarga quyidagi munosobatlarni inobatga olib, o'zgartirishlar kiritamiz:

$$\begin{aligned} \bar{u}_x \bar{u}_x &= (\bar{u}_x + \bar{u}'_x)(\bar{u}_x + \bar{u}'_x) = \bar{u}_x^2 + 2\bar{u}_x \bar{u}'_x + \bar{u}'_x{}^2 \\ \bar{u}_x \bar{u}_y &= (\bar{u}_x + \bar{u}'_x)(\bar{u}_y + \bar{u}'_y) = \bar{u}_x \bar{u}_y + \bar{u}_x \bar{u}'_y + \bar{u}_y \bar{u}'_x + \bar{u}'_x \bar{u}'_y \\ \bar{u}_x \bar{u}_z &= (\bar{u}_x + \bar{u}'_x)(\bar{u}_z + \bar{u}'_z) = \bar{u}_x \bar{u}_z + \bar{u}_x \bar{u}'_z + \bar{u}_z \bar{u}'_x + \bar{u}'_x \bar{u}'_z \end{aligned}$$

qolganlari ham shu tarzda ifodalanadi, bu ifodalarda

$$\bar{u}'_x = \bar{u}'_y = \bar{u}'_z = 0$$

ekanligi inobatga olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\bar{u}_x \bar{u}_x = \bar{u}_x^2 + \bar{u}'_x{}^2; \bar{u}_x \bar{u}_y = \bar{u}_x \bar{u}_y + \bar{u}'_x \bar{u}'_y; \bar{u}_x \bar{u}_z = \bar{u}_x \bar{u}_z + \bar{u}'_x \bar{u}'_z \text{ va hk.}$$

Demak, siqilmas holatdagi suyuqlik uchun uzluksizlik tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} = 0$$

Turbulent tartibda barqaror harakatlanayotgan suyuqlik oqimi uchun quyidagi tenglamalarni yozishimiz mumkin:

$$\left\{ \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \nu \nabla^2 \bar{u}_x^2 &= \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} \bar{u}_z + \frac{\partial(\bar{u}'_x \bar{u}'_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{u}'_x \bar{u}'_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{u}'_x \bar{u}'_z)}{\partial z}; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy} + \nu \nabla^2 \bar{u}_y^2 &= \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial z} \bar{u}_z + \frac{\partial(\bar{u}'_y \bar{u}'_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{u}'_y \bar{u}'_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{u}'_y \bar{u}'_z)}{\partial z}; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dz} + \nu \nabla^2 \bar{u}_z^2 &= \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} \bar{u}_z + \frac{\partial(\bar{u}'_z \bar{u}'_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{u}'_z \bar{u}'_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{u}'_z \bar{u}'_z)}{\partial z}; \end{aligned} \right.$$

Tenglamalardagi tezlikning pulsatsion tashkil etuvchi hadlarini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{u}'_x \bar{u}'_x)}{\partial x} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x); \\ \frac{\partial(\bar{u}'_x \bar{u}'_y)}{\partial x} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y); \\ \frac{\partial(\bar{u}'_x \bar{u}'_z)}{\partial x} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot \bar{u}'_x \bar{u}'_z) \end{aligned}$$

Bu o‘zgarishlarni inobatga olib, tenglamalar sistemasini quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$\left\{ \begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \nu \nabla^2 \bar{u}_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_z) \\ = \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} \bar{u}_z; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy} + \nu \nabla^2 \bar{u}_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_x) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_y) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_z) \\ = \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial z} \bar{u}_z; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dz} + \nu \nabla^2 \bar{u}_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_x) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_y) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_z) \\ = \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} \bar{u}_z; \end{aligned} \right.$$

Bu sistema turbulent tartibda harakatlanayotgan o‘rtalashtirilgan suyuqlik oqimi uchun *Reynolds tenglamalari sistemasi* deb ataladi.

Tenglamalardagi $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x$, $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y$, $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_z$ kabi hadlar kuchlanish o‘lchov birligiga ega. Shunday qilib, tenglamalarning chap tomonlarida turbulent tartibdagi harakatda paydo bo‘ladigan, pulsatsion tezliklarga ma’lum qonuniyatlar bilan

bogʻlangan yopishqoqlik kuchlanishlarini ifodalovchi hadlar mavjudligini koʻrish mumkin:

$$\nu \nabla^2 \bar{u}_x = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{u}_x; \nu \nabla^2 \bar{u}_y = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{u}_y; \nu \nabla^2 \bar{u}_z = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{u}_z;$$

Reynolds tenglamalari tarkibiga kiruvchi $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x$, $\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_y$, $\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_z$ hadlar mos oʻqlarga perpendikulyar joylashgan yuzalarga taʼsir etayotgan normal turbulent kuchlanishlarni koʻrsatsa, $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y$, $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_z$, $\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_z$ hadlar esa shu yuzalarga taʼsir etayotgan urinma turbulent kuchlanishlarni koʻrsatadi.

Reynolds tenglamalari sistemasidagi turbulent kuchlanishlar oldidagi manfiy belgiga eʼtibor bersak, shuni taʼkidlash kerakki, urinma kuchlanishlar musbat kattaliklar, lekin tezlik pulsatsiyalari ham manfiy, ham musbat boʻlishi mumkin. Masalan biror bir elementar zarracha yoki hajmga taʼsir etayotgan u'_x musbat boʻlib, u'_z pulsatsion oʻzgarish manfiy boʻlsa, doimo $u'_x u'_z$ koʻpaytma manfiy boʻladi.

Qilingan tahlillarga asoslanib, xulosa qilish mumkinki, suyuqlik oqimining turbulent tartibdagi harakatida urinma kuchlanishlarni yopishqoqlik kuchlanishlari $-\tau_{lam.}$ va turbulent tartibdagi pulsatsiyada paydo boʻladigan urinma kuchlanishlar $\tau_{murb.}$ yigʻindisidan iborat deb qarash mumkin:

$$\tau = \tau_{lam.} + \tau_{murb.}$$

$$\tau_{murb.ik} = -\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_k$$

Bunday holda ularni oʻzaro bogʻliqlik hossasi ($\tau_{ik} = \tau_{ki}$) ga boʻysunishini eʼtirof etish maqsadga muvofiqdir. Bu xulosa yuqoridagi mavzuda keltirilgan fikrni toʻgʻri ekanligini koʻrsatadi.

4.13. TEKIS BARQAROR HAKATLANAYOTGAN TURBULENT OQIMNING HAKATDAGI KESIMIDAGI OʻRTACHA TEZLIKNING TAQSIMLANISHI. LAMINAR (YOPIHQOQ) QATLAM. SILLIQ VA GʻADIR-BUDIR QUVURLAR. CHEGARAVIY QATLAM

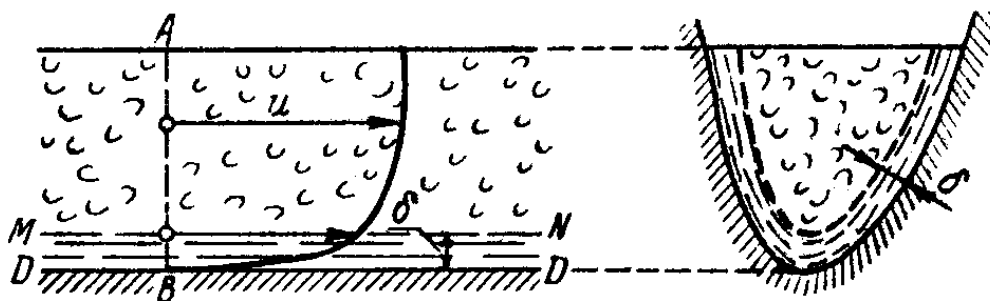
Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimning xarakatdagi kesimi boʻylab oʻrtalashtirilgan tezlikning taqsimlanishi haqida umumiy mulohazalar. *Laminar qatlam.* 4.18-rasmdagi AV oʻrtalashtirilgan tezlik epyurasi

bilan tanishamiz. Tajribalar natijasi uning quyidagilar bilan xarakterlanishini ko'rsatdi:

- 1) AV chiziq bo'ylab devor yaqinida u tezlik o'sadi, ya'ni du/dn gradient katta qiymatga ega bo'ladi;
- 2) devordan uzoqroq masofada u kattalik nisbatan sekin o'zgaradi, ya'ni du/dn kattalik nisbatan kichik qiymatga ega bo'ladi.

Rangli suyuqlik yordamida kuzatganda shunga ishonch hosil qilish mumkinki, suyuqlik oqim markazidan doimo yon qirg'oqlarga va aksincha yon qirg'oqdan markazga o'tib, aralashib turar ekan. Shuning uchun turbulent aralashish hisobiga oqimning turbulent tartibdagi harakatida tezlik taqsimlanishi laminar tartibdagi harakatga nisbatan markaziy qismda tekis bo'ladi.

Napor ostida laminar tartibda harakatlanayotgan suyuqlik oqimining o'rtacha tezligining (v) quvur o'qi bo'ylab, oqimning (u_{maks}) maksimal tezligiga nisbati $v/u_{maks} = 0,5$ bo'lsa, turbulent tartibdagi harakatda $v/u_{maks} = 0,70 \div 0,90$ ekanligi isbotlangan. Bu munosabatni o'zan devorining g'adir-budirligiga bog'liqligini e'tirof etgan holda uning Reynolds sonining o'sishi bilan ortishini kuzatish mumkin.

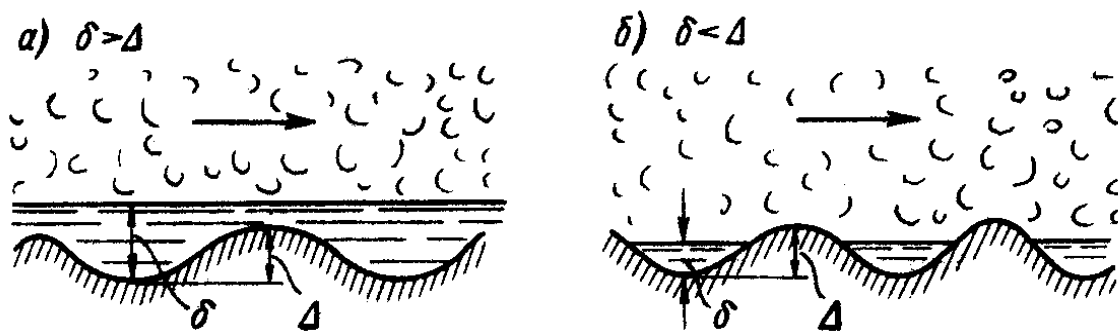


4.18-rasm. Turbulent harakatda o'rtalashtirilgan tezliklar epyurasi,
 δ – yopishqoqlaminar qatlam qalinligi.

L.Prandtl tadqiqotlari natijalari turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim zarrachalarining tezligi devor yaqinida nolga tengligini ko'rsatdi. Shu natijaga asosan xulosa qilish mumkinki, tezlik devorga yaqinlashishi bilan kamayib borib, devor yaqinida shunday yupqa suyuqlik qatlami δ mavjud bo'ladi, bu qatlamda laminar tartibdagi harakat mavjud bo'ladi. Bu qatlam gidravlikada laminar qatlam yoki yopishqoq qatlam deb yuritiladi. Bu laminar qatlam qalinligi δ taxminan

chuqurlikning mingdan bir qismini tashkil qilib, u 4.18-rasmda masshtabsiz keltirilgan.

Gidravlik silliq va g'adir-budir quvurlar. Bular 4.19-rasmda keltirilgan bo'lib, bunda, Δ – devorning notekis qismi balandligi, δ – laminar qatlam qalinligi (a) sxemadagi holatda ($\delta > \Delta$) g'adir-budirlilik laminar qatlam bilan qoplanib, natijada silliq devor paydo bo'ladi. Bunday devorlarda uzunlik bo'ylab napor yo'qolishi o'zan devorining g'adir-budirligiga bog'liq emas. (b) sxema holatida esa, ($\delta < \Delta$) turbulent sohada notekisliklar alohida «tepalikchalar» ko'rinishida bo'lib, ularga oqim zarrachalari urilishi natijasida naporning yo'qolishi o'zan devori g'adir-budirligiga bog'liq bo'lib qoladi.



4.19-rasm. (a) silliq va (b) g'adir-budir o'zan.

Maxsus tadqiqotlar natijasida aniqlanishicha, Reynolds sonining o'sishi bilan laminar qatlam qalinligi kamayar ekan. Shunga asosan silliq va g'adir-budir quvurlar tushunchasi nisbiydir. Bir devorning o'zi ma'lum bir sharoitda silliq bo'lsa (Re – Reynolds sonining kichik qiymatlarida) boshqa bir sharoitda (Re – Reynolds sonining katta qiymatlarida) g'adir-budir bo'lishi mumkin.

Aylana quvurlarda napor ostida turbulent tartibda harakatlanayotgan suyuqlik oqimining o'rtacha tezligi epyurasini qurishda ishlatiladigan ifodalar.

Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimning harakatdagi kesimi bo'ylab tezlik taqsimlanishini o'rganishga juda ko'p nazariy va eksperimental ishlar bag'ishlangan. Shulardan tsilindrik shaklli quvurlarga oidlari bilan tanishamiz (4.8-rasmga qarang):

O'rtalashtirilgan tezliklar epyurasini ifodalovchi ASV egri chiziq tenglamasini yozish uchun laminar tartibdagi harakatdagi kabi, ikkita ko'rinishdagi urinma kuchlanish ifodasini yozamiz.

1) tekis harakat tenglamasi:

$$\tau_T = \gamma R'J$$

2) turbulent tartibdagi harakatdagi urinma kuchlanishlar tenglamasi:

$$\tau_T = -\eta_T \frac{du}{dn}$$

Bu tenglamani birgalikda yechamiz:

$$du = -\frac{1}{2} \frac{\gamma}{\eta_T} Jrdr \quad (4.78)$$

Bu ifodani integrallab, quyidagi topamiz:

$$u = -\frac{1}{2} \gamma J \int_0^r \frac{1}{\eta_T} r dr \quad (4.79)$$

Tenglamaga kiruvchi η kattalik laminar tartibdagi harakatda o'zgarmas bo'lganligi sababli integral belgisi ostidan chiqarilib, tenglama yengil yechilishi mumkin edi, lekin turbulent tartibdagi harakatda η_T kattalik oqimning harakat holatiga bog'liq bo'lganligi sababli, tenglamaning yechimini topish ancha murakkab masaladir. Bu tenglama L.Prandtl tomonidan ma'lum bir gipoteza va o'zgartirishlar kiritilib, taqribiy usulda yechilgan va tezlikning taqsimlanishi logarifmik qonuniyati olingan. Bunga keyingi mavzuda batafsil to'xtalamiz. Bundan tashqari, Karman, Teylor, A.N.Patrashev, X.Eshonov, T.Juraev va boshqa tadqiqotchilar ham bu tenglamani yechish bilan shug'ullanishgan.

1. I.Nikuradze tomonidan aniqlangan ko'effitsientlar kiritilgandan so'ng Prandtl ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

A) tekis quvurlar uchun:

$$\frac{u}{v_*} = 5,751g \frac{(r_0 - r)v_*}{v} + 5,5 \quad (4.80)$$

bunda, r_0 – quvur radiusi; r – u tezlik aniqlanayotgan nuqtadan harakatdagi kesim markazigacha bo'lgan masofa; $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ alohida belgilanish.

ν_* – kattalik tezlik o‘lchov birlikka ega bo‘lib, *ishqalanish tezligi* yoki *dinamik tezlik* deb ataladi. Bu kattalik berilgan sharoit uchun doimiy bo‘lib, oqimning tekis harakati asosiy tenglamasidan foydalanib aniqlanadi:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = \frac{\tau}{\rho g} = RJ \quad (4.81)$$

bundan,

$$g_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{RJ} \sqrt{g} \quad (4.82)$$

(4.80) tenglamaga asosan aniqlanuvchi tezlik epyurasiga ega bo‘lsak, o‘rtacha tezlik (ν) va $\frac{\nu}{\nu_*}$ munosabatni aniqlash mumkin;

B) g‘adir-budir quvurlar uchun:

$$\frac{u}{\nu_*} = 5,751g \frac{r_0 - r}{\Delta} + A_{2,6} \quad (4.83)$$

Δ – g‘adir-budirlik devorchalarining o‘rtacha balandligi;

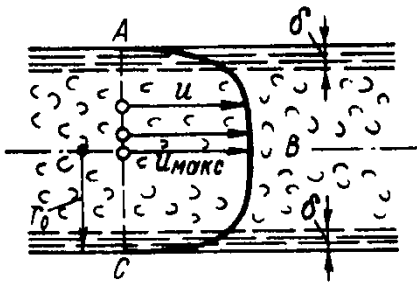
$A_{2,6}$ – kattaligi g‘adir-budirlik ko‘rinishiga bog‘liq bo‘lgan koeffitsient.

2. A.D.Altshul urinma kuchlanishlar yig‘indisi (4.77) formuladan foydalanib, tekis va g‘adir-budir quvurlar uchun tezlik taqsimlanishi formulasini taklif etgan:

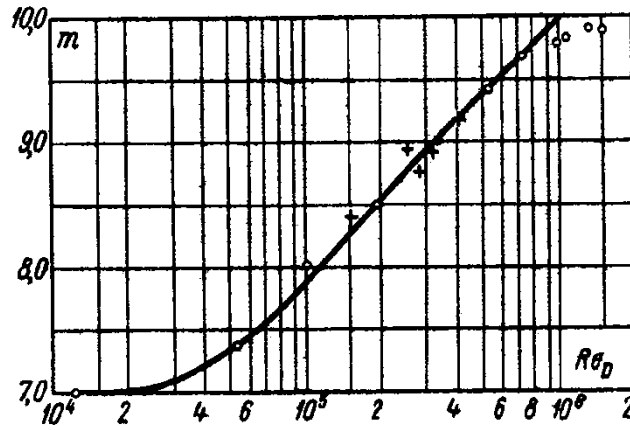
$$\frac{u}{u_{maks}} = 1 - 2 \frac{1g \frac{r_0}{y}}{\frac{0,975}{\sqrt{\lambda}} + 1,35} \quad (4.84)$$

bunda, y – quvur devoridan u harakatlanayotgan qatlamgacha bo‘lgan masofa; r_0 – quvur radiusi; u_{maks} – maksimal tezlik; λ – gidravlik ishqalanish koeffitsienti.

Yuqoridagi tenglamaga asosan olingan AVS egrilik o‘ziga xos kamchiliklarga ega (4.20-rasm). Ular har doim ham chegaraviy shartlarni qanoatlantirmaydi. Bular $r = r_0$ bo‘lganda devor oldidagi suyuqlik tezligi, $u = -\infty$ bo‘lishi va Prandtl ifodasiga asosan, tezlik gradienti $\frac{du}{dr} \neq 0$ bo‘lishi xaqiqatga ziddir.



4.20-rasm. Oqimning aylana quvurlardagi harakatida tezlik taqsimlanishi.



4.21-rasm. (4.85) ifodadagi m kattalikni aniqlash uchun eksperimental grafik

Tezlik taqsimlanishining ifodalovchi formulalar amaliy ishlar uchun qulay ko'rsatkichli funktsiya ko'rinishdagi formulalardir:

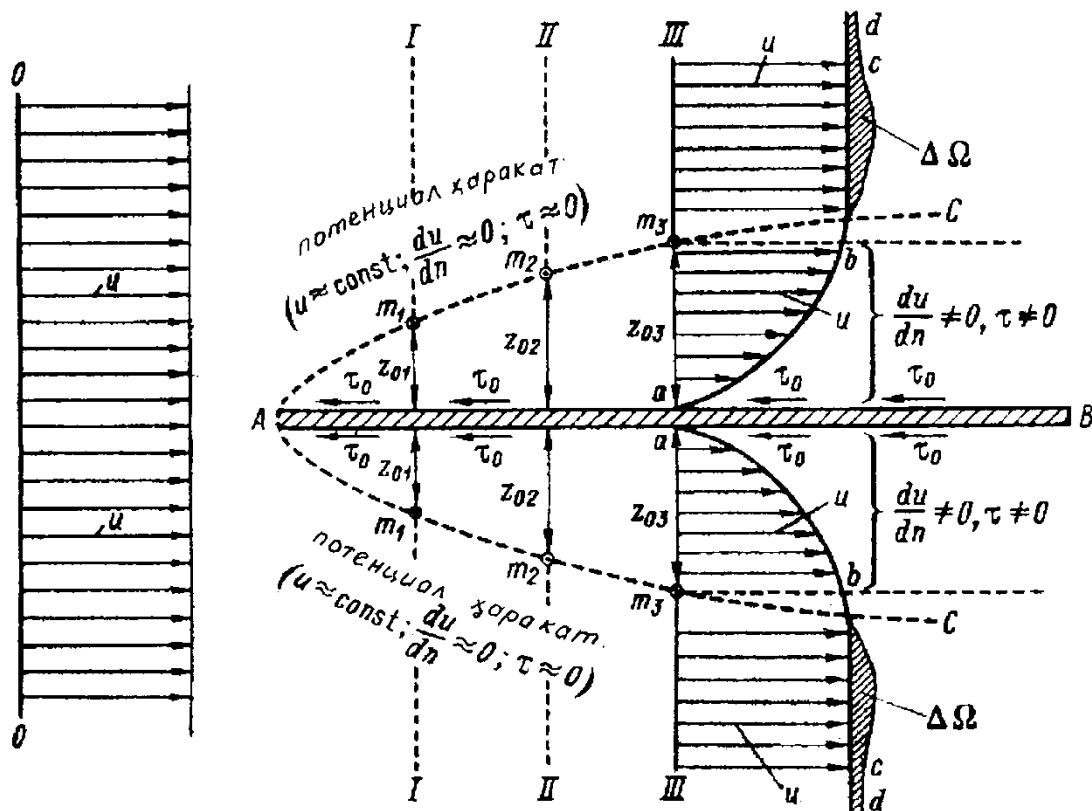
$$u = u_{maks} \left(1 - \frac{r}{r_0} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (4.85)$$

bunda, r_0 – quvur radiusi, r – harakatdagi kesim markazidan u tezlik o'lchanayotgan nuqtagacha bo'lgan masofa, m – Reynolds soni (Re_D)ga bog'liq bo'lgan daraja ko'rsatkichi (4.21-rasm), u_{maks} – quvur o'qi bo'ylaboqimning maksimal tezligi.

Bu ifodadagi $1/m$ kursatkichni quyidagi formula yordamida aniqlab, uni g'adir-budir quvurlar uchun qo'llash mumkinligini 1956 yil A.L.Altshul tomonidan isbotlangan:

$$\frac{1}{m} = 0,9\sqrt{\lambda} \quad (4.86)$$

Devor yaqinidagi chegaraviy qatlam. Faraz qilaylik uzun AV plastinka ustida real holatdagi suyuqlik harakatlanmoqda. (4.22-rasm). Uning 00 vertikal kesimida $u = const$ bo'lib, butun kesim bo'ylab o'zgarmasdir. Oqim bu plastinka ustida harakatlanayotganda unga ishqalanish kuchlanishi tasir ko'rsatadi, plastinka yuzasida tezlik nolga teng bo'ladi.



4.22-rasm. Devor yaqinidagi chegaraviy qatlam qalinligi z_0
(AV qo'zg'almas plastinka yaqinida paydo bo'ladi)

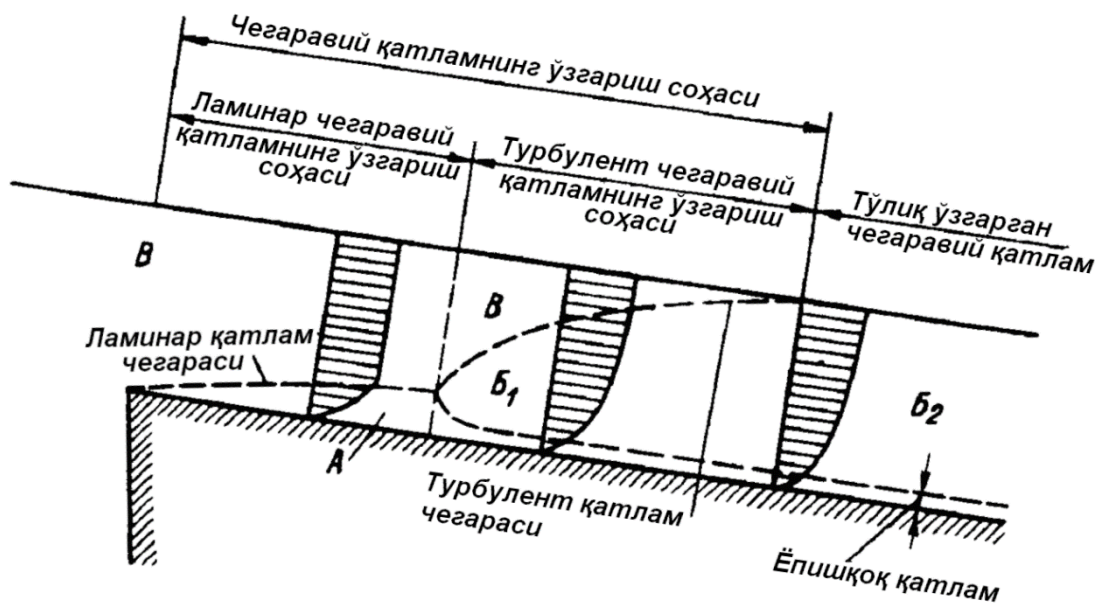
III-III kesim bilan tanishib, xulosa qilish mumkinki, AV plastinkaning sekinlashtiruvchi ta'siri natijasida u tezlik epyurasi ko'rinishi $abcd$ shaklida bo'ladi. z_{03} soha oralig'ida u tezlik epyurasi sezilarli ko'rinishda o'zgaradi (rasmdagi am_3 harakatdagi kesim qismi.). Bu sohadan tashqarida u tezlik o'zgarishi nisbatan kamroq bo'ladi, shu sababli,

$$\frac{du}{dn} \approx 0 \text{ va } \tau \approx 0$$

Xuddi shunday vaziyat boshqa kesimlarda ham ko'zatilishi mumkin:

$$z_{01} < z_{02} < z_{03}$$

Yuqoridagiga asoslanib, quyidagilar bilan xarakterlanuvchi devor yaqinidagi AV suyuqlik qatlami sohasini belgilab olish mumkin.



4.23-rasm. Kanal boshida devor yaqinidagi chegaraviy qatlamning o'zgarishi

1. z_0 – suyuqlik qatlami balandligi oqim bo'ylab o'sadi;
2. Qatlam ta'siri doirasida du/dn va τ kattaliklar noldan farq qiladi;
3. Bu qatlam chizig'idan tashqarida du/dn va τ kattaliklar sezilarli o'zgarmaganligi sababli, suyuqlik yopishqoqligini umumman inobatga olmasdan, uni ideal holatda deb qabul qilib, harakatni potentsial deb qarash mumkin. Shartli ravishda yuqoridagi uchta holatga mos keluvchi qatlamni «devor yaqinidagi chegaraviy qatlam» deb qabul qilamiz.

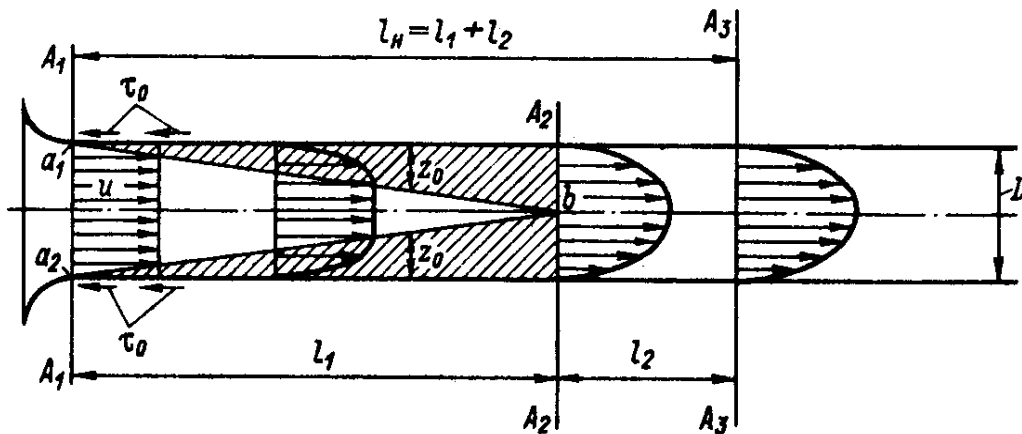
4.23-rasmda suyuqlikning suv havzasidan kanalga oqib tushishi tasvirlangan.

Naporli quvurlarda chegaraviy qatlam o'zgarishi.

Quvurning «boshlang'ich sohasi». Agar 4.24-rasmda ifodalanganidek kam to'siqli quvurga real suyuqlikning kirishini kuzatsak, A_1A_1 boshlang'iya sohada u tezlik epyurasi tekis ko'rinishda bo'ladi. Ma'lum bir l_1 masofadan keyin τ_0 ishqalanish kuchlanishining ta'sirida (A_2A_2 kesimgacha) chegaraviy qatlam z_0 balandligi orta boshlaydi. A_2A_2 kesimda (aniqrog'i b nuqtada) chegaraviy qatlam birlashishi amalga oshadi. l_1 yordamida belgilanmagan a_1-b-a_2 soha mavjud bo'lib, bu soha ichida suyuqlik potentsial harakatda bo'ladi, ya'ni sohada $u=const$. Lekin oqim bo'ylab tezlik oshadi.

4.24-rasmni tahlil qilib ko'rish mumkinki, chegaraviy qatlamdan tashqarida A_2A_2 va A_3A_3 kesimlar oralig'ida quyidagi hususiyatlarga ega bo'lgan yana bir bo'lak mavjud.

- a) A_2A_2 kesimdagi tezlik epyurasi tekis harakatga xos bo'lgan (A_3A_3 kesimdagi kabi) ko'rinishga ega bo'ladi;
- b) tezlik tebranishi ham tekis harakat kabi bo'ladi.



4.24-rasm. Naporli aylana shaklidagi quvur devori chqinidagi chegaraviy qatlam o'zgarishi (chegaraviy qatlam shtrix chiziqlar bilan ko'rsatilgan)
 A_1-A_2 vertikalning o'ng tomonida chegaraviy qatlam mavjud emas

Quvurlar tizimida $l_H = l_1 + l_2$ uzunlikka ega bo'lgan masofa «boshlang'ich soha» deb ataladi. Bu sohada notekis harakat mavjud bo'ladi.

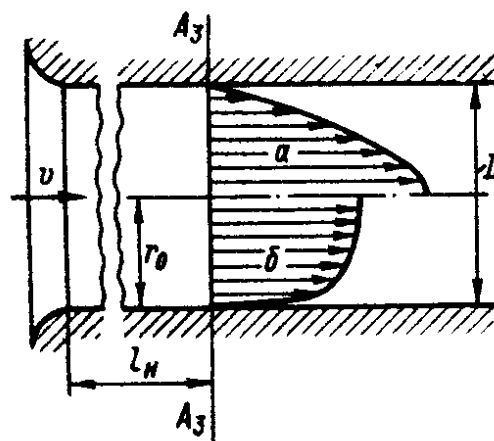
Bundan keyingi ifodalanadigan napor yo'qolishlarini aniqlovchi formulalar tekis harakatga ta'luqliligi sababli, ular bu sohada to'g'ri natija bermaydi.

Boshlang'ich soha uzunligini aylana quvurlar uchun tajriba natijalariga asoslanib, turbulent tartibdagi harakat uchun quyidagicha aniqlash mumkin:

$$l_H = (25 \div 50)D \quad (4.87)$$

Bu rasmda oqimning turbulent va laminar tartibdagi harakatlarida

tezlik taqsimlanishi epyurasi keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, devor yaqinidagi chegaraviy qatlamning eng katta qalinligi quvur diametrining yarmiga teng.

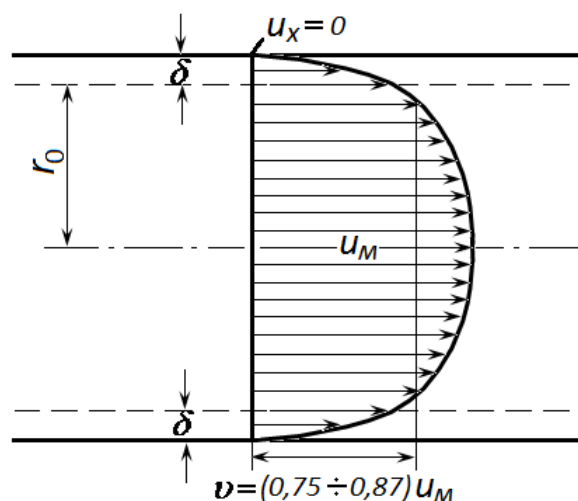


4.25-rasm. Boshlang'ich sohadagi tezlik taqsimlanishi. δ – chegaraviy qatlam

4.14. QUVURLARDA NAPOR OSTIDA TURBULENT TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN OQIMLAR UCHUN TEZLIK EPYURASI

Yuqoridagi mavzulardan bizga ma'lumki, oqimning turbulent tartibdagi harakatida, suyuqlik zarrachalarining aralashishi natijasida harakat miqdorining bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tishi hisobiga, harakatdagi kesimning turli nuqtalarida o'rtalashtirilgan tezlikning kattaliklari tenglashishi kuzatiladi. Bunday holatda turbulentlik qancha yuqori bo'lsa, shunga mos ravishda zarrachalarning bir qatlamdan ikkinchi qatlamga aralashuvi oshishi mumkin, demak tezlik epyurasi tekislana boshlaydi.

Tezlikning taqsimlanishi epyurasi yuqorida keltirilgan 4.26-rasmda tasvirlangan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, laminar qatlamda tezlik keskin o'zgarib, devordan uzoqlashishi bilan sekin o'zgarib boradi va quvurning o'qida o'zining eng yuqori maksimal kattaligiga ega bo'ladi. Agar laminar tartibdagi harakatda tezliklar o'rtasidagi munosabat $(v/u_{\text{макс}}) = 0,5$ ekanligini e'tirof etilgan edi, o'lchash natijalari turbulent tartibdagi harakat uchun bu munosabatni quyidagiga tengligini tasdiqlagan:



4.27-rasm

Reynolds sonining $Re = 2700$ qiymatida $v/u_{\text{макс}} = 0,75$, $Re = 10^6$ da $v/u_{\text{макс}} = 0,96$; $Re = 10^8$ da $v/u_{\text{макс}} = 0,90$ bo'lib, turbulentlikning oshishi bu munosabatning birga yaqinlashishini ko'rsatdi. Reynolds sonining cheksiz katta qiymatlarida tezlik epyurasi xuddi ($\mu = 0; Re = \infty$) ideal suyuqliklarning tezlik epyurasi kabi tekis bo'ladi.

4.15. TEZLIK TAQSIMLANISHINING LOGARIFMIK QONUNIYATI

Tezlik taqsimlanishi qonuniyatining mohiyatini bilish uchun, avvalom bor yuqoridagi mavzuda qaralgan l aralashish yoki ko‘chish yo‘li uzunligikattaligini aniqlashimiz kerak. Bu kattalik ko‘ndalang tebranishlarning qaralayotgan nuqtalardagi miqdoriga proporsional bo‘lgan kattalikni xarakterlaydi. Shu sababli, quvur ichki devorining sirtida bu kattalik tebranish mavjud bo‘lmaganligi sababli, nolga teng bo‘lib, devordan uzoqlashgani sari quvur o‘qiga borgunga qadar oshib boradi, ya’ni $l = f(y)$. Bu kattalikni to‘g‘ridan-to‘g‘ri tajriba yo‘li bilan aniqlash ancha murakkab masala. Shuning uchun bu funkional bog‘liqlikka ixtiyoriy qiymatlar berib, shunday ko‘rinish berish kerakki, uning natijaviy kattaliklari tajribanikiga mos kelishi kerak. Porfessor A.A.Satkevich formulasiga asosan,

$$l = \aleph y \sqrt{1 - \frac{y}{r_0}}$$

bunda, y – quvur devoridan qaralayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa; r_0 – quvur radiusi; \aleph – «Prandtlning umumiy doimiysi» $\aleph = 0,40$;

Devor sirtida aralashish uzunligi ($y = 0$) ,quvur o‘qida esa ($y = r_0$) ,eng katta aralashish esa $y = \frac{2}{3}r_0$ bo‘lganda mamjudligi aniqlangan.

Turbulent harakatda urinma kuchlanishlarnig tezlik kvadratiga proporsionalligini inobatga olsak,

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2 = \rho \aleph^2 y^2 \left(1 - \frac{y}{r_0} \right) \left(\frac{du}{dy} \right)^2$$

Bizga ma’lumki, devor yaqinidagi urinma kuchlanish – τ_0 qatlamlar orasidagi urinma kuchlanish– τ debbelgilanib, tekis barqaror harakat tenglamasiga asosan,

$$\tau_0 = \gamma R J \text{ va } \tau = \gamma \frac{r}{2} J,$$

chunki,

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{d}{4} = \frac{r}{2}$$

Yuqoridagi formulalarni taqqoslab, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{r}{r_0}$$

bundan,

$$\tau = \tau_0 \frac{r}{r_0}$$

$$\tau = \tau_0 \frac{r_0 - y}{r_0} = \tau_0 \left(1 - \frac{y}{r_0} \right)$$

demak,

$$\rho \kappa^2 y^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \tau_0$$

$$du = \frac{u_*}{\kappa} \frac{dy}{y}$$

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln y + C$$

Xulosa qilish mumkinki, turbulent oqim yadrosidagi o'rtalashtirilgan tezlik, quvur devorigacha bo'lgan masofa natural logarifmi kabi o'zgaradi. Lekin, bu qonuniyat laminar qatlam uchun o'rinsizdir, chunki bu qatlamda yopishqoqlik kuchlanishini majudligini inkor etib bo'lmaydi. Laminar qatlam uchun quyidagi ifoda o'rinli ekanligi bizga ma'lum:

$$\tau = \mu \frac{du_x}{dy}$$

4.16. QUVURLARDA NAPOR OSTIDA TURBULENT TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN OQIMLAR UCHUN MAHALLIY VA MAKSIMAL TEZLIKLAR ORASIDAGI BOG'LIQLIK

Bu bog'liqlikni aniqlash uchun tezlik taqsimlanishining logarifmik qonuniyatini quvur devoridan ymasofada va quvur o'qida joylashgan nuqtalar uchun yozamiz, ikkinchi nuqtada $u = u_{\text{макс}}$.

Bundan,

$$\frac{u_{\text{макс}} - u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{r_0}{y} \quad (4.87)$$

Natural logarifmdan o'nli logarifmga o'tamiz:

$$\frac{u_{\max} - u}{u_*} = \frac{2,3}{\aleph} \lg \frac{r_0}{y} = A' \lg \frac{r_0}{y}$$

bunda, $A' = \frac{2,3}{\aleph}$ (agar $\aleph \approx 0,4$ bo'lsa, $A' = 5,75$).

$\frac{u_{\max} - u}{u_*}$ kattalik *mahalliy tezlikning nisbiy yetishmayotgan kattaligi* deb

yuritiladi. Endi o'rtacha tezlikning nisbiy yetishmayotgan kattaligini aniqlaymiz:

$$\frac{u_{\max} - \nu}{u_*}$$

Oqimning uzluksizlik tenglamasiga asosan:

$$\nu = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi r_0^2}$$

Shunga asosan:

$$Q = \int_{\omega} u d\omega = \int_0^{r_0} u \cdot 2\pi(r_0 - y) dy$$

Bu ifodaga o'rtalashtirilgan tezlik kattaligini qo'ysak,

$$u = u_{\max} - \frac{u_*}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y}$$

Sarfni yozamiz;

$$Q = 2\pi \int_0^{r_0} \left(u_{\max} - \frac{u_*}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} \right) (r_0 - y) dy = \pi r_0^2 \left(u_{\max} - \frac{3}{2\aleph} u_* \right)$$

O'rtacha tezlik esa:

$$\nu = \frac{Q}{\pi r_0^2} = u_{\max} - \frac{2}{3\aleph} u_*$$

$\frac{2}{3\aleph} = DPrandtl$ kattaligi deb atalib, $\aleph = 0,40$ bo'lganda, $D = 3,75$ ga teng

bo'ladi. Nikuradze tajribalariga asosan, $\aleph = 0,368$ bo'lganda, $D = 4,05$ ga teng bo'lganligi e'tirof etilgan.

Natijada quyidagigi ega bo'lamiz:

O'rtacha tezlikning nisbiy yetishmayotgan kattaligini

$$\frac{u_{\max} - \nu}{u_*} = D$$

$$\nu = u_{\max} - Du_* \quad (4.88)$$

Nisbiy maksimal tezlikni aniqlaymiz:

$$\frac{u_{\text{макс}}}{u_*} = \frac{v}{u_*} + D = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} + D$$

Mahalliy tezlikning o'rtacha tezikka yetishmayotgan miqdorini aniqlaymiz:

$$\frac{v-u}{u_*}$$

Buning uchun maksimal tezlik kattaligini (4.87)ifodadan (4.88) ifodaga qo'yamiz:

$$\frac{v-u}{u_*} = \frac{1}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} - D = A' \lg \frac{r_0}{y} - D$$

yoki

$$\frac{v}{u_*} \left(1 - \frac{u}{v}\right) = \frac{2,3}{\aleph} \lg \frac{r_0}{y} - D$$

bundan,

$$\frac{v}{u_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}$$

demak,

$$\frac{u}{v} = 1 + \frac{1}{\sqrt{8}} \left(D - \frac{1}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} \right) = \sqrt{\lambda}$$

yoki

$$\frac{u}{v} = 1 + \frac{1}{\sqrt{8}} \left(D - A' \lg \frac{r_0}{y} \right) = \sqrt{\lambda}$$

Shunday qilib, ($D = 3,75, \aleph = 0,40$) holat uchun tezliklar o'rtasidagi quyidagi munosabatlarni yozishimiz mumkin:

$$1. \quad \frac{u_{\text{макс}} - v}{u_*} = 3,75$$

$$2. \quad \frac{v}{u_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}$$

$$3. \quad \frac{u_{\text{макс}}}{u_*} = 3,75 + \sqrt{\frac{8}{\lambda}}$$

$$4. \quad \frac{u_{\text{макс}}}{v} = 1 + 1,33\sqrt{\lambda}$$

$$5. \frac{u_{\text{макс}} - u}{u_*} = 5,751g \frac{r_0}{y}$$

$$6. \frac{v - u}{u_*} = 5,751g \frac{r_0}{y} - 3,75$$

$$7. \frac{u}{v} = 1 + \left(1,33 - 2,031g \frac{r_0}{y} \right) \sqrt{\lambda}$$

Professor I.I. Agroskin xulosasiga asosan:

1. O'rtacha tezlikning yetishmayotgan kattaligi doimiy o'zgarmas kattalikka ega;
2. $\frac{v}{u_*}$, $\frac{u_{\text{макс}}}{u_*}$, $\frac{u_{\text{макс}}}{v}$ kattaliklar λ Darsi koeffitsienti kattaligiga bog'liq;
3. Mahalliy, maksimal, o'rtacha tezliklarning yetishmayotgan miqdorlari faqat quvur devoridan qaralayotgan nuqtagacha bo'lgan nisbiy masofaga bog'liq;
4. Mahalliy va o'rtacha tezliklar nisbati u/v quvur devoridan qaralayotgan nuqtagacha bo'lgan nisbiy masofaga va qarshilik xarakteriga bog'liq.

Bundan tashqari, quvurda harakatlanayotgan oqimning mahalliy va o'rtacha tezliklari o'zaro teng bo'lgan nuqta (y_v) uchun $u/v = 1$ quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$1,33 - 2,031g \frac{r_0}{y_v} = 0$$

shuning uchun

$$y_v = 0,223r_0.$$

Biz yuqorida yuritgan mulohazalarimiz, suyuqlikning aylana shakldagi quvurlardagi harakatiga tegishli edi. Lekin, ko'pgina tadqiqotchilar bu tezliklar epyurasi suyuqlik oqimining ochiq o'zanlardagi harakati uchun ham o'rinli ekanligini isbotlashgan.

Professor G.V. Jeleznyakov tomonidan ochiq o'zanlar uchun $\aleph = 0,54$ bo'lib, o'rtacha tezlikning yetishmayotgan miqdori – D o'zgaruvchan kattalik bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$D = \frac{1}{\aleph} + \frac{C}{C_0}$$

bunda, $C_0 = 9,1 \frac{M^{0,5}}{cek}$.

4.17. KORIOLIS α VA BUSSINESK α_0 KOEFFITSIENTLARINING OQIMNING TURBULENT TARTIBDAGI HARAKATI UCHUN KATTALIKLARI

Bu kattaliklarni aniqlanish formulalari bizga ma'lum:

$$\alpha = \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{u}{\nu} \right)^3 d\omega$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{u}{\nu} \right)^2 d\omega$$

bunda, $\frac{u}{\nu}$ nisbat ma'lum bo'lsa, ularni yechish mumkin:

$$\frac{u}{\nu} = 1 + \left(D - \frac{1}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} \right) \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{8}} = N_1 \ln y + N_2$$

bunda, $N_1 = \frac{0,354}{\aleph} \sqrt{\lambda}$ va $N_2 = 1 + \left(0,354D - \frac{0,354}{\aleph} \ln r_0 \right) \sqrt{\lambda}$.

Bu kattaliklarni yuqoridagi ifodalarga qo'yib, ularni integrallab, quyidagilarni qabul qilib, $d\omega = 2\pi(r_0 - y)dy$, chegaraviy qiymatlarni qabul qilamiz: $y = r_0$ dan $y = 0$.

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2}{r_0} \int_0^{r_0} (N_1 \ln y + N_2)^3 (r_0 - y) dy = \\ &= 1 + 0,38 \left[\left(D - \frac{1,5}{\aleph} \right)^2 + \frac{1,25}{\aleph} \right] \lambda + 0,044 \left[\left(D - \frac{1,5}{\aleph} \right)^3 + \frac{3,75D}{\aleph^2} - \frac{7,78}{\aleph^3} \right] \lambda^{1,5} \end{aligned}$$

yoki $\aleph = 0,40, D = 3,75$ uchun $\alpha = 1 + 2,94\lambda - 1,55\lambda^{1,5}$

$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}, \frac{M^{0,5}}{cek}$ munosabatni hisobga olib,

$$\alpha = 1 + \left(\frac{15}{C} \right)^2 - \left(\frac{4,7}{C} \right)^3$$

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{2}{r_0} \int_0^{r_0} (N_1 \ln y + N_2)^2 (r_0 - y) dy = \\ &= 1 + 0,125 \left[\left(D - \frac{1,5}{\aleph} \right)^2 + \frac{1,25}{\aleph^2} \right] \lambda + 0,708 \left(D - \frac{1,5}{\aleph} \right) \sqrt{\lambda} \end{aligned}$$

yoki $\aleph = 0,40, D = 3,75$ uchun $\alpha_0 = 1 + 0,979\lambda \approx 1 + \lambda$

Shezi koeffitsientini uning o'lchov birligida ifodalaymiz: $(M^{0,5}/c)$

$$\alpha_0 = 1 + \left(\frac{8,86}{C} \right)^2$$

III. SUYUQLIK OQIMINING TURBULENT TARTIBDAGI TEKIS BARQAROR HARAKATIDA NAPOR YO‘QOLISHI

4.18. DARSİ VEYSBAX FORMULASI λ GIDRAVLİK ISHQALANISH (DARSİ) KOEFFITSIENTI

Ko‘pchilik tadqiqotchilar tomonidan o‘tkazilgan tajribalar τ_0/γ nisbat kattaligini tezlik nabori orqali ifodalash muminligini ko‘rsatdi. Yuqoridagi mavzularda akademik N.N.Pavlovskiy tomonidan oqimning tekis harakati tenglamasi keltirib chiqarilishi bilan tanishgan edik:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = \frac{\lambda v^2}{4 \cdot 2g} \quad (4.89)$$

bunda, $\lambda/4$ – emperik proportsionallik koefitsienti. (4.89) va (4.15) ifodalarni birgalikda yozib, quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$RJ = \frac{\lambda v^2}{4 \cdot 2g} \quad (4.90)$$

bunda, $J = h_l/l$ munosabatni inobatga olgan holda,

$$\boxed{h_l = \lambda \frac{l v^2}{4R \cdot 2g}} \quad (4.91)$$

bunda, l – napor yo‘qolishi o‘rganilayotgan o‘zan uzunligi; R – gidravlik radius.

Aylana shaklidagi naporli quvurlar uchun bu tenglama quyidagi ko‘rinishga ega:

$$\boxed{h_l = \lambda \frac{l v^2}{D \cdot 2g}} \quad (4.92)$$

Tenglama *Darsi-Veysbax formulasideb* atalishi bizga malum.

O‘lchov birligi bo‘lmagan λ koefitsienti esa gidravlik ishqalanish yoki Darsi koefitsienti deb atalishini yuqoridagi mavzularda e‘tirof etgan edik.

Bu koefitsientni tadqiqotchilar dastlab, doimiy kattalik deb qabul qilishgan bo‘lishsa, keyinchalik oqimning o‘rtacha tezligiga va o‘zan devori g‘adir-budirligiga bog‘liq deb qarashgan. Hozirgi davrda amaliy hisoblarda bu kattalikni aniqlashda o‘zanning g‘adir-budirligiga va Reynolds soniga bog‘liq bo‘lgan formulalardan foydalaniladi.

Harakatdagi kesim bo‘ylab tezlik taqsimlanishi qonunini bilgan holda, turbulent tartibdagi oqim harakati uchun λ kattalikni aniqlash mumkin:

$$\lambda = \frac{h_l}{l} D \frac{2g}{v^2} = J \frac{D}{4} g \frac{8}{v^2} \quad (4.93)$$

bunda

$$\lambda = RJg \frac{8}{v^2} = 8 \frac{v_*^2}{v^2} \quad (4.94)$$

Ya’ni,

$$\frac{v}{v_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \quad (4.95)$$

Binobarin,

$$\lambda = \frac{8v^2}{v_*^2} \quad (4.96)$$

1932 yilda L.Prandtl *silliqlik quvurlar uchun* quyidagi formula yordamida Darsi koeffitsientini aniqlashni taklif etgan:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.1 \lg(\text{Re}_D \sqrt{\lambda}) - 0.8 \quad (4.97)$$

1913 yilda esa, O.Reynolds sonining 4000÷100000 oraliqdagi qiymatlari uchun λ koeffitsientni aniqlashning quyidagi ko‘rinishdagi formulasini Blazius taklif etgan:

$$\lambda = \frac{0.3164}{\text{Re}_D^{0.25}} \quad (4.98)$$

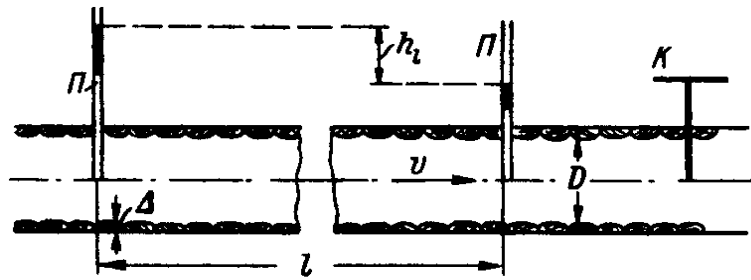
Bu formula *Blazius formulasi* deyiladi.

G‘adir-budir quvurlar uchun Darsi koeffitsientining kattaligini aniqlash bilan juda ko‘p tadqiqotchilar shug‘ullanishgan. Shulardan hozirgi davrda amaliyotda ko‘p qo‘llanilayotganlardan bilan tanishamiz.

4.19. NAPOR YO‘QOLISHI MASALASINI UMUMLASHTIRISH. DARSIGIDRAVLIK ISHQALANISH KOEFFITSIENTINING BOSHQA PARAMETRLARGA BOG‘LIQLIGI. NIKURADZE TADQIQOTLARI

I.Nikuradze 1933 yilda maxsus tadqiqotlar o‘tkazish uchun, 4.28-rasmda keltirilgan qurilmadan foydalangan.

D diametrli quvurga K va bir biridan l masofada joylashgan ikkita pzo metr (P) oʻrnatilgan. K kran yordamida oqimning tezliklari oʻzgartirilib, tezlikning turli qiymatlari uchun napor



4.28-rasm. Nikuradze tadqiqotlari oʻtkazilgan qurilma sxemasi

yoʻqolishi (h_l)ni pzo metrlar yordamida aniqlash mumkin.

Tajribada h_l , v , ν kattaliklarni aniqlab,

$$\lambda = \frac{h_l}{l} 2g \frac{D^3}{v^2} \frac{1}{Re_D^2}$$

formula yordamida $\lambda = f(Re_D)$ grafigini tuzish orqali λ kattaligini aniqlash imkoniyatiga ega boʻlamiz. I. Nikuradze bir xil kattalikdagi qum zarrachalarini bir xil masofada quvur devorlariga yopishtirib, bir tekis taqsimlangan sunʼiy gʻadir-budirlik yaratgan. Bunday quvurda naporliharakat davomida λ va Re_D kattaliklar oʻrtasidagi oʻzaro bogʻliqlik grafigini qurdi. Bu grafikdagi har bir qurilgan egri chiziq nisbiy gʻadir-budirlik (Δ_r) deb ataluvchi kattalikka mos keladi:

$$\Delta_r = \frac{\Delta}{D} \quad (4.99)$$

bunda, Δ – gʻadir-budirlik balandligi boʻlib, u quvur diametriga nisbatan nihoyatda kichik kattalikdir.

Quyidagi 4.29-rasmda ifodalangan grafik siqilmas suyuqlikning aylana quvurda tekis barqaror harakati uchun napor yoʻqolishi haqidagi masalani umumlashtirish imkonini beradi.

Bu grafikdan quyidagilarni kuzatish mumkin.

- 1) (4.91) va (4.92) ifodalar tarkibiga kiruvchi λ koeffitsient umumiy hollarda faqat Δ_r va Re_D kattaliklarga bogʻliq;
- 2) λ – koeffitsient faqat Δ_r yoki Re_D kattaliklardan biriga faqat harakatning ayrim hususiy koʻrinishlaridagina bogʻliq;
- 3) shunday sohalar mavjudki, ular uchun Δ_r va Re_D kattaliklarning

$$h_l \propto v^m \quad (4.100)$$

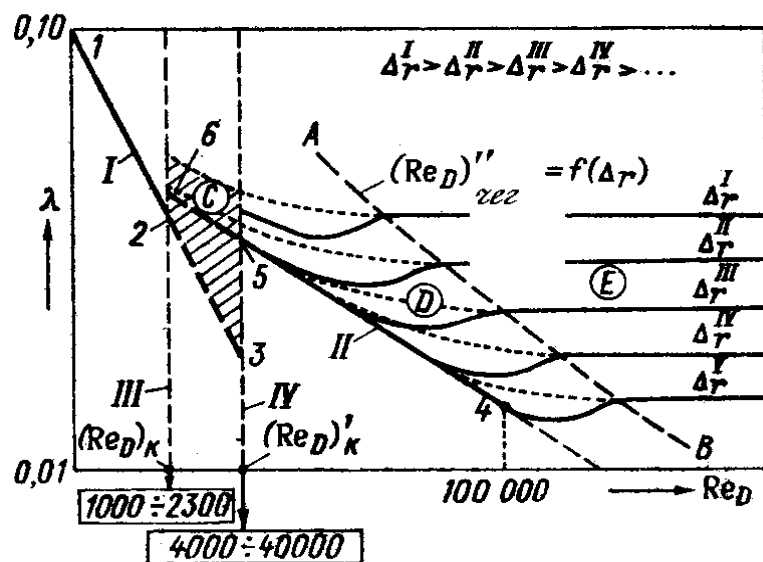
munosabatni ifodalanishidagi proportsionallikni ta'minlovchi ko'rsatkich – *maniq* bir (masalan, bir, ikki va boshq.) kattalikka ega bo'ladi.

4.29-rasmdagi Nikuradze grafigini tahlil qilib, quyidagi xulosalarni olish mumkin:

I-chiziq – Puazeyl formulasiga asosan olingan chiziq *laminar tartib chizig'i* deyiladi.

II-chiziq – Blazius formulasiga asosan chizilganligi sababli, *Blazius chizig'i* deb yuritiladi.

Bu grafikda ma'lum bir masshtabda gorizontaal yo'nalishda $\lg Re_D$ va vertikal yo'nalishda $\lg \lambda$ kattaliklar qo'yilgan, I va II tayanch chiziqlarni ma'lum ko'rsatichli funktsiya bilan ifodalanuvchi chiziq sifatida qabul qilish mumin. Bunda grafik o'qlariga λ va Re_D kattaliklarning logarifmik qiymatlari emas, balki o'z qiymatlari qo'yiladi.



4.29-rasm. Nikuradze grafigi sxemasi.

(Δ_r kattalikning turli qiymatlari uchun $\lambda = f(Re_D)$ egriliklari)

- I – laminar tartibdagi sohaning; S- o'tish sohasi;
- II – turbulent tartibdagi sohaning silliq o'zanlar qismi;
- D – turbulent sohaning g'adir-budir o'zanlar uchun kvadrat qarshiliklargacha bo'lgan qismi;
- Ye – turbulent sohaning g'adir-budir o'zanlar uchun kvadrat qarshiliklar mavjud bo'lgan qismi.

Bu grafikni uchta sohaga bo'lish mumkin:

Birinchi soha– laminar tartib sohasi; chiziqning 1-2 qismi bilan ifodalangan bo‘lib, bu chiziq (4.60) formula yordamida quriladi. Bunda turli nisbiy g‘adir-budirliklar uchun Δ_r uchun tajriba natijalariga asosan olingan $\lambda = f(\text{Re}_D)$, egriliklar 1-2 chiziq bilan birlashib ketadi.

Bu soha uchun quyidagi holatlar mavjuddir:

a) Re_D kattalik nisbatan kichik, ya’ni $(\text{Re}_D) = 1000 \div 2300$ gacha bo‘lgan qiymatdadir;

b) h_l naporning uzunlik bo‘yicha yo‘qolishi g‘adir-budirlikka bog‘liq emas, chunki $\lambda = f(\text{Re}_D)$ grafigi g‘adir-budirlikning turli qiymatlari uchun birlashib ketadi;

v) napor yo‘qolishi oqimning o‘rtacha tezligining birinchi darajasiga to‘g‘ri proporsionaldir. Bu fikrni Darsi-Veysbax va Puazeyl formulalaridan kelib chiqib, daraja ko‘rsatkichi $m = 1$ qiymatga teng bo‘lishiga ishonch hosil qilish mumkin;

g) gidravlik ishqalanish koeffitsienti Puazeyl (4.60) formulasi bilan aniqlanadi.

Ikkinchi soha – III va IV vertikallar oralig‘idagi soha bo‘lib, bu sohada oqimning harakat tartibi o‘zgarib turadi. Oqim goh laminar tartibdagi harakatdan turbulent tartibdagi harakatga, goh turbulent tartibdan laminar tartibdagi harakatga o‘zgarib turadi. Shu sababli, o‘zgaruvchi yoki *o‘tish sohasi* (rasmda shtrixlangan) deb yuritiladi. Bu sohada:

a) Reynolds soni 1000÷2300 dan 4000÷40000 qiymatlarda o‘zgaradi;

b) suyuqlik quvurda harakatlenganda, ma’lum oraliqda paydo bo‘lib, yo‘qolib turuvchi turbulent tartibdagi harakat kuzatiladi;

Bunday o‘zgaruvchan xarakterdagi harakat sohasi *aralash turbulentlik sohasi* deyiladi.

Uchinchi soha– turbulent tartib sohasi. Bu soha IV vertikal chiziqning o‘ng tomonida joylashgan bo‘lib, bu sohada Reynolds soni quyidagi kattaliklarga teng bo‘ladi: $\text{Re}_D \approx 4000 \div 40000$. Bu soha o‘z navbatida uchta qismga bo‘linadi:

birinchi qism – «silliq o‘zanlar qismi». Bu qismda Reynolds sonining $\text{Re}_D < 100000$ qiymatda II to‘g‘ri chiziq shaklida bo‘lib, $\text{Re}_D > 100000$ qiymatda II chiziq davomi bo‘lgan egri chiziq ko‘rinishida bo‘ladi. Bu qism uchun quyidagilarga ega bo‘lamiz:

a) h_l napor $\text{Re}_D = 100000$ qiymat oralig‘ida ν tezlikning 1,75 darajasiga to‘g‘ri proporsionaldir;

b) $\Delta_r = const$ egriliklar bir chiziqqa birlashishiga asoslanib, h_l napor yo‘qolishini g‘adir-budirlikka bog‘liq emasligini e‘tirof etish mumkin;

v) h_l va λ kattaliklar Blazius va Prandtl formulalariga asosan Reynoldssoniga funksional bog‘liq:

$$\lambda = f(Re_D) \quad (4.101)$$

Ikkinchi qism – «g‘adir-budir o‘zanlar uchun kvadrat qarshilikkacha bo‘lgan qismi». Bu qism II vertikal va AB chiziqlar orasida joylashgan bo‘lib, bu qismda gidravlik qarshilik λ va napor yo‘qolishi h_l Reynolds soni Re_D va nisbiy g‘adir-budirlik (Δ_r) ga bog‘liq bo‘ladi:

$$\lambda = f(Re_D, \Delta_r) \quad (4.102)$$

Uchinchi qism – «g‘adir-budir o‘zanlar uchun kvadrat qarshiliklar mavjud bo‘lgan qism». Bu qism AV chiziqning o‘ng tomonida joylashgan. Bu qism quyidagilar bilan xarakterlanadi:

- 1) Napor yo‘qolishi oqim o‘rtacha (v) tezligi kvadratiga to‘g‘ri proporsionaldir ($m = 2$);
- 2) Darsi koeffitsienti λ Reynolds soniga bog‘liq emas (barcha chiziqlar gorizonta tekislikka parallel holatda joylashgan);
- 3) h_l va λ – kattaliklar nisbiy g‘adir-budirlikka bog‘liq.

$$\lambda = f(\Delta_r) \quad (4.103)$$

Shuni ta’kidlash mumkinki, Nikuradze tomonidan aylana quvurlarda napor ostida harakatlanayotgan oqimlar uchun olingan bog‘liqliklarni naporsiz va napor ostidagi oqimlar uchun ham qo‘llash mumkin. Nikuradze grafigi tahliliga asosan shuni aytish mumkinki, gidravlik hisoblarda suyuqlik turiga e‘tibor bermaslik mumkin (neft, suv, yog‘ va boshq.). Faqat bu suyuqliklarning harakati Reynolds sonining ma’lum bir o‘lchov birliksiz kattaliklariga mos kelib, u suyuqlikning fizik xarakteristikasi yopishqoqlik koeffitsienti (ν, μ) va zichlikka (ρ) bog‘liq bo‘ladi.

4.20. TURLI (PO‘LAT, CHO‘YAN, SHISHA, PLASTIK, GOFRA)MATERIALLARIDAN TAYYORLANGAN AYLANA VA TO‘G‘RI TO‘RTBURCHAK SHAKLIDAGI NAPORLI QUVURLARDA DARSİ KOEFFITSIENTI (λ) NI ANIQLASHNING AMALIY USULLARI

Quvurlarning devorlaridagi g‘adir-budirlikni tashkil qiluvchi tepalikchalarning har xil balandlikka ega bo‘lishi va o‘zaro turli masofalarda joylashishiga qarab, ikki xil g‘adir-budirlik mavjud bo‘ladi deb qaraladi:

- tekis g‘adir-budirlik;
- notekis g‘adir-budirlik.

Aksariyat hollarda, amaliyotda notekis g‘adir-budirlik uchraganligi sababli, quyida shunday quvurlarning gidravlik hisobi bilan tanishamiz:

1⁰. Naporli texnik (turli o‘lchamli)g‘adir-budirquvurlar. Bunday quvurlar uchun Kolbruk 1938 yilda o‘z tadqiqotlari natijalariga asoslanib, gidravlik ishqalanish – Darsi koefitsientini aniqlash uchun quyidagi ifodani taklif etgan:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,5}{\text{Re}_D} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} + \frac{\bar{\Delta}_r}{3,7} \right) \quad (4.104)$$

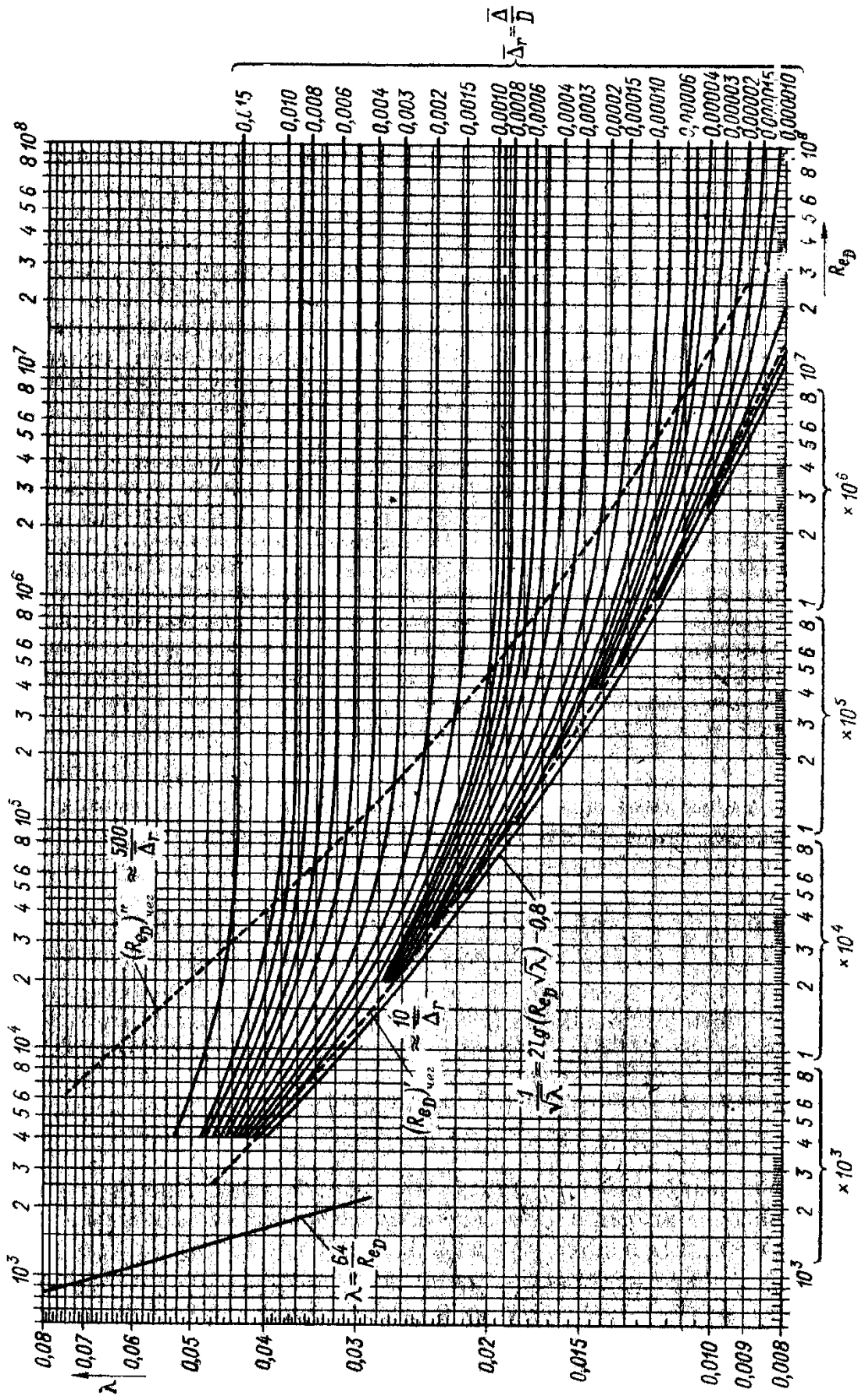
bunda, $\bar{\Delta}_r$ – nisbiy g‘adir-budirlik: $\bar{\Delta}_r = \Delta/D$.

Bu formula asosida, 4.30-rasmda keltirilgan grafik qurilgan. Bu grafik yordamida turbulent sohaning barcha uch qismi uchun Darsi koefitsientini aniqlash mumkin.

G‘adir-budir quvurlarda turbulent soha kvadrat qarshiliklar qismi uchun formula soddalashib, Prandtl formulasi ko‘rinishini oladi:

$$\lambda = \frac{0,25}{\left(\lg \frac{\bar{\Delta}_r}{3,7} \right)^2} \quad (4.105)$$

$\bar{\Delta}$ kattalik – g‘adir-budirlikni tashkil qiluvchi tepalikchalarning o‘rtacha arifmetik qiymati bo‘lib, uni bu tepalikchalar balandliklarini o‘lchash bilan aniqlab bo‘lmaydi. Shuning uchun bunday quvurlarning o‘rtacha g‘adir-budirliklarini aniqlashda quyidagicha yo‘l tutiladi.



4.30-расм. λ - гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқлаш учун Кольбрук графиги

Kvadrat qarshiliklar sohasida Darsi-Veysbax (4.92) formulasidanva tajribada aniqlanadigan kattaliklardan foydalanib, Darsi koeffitsientining (λ) ning son qiymati aniqlanadi. Keyin (4.105) ifodadan foydalanib $\bar{\Delta}$ kattalikning o'rtacha qiymati hisoblanib, u ekvivalent g'adir-budirlik deb yuritiladi. Bu kattalik quvur materialining turi, tayyorlanish usuli, ulanishiga hamda quvurning ishlatilish muddatiga bog'liqdir. Bu usulda aniqlangan ekvivalent g'adir-budirlikning qiymatlari 4.2-jadvalda keltirilgan.

Quvur va kanallarning ekvivalent $\bar{\Delta}$ g'adir-budirliigi

4.2-jadval

Quvur va kanallar xarakteristikasi	Δ, mm
<i>I. Yaxlit quvurlar</i>	
Latun	0,0015-0,0100
Yangi ishlatilayotgan po'lat	0,020-0,100
Ishlatilayotgan po'lat suv quvurlari	1,20-1,50
<i>III. Yaxlit payvandlangan quvurlar</i>	
Yangi yoki yaxshi holatdagi quvurlar	0,04-0,10
Foydalanilgan	\approx 0,10-0,15
Kuchli yemirilgan	2,0
<i>II. Chuyan quvurlar</i>	
Yangi	0,25-1,00
Yangi bitum singdirilgan	0,10-0,15
Asfaltlangan	0,12-0,30
Foydalanilgan	1,00-1,50
<i>IV. Betonli va asbest tsementli quvurlar</i>	
Sirti silliq betonli	0,3-0,8
O'rtacha sifatli silliqlangan	2,5
Sirti dag'al betonli	3,0-9,0
Yangi asbest tsementli	0,05-0,10
Foydalanilgan asbest tsementli quvurlar	\approx 0,60
<i>V. Yog'och va shishali quvurlar</i>	
Yuqori sifatli silliqlangan quvurlar	0,15
Yaxshi sifatli silliqlangan quvurlar	0,30
Past sifatli silliqlangan quvurlar	0,70
Shishali quvurlar	0,0015-0,0100
<i>VI. Kanallar silliqlanishi</i>	
Faqat tsementli aralashma bilan suvalgan	0,05-0,22
Temirli tsement aralashmasi bilan suvalgan	0,5
Metall setka ustidan suvalgan	10-15
Shlakobeton plitalar	1,5

Berilgan quvur uchun Δ ga asoslanib, nisbiy g'adir-budirlik $\bar{\Delta}_r$ kattaligi topiladi. (3.129) ifoda yordamida esa, Re_D soni hisoblanadi. $\bar{\Delta}_r$ va Re_D kattaliklarga asoslanib, 4.30-rasmda keltirilgan grafikka asosan, Darsi koeffitsienti (λ) aniqlanadi.

Kolbruk formulasi orqali Darsi koeffitsientini aniqlashda tanlab olish usulidan foydalanishga to'g'ri kelishi sababli, u ancha noqulay formula hisoblanadi.

Shu sababli, A.D.Altshul tomonidan quyidagi ko'rinishdagi formula taklif etilgan:

$$\lambda \approx 0,1 \left(1,46 \bar{\Delta}_r + \frac{100}{Re_D} \right)^{0,25} \approx 0,11 \left(\bar{\Delta}_r + \frac{68}{Re_D} \right)^{0,25} \quad (4.106)$$

Albatta, bu formulani *turbulent sohaning kvadrat qarshiliklarga* bo'lgan qismi uchun ishlatish o'rinliroqdir.

Turbulent sohaning *kvadrat qarshiliklar qismi* uchun esa yanada sodda ko'rinishli formulani Shifrinson taklif etgan:

$$\lambda = 0,114 \sqrt[4]{\bar{\Delta}_r} \quad (4.107)$$

Bu formuladan faqat Altshul formulasiga asosan, $\bar{\Delta}_r < 0,007$ bo'lgan holatlarda foydalanish mumkin.

Agar tomonlari nisbati $0,5 \div 2,0$ ga teng bo'lgan to'g'ri to'rtburchakli quvurlar uchun λ gidravlik ishqalanish koeffitsientini aniqlash zarurati paydo bo'lsa, yuqorida keltirilgan grafik va formulalardan foydalanish mumkin. Faqat *Dgidravlik diametr* bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$D_r = 4R$$

bunda, R – quvurning gidravlik radiusi. Bunda faqat aylana quvurlarda quvurning geometrik diametri gidravlik diametrga teng bo'lishini ta'kidlash mumkin – $D = D_r$.

4.30-rasmda g'adir-budir kvadrat qarshilikkacha bo'lgan qismni chegaralab turgan ikkita punktir chiziqqa e'tiborni qaratamiz, bu qism (4.102) ifoda bilan xarakterlanib, Reynolds soniga bu qismda quyidagi chegaraviy qiymatlarga ega:

$$(Re_D)'_{uez} < (Re_D) < (Re_D)''_{uez}$$

Agar

$$4000 \leq Re_D \leq (Re_D)'_{uez} \quad (4.108)$$

unda bu qism silliq quvurlar qismi bo'lib, bunda (4.101) ifoda o'rinli bo'ladi.

Agar

$$Re_D \geq (Re_D)''_{uez} \quad (4.109)$$

bo'lsa, bu qism kvadrat qarshiliklar qismi bo'lib, (4.103) ifoda o'rinli bo'ladi.

A.D.Altshul Reynolds sonining chegaraviy qiymatlari uchun quyidagi ifodani taklif qilgan:

$$(Re_D)'_{uez} \approx \frac{23}{\Delta_r} \quad (4.130)$$

$$(Re_D)''_{uez} \approx \frac{560}{\Delta_r} \quad (4.131)$$

Aziz talaba, bu masalani o'rganish jarayonida Reynolds sonining chegaraviy va kritik qiymatlari o'rtasidagi tafovutni aniq tushinib olish muhim ahamiyatga egadir.

2⁰. Naporli silliq quvurlar. Bunday holatlarda (4.104) va (4.107) ifodalar sodda ko'rinishni olib, Prandtl (4.97) va Blazius (4.98) ifodalari ko'rinishiga keladi. (4.98) formula Reynolds sonining quyidagi qiymatlari uchun aniq natija beradi:

$$4000 < Re_D < 100000 \quad (4.132)$$

$Re_D > 4000$ holatlarda quyidagi keltirilgan ifodadan ham foydalanish mumkin:

$$\lambda = \frac{1}{(1,821 \lg Re_D - 1,64)^2} \quad (4.133)$$

1948 yilda G.K.Filonenko tomonidan bu quvurlar uchun quyidagi Darsi koefitsientini aniqlash uchun quyidagi empirik formula taklif etilgan:

$$\lambda = \left(\frac{0,55}{\lg \frac{Re}{8}} \right)^2$$

Kyollebruk va Konakov tomonidan silliq quvurlar uchun Darsi koefitsientini aniqlash uchun quyidagi empirik formula taklif etilgan:

$$\lambda = \left(\frac{0,556}{\lg \frac{Re}{7}} \right)^2$$

Agar quvurning shakli to'g'ri to'rtburchak shaklida bo'lsa, silliq quvurlarning hisobi birinchi banddagi kabi bajariladi.

3⁰. Qo‘shimcha ma’lumotlar.

1. Amaliyotda foydalaniladigan po‘lat va cho‘yan quvurlar uchun Darsi – gidravlik ishqalanish koeffitsientining son qiymati F.A.Shevelev formulasidan foydalanib aniqlanadi.

a) $Re_D \geq 9,2 \cdot 10^5$ (kvadrat qarshiliklar qismi uchun)

$$\lambda = \frac{0,021}{D^{0,3}} \approx \frac{0,021}{\sqrt[3]{D}} \quad (4.134)$$

b) $Re_D \leq 9,2 \cdot 10^5$ (kvadrat qarshiliklar qismigacha bo‘lgan qism uchun)

$$\lambda = \left(\frac{1,5 \cdot 10^{-6}}{D} + \frac{1}{Re_D} \right)^{0,3} \quad (4.135)$$

Bu formulalarda quvur diametri D – metr o‘lchov birligida ifodalanadi.

2. Plastmassa va polietilen materiallaridan tayyorlangan quvurlar uchun Darsi koeffitsientini aniqlashda amaliyotda quyidagi formulalar qoniqarli natija berishi aniqlangan:

Quyidagi formula F.A. Shevelev tomonidan taklif etilgan:

$$\lambda = 0,25 / Re^{0,226}$$

Ishlab chiqarishda ishlatiladigan polietilen materiallaridan tayyorlangan quvurlar uchun Darsi koeffitsientini aniqlashda quyidagi formuladan foydalanish mumkin:

$$\lambda = 0,288 / Re^{0,226}$$

3. Gidrotexnika amaliyotida tadqiqot va amaliy tajribalarda qo‘llaniladigan shisha quvurlar uchun bu koeffitsient kattaligi Rossiya Federatsiyasining Moskva shahridagi VODGYeO ilmiy-tadqiqot institutida olib borilgan tadqiqotlar natijasiga asosan Reynolds sonining $Re = 4 \cdot 10^4 \div 8 \cdot 10^5$ qiymatlari uchun quyidagicha aniqlanishi taklif etilgan:

$$\lambda = 0,312 / Re^{0,226}$$

4. Oqava suvlar uchun gidravlik ishqalanish koeffitsienti N.F.Fedorov tomonidan taklif etilgan formula yordamida aniqlanishi mumkin:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -21g \left(\frac{\Delta_s}{3,42 \cdot 4R} + \frac{a}{Re} \right)$$

bunda, R – gidravlik radius, Δ_s – ekvivalent g‘adir-budirlik, mm va a – o‘lchov birliksiz kattalik. Bu parametrlar quyidagi jadvalga asosan aniqlanadi.

Quvurlar	Δ_s, mm	a
Keramik	1,35	90
Asbesttsement	0,60	73
Beton va temirbeton	2,00	100
Po‘lat	0,80	79
Cho‘yan	11,0	83

5. Kapillyar sug‘orishda qo‘llaniladigan quvurlar uchun.

Bunday quvurlar asosan sintetik materiallardan tayyorlanib, ularning devorlarida tirqishlar qoldiriladi. Bunday holatlarda quvurlar tizimi bo‘ylab sarf o‘zgarganligi sababli, uzunlik bo‘ylab qo‘shimcha energiyanning yo‘qolishi kuzatiladi. Bunday holatda gidravlik ishqalanish koeffitsientining qiymati oshadi.

Sug‘orish quvurlarining $d = 0,016 \div 0,05 m$, o‘lchamlari uchun tirqishlar orasidagi masofa $0,06 \div 4,00 m$ bo‘lib, tirqish diametri $1,0 \div 3,0 mm$ bo‘lishi kuzatiladi. Sarfni o‘zgarishi natijasida oqimning turbulent harakati mavjud bo‘lib, Reynolds soni $Re < 10^5$ shartni bajaradi.

Shu sababli, gidravlik ishqalanish koeffitsienti silliq quvurlardagi holat uchun aniqlanishi mumkin. $Re > 10^5$ shart bajarilganda esa bu koeffitsientning qiymati uzunlik bo‘yicha doimiy va o‘zgaruvchan sarflar uchun bir xil bo‘ladi.

6. Turli materiallardan tayyorlangan drenaj quvurlar uchun.

Bunday quvurlarda uzunlik bo‘yicha sarfning oshishi kuzatilib, Darsi koeffitsienti qiymati ham oshadi. Gidrotexnika amaliyotida drenaj quvurlar plastmassa, silliq shisha, gofra, keramik materiallardan tayyorlanib, ularda drenaj tirqishlar mavjud bo‘ladi.

Shisha plastik drenaj quvurlarida oqim turbulent tartibdagi kvadrat qarshiliklargacha va kvadrat qarshiliklar sohasida harakatlanadi.

Keramik drenaj quvurlarda $Re \leq 10^5$ shart bajarilib, ular silliq quvurlar kabi ishlaydi.

Gofra quvurlarda $\Delta_s = 1,3 \div 1,9 mm$ qiymatlar uchun kvadrat qarshiliklargacha bo‘lgan soha uchun A.I.Murashko tadqiqotlari natijasida Kolbruk-Uayt formulasiga asosan aniqlash mumkinligini taklif etgan:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{Re \sqrt{\lambda}} + 0,27 \frac{\Delta}{d} \right)$$

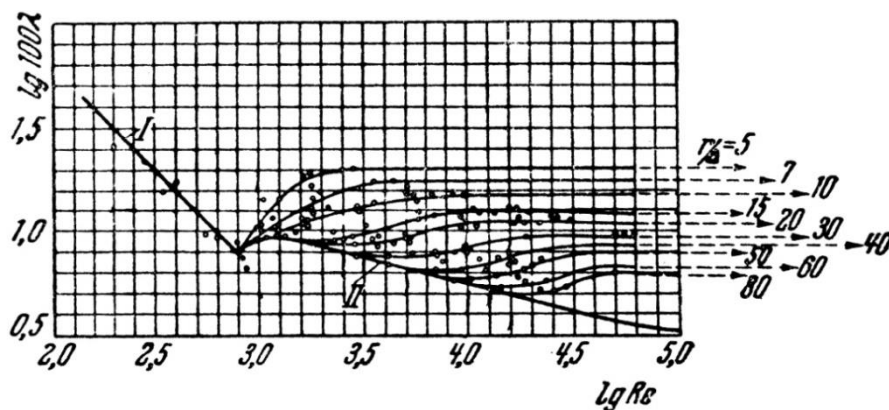
Gofra quvurlarda oqimning turbulent tartibdagi kvadrat qarshiliklar sohasi $Re \approx 10^5$ vaziyatda boshlanib, bunda gidravlik qarshilik kattaligi 5 foizga oshishi aniqlangan.

4.21. GIDRAVLIK ISHQALANISH – DARSI KOEFFISIEN TI KATTALIGINI TO‘G‘RI TO‘RTBURCHAK SHAKLIDAGI OCHIQ O‘ZANLAR UCHUN ANIQLASHGA DOIR A.P.ZEGJDA TAJRIBALARI

Umuman, gidrotexnika amaliyotida muhim o‘rin tutadigan oqimning ochiq o‘zanlardagi naporsiz harakati uchun bu sohada A.P.Zegjdaning to‘g‘ri to‘rtbu‘rchak shakldagi kesimga ega bo‘lgan ochiq o‘zanlardagi tadqiqotlarida to‘xtalishni maqsadga muvofiqdir. Shu o‘rinda 1939 yilda muallif tomonidan ochiq o‘zarlarda keng qamrovli va mukammal o‘tkazilgan tadqiqotlar natijalariga asosan quyidagilarni e‘tirof etish mumkin. Oqim chuqurligi, kengligi va o‘zan tubi nishabligining turli qiymatlari uchun R/Δ munosabatning kattaliklarida turli g‘adir-budirliklar o‘rganilgan. Tadqiqotlardan olingan natijalar tahlili muallifga quyidagi Nikuradzening aylana quvurlarga o‘xshash grafiklarini olish imkoniyatini bergan.

A.P.Zegjdaning olgan natijalari ochiq o‘zanlar gidravlikasi uchun muhim ahamiyatga ega bo‘lib, ular bizga Nikuradze grafigining nafaqat sifat jihatdan balki, hisobiy tenglamalarning sonli natijalari mos keladi deb xulosa qilishga asos beradi. A.P.Zegjda tomonidan turbulent sohaning kvadrat qarshiliklar qismi uchun notekis g‘adir-budirlikda Darsi – gidravlik ishqalanish koeffitsientini quyidagicha aniqlashni taklif etgan:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{R}{\Delta} + 2,125$$



4.31-rasm.

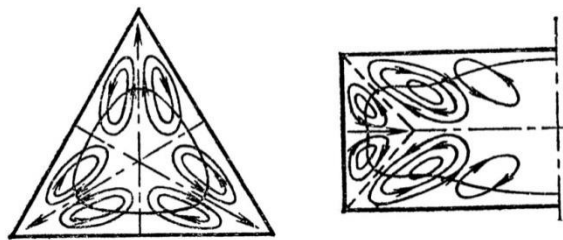
Bu formulani $2,125=21g11,55$ ekanligini e'tiborga olib, quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 21g \frac{R}{\Delta} + 21g11,55 = 21g \frac{11,55R}{\Delta}$$

Ochiq o'zanlar uchun ushbu formula qoniqarli natija berishini ta'kidlab o'titish maqsadga muvofiqdir.

4.22. QUVUR KESIMI SHAKLINING DARSI KOEFFITSIENTI KATTALIGIGA TA'SIRI

Kesimi aylana shaklida bo'lmagan quvurlarda harakatlanayotgan oqimlar uchun Reynolds soni hisoblanayotganda xarakterli chiziqli kattalik sifatida gidravlik radius qabul qilinadi. Bu parametr oqimning geometriyasini to'liq xarakterlay olmaydi, ya'ni xarakatdagi kesimni to'liq ifodalamaydi. Shu bilan birgalikda kesim shakli oqimning kinematik strukturasi ta'sir ko'rsatadi va gidravlik qarshilikni hisoblashda muhim o'rin egallaydi. Poligonal shaklli quvurlarda devorlardagi urinma kuchlanishlar kesim perimetri bo'ylab notekis taqsimlanganligi sababli, quvur burchaklariga yaqinlashishi bilan urinma kuchlanishlar va (tebranma) pulsatsion tezliklar faolligi kamayadi. Urinma kuchlanishlarning kesim perimetri bo'ylab notekis taqsimlanishi natijasida harakatdagi kesim tekisligida ikkilamchi oqimlarining faolligi oshadi. Ko'ndalang tsirkulyatsion harakat paydo bo'ladi (4.32-rasm).



4.32-rasm

O'z navbatida bu tezlikni ta'minlab turish uchun ma'lum miqdordagi energiya sarflanadi. Boshqa bir xil sharoitlarda Darsi koefitsienti kattaligi oshadi. Oqim napor ostida harakatlanayotgan poligonal quvurlarda bu koefitsientning kattaligi boshqa bir xil sharoitlar uchun aylana quvurlarga nisbatan 15% ga oshishi laboratoriya tadqiqotlari natijalari bilan isbotlangan.

4.23. QUVURLAR EKSPLOATATSION SHAROITLARINING DARSİ KOEFFITSIENTI KATTALIGIGA TA'SIRI

Quvurlar vibratsiyalanishining ta'siri. Quvurning vibratsiyalanib ishlashida Reynolds sonining kritik qiymati oshadi. Vibratsiyaning gidravlik ishqalanish koefitsientining 20% gacha oshishi laminar tartibdan turbulent tartibga o'tishida kuzatiladi. Gidravlik qarshilikning bu darajada oshishi vibratsiya sharoitida ishlaydigan gidromeliorativ mashina va mexanizimlarni konstruksiyalarida inobatga olinishi muhimdir.

Quvur ichki diametri kichiklashishining ta'siri. Quvur ichki devorlarining korroziyaga uchrashi va devorlarga oqim tarkibidagi loyqa zarrachalarining cho'kishi, quvur ichki diametrini kichiklashtiradi, bu esa o'z navbatida oqimning harakatdagi yuzasini kamaytirib, quvur o'tkazuvchanligining kamayishiga sabab bo'ladi. Quvur ichki g'adir-budirligining oshishi uzoq vaqt davomida quvurning ekspluatatsiya qilinishi natijasida 50% gacha sarfni kamaytirishi mumkinligini gidrotexnika amaliyoti ko'rsatmoqda.

Quvur g'adir-budirligining oshishini ekspluatatsiya muhlari va oqim tarkibiga qarab quyidagi formula yordamida aniqlash mumkin:

$$\Delta_t = \Delta + \alpha t$$

bunda, Δ – ekspluatatsiya boshlanishdan oldingi g'adir-budirlik; Δ_t ma'lum bir t vaqtdan keyingi g'adir budirlik; α – 0,025÷3 mm/yil oraliqda o'zgaruvchi g'adir-budirlik balandligi o'zgarishini xarakterlovchi kattalik.

Albatta, quvurning hisobiy o'tkazuvchanligini tiklash uchun maxsus mexanik va gidravlik usullar yordamida uning ichki sirti tozalanadi.

4.24. DARSİ KOEFFITSIENTI KATTALIGINI KAMAYTIRISH BO'YICHA MULOHAZALAR

Gidravlik qarshilikni kamaytirishning gidrotexnika amaliyotida qo'llaniladigan bir necha usullari mavjud bo'lib, biz quyida ulardan asosiyalarini ko'rsatib o'tamiz:

1. Harakatlanayotgan suyuqlik tarkibiga ma'lum bir hossalarga ega polimerlarni qo'shish.

Bu polimerlarning molekulari o'lchamlari nihoyatda uzun bo'lib, ularning uzunliklari ko'ndalang o'lchamlariga nisbatan 100 000 marotabagacha katta bo'ladi. Bu qo'shimchalar yopishqoq qatlamchalarning va turbulent yadroga o'tish zonasining qalinligini oshiradi. Polimerlar miqdorining oshirilishi o'tish zonasining oshishiga olib kelib, quvur ichki devori yaqinida joylashgan molekulyar birikmalar o'ziga xos to'lqinsimon o'zgaruvchi silliq sirtlar tashkil qila boshlaydi. Bu o'z navbatida gidravlik ishqalanish koeffitsientining kattaligini sezilarli kamaytiradi. Bu polimerlarning molekulyar birikmalar (mitsellari) nasosdan o'tgandan so'ng qayta tiklanmaydi. Demak, bu o'zgarishdan so'ng qarshilik yana oshadi. Lekin sirtni faollashtiruvchi birikmalarning mitsellari qayta tiklanadi, shu sababli, gidravlik qarshilikning quvurlar tizimi uzunligi bo'ylab kamayish samaradorligi doimiy bo'lib qoladi.

Bu birikmalarning qo'shilishi quvur ichki devori yaqinida harakatlanayotgan suyuqlik zarrachalarining tezlik gradientini kamaytirib, tebranma (pulsatsion) tezlikning ko'ndalang tashkil etuvchisi kattaligini bir necha marotaba kamaytiradi, bu esa o'z navbatida gidravlik qarshilikni kamaytiradi.

Shuni ta'kidlash kerakki, bu birikmalar hozirgi davrda suv va issiqlik ta'minotida, ximiya, qazish, neft sanoatida, gidrotexnika va melioratsiyada keng qo'llanilayotgan bo'lsa, meditsinada ham qo'llanila boshlandi. Bu birikmalar suyuqlik tarkibini tozalab, quvurda korroziyaning sekinlashishiga ijobiy ta'sir ko'rsatadi.

Birikmalarning suyuqlik tarkibidagi miqdori $0,001 \div 1\%$ ni tashkil etib, gidravlik qarshilik kattaligini 80% gacha kamaytirishi kuzatilgan.

Birikma aralashtirilgandan so'ng suyuqlikning laminar tartibdagi harakati toza suyuqlikka nisbatan Reynolds sonining 10 barobar katta qiymatlarida ham davom etishi tadqiqotlar bilan isbotlangan.

Turbulent harakatda esa gidravlik qarshilikni kamaytirish Reynolds sonining yoki o'rtacha tezlikning «ostona»dagi qiymatlarida boshlanadi. Umuman, birikma miqdorining suyuqlik tarkibida oshirilishi Reynolds sonining kamayishiga olib keladi.

2. Bizga yuqorida tanishgan mavzularimizdan ma'lumki, gidravlik silliq quvurlarda oqimning laminar hamda turbulent tartibdagi harakatlarida Reynolds sonining oshishi gidravlik qarshilikni kamayishiga olib keladi. Oqim o'rtacha tezligining va quvur diametrining o'zgarish qiymatlarida Reynolds soni qiymatini

oshishiga faqat suyuqlik yoki u harakatlanayotgan quvur devorlarining haroratini oshirish orqali erishish mumkin.

3. Suyuqlik oqimi chegaralarini o'zgarib turishi ham gidravlik qarshilikni kamaytirishi mumkin. Bunga oqimni chegaralovchi quvur devorlarini ma'lum chastota va amplitudalarda harakatga keltirish orqali erishish mumkin. Bundan tashqari, oqim tarkibida paydo bo'ladigan tebranish – pulsatsiya natijasida ham gidravlik qarshilik kamayishi mumkin.

4.25. KVADRAT QARSHILIKLAR SOHASI UCHUN OQIMNING TURBULENT TEKIS BARQAROR HARAKATDA NAPORNING UZUNLIK BO'YICHA YO'QOLISHI. SHEZI FORMULASI. SARF VA TEZLIK MODULLARI

Aziz o'quvchi, biz o'z xayot tajribamizda ko'pincha ochiq o'zanlarda suv oqimining tezligi yuqori bo'lishini kuzatamiz. Bu o'z navbatida oqimning tezligiga to'g'ri proporsional bo'lgan Reynolds sonining yuqoriligiga olib keladi, ya'ni, oqim harakati juda ko'p hollarda turbulent tartibda bo'lib, aksariyat hollarda kvadrat qarshiliklar sohasida bo'ladi.

$$Re > Re_{cheg} \quad (4.136)$$

bunda, Re_{cheg} – turbulent tartibdagi harakat ikkinchi sohasining tugashi chegaraviy qiymatidagi Reynolds soni.

Umuman, gidrotexnika amalyotida kvadrat qarshiliklar sohasida hisoblashni qulayligi sababli, kvadrat qarshiliklar sohasigacha bo'lgan holat uchun gidravlik hisoblar shu usulda olib boriladi. Haqiqatan ham kvadrat qarshiliklargacha bo'lgan sohada gidravlik ishqalanish koeffitsienti λ Reynolds soniga bog'lik, bu esa v – oqim o'rtacha tezligiga xam bog'likdir. Shu sababli, bu masalani tanlab olish usuli bilan hisoblash talab qilinadi. Kvadrat qarshiliklar sohasida esa bu koeffitsient Reynolds soniga bog'liq emas, shuning uchun masalani to'g'ridan to'g'ri tanlab olish usulisiz hisoblash mumkin. Albatta, shuni ta'kidlash kerakki, Reynolds sonini inobatga olmasliknatijasida kelib chiqadigan noaniqlik, g'adir-budirligni aniqlashdagi noaniqlikdan ancha kichik bo'ladi. Shu sababli, ko'pincha amaliyotda o'zanningg'adir-budirligi o'zanni sifat xarakteristikasi asosida tuzilgan jadvallar asosida qabul qilinadi.

G'adir-budirlik koeffitsienti qiymati

4.4-jadval

Daraja	Devorlar turi	<i>n</i>	1/ <i>n</i>
I	O'ta silliq sirtlar; emal bilan qoplangan sirtlar	0,009	111
II	Yaxshio'rnatilgan, o'tao'tkirtaxta. Toza tsementdan yaxshi suvoq	0,010	100
III	Yaxshitsementlisuvoq (1/3 qumdan). Yaxshiyotqizilganyokiulanganyangisopol, cho'yanvatemir quvurlar. Qirralitaxta	0,011	90,9
IV	Yaxshio'rnatilgan qirrasiztaxta. O'rtachasharoitdagisuvo'tkazgich quvurjudayaxshibetonlangan; Sezilarisizinkrustatsiyalangan, judatozasuvoquvchi quvurlar, judayaxshibetonlangan	0,012	83,3
V	Yaxshig'ishtli, yaxshisharoitdagi yuqqataxtaliterish. O'rtasharoitdagitarnovquvurlar, birnechaifloslangansuvo'tkazgichquvurlar	0,013	76,9
VI	Ifloslangan quvurlar (suvo'tkazgichvatarnovli) o'rtasharoitdabetonlangan quvurlar	0,014	71,4
VII	O'rtachag'ishtliterish, o'rtasharoitdagi yuqqatoshd anqoplash. Sezilarliifloslangantarnovlar. Yog'ochreykalarbo'yichabrezent	0,015	66,7
VIII	Yaxshitoshdevor, eski (harob)g'ishtterish; nisbatan qo'polbetonlangan. Judasilliq judayaxshiishlovberilgan qoyatosh	0,017	58,8
IX	Qalinmustaxkamgilqavatbilanqoplangankanallar, zichsog'tuproqlikanallarvazichmaydashag'alli, gilbilanqoplangan.	0,018	55,6
X	O'rtacha (qoniqarli)toshdevor. Tosh-yotqizilganyo'l. Qoyada juda toza yuvilgan kanallar. Gil qoplangan zich yerdagi, zich shag'alli, toshli kanallar (o'rtacha xolda)	0,020	50,0

Daraja	Devorlar turi	n	$1/n$
XI	Zichloylikanallar. Birtekisbo‘lmagan (uzlukli) gilqoplanganerda, shag‘al, toshlikanallar. O‘rtadan yuqori sharoitda tamirli va saqlangan, katta tuproq kanallar	0,0225	44,4
XII	Yaxshiquruqterish. Yaxshidankamroqo‘rtachasharoitdasaqlanganvar emontlikattatuproqkanallar. Judayaxshisharoitdagidaryolar (chuquryuvilishlarsizvao‘yilishsiz, erkinoqimlitozato‘g‘rio‘zan)	0,025	40,0
XIII	Tamirvasaqlashsharoitio‘rtameyordanpast –katta; o‘rtasharoitda – kichiquproqkanallar	0,0275	36,4
XIV	Nisbatanyomonsharoitdagituproq kanallar; sezilarli o‘tlar o‘sgan; mahalliy o‘yilgan chuqurchalar	0,030	33,3
XV	Judayomonsharoitdagikanallar. Nisbatanyaxshisharoitdagidaryolar, lekinbazimikdordatoshvasuvo‘tlariBilan	0,035	28,6
XVI	Sezilarliyomonsharoitdagikanallar (o‘zanbo‘ylabo‘pirilganvayuvilgan; kamishlaro‘sgan quyuq ildizlar; yiriktoshlarvax.) bora-boradaryooqimisharoitiyomonlashadi (boshqapunktlarganisbatan)	0,040 va ko‘p	25 va kam

Yuqoridagi mulohozalarga asoslanib, gidrotexnik amaliyotda, asosan, oqimning turbulent tartibdagi kvadrat qarshiliklar sohasini keng o‘rganish talab etiladi.

Faqat quyidagi holatlar bundan mustasno:

- grunt suvlari harakati (laminar tartibli harakat)
- inshootlar modellaridagi oqim harakati
- nihoyatta silliq devorli, katta ko‘ndalang kesimli o‘zanlardagi oqim harakati.

Biz bu mavzuda asosiy e‘tiborni shu soha uchun oqimning naporli va naporsiz tekis harakatiga qaratamiz. Bunday harakat aksariyat hollarda tsilindrik

o‘zarlarda (ko‘ndalang kesimi o‘zan uzunligi bo‘yicha o‘zgarmaydigan ($d\omega/ds = 0$)), yani to‘g‘ri ko‘ndalang kesimli kanalarda mavjud bo‘ladi.

«To‘g‘ri ko‘ndalang kesim» deganda biz, asosan aylana, kvadrat, to‘g‘ri to‘rtburchak, trapetsiodal kesimlarni tushunamiz. Mashinasozlik amaliyotidagi yulduzsimon kesimlar bundan mustasno.

4.24-rasmdagi tasvirlangan holatga asoslanib, tsilindrik o‘zanning boshlang‘ich qismidagi oqim harakatida tezlik epyurasi xususiy ko‘rinishga egaligi sababli, u qism ham qaralmaydi. Chunki, bunda qarshilik boshqacha bo‘ladi. Bundan keyin faqat tekis harakatni nazarda tutamiz.

1⁰.Shezi formulasi.

Darsi-Veysbax formulasidan oqim o‘rtacha tezligii aniklaymiz

$$h_l = \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g} \quad (4.137)$$

$$v = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \sqrt{R \frac{h_l}{l}} \quad (4.138)$$

$$\boxed{v = C \sqrt{RJ}} \quad (4.139)$$

bunda, $S = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$ – Shezi koeffitsienti, $m^{0,5}/c$; v – oqimning o‘rtacha tezligi, m/c ;

R – gidravlik radius, m ; J – oqimning tekis harakatida gidravlik nishablikka mos pezometrik nishablik.

Bu formula Shezi formulasi deb atalishi bizga ma‘lum.

$$\lambda = \frac{8g}{C^2} \quad (4.140)$$

(4.139) ifodaga asoslanib, gidravlik qarshilik Reynolds soni (Re)ga bog‘liqligini etiborga olib, Shezi koeffitsientini ham kvadrat qarshiliklar sohasida faqat g‘adir-budirlikka bog‘liqligini etrof etish kerak.

2⁰. Shezi formulasiga asosan olingan formulalar.

$$h_l = J l = \frac{v^2}{C^2 R} l \quad (4.142)$$

$$\boxed{Q = \omega v = \omega C \sqrt{RJ}} \quad (4.143)$$

Bu formula *tekis harakatining asosiy hisoblanish tenglamasi* deb ataladi, bunda, l oqim harakatlanayotgan hisobiy soha uzunligi;

3⁰.Sarf moduli.

$$\boxed{K = \omega C \sqrt{R}} \quad (4.144)$$

bunda, K –sarf moduli.

Belgilash kiritamiz:

$$Q = K \sqrt{J} \quad (4.145)$$

Bunda tekis harakat uchun:

$$\boxed{K = \frac{Q}{J}} \quad (4.146)$$

Bu formuladan ko‘rinib turibdiki, $J = 1,0$ da $K=Q$, $J = h_l/l$ o‘lchov birliksiz munosabat bo‘lganligi uchun K sarf moduli Q sarf o‘lchov birligiga ega.

$$\boxed{J = \frac{Q^2}{K^2}} \quad (4.147)$$

Demak,

$$h_l = Jl = \frac{Q^2}{K^2} l \quad (4.148)$$

4⁰.Tezlik moduli

$$W = C \sqrt{R} \quad (4.149)$$

Belgilash kiritamiz

$$v = W \sqrt{J} \quad (4.150)$$

Tekis harakat uchun

$$W = \frac{v}{\sqrt{J}} \quad (4.151)$$

Agar $J = 1,0$ bo‘lsa, tezlik moduli tezlik bilan bir xil o‘lchov birlikka ega bo‘ladi.

$$J = \frac{v^2}{W^2} \quad (4.152)$$

Demak,

$$h_l = \frac{v^2}{W^2} l \quad (4.153)$$

Sarf va tezlik modullari quvur va kanallarning gidravlik hisobida keng qo‘llaniladi.

4.26. SHEZI KOEFFITSIENTINI (S) ANIQLASH UCHUN EMPIRIK FORMULALAR

Shezi tenglamasini (4.139) S ga nisbatan yechimini hisoblaymiz:

$$C = \frac{v}{\sqrt{RJ}} \quad (4.154)$$

Har qanday suv oqimi harakatlanayotgan o'zanda v , R , J kattaliklarni o'lchab (4.111) formula asosida S Shezi koeffitsientini hisoblash mumkin.

Ko'pgina tadqiqotchilar shu tariqa ish tutib, Shezi koeffitsientini aniqlashga doir empirik formulalarni olishgan. Quyida ulardan ayrimlarini keltirishni Biz, mualliflar maqsadga muvofiq deb topdik.

- *Gangile-Kutter formulasi*

$$C = \frac{23 + 1/n}{1 + 23 \frac{n}{\sqrt{R}}} \quad (4.155)$$

bunda, n – g'adir-budirlik koeffitsienti

- *Manning formulasi*

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6} \quad (4.156)$$

Bu formula amaliyotda ko'p qo'llanilganligi sababli, keyingi mavzularda, bu formula asosida tuzilgan o'zanning berilgan g'adir budirligi n va aniq parametrlar asosida hisoblangan gidravlik radius R ga asosan Shezi koeffitsientini aniqlash jadvali keltirilgan.

- *Akademik N.N Pavlovskiy formulasi*

$$C = \frac{1}{n} R^y \quad (4.157)$$

bunda

$$y = f(R, n) \quad (4.158)$$

$$y = 2,5\sqrt{n} - 0,13 - 0,75\sqrt{R}(\sqrt{n} - 0,10)$$

($R < 1 \text{ m}$ bo'lganda, $y \approx 1,5\sqrt{n}$, $R > 1 \text{ m}$ bo'lganda, $y \approx 1,3\sqrt{n}$).

Bu formula ham amaliyotda ko'p qo'llanilganligi sababli, keyingi mavzularda bu formula asosida tuzilgan o'zanning berilgan g'adir budirligi n va

aniq parametrlar asosida hisoblangan gidravlik radius R ga asosan Shezi koeffitsientini aniqlash jadvali keltirilgan.

- *Baxmetov va boshqalarning yarim empirik formulasi (1943 y.)*

$$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R \quad (4.159)$$

- *I.I. Agroskin formulasi (1949 y.)*

$$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R \quad (4.160)$$

Bundan tashqari, amaliyotda keng qo'llaniladigan, oqimning turbulent tartibdagi harakatining har uchala tekis o'zanlar, kvadrat qarshilikkacha, kvadrat qarshiliklar sohalari uchun o'rinli bo'lgan A.D.Altshulning umumlashtirilgan formulasini ham keltirish mumkin:

$$C = 25 \left(\frac{R}{(80n)^6 + \frac{0,025}{\sqrt{RJ}}} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (4.161)$$

Shezi koeffitsienti S ni quyidagi Manning formulasi asosida tuzilgan jadval yoki N.N.Pavlovskiy maxsus grafigi yordamida ham aniqlash mumkin

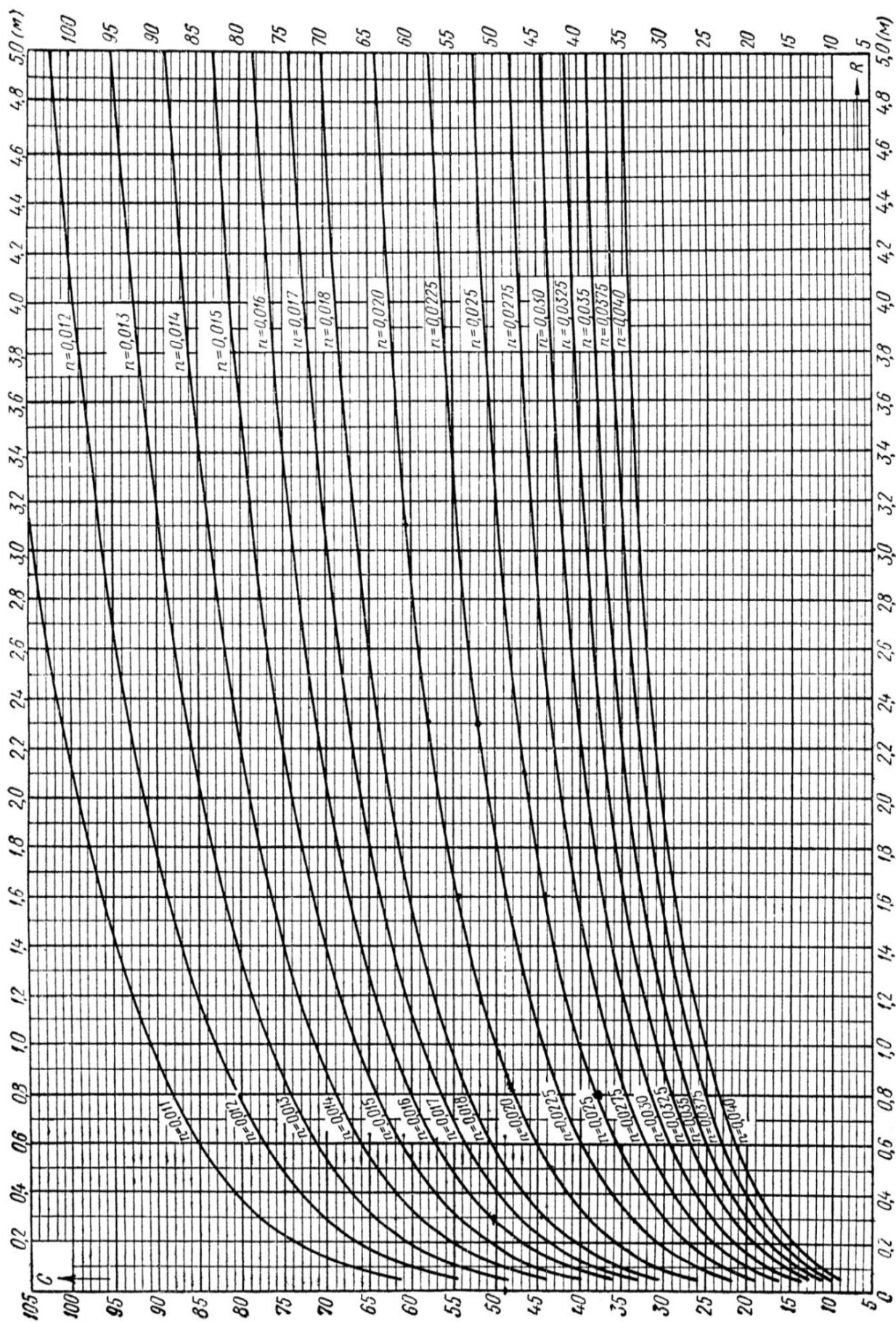
Manning formulasiga asosan aniqlangan Shezi koeffitsientining

$$\text{qiymatlari, } C = (1/n)R^{1/6} M^{0,5}/c$$

4.5-jadval

R, m	n									
	0,011	0,013	0,014	0,017	0,020	0,025	0,030	0,035	0,045	0,050
0,30	74,38	62,94	58,44	48,13	40,91	32,73	27,27	23,38	18,18	16,36
0,32	75,19	63,62	59,07	48,65	41,35	33,08	27,57	23,63	18,38	16,54
0,34	75,95	64,26	59,67	49,14	41,77	33,42	27,85	23,87	18,57	16,71
0,36	76,68	64,88	60,25	49,61	42,17	33,74	28,11	24,10	18,74	16,87
0,38	77,37	65,47	60,79	50,06	42,55	34,04	28,37	24,32	18,91	17,02
0,40	78,03	66,03	61,31	50,49	42,92	34,33	28,61	24,52	19,07	17,17
0,42	78,67	66,57	61,81	50,90	43,27	34,62	28,85	24,73	19,23	17,31
0,44	79,28	67,09	62,29	51,30	43,61	34,88	29,07	24,92	19,38	17,44
0,46	79,87	67,58	62,76	51,68	43,93	35,14	29,29	25,10	19,52	17,57
0,48	80,44	68,07	63,20	52,05	44,24	35,39	29,50	25,28	19,66	17,70
0,50	80,99	68,53	63,64	52,41	44,54	35,64	29,70	25,45	19,80	17,82
0,55	82,29	69,63	64,65	53,24	45,26	36,21	30,17	25,86	20,11	18,10

R, m	n									
	0,011	0,013	0,014	0,017	0,020	0,025	0,030	0,035	0,045	0,050
0,60	83,49	70,65	65,60	54,02	45,92	36,74	30,61	26,24	20,41	18,37
0,65	84,61	71,59	66,48	54,75	46,54	37,23	31,02	26,59	20,68	18,61
0,70	85,66	72,48	67,31	55,43	47,11	37,69	31,41	26,92	20,94	18,85
0,75	86,65	73,32	68,08	56,07	47,66	38,13	31,77	27,23	21,18	19,06
0,80	87,59	74,11	68,82	56,68	48,17	38,54	32,12	27,53	21,41	19,27
0,85	88,48	74,87	69,52	57,25	48,66	38,93	32,44	27,81	21,63	19,47
0,90	89,33	75,58	70,19	57,80	49,13	39,30	32,75	28,07	21,84	19,65
0,95	90,14	76,27	70,82	58,32	49,57	39,66	33,05	28,33	22,03	19,83
1,00	90,91	76,92	71,43	58,82	50,00	40,00	33,33	28,57	22,22	20,00
1,10	92,36	78,15	72,57	59,77	50,80	40,64	33,87	29,03	22,58	20,32
1,20	93,71	79,30	73,63	60,64	51,54	41,23	34,36	29,45	22,91	20,62
1,30	94,97	80,36	74,62	61,45	52,23	41,79	34,82	29,85	23,22	20,89
1,40	96,15	81,36	75,55	62,22	52,88	42,31	35,26	30,22	23,50	21,15
1,50	97,26	82,30	76,42	62,94	53,50	42,80	35,66	30,57	23,78	21,40
1,60	98,32	83,19	77,25	63,62	54,07	43,26	36,05	30,90	24,03	21,63
1,70	99,32	84,04	78,03	64,26	54,62	43,70	36,42	31,21	24,28	21,85
1,80	100,27	84,84	78,78	64,88	55,15	44,12	36,76	31,51	24,51	22,06
1,90	101,17	85,61	79,49	65,47	55,65	44,52	37,10	31,80	24,73	22,26
2,00	102,04	86,34	80,18	66,03	56,12	44,90	37,42	32,07	24,94	22,45
2,20	103,68	87,73	81,46	67,08	57,02	45,62	38,01	32,58	25,34	22,81
2,40	105,19	89,01	82,65	68,06	57,85	46,28	38,57	33,06	25,71	23,14
2,60	106,60	90,20	83,76	68,98	58,63	46,91	39,09	33,50	26,06	23,45
2,80	107,93	91,32	84,80	69,84	59,36	47,49	39,57	33,92	26,38	23,74
3,00	109,18	92,38	85,78	70,64	60,05	48,04	40,03	34,31	26,69	24,02
3,50	112,02	94,78	88,01	72,48	61,61	49,29	41,07	35,21	27,38	24,64
4,00	114,54	96,92	89,99	74,11	63,00	50,40	42,00	36,00	28,00	25,20
4,50	116,81	98,84	91,78	75,58	64,24	51,40	42,83	36,71	28,55	25,70
5,00	118,88	100,59	93,40	76,92	65,38	52,31	43,59	37,36	29,06	26,15



4.33-rasm. N.N.Pavlovskiy maxsus grafigi

IV. SUYUQLIKNING TURBULENT TARTIBDAGI TEKIS BARQAROR HARAKATIDA MAHALLIY NAPOR YO‘QOLISHLARI

4.27. TRANZIT OQIMINING O‘ZAN DEVORIDAN AJRALISH XODISASI. SIRKULYATSION (SUV AYLANISH) SOHASI.

AJRATISH SIRTI. MAHALIY NAPOR YO‘QOLISHINING UMUMIY XARAKTERI

Turbulent oqim o‘z harakati yo‘nalishida uchragan to‘siqni aylanib o‘tishda tranzit (oqib o‘tayotgan) oqimning o‘zan devoridan ajralishi ro‘y beradi (4.31-rasm).

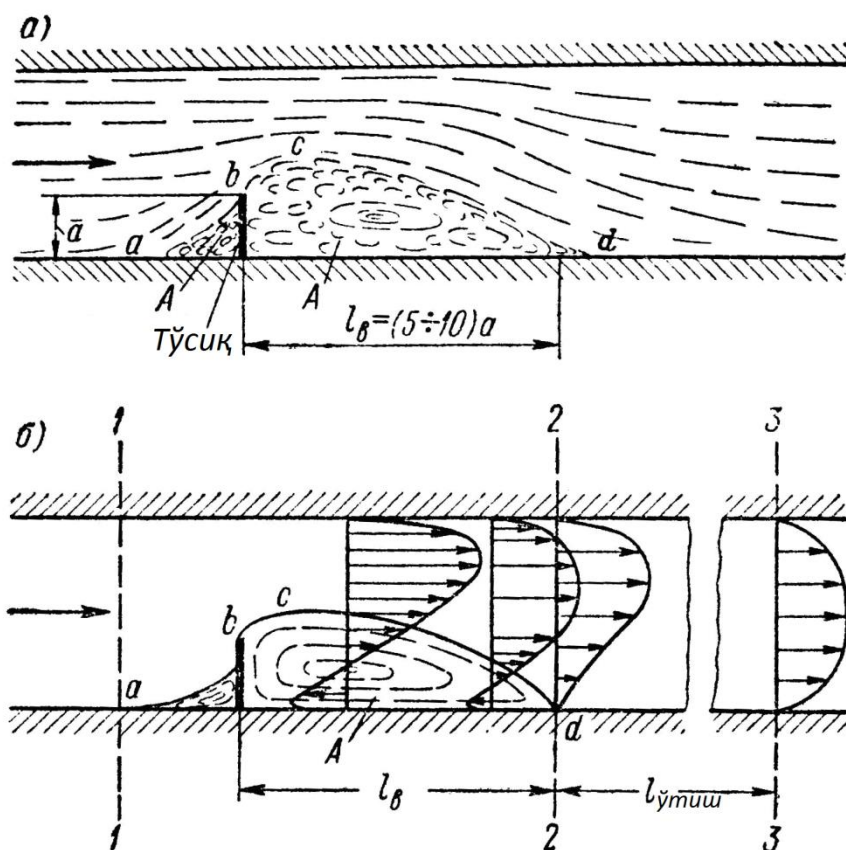
Bunda suvning aylanma harakati bilan to‘lgan *A* soha paydo bo‘lib, bu sohada oqim beqaror harakatga ega bo‘ladi.

Endi bundan buyon suv aylanayotgan *A* sohani *tsirkulyatsion soha* deb ataymiz.

Oqimning qolgan sohasi *tranzit oqimcha* deb belgilaymiz. Ikkala sohani bir-biridan ajratib turuvchi *abcd* sirt esa *ajratish sirti* deyiladi. Shuni ta’kidlash lozimki, ajratish sirti beqaror va o‘zgaruvchan xarakterga ega. Ko‘pgina holatlarda uning o‘zi mahalliy aylanmaga aylanib, keskin ravishda alohida aylanmaga o‘tishi mumkin. U yana tranzit oqimchaga tushib, oqib ketadi. Bu jarayon yana-yana takrorlanaveradi. Albatta, doimiy ravishda ajratish sirtida tsirkulyatsion sohani paydo bo‘lishibu sirtida tezlik tebranishi (pulsatsiyasi)ni va bosimni oshishiga sabab bo‘ladi.

Oqim 4.34, *a*-rasmdagi tasvirdan bosqichma-bosqich 4.34, *b*-rasmdagi o‘rtalashgan oqim ko‘rinishiga o‘tadi.

Sirkulyatsion soha qaytuvchi oqim bilan xarakterlanadi. O‘rtalashgan itezliklar epyuralari kattaliklari o‘zan devori yaqinida va tsirkulyatsion sohaninig o‘rta chizig‘ida xam nol qiymatga ega bo‘ladi. Sirkulyatsion soha tugashidagi 2-2 kesim nafaqat tezlik pulsatsiyalari va bosimni oshishi bilan balki, o‘rtalashgan tezliklar epyurasininig kuchli deformatsiyalashgan ko‘rinishi bilan ham xarakterlanadi. 2-2 va 3-3 kesim oralig‘ida oqimning o‘rtalashgan tezligi pulsatsiyasi tekis harakatga xos kattalikkacha bo‘lgan holatgacha so‘nib, bu tezlik epyurasi ham tekis harakat epyurasi ko‘rinishini ola boshlab, 3-3 kesimda shushaklni oladi. Shu sababli, 2-2 va 3-3 kesimlar orasidagi sohani *o‘tish* yoki *tsirkulyatsiyadan keyingi soha* deyiladi.



4.34-rasm. Turbulent oqimning to'sikdan aylanib o'tishi. a) xakikiy oqim
 b) o'rtalashtirilgan oqim (Reynolds-Bussinesk faraziy modelining chala ko'rinishi)

Ajratish sirtida ko'ndalang pulsatsion tezliklar hisobiga tsirkulyatsion va tranzit oqimchalar o'rtasida sezilarli suyuqliklar hajmi almashinuvi ro'y beradi. Ajratish sirti bo'ylab ta'sir ko'rsatayotgan turbulent urinma kuchlanishlari nisbatan katta qiymatga ega bo'ladi. Shu sababli, tsirkulyatsion sohadagi napor yo'qolishi katta qiymatga ega bo'ladi. O'tish sohasidagi napor yo'qolishi tekis harakatning boshqa sohalarga nisbatan katta qiymatlarga ega bo'ladi.

Agar bcd ajratish sirtiga egri chiziqli qattiq devor o'rnatsak, tranzit oqimcha o'zandan ajralmay harakatlanadi va napor yo'qolishi sezilarli miqdorda kamayadi.

Bu jarayonni albatta, egri chiziqli devordagi paydo bo'ladigan urinma kuchlanishlarni turbulent urinma kuchlarning qiymatlaridan sezilarli miqdorda kichik bo'lishi bilan xarakterlash mumkin.

Demak, xulosa qilib aytish mumkinki, o'zanning alohida sohalarida burilish, keskin burilish, torayish, kengayish, panjara, kran, zadviyka, to'siq o'rnatilgan sohalarida maxalliy yo'qolishlar mavjud bo'ladi.

Albatta, bular ham uzunlik bo'yicha napor yo'qolishlari kabi ishqalanish kuchlari hisobiga paydo bo'ladi.

Bu kuchlar bunday keskin o'zgaruvchan harakat mavjud sohalarda notekis xarakterga ega bo'ladi.

Bunday kesimning sohalari quyidagilar bilan xarakterlanadi:

- harakat chizig'i va harakatdagi kesimning buralishi;
- oqim bo'ylab harakatdagi kesimning o'zgarishi;
- tranzit oqimning qattiq devordan ajralib, tsirkulyatsion sohani paydo bo'lishi.

Bunga o'xshash sohalarda va ulardan keyingi ma'lum masofalardagi sohalarda quyidagilarni kuzatish mumkin.

- oqim bo'ylab o'rtalashgan tezliklar epyuralarining deformatsiyasi;
- tezlik pulsatsiyalari va bosimning oshishi.

Yuqorida takidlangandek, tezlik pulsatsiyasining oshishi turbulent urinma kuchlanishlarning oshishiga olib keladi, bu esa o'z navbatida napor yo'qolishining oshishiga sabab bo'ladi.

Endi esa biz, oqimning turbulent tartibdagi harakati kvadrat qarshiliklar sohasida mahalliy napor yo'qolishlarining turlari bilan tanishamiz.

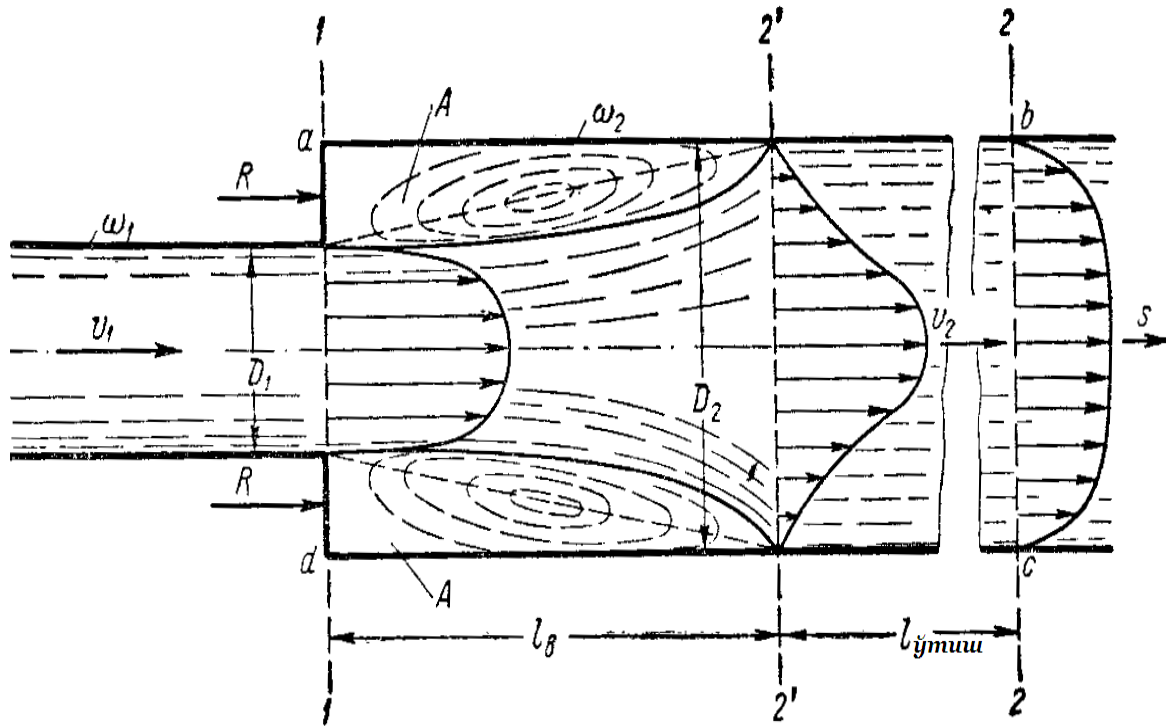
4.28. QUVURLAR TIZIMI (TRUBOPROVOD)NING KESKIN KENGAYISHI. BORD FORMULASI. TRUBOPROVODDAN OQIMNING CHIQISHI

Quvurda harakatlanayotgan oqim D_1 diametrli quvurdan D_2 katta diametrli quvurga o'tgan holatni ko'rib chikamiz ($D_2 > D_1$, 4.35-rasm).

Yuqoridagi mavzuda o'rganilgandek, ma'lum bir l_g uzunlikdagi oqimcha quvur devoridan ajralib A tsirkulyatsion soha tashkil qiladi. $1-1$ va $2'-2'$ kesimlar oralig'ida oqimcha nosimmetrik ko'rinish olishi mumkin. Bu oraliqda oqim o'qi buraladi. $1-1$ va $2'-2'$ hamda $2'-2'$ va $2-2$ sohalarda oqim harakati notekis bo'lib, ayrim sohalarda keskin o'zgaruvchan bo'ladi.

$1-1$ va $2-2$ kesimlar orasida esa naporning mahalliy yo'qolishi ro'y beradi. Uni $h_{k,k}$ deb belgilab, *keskin kengayishdagi napor yo'qolishi* deb ataymiz

Bu kattalikni birinchi bo'lib injener Bord aniqlagan va uni egilmas qattiq jismlarda zarb hodisasi kabi tasvirlagan. Shu sababli, uni ayrim hollarda *zarb vaktidagi yo'qolish* deb ataladi.



4.35-rasm. Truboprovodning keskin kengayishi.

Bord formulasini keltirib chiqarishga doir

Bord formulani keltirib chiqarish uchun Bernulli va harakatlar miqdori tenglamasidan foydalangan. Bizga ma'lumki, Bernulli tenglamasi kinetik energiya o'zgarishini ichki va tashqi kuchlarni hisobga olgan holda ko'rsatsa, harakatlar miqdori tenglamasi esa faqat tashqi kuchlarni inobatga oladi. Bu tenglamalarni birgalikda yechib, izlanayotgan napor yo'qolishini aniqlashga imkoniyat beruvchi ichki ishqalanuvchi kuchlarning bajargan ishini ajratib olishga harakat qilamiz. Chunki, ayni shu kuchlar qidiralayotgan napor yo'qolishini sodir etadi.

1-1 va 2-2 kesimlar uchun Bernulli tenglamani yozamiz (4.35-rasm):

$$h_{k.k} = H_{e_1} - H_{e_2} = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} \right) \quad (4.162)$$

bunda, $\alpha = 1,0$ deb qabul kilsak,

$$h_{k.k} = \left(\frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} \right) + \left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} \right) \quad (4.163)$$

$(p_1 - p_2)$ bosimlar farqini harakatlar miqdori tenglamasidan foydalanib topamiz. Bu tenglamani $abcd$ suyuqlik qismiga 1-1 va 2-2 kesimlar uchun bog'lab yozamiz.

$$\alpha_0 \rho Q (v_2 - v_1) = (T_0)_s + G_s + P_s + R_s \quad (4.164)$$

bunda, α_0 – harakatlar miqdori korrektivi, $\alpha_0 \approx 1,0$;

$(T_0)_s$ – tashqi ishqalanish T_0 kuchining S gorizontalar harakat yo‘nalishidagi o‘qqa proektsiyasi. ($abcd$ qismdagi suyuqlik uchun u nixoyatda kichik bo‘lgani uchun $(T_0)_s = 0$ deb qabul qilamiz (**1-cheklanish**);

G_s – $abcd$ qismdagi suyuqlik og‘irligining gorizontalar harakat yo‘nalishiga proektsiyasi $G_s = 0$; P_s – 1-1 va 2-2 kesimlarga yon tomondan ta’sir etuvchi gidrodinamik bosim kuchlari yig‘indisi proektsiyasi;

R_s – devorga ta’sir etuvchi reaksiya kuchi proektsiyasi, $R_s = R$; R – ad vertikaldevorning suyuqlikka bosimi, bunda

$$P_s + R_s = (P_1 - P_2) + R = (P_1 + R) - P_2 \quad (4.165)$$

$$P_1 - R = p_1 \omega_2 \quad (4.166)$$

$$P_2 = p_2 \omega_2 \quad (4.167)$$

(2-2) kesim bo‘ylab bosim taqsimlanishi gidrostatik konuniyatga bo‘ysunadi deb qabul qilamiz (**2-cheklanish**).

Demak,

$$P_s + R_s = p_1 \omega_1 - p_2 \omega_2 \quad (4.168)$$

ω_2 – bc yoki ad doira yuzasi:

$$\rho Q(v_2 - v_1) = p_1 \omega_2 - p_2 \omega_2 \quad (4.169)$$

bundan,

$$\rho = \gamma / g \text{ va } v_2 = Q / \omega_2 \quad (4.170)$$

demak,

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{Q(v_2 - v_1)}{\omega_2 g} = \frac{(v_2 - v_1)}{g} v_2 \quad (4.171)$$

(4.171ni (4.163)) ifodaga qo‘ysak:

$$h_{k.k} = \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} = \frac{2(v_2 - v_1)v_2}{2g} = \frac{v_1^2 - v_2^2 + 2v_2^2 - 2v_1v_2}{2g} \quad (4.172)$$

$$\boxed{h_{k.k} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}} \quad (4.173)$$

Bu *Bord* formulasideyiladi.

Qavs ichidan v_1 tezlikni chiqaramiz:

$$h_{\kappa.\kappa} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.174)$$

bunda

$$\left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = \zeta_{\kappa.\kappa} \quad (4.175)$$

belgilash kiritsak,

$$h_{\kappa.\kappa} = \zeta_{\kappa.\kappa} \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.176)$$

Agar v_2 kattalikni qavs ichidan chiqarsak ham xuddi shunday o'zgarish bo'ladi:

$$h_{\kappa.\kappa} = \zeta'_{\kappa.\kappa} \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.177)$$

$$\zeta'_{\kappa.\kappa} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2 \quad (4.178)$$

$\zeta_{\kappa.\kappa}$ va $\zeta'_{\kappa.\kappa}$ – keskin kengayishdagi qarshilik koeffitsientlari deyiladi.

Agar oqim katta o'lchamli havzaga chiqsa, chiqishda qarshilik koeffitsienti $\omega_2 \gg \omega_1$ holat uchun qaralib (4.36-rasm),

$$\boxed{\zeta_{\text{чик}} = 1,0} \quad (4.179)$$

deb qabul qilingan. U holda

$$\boxed{h_{\text{чик}} = \frac{v_1^2}{2g}} \quad (4.180)$$

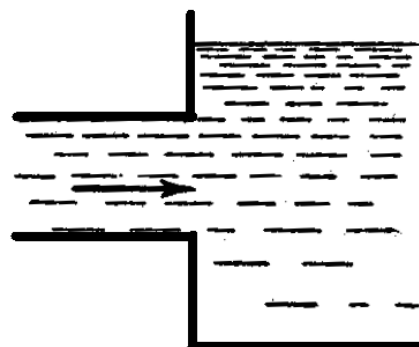
yoki

$$h_{\text{чик}} = \frac{\alpha v_1^2}{2g} \quad (4.181)$$

Agar ω_2 kichikroq qiymatga ega bo'lsa,

$$h_{\text{чик}} = \zeta_{\text{чик}} \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.182)$$

$$\zeta_{\text{чик}} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \quad (4.183)$$



4.36-rasm. Chiqishdagi napor yo'qolishi

4.29. QUVURNING BOSQICHMA-BOSQICH KENGAYISHI (DIFFUZOR)

Diffuzor 4.37-rasmda keltirilgan. U asosan napor yo‘qolishini kamaytirish maqsadida quvur kichik diametrdan katta diametrga o‘zgartirishda ishlatiladi. Tajribalar natijasida asosan diffuzordan oqim quyidagi holatlarda oqib o‘tishi mumkin.

- agar

$$0 < \beta < 8 \div 10^{\circ} \quad (4.184)$$

shart bajarilgan bo‘lsa, tranzit oqimcha devordan (4.37, a-rasm) ajralmay oqadi.

- agar

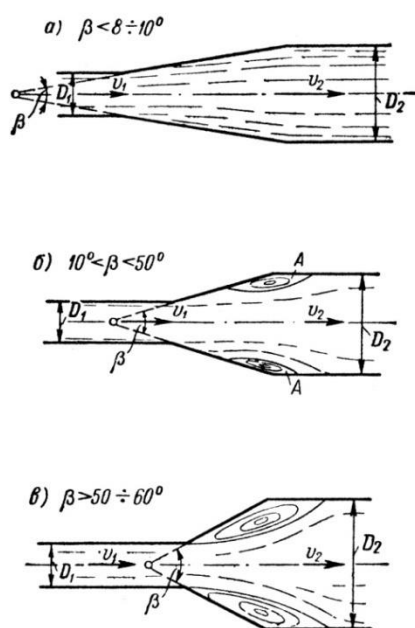
$$8 \div 10^{\circ} < \beta < 50 \div 60^{\circ} \quad (4.185)$$

shart bajarilgan bo‘lsa, tranzit oqimcha devordan ajraladi (4.37, b-rasm).

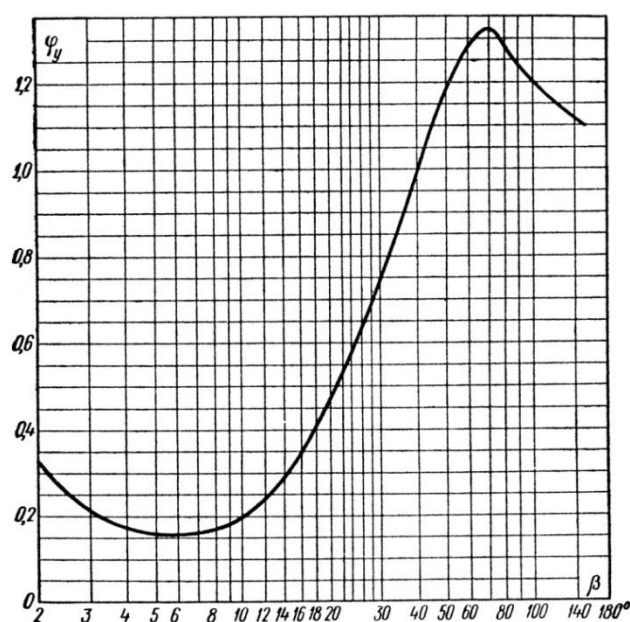
- agar

$$\beta > 50 \div 60^{\circ} \quad (4.186)$$

shart bajarilgan bo‘lsa, tranzit oqimcha diffuzor devorlaridan ajralib oqadi (4.37, v-rasm).



4.37-rasm. Diffuzorlar



4.38-rasm. Zarbning to‘liqligini aniqlovchi φ_y koeffitsient grafi

Diffuzordagi napor yo‘qolishi qo‘yidagicha aniqlanadi:

$$h_{\text{duf}} = \varphi_y h_{\text{k.k}} \quad (4.187)$$

bunda, φ_y – zarbning to‘liqligini aniqlovchi koeffitsient.

4.38-rasmdagi grafikdan ko‘rinib turibdiki, eng kichik yo‘qolgan napor $\beta = 6^0$ da bo‘lar ekan.

4.30. TRUBOPROVODNING TORAYISHI. SUYUQLIK OQIMINING TRUBOPROVODGA KIRISHI

Quyidagi rasmlarda truboprovod torayishini turli ko‘rinishlari tasvirlangan (4.39-rasm).

Agar birinchi quvur diametrini nihoyatda katta deb taxmin qilsak, 4.39-rasmdagi torayish o‘rniga oqimning katta o‘lchamli havzalardan quvurga kirish sxemasiga ega bo‘lamiz.

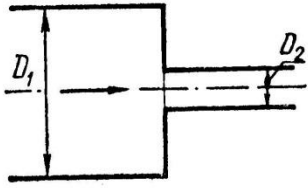
Truboprovodning keskin torayishi holatini ko‘rib chiqamiz. (4.40-rasm). Agar $a > 0,5D_2$ bo‘lsa, nazariy jixatdan bu masala keskin kengayishdagi kabi hisoblanadi.

Bunday keskin torayishda suyuqlikning oqib o‘tishi quyidagi shartlar bilan xarakterlanadi:

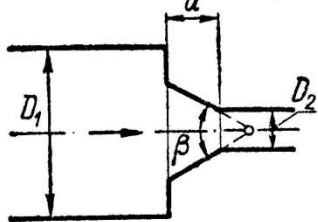
- harakatlanayotgan suyuqlikning M zarrachasi ab devor bo‘ylab harakatlanayotganda b nuqtada o‘z harakatini keskin teskari tomonga o‘zgartirib, inertsiya kuchlar tasiri ostida bc devordan ajralishi natijasida A tsirkulyatsion sohani tashkil qilishi kerak.
- A sohada ikkita tranzit oqimcha sohasi mavjud bo‘ladi. $s-s$ – siqilgan kesim oldida siqiluvchi, $s-s$ kesimdan keyin kengayuvchi tranzit oqimchalar.

Tajribalar natijasi siqiluvchi sohada napor yo‘qolishlari turbulent tartibdagi harakat uchun nihoyatda kichik qiymatga ega bo‘lib, shu sababli, tezlik pulsatsiyalari kichik bo‘lishini va soha uzunligi ham kichik bo‘lishini ($\approx 0,50D_2$) isbotlagan.

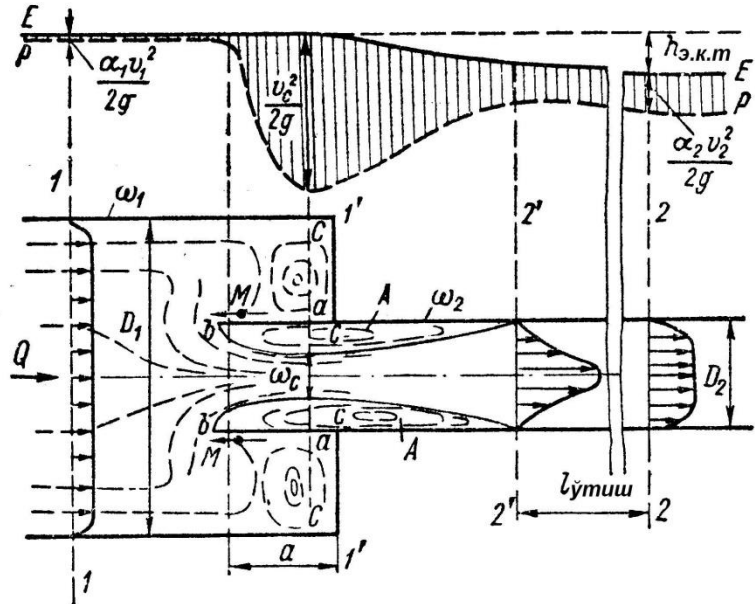
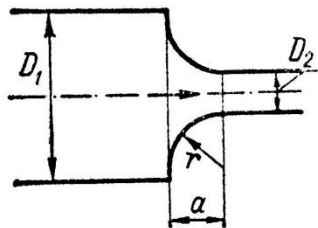
а) Кескин торайиш



б) Аста-секин торайиш



в) Бир текис торайиш



4.39-rasm. Truboprovod torayishi

4.40-rasm. Truboprovodning keskin torayishi

Shu sababli, mahalliy napor asosan kengayuvchi sohada ($s-s$ va $2'-2'$ kesimlar oralig'ida) yo'qolar ekan.

Demak, Bord formulasiga asosan

$$v_1 = v_c \quad (4.188)$$

$$v_c = \frac{Q}{\omega_c} \quad (4.189)$$

$$v_c = \varepsilon \omega_c \quad (4.190)$$

ε – oqimning vertikal yo'nalishidagi siqilish koeffitsienti:

$$\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega_2} \quad (4.191)$$

Keskin siqilishdagi napor yo'qolishi:

$$h_{к.к.} = \frac{(v_c - v_2)^2}{2g} = \left(\frac{v_c}{v_2} - 1 \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.192)$$

$$h_{\kappa.c} = \zeta_{\kappa.c} \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.193)$$

$$\zeta_{\kappa.c} = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \quad (4.194)$$

I.Ye.Idelchuk tomonidan keskin siqilishdagi qarshilik koeffitsientini aniqlash formulasi taklif etilgan.

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}}} \quad (4.195)$$

Bu formulani keltirib chikarish uchun Idelchuk quyidagicha yo‘l tutgan. *l-l* va *s-s* kesimlar Bernulli tenglamasi orqali bog‘langan:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} \quad (4.196)$$

Bundan

$$\frac{v_c^2}{2g} = \left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_c}{\gamma} \right) + \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.197)$$

p va *v* kattaliklar mos ravishda *l-l* va *s-s* kesimlarga ta’luqlidir.

$p_1 - p_c$ farqi harakatlar sohasi tenglamasi orqali topamiz (*l-l* va *s-s* oraliq uchun) $\alpha_{01} = \alpha_{0c} = \alpha_1 = \alpha_c = 1,0$; tashqi kuchlar inobatga olinmaydi. p_1 bosim *l-l* kesimdagi bosimni gidrostatik konununiyatga bo‘ysunadi deb qabul kilib, *l-l* devor tomonida ta’sir etayotgan bosim kuchini aniqlanadi:

$$\frac{p'}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} \quad (4.198)$$

Bu holatni e’tirof etgan holda, Bernulli va harakat miqdori tenglamalarini birgalikda yechib, quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\kappa.c}^2} - \frac{2}{\varepsilon_{\kappa.c}} + \frac{\omega_2}{\omega_1} = 0 \quad (4.199)$$

$$\varepsilon_{\kappa.c} = 0,5 \quad (4.200)$$

$$\varepsilon_{\kappa.c} = 1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (4.201)$$

$$h_c = \xi_c \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.202)$$

Bunda

$$\zeta_c = \xi \zeta_{\kappa.c} = \xi \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \quad (4.203)$$

ξ – siqilishni kamaytirish koeffitsienti:

1. Keskin siqilish uchun (4.39, *a*-rasm)

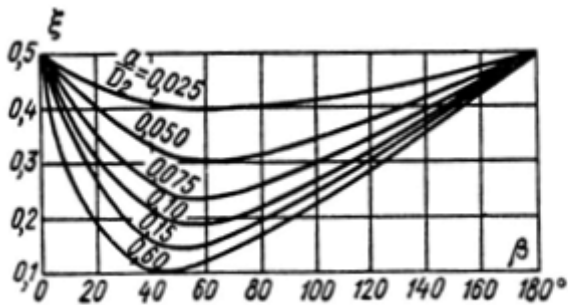
$$\zeta = 0,5$$

$$\zeta'_{\kappa.c} = 0,5\zeta'_{\kappa.c} = 0,5\left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$$

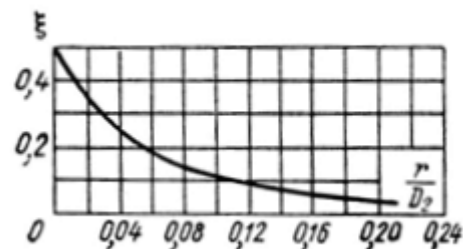
2. Bosqichma-bosqich siqilish holati uchun (4.39, *b*-rasm). Bu holatda ζ koeffitsient $\frac{a}{D_2}$ munosabat va β burchak kattaliklariga bog‘liq bo‘lib, 4.41-rasmdagi keltirilgan grafik asosida aniqlanadi. Grafikdan ko‘rinib turibdiki, kirishdagi kichik napor yo‘qolishining eng kichik qiymati $\beta = 40 \div 60^\circ$ da mavjud bo‘lar ekan.

3. Bir tekis siqilishdagi holat (4.39, *v*-rasm). Bu xolda ξ koeffitsient 4.42-rasmdagi grafik yordamida r/D_2 munosabatga bog‘liq holda aniqlanadi. r – kirishdagi yon devorlarning egrilik radiusi.

ξ koeffitsient $r/D_2 = 0,2$ bo‘lganda eng minimal qiymatga ega bo‘lib, keyin o‘zgarmay qolar ekan.



4.41-rasm. 4.39, *b*-rasmda tasvirlangan siqilishni kamaytirish ξ koeffitsientini aniqlash grafigi



4.42-rasm. 4.39, *a*-rasmda tasvirlangan siqilishni kamaytirish ξ koeffitsientini aniqlash grafigi

Endi truboprovodga oqimning katta o‘lchamli havzadan kirish holatini ko‘rib chiqamiz. Bu holat uchun (4.152) formula bo‘yicha yuzasi $\omega_1 = \infty$ bo‘lganda,

$$\zeta_{\kappa.p} = \xi \quad (4.204)$$

ξ – yuqoridagi mulohazalardagidek aniqlanadi. Umuman uni, $\omega_1 = D$ holat uchun

$$\zeta_{\kappa.p} = 0,5 \quad (4.205)$$

qabul qilish mumkin.

4.31. BOSHQA HOLATLARDA MAHALLIY NAPOR YO‘QOLISHINI ANIQLASH. VEYSBAX FORMULASI

4.40-rasmda suyuqlikni zadviyka (a) va burilish (b)dagi holatdan oqib o‘tishi tasvirlangan. Bunday holatlarda s-s siqilgan kesimlar va A tsirkulyatsion sohalar mavjudligi xarakterlidir. Bu vaziyatda napor yo‘qolishi yuqorida takidlanganidek, s-s kesimdan keyingi kengayishi sohasida ruy beradi. Shu sababli, Bord formulaga asosan:

$$h_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g} \quad (4.206)$$

$$\zeta_m = \left(\frac{\omega}{\omega_c} - 1 \right)^2 = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 \quad (4.207)$$

bunda, ζ_m – mahalliy yo‘qolish koeffitsienti; ω – tranzit oqimchanning harakatdagi kesimi; ω_c – s-s siqilgan kesimdagi oqimchanning harakatdagi kesimi;

Umumiy holatlarda ω_c – siqilgan harakatdagi kesim noma’lumligi sababli, ζ_m kattalikni aniqlash ancha murakkab.

Yuqoridagi fikrni inobatga olib, Veysbax mahalliy napor yo‘qolishini aniqlash uchun (4.206) formulani taklif etgan. Bunda ζ_m kattalik eksperiment – tajriba asosida aniqlanishi mumkin.

Bu asosan, yordamchi adabiyotlarda keltiriladi. (qarang: P.G.Kiselev, Spravochnik po gidravlicheskim raschetam, Energiya, M.1974, 38-48 bb., V.A.Bolshakov, Spravochnik po gidravlike, Vysshaya shkola, Kiev, 1977, 37-46 bb.), shulardan quyida ayrimlarini keltirishni lozim topdik.

1) Ko‘ndalang kesimi aylana shaklda bo‘lgan uchli diafragma uchun

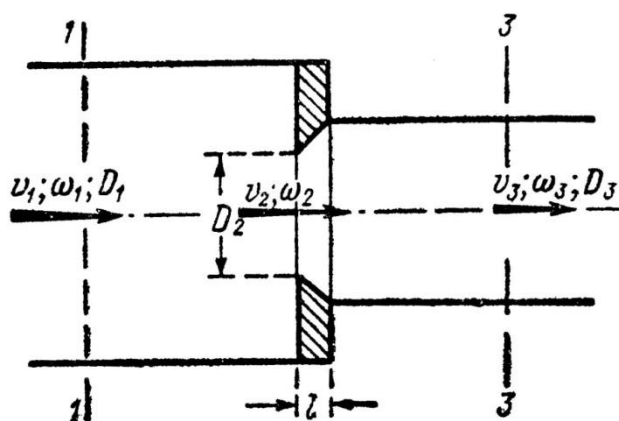
$$Re_D = \frac{v_2 D_2}{\nu} \geq 10^5 \text{ va } \frac{l}{D_2} = 0 \div 0,015 \text{ uchun (4.41-rasm)}$$

$$\zeta_n = \frac{h_n}{v_2^2 / (2g)} \quad (4.208)$$

Quyidagi uchli diafragma uchun ξ_{d} – qarshilik koeffitsienti qiymati

4.6-jadval.

ω_2/ω_3	ω_2/ω_1										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0	2,90	2,80	2,67	2,53	2,40	2,25	2,09	1,98	1,75	1,50	1,00
0,2	2,27	2,17	2,05	1,94	1,82	1,69	1,55	1,40	1,26	1,05	0,64
0,4	1,70	1,62	1,52	1,42	1,32	1,20	1,10	0,98	0,85	0,68	0,36
0,6	1,23	1,15	1,07	0,98	0,90	0,80	0,72	0,62	0,52	0,39	0,16
0,8	0,82	0,76	0,69	0,63	0,56	0,49	0,42	0,35	0,28	0,18	0,34
1,0	0,50	0,45	0,40	0,35	0,30	0,25	0,20	0,15	0,10	0,05	0



4.43-rasm. Diafragma

2) *Quvurning θ burchakka keskin burilishi* (4.44, a-rasm).

$$\zeta_{\kappa, \text{byp}} = \frac{h_{\kappa, \text{byp}}}{v^2 / (2g)} \quad (4.209)$$

$\zeta_{\kappa, \text{byp}}$ 4.7-jadvaldan aniqlanadi.

Koʻndalang kesimi aylana shaklidagi quvur keskin burilgandagi

$\zeta_{\kappa, \text{byp}}$ qarshilik koeffitsienti

4.7-jadval

θ°	30	40	50	60	70	80	90
$\zeta_{\kappa, \text{byp}}$	0,20	0,30	0,40	0,55	0,70	0,90	1,10

2) *Quvurning θ burchakka silliq burilishi* ($Re_D \geq 2 \cdot 10^5$ holat uchun) 4.44, b-rasm.

$$\zeta_{c.\delta yp} = \frac{h_{c.\delta yp}}{(v^2/2g)} \quad (4.209)$$

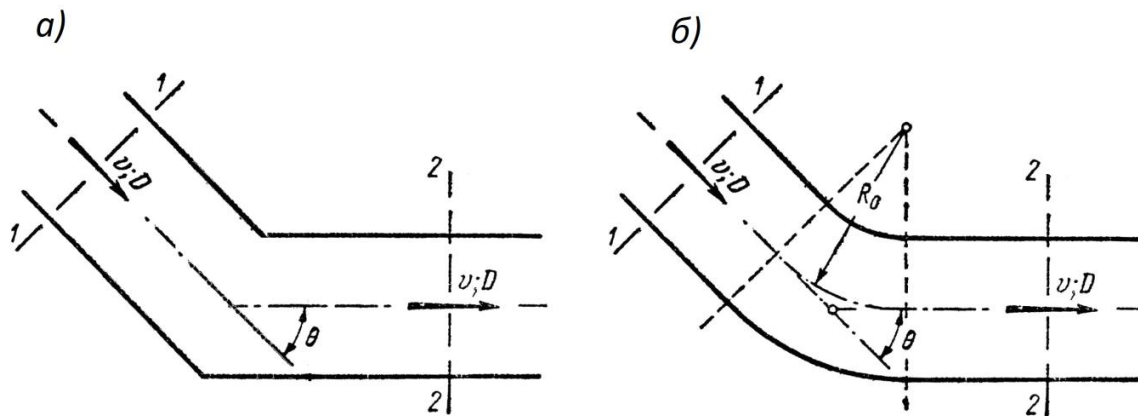
tsilindr shaklidagi quvur silliq burilganda $\zeta_{c.\delta yp}$ qarshilik koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\zeta_{c.\delta yp} = \zeta' \frac{\theta^0}{90^0}$$

bunda ζ' - Veysbax ma'lumotlariga asosan 4.8-jadvaldan tanlanadi:

4.8-jadval

θ^0	15	30	45	60	90
$\zeta_{c.\delta yp}$	0,025	0,11	0,26	0,49	1,20



4.44-rasm. Quvur burilishi

yoki aylana quvurlar uchun

$$\zeta_{k.\delta yp} = AB \quad (4.210)$$

A va V kattaliklar 4.9va 4.10-jadvallardan aniqlanadi.

(4.210) formuladagi A koeffitsient qiymati

4.9-jadval

θ^0	0	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
A	-	2,50	2,22	1,87	1,50	1,28	1,20	1,20	1,20	1,20	1,20

(4.210) formuladagi V koeffitsient qiymati

4.10-jadval

θ^0	0	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
V	0	0,05	0,07	0,17	0,37	0,63	0,99	1,56	2,16	2,67	3,00

3) *bir tekis θ burchakka burilish* ($Re_D \geq 2 \cdot 10^5$ uchun) 4.44, *b*-rasm.

$$\xi_{m.\bar{\theta}yp} = \frac{h_{m.\bar{\theta}yp}}{v^2/(2g)}$$

$$\xi_{m.\bar{\theta}yp} = \zeta' \frac{\theta^0}{90^0} \quad (4.211)$$

ζ' – 4.11-jadvaldan olinadi. Bu jadval Veysbax ma'lumotlari asosida tuzilgan.

(4.211) formuladagi ζ' koeffitsient qiymati

4.11-jadval

$\frac{D}{2R_0}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
ζ'	0,13	0,14	0,16	0,21	0,29	0,44	0,66	0,98	1,41	1,98

Agar quvur aylama shaklida bo'lsa,

$$\xi_{m.\bar{\theta}yp} = AB \quad (4.212)$$

bunda A kattalik 4.12-jadvaldan olinadi.

V kattalik 4.13-jadvaldan olinadi.

(4.212) formuladan A koeffitsient qiymati

4.12-jadval

θ^0	0	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
A	0	0,31	0,45	0,60	0,78	0,90	1,00	1,13	1,20	1,28	1,40

(4.212) formuladagi V koeffitsient qiymati

4.13-jadval

$\frac{R_0}{d}$	0,05	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60
V	0,87	0,70	0,44	0,31	0,26	0,24	0,22

4.13-jadval davomi

$\frac{R_0}{d}$	6,0	8,0	10	15	20	25	30	35	40	45	50
V	0,09	0,07	0,07	0,06	0,05	0,05	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03

Bu ma'lumotlar I.Ye.Idelchuk tajribalari natijalariga asoslangan.

4) So'rovchi troynik (4.45-rasm).

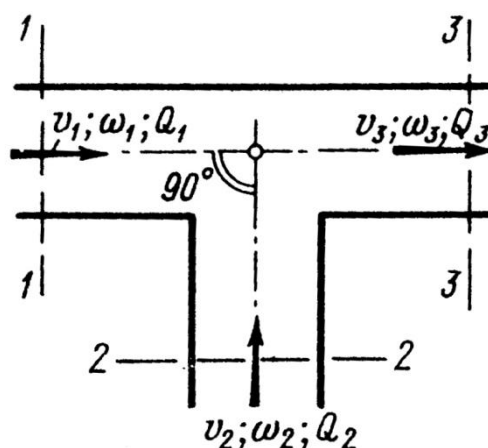
$$\omega_1 = \omega_2$$

$(h_m)_{2-3}$ 2-2 va 3-3 kesimlardagi napor kamayishini hisobga oluvchi ζ_{2-3} va ζ'_{2-3} qarshilik koeffitsientlari

$$\zeta_{2-3} = \frac{(h_m)_{2-3}}{v_3^2 / (2g)}; \quad (4.212)$$

$$\zeta'_{2-3} = \frac{(h_m)_{2-3}}{\frac{v_2^2}{2g}} = \frac{\zeta_{2-3}}{\left(\frac{Q_2}{Q_3} \frac{\omega_3}{\omega_2}\right)^2} \quad (4.213)$$

ζ_{2-3} va ζ'_{2-3} qarshilik koeffitsientlari 4.14 va 4.15-jadvallardan ω_2/ω_3 va Q_2/Q_3 munosabatlarga asoslanib aniqlanadi.



4.45-rasm. So'rovchi troynik

So'rovchi troynik ζ_{2-3} koeffitsient qiymati (4.212) formula (4.45-rasm).

4.14-jadval

ω_2/ω_3	Q_2/Q_3									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,09	-0,50	+2,97	9,90	19,70	32,4	48,8	66,5	86,9	110,0	136,0
0,19	-0,53	+0,53	2,14	4,23	7,30	11,4	15,6	20,3	25,80	31,80
0,27	-0,59	0,00	1,11	2,18	3,76	5,90	8,38	11,3	14,60	18,40
0,35	-0,65	-0,09	+0,59	1,31	2,24	3,52	5,20	7,28	9,23	12,20
0,44	-0,80	-0,27	+0,26	0,84	1,59	2,66	4,00	5,73	7,40	9,12
0,55	-0,83	-0,48	0,00	0,53	1,15	1,89	2,92	4,00	5,36	6,60

ω_2/ω_3	Q_2/Q_3									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,00	-0,65	-0,40	-0,24	+0,10	0,50	0,83	1,13	1,47	1,86	2,30

$$\zeta_{1-3} = \frac{(h_m)_{1-3}}{v_3^2/(2g)}; \quad (4.214)$$

$$\zeta'_{1-3} = \frac{(h_m)_{1-3}}{\frac{v_1^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1-3}}{\left(1 - \frac{Q_2}{Q_3}\right)^2} \quad (4.215)$$

ζ_{1-3} koeffitsienti 4.14-jadvaldan Q_2/Q_3 munosabatga asoslanib aniqlaymiz.

So'rovchi troynik ζ_{1-3} koeffitsient qiymati (4.215) formula (4.45-rasm).

4.15-jadval

Q_2/Q_3	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
ζ_{1-3}	0,70	0,64	0,60	0,65	0,75	0,85	0,92	0,96	0,99	1,00

5) *Oqavali troynik* (4.46-rasm).

$$\zeta_{1-2} = \frac{(\zeta_m)_{1-2}}{v_1^2/(2g)} \quad (4.216)$$

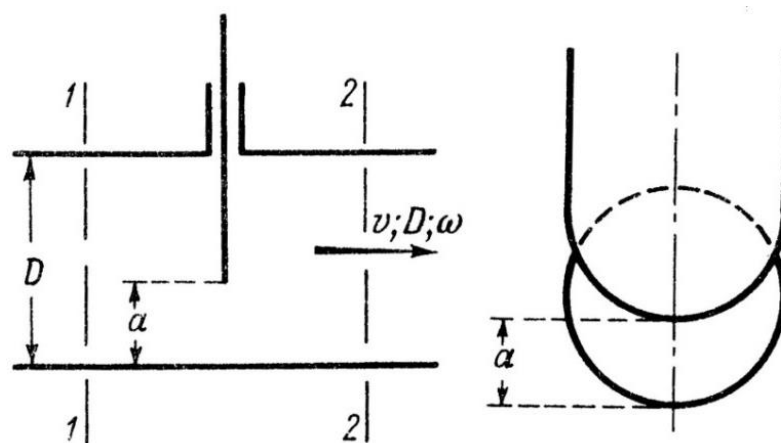
$$\zeta'_{1-2} = \frac{(h_m)_{1-2}}{\frac{v_2^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1-2}}{\left(\frac{Q_2}{Q_1} \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2} \quad (4.217)$$

ζ_{1-2} 4.16-jadvaldan aniqlanadi.

$$\zeta_{1-3} = \frac{(h_m)_{1-3}}{v_1^2/(2g)} \quad (4.218)$$

$$\zeta'_{1-3} = \frac{(h_m)_{1-3}}{\frac{v_3^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1-3}}{\left(1 - \frac{Q_2}{Q_1}\right)^2} \quad (4.219)$$

ζ_{1-3} 4.17-jadvaldan aniqlanadi.



4.46-rasm. Oddiy aylana quvurdagi zadvijka

Oqava troynik uchun qarshilik ζ_{1-2} koeffitsienti qiymati (4.47-rasm).

4.16-jadval

ω_2/ω_1	Q_2/Q_1									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,09	2,80	4,50	6,00	7,88	9,40	11,10	13,00	15,80	20,00	24,70
0,19	1,41	2,00	2,50	3,20	3,97	4,95	6,50	8,45	10,80	13,30
0,27	1,37	1,81	2,30	2,83	3,40	4,07	4,80	6,00	7,18	8,90
0,35	1,10	1,54	1,90	2,35	2,73	3,22	3,80	4,32	5,28	6,53
0,44	1,22	1,45	1,67	1,89	2,11	2,38	2,58	3,04	3,84	4,75
0,55	1,09	1,20	1,40	1,59	1,65	1,77	1,94	2,20	2,68	3,30
1,00	0,90	1,00	1,13	1,20	1,40	1,50	1,60	1,80	2,06	2,30

Oqava troynik uchun qarshilik ζ_{1-3} koeffitsienti (4.47-rasm).

4.17-jadval

Q_2/Q_1	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
ζ_{1-3}	0,70	0,64	0,60	0,57	0,55	0,51	0,49	0,55	0,62	0,70

6) Zadvijsalar

$$\zeta_3 = \frac{h_3}{v^2/(2g)} \quad (4.220)$$

bunda, v – quvurdagi oqimning o‘rtacha tezligi.

h_3 – 1-1 va 2-2 kesim oralig‘ida napor yo‘qolishi (4.47-rasm)

ζ_3 – kattalik quyidagicha aniqlanadi:

- oddiy zadviyka, agar u aylana tsilindrik quvurdagi oqimni yopsa (4.47-rasm) a/D munosabat asosida 4.17-jadvaldan aniqlanadi; A – zadviyka ochiqligi (4.47-rasm);
- Quvur to‘rtburchak shaklida bo‘lsa ζ_3 – a/s munosabat asosida 4.18-jadvaldan aniqlanadi (4.48-rasm); S – quvur balandligi;
- *Ludlo zadviykasi* uchun ζ_3 koeffitsient a/D munosabat asosida 4.19-jadvaldan aniqlanadi (4.49-rasm);
- Simmetrik aniqlovchi zadviyka uchun u to‘liq ochilganda 4.20-jadvaldan ζ_3 koeffitsient aniqlanadi (4.50-rasm);
- Disksimon to‘siq uchun (4.51-rasm) aylana tsilindrik quvurni yopganda θ burchakka bog‘liq holda 4.21-jadvaldan aniqlanadi;
- Disksimon to‘siq uchun to‘g‘ri to‘rtburchak ko‘ndalang kesimli quvurni yopganda (4.51-rasm) 4.22-jadvaldan θ burchakka qarab aniqlanadi.

Aylana shakldagi tsilindrik quvurni yopuvchi zadviyka uchun ζ_3 qarshilik koeffitsienti (4.47-rasm)

4.17-jadval

a/D	0	0,125	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
ζ_3	-	97,8	35,0	10,0	4,60	2,06	0,98	0,44	0,17	0,06	0

To‘g‘ri to‘rtburchak kesimli quvurni yopuvchi oddiy zadviyka uchun ζ_3 koeffitsient qiymati (4.48-rasm).

4.18-jadval

a/c	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
ζ_3	-	193	44,5	17,8	8,12	4,02	2,08	0,95	0,39	0,09	0

Lutko zadviykasi uchun ζ_3 koeffitsient

4.19-jadval

a/D	0,25	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
ζ_3	30,0	22,0	12,0	5,3	2,8	1,5	0,8	0,3	0,15

Simmetrik aniqlovchi zadviyka uchun u to'liq ochilganda ζ_3 koeffitsient qiymati
(4.50-rasm)

4.20-jadval

D, mm	300	300	250	200
D_c / D	0,67	0,67	0,80	0,75
l / D	2,50	1,68	1,50	1,33
ζ_3	0,30	0,36	0,16	0,19

Disksimon to'siq uchun aylana tsilindrik ko'ndalang kesimli quvurni yopganda ζ_3
koeffitsient qiymati (4.51-rasm)

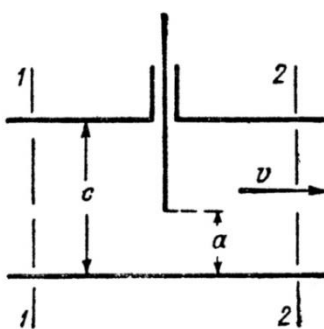
4.21-jadval

θ^0	5	10	20	30	40	50	60	70	75
ζ_3	-	0,52	1,54	4,50	11,0	29,0	108,0	625,0	-

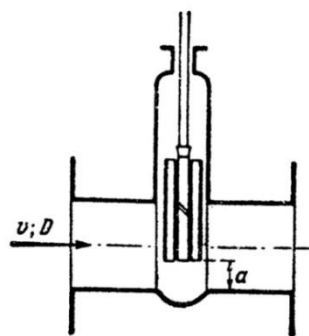
Disksimon to'siq uchun to'g'ri to'rtburchak ko'ndalang kesimli quvurni
yopganda ζ_3 koeffitsient qiymati (4.51-rasm)

4.22-jadval

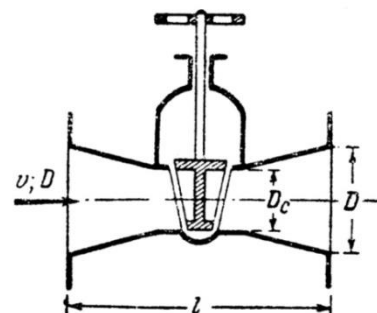
θ^0	5	10	20	30	40	50	60	70	75
ζ_3	-	0,45	1,34	3,54	9,30	25,0	77,0	158,0	368,0



4.48 rasm. To'g'ri to'rtburchak quvurdagi oddiy zadviyka



4.49 rasm. Ludlo zadviykasi



4.50 rasm. Torayishdagi zadviyka

• **Klapanlar.**

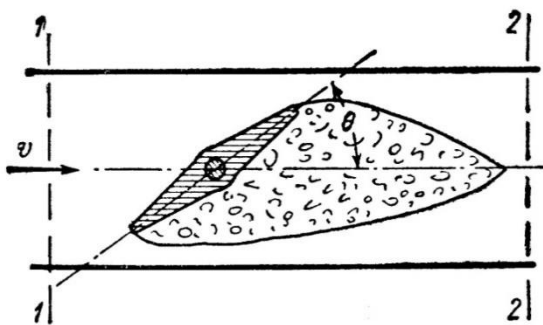
$$\zeta_{\text{кл.}} = \frac{h_{\text{кл.}}}{v^2/(2g)} \quad (4.221)$$

bunda, v – quvurdagi tezlik; $h_{\text{кл.}}$ – klapanidagi napor yo‘qolishi; $\zeta_{\text{кл.}}$ – koeffitsient kattaligiga quyidagicha aniqlanadi:

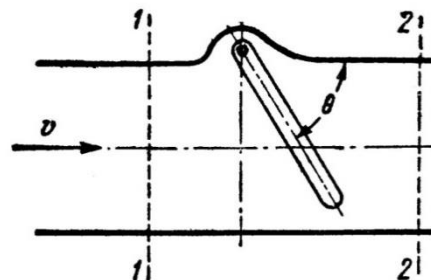
a) Keskin berkitadigan to‘siq uchun (4.52-rasm) 4.23-jadvaldan θ burchakka asosan aniqlanadi:

4.23-jadval

θ°	20	30	40	50	60	70	75
$\zeta_{\text{кл.}}$	1,7	3,2	6,6	14,0	30,0	62,0	90,0



4.51-rasm. Diskli to‘siq



4.52-rasm. Keskin berkiladigan to‘siq

b) Teskari klapan uchun (4.53-rasm) D diametr kattaligi asosida 4.24-jadvaldan aniqlanadi.

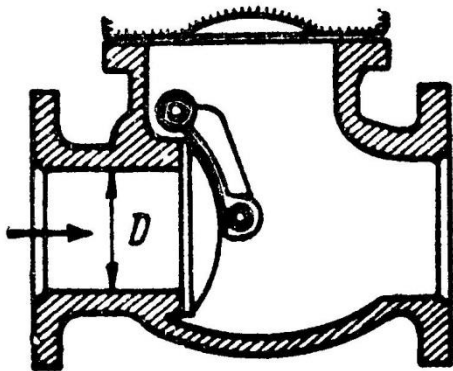
4.24-jadval

$D, \text{мм}$	40	70	100	200	300	500	750
$\zeta_{\text{кл.}}$	1,3	1,4	1,5	1,9	2,1	2,5	2,9

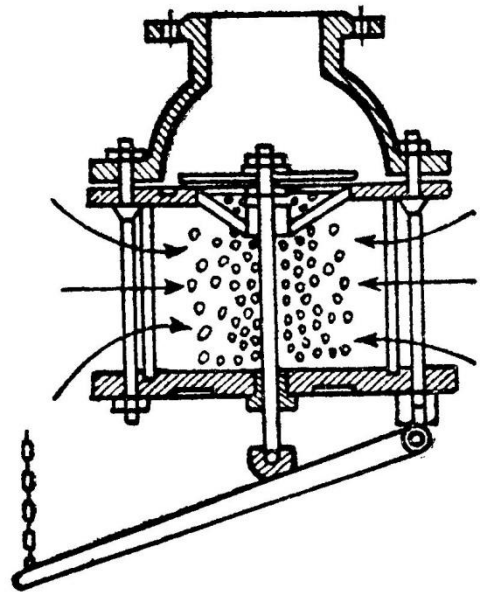
c) Setkali so‘ruvchi klapan uchun (4.54-rasm). Quvur diametriga karab, 4.25-jadvaldan aniqlanadi.

4.25-jadval

$D, \text{мм}$	40	70	100	200	300	500	750
$\zeta_{\text{кл.}}$	12	8,5	7,0	4,7	3,7	2,5	1,6



4.53-rasm. Teskari klapan



4.54-rasm. Setkali teskari
so'ruvchi klapan

- **To'g'ri to'rtburchakli ko'ndalang kesimli quvurga o'rnatilgan sterjensimon panjara uchun (4.55-rasm)**

$$Re = \frac{v_2 a}{\nu} > 10^4$$

shart bajarilgan holatda qarshilik koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

Bunda panjaralar oqimi vertikal joylashadi deb qaraladi. Bu banddagi materiallar oqimning naporsiz harakati panjara orqali oshganda ham keng qo'llaniladi.

1. Ifloslanmagan toza panjara uchun:

a) $\frac{l}{c} = 5$; $\frac{a}{c} > 1,0$ bo'lganda ζ_{panj} Kirshmer formulasiga asosan hisoblanadi.

$$\zeta_{panj} = \frac{h_{panj}}{v_1^2 / (2g)} = K\beta_1 \left(\frac{c}{a}\right)^{4/3} \sin\theta \quad (4.222)$$

bunda, v_1 – panjaradan oldindagi tezlik; θ – gorizontga nisbatan panjara sterjenlari qiyalik burchagi; a – sterjenlar orasidagi kenglik; s – sterjenlar qalinligi; l – panjara sterjen kesimining katta qiymati; K – 1,75 ÷ 2,00 – tuzatish koeffitsienti; β_1 – panjara sterjeni ko'ndalang kesimi shakliga qarab qabul qilinadigan (4.26-jadvaldan) koeffitsient;

Bu koeffitsientning son qiymatlari sterjenlarning xar xil o'lchamlari va shakllariga bog'liqlikda 4.56-rasmda ko'rsatib keltirilgan.

4.26-jadval

Sterjen nomerlari	1	2	3	4	5	6	7
β_1	2,34	1,77	1,77	1,00	0,87	0,71	0,73

b) l/c va a/c kattaliklarni ixtiyoriy qiymati uchun

$$\zeta_{\text{nanox}} = \beta_2 \zeta' \sin \theta \quad (4.223)$$

bunda, θ – sterjen qiyalanish burchagi;

β_2 – 4.27-jadvaldan sterjen ko'ndalang kesim shakliga qarab aniqlanadi.

4.27-jadval

Sterjen nomerlari	1	2	3	4	5	6	7
β_2	1,0	0,76	0,76	0,43	0,37	0,30	0,74

ζ' – 4.28-jadvaldan ω_2/ω_1 va l/d' munosabatlarga asosan aniqlanadigan koeffitsient.

4.28-jadval

$\frac{l}{d'}$	ω_2/ω_1															
	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
0	7000	1670	730	400	245	96,0	51,5	30,0	18,2	8,25	4,00	2,00	0,97	0,42	0,13	0
0,2	6600	1600	687	374	230	94,0	48,0	28,0	17,4	7,70	3,75	1,87	0,91	0,40	0,13	0,01
0,4	6310	1530	660	356	221	89,0	46,0	26,5	16,6	7,40	3,60	1,80	0,88	0,39	0,13	0,01
0,6	5700	1380	590	322	199	81,0	42,0	24,0	15,0	6,60	3,20	1,60	0,80	0,36	0,13	0,01
0,8	4680	1130	486	264	164	66,0	34,0	19,6	12,2	5,50	2,70	1,34	0,66	0,31	0,12	0,02
1,0	4260	1030	443	240	149	60,0	31,0	17,8	11,1	5,00	2,40	1,20	0,61	0,29	0,11	0,02
1,4	3930	950	408	221	137	55,6	28,4	16,4	10,3	4,60	2,25	1,15	0,58	0,28	0,11	0,03
2,0	3770	910	391	212	134	53,0	27,4	15,8	9,90	4,40	2,20	1,13	0,58	0,28	0,12	0,04
3,0	3765	913	392	214	132	53,5	27,5	15,9	10,0	4,50	2,24	1,17	0,61	0,31	0,15	0,06
4,0	3775	930	400	215	132	53,8	27,7	16,2	10,0	4,60	2,25	1,20	0,64	0,35	0,16	0,08
5,0	3850	936	400	220	133	55,5	28,5	16,5	10,5	4,75	2,40	1,28	0,69	0,37	0,19	0,10
6,0	3870	940	400	222	133	55,8	28,5	16,6	10,5	4,80	2,42	1,32	0,70	0,40	0,21	0,12
7,0	4000	950	405	230	135	55,9	29,0	17,0	10,9	5,00	2,50	1,38	0,74	0,43	0,23	0,14
8,0	4000	965	410	236	137	56,0	30,0	17,2	11,1	5,10	2,58	1,45	0,80	0,45	0,25	0,16
9,0	4080	985	420	240	140	57,0	30,0	17,4	11,4	5,30	2,62	1,50	0,82	0,50	0,28	0,18
10,0	4110	1000	430	245	146	59,7	31,0	18,2	11,5	5,40	2,80	1,57	0,89	0,53	0,32	0,20

ω_1 – panjaradan oldingi quvur harakatdagi kesimi;

ω_2 – yorug‘likdagi panjarani to‘liq yuzasi;

$$d' = \frac{4\omega'}{\chi},$$

bunda, ω' – bitta panjara tirqish yuzasi;

χ' – shu tirqishning ho‘llanganlik perimetri.

2. Ifloslangan panjara (gidrotexnik inshot holat uchun)

$$(\xi_{\text{панж}})_{\text{ифл.}} = \aleph' \xi_{\text{панж}}$$

$\xi_{\text{панж}}$ – birinchi bandedagi holatda aniqlanadi.

\aleph' (kappa) koeffitsient qiymati quyidagicha aniqlanadi.

a) panjara mashinada tozalansa:

$$\aleph' = 1,1 \div 1,3 ;$$

b) qo‘lda tozalansa:

$$\aleph' = 1,5 \div 2,0;$$

3. Qo‘shimcha karkasli gorizontali sterjenli xar xil panjaralar (gidrotexnik inshootlar).

$$(\xi_{\text{панж}})_{\text{кар}} = \aleph'' (\xi_{\text{панж}})_{\text{зр}} \quad (4.224)$$

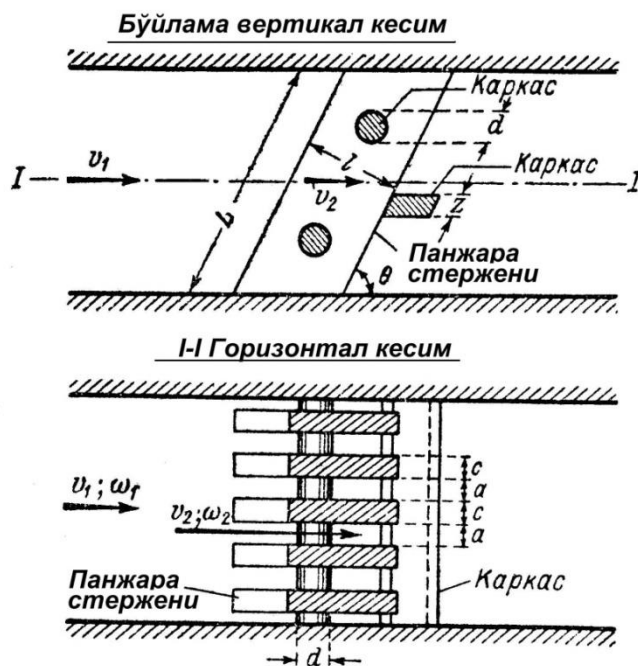
$$\aleph'' = \frac{1}{\left(1 + \frac{A}{L}\right)^2} \quad (4.225)$$

bunda, L – panjara balandligi (4.55-rasm).

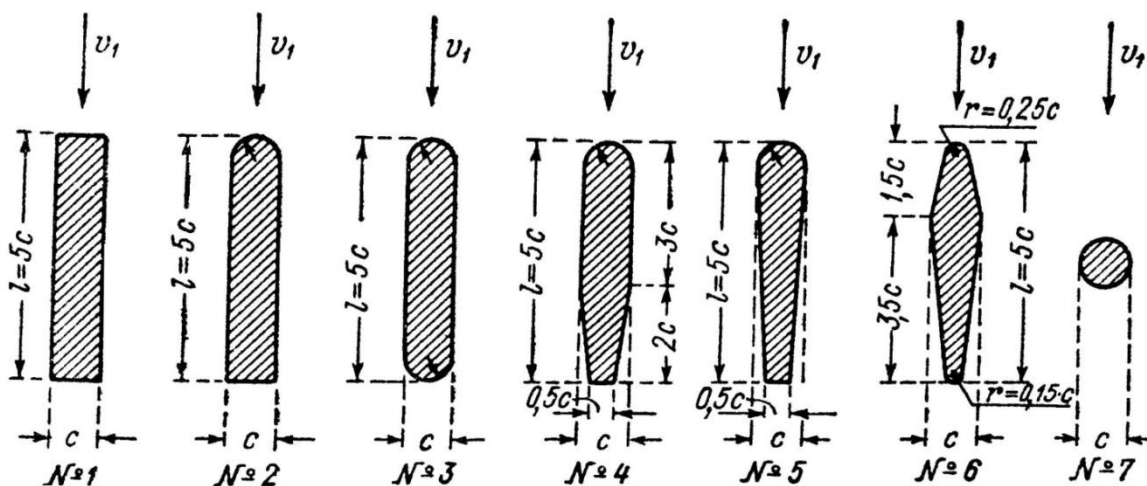
A – ko‘ndalang elementlar umumiy balandligi

$$A = n_1 d + n_2 z$$

bunda, n_1 – gorizontali elementlar soni; n_2 – o‘rtadagi tayanch balkalar soni.



4.55-rasm. Sterjenli panjara



4.56-rasm. Sterjen turlari. 4.55-rasm uchun

Gidrotexnika amaliyotida tez-tez uchrab turadigan, $h_m = \zeta_m \frac{v_2^2}{2g}$ formula asosida hisoblashda qoʻllaniladigan ζ_m mahalliy napor yoʻqolishlari koeffitsienti

Mahalliy yo‘qolishlar turi	ζ_m
Yon tomoni o‘tkir qirrali quvurga kirish 4.39,a-rasm, konus	0,50
Yon tomoni o‘tkir qirrali quvurga kirish 4.39,v-rasm	~0,20
Quvurning keskin kengayishi ($D_2 > D_1$; 4.39-rasm)	$\left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2$
Quvurning keskin torayishi ($D_2 < D_1$; 4.39, a-rasm)	$0,5 \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$
O‘tuvchi kengayuvchi konus ($D_2 \approx 2D_1$; 4.37-rasm)	~5,0
O‘tuvchi torayuvchi konus ($D_2 \approx 0,5D_1$)	~0,20
Quvurning keskin 90° ga burilishi	1,20
Quvurning sekin 90° ga burilishi	~ 0,15
To‘liq ochilgan zadviyka (4.49-rasm)	0,15
Quvurdan chiqishda ($\omega_2 \gg \omega_1$)	1,00

IV BOBGA DOIR TEST-NAZORAT SAVOLLARI

1. To‘g‘ri o‘zan nima va uning asosiy tenglamasi qanday ko‘rinishga ega?

a) Urinma kuchlanish qiymati o‘zan uzunligi va ho‘llanganlik perimetri bo‘yicha o‘zgarmas bo‘lsa ($\tau_0 \approx c \text{onst}$), bunday o‘zanlar «to‘g‘ri o‘zanlar» deyiladi.

$$\tau_0 / \gamma = RJ;$$

b) Uzunlik bo‘yicha harakatdagi kesimi o‘zgarmas o‘zanlar «to‘g‘ri o‘zanlar» deyiladi. $\tau_0 / \gamma = RJ$;

c) ($\tau_0 \neq c \text{onst}$), $v = CR\sqrt{J}$;

d) To‘g‘ri javob yo‘q.

2. Napor yo‘qolishlarini yozing.

$$a) h_f = \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g}; \quad b) h_f = h_l + \sum h_j; \quad c) h_f = \sum h_j; \quad d) h_f = h_l.$$

3. Veysbax formulasini ko'rsating.

$$a) h_l = \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g}; \quad b) h_l = \xi \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}; \quad c) h_l = \frac{\tau_0}{\gamma}; \quad d) h_f = h_l.$$

4. Shezi koeffitsientini va formulasini ko'rsating.

$$a) C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}; \quad h_l = \xi \frac{v^2}{2g}; \quad b) C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}; \quad h_l = \xi \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g};$$
$$c) h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}; \quad v = C\sqrt{Ri}; \quad d) C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}; \quad v = C\sqrt{Ri}$$

5. Laminar harakat tartibida gidravlik ishqalanish koeffitsienti qaysi formula bilan hisoblanadi?

- a) Puazeyl formulasida; b) Darsi-Veysbax formulasi;
c) Veysbax formulasi; d) Shezi formulasi.

6. Quvurlarda harakatlanayotgan suyuqlik oqimining uzunligi bo'yicha yo'kolgan nabori qaysi formula bilan aniqlanadi?

- a) Puazeyl formulasida; b) Darsi-Veysbax formulasi;
c) Veysbax formulasi; d) Shezi formulasi.

7. Suyuqlikning qanday harakat tartibida Koriolis koeffitsienti $\alpha=2$ bo'ladi?

- a) Tinch holatida; b) Laminar harakat tartibida;
c) Turbulent harakat tartibida; d) Laminar va turbulent harakatlarda.

8. Qanday holatlarda gidravlik qarshiliklar nolga teng deb olinadi?

- a) Suyuqlik oqimining laminar harakatida;
b) Qisqa quvurlarda;
c) Suyuqlik oqimining turbulentharakatida;
d) Suyuqlikni ideal deb faraz qilinganda.

9. Qanday quvurlarda gidravlik radius quvur radiusining yarmiga teng?

- a) To'g'ri to'rtburchakli quvurlarda suyuqlik harakatlanganda;
b) Suyuqlik trapetsial kesimli o'zanlarda harakatlanganda;
c) Silindrik trubalarda suyuqlik ostida harakatlanganda

d) Silindrik trubalarda suyuqlik naporsiz harakatlanganda.

10. Quvurning keskin kengayishida yo'kolgan napor qanday formulada aniqlanadi?

a) Darsi-Veysbax formulasida; b) Bord formulasida;

$$c) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2; \qquad d) 0,5 \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right)$$

11. Quvurning keskin torayishida yo'kolgan napor qanday formulada aniqlanadi?

a) Darsi-Veysbax formulasida; b) Bord formulasida;

$$c) \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2; \qquad d) 0,5 \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right)$$

12. Turbulent tarakat tartibining kvadrat qarshilik qismida gidravlik ishqalanish –Darsi koeffitsienti qaysi formula bilan hisoblanadi?

a) Darsi-Veysbax formulasida; b) Bord formulasida;
c) Puazeyl formulasida; d) Shifrinson formulasida.

13. Quvurda laminar tartibda tekis barqaror harakatlanayotgan oqimning tezligi va maksimal tezligini yozing.

$$a) u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r_0^2); u_{\max} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} J r_0^2; \qquad b) u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r_0^2 - r^2); u_{\max} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} J r_0^2;$$

$$c) u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r^2); u_{\max} = \frac{Q}{\nu}; \qquad d) u = Q/\nu; u_{\max} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} J r_0^2$$

14. Qanday holatda quvurda harakatlanayotgan oqimning o'rtacha tezligi maksimal tezlikning yarmiga teng bo'ladi?

a) Suyuqlikni ideal deb faraz qilinganda;
b) Suyuqlikning laminar tartibdagi tekis barqarorharakatida;
c) Suyuqlikning turbulენტtartibdagi barqarorharakatida;
d) Suyuqlikning beqaror harakatida.

15. Quvurda turbulent tartibda barqaror harakatlanayotgan oqimning o'rtacha tezligi va maksimal tezliklari o'rtasidagi munosabatni yozing.

a) $\frac{u_{\max}}{v} = 0,75 \div 0,90;$

b) $\frac{v}{u_{\max}} = 0,5;$

c) $\frac{v}{u_{\max}} = 0,20;$

d) $\frac{v}{u_{\max}} = 0,75 \div 0,90;$

16. Laminar qatlam nima?

- a) Quvur devori yaqinidagi suyuqlik oqimi o'rtalashtirilgan tezligining nihoyatda kichik miqdori hisobiga laminar tartibdagi harakati mavjud bo'lgan qatlam (δ);
- b) Quvur markazi yaqinidagi suyuqlik oqimi o'rtalashtirilgan tezligining nihoyatda katta miqdori hisobiga turbulent tartibdagi harakati mavjud bo'lgan qatlam;
- c) Laminar tartibda harakatlanayotgan oqim;
- d) Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim.

17. Silliq quvur nima?

- a) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan katta bo'lganda silliq devorlar mavjud bo'ladi ($\delta > \Delta$);
- b) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan kichik bo'lganda silliq devorlar mavjud bo'ladi ($\delta < \Delta$);
- c) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklariga teng bo'lganda silliq devorlar mavjud bo'ladi ($\delta \approx \Delta$);
- d) To'g'ri javob yo'q.

18. G'adir-budir quvur nima?

- a) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan katta bo'lganda g'adir-budir devorlar mavjud bo'ladi ($\delta > \Delta$);
- b) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan kichik bo'lganda g'adir-budir devorlar mavjud bo'ladi ($\delta < \Delta$);
- c) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklariga teng bo'lganda g'adir-budir devorlar mavjud bo'ladi ($\delta \approx \Delta$);
- d) To'g'ri javob yo'q.

19. G‘adir-budir va silliq quvur tushunchalar qanday xarakterga ega?

- a) G‘adir-budir va silliq quvur tushunchalari doimiy xarakterga ega;
- b) G‘adir-budir va silliq quvur tushunchalari nisbiy xarakterga ega, chunki Reynolds sonining oshishi laminar qatlam qalinligining kamayishiga olib keladi;
- c) G‘adir-budir va silliq quvur tushunchalari o‘sovchi xarakterga ega;
- d) G‘adir-budir va silliq quvur tushunchalar kamayuvchi xarakterga ega.

20. Aralashish uzunligini xarakterlovchi proportsionallik koeffitsienti – \Re Prandtl doimiysi ochiq o‘zanlar uchun qanday qiymatga teng deb qabul qilinadi?

- a) $\Re=0,40$;
- b) $\Re=0,368$;
- c) $\Re=0,54$;
- d) $\Re=0,45$.

21. Aralashish uzunligini xarakterlovchi proportsionallik koeffitsienti – \Re Prandtl doimiysi quvurlar uchun qanday qiymatga teng deb qabul qilinadi?

- a) $\Re=0,40$;
- b) $\Re=0,368$;
- c) $\Re=0,54$;
- d) $\Re=0,45$.

22. Nikuradze va Zegjda tajribalari o‘rtasidagi tafovutni izohlang.

- a) Nikuradze (λ) ni quvurlar uchun aniqlanishiga doir natijalar olgan, Zegjda to‘g‘ri to‘rtburchak shaklli kesimga ega bo‘lgan ochiq o‘zanlar uchun bu kattalikni aniqlashga doir natijalar olgan;
- b) Har ikkala tadqiqotchi ham gidravlik ishqalanish – Darsi koeffitsienti (λ) ning miqdorini aniqlashga doir bir xil tajribalar o‘tkazishgan;
- c) Nikuradze (λ) ni silliq quvurlar uchun aniqlanishiga doir natijalar olgan, Zegjda g‘adir-budir quvurlar uchun bu kattalikni aniqlashga doir natijalar olgan.
- d) Nikuradze (λ) ni laminar tartibdagi harakat uchun aniqlagan, Zegjda esa bu kattalikni oqimning turbulent tartibdagi harakati uchun aniqlashga doir natijalar olgan.

23. Magnus effektini izohlang.

- a) Qaralayotgan suyuqlik massasiga tasir etuvchi va oqimning bo‘ylama harakat tezligi yo‘nalishiga parallel yo‘nalgan kuch paydo bo‘ladi;
- b) Ikki xil hossaga ega suyuqlikning birgalikdagi harakati;
- c) Qaralayotgan harakatdagi suyuqlik zarrachalarining aralashgan harakati;

- d) Ilgarilanma va aylanma harakatlarning qo‘shilishi natijasida qaralayotgan suyuqlik massasiga tasir etuvchi va oqimning bo‘ylama harakat tezligi yo‘nalishiga normal yo‘nalgan kuch paydo bo‘lishi.

26. Oqimning harakatiga ta’sir etuvchi faktorlar sifatida e’tirof etilgan o‘lchov birliksiz parametrlar-sonlarni ko‘rsating.

- a) Nisbiy kenglik, o‘rtacha tezlikning maksimal tezlikka nisbati, gidrodinamik bosimning gidrostatik bosimga nisbati va to‘liq naporning pezometrik naporga nisbati napor;

- b) Frud soni, suyuqlik og‘irligining harakatiga ta’sirini ko‘rsatib quyidagicha belgilanadi: $Fr = v^2/gl$, Reynolds soni, yopishqoqlikni suyuqlik harakatiga ta’sirini ko‘rsatadi va quyidagicha belgilanadi $Re = \rho l/v$, Eyler soni asosan

harakatga ta’sirni xarakterlaydi: $Eu = \Pi'_{\Delta\rho} = \frac{\Delta\rho}{\rho v^2}$, Veber soni, asosan harakatga

sirt taranglik kuchining ta’sirini xarakterlaydi: $We = \frac{v^2 l}{\sigma/\rho}$; Koshi soni, asosan

suyuqlik harakatida tezlik kattaligini ovoz tezligiga qadar oshishi natijasida harakat o‘zgarishini xarakterlaydi: $Ca = \frac{v^2}{K/\rho}$.

- c) Oqim gidrodinamik xarakteristikasi, sarf, nisbiy kenglik, solishtirma kesim energiyasi, nisbiy kenglik, nisbiy chuqurlik;

- d) Oqim gidrodinamik xarakteristikasi, sarf, nisbiy kenglik, solishtirma kesim energiyasi, kenglik va chuqurlik

V BOB

I. SUYUQLIK OQIMINING NAPORLI QUVURLARDAGI BARQAROR HARAKATI

5.1. DASTLABKI TUSHUNCHALAR

Endi, biz, qo‘zg‘almas tsilindrik (aylana) shaklli kesimga ega quvurlar orqali har qanday suyuqlikning naporli, barqaror, turbulent tartibli harakati bilan tanishamiz (3.25-mavzu, 3.30-rasmdagi holat va 1⁰ banddagi shartlar bajarilgandagi oqim harakati). Quvurning ichki diametrini D , uzunligini l deb belgilab olamiz. Ko‘rilayotgan oqimning gidravlik elementlari quyidagilardir:

$$\omega = \frac{\pi D^2}{4}; \quad \chi = \pi D; \quad R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{D}{4} \quad (5.1)$$

chunki,

$$R = \frac{\pi D^2}{4} : \pi D = \frac{D}{4}$$

Bundan keyin quyidagi asosiy tenglamalardan foydalanamiz:

- 1) uzluksizlik tenglamasi – sarf muvozanati tenglamasi;
- 2) Bernulli tenglamasi – solishtirma energiya muvozanati tenglamasi;
- 3) naporni aniqlash tenglamalari.

Shuni ta’kidlash kerakki, bundan buyon biz, asosan, kvadrat qarshiliklar sohasi mavjud bo‘lgan oqimlarning quvurlardagi harakati bilan tanishamiz.

Kvadrat qarshiliklar sohasi va tekis o‘zanlar sohasi uchun quvurlarni hisoblash faqat naporni aniqlashda Shezi formulasi o‘rniga Darsi-Veysbax formulasidan foydalanish bilan farq qiladi.

5.2. NAPOR YO‘QOLISHINI ANIQLASHDA FOYDALANILADIGAN IFODALAR

Umuman, quvurlarning gidravlik hisobida ikki xil holatni hisobga olish kerak.

1-holat. Mahalliy yo‘qolishlar yo‘q yoki ularning kattaligi umumiy yo‘qolgan naporning 5 foizdan kam qismini tashkil etganligi uchun ularni hisobga olmaslik mumkin.

Bunday holatda, faqat, naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi mavjud bo'lib, uni sarf moduli orqali ifodalash mumkin.

$$\boxed{h_l = \frac{Q^2}{K^2} l} \quad (5.2)$$

bunda,

$$J = \frac{Q^2}{K^2} \quad (5.3)$$

Bizga ma'lumki, naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi Darsi-Veysbax formulasiga asosan quyidagicha aniqlanadi:

$$h_l = \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g}$$

bundan o'rtacha qiymat tezligini aniqlasak, $D = 4R$

$$v^2 = \frac{h_l}{l} \frac{4R^2 g}{\lambda}$$

bunda

$$\frac{h_l}{l} = J$$

J – gidravlik qiyalik, demak,

$$v^2 = J \frac{2g4R}{\lambda}$$

yoki

$$v = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \sqrt{RJ}$$

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \left(\frac{M^{0.5}}{\text{cek}} \right)$$

deb belgilanib, bu koeffitsient Shezi koeffitsienti deb atalishi bizga yuqoridagi mavzulardan ma'lum.

Aylanaquvurlar uchun sarf modulining kvadrati – K^2 kattaligini yozamiz:

$$K^2 = \omega^2 C^2 R = \left(\frac{\pi D^2}{4} \right)^2 C^2 \frac{D}{4} = \frac{\pi^2 C^2}{64} D^5 \quad (5.4)$$

bunda C – Shezi koeffitsienti g'adir-budirlik va gidravlik radiuslarga funktsional bog'liq kattalikdir.

$$C = f(n; R) = f\left(n; \frac{D}{4}\right) \quad (5.5)$$

$\Delta = (0,10 \div 0,15)_{\text{mm}}$ bo'lgan yangi bitumlangan (bitumlanmagan) cho'yan quvurlar uchun K sarf moduli va λ gidravlik ishqalanish koeffitsientlari qiymatlari

5.1-jadval

D , mm	K_{\min} , l/s	K_{\min}^2 , $(l/s)^2$	K_{ur} , l/s	K_{ur}^2 , $(l/s)^2$	K_{\max} , l/s	K_{\max}^2 , $(l/s)^2$	λ_{\min}	λ_{ur}	λ_{\max}
50	12,16	147,9	12,47	156,5	12,80	163,8	0,0230	0,0242	0,0255
75	35,41	$1,254 \cdot 10^3$	36,07	$1,301 \cdot 10^3$	37,03	$1,371 \cdot 10^3$	0,0209	0,0220	0,0230
100	74,96	$5,619 \cdot 10^3$	76,16	$5,800 \cdot 10^3$	77,70	$6,037 \cdot 10^3$	0,0200	0,0208	0,0215
125	133,3	$17,769 \cdot 10^3$	135,2	$18,279 \cdot 10^3$	138,9	$19,253 \cdot 10^3$	0,0190	0,0200	0,0206
150	214,2	$45,882 \cdot 10^3$	219,3	$48,092 \cdot 10^3$	227,8	$51,893 \cdot 10^3$	0,0177	0,0191	0,0200
200	457,4	$20,921 \cdot 10^4$	474,9	$22,553 \cdot 10^4$	484,3	$23,455 \cdot 10^4$	0,0165	0,0172	0,0185
250	833,3	$69,439 \cdot 10^4$	845,7	$71,521 \cdot 10^4$	859,3	$73,840 \cdot 10^4$	0,0160	0,0165	0,0170
300	1334	$17,796 \cdot 10^5$	1352	$18,279 \cdot 10^5$	1387	$19,238 \cdot 10^5$	0,0153	0,0161	0,0165
350	1986	$39,442 \cdot 10^5$	2019	$40,764 \cdot 10^5$	2065	$42,642 \cdot 10^5$	0,0149	0,0156	0,0161
400	2801	$78,456 \cdot 10^5$	2863	$81,968 \cdot 10^5$	2924	$85,498 \cdot 10^5$	0,0145	0,0151	0,0158
450	3817	$14,569 \cdot 10^6$	3878	$15,039 \cdot 10^6$	3924	$15,398 \cdot 10^6$	0,0142	0,0148	0,0153
500	5020	$25,200 \cdot 10^6$	5096	$25,969 \cdot 10^6$	5193	$26,967 \cdot 10^6$	0,0140	0,0145	0,0150
600	8079	$65,270 \cdot 10^6$	8169	$66,733 \cdot 10^6$	8377	$70,174 \cdot 10^6$	0,0134	0,0141	0,0145
700	12008	$14,419 \cdot 10^7$	12251	$15,009 \cdot 10^7$	12596	$15,866 \cdot 10^7$	0,0128	0,0136	0,0141
800	16949	$28,727 \cdot 10^7$	17324	$30,012 \cdot 10^7$	18897	$35,710 \cdot 10^7$	0,0125	0,0132	0,0138
900	23069	$53,218 \cdot 10^7$	23627	$55,804 \cdot 10^7$	24177	$58,453 \cdot 10^7$	0,0122	0,0128	0,0134
1000	30513	$93,104 \cdot 10^7$	31102	$96,733 \cdot 10^7$	31730	$100,68 \cdot 10^7$	0,0120	0,0125	0,0130

$\Delta = (0,25 \div 1,00)_{\text{mm}}$ bo'lgan yangi bitumlanmagan cho'yan quvurlar uchun K sarf moduli va λ gidravlik ishqalanish koeffitsientlari qiymatlari

5.2-jadval

D , mm	K_{\min} , l/s	K_{\min}^2 , $(l/s)^2$	K_{ur} , l/s	K_{ur}^2 , $(l/s)^2$	K_{\max} , l/s	K_{\max}^2 , $(l/s)^2$	λ_{\min}	λ_{ur}	λ_{\max}
50	8,77	76,91	9,64	92,93	11,22	125,89	0,0300	0,0410	0,0490
75	26,24	688,54	28,42	807,70	33,23	1104,2	0,0260	0,0350	0,0416
100	56,40	$3,1810 \cdot 10^3$	61,37	$3,7663 \cdot 10^3$	70,94	$5,0325 \cdot 10^3$	0,0240	0,0320	0,0380
125	102,32	$10,469 \cdot 10^3$	110,59	$12,230 \cdot 10^3$	125,93	$15,858 \cdot 10^3$	0,0230	0,0300	0,0350
150	166,53	$27,732 \cdot 10^3$	181,42	$32,906 \cdot 10^3$	204,78	$41,943 \cdot 10^3$	0,0220	0,0280	0,0330
200	359,35	$1,2913 \cdot 10^5$	391,36	$1,5288 \cdot 10^5$	429,20	$1,8421 \cdot 10^5$	0,0210	0,0255	0,0300
250	649,83	$4,2228 \cdot 10^5$	701,99	$4,9280 \cdot 10^5$	770,71	$5,9398 \cdot 10^5$	0,0200	0,0240	0,0280
300	1059,4	$11,223 \cdot 10^5$	1128,3	$12,724 \cdot 10^5$	1242,7	$15,443 \cdot 10^5$	0,0190	0,0230	0,0262
350	1588,6	$25,237 \cdot 10^5$	1684,8	$28,383 \cdot 10^5$	1878,4	$35,285 \cdot 10^5$	0,0180	0,0224	0,0252
400	2262,6	$51,194 \cdot 10^5$	2394,4	$57,312 \cdot 10^5$	2669,3	$71,252 \cdot 10^5$	0,0170	0,0215	0,0242
450	3076,7	$94,661 \cdot 10^5$	3260,9	$106,34 \cdot 10^5$	3626,3	$131,48 \cdot 10^5$	0,0168	0,0209	0,0235
500	4054,7	$16,439 \cdot 10^6$	4283,3	$18,347 \cdot 10^6$	4776,7	$22,810 \cdot 10^6$	0,0165	0,0206	0,0230
600	6570,5	$43,171 \cdot 10^6$	6860,5	$47,066 \cdot 10^6$	7662,4	$58,706 \cdot 10^6$	0,0160	0,0200	0,0221
700	9788,8	$95,824 \cdot 10^6$	10259	$105,25 \cdot 10^6$	11446	$130,99 \cdot 10^6$	0,0155	0,0192	0,0212
800	13838	$191,49 \cdot 10^6$	14543	$211,47 \cdot 10^6$	16257	$264,29 \cdot 10^6$	0,0150	0,0185	0,0207
900	18759	$351,91 \cdot 10^6$	20035	$401,36 \cdot 10^6$	22053	$445,59 \cdot 10^6$	0,0147	0,0178	0,0203
1000	24603	$605,31 \cdot 10^6$	26704	$713,10 \cdot 10^6$	28895	$834,92 \cdot 10^6$	0,0145	0,0170	0,0200

Bu kattalik kvadrat qarshilikkacha bo‘lgan soha uchun quyidagicha aniqlanishi mumkinligi bizga ma’lum:

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} = f(\Delta_r) = f\left(\frac{\Delta}{D}\right) \quad (5.6)$$

G‘adir-budirligi $\Delta=1,0\div 1,5$ mm li foydalanishda bo‘lgan eski cho‘yan quvurlar uchun K sarf moduli va λ gidravlik ishqalanish koeffitsientlari.

5.3-jadval

$D,$ mm	$K_{\min},$ l/s	$K_{\min}^2,$ $(l/s)^2$	$K_{ur},$ l/s	$K_{ur}^2,$ $(l/s)^2$	$K_{\max},$ l/s	$K_{\max}^2,$ $(l/s)^2$	λ_{\min}	λ_{ur}	λ_{\max}
50	8,13	66,10	8,43	71,07	8,77	76,91	0,0490	0,0530	0,0570
75	24,18	584,67	24,69	609,60	26,24	688,54	0,0416	0,0470	0,0490
100	52,41	$2,7468 \cdot 10^3$	53,90	$2,9052 \cdot 10^3$	56,40	$3,1810 \cdot 10^3$	0,0380	0,0416	0,0440
125	95,23	$9,0687 \cdot 10^3$	98,22	$9,6472 \cdot 10^3$	102,32	$10,469 \cdot 10^3$	0,0350	0,0380	0,0404
150	155,48	$24,162 \cdot 10^3$	160,62	$25,799 \cdot 10^3$	166,53	$27,732 \cdot 10^3$	0,0330	0,0356	0,0380
200	336,59	$1,1329 \cdot 10^5$	346,36	$1,1997 \cdot 10^5$	359,35	$1,2913 \cdot 10^5$	0,0300	0,0323	0,0342
250	607,73	$3,6934 \cdot 10^5$	627,74	$3,9406 \cdot 10^5$	649,83	$4,2228 \cdot 10^5$	0,0280	0,0300	0,0320
300	990,26	$9,8062 \cdot 10^5$	1017,8	$10,359 \cdot 10^5$	1059,4	$11,223 \cdot 10^5$	0,0262	0,0284	0,0300
350	1491,0	$22,231 \cdot 10^5$	1534,6	$23,550 \cdot 10^5$	1588,6	$25,237 \cdot 10^5$	0,0252	0,0270	0,0286
400	2124,8	$45,148 \cdot 10^5$	2195,5	$48,202 \cdot 10^5$	2262,6	$51,194 \cdot 10^5$	0,0242	0,0257	0,0275
450	2911,7	$84,780 \cdot 10^5$	2980,9	$88,858 \cdot 10^5$	3076,7	$94,661 \cdot 10^5$	0,0235	0,0250	0,0262
500	3851,3	$14,833 \cdot 10^6$	3954,0	$15,634 \cdot 10^6$	4054,7	$16,439 \cdot 10^6$	0,0230	0,0242	0,0255
600	6278,2	$39,415 \cdot 10^6$	6415,0	$41,152 \cdot 10^6$	6570,5	$43,171 \cdot 10^6$	0,0221	0,0232	0,0242
700	9370,0	$87,797 \cdot 10^6$	9531,2	$90,840 \cdot 10^6$	9788,8	$95,824 \cdot 10^6$	0,0212	0,0224	0,0232
800	13213	$174,59 \cdot 10^6$	13487	$181,91 \cdot 10^6$	13838	$191,49 \cdot 10^6$	0,0207	0,0218	0,0227
900	17971	$322,96 \cdot 10^6$	18297	$334,78 \cdot 10^6$	18759	$351,91 \cdot 10^6$	0,0203	0,0212	0,0221
1000	23731	$563,16 \cdot 10^6$	24175	$584,43 \cdot 10^6$	24603	$605,31 \cdot 10^6$	0,0200	0,0207	0,0215

(5.6) formuladan ko‘rinib turibdiki, sarf moduli quvurning diametri va g‘adir-budirligiga funktsional bog‘liqdir. Ma’lum bir g‘adir-budirlikka ega cho‘yan quvurlar uchun esa bu kattalik faqat quvur diametriga funktsional bog‘liq. Shu holatni hisobga olgan holda, cho‘yan quvurlar uchun sarf modulini quvur diametriga asosan aniqlash uchun 5.1, 5.2, 5.3-jadvallar keltirilgan. Shuni yodda tutish kerakki, har qaysi cho‘yan quvur ma’lum sarf moduli qiymatiga ega. Agar D – diametr ma’lum bo‘lsa, K va K^2 kattaliklarni aniqlab, (5.2) formuladan foydalanib, h_f -napor yo‘qolishini hisoblash mumkin. h_i , K , l kattaliklar ma’lum bo‘lsa, sarfni hisoblashimiz mumkin va xokazo.

2-holat. Agar mahalliy napor yo‘qolishlari mavjud bo‘lsa, bunda naporni uzunlik bo‘yicha yo‘qolishi Darsi-Veysbax formulasiga asosan aniqlanadi.

$$h_l = \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g} \quad (5.7)$$

Gidravlik ishqalanish koeffitsienti (λ) kattaligini aniqlash bizga yuqorida tanishgan mavzularimizdan ma'lum. Mahalliy napor yo'qolishi esa, Veysbax formulasiga asosan aniqlanadi:

$$h_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g} \quad (5.8)$$

bunda, ζ_m — mahalliy qarshilik koeffitsienti bo'lib, uning asosiy qiymati asosan maxsus tajribalar o'tkazish yo'li bilan aniqlanadi. Biz, bu tajribalar natijasi asosida tuzilgan jadvallarni yuqoridagi mavzularda keltirganmiz.

5.3. NAPOR YO'QOLISHINING YIG'INDICINI ANIQLASH. TO'LIQ QARSHILIK KOEFFITSIENTI. UZUN VA QISQA QUVURLAR HAQIDA TUSHUNCHA

Faraz qilaylik, quvurlar tizimi berilgan bo'lib (5.1-rasm), uning uzunligi bo'ylab harakatiga to'sqinlik qiluvchi o'zgarishlar mavjud. Masalan, burilish, kran, keskin kengayish, panjara, siqilish va xokazolar. Bular orasidagi masofani $(20 \div 30)D$ munosabatdan katta deb hisoblaganligimiz sababli, ularning bir-biriga ta'siri yo'q.

1-1 va 2-2-kesimlar orasidagi to'liq napor yo'qolishini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$h_f = h_l + \sum h_m$$

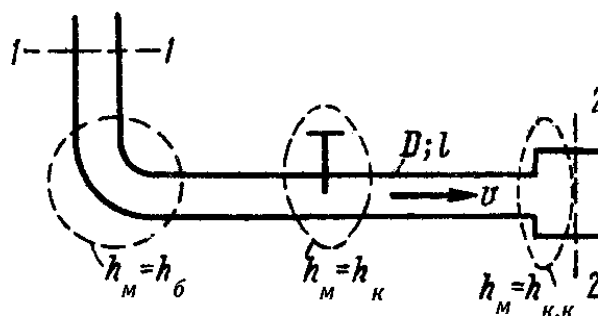
Har bir hadni alohida-alohida ko'rib chiqamiz.

1. Mahalliy napor yo'qolishlari h_m quyidagiga teng.

$$\sum h_m = h_b + h_k + h_{k.k} \quad (5.9)$$

bunda, h_b — burilishdagi yo'qolish, h_k — kran o'rnatilgan sohadagi yo'qolish, $h_{k.k}$ — keskin kengayishdagi yo'qolish.

Veysbax formulasiga asosan:



5.1-rasm. Napor yo'qolishi yig'indisini aniqlash. ($D = const$ holat uchun)

$$h_{\bar{\sigma}} = \zeta_{\bar{\sigma}} \frac{v^2}{2g}; \quad h_{\kappa} = \zeta_{\kappa} \frac{v^2}{2g}; \quad h_{\kappa,\kappa} = \zeta_{\kappa,\kappa} \frac{v^2}{2g}$$

Demak,

$$\sum h_m = (\zeta_{\bar{\sigma}} + \zeta_{\kappa} + \zeta_{\kappa,\kappa}) \frac{v^2}{2g} \quad (5.10)$$

yoki, umumiyko‘rinishda:

$$\sum h_m = \frac{v^2}{2g} \sum \zeta_m \quad (5.11)$$

bunda, $\sum \zeta_m$ - mahalliy qarshilik koeffitsientlari yig‘indisi.

2. *Naporning uzunlik bo‘yicha yo‘qolishi* – h_l . Bu kattalik Darsi-Veysbax formulasiga asosan aniqlanadi:

$$\frac{\lambda l}{D} = \zeta_l \quad (5.12)$$

$$h_l = \zeta_l \frac{v^2}{2g} \quad (5.13)$$

bunda, ζ_l – uzunlik bo‘yicha qarshilik koeffitsienti deb ataladi.

3. *To‘liq napor yo‘qolishi* - h_f :

$$h_f = \zeta_l \frac{v^2}{2g} + \sum \zeta_m \frac{v^2}{2g} \quad (5.14)$$

yoki

$$h_f = (\zeta_l + \sum \zeta_m) \frac{v^2}{2g} \quad (5.15)$$

Agar

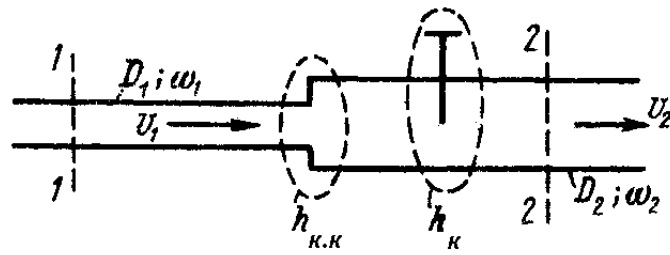
$$\boxed{\zeta_f = \zeta_l + \sum \zeta_m} \quad (5.16)$$

deb belgilash kiritsak,

$$\boxed{h_f = \zeta_f \frac{v^2}{2g}} \quad (5.17)$$

bunda, ζ_f – to‘liq qarshilik koeffitsienti deb nomlanadi.

Demak, yuqorida keltirilgan ζ_m , ζ_l va ζ_f koeffitsientlar yordamida har qanday napor yo‘qolishi tezlik nabori orqali ifodalanishi mumkin.



5.2-rasm. Napor yo‘qolishining yig‘indisi
($D \neq const$ holat uchun)

Quvurlar tizimida diametr o‘zgaruvchan bo‘lgan holat. Faraz qilaylik, turli o‘lchamli quvurlar tizimida (5.2- rasm) napor-ning yo‘qolishini aniqlash kerak.

Yuqorida quvur diametri doimiy bo‘lganda (5.10) va (5.15) ifodalarda napor yo‘qolishi (h_l) ni oqimning o‘rtacha tezligi orqali ifodalab, tezlik naporini qavs ishorasidan tashqariga olgan edik.

Mahalliy napor yo‘qolishi ikki xil tezlik nabori orqali ifodalanadi. Birinchi keskin kengayishdagi napor yo‘qolishi v_1 tezlik orqali, ikkinchi krandagi mahalliy yo‘qolish v_2 tezlik orqali aniqlanadi.

$$\sum h_m = (\zeta_{\kappa.\kappa})_1 \frac{v_1^2}{2g} + (\zeta_{\kappa})_2 \frac{v_2^2}{2g} \quad (5.18)$$

Oqimning uzluksizlik tenglamasiga asosan,

$$v_1 = v_2 \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (5.19)$$

Demak,

$$(\zeta_{\kappa.\kappa})_1 \frac{v_1^2}{2g} = (\zeta_{\kappa.\kappa})_1 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = (\zeta_{\kappa.\kappa})_2 \frac{v_2^2}{2g} \quad (5.20)$$

bunda,

$$(\zeta_{\kappa.\kappa})_2 = (\zeta_{\kappa.\kappa})_1 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \quad (5.21)$$

deb, belgilash kiritamiz.

Demak, $\sum h_m$ ifodaga kiruvchi hamma hadlarni bitta tezlik qiymati orqali ifodalash imkoniyati mavjud ekan.

«Uzun» va «qisqa» quvurlar tizimi xaqida tushuncha.

Umuman, amaliyotda uchraydigan suv o'tkazuvchi quvurlarda yo'qoladigan uzunlik bo'yicha napor miqdori – mahalliy napor yo'qolishlariga nisbatan nihoyatda katta qiymatga ega bo'lib, bunda, mahalliy napor yo'qolishlarini hisobga olmaslik mumkin. Bunda holatda, qaralayotgan tizimdagi mahalliy yo'qolishlarning umumiy miqdori uzunlik bo'yicha napor yo'qolishlarining 5% dan kam qismini tashkil qiladi, yani $h_m < 5\%(h_l)$, bunda

$$h_f \approx h_l$$

deb qabul qilinadi va quvurlar tizimi *uzun quvurlar tizimi* deyiladi.

Magistral suv uzatish quvurlar tizimi bunga misol bo'lishi mumkin. (200-500 mm diametrli 200-1000 m bo'lgan quvurlar tizimi). Uzun quvurlar tizimida pezometrik va to'liq napor chiziqlarini chizishda tezlik napor kichik qiymatga ega bo'lganligi uchun inobatga olinmaydi va ular o'zaro ustma-ust tushadi. Agar naporning mahalliy yo'qolishi uzunlik bo'yicha yo'qolishining 3-5% dan ko'p qismini tashkil etsa, albatta, $\sum h_m$ – mahalliy yo'qolishni hisobga olishga to'g'ri keladi, yani:

$$h_f = h_l + \sum h_m$$

Bunday quvurlar tizimi *qisqa quvurlar tizimi* deyiladi. Shahar suv ta'minot tizimining iste'mol hududi – qisqa quvurlar tizimiga misol bo'ladi. Bundan tashqari, nasos stantsiyalarining so'rish quvurlari, dyuker – gidrotexnik inshooti, sifon tizimlari ham shular jumlasidandir.

A. QISQA QUVURLAR TIZIMI

5.4. O'ZGARMAS DIAMETRLI SODDA QISQA QUVURLAR TIZIMI

Bizga ma'lumki, yon tomonlarga qisman ajralishi bo'lmagan quvurlar tizimi sodda quvurlar tizimi deyiladi.

Qisqa quvurlar tizimining gidravlik hisobida suyuqlik oqimining chiqishi suyuqlik satxi ostiga va ochiq atmosferaga qarab ayrim o'ziga xos tomonlari bo'lishi mumkin. Har qaysi holat bilan aloxida tanishamiz.

1^o. Suyuqlik oqimining satx ostiga chiqishi (5.3, a-rasm). Bunda biz suyuqlik oqimining o'rtacha tezligi v vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan barqaror

harakati mavjud bo‘lgan holat bilan tanishamiz. Quvur orqali tutashgan A va V idishlardagi suyuqlik satxlari farqi z ga teng deb qabul qilamiz. Suyuqlik A idishga oqib kirib, V idishdan chiqib ketmoqda.

Quvurda harakatlanayotgan oqim sarfini hisoblaymiz. Buning uchun Bernulli tenglamasidan foydalanamiz.

1) 1-1 va 2-2 kesimlarni tanlab olib, hisoblash uchun qulay vaziyatdan taqqoslash 00 tekisligini o‘tkazamiz (5.3, a-rasm).

2) tenglamaning umumiy ko‘rinishini yozib olib, unga kiruvchi har bir had bilan alohida tanishamiz.

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f \quad (5.22)$$

Tenglamada

$$z_1 = Z; v_1 = v_A = 0; p_1 = p_2 = p_a; z_2 = 0; \alpha \approx 1,0 \quad (5.23)$$

Demak,

$$Z = h_f \quad (5.24)$$

bunda,

$$h_f = \zeta_f \frac{v^2}{2g} \quad (5.25)$$

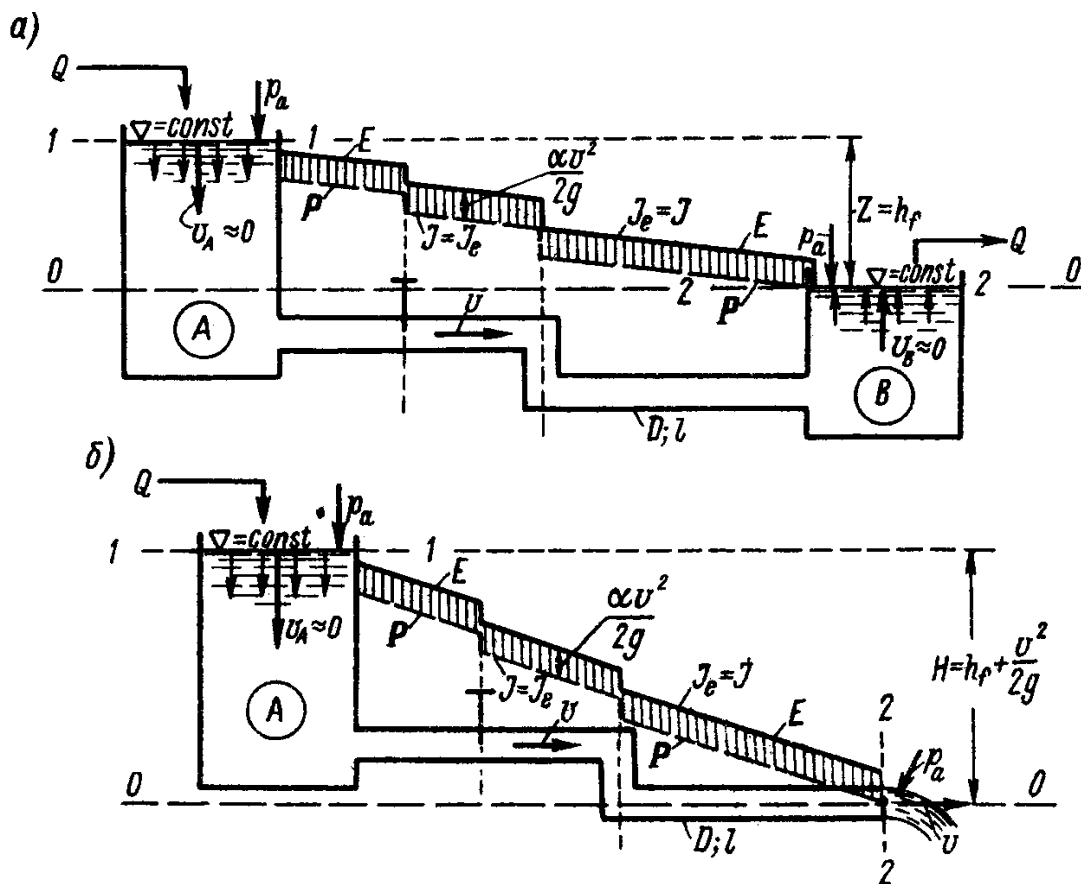
bunda, h_f – quvur uchun to‘liq qarshilik koeffitsienti.

$$Z = \zeta_f \frac{v^2}{2g} \quad (5.26)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} \sqrt{2gZ} \quad (5.27)$$

Bundan, oqim sarfini hisoblash formulalarini yozishimiz mumkin:

$$Q = \omega v = \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} \sqrt{2gZ} \quad (5.28)$$



5.3

-rasm. Qisqa quvurlar

a) oqimning satx ostiga chiqishi

b) oqimning atmosferaga chiqishi

2⁰. Oqimning atmosferaga chiqishi (5.3, b-rasm). Bunday holatda ham oqimning barqaror harakati ($v=const$, $N=const$) bo'lgan holat mavjud deb qaraymiz. Bunda N – A idishning chiqish teshigi markazidan suyuqlik satxigacha bo'lgan masofa.

Bu holatda ham ma'lum qoidalar asosida 1-1 va 2-2 kesimlar tanlanib, 00 taqqoslash tekisligini o'tkazamiz.

Endi 1-1 va 2-2 kesimlar uchun 00 taqqoslash tekisligiga nisbatan Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f \quad (5.29)$$

$$z_1 = H; v_1 = v_A = 0; v_2 = v; p_1 = p_2 = p_a; \alpha = 1,0$$

Demak, tenglamani quyidagi ko'rinishda yozi bolishimiz mumkin:

$$H = h_f + \frac{v^2}{2g} \quad (5.30)$$

Yoki
$$H = \zeta_f \frac{v^2}{2g} + \frac{v^2}{2g} = (\zeta_f + 1) \frac{v^2}{2g} \quad (5.31)$$

bundan,
$$v = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_f}} \sqrt{2gH} \quad (5.32)$$

Oqimning uzluk sizlik tenglamasiga asosan,

$$Q = \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_f}} \sqrt{2gH} \quad (5.33)$$

3⁰. Asosiy hisoblash formulalari. Bu formulalarni quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$Q = \mu_\kappa \omega \sqrt{2gZ} \quad (5.34')$$

$$Q = \mu_\kappa \omega \sqrt{2gH} \quad (5.34'')$$

bunda, μ_κ – quvurlar tizimining sarfkoeffitsienti deb atalib, quyidagicha aniqlanadi.

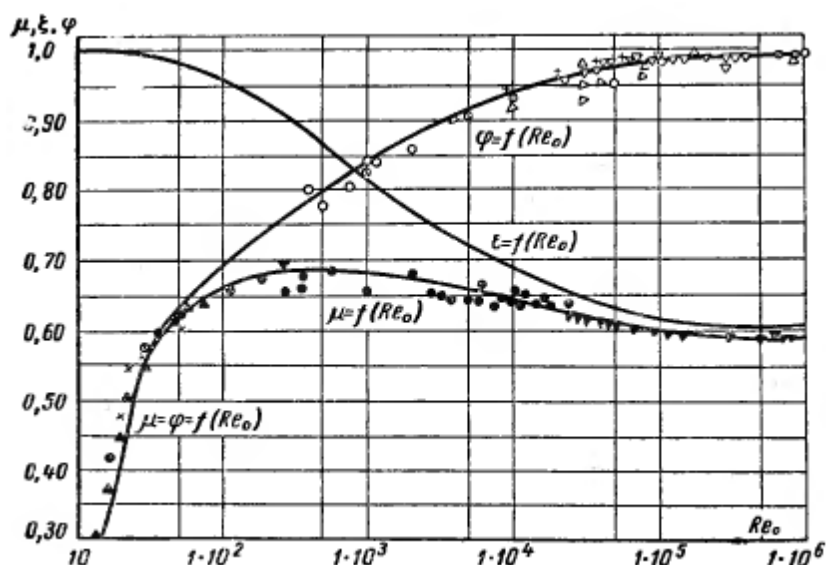
a) oqim satx ostiga chiqqan holda

$$\mu_\kappa = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_l + \sum \zeta_M}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda}{D} + \sum \zeta_M}} \quad (5.35)$$

b) oqim atmosferaga chiqqan holda

$$\mu_\kappa = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda}{D} + \sum \zeta_M}} \quad (5.36)$$

μ_κ – quvurlar tizimining sarfkoeffitsienti asosan tatqiqotlar yuli bilan aniqlanadimasalan Altshul grafigi yordamida aniqlash mumkin:



5.5. QISQA QUVURLARDAGI ASOSIY HOLATLAR. SIFON, NASOSNING SO‘RUVCHI QUVURI VA DYUKER

Sifon – suyuqlik satxlari farqi hisobiga bir rezervuardan ikkinchi rezervuargacha suyuqlikni o‘z-o‘zidan harakatlantiruvchi quvur (5.4-rasm).

Agar 5.4-rasmdagi quvur suyuqlik bilan to‘ldirilsa, unda yuqorigi idishdan pastki idishga suyuqlikning oqishi kuzatiladi. Suyuqlikning quvur bo‘ylab oqishini quyidagicha izohlash mumkin:

Quvurda *n-n* kesimni olamiz va ushbu kesimni suyuqlik sathidan yuqorida chap tomondagi idishda – h' va o‘ng tomondagi idishda h'' orqali belgilaymiz. Agar sifondagi suyuqlikni tinch holatda deb qabul qilsak, unda quyidagicha yozish mumkin:

A) *N-N* kesimdan chap tomondagi bosim

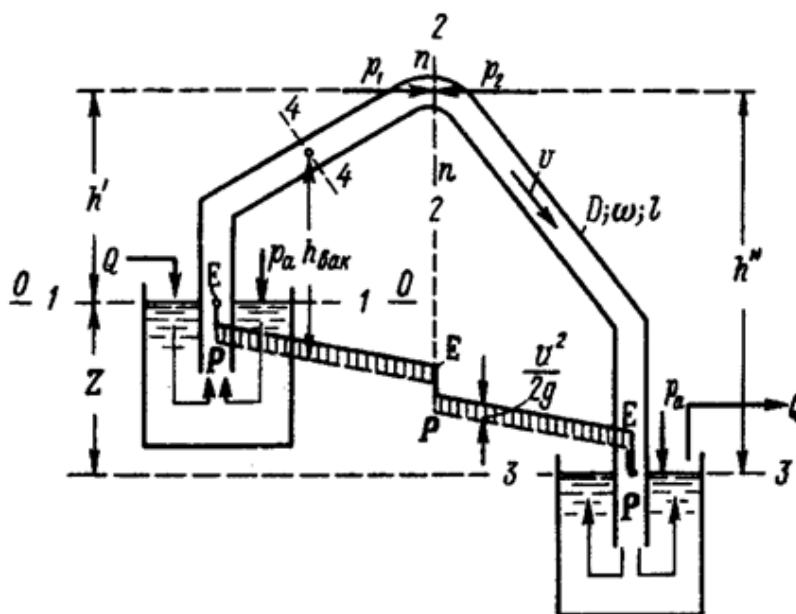
$$p_1 = p_a + (-h'\gamma) \quad (5.37)$$

B) *N-N* kesimdan o‘ng tomondagi bosim

$$p_2 = p_a + (-h''\gamma) \quad (5.38)$$

bunda, $(-h')$ va $(-h'')$ *n-n* kesimga tegishli suyuqlik sathidan pastda paydo bo‘lgan idishdagi pastliklar (bu pastliklar manfiy hisoblanadi).

Demak, $p_1 > p_2$ bu holat quvurdagi suyuqlikning tinch holatda bo‘lmasligini ko‘rsatadi, suyuqlik chapdan o‘ngga qarab harakatlanadi, ya’ni bosim kam bo‘lgan tomonga harakatlanadi.



5.4-rasm. Sifon

Sifondagi suyuqlikning barqarorlashgan harakatini ko'rib chiqamiz: $Z = const$. 1-1 va 3-3 kesimlarni belgilaymiz. Bu ikkala kesimni Bernulli tenglamasi orqali yozamiz va quvurdagi q suv sarfini (5.34') va (5.35) bog'liqliklarga asosan aniqlaymiz.

Sifonning o'ziga xos holati bu unda vakuumning mavjudligi. vakuumning eng katta qiymati quvurning eng baland qismida, ya'ni $n-n$ kesimida kuzatiladi.

Sifondagi vakuumning maksimal qiymati $(h_{\text{bak}})_{\text{max}}$ ni aniqlaymiz. Shu maqsadda $n-n$ va 2-2 hamda 1-1 va 2-2 kesimlar uchun 00 taqqoslash tekisligiga nisbatan Bernulli tenglamasini yozamiz (00 taqqoslash tekislikni chap tomondagi idishdagi suyuqlik sathi orqali o'tkazamiz):

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h'_f \quad (5.39)$$

bunda

$$z_1 = 0; z_2 = h'; \frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma}; \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_n}{\gamma}; \frac{\alpha v_1^2}{2g} \approx 0; \frac{\alpha v_2^2}{2g} \approx \frac{v^2}{2g} \quad (5.40)$$

bunda, v – quvurdagi tezlik, p_n – $n-n$ kesimdagi bosim.

1-1 va 2-2 kesim orasidagi napor yo'qolishini oddiy tenglama orqali ifodalaymiz:

$$h'_f = \zeta'_f \frac{v^2}{2g} \quad (5.41)$$

bunda, ζ'_f butun quvurdagi emas, faqat 1-1 va 2-2 kesimi orasidagi napor yo'qolishini hisobga oluvchi to'liq qarshilik koeffitsienti.

(5.40) va (5.41) ifodalarni (5.39) ifodaga qo'ysak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{p_a}{\gamma} = h' + \frac{p_n}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} + \zeta'_f \frac{v^2}{2g} \quad (5.42)$$

yoki

$$\frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_n}{\gamma} = h' + (1 + \zeta'_f) \frac{v^2}{2g} \quad (5.43)$$

Bundan

$$\frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_n}{\gamma} = (h_{\text{bak}})_{\text{max}} \quad (5.44)$$

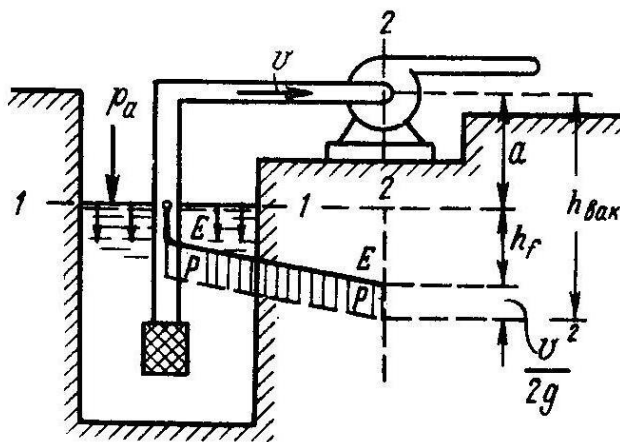
bo'lsa,

$$(h_{\text{бак}})_{\text{max}} = h' + (1 + \zeta'_f) \frac{v^2}{2g} \quad (5.45)$$

(5.45) ifodadan foydalangan holda, quvurning xohlagan nuqtasidagi vakuumni aniqlash mumkin. shu holatda (5.45) ifodada h' qiymati orqali faqat 4-4 kesimning chap tomonidagi suyuqlik sathidan ustunligini va ζ'_f qiymati orqali 1-1 va 2-2 kesim orasidagi napor yo'qolishini tushunish kerak.

Nasosning so'ruvchi quvuri deb, nasosning suyuqlikni havzadan so'rib oluvchi quvuriga aytiladi (5.5-rasm). Nasosning so'ruvchi quvurida ham sifon kabi vakuum mavjud bo'ladi.

Vakuumnig eng katta qiymati nasosning oldi qismida, ya'ni, ishchi g'ildirakda kuzatiladi (2-2 kesimda). Bu vakuum qiymati havzadagi suyuqlik sathi orqali o'tkazilgan 1-1 va 2-2 kesimlar uchun 00 taqqoslash tekisligiga nisbatan Bernulli tenglamasi orqali aniqlanadi.



5.5-rasm. Nasosning so'ruvchi quvuri

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f$$

$$z_1 = 0; \quad p_1 = p_a; \quad v_1 = 0;$$

$$z_2 = a; \quad p_2 = p_b; \quad v_2 = v;$$

$$h_f = \zeta_f \frac{v^2}{2g}$$

Vakuumnig h' qiymati o'rniga nasos o'qining havzadagi suyuqlik sathidan balandligi qiymatini, ζ'_f qiymati o'rniga esa butun quvur bo'ylab napor yo'qolishini hisobga oluvchi to'liq qarshilik koeffitsienti ζ_f qiymatini qo'yish orqali ham topsa bo'ladi:

$$0 + \frac{p_a - p_b}{\gamma} = a + \frac{v^2}{2g} + \zeta_f \frac{v^2}{2g}$$

$$(h_{\text{BAK}})_{\text{HAC}} = \frac{P_a - P_b}{\gamma}$$

$$(h_{\text{BAK}})_{\text{HAC}} = a + (1 + \zeta_f) \frac{v^2}{2g} \quad (5.46)$$

bunda, $(h_{\text{BAK}})_{\text{HAC}}$ – nasosning ishchi g'ildiragi oldidagi vakuum qiymati.

Agar $(h_{\text{BAK}})_{\text{HAC}}$ katta bo'lsa, nasosda kavitatsiya holati ro'y beradi. Bu o'z navbatida nasosning foydali ish koeffitsientini kamaytiradi va nasos lopastlari erroziyasiga olib keladi.

Nasosning havzadagi suyuqlik sathidan eng yuqori o'rnatilish balandligi quyidagicha bo'ladi:

$$a_{\text{max}} = (h_{\text{BAK}})_{\text{HAC}} - (1 + \zeta_f) \frac{v^2}{2g}$$

Nasoslar turiga qarab, vakuumga nisbatan har xil talabga ega. Nasosning ishchi g'ildiragi oldidagi vakuum quyidagi talabga javob berishi kerak:

$$(h_{\text{BAK}})_{\text{HAC}} \leq 4,0 \div 6,5 \text{ m suv ustunibalandligi}$$

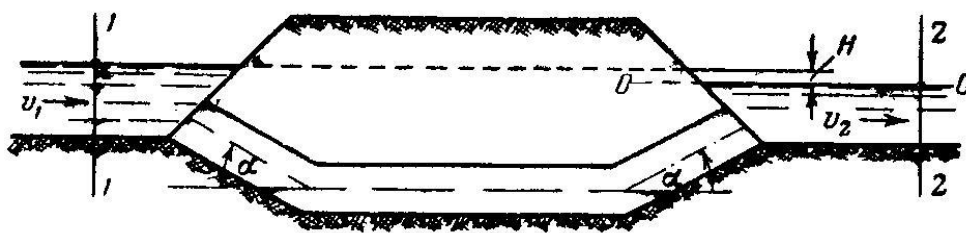
Ruxsat etilgan vakuumning qiymati faqatgina nasos turiga bog'liq bo'lmasdan, balki suyuqlik harorati va turiga ham bog'liq. Harorat oshishi bilan ruxsat etilgan vakuum qiymati pasayadi (harorat oshishi bilan kavitatsiya kuchayadi). Masalan, suvning harorati 60^0 bo'lganda ruxsat etilgan vakuum manfiy qiymatga o'zgaradi (ya'ni, nasos suvdagi bosimning atmosfera bosimidan yuqori qiymatida ishlashi kerak).

Berilgan nasosning va suyuqlikning ruxsat etilgan vakuumi $(h_{\text{BAK}})_{\text{uez}}$ ma'lum bo'lsa, unda havzadagi suyuqlik sathidan eng maksimal joylashishi balandligini aniqlasa bo'ladi.

$$a_{\text{uez}} = (h_{\text{BAK}})_{\text{uez}} - (1 + \zeta_f) \frac{v^2}{2g} \quad (5.47)$$

Issiq suv uchun a_{uez} qiymati manfiy bo'lishi mumkin, bu holatda nasosni suv sathidan pastda joylashtirishga to'g'ri keladi.

Dyuker– suyuqlik oqimlari harakatlanayotgan o'zanlarning o'zaro kesishganda quriladigan gidrotexnik inshootdir (5.6-rasm).



5.6-rasm. Dyuker

Dyukerning hisoblash formulasini keltirib chiqarishda 1-1 va 2-2 kesimlar uchun 00 taqqoslash tekisligiga nisbatan Bernulli tenglamasidan foydalanamiz:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f$$

bunda

$$z_1 = H; \quad p_1 = p_a; \quad v_1 = v_1;$$

$$z_2 = 0; \quad p_2 = p_a; \quad v_2 = v_2; \quad h_f = \zeta_f \frac{v^2}{2g}$$

bundan

$$H + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{v_2^2}{2g} + \zeta_f \frac{v^2}{2g}; \quad H + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} = \zeta_f \frac{v^2}{2g};$$

Bunda oqimning o'rtacha tezligi quyidagiga teng:

$$v = \sqrt{\left(H + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} \right) 2g \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}};$$

Dyuker sarfini hisoblash formulasini aniqlash uchun oqimning uzluksizlik tenglamasidan foydalanamiz:

$$Q = \omega v = \omega \sqrt{\left(H + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} \right) 2g \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}}$$

bunda $\frac{1}{\sqrt{\zeta_f}}$ ifodani *sarf koeffitsienti* deb atab, uni μ harfi orqali belgilasak, dyuker

sarfi quyidagi formula orqali topiladi:

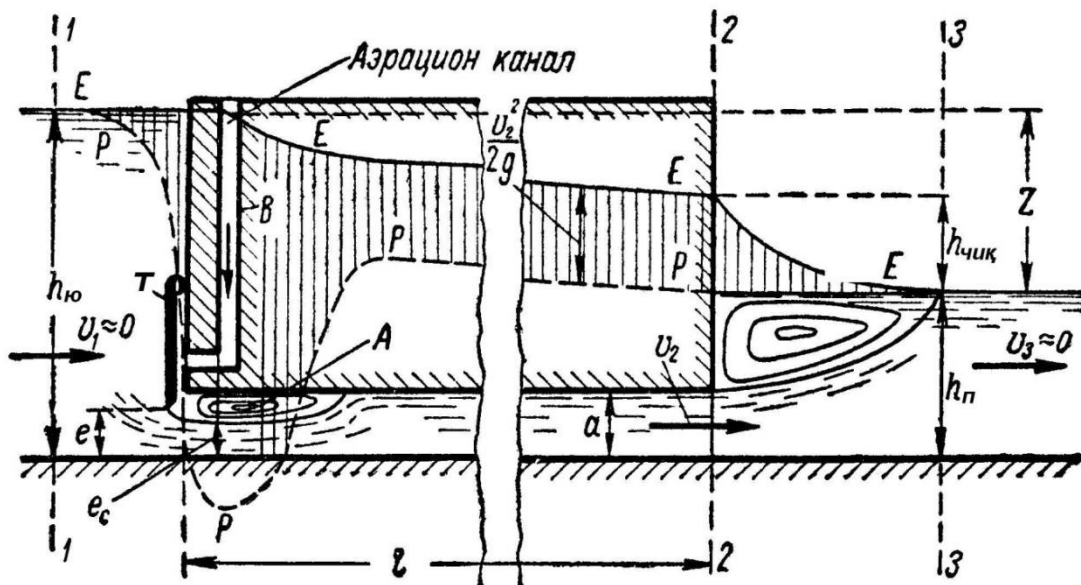
$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH + (v_1^2 - v_2^2)}$$

5.6. GORIZONTAL VA VERTIKAL HOLATDAGI SUV CHIQARUVCHI QUVURLAR. VAKUUMNING HAR XIL KO'RINISHLARI

1⁰. Naporli gorizontal quvurlar. Qayta tiklanuvchi pasayish. Naporli oqim aeratsiyasi. Bu holatda, biz istisno tariqasida aylana shakldagi emas, balki nihoyatda katta kenglikka ega to'g'ri to'rtburchak shaklidagi quvurni olamiz. Quvurning yuqori qismida T to'siq va pastki qismida kengligi b quvur kengligiga teng chiqish keskin kengayadigan qilib qurilgan deb hisoblaymiz. Bu kengliklar tengligi sababli tekis masalaga ega bo'lamiz (5.7-rasm).

Quyidagi kattaliklarni ma'lum deb hisoblaymiz: quvurning pastki va yuqorigi tomonlaridagi oqim chuqurliklari h_n va h_{10} , sathlar farqi $Z = h_{10} - h_n$, quvur balandligi b , uning uzunligi l , to'siqning ochilishi ye .

Sarf (Q)ni aniqlash talab qilinadi. Bu holatda suv sath ostiga chiqib, sodda quvurlar tizimi bo'lganligi sababli, (5.34') va (5.35) formulalardan foydalanamiz.



5.7-rasm. Naporli quvur

Quvurlar tizimining sarf koeffitsientini yozamiz:

$$\mu_K = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_l + \sum \zeta_M}}$$

bunda uzun quvur uchun:

$$\zeta = \frac{\lambda l}{4R},$$

bundan tashqari,

$$\lambda = \frac{8g}{C^2}; R = \frac{ab}{2(a+b)} \approx \frac{ab}{2b} \approx \frac{1}{2}a;$$

Mahalliy napor yo‘qolishi:

$$\sum \zeta_{\mathcal{M}} = \zeta_{kup} + \zeta_{uuk}$$

bunda, chiqishdagi mahalliy qarshilik koeffitsienti $\zeta_{uuk} = 1,0$, kirishdagi napor yo‘qolishi quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\zeta_{kup} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_c} - 1 \right)^2 = \left(\frac{a}{e_c} - 1 \right)^2 = \left(\frac{a}{\varepsilon_0 e} - 1 \right)^2,$$

bunda, ε_0 – oqimchanning vertikal yo‘nalishi bo‘yicha siqilishi $\varepsilon_0 \approx 0,6$

$$\omega_c = be_c = b\varepsilon_0 e$$

Bu formulalar yordamida μ_{κ} kattalikni keyin (5.34') ifodadan foydalanib, sarf Q kattalik hisoblanadi.

Xuddu shu tarzda tanlash usulidan foydalanmasdan, berilgan Q va a uchun Z kattalikni hamda berilgan Q va Z uchun a kattalikni aniqlab olish mumkin.

Qayta tiklanuvchi pasayish Z_{tik} . Chiqishda mahalliy yo‘qolishni aniqlash formulasiga asosan, oqim katta o‘lchamli havzalarga chiqayotganda $v_3 \approx 0$ deb qabul qilinib, quvurdagi butun tezlik nabori yo‘qoladi:

$$\frac{v_2^2}{2g} = h_{chiq} \quad (5.48)$$

Biz bunday vaziyat bilan $\zeta_{chiq} = 0$, h_n quvur balandligi (a) ga nisbatan nihoyatda kattabo‘lgan holatda duch kelganmiz.

h_n quvur balandligi (a) ga nisbatan unchalik katta bo‘lmagan holatda $v_3 \neq 0$ chiqishdagi napor yo‘qolishi koeffitsienti $\zeta_{chiq} < 1,0$ bo‘lib, quvurdagi tezlik nabori butunlay yo‘qoladi, ya’ni napor yo‘qolishiga sarf bo‘ladi.

5.8-rasmda bu oxirgi holatga mos keluvchi oqimning oqib chiqishi ko‘rsatilgan.

formula yordamida aniqlanadi. Z' kattalik 1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi suv sathining farqi.

Naporli oqim aeratsiyasi. Quvurning kirish qismida (5.7-rasm) intensiv bosim tebranishi va turbulentslik bilan xarakterlanuvchi A suv aylanuvchi sohaga ega bo‘lamiz. Bundan tashqari, A sohada quvur devori va to‘siqda kavitatsion eroziya (emirilish)ni vujudga keltiruvchi havfli kavitatsiya paydo qiluvchi katta vakuum ham mavjud bo‘ladi.

Bosimning A sohadagi yuqori tebranishi ayrim hollarda to‘siqning vibratsiyasi (tebranishi)ga olib keladi. Bunday hollarda A sohaga favqulodda aeratsion V kanal qurilib, u orqali havo yuboriladi, to‘siq orqasida havo – suv aralashmasi paydo qilinadi va bu aralashma siqiluvchanligi sababli, vibratsiyasini kamaytiradi.

Aeratsion kanalni loyihalashtirishda uning ko‘ndalang kesimi o‘lchamlarini aniqlashga to‘g‘ri keladi. Havoning tez harakatida $v < 70 \text{ m /sek}$ havoning siqilishini hisobga olmaslik mumkin va uning harakatini hisoblashda suyuqlik uchun olingan hisobiy ifodalardan foydalaniladi. Faqat gidravlik qarshilik koeffitsienti (λ)ni aniqlashda, (ν) koeffitsientni qaralayotgan gaz holatidagi modda uchun olinadi.

V aeratsion kanaldan sohaga keladigan havoni harakatlantiruvchi bosimlar farqining kattaligi $R-R$ pezometrik bosim chizmasini qurish orqali aniqlanadi.

Bundan tashqari, bu masalani o‘rganishda yetarli aeratsion bosim oqimini ta’minlovchi havo sarfining kattaligini aniqlashga to‘g‘ri keladi. Bu masala, quvurga oqimning kirishini loyihalashtirishdagi boshqa masalalar kabi gidrotexnik inshootlar qurilishi kursida mukammal o‘rganiladi.

2^o. Naporli vertikal quvurlar.

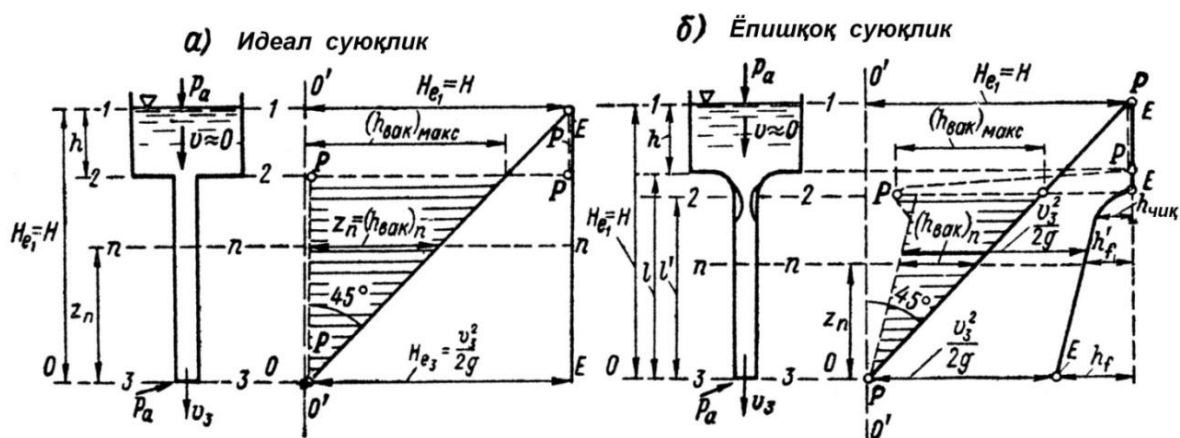
Suyuqlik oqimining ideal holatda (5.9, a -rasm) va yopishqoq real holatda (5.9, b -rasm) atmosferaga oqib chiqishini ko‘rib chiqamiz.

00 taqqoslash tekisligi 3-3 chiqish kesimida belgilab olamiz. $Ye-Ye$ to‘liq napor va $R-R$ pezometrik napor chiziqlarini quvur vertikal holatda joylashganda qurishda, ma’lum bir $0'0'$ vertikal tekislikdan boshlab, gorizonta yo‘nalishda napor va boshqa kattaliklari chizmada ko‘rsatilgandek qo‘yamiz.

Real suyuqliklar uchun tezlik napori qo‘yidagicha aniqlanadi:

$$\frac{v_3^2}{2g} = H_{e1} - h_f = H - h_f \quad (5.51)$$

bunda, belgilanishlar rasmda ko'rsatilgan.



5.9-rasm . Naporli vertikal quvurlar

Gazning harakati hisoblanganda Bernulli tenglamasiga kiruvchi z kattalik inobatga olinmaydi va harakat naporlar farqi hisobiga emas, bosimlar farqi hisobiga amalga oshadi. Bu vaziyatni haqiqatga mos kelishi quyidagicha asoslangan: agar Bernulli tenglamasining barcha hadlarini γ kattalikka ko'paytirsak, γ ning kichik (gazlarga xos) qiymatlarida tenglamaning har ikkala tomonlaridagi birinchi

hadlarni hisobga olmaslik mumkin. $[(z_1\gamma) \text{ va } (z_2\gamma)]$. Boshqa hadlarda $r, \left(\frac{v^2}{2} \rho \right)$

va $\left(\xi \frac{v^2}{2} \rho \right)$.

$\frac{p}{\gamma} = \frac{p}{\rho g}$ pezometrik gaz uchun qabul kilingan 5.9-rasmdagi sxemani

murakkablashtirmaslik maqsadida ideal suyuqlik oqimchanning idishdan quvurga kirishdagi siqilishi ko'rsatilmagan.

(5.63) ifodadan foydalanib v_3 tezlikni aniqlashimiz mumkin. Sarf esa (5.33) formuladan foydalanib aniqlanadi. Bu quvurlar tizimi sifon kabi, vakuumning mavjudligi bilan xarakterlanadi. Ixtiyoriy $p-p$ kesimdagi (5.9, b-rasm) vakuum kattaligi quyidagi formula yordamida aniqlanadi.

$$(h_{\text{вак}})_n = z_n - \left(H - h'_f - \frac{v_3^2}{2g} \right) \quad (5.52)$$

bunda, h'_f – 1-1 kesimdan p - p kesimgacha bo‘lgan oraliqda to‘liq napor yo‘qolishi; z_n – kattalik rasmda ko‘rsatilgan.

Vakuumning maksimal kattaligi $(h_{\text{vak}})_{\text{max}}$ 2-2 kesimda mavjud bo‘ladi. Oqimchanning bu kesimdagi siqilishini inobatga olmasdan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$(h_{\text{vak}})_{\text{max}} = l + \frac{v_3^2}{2g} - H = l - h_f \quad (5.53)$$

Rasmdan ko‘rinib turibdiki, quvurning uzunligi oshishi bilan vakuumning maksimal qiymati oshadi. $(h_{\text{vak}})_{\text{max}}$ ning katta qiymatlarida 2-2 kesim yaqinida katta hajmdagi kavitatsion sohalarga ega bo‘lamiz. Bu sohalar to‘yingan bug‘lari bilan to‘la bo‘ladi. Bu sohada $p_{m.0}$ – bosim mavjud bo‘ladi.

Bu 2-2 kesimda oqimchalar uziladi va bu uzilishlar to‘yingan bug‘lar bilan to‘ladi.

Kavitatsion uzilishlar shunday nuqtalarda paydo bo‘ladiki, bu nuqtalarda tebranma vakuum hisobiga bosim $p_{t.b}$ to‘yingan bug‘lar bosimiga teng miqdorgacha pasayadi.

Quvurning chegaraviy maksimal uzunligi yuqorida qayd qilingan uzilishning yo‘qligi bilan xarakterlanadi va quyidagicha aniqlanadi:

$$l_{\text{cheg}} = H + (h_{\text{vak}})_{\text{cheg}} - \frac{v_3^2}{2g} \quad (5.54)$$

bunda, $(h_{\text{vak}})_{\text{cheg}}$ – 2-2 kesimda oqimga uzilishi bo‘lmagan holatda mavjud bo‘lishi mumkin bo‘lgan ruxsat etiladigan vakuum.

(5.53) formulaga asosan quvur uzunligi (bunga mos ravishda N kattalik) oshishi bilan Q sarf oshadi. Sarfning maksimal Q_{max} qiymatida l uzunlikka erishib, bu uzunlik l_{cheg} dan bir necha marotaba katta bo‘ladi va bu qiymatda oqim harakatida uzilish paydo bo‘ladi hamda h napor ta’sirida oqimning idishdan atmosferaga chiqishi amalga oshib, 2-2 kesimdagi bosim $p_{t.b}$ qiymatga teng bo‘ladi. l uzunlikning keyingi o‘zgarishlarida $Q_{\text{max}} = \text{const}$ bo‘lib qoladi.

Mumkin bo‘lgan ruxsat etilgan vakuum $(h_{\text{vak}})_{\text{cheg}}$ miqdori sifonning gidravlik hisobini bajarishdagi kabi bajariladi.

3⁰. Vakuumning turli ko‘rinishlari.

Vakuum haqida yuqoridagi mavzularda keltirilgan xuloslarga asoslanib, quyidagi vakuum ko‘rinishlarini keltirish mumkin:

1. *Maksimal vakuum* suyuqlik oqimi harakatlanayotgan nuqtasida berilgan shartlarda mavjud bo‘ladi. Bunda turbulent harakat tartibida quyidagilarni nazarda tutish kerak:

- vaqt buyicha o‘rtalashtirilgan maksimal vakuum;
- oniy (aktual) maksimal vakuum;
- maksimal pulsatsion (tebranma) vakuum (musbat va manfiy). U qaralayotgan nuqtadagi oniy va o‘rtalashtirilgan vakuumlar farqi.

2. *Chegaraviy vakuum*, ya‘ni $p = p_{t,b}$ bosimga mos keluvchi vakuum qaralayotgan suyuqlik uchun uning berilgan haroratida chegaraviy qiymatdan yuqori vakuumga erishish mumkin emas. Chunki, $p = p_{t,b}$ vaziyatda suyuqlikda kavitatsion uzilishlar paydo bo‘ladi. Vakuum tebranish bilan harakatlanuvchi oniy (aktual) vakuum chegaraviy vakuumdan doimo kichik bo‘ladi.

3. *Yo‘l qo‘yish mumkin bo‘lgan ruxsat etilgan vakuum mavjud bo‘ladi:*

- quvur devorlarida kavitatsion eroziyaga yo‘l qo‘yilmaydigan sharoitlarda;
- nasos foydali ish koeffitsientining yetarli qiymatlarga erishadigan sharoitlarda;
- quvurda oqimga uzilishi bo‘lmaydigan sharoitlarda va boshqalar.

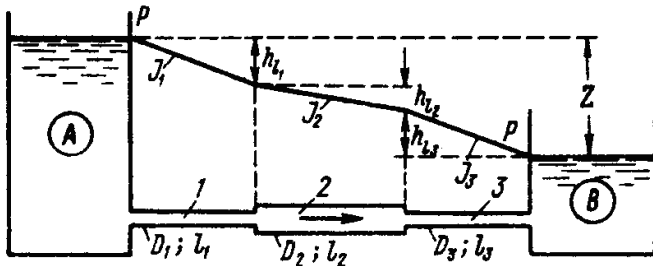
B. UZUN QUVURLAR TIZIMIDA SUYUQLIK OQIMINING NAPOR OSTIDAGI BARQAROR HARAKATI UCHUN QUVURLAR TIZIMINING GIDRAVLIK HISOBI

5.7. UMUMIY TUSHUNCHALAR

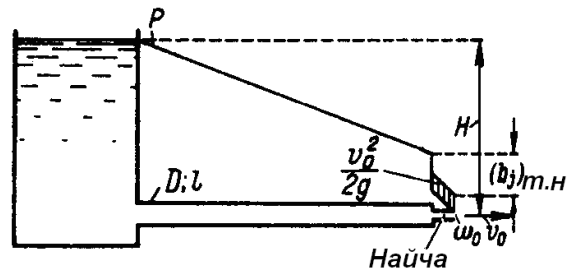
Bizga ma‘lumki, inson o‘zining hayot-faoliyatida suyuqlik oqimini ma‘lum masofaga uzatish muammosiga ko‘p duch keladi. Masalan, asosiy iste‘mol uchun yaroqli ichimlik suvini bir necha kilometr uzoqlikda joylashgan aholi turar joylariga yetkazish, shahardagi oqova suvlarni shahardan tashqariga chiqarish, neft mahsulotlarini uzatish va hokazo.

Yuqoridagi mavzulardan bizga ma‘lumki, quvurlar tizimida harakatni ta‘minlash, ta‘minot va iste‘mol manbalaridagi naporlar farqi hisobiga vujudga keladi.

Misol tariqasida quyidagi rasmlarni keltirishimiz mumkin.



5.10-rasm. O'zgaruvchan diametrli sodda uzun quvur ($J_1 > J_2$)



5.11-rasm. Naychali sodda uzun quvur

Sodda kuvurlar tizimi deb, uzunlik bo'ylab sarf tarqalmaydigan quvurlar tizimi qabul qilinishini yuqoridagi mavzularda e'tirof etganmiz. Bunday quvurlarda suyuqlik harakatida yo'qoladigan mahalliy naporlar inobatga olinmaydi va to'liq napor *Ye-Ye* hamda pzometrik napor *R-R* chiziqlari ustma-ust tushadi.

Umumiy quvurlar tizimidagi yo'qolgan naporlarni aniqlashda naporning uzunlik bo'yicha yuqolishi asos qilib olinadi va me'yoriy miqdor 5-10% yuqori qilib qabul qilinadi. Bunday guruhga mansub quvurlarning gidravlik hisobini bajarishda asosan uch xil masala bo'lishi mumkin:

- 1) Suyuqlikning fizik hossalarni harakterlovchi kattaliklar ρ va ν ma'lum hamda napor H , quvur uzunligi l va quvur materialiga va uning tayyorlanish texnologiyasiga bog'liq bo'lgan g'adir-budirlik berilgan. Sarfni aniqlash talab qilinadi;
- 2) Quyidagi ρ , ν , l , D kattaliklar va sarf Q berilgan. H naporini aniqlash kerak;
- 3) Quyidagi ρ , ν , l , n , Q , N berilgan, quvur diametri D ni aniqlash kerak.

Bu masalalarni hisoblashda, asosan real holatdagi tekis barqaror harakatlanayotgan oqimlar uchun Bernulli tenglamasidan foydalanamiz. Bu tenglamani tanlangan kesimlar uchun yozib, mahalliy napor yo'qolishlarini va tezlik naporlarini inobatga olmasak, tenglama quyidagi ko'rinishni olishi mumkin:

a) Oqimning suyuqlik sathi ostiga oqib chiqishi holati uchun:

$$Z = h_{\text{li}} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3} \quad (5.55)$$

bunda, h_{l_1} , h_{l_2} , h_{l_3} – rasmda ko'rsatilgandek mos holda 1-, 2- va 3-quvurlardagi uzunlik bo'yicha napor yo'qolishlari.

Yuqoridagi mavzulardan bizga ma'lumki,

$$h_l = Jl, \quad \text{belgi, } J = \frac{Z}{l} \quad (5.56)$$

Oqimning sarf xarakteristikasini yozamiz,

$$Q = C\omega\sqrt{RJ} \quad Q^2 = C^2\omega^2 RJ \quad (5.57)$$

$$K = C\omega\sqrt{R} \quad (5.58)$$

bunda, K – sarf moduli

$$Q^2 = K^2 J \quad (5.59)$$

$$J = \frac{Q^2}{K^2} \quad (5.60)$$

$$Z = J_1 l_1 + J_2 l_2 + J_3 l_3 \quad (5.61)$$

$$Z = \frac{Q^2}{K_1^2} l_1 + \frac{Q^2}{K_2^2} l_2 + \frac{Q^2}{K_3^2} l_3 \quad (5.62)$$

$$Z = Q^2 \sum \frac{1}{K^2} \quad (5.63)$$

bundan,

$$Q = \sqrt{\frac{Z}{\sum \frac{1}{K^2}}} \quad (5.64)$$

Ushbu ifodalardan turli gidravlik hisoblarni bajarishda foydalanishimiz mumkin. Masalan, Z , Q , l , β , ν , d parametrlarga asosan Q sarfni hisoblashimiz mumkin yoki berilgan Q , l , K parametrlarga asosan Z naporini aniqlashimiz mumkin.

b) Oqimning atmosferaga chiqish holati uchun: (5.11-rasm)

$$H = h_l \quad (5.65)$$

Umuman, amaliyotda uzunquvurlarning gidravlik hisobini bajarishda naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi inobatga olinsa-da, quvurning chiqish qismida o'rnatilgan naychalardagi oqimchaning tezligi yuqori qiymatga ega bo'lganligi sababli naychadagi napor yo'qolishi va tezlik miqdorini quyidagicha yozamiz.

$$H = h_l + h_{m.h.} + \frac{v_0^2}{2g} \quad (5.66)$$

bunda, $h_{t.n}$ – tor naychadagi napor yo'qolishi:

$$h_{m.h.} = \zeta_{m.h.} \frac{v_0^2}{2g} \quad (5.67)$$

bunda, $\zeta_{t.n}$ – tor naychadagi naporning yo'qolish koeffitsienti.

Shunday qilib,

$$H = h_l + (1 + \zeta_{m.H.}) \frac{v_0^2}{2g} \quad (5.68)$$

yoki

$$H = h_l + \frac{v_0^2}{2g\mu_{m.H.}^2} \quad (5.69)$$

bunda,

$$\mu_{m.H.} = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{m.H.}}} \quad (5.70)$$

$\mu_{m.H.}$ – tor naycha sarf koeffitsienti;

Demak, yozishimiz mumkinki,

$$H = \frac{Q^2}{K^2} l + \frac{Q^2}{\omega_0^2 2g\mu_{m.H.}^2} \quad (5.71)$$

chunki,

$$v = \frac{Q}{\omega_0} \quad (5.72)$$

ω_0 – tor naychada harakatlanayotgan oqimchanning yuzasi;

Agar tor naychanning ω_0 va $\mu_{m.H.}$ kattaliklari ma'lum bo'lsa, quyidagi masalalarni hisoblash mumkin:

- 1) D, l, Q kattaliklar ma'lum bo'lsa, H – napor kattaligini aniqlash mumkin;
- 2) agar D, l, H berilgan bo'lsa, Q – sarf miqdorini aniqlash mumkin;
- 3) agar Q, H, l berilgan bo'lsa, D quvur diametrini aniqlash mumkin. Bunday vaziyatda dastlab K sarf modulini aniqlaymiz, keyin quvur diametri (D) aniqlanadi.

Agar quvurlar tizimining tugash qismida naycha bo'lmasa, tezlik naporining miqdori gidravlik hisobni bajarishda inobatga olinmaydi va masalaning yechimini aniqlash osonlashadi.

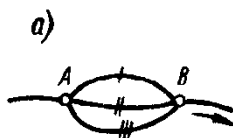
5.8. GIDRAVLIK HISOBLARNI BAJARISHDA QUVURLARNING KETMA-KET VA PARALLEL ULANISHI

Quvurlarning ketma-ket ulanishi. (5.12-rasm)ga asosan, iqtisodiy nuqtai nazardan yoki naporni oshirish maqsadida amalga oshirilishi mumkin.

$$(h_l)_{AB} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3} \quad (5.73)$$



5.12-rasm. Quvurlarning ketma-ket ulanishi



5.13-rasm. Quvurlarning parallel ulanishi

Quvurlarning parallel ulanishi. Bunda biz, ularning murakkab tizimiga duch kelamiz (5.13-rasm). Bunday murakkab quvurlar tizimining gidravlik hisobida, asosan, pzometrlardan foydalanishga to'g'ri keladi. Bu P_1 va P_2 pzometrlar quvurlar tizimining bo'linish va birlashish uzellariga o'rnatilsa, quyidagi ifodalar ular uchun o'rinalidir.

$$(h_l)_{AB} = (H_e)_A - (H_e)_B \quad (5.66)$$

A va B uzellardagi naporlar mos ravishda $(N_e)_A$ va $(N_e)_B$ ga teng bo'lishi bizga ma'lum (5.14-rasm).

Bu munosabatga asosan quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\left. \begin{aligned} h_{l_1} &= (H_e)_A - (H_e)_B \\ h_{l_2} &= (H_e)_A - (H_e)_B \\ h_{l_3} &= (H_e)_A - (H_e)_B \end{aligned} \right\} \quad (5.67)$$

bundan,

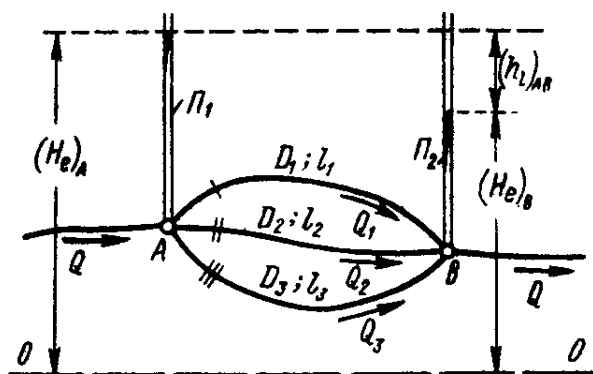
$$(h_l)_{AB} = h_{l_1} = h_{l_2} = h_{l_3} = (H_e)_A - (H_e)_B \quad (5.74)$$

Demak,

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l \quad (5.75)$$

$$\text{yoki,} \quad (h_l)_{AB} = \frac{Q_1^2}{K_1^2} l_1 = \frac{Q_2^2}{K_2^2} l_2 = \frac{Q_3^2}{K_3^2} l_3 \quad (5.76)$$

deb yozib olishimiz mumkin. Shunga mos ravishda



5.14-rasm. Uzun quvurlarni parallel ulash hisobiga doir

$$\left. \begin{array}{l} I \\ II \\ III \end{array} \right\} \begin{array}{l} Q_1 = K_1 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_1}} \\ Q_2 = K_2 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_2}} \\ Q_3 = K_3 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_3}} \end{array} \quad (5.77)$$

hamda

$$IV \quad Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad (5.78)$$

tenglamalarni yozishimiz mumkin.

Natijada Q, l, D kattaliklar ma'lum bo'lgan holatda, quyidagi to'rt $Q_1, Q_2, Q_3, (h_l)_{AB}$ nomalumni tenglamalar tizimi paydo bo'lib, uning yechimi bizga kerakli bo'lgan kattaliklarni beradi.

Buni yechish uchun (5.72) ifodaga (5.71) ifodani qo'yamiz:

$$Q = K_1 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_1}} + K_2 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_2}} + K_3 \sqrt{\frac{(h_l)_{AB}}{l_3}} \quad (5.79)$$

$$Q = \sqrt{(h_l)_{AB}} \sum \frac{K}{\sqrt{l}} \quad (5.80)$$

$$(h_l)_{AB} = \frac{Q^2}{\left(\sum \frac{K}{\sqrt{l}} \right)^2} \quad (5.81)$$

5.9. UCHTA REZERVUARNING GIDRAVLIK HISOBI

5.15-rasmda uchta rezervuar berilgan (*I, II, III*) bo'lib, ular o'zaro quvurlar orqali tutashgan. Mos ravishda ulardagi suv sathi $\nabla_1, \nabla_2, \nabla_3$ qiymatlarga teng bo'lib, ularni o'zgarimas deb hisoblaymiz.

Berilgan: $l_1; l_2; l_3; D_1; D_2; D_3$ (mos ravishda $K_1; K_2; K_3$); $\nabla_1, \nabla_2, \nabla_3$.

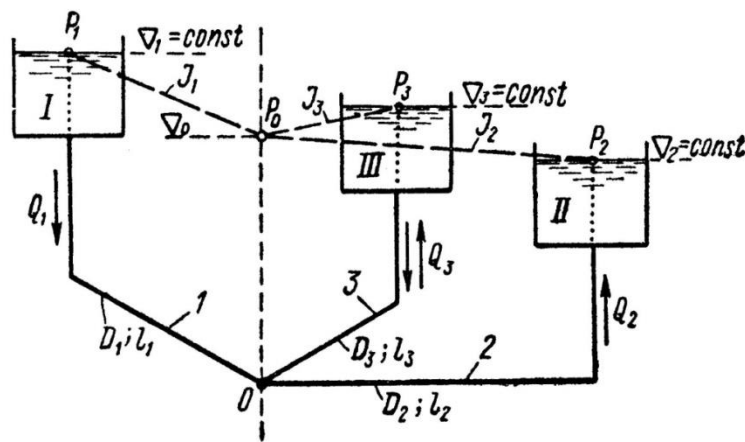
Aniqlash kerak:

a) agar birinchi va ikkinchi quvurlardagi oqim yo'nalishi ma'lum bo'lsa, uchinchi quvurdagi oqim yo'nalishini;

b) Q_1, Q_2, Q_3 kattaliklarni.

1⁰. Uchinchi quvurdagi oqim yo'nalishini aniqlash. Bog'lovchi Onuqtadagi suv sathini ∇_0 deb belgilab, chizmada qaralayotgan rezervuarlar uchun pezometrik bosim chiziqlarini chizamiz.

- agar III bakni I bak ta'minlasi, unda uchinchi quvur orqali suv yuqoriga harakatlanadi, bunda $\nabla_0 > \nabla_3$ shart bajariladi;
- agar III bakning o'zi II bakni ta'minlasi, unda oqim pastga harakatlanadi va $\nabla_0 < \nabla_3$ shart bajariladi;
- agar uchinchi quvurda suv bo'lmasa, $\nabla_0 = \nabla_3$ shart bajariladi.



5.15-rasm.Uchta rezervuarining gidravlik hisobiga doir

Yuqoridagi holatlardan qaysi biri qaralayotgan holat uchun o'rinli ekanligini aniqlash uchun quyidagicha yo'l tutamiz:

- $\nabla_0 = \nabla_3$ deb qabul qilib, ∇_0 ga qiymat beramiz;
- bu taxminimizga mos keluvchi, Q_1 va Q_2 sarf kattaliklarini aniqlaymiz:

$$Q_1 = K_1 \sqrt{\frac{h_{l_1}}{l_1}} = K_1 \sqrt{\frac{\nabla_1 - \nabla_0}{l_1}} = K_1 \sqrt{\frac{\nabla_1 - \nabla_3}{l_1}};$$

$$Q_2 = K_2 \sqrt{\frac{h_{l_2}}{l_2}} = K_2 \sqrt{\frac{\nabla_0 - \nabla_2}{l_2}} = K_2 \sqrt{\frac{\nabla_3 - \nabla_2}{l_2}};$$

- Aniqlangan sarflar (Q_1 va Q_2)ni o'zaro taqqoslaymiz.

Agar $Q_1 = Q_2$ bo'lsa, uchinchi bak haqiqatdan ham ishlamayotgan bo'lib,

$$\nabla_0 = \nabla_3$$

shart bajariladi.

Agar $Q_1 > Q_2$ bo'lsa, uchinchi bakka suv birinchi bakdan oqayotgan bo'lib, oqim yuqoriga ko'tarilayotgan bo'ladi va quyidagi shart bajariladi

$$\nabla_0 > \nabla_3$$

Agar $Q_1 < Q_2$ bo'lsa, uchinchi bak ikkinchi bakni ta'minlab, oqim pastga oqadi va quyidagi shart bajariladi

$$\nabla_0 < \nabla_3$$

2^o. Q_1 , Q_2 , Q_3 sarf miqdorlarini aniqlash. Faraz qilaylik, uchinchi bak ikkinchi bakni ta'minlab, oqim pastga oqmoqda, (5.69) ifodani inobatga olib, quyidagi tenglamalar sistemasini yozamiz:

$$\left. \begin{array}{l} (I) \quad \nabla_1 - \nabla_0 = \frac{Q_1^2}{K_1^2} l_1 \\ (II) \quad \nabla_3 - \nabla_0 = \frac{Q_3^2}{K_3^2} l_3 \\ (III) \quad \nabla_3 - \nabla_0 = \frac{Q_3^2}{K_3^2} l_3 \\ (IV) \quad Q_1 + Q_3 = Q_2 \end{array} \right\}$$

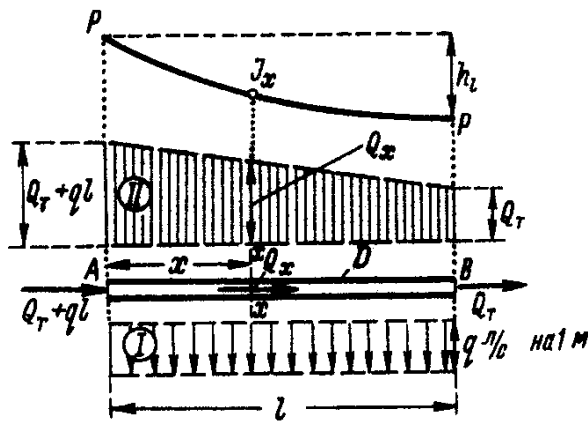
Bunda to'rtta ∇_0 , Q_1 , Q_2 , Q_3 noma'lum bo'lib, berilgan tenglamalar tizimi $\nabla_0 - \nabla_3$ yoki $\nabla_3 - \nabla_0$ hadlarga nisbatan kvadrat tenglama ko'rinishiga keltirish mumkin. Bu tenglamalar tizimini ∇_0 kattalikka turli ixtiyoriy qiymatlar berib, tanlab olish (yoki ketma-ket yaqinlashish) usuli bilan ham yechish mumkin. ∇_0 kattalikni aniqlab, osonlik bilan Q_1 , Q_2 , Q_3 kattaliklarni aniqlash mumkin.

5.10. SARFNING BIR MAROMDA TAQSIMLANISHI HOLATIDA NAPOR YO'QOLISHI

Yuqoridagi hisoblarni bajarish, asosan $Q = const$ holat uchun o'rganildi. Lekin amaliyotda, quvurlar tizimi bo'ylab, bir maromda taqsimlanish holati ham ko'p uchraydi. Bu holat bilan tanishamiz. U 5.16-rasmda tasvirlangan. AV quvur uzunligi l bo'lib, uning diametrini D deb belgilab olamiz.

I epyura quvurda sarf taqsimlanishini ko'rsatadi. Quvurning birlik uzunlik o'lchamidagi sarfni q deb belgilaymiz.

Sarf – quvur uzunligi bo'ylab chiziqli qonuniyat asosida o'zgaradi. Bunda, suyuqlik sarfi epyurasi II trapetsiya ko'rinishida o'zgaradi. Uchastkaning kirish qismida $Q_T + ql$ va chiqish qismida Q_T o'tish (tranzit) sarf miqdori mavjud bo'ladi.



5.16-rasm. Uzunlik bo'yicha o'zgaruvchan sarfli quvur

Agar quvurning noma'lum masofasidagi xx kesimidan o'tayotgan sarf Q_x deb belgilansa, x ning $0 \div l$ qiymat oralig'ida Q_x sarf ($Q_T + ql$) miqdordan Q_x miqdorgacha chiziqli qonuniyat asosida o'zgaradi, J_x –gidravlik qiyalik, quvur uzunligi bo'yicha kamayadi.

Demak, p'ezometrik chiziq ham qiya bo'lib, uningqabariqligi pastga qaragan bo'ladi:

$$Q_x = (Q_T + ql) - qx \quad (5.82)$$

$$dh_l = J_x dx = \frac{Q_x^2}{K^2} dx = \frac{[(Q_T + ql) - qx]^2}{K^2} dx \quad (5.83)$$

Bu tenglamani qaralayotgan $x = 0$ va $x = l$ oraliqda integrallaymiz:

$$h_l = \int_{x=0}^{x=l} \frac{[(Q_T + ql) - qx]^2}{K^2} dx = \frac{1}{l} \int_{x=0}^{x=l} [(Q_T + ql) - qx]^2 dx \quad (5.84)$$

yoki

$$h_l = \frac{Q_{xuc}^2}{K^2} l \quad (5.85)$$

bunda, Q_{xuc} – hisobiy sarf.

$$Q_{xuc}^2 = \frac{1}{l} \int_{x=0}^{x=l} [(Q_T + ql) - qx]^2 dx \quad (5.86)$$

yoki

$$Q_{xuc}^2 = \frac{1}{l} \left[\int_{x=0}^{x=l} (Q_T + ql)^2 dx - \int_{x=0}^{x=l} 2(Q_T + ql)qx dx + \int_{x=0}^{x=l} q^2 x^2 dx \right] \quad (5.87)$$

yoki

$$Q_{xuc}^2 = (Q_T + ql)^2 - (Q_T + ql)ql + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} ql \right)^2 \quad (5.88)$$

Agar $Q_T = 0$ bo'lsa,

$$Q_{xuc} = \frac{1}{\sqrt{3}} ql = 0,58ql \quad (5.89)$$

Agar $Q_T \neq 0$ bo'lsa,

$$\boxed{Q_{xuc} \approx Q_T + 0,55ql} \quad (5.90)$$

5.11. MURAKKAB QUVURLAR TIZIMINING GIDRAVLIK HISOBI

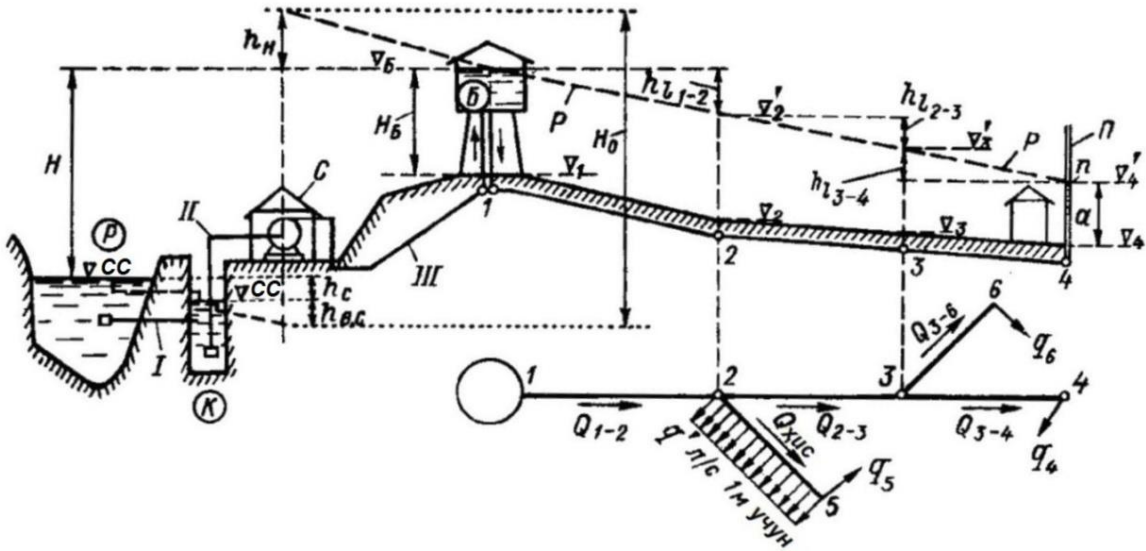
Istemolchilarni suv bilan ta'minlovchi tizim *murakkab tizim* deb yuritiladi. Ularda yon tomonlarga =am suv taqsimlanadi.

Murakkab quvurlar tizimini ikki guruhga bo'lishimiz mumkin:

- tugash qismi berk quvurlar tizimi (5.17-rasm);
- halqasimon quvurlar tizimi (5.18-rasm).

Bunday quvurlar tizimining gidravlik hisobida, suv bilan ta'minlovchi manbadagi suvning napor balandligini aniqlash talab qilinsa, quyidagi kattaliklar berilgan bo'lishi kerak:

- l – quvurlarning har birining uzunligi, ta'minot tizimi plani, joyning gorizontal ko'rinishdagi plani;
- tizimning nuqtalarida olinayotgan sarflar miqdori q_4, q_5, q_6 ;
- tizimning tugash nuqtalarida kerak bo'ladigan erkin naporlar.



5.17-rasm. Murakkab, oxiri berk quvurlar tizimi

Gidravlik hisoblash natijasida quvurlar diametri, kerakli suv sarfi bilan ta'minlovchi suv bakidagi naporni aniqlash kerak.

Umuman hisoblash quyidagi tartibda olib boriladi:

1. Har bir uzeldagi hisobiy sarf miqdori aniqlanadi:

$$Q_{3-4} = q_4$$

$$Q_{1-2} = q_4 + q_5 + q_6 + q'l_{2-5}$$

$$Q_{2-5} = q_5 + 0.55q'l_{2-5}$$

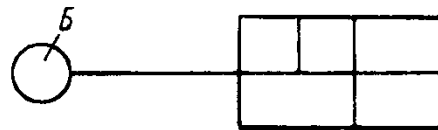
2. Magistral yo'nalishni aniqlaymiz.

Bu yo'nalishda sarf eng yuqori bo'lishi kerak. Yana u uzunlik

bo'ylab, yer sathining eng katta balandliklari ham shu yo'nalishda joylashgan bo'lishi kerak.

1-2-3-4 magistral yo'nalishning gidravlik hisobi

1. Iqtisodiy qulay tezlik aniqlanadi. Ma'lumki, magistral yo'nalishda tezlikning katta qiymati olinsa, tizimda napor miqdori oshishi mumkin, bu qurilish sarf xarajatlarining oshishiga olib keladi. Chunki, ta'minot manbaidagi suv sathining oshishi, naporning oshishiga olib keladi. Endi teskari holatni qabul qilib, tezlikning kichik qiymatlarini olsak, bunda ham garchand napor kichik qiymatga ega bo'lsada, quvur diametrining oshishi qurilish sarf harajatlarini oshishiga olib kelishi tabiiy. Shu sababli, iqtisodiy qulay tezlik tushunchasi qabul qilinib, tadqiqotlar o'tkazilishi natijasida uning quvur diametriga bog'liq kattaligi qabul



5.18-rasm. Halqasimon tarmoq tasviri. M bosimli suv minorasi

qilingan. Lekin, ko'pgina amaliy hisoblarda $v_{ukm} = 1 \text{ m/sek}$ deb qabul qilinishini e'tirof etishimiz shunday vaziyatlar uchun maqsadga muvofiqdir.

D, m	0,10	0,20	0,25	0,30
$v_{ukm}, m/sek$	0,75	0,90	1,10	1,25

2. Tizimning uchastkalari uchun iqtisodiy tezlikka mos keluvchi quvur diametrlari aniqlanadi:

$$\omega = \frac{Q}{v_{ukm}}; \quad D' = \sqrt{\frac{4\omega}{\pi}} = \sqrt{\frac{4Q}{\pi v_{ukm}}}$$

3. Tizim uchastkalaridagi yo'qotiladigan naporlar aniqlanadi:

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l$$

4. Napor yo'qolishlari h_l ma'lum bo'lgandan so'ng $P-P$ p'ezometri napor chizig'i chiziladi.

Chiziqni chizish Δ'_4 kattalikni bilgan holda, uchastkaning tugash nuqtasidan boshlaymiz. Hisoblangan $(h_l)_{3-4}$, $(h_l)_{2-3}$, $(h_l)_{1-2}$ kattaliklar vertikal yo'nalishda qo'yiladi.

Magistraldan bo'lingan yo'nalishlar esa quyidagi tartibda hisoblanadi (5.17-rasmga qarang):

a) napor yo'qolishi –

$$h'_l = \Delta'_3 - \Delta'_6$$

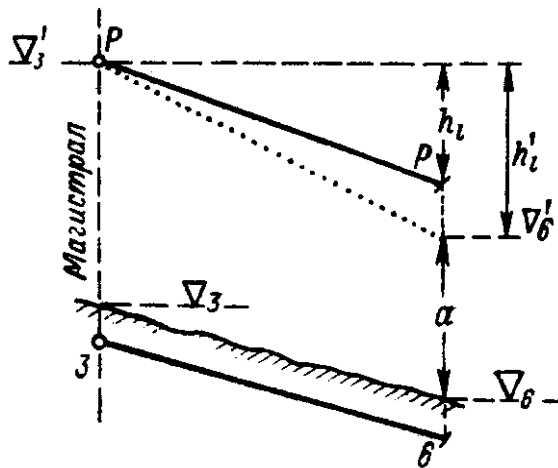
aniqlanadi;

b) sarf modulining ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$(K')^2 = Q^2 \frac{l}{h'_l}$$

c) maxsus (5.1, 5.2, 5.3) jadvallar yordamida sarf modulning K' qiymatiga mos keluvchi quvur D diametri aniqlanadi;

d) D kattalikning ishlab chiqarishdagi mavjud standartlariga mos keladigan katta tomonga yaxlitlangan D kattalik qabul qilinib, unga mos keluvchi haqiqiy sarf moduli (K)ning va yo'qotilgan napor (h_l) ning qiymatlari aniqlanadi. Agar magistral yo'nalishni noto'g'ri tanlagan bo'lsak hisoblashda $\Delta'_6 > \Delta'_3$ muammoga duch kelishimiz mumkin. Unda hisoblashni yangi magistral yo'nalish tanlab, qaytadan bajaramiz.



5.19-rasm. Magistral yo'nalishdan bo'lingan tarmoq

V BOBGA DOIR TEST-NAZORAT SAVOLLARI

1. "Uzun" quvurlar deganda qanday quvurlar tushuniladi?

- Suyuklikni ideal deb faraz qilinganda;
- Suyuklik laminar tartibda harakatlenganda;
- Suyuqlik oqimining turbulent tartibdagi harakatida;
- Maxalliy napor yo'qolishlari uzunlik bo'yicha napor yo'qolishining 5 foizdan kam miqdorini tashkil qilganda.

2. "Qisqa" quvurlar deganda qanday quvurlar tushuniladi?

- Suyuklikni ideal deb faraz qilinganda;
- Maxalliy napor yo'qolishlari uzunlik bo'yicha napor yo'qolishining 5 foizdan ko'p miqdorini tashkil qilganda;
- Suyuqlik oqimining turbulent tartibdagi haraatida;
- Maxalliy napor yo'qolishlari uzunlik bo'yicha napor yo'qolishining 5 foizdan kam miqdorini tashkil qilganda.

3. Sarf moduli qanday parametrlarga bog‘liq?

- a) Quvurning uzunligiga, materialiga, diametriga va suyaklikning harakat tartibiga bog‘liq;
- b) Quvurning uzunligiga va diametriga bog‘liq;
- c) Quvurning uzunligiga, diametriga va suyaklikning harakat tartibiga bog‘liq;
- d) Quvurning uzunligiga va suyaklikning harakat tartibiga bog‘liq;

4. Sodda quvurlardan oqim suyuqlik ostiga chiqqandagi holat uchun ularning hisoblanish formulasini aniqlang.

a) $Q = \mu_T \omega \sqrt{2gZ}$;

b) $v = \frac{Q}{\omega_0}$;

c) $Q = \mu_T \omega \sqrt{2gH}$;

d) $h_l = \frac{Q^2}{K^2} l$

5. Sodda quvurlardan oqim atmosferaga chiqqandagi holat uchun ularning hisoblanish formulasini aniqlang.

a) $Q = \mu_T \omega \sqrt{2gZ}$;

b) $v = \frac{Q}{\omega_0}$;

c) $Q = \mu_T \omega \sqrt{2gH}$;

d) $h_l = \frac{Q^2}{K^2} l$

6. Quvurdagi naporni aniqlashda Darsi-Veysbax formulasini aniqlang.

a) $h_l = \frac{\lambda l v}{d 2g}$;

b) $h_l = \frac{\lambda l v^2}{d 2g}$;

c) $h_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g}$;

d) $h_l = \zeta \frac{v}{2g}$

7. Napor yo‘qolishini aniqlash uchun Veysbax formulasini aniqlang.

a) $h_l = \frac{\lambda l v}{d 2g}$;

b) $h_l = \frac{\lambda l v^2}{d 2g}$;

$$c) h_M = \zeta_M \frac{v^2}{2g};$$

$$d) h_l = \zeta \frac{v}{2g}$$

8. Sodda quvurlardan oqim suyuqlik sathi ostiga chiqqandagi holat uchun sarf koefitsientining hisoblanish formulasini aniqlang.

$$a) \mu_T = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_l + \sum \zeta_M}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{D} + \sum \zeta_M}};$$

$$b) \mu_T = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda l}{D} + \sum \zeta_M}};$$

$$c) Q = \mu_T \omega \sqrt{2gH};$$

$$d) h_l = \frac{Q^2}{K^2} l$$

9. Sodda quvurlardan oqim atmosferaga chiqqandagi holat uchun ularning sarf koefitsientining hisoblanish formulasini aniqlang.

$$a) \mu_T = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_l + \sum \zeta_M}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{D} + \sum \zeta_M}};$$

$$b) \mu_T = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_f}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda l}{D} + \sum \zeta_M}};$$

$$c) Q = \mu_T \omega \sqrt{2gH};$$

$$d) h_l = \frac{Q^2}{K^2} l$$

VI BOB

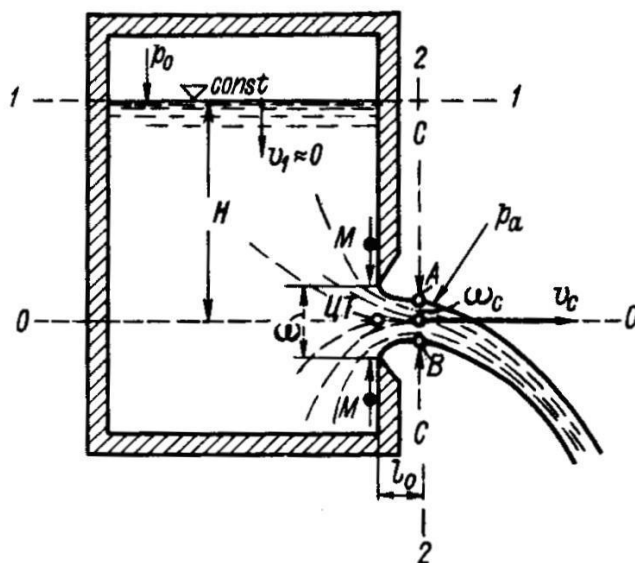
TIRQISH VA NAYChALAR ORQALI SUYuQLIKNING OQISHI

I. INGICHKA DYeVORDAGI TIRQISHLARDAN DOIMIY NAPOR OSTIDA SUYuQLIKNING OQISHI

6.1. OQIMNING KICHIK TIRQISHDAN ATMOSFERAGA OQIB CHIQUISHI

Tadqiqotchilar tomonidan o‘tkazilgan tajribalarga asoslanib, oqimning kichik tirqishdan atmosferaga oqib chiqishini 6.1-rasmdagi ko‘rinishda ko‘rsatish mumkin.

Bunda p_0 – suyuqlik erkin sirtiga ta’sir etuvchi tashqi bosim, bu kattalik p_a – atmosfera bosimidan farq qiladi; ω – tirqish yuzasi; ω_c – oqimchanning S - S kesimdagi yuzasi; N – tirqishning og‘irlik markazigacha bo‘lgan chuqurlik. Agar l_0 masofada oqimning pastlashishini hisobga olsak, u holda ω_c yuzaning og‘irlik markazigacha bo‘lgan chuqurlik deb qabul qilishimiz mumkin. Oqimcha S - S kesimgacha keskin siqilib boradi. Bunday holat suyuqlik zarrachalarining inertsiyasi hisobiga bo‘ladi deb qabul qilish mumkin. Bunga misol tariqasida M zarrachaning harakatini ko‘rishimiz mumkin. (6.1-rasm).



6.1-rasm. Oqimning kichik tirqishdan atmosferaga chiqishi

Agar harakatlanayotgan oqimga havoning aralashishi – aeratsiyani va havo qarshiligini hisobga olmasak, pastlashayotgan zarrachaning tezligi oshganligi sababli, oqimning siqilishi davom etishi kerak. Agar tirqishdan chiqayotgan suyuqlik oqimchasining tezligi yuqori bo‘lsa, oqimning tashqi qobig‘ida urinma kuchlanishlarning ta’siri kuchayadi. Havo qarshiligi oqimcha tezligini kamaytirib, uning havo bilan aralashish jarayonini jadallashtiradi va S-S kesimdan keyin oqimcha kengaya boshlaydi.

Oqimcha o‘z harakatida S-S kesimgacha tez o‘zgaruvchan harakatda bo‘lib, keyin tekis o‘zgaruvchan harakatlana boshlaydi. S-S kesim esa siqilgan kesim deb ataladi, Xuddi mana shu S-S kesimdan boshlab, oqimcha uchun Bernulli tenglamasini qo‘llash mumkin, chunki bu kesimgacha oqimning harakati tez o‘zgaruvchandir. AV yo‘nalishdagi oqimning tezligi u epyurali to‘g‘ri to‘rtburchakdir. Agar tirqish aylana shaklida bo‘lsa, bu siqilgan kesimgacha masofa quyidagicha aniqlanadi:

$$l_0 \approx 0,5D \quad (6.1)$$

bunda, D – tirqish diametri.

Siqilish koeffitsientini quyidagicha aniqlaymiz:

$$\boxed{\frac{\omega_c}{\omega} = \varepsilon} \quad (6.2)$$

bunda, ε – siqilish koeffitsienti.

Endi o‘rganiladigan muammo sifatida siqilgan kesimdagi oqimning o‘rtacha tezligi v_c va idishdan chiqayotgan oqim sarfini (Q) aniqlaymiz. Buning uchun idishdagi suyuqlik sirtidan 1-1 va siqilgan kesimdan 2-2 kesimni o‘tkazib, siqilgan kesim og‘irlik markazidan 00 taqqoslash tekisligini o‘tkazamiz. Bu tekislikka nisbatan 1-1 va 2-2 kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_f \quad (6.3)$$

Tenglamaning har bir hadini taxlil qilamiz.

$$\left. \begin{array}{l} z_1 = H; \quad \frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma}; \quad \frac{\alpha v_1^2}{2g} \approx 0 \\ z_2 = 0; \quad \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma}; \quad \frac{\alpha v_2^2}{2g} \approx \frac{v_2^2}{2g} = \frac{v_c^2}{2g} \end{array} \right\} \quad (6.4)$$

Oqimning idishdagi tezligini hisobga olmasdan, S-S kesimdagi bosimni atmosfera bosimiga teng deb qabul qilamiz. 1-1 kesimdan 2-2 kesimgacha napor yo‘qolishini quyidagicha aniqlaymiz:

$$h_f = \zeta \frac{v_c^2}{2g} \quad (6.5)$$

bunda, ζ – qarshilik koeffitsienti.

Demak, (6.4) va (6.5) ifodalarni inobatga olsak, (6.3) tenglamani quyidagicha yozishi mumkin.

$$H + \frac{p_0}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g} \quad (6.6)$$

bunda,

$$H + \left(\frac{p_0}{\gamma} - \frac{p_a}{\gamma} \right) = H_{\kappa\pi} \quad (6.7)$$

bunda, $N_{\kappa\pi}$ – *keltirilgan* yoki *jamlangan napor* deyiladi. U holda:

$$H_{\kappa\pi} = (1 + \zeta) \frac{v_c^2}{2g} \quad (6.8)$$

bundan,

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta}} \sqrt{2gH_{\kappa\pi}} \quad (6.9)$$

yoki

$$v_c = \varphi \sqrt{2gH_{\kappa\pi}} \quad (6.10)$$

bunda,

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta}} \quad (6.11)$$

deb belgilanib, *tezlik koeffitsienti* deb ataladi.

Agar $p_0 = p_a$ bo‘lsa, idishning usti ochiq bo‘lganligi uchun:

$$H_{\kappa\pi} = H$$

bundan (6.10) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\boxed{v_c = \varphi \sqrt{2gH}} \quad (6.12)$$

Ideal holatdagi suyuqliklar uchun

$$h_f = \zeta \frac{v_c^2}{2g} = 0 \quad (6.13)$$

va

$$\zeta=0; \varphi = 1,0 \quad (6.14)$$

ekanligini hisobga olsak,

$$v_c = \sqrt{2gH} \quad (6.15)$$

Bu ifoda *Torrichelli ifodasi* deyiladi. Bu bog'liklikni 1643 yilda Torrichelli aniqlab, $\varphi \approx 1,0$ ekanligini ta'kidlagan. Siqilgan kesimdagi oqimning o'rta tezligini bilgan holda, bu kesimdagi oqim sarfini aniqlaymiz:

$$Q = \omega_c v_c = \omega_c \varphi \sqrt{2gH} = \omega \frac{\omega_c}{\omega} \varphi \sqrt{2gH} \quad (6.16)$$

bundan,

$$Q = \varepsilon \varphi \omega \sqrt{2gH} \quad (6.17)$$

yoki

$$\boxed{Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH}} \quad (6.18)$$

$$\mu_0 = \varepsilon \varphi \quad (6.19)$$

μ_0 – tirqishning sarf koeffitsienti deb ataladi.

Demak, bu hodisani o'rganishda quyidagi to'rtta yangi koeffitsientlar bilan tanishdik: ε – siqilish; ζ – qarshilik; φ – tezlik; μ_0 – tirqishning sarf koeffitsientlari.

6.2. OQIMCHALARNING SIQILISH TURLARI.

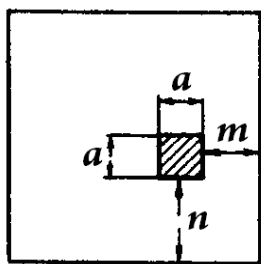
$\varepsilon, \zeta, \varphi$ va μ_0 KOEFFITSIENTLAR KATTALIKLARI

(kichik tirqishdan atmosferaga chiqqan holda)

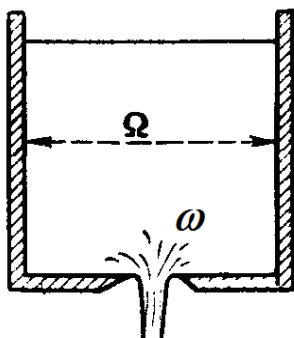
Oqimchanning siqilish darajasiga suyuqlik joylashgan muhitning yon devorlari va idish tubi ta'sir ko'rsatishi mumkin. Shu sababli, tirqishni yon devorlar va idish tubida joylashgan vaziyatiga bog'liq holatda oqimchanning siqilishi turlicha ko'rinishda bo'lishi mumkin:

1⁰. To'liq siqilish. Tirqishdan otilib chiqayotgan oqimning siqilishiga suyuqlik joylashgan idishning yon devorlari va tubining ta'siri bo'lmasa bunday siqilish *to'liq amalga oshgan siqilish* deyiladi (6.2-rasm). Bunday siqilish quyidagi shart bajarilganda amalga oshadi:

$$m > 3a; n > 3a \quad (6.20)$$



6.2-rasm. Oqimning to'liq amalga oshgan va chala siqilishiga doir



6.3-rasm. Oqimchanning chala siqilishiga doir

bunda, a – tomonlarining uzunligi bir xil bo'lgan tirqish kattaligi, m – tirqishdan yon devorgacha bo'lgan masofa, n – tirqishdan idish tubigacha bo'lgan masofa. (6.20) shart bajarilganda tajribalar natijasiga asosan, yuqorida sanab o'tilgan koeffitsientlarning quyidagi qiymatlarini qabul qilish mumkin:

$$\varepsilon = 0,63 \div 0,64; \zeta = 0,06; \varphi = 0,97; \mu_0 = 0,62 \quad (6.21)$$

To'liq amalga oshmagan siqilish. Tirqishdan otilib chiqayotgan oqimchanning bunday siqilishi (6.20) shart bajarilmagan holatlarda ro'y berishi mumkin.

Ta'kidlash kerakki, tirqishlarning shakli va o'lchamlari bir xil bo'lsada, to'liq amalga oshgan siqilish harakatdagi kesim yuzasi ω , to'liq amalga oshmagan siqilish kesim yuzasi ω'_c dan kichik bo'ladi.

$$\omega_c > \omega'_c \quad (6.22)$$

To'liq amalga oshmagan siqilishda, sarf koeffitsientini quyidagi ifoda asosida hisoblash mumkin (6.3-rasm):

$$\mu_0 \approx \mu'_0 \left(1 + \frac{\tau}{100} \right) \quad (6.23)$$

bunda, μ'_0 – to'liq amalga oshgan siqilishda, sarf koeffitsienti; τ esa $\frac{\omega}{\Omega}$ nisbatga bog'liq kattalik:

$$\tau = f \left(\frac{\omega}{\Omega} \right) \quad (6.24)$$

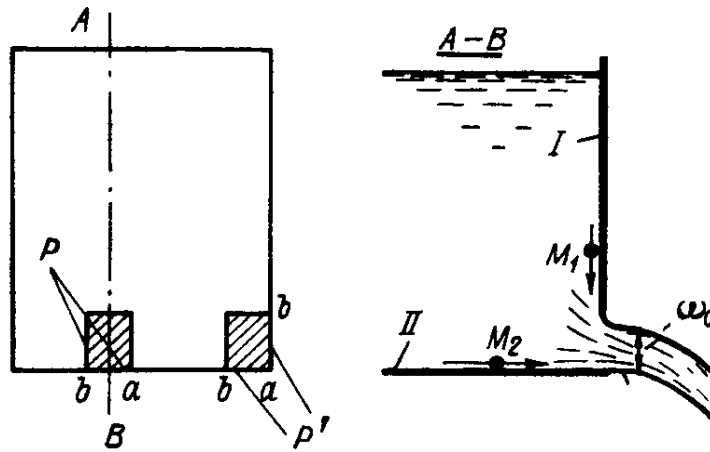
bo'lib, Ω – idishning gorizontal kesim yuzasi.

Agar, a) $\omega:\Omega = 0,1$ bo'lsa, $\tau \approx 1,5$

b) $\omega:\Omega = 0,2$ bo'lsa, $\tau \approx 3,5$.

To'liq bo'lmagan siqilish.

To'liq bo'lmagan siqilish m va n kattaliklardan biri yoki har ikkalasi nolga teng bo'lgan holatda ro'y berishi mumkin (6.4-rasm). M_1 suyuqlik zarrachasi I yon devor bo'ylab pastga harakatlanib, o'z enertsiyasi hisobiga tirqishdan chiqib, yuqoriga harakatlana



6.4-rasm. To'liq siqilmagan oqimcha

boshlaydi. M_2 zarracha esa II devor bo'ylab harakatlanib, tirqishdan chiqqandan keyin ham o'z harakatini davom ettiradi. Bunday siqilishda ω_c kattalik qiymati ancha katta bo'ladi, shuning hisobiga μ_0 sarf koeffitsienti ancha katta bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\mu_0 \approx \mu'_0 \left(1 + 0,4 \frac{P'}{P} \right) \quad (6.25)$$

bunda: R - tirqish perimetri;

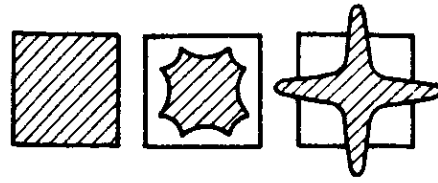
R' - tirqishning oqim siqilmagan sohasi perimetri.

Xulosalar:

1. Demak, tezlik koeffitsienti qiymati $\varphi \approx 1,0$ bo'lsa, siqilish va sarf koeffitsientlari qiymatlari $0,6 \div 1,0$ oralig'ida bo'ladi.
2. Boshqa hamma sharoitlar bir xil bo'lganda, To'liq bo'lmagan va to'liq amalga oshmagan siqilishdagi oqimcha sarfi (Q), to'liq amalga oshgan siqilishdagi oqimcha sarfidan katta bo'ladi.
3. Sarf koeffitsientining yuqorida keltirilgan kattaliklari oqimning turbulent harakati uchun ta'luqli bo'lib, bunda Reynolds soni yuqori

bo'ldi va Reynolds sonining kichik qiymatlari uchun esa sarf koeffitsienti unga funktsional bog'liqdir.

4. Oqimcha harakati davomida kesim bo'yicha o'z shaklini o'zgartiradi. Bunday o'zgarishlar 6.5-rasmda ifodalangan.

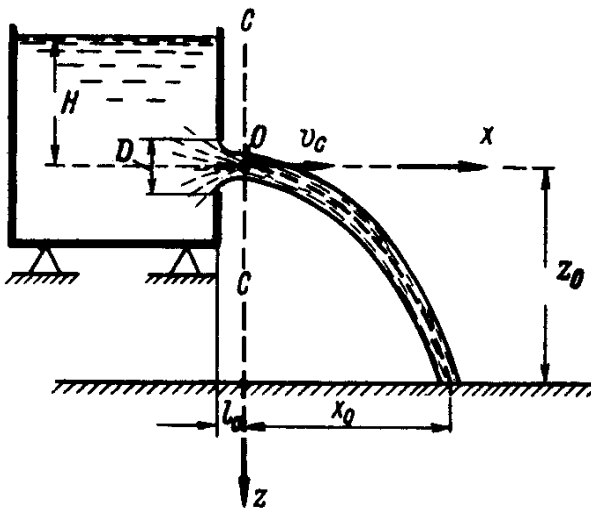


6.5-rasm. Oqimcha kesimi shaklining o'zgarishi

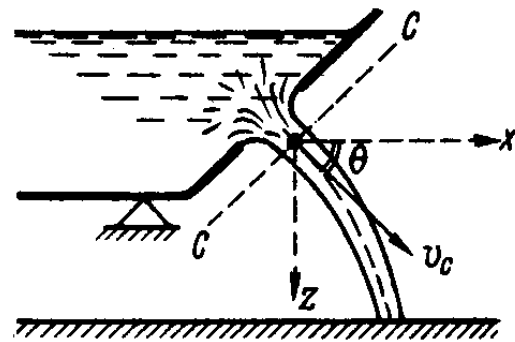
6.3. OQIMCHANING TRAEKTORIYASI

Tik holatda turgan devorda o'rnatilgan tirqishdan otilib chiqayotgan oqimcha harakati bilan tanishamiz (6.6-rasm).

Oqimcha traektoriyasi deb, tirqishdan otilib chiqib, og'irligi hisobiga erkin pastlashayotgan oqimcha chizig'iga aytiladi. Bu chiziqchanning harakat tenglamasini yozish uchun quyidagicha fikr yuritimiz:



6.6-rasm. Oqimchanning traektoriyasi (tirqish tik devorda bo'lgan holatda)



6.7-rasm. Oqimcha traektoriyasi (tirqish qiya devorda joylashgan holat uchun)

Devordan l_0 masofada joylashgan $S-S$ siqilish ro'y berayotgan kesimni belgilab olamiz. Siqilgan kesim markazida 0 nuqta belgilab, undan x va z koordinatalarni belgilaymiz. Havo qarshiligini hisobga olmasdan, bu kesimda v_s tezlikka ega bo'lgan zarrachani tanlab olamiz va bu zarracha uchun nazariy mexanika kursidan bizga ma'lum bo'lgan harakat tenglamasini yozamiz:

$$x = v_c t; z = \frac{gt^2}{2} \quad (6.26)$$

bunda, t - vaqt.

Traektoriya tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$z = \frac{gx^2}{2v_c^2} \quad (6.27)$$

bunda

$$v_c = \varphi \sqrt{2gH} \quad (6.28)$$

Bu (6.27) tenglama oqimcha traektoriyasi chizig'ini parabola ko'rinishda bo'lishini ko'rsatadi (6.6-rasm). Unga z_0 qiymatni qo'ysak, oqimchaning uzoqlashish masofasi (x_0) ni topishimiz mumkin. Tirqish idish devoriga qiya qilib o'rnatilgan bo'lsa (6.7-rasm), oqim o'qi tenglamasi yuqorida berilgan ko'rinishda bo'ladi, faqat bunda zarrachaning boshlang'ich tezligi (v_s) gorizontga nisbatan θ burchak ostida qiya bo'ladi.

6.4. KICHIK TIRQISHLARDAN OQIMCHANING SUV SATHI OSTIGA CHIQISHI (tirqishning ko'milganlik holati)

Bunday qo'shilgan tirqish 6.8-rasmida ko'rsatilgan. Bunda Z – idishlardagi sathlar farqi. Endi 1-1 va 3-3 kesimlar uchun Bernulli tenglamasini energiya yo'qolishi orqali yozamiz:

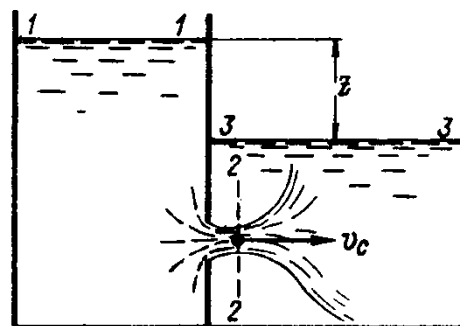
$$h_f = Z = \zeta \frac{v_c^2}{2g} = (\zeta_{1-2} + \zeta_{2-3}) \frac{v_c^2}{2g} = (\zeta_{1-2} + 1) \frac{v_c^2}{2g} \quad (6.29)$$

bunda, ζ – kesimlar orasidagi ener-giyaning yo'qolish koeffitsienti.

Natijada, quyidagi tenglamani olishimiz mumkin:

$$\boxed{Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gZ}} \quad (6.30)$$

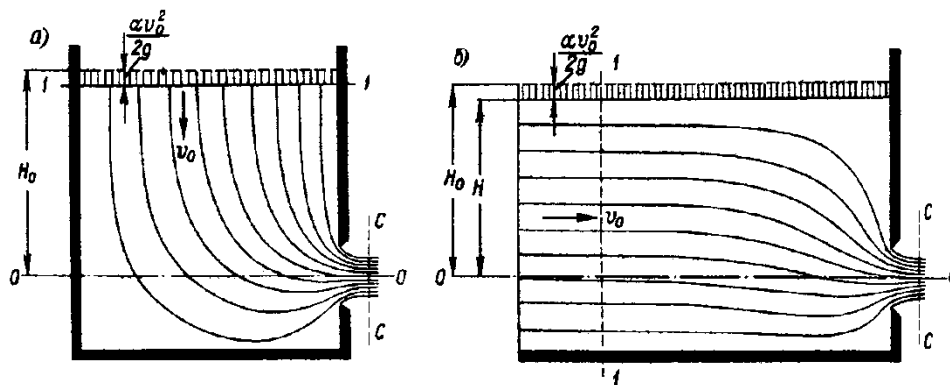
Bu tenglama oqimchaning tirqishdan suv sathi ostiga chiqishini hisoblash tenglamasi deyiladi.



6.8-rasm. Suv ostida joylashgan kichik tirqishdan oqimchaning chiqishi

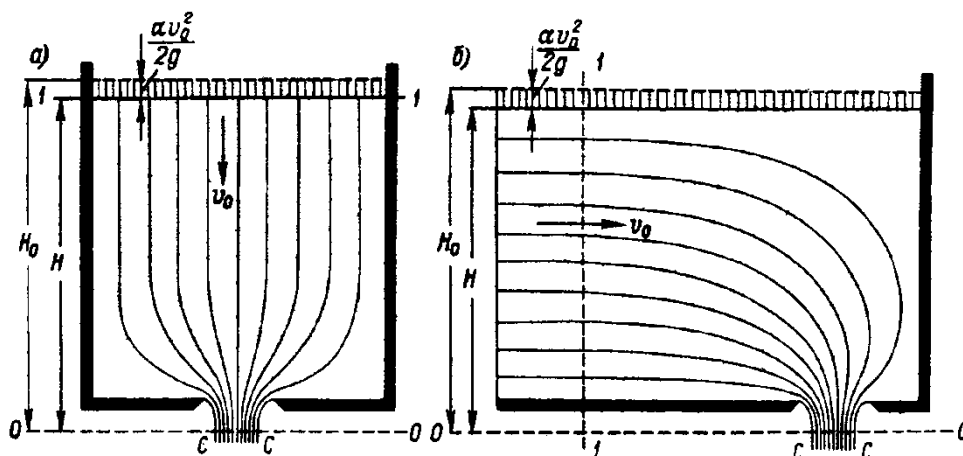
**6.5. SUYUQLIKNING IDISHDAGI HARAKATI.
KICHIK VA KATTA TIRQISHLAR HAQIDA TUSHUNCHALAR.
KATTA TIRQISHLARNING GIDRAVLIK HISOBIGA DOIR
AMALIY KO‘RSATMALAR**

Tirqish orqali suyuqlik oqimining otilib chiqishi natijasida, idishda joylashgan butun suyuqlik massasi harakatga keladi. Suyuqlikning idishga kirib kelishi va tezlik kattaligiga qarab, idishda suyuqlik har xil harakatlanishi mumkin.



6.9-rasm. Suyuqlikning idishdagi tezligi

- a) suyuqlik ilgariyanma potentsial harakat qilishi mumkin;
b) aylanma harakat, ya'ni harakatlanayotgan suyuqlikda aylanma harakatlanayotgan sohalar bo'lishi mumkin.



6.10-rasm. Suyuqlikning idishdagi tezligi

6.9 va 6.10-rasmlarda oqimning ilgariyanma potentsial harakatiga oid harakatidagi harakat chiziqchalari ifodalangan 6.9, b va 6.10, b-rasmlarda 1-1 kesim tik holatda bo'lib, yaqinlashishi tezligini v_0 deb belgilab olsak, to'liq naporni quyidagicha aniqlashimiz mumkin:

$$H_1 = H + \frac{2v_0^2}{2g} = H_0 \text{ (belgi)} \quad (6.31)$$

1-1 va S-S kesimlar orasida energiyaning yo‘qolishi φ – tezlik koeffitsienti bilan baholanadi.

Oldingi bilimlarimizga asoslanib aytishimiz mumkinki, 6.9, a- va 6.10, b-rasmlardagi idishda harakatlanayotgan suyuqliklar uchun tezlik koeffitsienti 6.9, b- va 6.10, a-rasmlarga nisbatan kichik bo‘lishi kerak, lekin tezlik unda uncha katta emasligi va napor yo‘qolishi asosan tirqish yaqinida ro‘y berganligi uchun koeffitsientning kattaligi deyarli teng deb qabul qilish mumkin.

Agar tirqish kichik bo‘lsa, φ koeffitsient kattaligi oqimning harakatiga bog‘liq emas. Bunday idishlarda harakatlanayotgan oqim sarfini quyidagi ifoda yordamida hisoblash mumkin:

$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH_0} \quad (6.32)$$

Agar 1-1 kesimdagi oqimning harakatdagi kesim yuzasi Ω deb belgilasak,

$$\Omega: \omega > 4,0 \quad (6.33)$$

bo‘lganda

$$H_0 = H \quad (6.34)$$

deb qabul qilinishi mumkin.

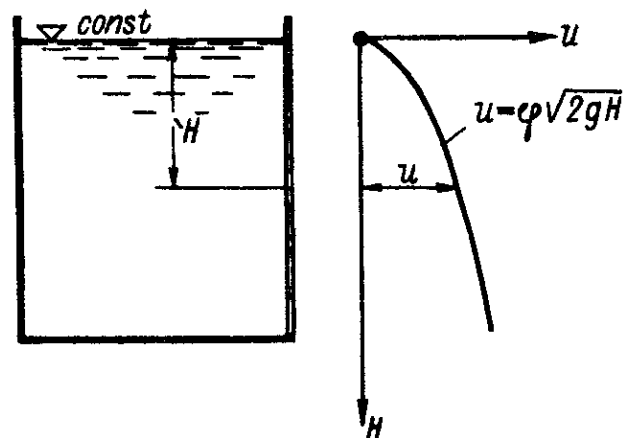
N – napor; v_s – siqilgan kesimdagi oqimning o‘rtacha tezligi oshishi bilan oshadi, shu sababli $u = f(H)$ grafigi 6.11-rasmdagi ko‘rinishda bo‘lishi tabiiydir. 6.1-rasmdan ko‘rinib turibdiki, A va V nuqtalarning chuqurligi har xildir. Shu sababli, u_A va u_B tezliklar miqdori har xildir.

$$u_A = \varphi \sqrt{2gH_A} \neq u_B = \varphi \sqrt{2gH_B} \quad (6.35)$$

bunda, N_A va N_V – A va V nuqtalarning 1-1 kesimga nisbatan chuqurligi.

$$\text{Agar} \quad N' \geq 10D \quad (6.36)$$

bunda, N' – tirqishning yuqori qirrasini chuqurligi;



6.11-rasm. Suyuqlik oqish tezligining cho‘kish tezligiga bog‘liqlik grafigi

D – tirqish diametri bo'lsa, u_A va u_B kattaliklari orasidagi farq - 5% dan kichik bo'ladi.

Endi *kichik va katta tirqishlar* deb ataluvchi tushunchalar bilan tanishamiz. Quyidagi ikki shartni bir vaqtda kanoatlantiruvchi tirqishlar *kichik tirqishlar* deyiladi.

1-shart. v_0 – yaqinlashish tezligi nihoyatda kichik, ya'ni (6.33) tengsizlik o'rinli;

2-shart. u_A va u_B tezliklar deyarli bir-biriga teng. $u_A \approx u_B$, ya'ni (6.36) tengsizlik o'rinli bo'ladi.

Bu ikkala shartni inobatga olib, kichik tirqish quyidagi vaziyatlarda mavjud bo'ladi:

- a) tirqish tik devorda joylashib, kesimga gorizontal holatda yaqinlashishida (6.9, *a*-rasm), (6.33) va (6.36) shartlar bir vaqtda joylashganda;
- b) tirqish tik devorda joylashgan bo'lib, 1-1 yaqinlashish kesimi tik holatda bo'lganda, (6.9, *b*-rasm) (6.36) shart bajarilganda. Bunda (6.33) shart doimo bajariladi;
- c) tirqish gorizontal tubda joylashganda (6.10-rasm). Bunda (6.33) shart bajarilib, (6.36) shart mavjud bo'lmaydi.

Demak, xulosa qilib aytish mumkinki, kichik tirqishlarda $v_0 = 0$ va $H_0 = H$ shart bajarilar ekan.

Katta tirqish deganda esa yuqoridagi ikki shartga bir vaqtda javob bermaydigan tirqishlar tushuniladi.

Umuman aytganda, bunday tirqishlar uchun ham yuqorida ko'rilgan ifodalar o'rinli, lekin sarf koeffitsienti kattaligi har xil bo'ladi. Buning qiymatini aniqlash uchun ko'pgina hollarda maxsus tadqiqotlar o'tkaziladi. Shularning ayrimlari natijalarini keltirishimiz mumkin:

1. Har tomondan oqim siqiladigan tirqishlarda, $\mu_0 = 0,65$;
2. To'liq siqilmagan oqimlar mavjud tirqishlar uchun, $\mu_0 = 0,70$;
3. Loyqa yotqiziqlarini chiqarishga mo'ljallanadigan tirqishlar uchun:
 - a) yondan siqilish bo'lsa, $\mu_0 = 0,65 \div 0,70$;
 - b) yon tomondan siqilish kam bo'lsa, $\mu_0 = 0,70 \div 0,75$;
 - v) siqilish bo'lmaganda, $\mu_0 = 0,80 \div 0,85$;

II. SUYUQLIKNING DOIMIIY NAPOR TA'SIRIDA NAYCHA ORQALI HARAKATI

6.6. NAYCHALARNING SHAKLLARI. UMUMIY KO'RSATMALAR

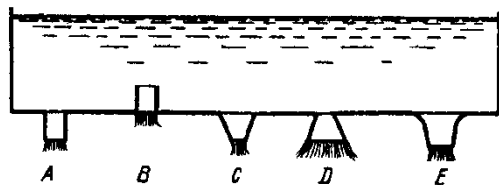
Biz, yuqorida uzun va qisqa quvurlar tushunchalari bilan tanishgan edik. Bunda, biz ta'kidlagan edikki, uzun quvurlarda naporning faqat uzunlik bo'yicha yo'qolishi hisobga olinadi, qisqa quvurlarda esa har ikkala naporning yo'qolishi hisobga olinadi.

Naychanning quyidagi ko'rinishlari mavjud (6.12-rasm):

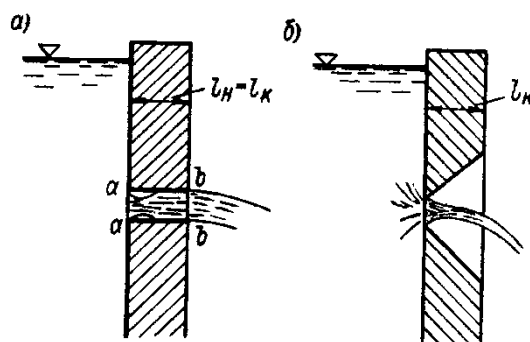
- Tashqi tsilindrsimon naycha – Venturi naychasi (6.12, A-rasm);
- ichki tsilindrsimon naycha – Bord naychasi (6.12, V-rasm);
- Konussimon naychalar: torayuvchi (6.12, S-rasm) va kengayuvchi (6.12, D-rasm);
- Tomonlari tekis egiluvchan naycha (6.12, Ye-rasm).

Endi oqimni qalin devordagi tirqishdan chiqishi bilan tanishamiz (6.13, a-rasm). Gidravlika nuqtai nazardan ab Venturi naychani ko'rishimiz mumkin.

a-a kesimni «kirish» va b-b kesimni «chiqish» kesimlari deb ataymiz. Ular orasidagi masofani l_H deb belgilab, uni «naycha uzunligi» yoki «devorning gidravlik qalinligi» deb belgilab olishimiz mumkin.



6.12-rasm. Tirqish turlari



6.13-rasm. Ingichka (a) va qalin (b) devordagi tirqishlardan suyuqlikning chiqishiga doir

6.13, b-rasmdagi amaliy nuqtai nazardan «kirish» va «chiqish» kesimlari o'zaro ustma ust tushib, $l_H \approx 0$ bo'ladi. Tuzilishi qalin bo'lsada, gidravlikada bu devorni yupqa devor deb qabul qilamiz. Bundan tashqari shuni ta'kidlashimiz

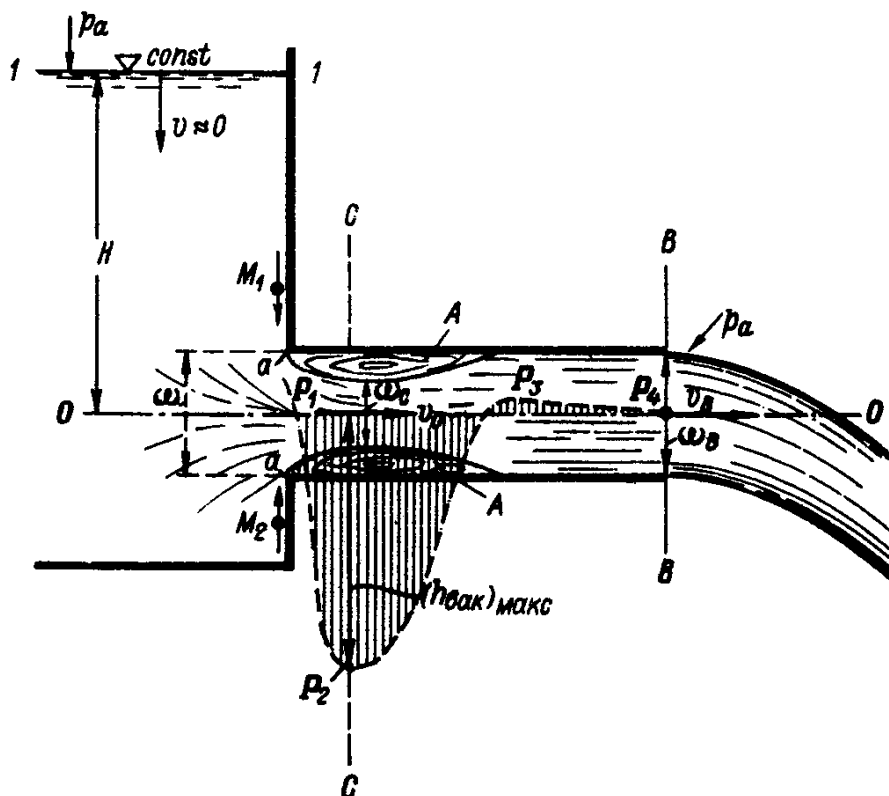
kerakki, naychalar bilan tanishganimizda kvadrat qarshiliklar sohasiga mos keluvchi oqimning turbulent harakatini ko‘rish bilan chegaralanamiz.

6.7. TASHQI TSILINDRSIMON NAYCHA. (VENTURI NAYCHASI)

1⁰. **Suyuqlikning atmosferaga chiqishidagi harakati (6.14-rasm).** Suyuqlik oqimchasi o‘zining og‘irligi hisobiga paydo bo‘ladigan inertsia kuchi hisobiga, dastlab ω_s kesim kattaligigacha siqiladi, keyin kengayib, butun naychani egalaydi. (6.14-rasmda M zarrachaning harakati fikrimizga dalil bo‘lishi mumkin). Bunda aylanma harakatga ega bo‘lgan A sohani kuzatish mumkin. V-V kesimda suyuqlikka p_a atmosfera bosimining ta‘siri bo‘lganligi sababli,

$$\omega_B = \omega \quad (6.37)$$

shart bajariladi, bunda, ω – naycha ulangan tirqishning ko‘ndalang kesimi yuzasi.



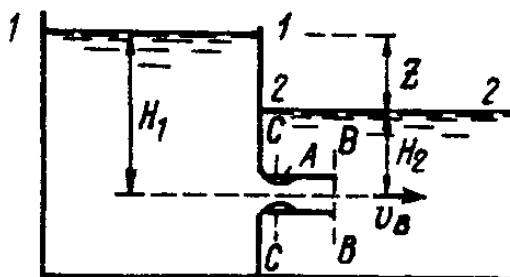
6.14-rasm. Venturi naychasi

Rasmdan ko‘rinib turibdiki, oqim atmosferaga chiqishida uning siqilishi deyarli sezilmaydi.

A aylanma soha va bu soha bilan o‘tayotgan oqimchani ajratib turuvchi sirt uchun naporning mahalliy yo‘qolishining umumiy tavsifi haqida aytilgan barcha fikrlar o‘rinlidir.

Bu soha va soha maydonidan o‘tuvchi oqimcha ham vakuum – bo‘shliqqa ega. Bo‘shliqning eng katta qiymati S-S kesimda mavjud bo‘ladi, shuning hisobiga tezlik va kinetik energiyasi eng katta qiymatiga ega bo‘ladi.

Bizga ma’lumki, kinetik energiyaning oshishi, potentsial energiyaning kamayishiga olib keladi. Agar V-V kesimda bosim atmosfera bosimiga teng bo‘lsa, S-S kesimda esa siqilish hisobiga tezlikning oshishi sababli, bosimni kamayganligini ko‘ramiz.



6.15-rasm. Venturi naychasidan oqimchanning suv sathiga oqib chiqishi

Yuqoridagi mulohazalarimizga asosan, bu sohada pezometrik chiziq – $P_1P_2P_3P_4$ ko‘rinishida bo‘ladi (6.15-rasm).

2⁰. Oqimning naychadan chiqish tezligi (v_B) va sarf (Q)ni hisoblash ifodalari. Bu ifodalarni olish uchun 6.14 va 6.15-rasmlardagi 1-1 va V-V kesimlar yoki 1-1 va 2-2 kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozib, 6.1 va 6.4 mavzulardagidek fikr yuritib, quyidagilarni olamiz:

Oqimchanning atmosferaga chiqishi (6.14-rasm).

$$\boxed{v_B = \varphi \sqrt{2gH}} \quad (6.38)$$

bunda, v_B – oqimchanning V-V kesimdagi chiqish tezligi; H – naychanning og‘irlik markazidan idishdagi suyuqlik sathigacha bo‘lgan balandligi; φ – tezlik koeffitsienti bo‘lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + (\zeta_{h_{a\ddot{u}}})}} \quad (6.39)$$

bunda, $(\zeta_{h_{a\ddot{u}}})$ – qarshilik koeffitsienti.

$$h_{h_{a\ddot{u}}} = (\zeta_{h_{a\ddot{u}}}) \frac{v_B^2}{2g} \quad (6.40)$$

bunda, $h_{h_{a\ddot{u}}}$ – naychadagi naporning yo‘qolishi.

Sarf quyidagicha aniqlanadi:

$$Q = \mu_h \omega \sqrt{2gH} \quad (6.41)$$

bunda, μ_h – naychanning sarf koeffitsienti. Naychada siqilish yo‘q deb qabul qilganimiz sababli:

$$\mu_h = \varepsilon_B \varphi = \varphi \quad (6.42)$$

shuning uchun

$$\varepsilon_B = \frac{\omega_B}{\omega} = 1,0 \quad (6.43)$$

deb qabul qilishimiz mumkin.

Oqimchanning suv sathi ostiga chiqishi (6.15-rasm). Bunday holda (6.38) va (6.41) ifodalar o‘rniga quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$v_B = \varphi \sqrt{2gZ} \quad (6.44)$$

$$Q = \mu_h \omega \sqrt{2gZ} \quad (6.45)$$

bunda, Z – sathlar orasidagi farq; φ – tezlik koeffitsienti bo‘lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{(\zeta_{\text{най}})_{\text{к.о}}}} = \sqrt{\frac{1}{\zeta_{\text{най}} + 1}} \quad (6.46)$$

bunda, μ_h - sarf koeffitsienti bo‘lib, $\mu_h = \varphi$ deb qabul qilishimiz mumkin.

3⁰. ε , ζ , φ , μ_h koeffitsientlar kattaliklari. V-V kesimda $\varepsilon_B=1,0$ deb qabul qilishimiz mumkin. S-S kesimda ε_C – siqilish koeffitsienti eng katta qiymatga ega bo‘lib, (6.2-mavzuga qarang) quyidagiga teng:

$$\varepsilon_C = (0,63 \div 0,64) \quad (6.47)$$

Naychadan oqimchanning atmosferaga chiqish koeffitsienti esa quvurga kirish koeffitsientiga teng deb qabul qilinadi, ya’ni:

$$\zeta_{\text{най}} = \zeta_{\text{куп}} = 0,5 \quad (6.48)$$

Sath ostiga chiqishda esa (6.15-rasm)

$$(\zeta_{\text{най}})_{\text{к.о}} = \zeta_{\text{куп}} + \zeta_{\text{чук}} = 0,5 + 1,0 = 1,5 \quad (6.49)$$

φ – sarf va tezlik koeffitsientlari har ikkala holat uchun tengdir.

$$\varphi = \mu_h = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{най}}}} = \sqrt{\frac{1}{(\zeta_{\text{най}})_{\text{к.о}}}} = \sqrt{\frac{1}{1 + 0,5}} = 0,82 \quad (6.50)$$

4⁰. Suyuqlikning ingichka devordagi tirqishdan va Venturi naychasidan chiqishini taqqoslash. Buning uchun ikkala holatda sarf va tezlikni taqqoslaymiz. Venturi naychasidan (atmosfera ga chiqishi):

$$Q_{hai} = 0,82\omega\sqrt{2gH}; (\nu_B)_{hai} = 0,82\sqrt{2gH} \quad (6.51)$$

Ingichka devordagi tirqishdan (atmosfera ga) chiqishi:

$$Q_T = 0,62\omega\sqrt{2gH}; (\nu_C)_T = 0,97\sqrt{2gH} \quad (6.52)$$

Demak,

$$\frac{Q_{hai}}{Q_T} = \frac{0,82}{0,62} \approx 1,34 \quad (6.53)$$

$$\frac{(\nu_B)_{hai}}{(\nu_C)_T} = \frac{0,82}{0,97} \approx 0,85 \quad (6.54)$$

Naychaning ancha effektivligi ko‘rinib turibdi. Sarf 34% oshib, tezlik 15% kamaymoqda. Bunda sarfning oshishini kesimning chiqishda kengayishi va o‘z navbatida tezlikni kamayishi bilan tushuntirish mumkin.

5⁰. S-S kesimdagi vakuum kattaligi. Ikkiholatni ko‘ramiz.

1. *Oqimning atmosfera ga chiqishi.* Bu kattalikni aniqlash uchun og‘irlik markazidan o‘tuvchi 00 tekislikka nisbatan S-S va V-V kesimlar uchun Bernulli tenglamasini yozamiz. (6.14-rasm).

$$\frac{p_C}{\gamma} + \frac{\nu_C^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\nu_B^2}{2g} + h_{j_{C-B}} \quad (6.55)$$

bunda, p_C va ν_C kattaliklar S-S kesimga ta’luqlidir.

$$h_{j_{C-B}} = \zeta_{C-B} \frac{\nu_B^2}{2g} \quad (6.56)$$

$$\nu_C = \frac{\nu_B}{\varepsilon_C} \quad (6.57)$$

(6.56) va (6.57) ifodalarni (6.55) ifodaga qo‘yamiz.

$$\frac{\nu_B^2}{\varepsilon_C^2 2g} - \frac{\nu_B^2}{2g} - \zeta_{C-B} \frac{\nu_B^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_C}{\gamma} = (h_{\text{вак}})_{\text{макс}} \quad (6.58)$$

yoki

$$(h_{\text{вак}})_{\text{макс}} = \left(\frac{1}{\varepsilon_C^2} - \varepsilon_{C-B} - 1 \right) \frac{v_B^2}{2g} \quad (6.59)$$

bunda, $(h_{\text{вак}})_{\text{макс}}$ – S-S kesimdagi vakuum kattalik.

Bunda (6.59) ifodani (6.38) ga qo‘yib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$(h_{\text{вак}})_{\text{макс}} = kN \quad (6.60)$$

bunda,

$$k = \varphi^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_C^2} - \zeta_{C-B} - 1 \right) \quad (6.61)$$

Agar (6.61) ifodaga φ , ε_C va ζ_{C-B} koefitsientlarning son qiymatlarini qo‘ysak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$k = 0,82^2 \left(\frac{1}{0,63} - 0,35 - 1 \right) = 0,77 \quad (6.62)$$

Demak,

$$\boxed{(h_{\text{вак}})_{\text{макс}} = (0,75 \div 0,80)H} \quad (6.63)$$

Sath ostiga oqish. 6.15-rasmdagi S-S va 2-2 kesimlar uchun Bernulli tengamasini yozib, yuqoridagidek fikr yuritsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\boxed{(h_{\text{вак}})_{\text{макс}} = (0,75 \div 0,80)Z - H_2} \quad (6.64)$$

bunda, Z va N_2 kattaliklar rasmda ko‘rsatilgan.

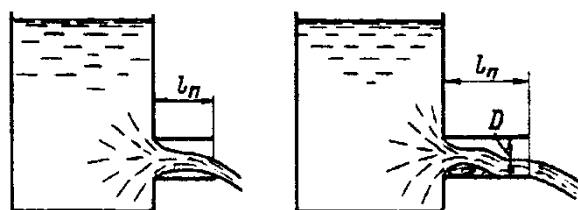
Agar N_2 katta qiymatga ega bo‘lsa, ifodada $(h_{\text{вак}})_{\text{макс}}$ manfiy qiymatga ega bo‘ladi, demak vakuum bo‘lmaydi.

6⁰. Silindrsimon qisqa quvurning Venturi naychasidek ishlashi uchun mavjud bo‘lishi kerak bo‘lgan asosiy shartlar.

Hamma qisqa quvurlar ham Venturi naychasidek ishlashi mumkin emas. Masalan 6.16-rasmdagi vaziyatlar ham bo‘lishi mumkin.

Qisqa quvurning naychadek ishlashi uchun quyidagi ikkita shart bajarilishi kerak.

1-shart. Quvurchaning uzunligi l_n quyidagicha bo‘lishi kerak:



6.16-rasm. Venturi naychasida vakuumning hosil bo‘lishi (quvur uzunligi qisqa bo‘lganda)

$$(3,5 \div 4,0)D \leq l_n \leq (6 \div 7)D \quad (6.65)$$

bunda, D – quvurcha diametri.

Agar $l_n < (3,5 \div 4,0)D$ bo'lsa, 6.16-rasmdagi vaziyat yuzaga keladi. quvurcha uzunligi qisqa bo'lganligi sababli oqimcha harakatlanib kengayishga ulgurmaydi;

Agar $l_n > (6 \div 7)D$ bo'lsa, bunda «qisqa quvur» paydo bo'lib, bunda naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishini hisobga olishga to'g'ri keladi.

2-shart. Maksimal vakuumda quyidagi shart bajarilishi kerak:

a) atmosferaga chiqishda (6.14-rasm):

$$(h_{\text{бак}})_{\text{макс}} \leq (h_{\text{бак}})_{\text{чез}} \quad (6.66)$$

b) sath ostiga chiqishda (6.15-rasm):

$$(h_{\text{бак}})_{\text{макс}} \leq (h_{\text{бак}})_{\text{чез}} - H_2 \quad (6.67)$$

bunda $(h_{\text{бак}})_{\text{чез}} \approx 8$ m. suv ustuniga tengdir.

6.8. ICHKI TSILINDRSIMON NAYCHA (BORD NAYCHASI)

Bord naychasidan oqimchanning atmosferaga chiqishi bilan tanishamiz (6.17-rasm).

Naycha uzunligini $(3,5 \div 4)D$ dan kichik emas deb qabul qilib, ε_S siqilish koeffitsientini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\varepsilon_C = \frac{\omega_C}{\omega} = 0,5 \quad (6.68)$$

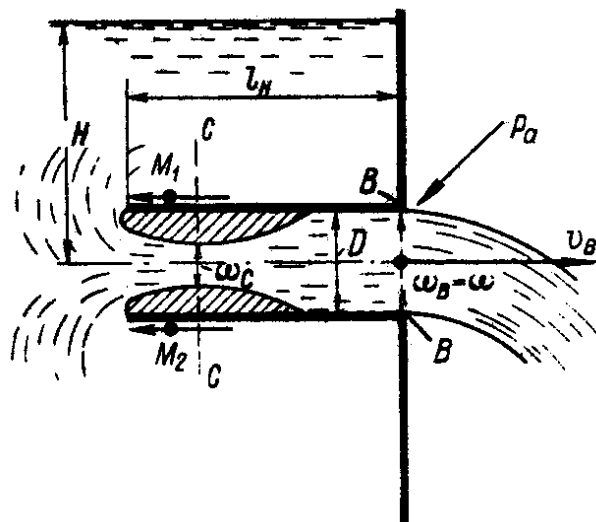
Bord naychasidan ko'rinib turibdiki, $S-S$ kesimdagi tezlik va vakuum Venturi naychasiga nisbatan katta qiymatga ega. Qarshilik koeffitsienti esa quyidagiga teng.

$$\zeta_{\text{най}} = 1,0 \quad (6.69)$$

Boshqa koeffitsientlar esa quyidagicha qabul qilinadi:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{най}}}} = \sqrt{\frac{1}{1 + 1}} = 0,71 \quad (6.70)$$

$$\mu_H = \varphi = 0,71; \quad \varepsilon_B = 1,0 \quad (6.71)$$



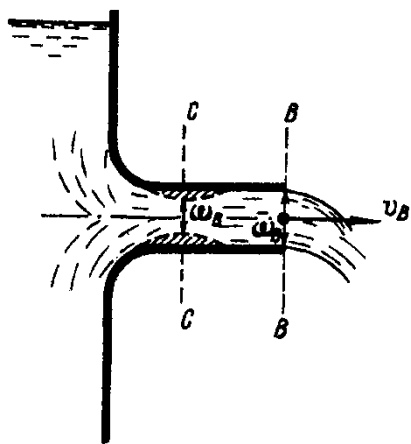
6.17-rasm. Bord naychasi

Hisoblash ifodalari Venturi naychasidek bo'ladi.

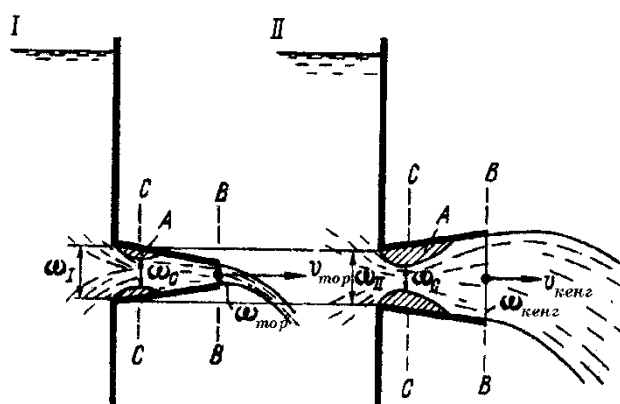
6.9. NAYCHALARNING BOSHQA SHAKLLARI

Naychalarning boshqa shakllari bilan tanishishda faqat oqimchaning atmosferaga chiqish holati bilan tanishamiz.

Kirish qismi aylanma bo'lgan naychalar. Agar kirish qismi aylanma bo'lsa (6.18-rasm), siqilish kamayib, ω_S kattalashadi. Bunda S-S kesimdan V-V kesimgacha oqimchaning kengayish darajasi kamayib, v_B tezlik oshadi. Kirishni bunday shaklga keltirish yo'li bilan sarf koeffitsientining $\mu_n = 0,95$ bo'lishiga erishish mumkin.



6.18-rasm. Kirish qismi aylanma bo'lgan naycha



6.19-rasm. Konussimon naychalar

Konussimon torayuvchi va kengayuvchi naychalar. 6.19-rasmda ko'rsatilgan bunday naychalarda quyidagi munosabat bo'lishi mumkin:

$$(h_f)_{top} < (h_f)_u < (h_f)_{keng} \quad (6.72)$$

Shunga mos ravishda:

$$v_{top} > v_u > v_{keng} \quad (6.73)$$

$$\varphi_{top} > \varphi_u > \varphi_{keng} \quad (6.74)$$

$$\omega_{top} < \omega_u < \omega_{keng} \quad (6.75)$$

munosabatlarni yozish mumkin.

Bunda «*tor*», «*ts*», «*keng*» indekslar torayuvchi, tsilindrsimon, kengayuvchi naychalarning parametrlari. Kuzatishlar natijasi ko'rsatganki,

$$Q_{top} < Q_u < Q_{keng} \quad (6.76)$$

III. SUYUQLIKNING O'ZGARUVCHAN NAPOR OSTIDA TIRQISH VA NAYCHADAN CHIQISHI

6.10. OQIMCHANING ATMOSFERAGA YOKI DOIMIY SATHGA OQIB CHIQISHI

6.20-rasmdagi suyuqlik bilan to'ldirilgan idishni ko'rib chiqamiz. quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

Ω – idishning gorizontal kesimi yuzasi:

$$\Omega = f_1(H) \quad (6.77)$$

bunda, Q – chiqayotgan sarf:

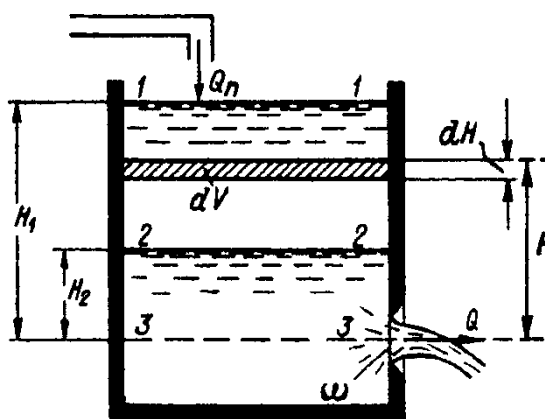
$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH} = f_2(H) \quad (6.78)$$

Q_p – idishga kirayotgan oqim sarfi vaqt davomida o'zgaradi deb qabul qilamiz.

$$Q_n = f(t) \quad (6.79)$$

bunda, $Q_p = \text{const}$ bo'lgan xususiy hol bilan tanishamiz.

Agar $Q_p > Q$ bo'lsa, idish to'la boshlaydi va suyuqlik sathi toki $Q_p = Q$ shart bajarilgunga qadar ko'tariladi. Aks holda, $Q_p < Q$ bo'lsa, sath tushib, $Q_p = Q$ holat bo'lguncha pasayadi.



6.20-rasm. Suyuqlikning o'zgaruvchan napor ostida oqib chiqishi

Biz, $Q_p < Q$ holatni ko'rib, shunday t vaqtni tanlaymizki, bu vaqt oralig'ida suyuqlik sathi 1-1 kesim vaziyatidan 2-2 kesim vaziyatigacha tushadi. Bu masalani hal qilishda quyidagicha fikr yuritamiz.

Qisqa oniy dt vaqtda idishdan quyidagi hajmdagi suyuqlik oqib chiqadi:

$$Qdt = \mu_0 \omega \sqrt{2gH} dt \quad (6.80)$$

Xuddishu dt vaqtda idishga quyidagi hajmda suyuqlik tushadi:

$$Q_n dt \quad (6.81)$$

Idishdagi hajmning o'zgarishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$dV = Q_n dt - \mu_0 \omega \sqrt{2gH} dt \quad (6.82)$$

yoki

$$dV = \Omega dH \quad (6.83)$$

(6.82) va (6.83) ifodalarning o'ng tomonlarini zarotenglab, quyidagi differentsial tenglamani yozamiz:

$$Q_n dt - \mu_0 \omega \sqrt{2gH} dt = \Omega dH \quad (6.84)$$

bundan

$$dt = \frac{\Omega}{Q_n - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}} dH \quad (6.85)$$

(6.85) tenglamani N_1 va N_2 bo'yicha integrallasak,

$$t = \int_{H_1}^{H_2} \frac{\Omega}{Q_n - \mu_0 \omega \sqrt{2gH}} dH = \int_{H_2}^{H_1} \frac{\Omega}{\mu_0 \omega \sqrt{2gH} - Q_n} dH \quad (6.86)$$

Umuman, $\Omega \neq const$, ya'ni idish notsilindrik bo'lgan umumiy holda, t vaqt kattaligi oxirgi farq usulida hisoblanishi mumkin (keyinroq bu usul haqida batafsil to'xtalamiz).

$Q_n = Q$ va $\Omega = const$ bo'lgan holda (6.86) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

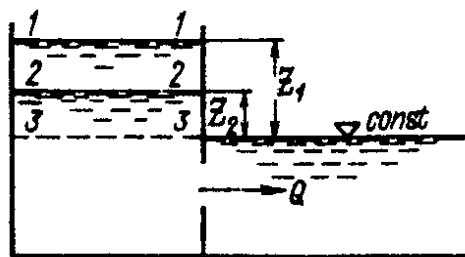
$$t = \frac{\Omega}{\mu_0 \omega \sqrt{2g}} \int_{H_2}^{H_1} \frac{dH}{\sqrt{H}} = 2 \frac{\Omega}{\mu_0 \omega \sqrt{2g}} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}) \quad (6.87)$$

Bu xususiy holda ($Q_n = 0$ va $\Omega = const$) idishning 3-3 sathigacha bo'shishi quyidagicha aniqlanadi:

$$t_0 = \frac{2\Omega \sqrt{H_1}}{\mu_0 \omega \sqrt{2g}} = \frac{2\Omega H_1}{\mu_0 \omega \sqrt{2gH_1}} = 2 \frac{\Omega H_1}{Q_1} = 2t' \quad (6.88)$$

bunda, Q_1 – suyuqlikning sathi H_1 bo'lgandagi sarf; t' – doimo Q_1 sarf chiqib turgandagi holatda idishning to'liq bo'shishi uchun ketadigan vaqt (haqiqatda esa Q sarf Q_1 dan 0 gacha o'zgaradi).

Oqimcha doimiy sathli suyuqlikka chiqqanda (6.21-rasm) xuddi yuqoridagidek hisoblash ifodalari olinadi. Faqat N o'rnida sathlar farqi Z kattaligi mavjud bo'ladi.



6.21-rasm. Oqimchanning doimiy sathli suyuqlikka oqib chiqishi

6.11. IDISHDAGI DOIMIY NAPOR TA'SIRIDA SUYUQLIK SATHINING O'ZGARUVCHAN SUYUQLIK SATHIGA OQIB CHIQISHI

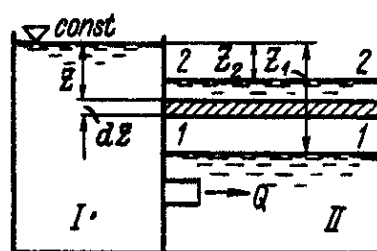
Agar idishni bo'shashini emas, balki to'lish jarayonini ko'rib chiqib, yuqoridagi kabi fikr yuritsak, quyidagi hisoblash ifodasini olamiz:

$$t = \frac{2\Omega}{\mu_H \omega \sqrt{2g}} (\sqrt{Z_1} - \sqrt{Z_2}) \quad (6.89)$$

bunda, Ω – to'ldirilayotgan idishning gorizontal kesim yuzasi bo'lib, $\Omega = const$ – o'zgarmasdir. Z_1 va Z_2 6.22-rasmda ko'rsatilgan geometrik kattaliklar.

Bundan tashqari, quyidagilarni ta'kidlash lozim deb hisoblaymiz.

1. Oqimcha bir idishdan ikkinchi idishga chiqayotganda har ikkalasida ham sath o'zgaruvchan bo'lishi mumkin. Bunday masalalar ham yuqoridagidek hisoblanadi, lekin hisoblash ifodalari ancha murakkab bo'ladi.



6.22-rasm. Suyuqlikning o'zgaruvchan sathga oqib chiqishi

2. Yuqoridagi masalalar bilan amaliyotda

suv omborlarini to'ldirish va bo'shatishda hamda suv yo'llari shlyuzlarini boshqarishda ko'rishimiz mumkin. Suv omborlarida $\Omega \neq const$ bo'lganligi uchun masala ancha murrakkablashadi.

3. Turli suv hajmlarini yig'adigan va tarqatadigan gidrotexnik inshootlarda, asosan, beqaror harakat mavjud bo'ladi. Lekin, biz yuqoridagi hisoblash ifodalarini keltirib chiqarishda oddiy Bernulli tenglamasidan foydalandik. Bunday chegaralanish ko'pgina hollarda mumkin, chunki harakat sekin o'zgaruvchan bo'ladi. Lekin ayrim amaliy hisoblarda, notekis harakatni paydo bo'lishida asosiy rol o'ynovchi lokal inertsiya kuchlarini hisobga olishga to'g'ri keladi.

IV. ERKIN OQIMCHALAR

6.12. ERKIN OQIMCHALAR HAQIDA UMUMIY MA'LUMOTLAR

Suyuqlikning erkin oqimchalari deb, qattiq devorlar bilan chegaralanmagan oqimga aytiladi. Erkin oqimchalar ko'milgan va ko'milmagan bo'ladi. *Ko'milgan erkin oqimchalar* deb, suyuqlik bilan o'ralgan yoki uning ichida harakatlanayotgan oqimchalarga aytiladi. Ko'milgan erkin oqimchalarga suv omborlarida loyqa yotqiziqqlarni yuvishda ishlatiladigan oqimchalarni aytish mumkin. *Ko'milmagan erkin oqimchalar* deb, havo bilan chegaralangan holda harakatlanayotgan oqimchalarga aytiladi. Masalan, fontan oqimchalari, yomg'ir qurilmalari oqimchalari, gidromonitorlar va xokazo.

Erkin oqimchalar laminar va turbulent tartibda bo'lishi mumkin. Amaliyotda ko'pincha turbulent oqimchalarni uchratishimiz mumkin. Turbulent oqimchalarning harakati yetarli darajada nazariy o'rganilgan bo'lib, biz bu qismda ko'p to'xtalmasdan umumiy ma'lumotlar va asosiy hisoblash uchun kerakli ifodalarni keltirishni yetarli deb hisobladik.

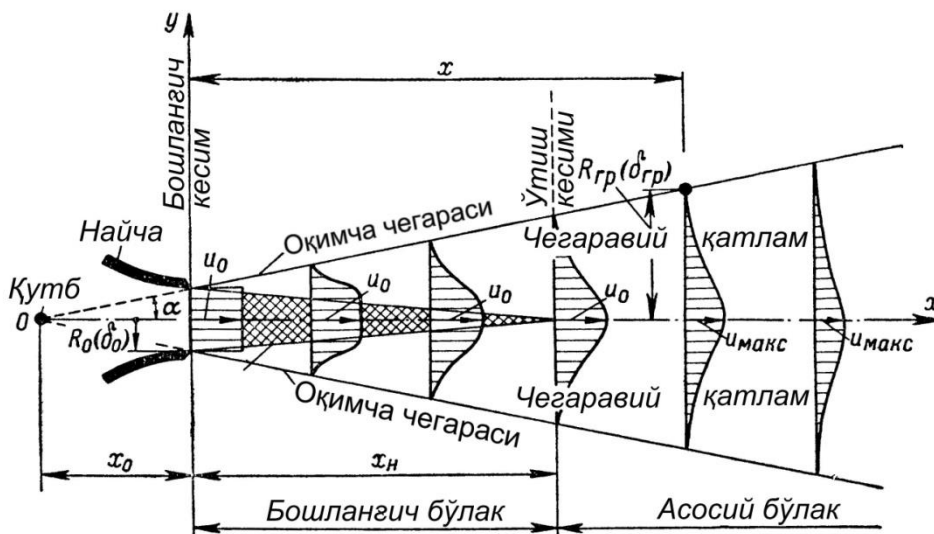
6.13. KO'MILGAN ERKIN TURBULENT OQIMCHA

Oqimcha – uni o'rab turadigan suyuqlik massasiga kirishi bilan kengaya boshlaydi va ma'lum masofada yoyilib ketadi. (6.23-rasm). Bunday oqimcha bilan tanisha borib, avvalambor uning o'rab turgan suyuqlik bilan chegarasiga aniqlik kiritishimiz kerak.

Bu chegaradagi jarayonlarni o'rganishimizda 4.7 va 4.14-mavzularda tanishgan jarayonlarni hisobga olishimiz kerak. Chegara tekisligiga nisbatan ko'ndalang tezliklar mavjudligi sababli, oqimcha va suyuqlik orasida massalar almashinuvi amalga oshib turadi.

Endi, ko'milgan erkin oqimcha strukturasi tasvirlashga harakat qilamiz. Oqimcha harakatining boshlanishi, naychanning chiqish qismidagi harakatga o'xshaydi. Bu *oqimchanning boshlang'ich kesimi* deyiladi. Bu kesimdan *o'tish kesimi* deb ataluvchi kesimlargacha *oqimchanning doimiy tezlik yadrosi* deb ataluvchi qismi bo'ladi. Bu yadroning deyarli hamma nuqtasida tezlik bir xil

u_0 bo‘ladi. Tajribalar shuni ko‘rsatadiki, yadro yon tomonlari rasmdagidek to‘g‘ri chiziq bilan chegaralanib turadi. Bu to‘g‘ri chiziqlardan keyin oqimcha tezliklarida o‘zgarish ro‘y beradi.



6.23-rasm. Ko‘milgan erkin turbulent oqimcha

O‘tish bo‘lagidan keyin tezlik keskin kamayib, suyuqlikka aralasha boshlaydi. Boshlang‘ich kesimdan o‘tish kesimgacha bo‘lgan bo‘lak *boshlang‘ich bo‘lak* deb ataladi. Keyin *asosiy bo‘lak* deb ataluvchi bo‘lak boshlanadi.

Kuzatishlar natijasida olingan o‘rtacha tezliklar tarqalishini ko‘rsatuvchi epyuralar 6.23-rasmda keltirilgan.

Suv oqimchasining harakat o‘qi bo‘ylab zich qismdagi tezligi (u_l) qo‘yidagicha aniqlanishi mumkin:

$$u_l = \varphi \frac{u_0 d_0}{l} \quad (6.89)$$

bunda u_0 va d_0 oqimchanning naychadan chiqishdagi – boshlang‘ich kesimdagi tezligi va diametri; l – boshlang‘ich kesimdan olingan masofa uzunligi, φ tajribaviy o‘zgarimas kattalik. G.N.Abramovich tomonidan bu kattalikni quyidagi empirik formula yordamida aniqlash mumkinligi tadqiqotlar natijasida xulosa qilingan:

$$\varphi = \frac{0,48}{(0,07 \div 0,08) + 0,145 \frac{d_0}{l}} \quad (6.90)$$

Albatta, e’tirof etish kerakki, tadqiqotchining tajribalarida oqimchanning havoga otilib chiqayotgan holati o‘rganilgan.

Professor V.M.Konovalov tomonidan esa suv oqimchasining tugash qismi keskin torayuvchi naycha (sopla)dan nisbiy tinch holatdagi suv hajmiga otilib chiqishi o'rganilgan. Bu oqimchaga yon atrofdagi suvdan qo'shilishini inobatga olib, V.M.Konovalov oqimcha uchun o'zgaruvchan massali suyuqlikning harakati tenglamasini qo'llagan. Oqimchada bosimni o'zgarmas deb qabul qilib, ishqalanish kuchlarini inobatga olmasdan, birlik vaqtdagi harakat miqdori oqimchanning barcha kesimlarida o'zgarmay qoladi degan xulosaga kelgan. Shundan so'ng qarshilik ishqalanish kuchlari inobatga olingan, dinamik muvozanat va o'zgarmas harakat miqdori tenglamalarini tuzib, naychadan ma'lum l masofadagi o'rtacha tezligi (v_l)ni hisoblash formulasini quyidagi ko'rinishini olgan:

$$v_l = \frac{m}{1 + m \frac{d_0}{l}} \frac{v_0 d_0}{l} \quad (6.91)$$

bunda, v_0 – boshlang'ich tezlik; m – tajriba yo'li bilan aniqlanadigan doimiy bo'lib, Konovalov tajribalari natijasiga asosan $m=2,90$;

$$\varphi = \frac{m}{1 + m \frac{d_0}{l}} \quad (6.92)$$

Agar $m=2,90$ ekanligini hisobga olsak,

$$\varphi = \frac{2,90}{1 + 2,90 \frac{d_0}{l}} = \frac{0,145}{0,05 + 0,145 \frac{d_0}{l}} \quad (6.92)$$

Yuqoridagi formulalardan ko'rinish turibdiki, ko'milgan oqimchalar uchun u havoga chiqqan yoki suvga chiqqan holatlarda formulalar deyarli bir xil bo'lib faqat doimiy son qiymati turlicha bo'lishi mumkin.

O'rganilayotgan oqimchalarning quyidagi asosiy kattaliklarini ta'kidlash mumkin: x_0 – oqimchaga yo'nalish beradigan masofa; x_H – boshlang'ich bo'lak uzunligi; δ_{gr} – oqimcha yadrosini chegaralovchi chiziq qiyalanish burchagining yarmi; R_{gr} – berilgan x masofadagi radius yoki δ_{gr} – yarim balandlik, $R_{ep} = \delta_{ep}$; u_{max} – harakat o'qi bo'yicha asosiy bo'lakdagi tezlik.

Bu kattaliklarni dumaloq va yassi oqimchalar uchun G.N.Abramovich ifodalariga asosan aniqlash mumkin. Uning tadqiqot natijalariga asosan ma'lum masofadagi oqimcha diametri quyidagi formula yordamida aniqlanishi mumkin:

$$d = 0,475l + d_0$$

Shu masofadagi oqimchanning kinetik energiyasini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$E_{\text{кин.}} = E'_{\text{кин}} \frac{0,295}{0,07 \frac{l}{d} + 0,145}$$

bunda, $E'_{\text{кин}} = \frac{\gamma}{g} Q \frac{v_0^2}{2}$ – oqimchanning boshlang'ich kesimidagi kinetik energiyasi.

Erkin oqimcha parametrlarini aniqlashga doir formulalar

6.1-jadval

№	Erkin oqimcha parametrlari	Doirasimon oqimcha	Yassi oqimcha
1.	Yo'naltiruvchi masofa	$x_0 = \frac{0,29}{a} R_0$	$x_0 = \frac{0,41}{a} \delta_0$
2.	Boshlang'ich bo'lak uzunligi	$x_0 = \frac{0,67}{a} R_0$	$x_0 = \frac{1,03}{a} \delta_0$
3.	Oqimchani kengayish burchagi yarmining tangensi	$tg\alpha = 3,4a$	$tg\alpha = 2,4a$
4.	Boshlang'ich kesimdan ixtiyoriy x masofadagi oqimcha balandligining yarmi	$R_{zp} = \left(3,4 \frac{ax}{R_0} + 1 \right) R_0$	$\delta_{zp} = \left(2,4 \frac{ax}{\delta_0} + 1 \right) \delta_0$
5.	Oqimchanning o'q bo'yicha bo'lagidagi tezligi	$u_{\text{макс}} = \frac{0,96}{\frac{ax}{R_0} + 0,29} u_0$	$u_{\text{макс}} = \frac{1,2}{\sqrt{\frac{ax}{\delta_0} + 0,41}} u_0$
6.	Struktura koeffitsientlari	$a \approx 0,08$	$a \approx 0,09 \div 0,12$

bunda, R_0 – naycha radiusi; δ_0 – to'g'ri turburchak tirqishi balandligining yarmi; u_0 – tirqishdan oqimchanning chiqish tezligi; a – struktura koeffitsienti bo'lib, tajribalar orqali aniqlanadi.

6.14. KO‘MILMAGAN ERKIN TURBULENT OQIMCHALAR

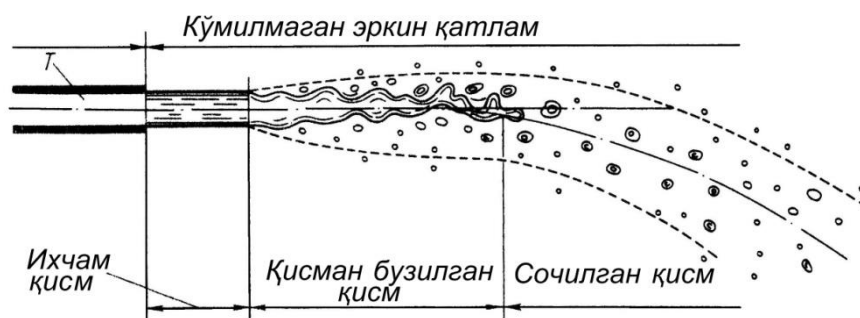
Bunda, biz, havoga otilib chiqayotgan kesimi dumaloq shakldagi oqimcha bilan tanishamiz. Tadqiqotlar natijasi shuni ko‘rsatadiki, bu oqimchani uch qismga bo‘lish mumkin: zich, siyrak, va yoyilgan (6.24-rasm).

Zich qismida oqimchanning tsilindsimon shakli va harakatning uzluksizligi saqlanib qoladi;

Siyraklashgan qismida – oqimchanning yaxlitligi buzilib, u kengaya boshlaydi;

Yoyilgan qismida esa oqimcha yo‘qolib, tomchilarga bo‘linib ketadi.

Oxirgi ikki qismda oqimning siyraklashib yo‘qolishini aeratsiya xodisasi orqali tushuntirish mumkin. Bu suyuqlikning havo bilan aralashib ketishi bo‘lib, buning natijasida oqimcha chegarasida havo va suv massalari o‘zaro almashib, bu jarayon kuchaya boradi.



6.24-rasm. Ko‘milmagan erkin oqimcha sxemasi

Umuman amaliyotda bu oqimchalarga turlicha talablar qo‘yilib, shunga qarab o‘rganiladi.

S.P.Kazakov va M.A.Markinlar tomonidan o‘tkazilgan tadqiqotlar yomg‘irsimon oqimchalar naychadan chiqqanda va uchish traektoriyasi bo‘ylab to‘lqinsimon-tebranma xarakterda bo‘lishligini ko‘rsatgan.

Zich qismda oqimchanning yaxlitligi saqlanib, tsilindrik yoki unga o‘xshash shaklda bo‘lishligi aniqlangan. Siyrak qismda yaxlitlik buzilib, katta-katta bo‘laklarga bo‘linadi va kengaya boshlaydi. Yoyilgan qism esa yoyilayotgan mayda mayda tomchilarga aylangan bo‘ladi.

Suyuqlikning oqimcha tarkibida to‘lqinsimon-tebranma turbulent harakati natijasida paydo bo‘ladigan havoning qarshilik va ichki kuchlari va og‘irlik

kuchlari tasirida uning tarqalib ketish jarayoni amalga oshadi. Tarqalishning ma'lum bosqichida uning tomchilarga tarqalishida sirt taranglik kuchining ta'sirini ham e'tirof etishimiz mumkin. Bu holatni texnikada qo'llanilishiga qarab, uning amalga oshishiga ma'lum talablar mavjud bo'lishi mumkin.

Masalan, gruntlarga gidravlik usulda ishlov berish uchun zich qism quchaytirilgan bo'lishi kerak (gidromonitor oqimcha). Yong'inlarni o'chirishda ta'sir radiusi katta va kuchli uriladigan oqimcha bo'lishi talab etiladi. Yomg'irli tomchilatib sug'orishda esa zich va siyrak qismi kam bo'lgan yoyilgan oqimchaga ehtiyoj bo'ladi.

Zich qismi kuchaygan oqimchaga erishish uchun oqimchanning burama harakatini yo'qotib, oqimchanning turbulentsligini kamaytirishga erishish kerak. Buning uchun naychanning chiqish qismiga turli rostlagichlar qo'yilishi amaliyotda qo'llaniladi.

Zich qismni yo'qotish uchun naychanning chiqish qismiga turli konstruksiyali sochgichlar o'rnatilishi mumkin.

N.P.Гавырин tomonidan gidromonitor oqimchalar harakati o'rganilib, oqimchanning boshlang'ich tezligi u_0 – uning ma'lum uzunligida o'zgarmasdan qolishligi aniqlangan. Bu masofa *boshlang'ich masofa* deb atalgan.

Uning fikriga asosan suv oqimchasining harakat o'qi bo'ylab zich qismdagi tezligi (u_l) quyidagicha aniqlanishi mumkin:

$$u_l = \frac{145u_0d_0}{l}$$

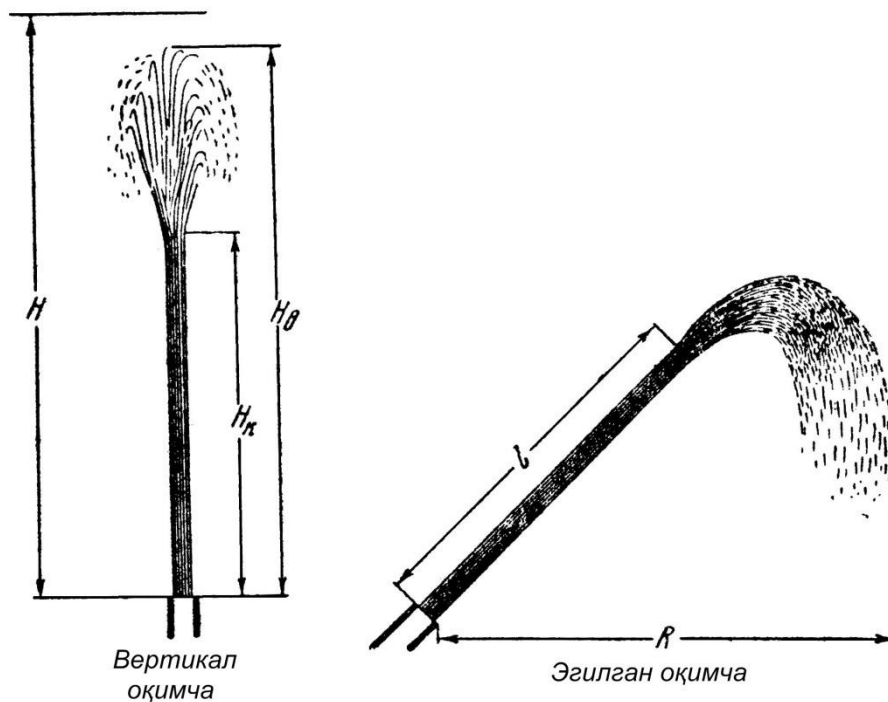
bunda, u_0 va d_0 – oqimchanning boshlang'ich kesimdagi tezligi va diametri.

Yuqoridagi ifodaga asoslanib, boshlang'ich bo'lak uzunligini aniqlaymiz:

$$l = 145d_0$$

6.15. YONG'INNI BARTARAF ETISHDA QO'LLANILADIGAN YONG'INNI O'CHIRUVCHI OQIMCHALAR

Yong'inlarni o'chirishda ta'sir radiusi katta va kuchli uriladigan oqimcha bo'lishi talab etilishini yuqorida ta'kidlagan edik. Bu oqimcha vertikal (tik) yoki qiya holatda bo'lishi mumkin (6.25-rasm)



6.25-rasm

Faraz qilaylik, naychadan suv vertikal oqimcha ko‘rinishida otilib chiqmoqda. Oqimcha balandligi N_V boshlang‘ich N naporidan kichik bo‘lishi tabiiy. Chunki, bu naporning ma‘lum miqdori oqimcha tomonidan havo qarshiligini yengishga sarf qilinadi. Yo‘qotiladigan napor miqdori quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\Delta H = H - H_B$$

yoki

$$\Delta H = f(v, g, H_B, d)$$

bunda, v – naychadan chiqishdagi tezlik, $N = \frac{v^2}{2g}$, d – naycha diametri.

π teoremadan asos sifatida v va g kattaliklardan foydalanib, yuqoridagi funktsional bog‘liqlikni quyidagi ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$\frac{\Delta H}{v^x g^y} = \frac{k}{2} \left(\frac{H_B}{d} \right)$$

bunda $\frac{k}{2}$ – o‘lchov birliksiz doimiy.

Daraja ko‘rsatkichlari x va y tenglamaning chap tomonidagi surat va maxraj o‘lchov birliklaridan aniqlanadi.

Maxsus o‘kuv kurslarida oqimchalar chuqur o‘rganiladi.

VI BOBGA DOIR TEST-NAZORAT SAVOLLARI

1. Teshik bilan naycha diametri « d » bir xil bo'lganda sarf qanday qiymatga oshadi?

- a) Sarf bil xil;
- b) Teshik sarfi, naychanikidan 2 marotaba katta;
- c) Teshik sarfi naychanikidan kichik;
- d) Naychadagi sarf 34% ga oshadi.

2. Teshik bilan naycha diametri « d » bir xil bo'lganda tezlik qanday qiymatga oshadi?

- a) Tezlik bil xil;
- b) Teshikdan chiqayotgan oqim tezligi, naychanikidan 2 marotaba katta;
- c) Teshikdanchiqayotgan oqim tezligi naychanikidan kichik;
- d) Naychadan chiqayotgan oqim tezligi 15 % ga oshadi.

3. Qaysi xolatda sarf koeffitsienti tezlik koeffitsientiga teng bo'ladi?

- a) Koriolis koeffitsienti 0 ga teng bo'lsa;
- b) Tezlik koeffitsienti 1 ga teng bo'lsa;
- c) Sarf koeffitsienti 0 ga teng bo'lsa;
- d) Chiqishda vertikal siqilish mavjud bo'lmasa.

4. Qachon sarf koeffitsienti 0,82 ga teng?

- a) Suyuqlik venturi naychasidan oqib chiqayotganda sarf va tezlik koeffitsientlari bir biriga teng bo'lganda;
- b) Suyuqlik tirqishdan oqib chiqsa;
- c) Reynolds soni 2320 dan yuqori bo'lsa;
- d) Maxalliy qarshilik hisobga olinmasa;

5. Torichelli formulasini ko'rsating.

- a) $v_c = \sqrt{2gH}$;
- b) $Q = \omega_c \varphi \sqrt{2gH}$
- c) $Q = \varepsilon \varphi \omega \sqrt{2gH}$

d) $Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH}$

6. Bord va Venturi naychalari o'rtasidagi farqni ayting.

- a) Hech qanday farq yo'q;
- b) Bord naychasi idishning ichki qismiga o'rnatiladi, Venturi naychasi esa tashqarida joylashgan bo'ladi;
- c) Venturi naychasi idishning ichki qismiga o'rnatiladi, Bord naychasi esa tashqarida joylashgan bo'ladi;
- d) Bord naychasi Venturi naychasiga nisbatan 15% uzunroq bo'ladi.

7. Ingichka devordagi kichik tirqishlardan oqib chikayotgan sarf qaysi formula yordamida hisoblanadi?

- a) $Q = 0,62 \omega \sqrt{2gH}$;
- b) $Q = 0,71 \omega \sqrt{2gH}$;
- c) $Q = 0,65 \omega \sqrt{2gH}$;
- d) $Q = 0,82 \omega \sqrt{2gH}$.

8. Venturi naychasidan oqib chikayotgan sarf qaysi formula yordamida hisoblanadi?

- a) $Q = 0,62 \omega \sqrt{2gH}$;
- b) $Q = 0,71 \omega \sqrt{2gH}$;
- c) $Q = 0,65 \omega \sqrt{2gH}$;
- d) $Q = 0,82 \omega \sqrt{2gH}$.

9. Bord naychasidan oqib chikayotgan sarf qaysi formula yordamida hisoblanadi?

- a) $Q = 0,62 \omega \sqrt{2gH}$;
- b) $Q = 0,71 \omega \sqrt{2gH}$;
- c) $Q = 0,65 \omega \sqrt{2gH}$;
- d) $Q = 0,82 \omega \sqrt{2gH}$.

10. Bord naychasidan oqib chiqaytgan oqimchanning o'rtacha tezligini hisoblash formulasini yozing.

a) $v_{\text{na\u044f}} = 0,82\sqrt{2gH}$;

b) $v_{\text{na\u044f}} = 0,97\sqrt{2gH}$;

c) $v_{\text{na\u044f}} = 0,71\sqrt{2gH}$;

d) $v_{\text{na\u044f}} = 0,99\sqrt{2gH}$.

11. Venturi naychasidan oqib chiqaytgan oqimchanning o'rtacha tezligini hisoblash formulasini yozing.

a) $v_{\text{na\u044f}} = 0,82\sqrt{2gH}$;

b) $v_{\text{na\u044f}} = 0,97\sqrt{2gH}$;

c) $v_{\text{na\u044f}} = 0,71\sqrt{2gH}$;

d) $v_{\text{na\u044f}} = 0,99\sqrt{2gH}$.

12. Ingichka devordagi tirqishdan oqib chiqaytgan oqimchanning o'rtacha tezligini hisoblash formulasini yozing.

a) $v_{\text{na\u044f}} = 0,82\sqrt{2gH}$;

b) $v_{\text{na\u044f}} = 0,97\sqrt{2gH}$;

c) $v_{\text{na\u044f}} = 0,71\sqrt{2gH}$;

d) $v_{\text{na\u044f}} = 0,99\sqrt{2gH}$.

VII BOB

SUYUQLIK OQIMINING QUVURLAR SISTEMASIDAGI BYEQAROR HARAKATI

7.1. DASTLABKI TUSHUNCHALAR

Biz, quyida suyuqlikning sekin o'zgaruvchan beqaror harakati bilan tanishamiz. Eslatib o'tamiz, *suyuqlikning beqaror harakati* deb shunday harakatga aytiladiki, bunda suyuqlikli muxitda joylashgan qo'zg'almas nuqtalardagi tezlik vaqt o'zgarishi bilan o'zgaradi. Bir so'z bilan aytganda, siqilmas deb qaralayotgan suyuqlikning beqaror sekin o'zgaruvchan harakatida uning sarfi Q va va o'rtacha tezligi v – qaralayotgan tekis harakatdagi kesimlarda noldan farq qiluvchi hususiy hosilasiga ega bo'lishi kerak:

$$\frac{\partial v}{\partial z} \neq 0; \frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0.$$

Agar siqilmas suyuqlik naporli barqaror tekis o'zgaruvchan harakatlansa va harakat absolyut kattiq (deformatsiyalanmaydigan) o'zanlarda bo'lsa, o'zanning barcha kesimlari uchun $\frac{\partial v}{\partial z} = 0$ munosabat o'rinli bo'ladi. Agar suyuqlik

siqiluvchan deb qabul qilinsa, bunda ikkinchi shart ham qo'shiladi $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ yoki

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

Suyuqlikning beqaror harakati gidrostantsiyalardagi loyihalash ishlarida: turbinalarga kiruvchi quvurlarni hisoblashda (turbinalarni yopishda tezlik va bosim vaqt o'zgarishi bilan o'zgaradi), kanallarni hisoblashda (gidrostantsiyaga suvni uzatuvchi va undan chiqqanda chiqaruvchi) va boshqa hollarda kuzatiladi. Beqaror harakat bilan esa amaliyotda vodoprovod sistemalarini hisoblashda duch kelamiz.

Tadqiqot nuqtai nazaridan nisbatan eng sodda ko'rinishdagi suyuqlikning beqaror harakati quyidagi ikki cheklanish qabul qilingan holatdagi *naporli beqaror harakati* qabul qilingan;

- *birinchi cheklanish* – naporli quvurlarning devorlari umuman absolyut kattiqdir. Suyuqlik deformatsiyalanmaydi;
- *ikkinchi cheklanish* – quvurda harakatlanayotgan suyuqlik absolyut siqilmasdir:

Bunday oddiy holat uchun quyidagi harakat shartlariga ega bo‘lamiz:

a) quvur absolyut kattiq bo‘lganligi sababli, ω kattalik umuman t vaqtga bog‘liq emas, quvur ko‘ndalang kesimining yuzasi – (ω) butunlay bitta koordinata (S) bilan aniqlanib, u quvur o‘qi bo‘yicha o‘lchanadi:

$$\omega = f_1(s) \quad (7.1)$$

b) umuman olganda, quvurdagi Q sarf vaqt o‘tishi bilan o‘zgaradi, lekin, bu holatda quvurning barcha kesimlarida bir xildir. Chunki, suyuqlik siqilmas deb qabul qilingan. Ma’lum bir vaqt oralig‘ida oqimning uzluksizlik tenglamasini oqimning quvurdagi harakatiga qo‘llashimiz mumkin:

$$Q = \text{const} \quad (\text{oqim bo‘ylab berilgan vaqt uchun}) \quad (7.2)$$

demak, Q sarf bitta o‘zgaruvchi funktsiyasi deb qabul qilinadi:

$$Q = f(t) \quad (7.3)$$

v) yuqoridagiga asoslanib,

$$v = \frac{Q}{\omega}$$

ekanligini e’tiborga olib,

$$v = f(s) \quad (7.4)$$

umuman,

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{f_2(t)}{f_1(s)} = f(s, t) \quad (7.5)$$

Umuman, amaliyotda biz tariflagan suyuqlikning beqaror harakati sodda modeli uchraydi. Lekin, yana amaliyotda suyuqlikning beqaror harakati o‘rganilganda quvur devorining deformatsiyalanishini va suyuqlikning siqiluvchanligini hisobga olishga to‘g‘ri keladigan holatlar ham uchraydi. Masalan, quvurlarda ro‘y beradigan *gidravlik zarb* degan jarayon bunga misol bo‘lishi mumkin. Bu jarayonni yuqoridagi sodda model bilan o‘rganib bo‘lmaydi. Chunki, bu holatda quvur devorining deformatsiyalanishini va suyuqlikning siqiluvchanligini hisobga olishga to‘g‘ri keladi. Bunda albatta, ikkala cheklanishni bekor qilishimizga to‘g‘ri keladi.

Endi quyidagi 3 masalani alohida ko‘rib chiqamiz:

1. Suyuqlikning siqiluvchanligini va quvur devorining deformatsiyalanishini hisobga olmasdan, uning naporli tekis o‘zgaruvchan beqaror harakati;

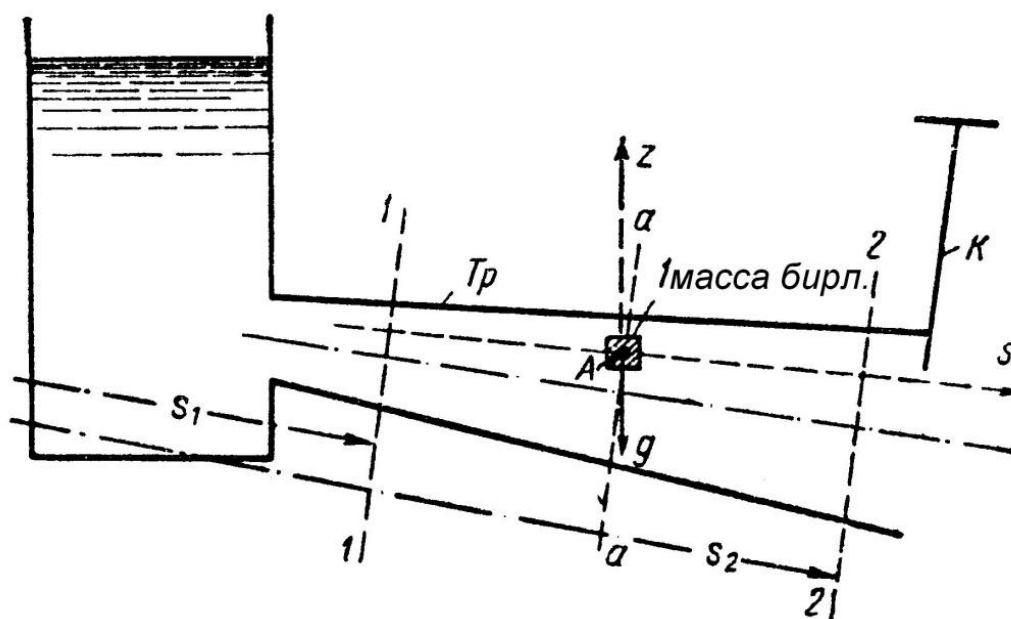
2. Suyuqlikning siqiluvchanligi va u harakatlanayotgan quvurning deformatsiyalanishi hisobga olinib, uning naporli beqaror harakati o'rganiladi. Bunda gidravlik zarb jarayoni bilan tanishamiz;
3. Suvning tinch beqaror naporsiz harakati.

I. SUYUQLIK SIQILMAS DYEB QARAB, QUVURLARNING DYEFORMASIYALANMAYDIGAN HOLATI UCHUN NAPORLI BYEQAROR HARAKAT

7.2. BYEQAROR HARAKATLANAYOTGAN ELYEMYENTAL OQIMCHALAR TO'PLAMI UCHUN BYERNULLI TYENGLAMASI (suyuqlikning lokal inertsiyakuchlarini hisobga oluvchi Bernulli tenglamasi)

Biz, quyida faqat tekis hisobiy harakatidagi kesimlar mavjud bo'lgan holatni, ya'ni suyuqlik oqimining parallel oqimchalar ko'rinishida va sekin o'zgaruvchan harakatlarini o'rganamiz. Shu sababli, harakatdagi kesimlarga tik holatda yo'nalgan faqat uzunlik bo'yicha tezlik va tezlanishlarni o'rganamiz.

Biz, quyida nazarda tutayotgan harakat mavjud bo'lgan va uzunlik bo'yicha kengayuvchi Tr quvurlar sistemasida joylashgan 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'idagi harakatni o'rganib chiqamiz. (7.1 rasm).



7.1 rasm. Bernulli tenglamasini keltirib chiqarishga doir

Bu quvurlar sistemasi (truboprovod)da mahalliy napor yo‘qolishi mavjud emas, deb qabul kilamiz.

Sistemani tugash qismida o‘rnatilgan K kran sekin, bosqichma-bosqich yopiladi yoki ochiladi, deb faraz qilamiz. Bunda vaqt o‘tishi bilan oqim sarfi Q va u tezlik o‘zgaradi, deb qabul kilamiz. Truboprovodda beqaror harakat amalga oshmokda.

Sistemada truboprovod devori absolyut qattiq, deb qabul kilamiz va suyuqlikni siqilmaganligini e‘tirof etamiz, bunday holatda oqimning v o‘rtacha tezligi fakat kordinataga bog‘liq bo‘ladi.

Sistemada ixtiyoriy a - a kesim belgilab, unda A nuqtani tanlab olamiz. z koordinata o‘qini vertikal yo‘nalishda belgilab olib, s o‘qini tok chizig‘i yo‘nalishida belgilab olamiz.

Boshlanishida suyuqlikni ideal holatda, deb qabul qilamiz. A nuqtada birlik suyuqlik massasini belgilab olamiz. Endi, bu massaga tasir etayotgan barcha kuchlarni aniqlaymiz.

Bu kuchlarni proektsiyalari yig‘indisini (inertsiya kuchini ham) nolga tenglaymiz. Bunda bizga oldindan ma‘lum dinamik muvozanat tenglamasiga ega bo‘lamiz. Bu tenglamani birlik massaga nisbatanko‘rinishi Eyler tenglamasi bo‘lib, quyidagi ko‘rinishga ega bo‘lgan (qarang 3-3)

$$\phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial s} - \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (7.6)$$

ϕ_x – xajmiy kuchning bizning holatimizda fakat og‘irlik kuchining s o‘qqa proektsiyasi bo‘lib, uning potentsial funktsiyasi:

$$U = -gz \quad (7.7)$$

bundan

$$\phi_x = \frac{\partial U}{\partial s} = -\frac{\partial}{\partial s}(gz) \quad (7.8)$$

$\frac{\partial u}{\partial t}$ – suyuqlik zarrachasining tezlanishi; bu kattalik qaralayotgan suyuqlikning birlik massasi inertsiya kuchining teskari ishora bilan olingan qiymatiga tengdir; (3.8) ifodalarga asoslanib yozishimiz mumkin:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial t} = u \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (7.9)$$

(7.8) va (7.9) ifodalarni (7.6) ifodaga qo‘yamiz:

$$-\frac{\partial}{\partial s}(gz) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (7.7)$$

Tenglamani birlik massaga (g kattalikka) bo'lamiz:

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} \right) + \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (7.11)$$

Olingan tenglamani s koordinata bo'yicha berilgan ($t = t_0$) vaqt uchun integrallaymiz. Buning uchun tenglamani ds ga ko'paytiramiz va 1-1 kesimdan 2-2 kesimgacha integrallaymiz. Natijada bitta had bilan to'ldirilgan Bernulli tenglamasini keltirib chiqaramiz.

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds \quad (7.12)$$

Bu *ideal suyuqlikning elementar oqimchasi harakati tenglamasidir*. Ideal holatdagi suyuqlikning elementar oqimchasi real holatdagi suyuqlik elementar oqimchasiga o'tadigan bo'lsak, tenglamaga naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi h'_i va $\pm \Delta E$ kattaliklarni kiradi, demak (7.12) tenglama quyidagi ko'rinishga keladi.

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \pm h'_{\Delta E} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_i + \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds \quad (7.13)$$

Bunda quyidagi belgilash kiritamiz:

$$a) \quad \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} dS = h'_i \quad (7.14)$$

oxirgi ko'rinishda (7.13) ifoda o'rniga quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \pm h'_{\Delta E} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_i + h'_i} \quad (7.15)$$

h'_i kattalikni dQ elementar sarf orqali ifodalash uchun quyidagilarni yozamiz:

$$dQ = u \delta \omega; \quad u = \frac{dQ}{d\omega} \quad (7.16)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\lambda}{\delta \omega} \frac{\partial (dQ)}{\partial t} \quad (7.17)$$

$$\text{Bundan} \quad h'_i = \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds = \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{1}{\delta \omega} \frac{\partial (dQ)}{\partial t} ds \quad (7.18)$$

yoki $\frac{\partial(dQ)}{\partial t}$ – s kordinataga bog‘liq bo‘lmaganligi uchun

$$b) \quad h'_i = \frac{1}{g} \frac{\partial(dQ)}{\partial t} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial s}{\delta \omega} \quad (7.19)$$

Shunday kilib, h'_i uchun a va b ikkita ifodaga egamiz.

Bu kattalik uzunlik o‘lchov birligida o‘lchanib, *inertsion napor* deb ataladi. Bu atamaning qo‘llanilishi quyidagicha tushuntirilishi mumkin:

Birlik massaga nisbatan olingan harakatdagi suyuqlikning inertsiya kuchini yozamiz:

$$I' = -\frac{1}{g} \frac{du}{dt} \quad (7.20)$$

bunda $\frac{1}{g}$ – suyuqlikning burchak og‘irligi massasi.

(7.20) ifodani (7.9) ni hisobga olib, quyidagicha yozish mumkin:

$$I' = -\frac{1}{g} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial u}{\partial t} \right] \quad (7.21)$$

yoki

$$I' = -\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{u^2}{2g} \right) - \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} = I'_k + I'_n \quad (7.22)$$

bunda,

$$I'_k = -\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{u^2}{2g} \right) = f_1 \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right) \quad (7.23)$$

$$I'_n = -\frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial t} = f_2 \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) \quad (7.24)$$

belgilanishlar kiritdik.

Ko‘rinib turibdiki, solishtirma inertsiya kuchi I' ikki kesimdan iborat.

$I'_k = f_1 \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)$ – solishtirma inertsiya kuchining *konvektiv* qismi; bu kattalik

tezlikning uzunlik bo‘yicha o‘zgarishiga bog‘liq. Beqaror harakatni o‘rganganimizda bu had bilan biz tanishgan edik. Bu hadni ds ga ko‘paytirib, 1-1 va 2-2 kesimlar oralig‘ida integrallab, tezlik naporlari farqini, bu kesimlar oralig‘idagi harakatda solishtirma kinetik energiyaning o‘zgarishini olamiz.

$$\delta h_u = - \left(\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g} \right) \quad (7.25)$$

Bundan ko‘rinib turibdiki, Bernulli tenglamasiga kiruvchi naporlar farqi $\partial u / \partial s$ hususiy xosila bilan aniqlanuvchi solishtirma inertsiya kuchining konvektiv hadlarini hisobga oladi:

$$I'_n = f_2 \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) - \text{solishtirma inertsiya kuchining lokal qismidir; bu had}$$

berilgan nuqtadagi tezlikning vaqt bo‘yicha o‘zgarishiga bog‘liq. Bu had faqat beqaror harakatda paydo bo‘lib, $\partial u / \partial t$ – xususiy xosila bilan aniqlanadi.

(7.24) ifodani ds ga ko‘paytirib 1-1 kesimdan 2-2 kesimgacha integrallab, h'_i kattalikni olamiz. Shu sababli, uni inertsiya kuchining lokal qismini hisobga oluvchi *inertsiya napor* deb ataymiz. Olingan (7.15) tenglama *lokal inertsiya kuchlarini hisobga oluvchi Bernulli tenglamasi* deyiladi. Bu tenglama ma’lum bir vaqtga ta’luqli bo‘lganligi sababli, tenglamaning barcha hadlari ma’lum bir vaqt uchun hisoblanishi kerak.

7.3. LOKAL INERTSIYA KUHLARI HISOBGA OLINGAN HOLAT UCHUN REAL HOLATDAGI SUYUQLIKNING BUTUN OQIMI UCHUN BERNULLI TENGLAMASI

1-1 va 2-2 kesimlar oralig‘idagi tekis o‘zgaruvchan harakatni o‘rganishimizda hisobiy kesim bo‘ylab yo‘nalgan tezliklar va tezlanishlarni hisobga olmaymiz, shu sababli, bu kesim bo‘ylab yo‘nalgan lokal inertsiya kuchlari tashkil etuvchilari ham hisobga olinmaydi.

Bernulli tenglamasini §7.2-mavzudagi ko‘rinishini qo‘llab beqaror harakat uchun bo‘lgan holatdagi kabi fikr yuritib (qarang § 3.19, 3.20) natijada butun oqim uchun Bernulli tenglamasini olamiz.

$$(I) \quad z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_l + h_i \quad (7.26)$$

h_l – lokal inertsiya kuchini 1-1 va 2-2 kesimlar oralig‘ida yengib o‘tish uchun sarflanadigan napordir.

$$h_i = \frac{\int (h'_i) \gamma dQ dt}{\gamma Q dt} = \frac{\int_{\omega} \left[\frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds \right] dQ}{Q} = \frac{1}{gQ} \int_{s_1}^{s_2} \left[\int_{\omega} u \frac{\partial u}{\partial t} d\omega \right] ds \quad (7.27)$$

h_i – kattalikni ν orsali ifodalab, (7.27) ifodani quyidagicha ifodalaymiz:

$$A) \quad h_i = \frac{\alpha_0}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial \nu}{\partial t} ds \quad (7.28)$$

yoki

$$\begin{aligned} h_i &= \frac{1}{gQ} \int_{s_1}^{s_2} \left[\int_{\omega} u \frac{\partial u}{\partial t} d\omega \right] ds = \frac{1}{2gQ} \int_{s_1}^{s_2} \left[\int_{\omega} \frac{\partial (u^2)}{\partial t} d\omega \right] ds = \\ &= \frac{1}{2gQ} \int_{s_1}^{s_2} \left[\int_{\omega} \frac{\partial (u^2 d\omega)}{\partial t} \right] ds = \frac{1}{2gQ} \int_{s_1}^{s_2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{\omega} u^2 d\omega \right] ds = \end{aligned} \quad (7.29)$$

$$\frac{1}{2gQ} \int_{s_1}^{s_2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_0 \nu^2 \omega) \right] ds = \frac{\alpha_0}{gQ} \int_{s_1}^{s_2} (\nu \omega) \frac{\partial \nu}{\partial t} ds = \frac{\alpha_0}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial \nu}{\partial t} ds$$

quyidagi $\frac{\partial Q}{\partial t} = \omega \frac{\partial \nu}{\partial t}$ munosabatni hisobga olib,

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} = \frac{1}{\omega} \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (7.30)$$

(7.28) ifodani quyidagicha ifodalash mumkin

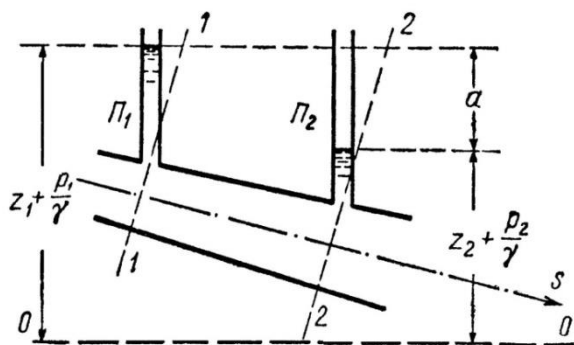
$$B) \quad h_i = \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial Q}{\partial t} \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{\omega} \quad (7.31)$$

Bunda formulaga kiruvchi integral

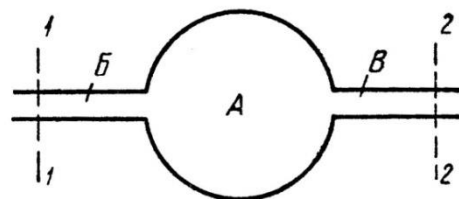
$$\int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{\omega} \quad (7.32)$$

Ma'lum geometrik shakldagi truboprovod uchun aniq geometrik ma'noga ega.

Endi, Bernulli tenglamasining ikkinchi shaklini keltiramiz. Buning uchun ikkita Π_1 va Π_2 pezometr o'rnatilgan truboprovodni 7.2-rasmda tasvirlaymiz.



7.2 rasm: Bernulli tenglamasini tushuntirish
(7.35-ifoda)



7.3 rasm: Bernulli tenglamasini tushuntirish
(7.35-ifoda)

Parametrlar farqini yozamiz:

$$a = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right) \quad (7.33)$$

(7.26) formulaga asosan

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right) = \frac{\alpha}{2g} (v_2^2 - v_1^2) + h_i + h_l \quad (7.34)$$

bundan,

$$(II) \quad \boxed{a = \frac{\alpha}{2g} (v_2^2 - v_1^2) + h_l + h_i;} \quad (7.35)$$

Bu oqimning beqaror harakati uchun Bernulli tenglamasining ikkinchi ko'rinishi. Bu keltirilgan tenglamalar (7.26) va (7.35) lar uchun quyidagilarni etrof etish zarur.

1. Kerakli ma'lumotlar yetishmasligi yoki yo'qligi sababli, napor yo'qolishi bapqaror tekis harakatning ko'rinishi uchun aniqlangan formulalar yordamida hisoblanadi. Bu mutlaqo to'g'ri emas (chunki utezlik epyuralari har ikkala barqaror va beqaror harakatlar uchun turlichadir).
2. Harakat vaqt davomida sekin o'zgaruvchanligi sababli h_i had nihoyatda kichik qiymatga ega bo'ladi, shu sababli uni tashlab yuborish mumkin. Bunda biz beqaror harakat uchun oddiy Bernulli tenglamasini olamiz. (qarang § 3.20-mavzu)
3. Barqaror harakatlanayotgan oqim uchun Bernulli tenglamasidan 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'ida sekin o'zgaruvchan harakat bo'lganda ham foydalanish mumkin. Bu oraliqda ($h_i = 0$) bo'lganda, yani tez o'zgaruvchan harakat bo'lganda ham foydalanish mumkin.

Agar *butun harakat davomida sekin o'zgaruvchan harakat kuzatilsa*, oqimning beqaror harakati uchun olingan h_i qo'shimcha hadli Bernulli tenglamasidan foydalanish mumkin. Chunki h_i qo'shimcha hadni aniqlovchi ifoda 1-1 va 2-2 kesimlar orasidagi sekin o'zgaruvchan harakat uchun olingan. Agar 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'ida oqimning harakati A shaklga ega bo'lsa (7.3-rasm) va bu soha integralning kichik qiymati bilan harakaterlansa, u holda (7.31) formulaga kiruvchi lokal inertsia kuchlarini inobatga olmaslik mumkin va umuman 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'ida paydo bo'ladigan tez keskin o'zgaruvchan harakatga e'tibor bermasligimiz mumkin.

Lokal inertsia kuchlari fakat B va V sohalarda (7.3-rasm) hisobga olinadi.

1. (7.26) va (7.35) ifodalarining (3.71) ifodadan farqi bularda faqat naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi hisobga olinadi. Umuman, amaliy jihatdan bu tenglamalar mahalliy napor yo'qolishlari cheklangan miqdorda mavjud bo'lgan truboprovodlarda ham qo'llanilishi mumkin. Bunda quyidagicha yo'l tutiladi:

- a) h_i hadni hisoblashda lokal inertsia kuchlarini mahalliy yo'qolishlar mavjud bo'lgan joylarda hisobga olinmaydi. (chunki uni hisoblash amaliy jixatdan mumkin emas);
- b) Bernulli tenglamasiga h_i had o'rniga h_f – to'liq napor yo'qolishlari kiritiladi va napor yo'qolishlari bunda, tekis barqaror harakat formulalaridan foydalanib topiladi.

7.4. INERTSIYA NAPORINING ENERGETIK MA'NOSI. SIQILMAS SUYUQLIK OQIMINING ABSOLYUT QATTIQ DEVORLI TRUBOPROVODLARDAGI BEQAROR HARAKATI UCHUN BERNULLI TENGLAMASINING GEOMETRIK INTERPRENTSIYASI

Bu masalani o'rganish uchun naporli truboprovodning 1-1 va 2-2 kesimida chegaralangan bo'limini ko'rib chiqamiz, bu bo'limda suyuqlik doimo yangilanib turadi. Lekin bu bo'limdagi suyuqlik xajmi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu suyuqlik miqdorini «*hisobiy hajm*» deb qabul kilamiz.

Har bir vaqt oralig'ida bu hisobiy xajm malum kinetik energiyaga ega bo'ladi. Buni biz Ye_0 deb belgilaymiz va *suyuqlikning hisobiy xajmi kinetik inergiyasi* deb ataymiz.

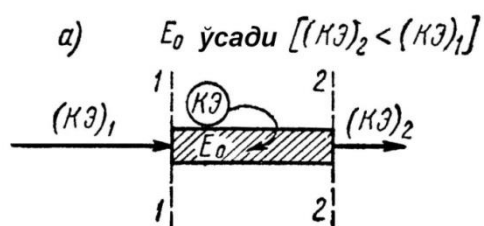
Quyidagilarni tasdiqlashimiz mumkin:

a) qaralayotgan bo'limda suyuqlik zarrachalari tezligi barqaror harakatlanayotganda vaqt davomida o'zgarmaganligi sababli, Ye_0 – suyuqlikning hisobiy xajmi kinetik energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgar olmaydi, yani $Ye_0 = const$;

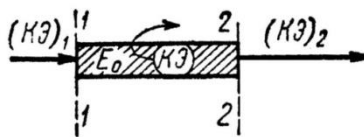
b) oqimning tezlanuvchan harakatida esa vaqt davomida Ye_0 – energiya o'zgaradi. Ye_0 – energiya miqdorini oshishi, «hisobiy hajm»ning 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'ida harakatlanayotgan suyuqlik energiyasini o'ziga olib, uni akumilyatsiyalaydi (7.4 rasm). Shu sababli $(KЭ)_2$ miqdor nisbatan kichik qiymatga ega bo'ladi. $(KЭ)_1$ miqdorning KE qismi 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'idagi «hisobiy hajm»da qolib ketadi.

s) vaqt mobaynida sekinlashuvchan harakatda Ye_0 kamayadi. Bunda hisobiy hajmdagi suyuqlik zarrachalari tezligining kamayishini ko'rsatish mumkin. 1-1 va 2-2 kesimlar oralig'idagi «hisobiy xajm»da zahira energiya bu kamayish hisobiga oshishi kuzatiladi.

Bu vaziyatda hisobiy xajmdagi energiyaning ma'lum qismi kamayadi. (7.4, b-rasm).



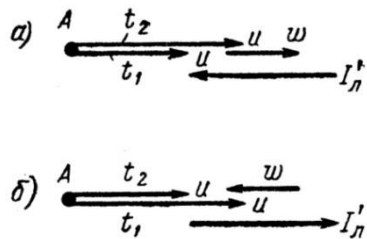
b) E_0 камаяди $[(KЭ)_2 > (KЭ)_1]$



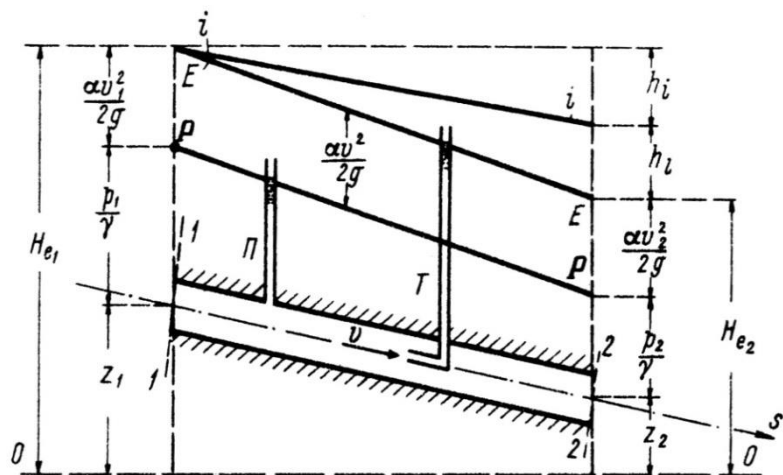
7.4 rasm. Inertsion naporni tushuntirishga doir.

Xulosa kilib aytish mumkinki: *inertsion napor* h_l energiyani vaqt davomida o'zgarish me'yorida, shu bilan birgalikda bu suyuqlik «hisobiy xajm»i kinetik energiyasining 1-1 va 2-2 kesim oralig'ida o'zgarishi bo'lib, suyuqlikning birlik massasi o'zgarishi m yori hamdir.

Ya'ni, h_l – 1-1 va 2-2 kesim oralig'ida suyuqlikning birlik massasining *inertsion kuchini yengishga sarflanadigan napor miqdoridir*. Tezlanuvchan harakatda h_l musbat qiymatga ega bo'lib, I_n lokal inertsiya kuchi oqimga teskari yo'nalgan bo'ladi. (7.5, a-rasm). Bunda ω bilan A zarracha tezlanishi ko'rsatilgan.



7.5-rasm. Inertsion naporni tushuntirish



7.6-rasm. Tezlanuvchan harakat uchun Bernulli tenglamasi interpretatsiyasi
P–pezo metr, *T*– Pito nayi

Sekinlashuvchan harakatda esa h_l kattalik manfiy bo‘lib, I_n lokal inertsiya kuchi oqim bo‘ylab yo‘naladi. (7.5-rasm).

Yuqoridalgarga asoslanib, quyidagilarni xulosa qilish mumkin:

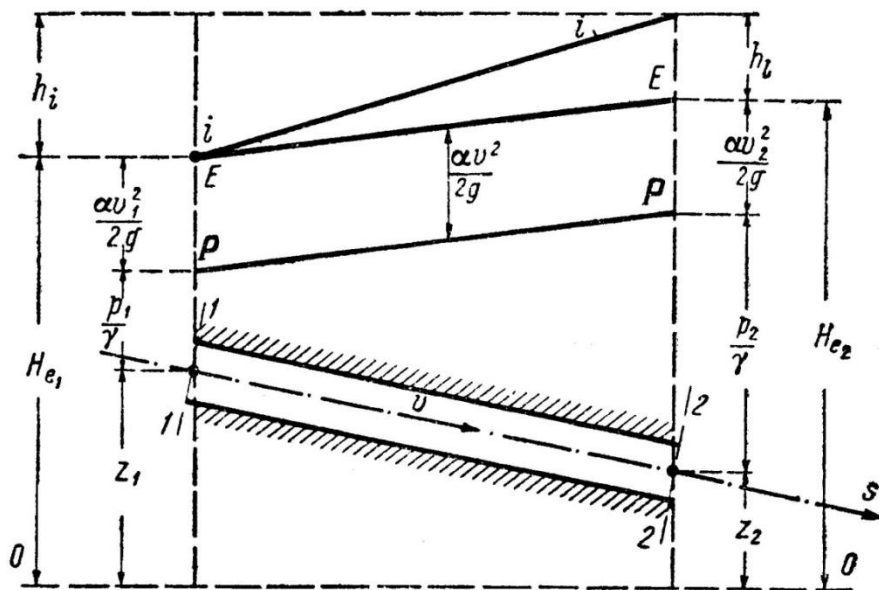
1. *Tezlanuvchan harakatda* 1 – 1 kesimdagi to‘liq napor quyidagilarga sarflanadi:

$$H_{e_1} = z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} \quad (7.36)$$

- a) 2-2 kesimda to‘liq naporni shakllantirishga;
- b) 1-1 va 2-2 kesimlar oralig‘idagi ishqalanish kuchlari ishiga, u issiqlikka aylanib tarqalib ketadi. Bu mikdor h_l ga teng bo‘lib, kaytib paydo bo‘lmaydi;
- c) 1-1 va 2-2 kesimlar oralig‘idagi lokal inertsiya kuchlarni yengib o‘tishga, ya’ni suyuqlikning shu oraliqdagi kinetik energiyasini oshirishga; Bu mikdorni napor yo‘qolishi deb qaramaslik kerak.

2. Sekinlashuvchi harakatda esa boshqacha kartinani olamiz. Kinetik energiya h_l malum qismidan holos bo‘ladi. Chunki, 1-1 va 2-2 kesimlar oralig‘ida uning kamayishi ro‘y beradi. Bunday holatda chiqayotgan h_l energiya H_{e_1} bilan birgalikda quyidagilarga sarf bo‘ladi: ($H_e + h_i$):

- a) 2-2 kesimda H_{e_2} naporni hosil qilishga;
- b) issiqlikka aylanuvchi ishqalanish kuchi bajargan ishga;



7.7-rasm. Sekinlashuvchan harakat uchun Bernulli tenglamasi interpretatsiyasi

Yuqoridilarga asoslanib, Bernulli tenglamasini quyidagicha interpretatsiya (tahlil) qilish mumkin:

- tezlanuvchan harakat misolida: 7.6-rasmda uzunlik bo'yicha tekis, lekin, vaqt davomida o'zgaruvchan harakat tasvirlangan:

$$H_{e_2} = H_{e_1} - h_l - |h_i|; \quad (7.37)$$

$$H_{e_1} = H_{e_2} + h_l + |h_i| \quad (7.38)$$

- harakat davomida sekinlashuvchi harakat uzunlik bo'yicha tekis, vaqt davomida sekinlashuvchi harakat 7.7-rasmda ifodalangan:

$$H_{e_2} = H_{e_1} + |h_i| - h_l; \quad (7.39)$$

$$H_{e_1} + |h_i| = H_{e_2} + h_l \quad (7.40)$$

Ko'rinib turibdiki, sekinlashuvchan harakatda $h_l < h_i$ bo'lgan holat uchun to'liq napor oqim bo'ylab oshib beradi.

Ye-Ye napor chizigi oqim bo'yicha ko'tarilib boradi. Rasmlardagi vaziyatlar fakat aniq bir vaqtga ta'luqliligini nazarda tutishimiz kerak.

7.5. SILINDRIK QUVURLARDAGI OQIMNING HARA-KATINI HISOBLASH FORMULALARI

Silindrsimon quvurlar uchun qaralayotgan vaqt uchun

$$v_1 = v_2 \quad (7.41)$$

U holda Bernulli (7.35) tenglamasini qayta yozamiz:

$$(II)_{tsilindr} \quad a = h_l + h_i \quad (7.42)$$

(7.42) formulani o'ng tomondagi ikki hadni ko'rib chiqamiz.

1. h_l uzunlik bo'yicha napor yo'qolishi:

$$h_l = \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g} = \zeta_l \frac{v^2}{2g} \quad (7.43)$$

bunda ζ_l – uzunlik bo'yicha qarshilik koeffitsiienti shartli ravishda barqaror harakat formulalari asosida hisoblanadi.

2) h_i – tsilindrsimon truboprovodlarda lokal inertsiya kuchlarini hisobga oluvchi had

$$\omega = const \text{ (oqim uzunligi bo'yicha)}$$

shu sababli,

$$h_i = \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial Q}{\partial t} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial s}{\omega} = \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial \left(\frac{Q}{\omega} \right)}{\partial t} \int_{s_1}^{s_2} ds = \alpha_0 \frac{l}{g} \frac{\partial v}{\partial t} \quad (7.44)$$

chunki,

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial s} \frac{ds}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} \quad (7.45)$$

Silindrsimon truboprovodlar uchun $\frac{\partial v}{\partial s} = 0$ bo'lganligi uchun.

$$(A)_{tsilindr} \quad \boxed{h_l = \frac{\alpha_0 l}{g} \frac{dv}{dt}} \quad (7.46)$$

bunda

$$s_2 - s_1 = l \quad (7.47)$$

3) Hisoblash formulasining yakuniy ko'rinishi.

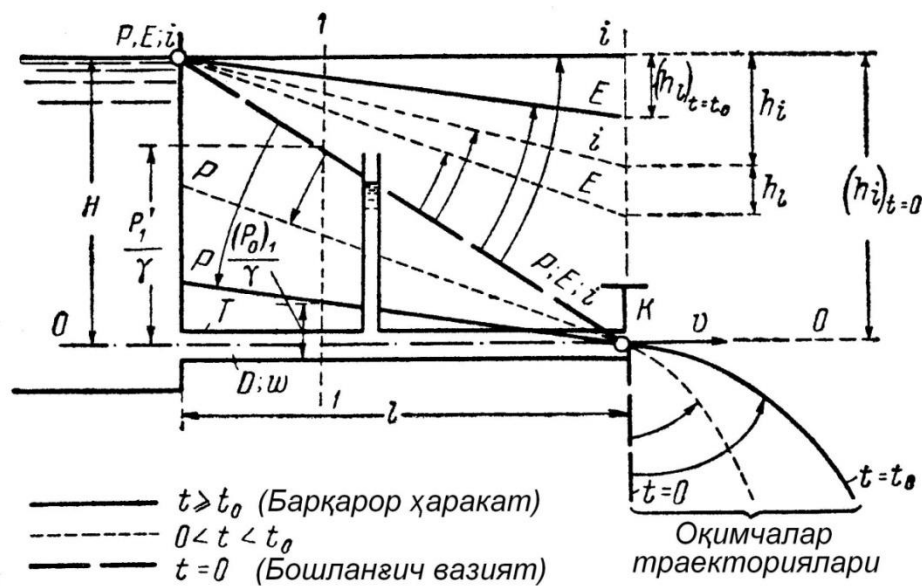
$$(II)'_{tsilindr} \quad a = \zeta_l \frac{v^2}{2g} + \frac{\alpha_0 l}{g} \frac{dv}{dt} \quad (7.48)$$

Bu tenglamaga asoslanib, mahalliy napor yo‘qolishlari yo‘q bo‘lgan quvurlar sistemasini hisoblash mumkin. Lekin, agar mahalliy yo‘qolishlar $h_m \leq 5\%h_l$ bo‘lgan holda ham bu formula o‘rinlidir. Agar mahalliy yo‘qolishlarni hisobga olib, quvurlar sistemasi hisob qilinsa, u holda (7.48) tenglamadagi ζ_l o‘rniga ζ_f to‘liq qarshilik koeffitsienti qo‘yiladi:

$$\zeta_f = (\zeta_l + \sum \zeta_m) \frac{v^2}{2g}$$

7.6. SUYUQLIKNING SILINDRSIMON QUVURLARDAN ATMOSFYERAGA OQIB CHIQUSHI

Bu vaziyatni o‘rganib chiqish uchun 7.8-rasmda tasvirlangan suyuqlik to‘ldirilgan idishga T quvur va uning tugash kesimida K kran o‘rnatilgan.



7.8-rasm. K kranning bironda to‘liq ochilishidan keyingi napor va pzmometrik chiziqlar deformatsiyasi

Faraz qilaylik, K kran bir onda to‘liq ochildi. Suyuqlikning oqib chiqishida ikki davrni ajratib ko‘rsatish mumkin.

Birinchi davr:

$$0 < t < t_0 \quad (7.49)$$

bunda, t_0 – sekundning bir ulushi bilan o‘lchanadi. Bu boshlang‘ich davr beqaror harakat bilan xarakterlanadi. N napor (7.8-rasm) bu davrda h_l napor yo‘qolishiga va

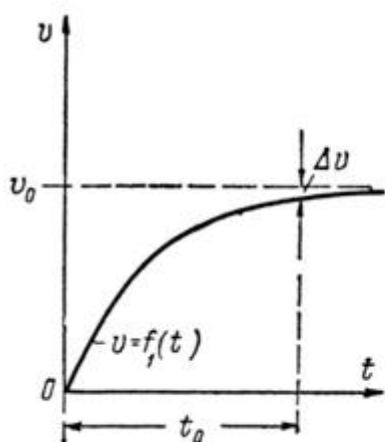
quvurning chiqish kesimidagi $v^2/(2g)$ tezlik naporini shakllantirishga sarflanadi. t_0 vaqt ichida N napor hisobiga suyuqlikning kinetik energiyasi bosqichma-bosqich oshib, noldan barqaror harakatga xos kattalikkacha ko'tariladi.

Ikkinchi davr:

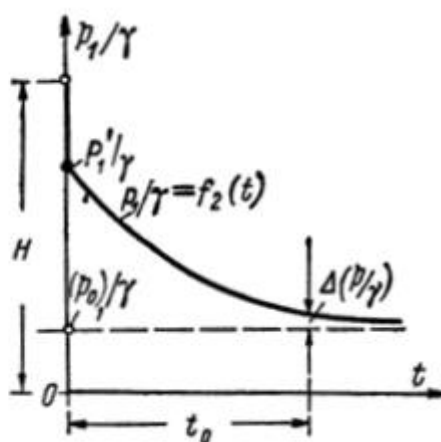
$$t \geq t_0 \quad (7.50)$$

Bu barqaror harakat davri. Bu holat bilan biz oldingi mavzularda tanishganmiz.

Birinchi davr – suyuqlikning quvurdagi harakati (II)'*tsilindr* tenglamaga asosan tadqiqot qilinishi mumkin.



7.9-rasm. K kran ochilgandan so'ng 1-1 kesimda vaqt o'zgarishi bilan tezlik o'zgarishi



7.10-rasm. K kran ochilgandan so'ng 1-1 kesimdagi R bosimning o'zgarishi

Vaqt kran ochilgandan so'ng hisoblanadi. Quvurga kirishdagi napor yo'qolishi hisobga olinmaydi, fakat uzunlik bo'yicha napor yo'qolishi hisobga olinadi.

Tadqiqot natijalari quyidagicha:

1. K kran bir onda ochilgandan keyingi dastlabki lahzada suyuqlikning butun N napor suyuqlik massasi inertsiyasini yengishga sarflanadi. Bunda quyidagilar o'rinlidir:

$$h_i = H; v = 0; v^2/(2g); h_i = 0. \quad (7.51)$$

Demak, xulosa kilish mumkinki, dastlabki laxzada suyuqlik tinch holatda bo'ladi. $Ye-Ye$, $R-R$, $i-i$ chiziqlar bir biri bilan ustma-ust tushadi. (7.9-rasmdagi qalin uzun chiziqlar).

Quvurning tugash qismida suyuqlik, dastlabki vaziyatda nol tezlikka ega bo‘ladi. Bu «*oqib chiqish*» tezligidir. Suyuqlik quvurdan chiqishi bilan u pastga vertikal tushishi kerak.

2. *Ye-Ye*, *R-R*, *i-i* chiziqlar tarqala boshlashadi. *Ye-Ye* va *i-i* ko‘tariladi. *R-R* pastlasha boshlaydi. (7.8-rasmda ingichka uzun chiziqlar bilan ko‘rsatilgan). Oqimcha o‘qi esa o‘ng tomonga bosqichma-bosqich ko‘chib, ko‘tarila boshlaydi.

3. $t = t_0$ vaqtda *i-i* chiziq gorizontaal vaziyatni egallaydi. ($h_i = 0$) *Ye-Ye* va *R-R* chiziqlar barqaror harakat shartiga mos keladi. Quvurdan chiqayotgan kesmaning urilish uzunligi, bu vaziyatda eng katta qiymatga erishadi, bu barqaror harakatga mos keladi.

4. Yuqoridagi muloxazalarga asosan, qaralayotgan vaqt mobaynida quvurdagi v tezlik va p/γ pezometrik balandliklar *I-I* kesimda 7.9- va 7.10-rasmlardagi grafiklarda ko‘rsatilgandek o‘zgaradi. Bu rasmlarda v_0 va p_0/γ kattaliklar barqaror harakatga mos keladi.

Grafiklardan ko‘rinib turibdiki, nazariy jixatdan beqaror harakat cheksiz davom etishi mumkin $t_0 = \infty$. v va p/γ kattaliklar asimptotik tarzda barqaror harakatga mos gorizontlarga yaqinlashishadi. Fakat Δv va $\Delta(p/\gamma)$ kattaliklarni inobatga olmasdan, t_0 – amaliy vaqtni olamiz. Bu vaqt davomida beqaror harakat mavjud bo‘ladi.

(II)'*tsilindr* tenglamani tahlil kilib, kranning yopilishidagi *Ye-Ye*, *R-R*, *i-i* chiziqlarning o‘zgarishi harakatini ko‘rishimiz mumkin. Bunda quvurda sekinlashuvchi harakat sodir bo‘ladi.

II. SUYUQLIKNING SIQILUVCHANLIGI VA TRUBOPROVOD (QUVURLAR SISTEMASI) QATTIQ DEVORLARINING EGILUVCHANLIGI VA DEFORMASIYALANISHINI HISOBGA OLGAN HOLDA BEQAROR NAPORLI HARAKATI

7.7. GIDRAVLIK ZARB

Naporli truboprovodlarda ularning ixtiyoriy kesimlaridagi suyuqlik harakatining o'rtacha tezligi keskin o'zgarishi natijasida gidrodinamik bosimning oshishi yoki kamayishi natijasida ro'y beradigan jarayon gidravlik zarb deyiladi. Bu hodisa truboprovod ichidagi vaqt mobaynida tezligi o'zgaruvchan suyuqlik massasi inertsiyasi hisobiga paydo bo'ladi. Boshqacha so'z bilan ifodalaydigan bo'lsak, bu hodisa yuqori yoki past bosimli to'lqinlarning paydo bo'lishi bilan xarakterlanadi.

Truboprovodda gidravlik zarb nixoyatda katta qiymatga erishishi mumkin: harakat tezligi o'zgarishi hisobiga naporli truboprovoddagi bosim sezilarli o'zgarishi mumkin. Shu sababli, truboprovodning devorlari qalinligini hisoblashda (masalan, gidrostantsiyalar truboprovodlarini) gidravlik zarb kattaligini hisobga olishga to'g'ri keladi.

Faraz qilaylik, truboprovodning tugash qismiga K kran o'rnatilgan. Kraning yopilishi bilan truboprovod ichidagi suyuqlik o'z inertsiyasi hisobiga K kranga katta bosim bilan tasir etadi.

Agar bu vaziyatda, suyuqlikning siqilishi va truboprovod devorining deformatsiyalanishi bo'lmaydi deb fikr yuritsak, juda katta absolyut qattiq zarbga ega bo'lishimiz kerak. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bu ancha xaqikatdan yirok.

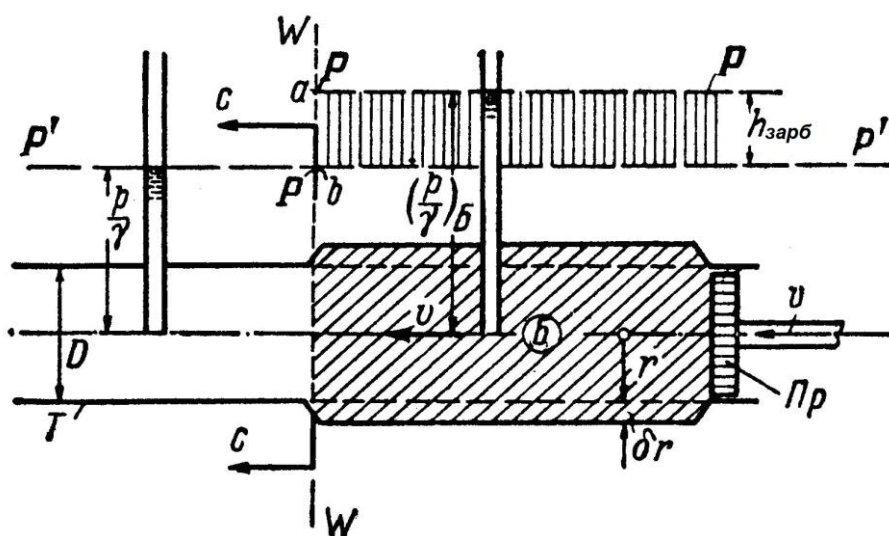
Gidravlik zarb xodisasi harakateriga suyuqlikning siqiluvchanligi va truboprovod devori gidromexanik bosim o'zgarishi bilan deformatsiyalanishi sezilarli tasir ko'rsatadi. Shu vaziyatni inobatga olgan holda quvurga o'rnatilgan K kranning ochilishi yoki yopilishida absolyut qattiq zarbdan sifat jixatdan farq qiluvchi elastik zarb hosil bo'ladi. Elastik zarb jarayonida truboprovod bo'ylab to'lqin bo'lib tarqalib, bu to'lqin xodisasi keskin ifodalanadi. Shuning uchun gidravlik zarbni o'rganishda, albatta bu xodisani hisobga olish kerak.

Gidravlik zarb xodisasini Moskva vodoprovod sistemasida tadqiqotlar o'tkazish natijasida N.Ye.Jukovskiy 1898 yilda yetarli darajada o'rganib, uning differensial tenglamasini taklif qilib, uni to'liq yechimini olishga erishgan.

N.Ye.Jukovskiy asosiy formulalarni suyuqlikning harakat soni teoremasi va uzluksizlik tenglamasi asosida olish mumkin.

7.8. GIDRAVLIK ZARB XODISASINI TASVIRLASH

Faraz qilaylik, gorizontal vaziyatdagi T quvurga Pr porshen kiritilgan (7.11-rasm).



7.11-rasm. Pr porshenning v tezlik bilan harakati boshlangandan so'ng B tasirning (s tezlik bilan) tarqalishi

Porshen va suyuqlik tinch turgan holatda butun quvur bo'ylab, malum bir $P'P''$ chiziq bilan ifodalangan bosim mavjud bo'ladi. Faraz qilaylik, $t=0$, bir onda v tezlik bilan porshen harakatlana boshladi, suyuqlik siqilmas va quvur devorlari deformatsiyalanmaydigan holatda $t=0$ oniy vaqtda suyuqlik ham v tezlik bilan harakatlana boshlaydi.

Suyuqlik siqiluvchan va quvur devorlari deformatsiyalanadigan holatda esa boshkacha vaziyat bo'ladi.

Bunday holatda Pr porshen o'z harakati natijasida, quvurdagi suyuqlikni bosqichma-bosqich harakatga keltira boshlaydi. Bu vaziyat bir tomondan suyuqlikni siqiluvchaniligi va quvur devori deformatsiyalanishi natijasida ro'y bersa, ikkinchi tomondan suyuqlikning inertiya kuchi tufayli ro'y beradi. t' vaqt

oralig‘i uchun (porshen harakati boshlangandan so‘ng) $W-W$ chegaraviy vertikalga ega bo‘lamiz. Bu vertikal quvurdagi suyuqlikni ikki hajmga ajratadi (rasmga qarang).

a) $W-W$ vertikal dan chap tomondagi xajm; Bu yerda suyuqlik hozircha tinch holatda joylashgan. p/γ bosim porshen harakatga kelmasdan oldingi bosimga teng;

b) $W-W$ vertikal o‘ng tomonidagi hajm; Bu sohada suyuqlikning ixtiyoriy kesimdagi harakat tezligi porshenning harakat tezligi (v)ga teng. Shuni ta’kidlash muhimki, chap tomonda porshen v tezlikda harakatlanish bilan chegaraviy vertikal $W-W$ ham chapga tomonga s tezlik bilan harakatlana boshlaydi. Bu s tezlik v kattalikdan yuqori bo‘ladi.

$$c \gg v \quad (7.52)$$

B sohani suyuqlikning *qo‘zg‘aluvchi* yoki *elastik deformatsiya sohasi* deb ataladi; s – *suyuqlik qo‘zg‘alishining tarqalish tezligi* deyiladi yoki *suyuqlikning elastik deformatsiyasi tezligi* deb ataladi.

(7.52) munosabatga asosan, qo‘zg‘alish sohasi uzunligi vaqt o‘tishi bilan oshishi kerak: Porshen bilan $W-W$ vertikal tekislik o‘rtasidagi masofa noldan eng katta qiymatga oshishi kerak. $W-W$ harakatlanuvchi chegaraga ega B qo‘zg‘aluvchi soha quyidagi vaziyatlar bilan baholanadi:

1) soha ichidagi gidrodinamik bosim $h_{3ap\delta}$ balandlik bilan o‘lchanuvchi yuqori qiymatga ega bo‘ladi:

$$h_{3ap\delta} = \left(\frac{p}{\gamma} \right)_B - \frac{p}{\gamma} \quad (7.53)$$

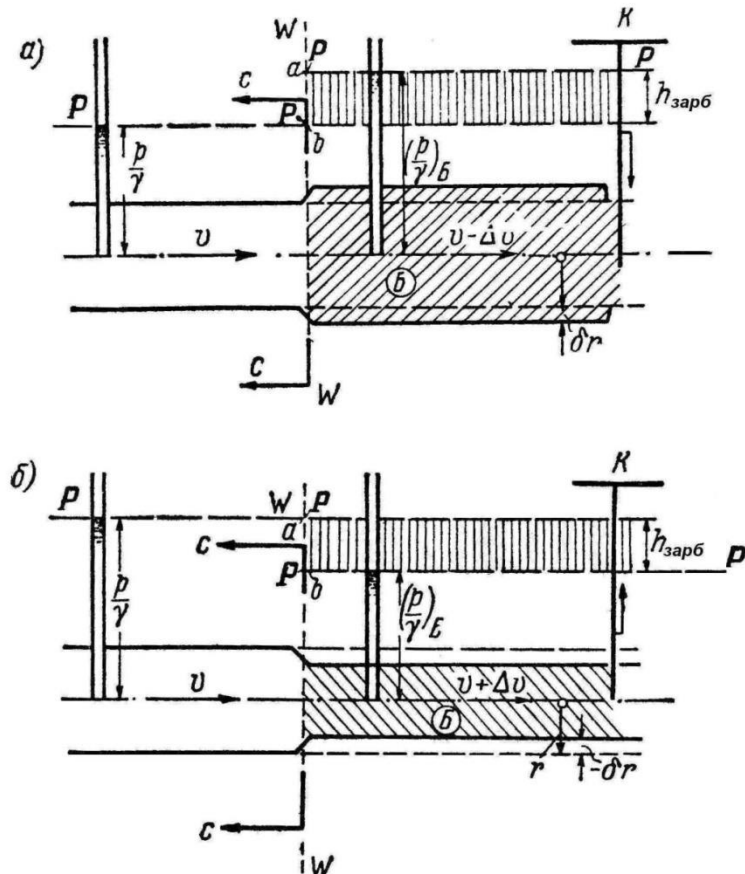
bunda $(p/\gamma)_B$ – B sohaga mos keluvchi pzetmetrik balandlik; p/γ porshen harakatga kelgunga kadar mavjud bo‘lgan quvur ichidagi bosim.

Qo‘zg‘alish to‘lqinini ko‘rsatuvchi $h_{3ap\delta}$ 7.12-rasmda uzun vertikal chiziqlar bilan to‘rtburchak shaklida ifodalanadi; bunda ab to‘lqin peshonasi $W-W$ vertikal tekislik bilan birgalikda c tezlik bilan chapga harakatlanishi kerak. Shu sababli, c tezlikni truboprovodda yuqori bosim tarqalishi tezligi sifatida qarash mumkin.

2) B qo‘zg‘alish sohasidagi yuqori bosimga muvofiq suyuqlikning siqilishi oshadi (suyuqlikning zichligi oshadi), elastik devor esa δr kattalikka ezadi.

Bu holat porshenning tinch holatdagi suyuqlik bilan to‘ldirilgan quvurdagi harakatda ro‘y beradi. Bunda va bundan keyin napor yo‘qolishini hisobga olmaymiz. Xuddi shunday holat suyuqlik quvurda v tezlikda harakatlanayotganda

$t=0$ bir onda harakatsiz porshen yoki zadviyka bilan yopilganda ham ro‘y beradi. Bu $t=0$ daqiqada B qo‘zg‘alish sohasi zadviyka atrofida paydo bo‘ladi. Bunda W - W chegaraviy tekislik s tezlik bilan quvur bo‘ylab harakatlana boshlaydi. Bu holat zadviykaning yopilishi 7.12, a -rasmda tasvirlangan.



7.12-rasm. Gidravlik zarb xodisasi:
 a) K kran yopilganda; b) K kran ochilganda.

Bu rasmda zadviykaning qisman yopilishi, yani tezlik v quvurning tugashida 0 gacha emas, balki $(v - \Delta v)^2$ kattaligacha kamayadi. Bunda $\pm \Delta v$ – tezlik o‘zgarishi.

Agar zadviyka ochilsa, v tezlik $(v + \Delta v)$ ga ohsa, 7.12, b -rasmdagi vaziyat ro‘y beradi. Bu to‘lqin quvur bo‘ylab, s tezlik bilan tarqaladi.

Gidravlik zarbni o‘rganishda quyidagi analogiyani nazarda tutish maqsadga muvofiq bo‘ladi. Katta uzunlikka ega bo‘lgan spiralsimon prujinani faraz qilaylik. Aytaylik, u gorizantal tekislikka bosiladi. Prujina tekislikka tekunga qadar uning bog‘lamlari orasidagi masofa deyarli bir xil bo‘ladi. Prujina gorizantal tekislikka tekkandan keyin 7.13-rasmdagi ko‘rinishda bo‘ladi. s tezlik bilan

harakatlanayotgan $W-W$ tekislikdan pastki bogʻlamlar oʻrtasidagi masofa nixoyatda kichik boʻladi. (bu B qoʻzgʻalish soxasiga mos keladi). Shundan koʻrinib turibdiki, tasvirlangan jarayon quyidagi ikki holat bilan xarakterlanuvchi gidravlik zarb xodisasidir.

- 1) h_{zapb} bosimning oʻzgarishi (manfiy yoki musbat). Bu gidravlik zarb kattaligini aniqlaydi;
- 2) qoʻzgʻalishning tarqalish tezligi s yoki gidravlik zarb tarqalish tezligi.

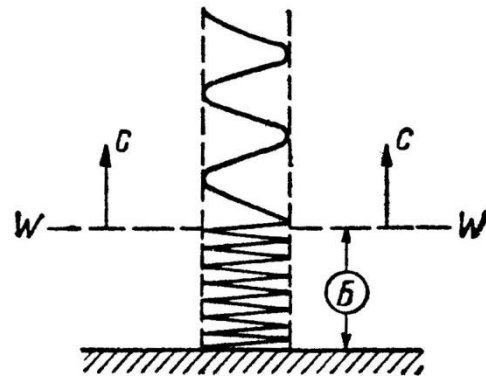
Yuqoridagi mulohazalarga tayanib, gidravlik zarbning paydo boʻlishini quyidagicha izohlashimiz mumkin:

boshqaruv yoki toʻsish inshootlarining keskin ochilishi yoki yopilishi;

quvurlar sistemasini suv bilan toʻldirish vaqtida gidrantlar orqali havoning chiqarilishida;

nasoslarning favqulodda holatda toʻxtatilganda;

naporli quvurdagi kran ochiq holatda nasosni qoʻshganda.



7.13 rasm. Gidravlik zarbni tushuntirish

Endi bu kattaliklarning aniqlash formulalari bilan tanishamiz.

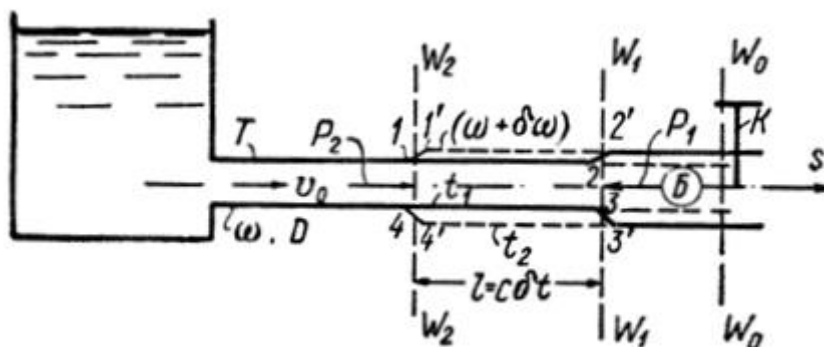
7.9. GIDRAVLIK ZARB KATTALIGI VA UNING TARQALISH TEZLIGINI HISOBLASH FORMULALARI

Tugash kesimiga oʻrnatilgan qisman ochiq K kranli T tsilindrsimon truboprovod $W_0 - W_0$ kesimidagi oqimning oʻrtacha tezligini v_0 deb qabul qilamiz (7.14-rasm).

Faraz qilaylik, $t = 0$ vaziyatda K kranning ochiqligi bir onda oʻzgaradi, shu sababli, $W_0 - W_0$ kesim tezligi ham bir onda oʻzgaradi (masalan kamayadi). Bu kamayish Δv ga teng. K kran atrofida B qoʻzgʻalish sohasi paydo boʻladi.

Ixtiyoriy t_1 vaqt oraligʻida qoʻzgʻalish sohasi chegarasi $W_1 - W_1$ vaziyatni egallaydi deb hisoblaymiz: $t_2 = t_1 + \delta t$ vaqt oraligʻida chegara $W_2 - W_2$ vaziyatga koʻchadi. Vertikallar orasidagi farq

$$l = cdt \tag{7.54}$$



7.14-rasm. (7.50) va (7.51) formulalar keltirib chiqarishga doir.

$W_1 - W_1$ va $W_2 - W_2$ kesimlar bilan chegaralangan $W_1 - W_2$ bo'limga uzluksizlik tenglamasini va harakat miqdori teoremasini qo'llab quyidagi bog'liqliklarni olamiz:

a) $h_{\text{zap}\delta}$ kattalik uchun bog'liqdir.

1⁰. Uzluksizlik tenglamasi. Bu tenglamadan foydalanishimizda suyuqlikni siqilmas deb qabul qilganimiz sababli, suyuqlik xajmi bilan emas, shunga mos suyuqlik massasi bilan ish olib boramiz. $W_1 - W_1$ va $W_2 - W_2$ kesimlarni qo'zg'almas deb qabul qilamiz.

Quyidagi belgilashlar kiritamiz.

m_1 - $W_1 - W_1$ kesimdan dt vaqt oralig'ida oqib o'tayotgan suyuqlik massasi;

m_2 - $W_2 - W_2$ kesimdan dt vaqt oralig'ida oqib o'tayotgan suyuqlik massasi;

M_{t_1} - $W_1 - W_2$ bo'lak 1-2-3-4 ko'rinishga ega bo'lganda t_1 vaqt oralig'idagi suyuqlik massasi;

M_{t_2} - $W_1 - W_2$ bo'lim 1'-2'-3'-4' ko'rinishga ega bo'lganda t_2 vaqt oralig'idagi massasi;

Shubhasiz

$$m_2 - m_1 = M_{t_2} - M_{t_1} \quad (7.55)$$

$m_2 - m_1$ farq bu dt vaqt oralig'ida $W_1 - W_2$ kirib kelgan suyuqlik massasidir;

$M_{t_1} - M_{t_1}$ esa dt vaqt oralig'ida $W_1 - W_2$ bo'limdagi suyuqlik massasining ortishi.

Bu yuqoridagi ifodaga kiruvchi kattaliklarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$m_2 = \frac{\gamma}{g} \omega v_0 dt \quad (7.56)$$

$$m_1 = \frac{(\gamma + d\gamma)}{g} (\omega + d\omega)(v_0 dv) dt \quad (7.57)$$

$$M_{t_2} = \frac{(\gamma + d\gamma)}{g} (\omega + d\omega)(c dt) \quad (7.58)$$

$$M_{t_1} = \frac{\gamma}{g} \omega l = \frac{\gamma}{g} \omega (c dt) \quad (7.59)$$

bunda ω , γ , v_0 – $W_2 - W_2$ vertikal tekislikdan chapga harakatlanayotgan suyuqlikning harakatdagi kesim yuzasi, xajmiy og'irligi va tezligi:

$(\omega + d\omega)$, $(\gamma + d\gamma)$, $(v + dv)$ – $W_1 - W_1$ tekislikdan o'ngdagi suyuqlik uchun kesim yuzasi, xajmiy og'irlik va tezlik, $\gamma/g = \rho$ suyuqlik zichligi bu munosabatlari (7.56), (7.58) ifodalarni (7.55) ga qo'yamiz va nihoyatda kichik bir qator hadlarni tashlab yuborib, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\Delta v = - \left(\frac{d\gamma}{\gamma} + \frac{d\omega}{\omega} \right) c \quad (7.60)$$

2⁰. Harakat miqdori teoremasi. Quyidagi belgilashlar kiritamiz:

(HM) $t_1 - W_1 - W_2$ bo'lim 1-2-3-4 ko'rinishga ega bo'lganda uning ichidagi suyuqlik massasining t_1 vaqt oralig'ida harakat miqdorini s o'qqa proektsiyasi:

$$(HM) t_1 = M_{t_1} \mathcal{G}_0 \quad (7.61)$$

(HM) $t_2 - W_1 - W_2$ bo'lim 1'-2'-3'-4' ko'rinishga ega bo'lganda, uning ichidagi suyuqlik massasining t_2 vaqt oralig'ida harakat miqdorining s o'qqa proektsiyasi shubhasiz

$$(HM) t_2 = M_{t_2} (v_0 + \Delta v) \quad (7.62)$$

(KH)₂ – P_2 kuch impulsining dt vaqt oralig'idagi miqdorining s o'qqa proektsiyasi, bunda shubxasiz quyidagini yozish mumkin:

$$(KH)_2 = P_2 dt = p \omega dt \quad (7.63)$$

Ko'paytiruvga kirgan $d\omega d\gamma$, $v_0 dy$, $dv d\gamma$, $v_0 d\omega$, $dv d\omega$ hadlar, $cd\gamma$, $cd\omega$ lardan juda kichik bo'lganligi sababli, u hadlar tashlab yuboriladi. Kran yopilganda $d\omega$ manfiy qiymatga ega bo'ladi.

$d\gamma$ va $d\omega$ lar esa musbat qiymatga ega bo'ladi. Kran ochilganda teskari vaziyat bo'ladi. Har ikkala holda ham s kattalik musbat qiymatga ega bo'ladi.

(KH)₁ – P_1 kuch impulsining dt vaqt oralig'idagi s o'qqa proektsiyasi, shubxasiz

$$(KII)_1 = -Pdt = -(P + P_{y\delta})(\omega + \delta\omega)dt \quad (7.64)$$

bunda $(P + P_{y\delta}) - W_1 - W_2$ tekislikdan o'ngdagi gidrodinamik bosim;

$$P_{y\delta} = \gamma h_{y\delta}$$

Harakat miqdori tenglamasiga asosan:

$$(XM)t_2 - (XM)t_1 = (KII)_2 - (KII)_1 \quad (7.65)$$

Bu ifodaga (7.61) va (7.64) ifodalarni qo'yib, keyin (7.59) va (7.65) ifodalarni hisobga olib, bir qancha kichik hadlarni tashlab yuborib, harakat tenglamasini (7.55) ko'rinishda yozamiz.

$$h_{zap\delta} = \frac{P_{zap\delta}}{\gamma} = -\frac{c}{g} d\nu \quad (7.66)$$

3^o. (7.65) va (7.66) tenglamalarni birgalikdagi yechimi.

$$\frac{P_{zap\delta}}{\gamma} \frac{g}{c} = \left(\frac{d\gamma}{\gamma} + \frac{d\omega}{\omega} \right) c \quad (7.67)$$

bunda

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{P_{zap\delta}}{E_{\text{ж}}} \quad (7.68)$$

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{Dp_{zap\delta}}{eE_T} \quad (7.69)$$

(7.68), (7.69) ifodalarni (7.67) ga qo'yib, uni s ga nisbatan yechib, biz izlanayotgan (7.72) ifodani olamiz.

$$h_{zap\delta} = \frac{P_{zap\delta}}{\gamma} = -\frac{c}{g} d\nu \quad (7.70)$$

bunda $\Delta\nu$ – suyuqlikning musbat yoki manfiy o'zgarishi (vaqt davomida).

Agar $\Delta\nu$ manfiy ishoraga ega bo'lsa, gidravlik zarb kattaligini musbat qiymatiga ega bo'lamiz va qo'zg'aluvchi to'lqin sustlashuvi bo'ladi. Xuddi mana shu ifoda ko'rinishida gidravlik zarb kattaligi ifodalanadi.

Kran to'liq yopilgan holatda

$$\Delta\nu = -\nu_0 \quad (7.71)$$

bo'lib, gidravlik zarb quyidagicha aniqlanadi.

$$h_{zap\delta} = \frac{c}{g} \nu_0$$

b) s qo'zg'alishning tarqalish tezligi kattaligini aniqlash formulasi (aylana quvur uchun):

$$c = \sqrt{\frac{g}{\gamma} E_{\text{жс}}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{D E_{\text{жс}}}{e E_T}}} \quad (7.72)$$

bunda:

$E_{\text{жс}}$ – suyuqlikning xajmiy elastikligi moduli;

E_T – quvur devori elastikligi moduli;

D – quvur ichgi deametri;

e – quvur devori qalinligi.

$$\sqrt{\frac{g}{\gamma} E_{\text{жс}}} = c_0 \quad (7.73)$$

Bu kattalik ovozinig tinch holatdagi suyuqlikda tarqalish tezligi –suv uchun

$$c_0 = 1425 \text{ m/s} \quad (7.74)$$

Bu ifodani hisobga olsak, suv bilan to‘liq harakatlanayotgan ingichka devorli quvur uchun

$$c = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{D E_{\text{жс}}}{e E_T}}}, \text{ m/s} \quad (7.75)$$

Demak, berilgan suyuqlik uchun

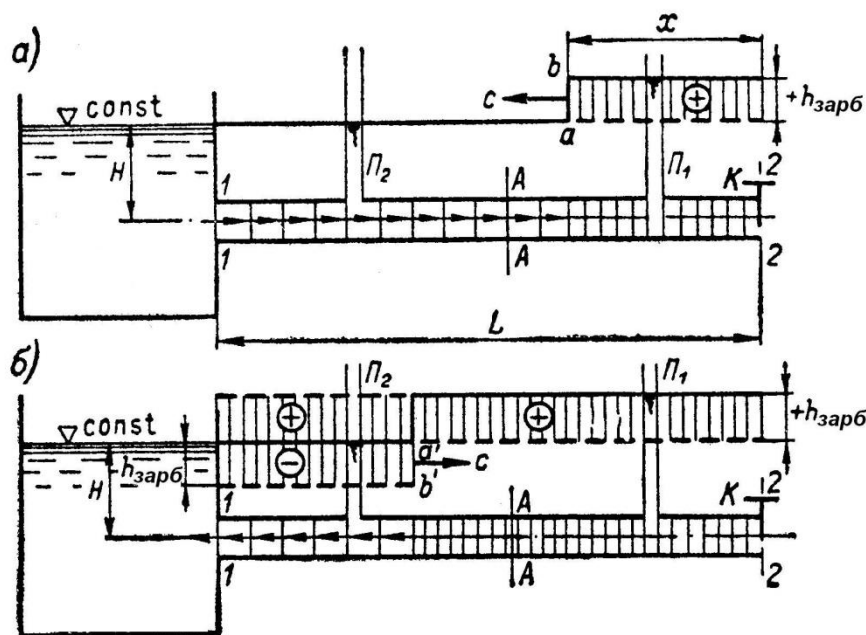
$$c = f\left(\frac{D}{e} \div \frac{E_{\text{жс}}}{E_T}\right) \quad (7.76)$$

Bu s kattalik bir necha yuz yoki ming metr/sek kattalik bilan o‘lchanishi mumkin.

7.10. TO‘G‘RI (BOSHLANG‘ICH) VA QAYTARILGAN GIDRAVLIK ZARBLAR. QUVURNING QO‘ZG‘ALMAS KO‘NDALANG KESIMIDA GIDRAVLIK ZARB RO‘Y BERGANDA GIDROMYEXANIK BOSIMNING TEBRANISHI

Gidravlik zarb xakida to‘liq tushunchaga ega bo‘lishimiz uchun quyidagi muhim vaziyatni hisobga olishimiz kerak.

Bir tomoni ochiq ikkinchi tomonida K kran o‘rnatilgan a) quvurning ichida suyuqlik to‘ldirilgan holatni ko‘rib chiqamiz (qarang 7.14-rasm 1-1 va 2-2 kesimlar).



7.15-rasm. To‘g‘ri (boshlang‘ich) va qaytarilgan gidravlik zarblar

Yuqoridagi muloxazalardan malumki, kran bir onda yopilganda suyuqlikda quvur bo‘ylab harakatlanuvchi ab vertikal “*pehona*”ga ega musbat to‘lqin paydo bo‘ladi.

Bu to‘lqin 1-1 kesimga yetib borishi bilan bu kesimda xuddi shu to‘lqinni oynadagi aksi kabi 180^0 ga burilgan $a'b'$ “*pehonal*” s tezlik bilan musbat to‘lqinga qarshi yo‘nalishda harakatlanayotgan (7.15, b-rasm) manfiy to‘lqin paydo bo‘ladi. To‘g‘ri (boshlang‘ich) to‘lqining musbat bosimi manfiy to‘lqin bosimi bilan qo‘shiladi. Natijada, qaytarilgan to‘lqin egallab turgan qaralayotgan uchastkadagi berilgan vaqtda gidravlik zarb tufayli paydo bo‘lgan bosim nolga teng bo‘ladi. (Π_2 ga qarang).

Bu manfiy to‘lqin (2-2) kesimga yetib borishi bilan bu to‘lqinga aks ko‘rinishida s tezlik bilan unga teskari yunalgan manfiy to‘lqin paydo qiladi.

Shuni ta’kidlash mumkinki, doim ochiq tomondagi quvurning 1-1 kesimida xar doim kaytarilgan teskari ishorali to‘lqin paydo bo‘lsa, yopilgan quvur tomonidan 2-2 kesimda xuddi shu to‘lqin ishorasidagi, to‘g‘ri to‘lqinlardagi kabi to‘lqinlar paydo bo‘ladi.

ab to‘lqin “*pehonasini*” 2-2 kesimdan 1-1 kesimgacha bo‘lgan masofani bosib o‘tish t_0 bilan belgilaymiz.

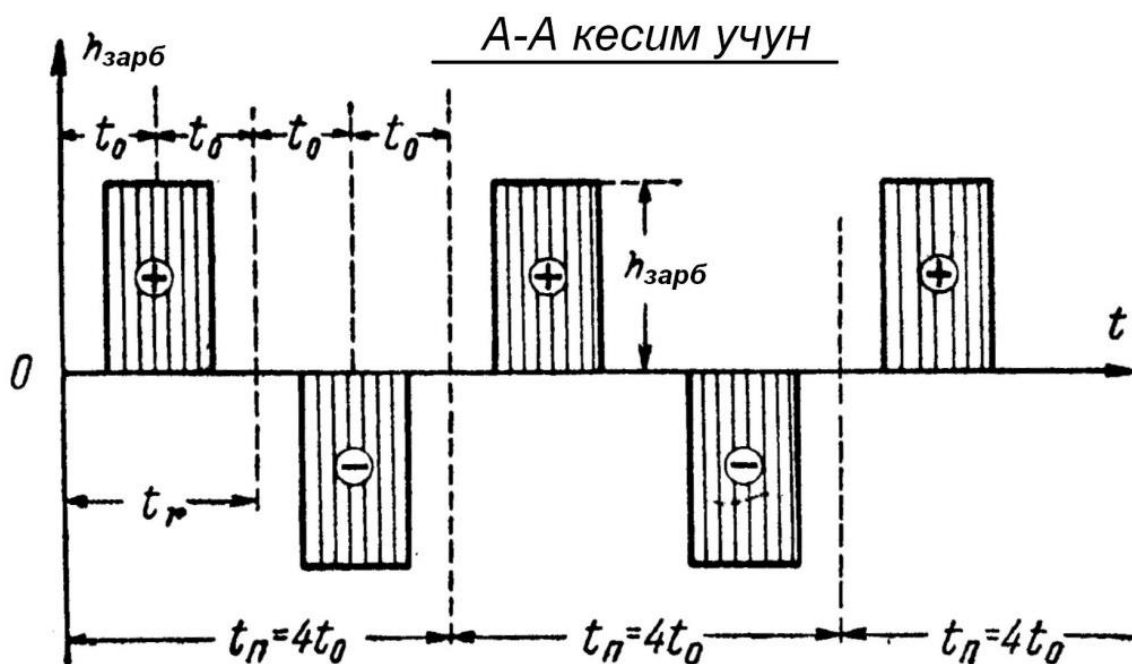
$$t_0 = \frac{L}{c} \quad (7-77)$$

bunda L – quvur uzunligi. Bunda quyidagilarni tanlaymiz:

- a) $t = t_0$ vaqt vaziyatida (bu vaqt kran yopilgan vaqtdan hisoblanadi), quvurning butun uzunligi bo‘ylab bosim bir xil bo‘lib, $+h_{zapb}$ ga teng bo‘ladi;
- b) $t_2 = 2t_0$ vaqtda esa bosim butun quvur bo‘ylab nolga teng bo‘ladi. (idishdagi suyuqlik sarfiga mos);
- c) $t_3 = 3t_0$ vaqtda ham bosim butun quvur bo‘ylab bir xil bo‘lib, $-h_{zapb}$ ga teng;
- d) $t_4 = 4t_0$ vaqtda ham bosim butun quvur bo‘ylab bir xil bo‘lib, u nolga teng va x. k.

Demak, ixtiyoriy ko‘ndalang kesimdagi bosimning t_n tebranish davri L masofadagi to‘lqinning o‘tish vaqtining to‘rtga ko‘paytirilganiga teng.

$$t_n = 4l_0 = 4\frac{L}{c}$$

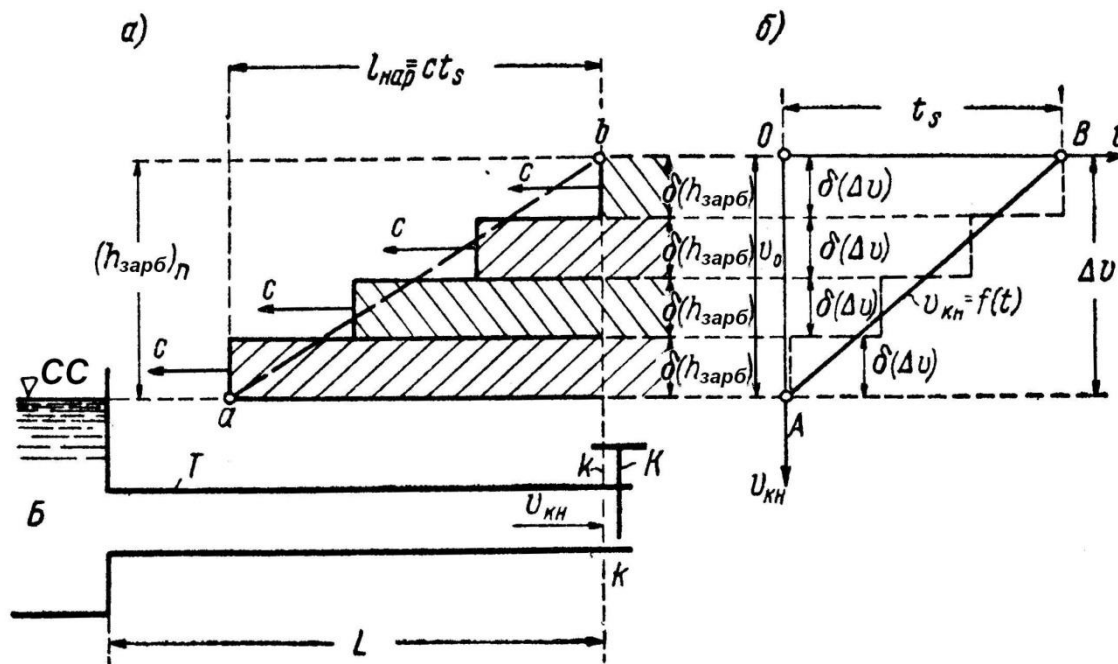


7.16-rasm. Quvurning qo‘zg‘almas ko‘ndalang kesimdagi gidromexanik bosim tebranishi. (gidravlik zarb ro‘y berganda)

Agar quvurda A-A qo‘zg‘almas ko‘ndalang kesim tanlab olinsa, bu kesimda bosimning vaqt buyicha o‘zgarishi 7.16-rasmda ko‘rsatilgadek ro‘y beradi. Bunday tebranish ideal holatdagi suyuqliklar uchun o‘rinlidir. Real suyuqliklar uchun tebranish bosqichma-bosqich so‘nib borishi kerak.

7.11. KRANNING BOSQICHMA-BOSQICH YOPILISH HOLATI. TO'LIQ VA CHALA GIDRAVLIK ZARBLAR

Faraz qilaylik, nixoyatda uzun (T) truboprovoddan suyuqlik atmosferaga okib chiqayotgan bo'lib, truboprovodning ikkinchi tomoni B idishga tutashtirilgan (7.17, a -rasm).



7.17-rasm. K kranning sekin-asta yopilishi holatida
gidravlik zarbning oshishi

Truboprovodning tugashiga o'rnatilgan K kran bosqichma-bosqich shunday yopiladiki, quvurning tugash kesmidagi v_{KH} tezlik chiziqli konuniyat asosida $v_{KH} = v_0$ dan $v_{KH} = 0$ gacha o'zgaradi (AV chiziqqa qarang) bunda v_{KH} kran to'liq ochiq bo'lganda mavjud bo'lgan beqaror harakatlanayotgan oqimning o'rtacha tezligi.

Kranning to'liq yopilishi vaqtini t_1 deb belgilaymiz. t_s kran yopila boshlagandan hisoblanadigan vaqtda quvurning tugash qismidagi tezlik $\Delta v = v_0$ kattalikka kamayadi va nolga teng bo'ladi. Faraz qilaylik v_{KH} tezlik chiziqli konuniyat asosida emas, pog'ona shaklidagi grafik asosida kamaysin. Pog'ona balandlikni $\delta(\Delta v)$ kattalik bilan belgilaymiz.

v_{KH} tezlikni $\delta(\Delta v)$ elementar kattalikka kamaytirib, quvurda elementar gidravlik zarb paydo qilamiz.

$$(h_{3ap\bar{o}}) = \frac{C}{g} \delta(\Delta v) \quad (7.78)$$

Quvurga so‘ngi $(h_{3ap\bar{o}})$ elementar gidravlik zarbni borgan t_s vaqtda, bosim oshishi pog‘onali grafigiga ega bo‘lamiz. (7.17, *a*-rasmda uzoq chiziqlar bilan ifodalangan.

Bu holatda,

$$(h_{3ap\bar{o}})_m = \frac{c}{g} v_0 \quad (7.79)$$

$(h_{3ap\bar{o}})_m$ – to‘liq gidravlik zarb deb ataladi.

7.17, *a*-rasmdagi grafikdan quyidagilarni xulosa qilish mumkin:

a) kran to‘liq yopilgandagi t vaqtda kran atrofida to‘liq gidravlik zarb paydo bo‘ladi:

$$(h_{3ap\bar{o}})_m = \sum d(h_{3ap\bar{o}}) = \frac{c}{g} v_0 \quad (7.80)$$

Bu kattalik mikdori bu yerda keyinchalik ham saqlanib qoladi;

b) to‘liq zarbning o‘shish uzunligi, yani to‘lqin grafigi uzunligi, bu oraliqda bosim noldan $(h_{3ap\bar{o}})_m$ gacha oshadi.

$$l_{ycuu} = ct_s \quad (7.81)$$

Endi pog‘ona balandligi $\delta(\Delta v)$ ni nolgacha kamaytiramiz, yani pog‘onali grafikni *AV* to‘g‘ri chiziqqa yakinlashtiramiz (7.17, *b*-rasm).

Bunda (7.80) va (7.81) formulalar uz kuchini saqlab koladi, grafikda esa “peshona” ko‘rinish qirrali shakl oladi. 7.17, *a* va 7.18-rasmlarda *ab* chiziq bilan ko‘rsatilgan.

Shuni takidlash keraki, kran, bosqichma-bosqich yopilganda quvurning tugash kesmidagi v_{KH} tezlik chiziqli qonuniyat asosida kamayib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

a) to‘lqin “peshona”si qiya *ab* chiziq shaklida bo‘ladi;

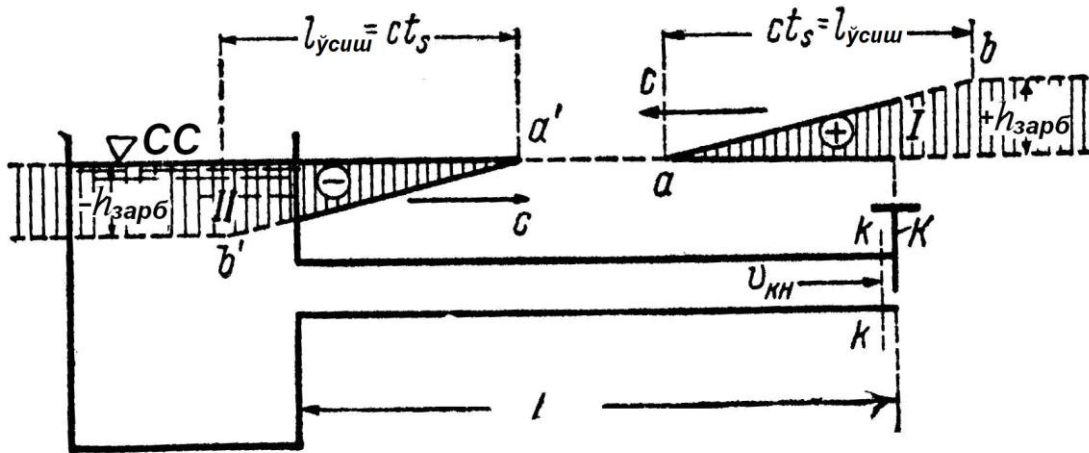
b) bu “utkir kirrali peshona” uzunligi $l_{ycuu} = ct_s$;

c) to‘liq zarb t_s vaqt vaziyatida paydo bo‘lib, zarb kattaligi keyinchalik ham saqlanib qoladi.

Biz yuqorida nixoyatda uzun quvur bilan tanishib, unda doimo to‘liq zarb bo‘lishini ko‘rdik. Har qanday uzunlikdagi quvurlar uchun ular bosqichma-bosqich yopilganda ikki xil holat bo‘ladi:

- 1) to'liq gidravlik zarb holati;
- 2) chala gidravlik zarb holati.

Chala gidravlik zarb holati bilan tanishish uchun 7.18-rasmdan foydalanamiz.



7.18-rasm. To'liq va chala gidravlik zarblarni tushuntirish uchun

K kranning bosqichma-bosqich yopilishida bosimning musbat to'liqini idishdan kaytib (I) manfiy qaytgan to'liqqa aylanadi. (II) bu vaziyatda l_{ycuu} – to'liqin zarb o'sish uzunligi quvurning ikqilangan qiymatidan katta bo'ladi.

$$l_{ycuu} > 2L \quad (7.82)$$

Gidravlik zarb K kranning yopilish jarayonida malum bir vaqt davomida o'zining to'liq qiymatiga yetishmasdan manfiy qaytgan to'liqin kranga yetib borib, musbat to'liqin bilan ustma-ust tusha boshlashi sababli, o'sishdan to'xtaydi.

Xulosa qilib aytish mumkinki:

- 1) **To'liq gidravlik zarb deb**, kaytuvchi zarb bilan kamaymaydigan to'g'ri (boshlang'ich) gidravlik zarbning bosqichma-bosqicherishgan eng katta qiymatiga aytiladi.
- 2) **Chala gidravlik zarb deb**, to'g'ri gidravlik zarb paydo bo'lgan joydagi shunday gidravlik zarbning eng katta qiymatiga aytiladiki, bundaqaytgan zarbto'g'ri gidravlik zarbning bosqichma-bosqichoshib, o'zining to'liq qiymatiga erishib ulgurmasidan, yuqoridagi joyga yetib kelib ulguradi.

To'liq gidravlik zarb quyidagi formula asosida ifodalanadi:

$$(h_{zapb})_n = \frac{c}{g} v_0$$

To'liq bo'lmagan gidravlik zarb esa

$$(h_{3ap\bar{o}})_{m.\bar{o}} < (h_{3ap\bar{o}})_m \quad (7.83)$$

yoki

$$(h_{3ap\bar{o}})_{m.\bar{o}} < \frac{c}{g} v_0 \quad (7.84)$$

To'liq bo'lmagan zarbning paydo bo'lish zarbi

$$ct_0 > 2L \quad (7.85)$$

yoki

$$\boxed{t_s > t_r} \quad (7.86)$$

bunda

$$t_r = \frac{2L}{c} \quad (7.87)$$

bunda t_r – bosim to'liqining ruparasidagi nuqtaning idishgacha va idishdan orqaga krangacha o'tish masofasi uchun ketgan vaqt. To'liq bo'lmagan gidravlik zarb $(h_{3ap\bar{o}})_{m.\bar{o}}$ kattaligi t_r vaqtdagi gidravlik zarb kattaligi $(h_{3ap\bar{o}})_m$ ga teng.

Vaqt t_r tugashi bilan gidravlik zarb o'sishdan to'xtaydi (kranning yopilishi davom etsa ham).

$(h_{3ap\bar{o}})$ kattalikni quyidagicha munosabatdan aniqlaymiz.

$$\frac{(h_{3ap\bar{o}})_r}{(h_{3ap\bar{o}})_m} = \frac{t_r}{t_s} \quad (7.88)$$

bundan

$$(h_{3ap\bar{o}})_r = \frac{t_r}{t_s} (h_{3ap\bar{o}})_m \quad (7.89)$$

(7.89) formula $(h_{3ap\bar{o}})$ o'rniga $(h_{3ap\bar{o}})_{m.\bar{o}}$ va t_r hamda $(h_{3ap\bar{o}})_m$ lar o'rniga ularning (7.87) va (7.79) ifodalaradagi qiymatlarni qo'yamiz:

$$(h_{3ap\bar{o}})_{m.\bar{o}} = 2 \frac{v_0 L}{gt_s} \quad (7.90)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, truboprovoddagi bosimni kamaytirish uchun truboprovod uzunligi (L)ni kamaytirib kranning yopilish vaqti t_s ni oshirish kerak.

VII BOBGA DOIR TEST NAZORAT SAVOLLARI

1. Real holatdagi suyuqlikning butun oqimi uchun Bernulli tenglamasini inertsiya kuchlarini hisobga olgan holdagi ko‘rinishini yozing.

$$a) z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \pm \Delta E = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_l + h'_i;$$

$$b) z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \pm \Delta E = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g};$$

$$c) z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_l + h'_i;$$

$$d) z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}.$$

2. Hidravlik zarb nima?

- a) Chuqurlik keskin oshganda ro‘y beradigan jarayon;
- b) Harakatlanayotgan suyuqlikning ixtiyoriy bir kesimida sarfning keskin o‘zgarishi natijasida ro‘y beradigan gidravlik jarayon;
- c) Harakatlanayotgan suyuqlikning barcha kesimlarida tekislikning keskin o‘zgarishi natijasida ro‘y beradigan gidravlik jarayon;
- d) Harakatlanayotgan suyuqlikning ixtiyoriy bir kesimida tekislikning keskin o‘zgarishi natijasida ro‘y beradigan gidravlik jarayon.

3. To‘g‘ri va qaytgan gidravlik zarblar o‘rtasidagi tafovut nimadan iborat?

- a) Yo‘nalishlarida;
- b) To‘lqinlar o‘lchamlarida;
- c) To‘lqinlar tezliklarida;
- d) Xarakteristikalarida.

4. Suyuqlik oqimining siqilmas deb qaralgan holati uchun beqaror naporli harakatni izohlang.

$$a) \frac{\partial v}{\partial z} \neq 0;$$

$$b) \frac{\partial v}{\partial z} = 0;$$

$$c) \frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0;$$

$$d) \frac{\partial v}{\partial z} = 0; \frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0;$$

5. Suyuqlik oqimining siqiluvchan deb qaralgan holati uchun beqaror naporli harakatni izohlang.

- a) $\frac{\partial v}{\partial z} \neq 0$;
- b) $\frac{\partial v}{\partial z} = 0$;
- c) $\frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0$;
- d) $\frac{\partial v}{\partial z} = 0$; $\frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0$;

6. Suyuqlik oqimining tinch (sokin) va notinch (shovqinli) harakatlariga aniqlashtirilgan ta'rif bering.

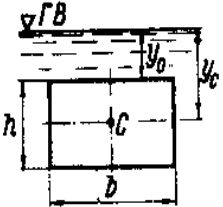
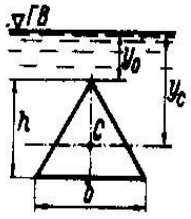
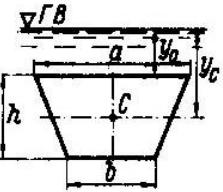
- a) Cuyuqlikning sokin harakati deb shunday harakatga aytiladiki, bunda har qanday erkin sirtida paydo bo'lgan (yoki sun'iy tarzda paydo qilingan) qo'zg'alish oqim bo'ylab tarqalmaydi. Shovqinli harakatda esa bu qo'zg'alish oqim bo'ylab faqat yuqoriga tarqaladi;
- b) Suyuqlikning sokin harakati deb shunday harakatga aytiladiki, bunda har qanday erkin sirtida paydo bo'lgan (yoki sun'iy tarzda paydo qilingan) qo'zg'alish oqim bo'ylab yuqoriga va pastga tarqaladi. Shovqinli harakatda esa bu qo'zg'alish oqim bo'ylab faqat pastga tarqaladi;
- c) Suyuqlikning sokin harakati deb shunday harakatga aytiladiki, bunda oqim bo'ylab tezlikning tebranishi paydo bo'ladi. Shovqinli harakatda esa bu tebranish tez tarqaladi;
- d) Sokin harakatda har qanday erkin sirtida paydo bo'lgan (yoki sun'iy tarzda paydo qilingan) qo'zg'alish oqim bo'ylab pastga tarqaladi. Shovqinli harakatda esa bu qo'zg'alish oqim bo'ylab goh yuqoriga, goh pastga tarqaladi.

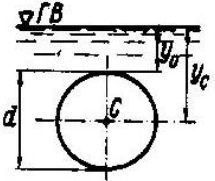
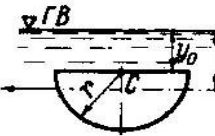
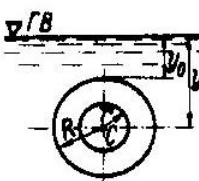
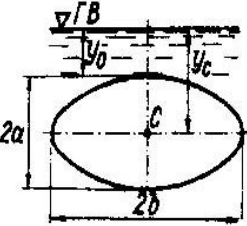
ILOVA

Grek alfaviti

α - alfa	θ - teta	ρ - ro	Γ - gamma
β - beta	κ - kappa	σ - sigma	Δ - delta
γ - gamma	λ - lambda	τ - tau	Θ - teta
δ - delta	μ - myu (mi)	φ - fi	Λ - lambda
ε - epsilon	η - nyu (ni)	χ - xi	Σ - sigma
ζ - dzeta	ξ - ksi	ψ - psi	Φ - fi
η - eta	π - pi	ω - omega	Ψ - psi
			Ω - omega

I_C Inertsiya momenti (shaklning S og'irlik markazidan o'tuvchi gorizontal o'qqa nisbatan), bunda, y_C -og'irlik markaz koordinatasi, ω tekis shakllar yuzasi.

Shakllar ko'rinishi, belgilanishlar	I_C	y_C	ω
	$\frac{bh^2}{12}$	$y_0 + \frac{h}{2}$	bh
	$\frac{bh^3}{36}$	$y_0 + \frac{2}{3}h$	$\frac{bh}{2}$
	$\frac{h^3(a^2 + 4ab + b^2)}{36(a+b)}$	$y_0 + \frac{h(a+2b)}{3(a+b)}$	$\frac{h(a+b)}{2}$

	$\frac{\pi d^4}{64}$	$y_0 + \frac{d}{2}$	$\frac{\pi d^2}{4}$
	$\frac{9\pi^2 - 64}{72\pi}$	$y_0 + \frac{4r}{3\pi}$	$\frac{\pi r^2}{2}$
	$\frac{\pi(R^2 - r^4)}{4}$	$y_0 + R$	$\pi(R^2 - r^2)$
	$\frac{\pi a^3 b}{4}$	$y_0 + a$	πab

I jadval

Suvning kinematik yopishqoqlik koeffitsienti ν , cm^2 / sek , haroratga bog'liq xolda

t^0	ν , cm^2 / sek	t^0	ν , cm^2 / sek	t^0	ν , cm^2 / sek
1	0,017321	11	0,012740	22	0,009892
2	0,016740	12	0,012396	24	0,009186
3	0,016193	13	0,012067	26	0,008774
4	0,015676	14	0,011756	28	0,008394
5	0,015188	15	0,011463	30	0,008032
6	0,014726	16	0,011177	35	0,007251
7	0,014289	17	0,010888	40	0,006587
8	0,013873	18	0,010617	45	0,006029
9	0,013479	19	0,010356	50	0,005558
10	0,013101	20	0,010105	55	0,005147
				60	0,004779

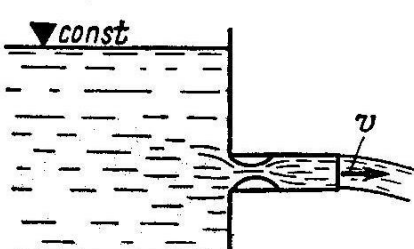
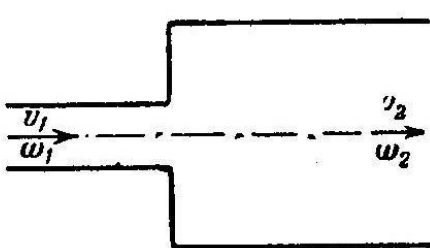
g'adir-budirlik koeffitsienti (n) ning qiymati


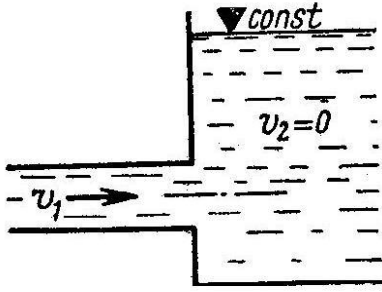
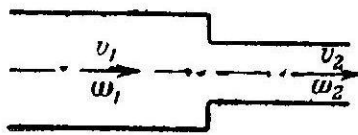
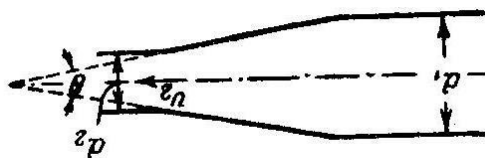
Daraja	Devorlar turi	n	$1/n$
I	O'ta silliq sirtlar; emal bilan qoplangan sirtlar	0,009	111
II	Yaxshio'rnatilgan, o'tao'tkirtaxta. Toza tsementdan yaxshi suvoq	0,010	100
III	Yaxshitsementlisuvoq (1/3 qumdan). Yaxshiyotqizilganyokiulanganyangisopol, cho'yanvatemir quvurlar. Qirralitaxta	0,011	90,9
IV	Yaxshio'rnatilgan qirrasiztaxta. O'rtachasharoitdagisuvo'tkazgich quvurjudayaxshibetonlangan; Sezilarsizinkrustatsiyalangan, judatozasuvoquvchi quvurlar, judayaxshibetonlangan	0,012	83,3
V	Yaxshig'ishtli, yaxshisharoitdagiyupqataxtaliterish. O'rtasharoitdagitarnovquvurlar, birnechaifloslangansuvo'tkazgichquvurlar	0,013	76,9
VI	Ifloslangan quvurlar (suvo'tkazgichvatarnovli) o'rtasharoitdabetonlangan quvurlar	0,014	71,4
VII	O'rtachag'ishtliterish, o'rtasharoitdagiyupqatoshdanqoplash . Sezilarliifloslangantarnovlar. Yog'ochreykalarbo'yichabrezent	0,015	66,7
VIII	Yaxshitoshdevor, eski (harob)g'ishtterish; nisbatan qo'polbetonlangan. Judasilliq judayaxshiishlovberilgan qoyatosh	0,017	58,8
IX	Qalinmustaxkamgilqavatbilanqoplangankanallar, zichsog'tuproqlikanallarvazichmaydashag'alli, gilbilanqoplangan.	0,018	55,6
X	O'rtacha (qoniqarli)toshdevor. Toshyotqizilganyo'l. Qoyada juda toza yuvilgan kanallar. Gil qoplangan zich yerdagi, zich shag'alli, toshli kanallar (o'rtacha xolda)	0,020	50,0
XI	Zichloylikanallar. Birtekisbo'lmagan (uzlukli) gilqoplanganerde, shag'al, toshlikanallar. O'rtadan yuqori sharoitda tamirli va saqlangan, katta tuproq kanallar	0,0225	44,4
XII	Yaxshiquruqterish. Yaxshidankamroqo'rtachasharoitdasaqlanganvaremontlikat tatuproqkanallar. Judayaxshisharoitdagidaryolar	0,025	40,0

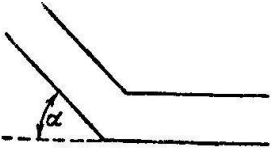
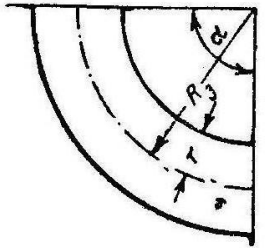
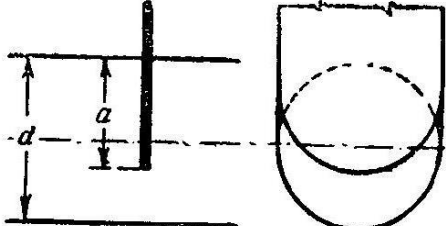

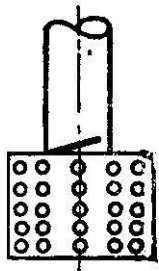
Daraja	Devorlar turi	n	$1/n$
	(chuquryuvilishlarsizva o' yilishsiz, erkinoqimlitozato'g'rio'zan)		
XIII	Tamirvasaqlashsharoitio'rtameyordanpast – katta; o'rtasharoitda – kichiktuproqkanallar	0,0275	36,4
XIV	Nisbatanyomonsharoitdagituproq kanallar; sezilarli o'tlar o'sgan; mahalliy o'yilgan chuqurchalar	0,030	33,3
XV	Judayomonsharoitdagikanallar. Nisbatanyaxshisharoitdagidaryolar, lekinbazimikdordatoshvasuvo'tlariBilan	0,035	28,6
XVI	Sezilarliyomonsharoitdagikanallar (o'zanbo'y labo'pirilganvayuvilgan; kamishlaro'sgan quyuq ildizlar; yiriktoshlarvax.) bora-boradaryooqimisharoitiyomonlashadi (boshqapunktlarganisbatan)	0,040 va ko'p	25 va kam

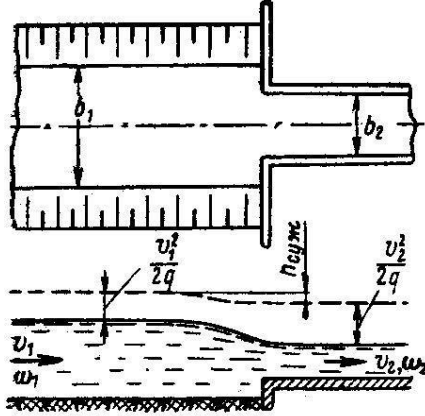
III jadval

Mahalliy qarshiliklar

Qarshiliklar sxemasi	Yo'qolishlar koeffitsienti
<p>Quvurga kirish</p> $h_{max} = \zeta_{kup} \frac{v^2}{2g}$ 	<p>O'tkir qirrali bo'lganda</p> $\zeta_{kup} = 0,50$ <p>erkin kirish va aylanali kirishda</p> $\zeta_{kup} = 0,20$ <p>o'ta erkin kirishda</p> $\zeta_{kup} = 0,05$
<p>Keskin kengayish</p> $h_{k.k} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = \zeta_{k.k} \frac{v_2^2}{2g}$ 	$\zeta_{k.k} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2$

Qarshiliklar sxemasi	Yo'qolishlar koeffitsienti																													
<p>Konik diffuzor</p> $h_o = \zeta_o \frac{v_2^2}{2g}$ 	$\zeta_o = k_o \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2$ <p>bunda, k_o – keskinkengayishdagidiffuzordayo'qolishdan yo'qolishlarkisminiifodalovchi, o'lchamsiz koeffitsient</p> <table border="1" data-bbox="845 492 1364 571"> <tr> <td>7,5</td> <td>10</td> <td>15</td> <td>20</td> <td>30</td> </tr> <tr> <td>0,14</td> <td>0,16</td> <td>0,27</td> <td>0,43</td> <td>0,81</td> </tr> </table>	7,5	10	15	20	30	0,14	0,16	0,27	0,43	0,81																			
7,5	10	15	20	30																										
0,14	0,16	0,27	0,43	0,81																										
<p>Quvurdan chiqish: katta o'lchamdagi idishga, daryo</p> $h_{\text{chik}} = \zeta_{\text{chik}} \frac{v_1^2}{2g}$ 	$\zeta_{\text{chik}} = 1,0$																													
<p>Keskin torayish</p> $h_{\kappa.m} = \zeta_{\kappa.m} = \frac{v_2^2}{2g}$ 	$\zeta_{\kappa.m} = f \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)$ <table border="1" data-bbox="798 1220 1388 1444"> <tr> <td>ω_2 / ω_1</td> <td>0,01</td> <td>0,1 0</td> <td>0,2 0</td> <td>0,40</td> <td>0,60</td> <td>0,80</td> </tr> <tr> <td>$\zeta_{\kappa.m}$</td> <td>0,50</td> <td>0,4 5</td> <td>0,4 0</td> <td>0,30</td> <td>0,20</td> <td>0,10</td> </tr> </table>	ω_2 / ω_1	0,01	0,1 0	0,2 0	0,40	0,60	0,80	$\zeta_{\kappa.m}$	0,50	0,4 5	0,4 0	0,30	0,20	0,10															
ω_2 / ω_1	0,01	0,1 0	0,2 0	0,40	0,60	0,80																								
$\zeta_{\kappa.m}$	0,50	0,4 5	0,4 0	0,30	0,20	0,10																								
<p>Konik konfuzor</p> $h_{\text{kon}} = \zeta_{\text{kon}} \frac{v_2^2}{2g}$ 	<table border="1" data-bbox="798 1523 1388 1926"> <tr> <td rowspan="2">d_1 / d_2</td> <td colspan="5">Burchak</td> </tr> <tr> <td>θ</td> <td>10</td> <td>20</td> <td>30</td> <td>40</td> </tr> <tr> <td>$d_1 / d_2 = 1,2$ uchun</td> <td>ζ_{kon}^*</td> <td>0,0 4</td> <td>0,05</td> <td>0,07</td> <td>0,08</td> </tr> <tr> <td>$d_1 / d_2 = 2$ uchun</td> <td>ζ_{kon}</td> <td>0,0 7</td> <td>0,09</td> <td>0,12</td> <td>0,14</td> </tr> <tr> <td>$d_1 / d_2 = 3$ uchun</td> <td>ζ_{kon}</td> <td>0,08</td> <td>0,10</td> <td>0, 1 4</td> <td>0,17</td> </tr> </table>	d_1 / d_2	Burchak					θ	10	20	30	40	$d_1 / d_2 = 1,2$ uchun	ζ_{kon}^*	0,0 4	0,05	0,07	0,08	$d_1 / d_2 = 2$ uchun	ζ_{kon}	0,0 7	0,09	0,12	0,14	$d_1 / d_2 = 3$ uchun	ζ_{kon}	0,08	0,10	0, 1 4	0,17
d_1 / d_2	Burchak																													
	θ	10	20	30	40																									
$d_1 / d_2 = 1,2$ uchun	ζ_{kon}^*	0,0 4	0,05	0,07	0,08																									
$d_1 / d_2 = 2$ uchun	ζ_{kon}	0,0 7	0,09	0,12	0,14																									
$d_1 / d_2 = 3$ uchun	ζ_{kon}	0,08	0,10	0, 1 4	0,17																									
<p>Quvur burilishi (tirsak)</p>																														

Qarshiliklar sxemasi	Yo‘qolishlar koeffitsienti							
<p>a) aylanasiz tirsak</p> $h_{\text{kol}} = \zeta_{\text{kol}} \frac{v^2}{2g}$ 	α^0 burchak	30	40	50	60	70	80	90
<p>b) aylanalı tirsak</p> $h_{\text{aın}} = \zeta_{\text{aın}} \frac{v^2}{2g}$ 	$\alpha = 90^0$ bo‘lganda							
	$r/R_{\text{л.б}}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5		
	$\zeta_{\text{aın}}$	0,131	0,138	0,158	0,206	0,294		
	$r/R_{\text{л.б}}$	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0		
	$\zeta_{\text{aın}}$	0,440	0,661	0,997	1,408	1,978		
	$\alpha \neq 90$ burchak bo‘lganda $\zeta_{\text{aın}}$ qiymatini $\alpha/90$ nisbatga ko‘paytirish kerak							
<p>Kran</p> 	a/d	To‘la ochilgan	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{8}$	$\frac{4}{8}$			
	$\zeta_{\text{aın}}$	0,12	0,26	0,81	0,26			
	a/d	$\frac{5}{8}$	$\frac{6}{8}$	$\frac{7}{8}$				
	$\zeta_{\text{aın}}$	5,25	17,0	978				
<p>Kran</p> 	α^0	5	10	20	30			
	$\zeta_{\text{кр}}$	0,05	0,29	1,56	5,47			
	α^0	40	50	60				
	$\zeta_{\text{кр}}$	17,3	52,6	206				
<p>Setkali qaytma klapan</p> 	$\zeta_{\text{cem}} = 10$ Qaytma klapan bo‘lmagan xolda $\zeta_{\text{cem}} = 5 \div 6$							

Qarshiliklar sxemasi	Yo'qolishlar koeffitsienti						
<p>O'tish uchastkasi bo'lmaganda kanalning keskin torayishi</p> 	ω_2 / ω_1	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
	$\zeta_{\text{суж}}$	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1	0
$h_{\text{суж}} = \zeta_{\text{суж}} \frac{v_2^2}{2g}$	ω_2 – qarshilikdan keyin kanalning tirik kesim yuzasi; $\omega_1 - \omega_2$ – qarshilikkacha kanalning tirik kesim yuzasi;						

IV jadval

Suv o'tkazgich quvurlarda tavsiya etilgan solishtirma sarflar va tezliklar

Ko'rsatkichlar	Diametr d, mm								
	50	75	100	125	150	200	250	300	350
Tavsiya etilgan solishtirma tezlik, m/sek	0,75	0,75	0,76	0,82	0,85	0,95	1,02	1,05	1,10
Tavsiya etilgan chegaraviy sarf, l/sek	1,5	3,3	6	10	15	30	50	74	106

IV jadval davomi

Ko'rsatkichlar	Diametr d, mm								
	400	450	500	600	700	800	900	1000	1100
Tavsiya etilgan solishtirma tezlik m/sek	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40	1,45	1,53	1,55
Tavsiya etilgan chegaraviy sarf, l/sek	145	190	245	365	520	705	920	1200	1475

Квадрат қаршилик соҳаси учун K сарф характеристикалари қиймати

$d, \text{мм}$	$\omega, \text{дм}^2 \cdot 10$	1. м кубур оғирлиги		Ўртача ҳолатдаги кубурлар			Кубурлар янги қўлат ва чўян		
		кг	H (НЬЮТОН)	$K, \text{л/сек}$	$K^2/1000$	$1000K^2$	$K, \text{л/сек}$	$K^2/1000$	$1000K^2$
50	1,963	12	118	8,313	0,0691	14,472	10,10	0,1020	9,804
75	4,418	17	167	24,77	0,6136	1,6297	29,70	0,8821	1,1337
100	7,854	23	226	53,61	2,874	0,34795	63,73	4,061	0,24624
125	12,272	30	294	97,39	9,485	0,10543	115,1	13,248	0,07548
150	17,671	38	373	158,4	25,091	0,03985	186,3	34,708	0,02881
200	31,416	55	539	340,8	116,15	0,00861	398	158,40	0,00631
250	49,087	75	735	616,4	379,9	0,00263	716,3	513,09	0,00195
300	70,686	97	951	999,3	998,6	0,00100	1157	1339	0,747·10 ⁻³
350	96,212	116	1140	1503	2259	0,443·10 ⁻³	1735	3007	0,333·10 ⁻³
400	125,664	142	1392	2140	4580	0,218·10 ⁻³	2463	6066	0,165·10 ⁻³
450	159,043	171	1680	2920	8526	0,117·10 ⁻³	3354	11249	0,889·10 ⁻⁴
500	196,3350	202	1980	3857	14876	0,672·10 ⁻⁴	4424	19563	0,511·10 ⁻⁴
600	282,743	273	2680	6239	38925	0,257·10 ⁻⁴	7131	50851	0,197·10 ⁻⁴
700	384,845	354	3470	9362	87647	0,114·10 ⁻⁴	10674	113934	0,878·10 ⁻⁵
800	502,655	399	3920	13301	176917	0,565·10 ⁻⁵	15132	228977	0,437·10 ⁻⁵
900	636,173	446	4370	18129	328661	0,304·10 ⁻⁵	20587	423825	0,236·10 ⁻⁵
1000	785,398	548	5370	23911	571736	0,175·10 ⁻⁵	27111	735006	0,136·10 ⁻⁵
1100	950,334	661	6480	30709	943043	0,106·10 ⁻⁵	34769	1208888	0,827·10 ⁻⁶
1200	1130,976	918	9000	38601	490037	0,671·10 ⁻⁶	43650	1905323	0,525·10 ⁻⁶

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO‘YHATI

1. **Agroskin I.I., Dmitreev G.T., Pikalov F.I.** Gidravlika.- M.-L.:Gosenergoizdat, 483 s., 1954.
2. **Agroskin I.I., Dmitriev G.T., Pikalov F.I.** Gidravlika - M.: Gosenergoizdat, 352s., 1964.
3. **Altshul A.D.** Gidravlicheskie soprotivleniya. -M.: Nedra, 1970.
4. **Altshul A.D., Kiselyov P.G.** Gidravlika i aerodinamika - L.: Stroyizdat, 1975.
5. **Andriyashev M.M.** Gidravlicheskiy raschyot vodoprovodnix setey - M.: Stroyizdat, 1964.
6. **Baymanov K.I.** Issledovanie ustoychivosti deformiruемости rusel rek i kanalov// Gidrotexnicheskoe stroitelstvo. -M., 2005, №3, s.38-41
7. **Baxmetov B.A.** Mexanika turbulentnogo potoka - M.-L.: Stroyizdat, 1939.
8. **Barishnikov N.Ye.** Русловы́е процессы. Учебник.-Санкт-Петербург. RGGMU, 2008. -439 s.;
9. **Barishnikov N.Ye.** Динамика русловых потоков. Учебник.-Санкт-Петербург. RGGMU, 2007. -349 s.;
10. **Bernar Le Meote.** Vvedenie v gidravliku i teoriyu voln na vode.- L.: Gidrometeoizdat, 1974.
11. **Bogomolov A.I., Mixaylov K.A.** Gidravlika. -M.: Stroyizdat, 1973.
12. **Bozorov D.R., Karimov R.M., Kazbekov J.S.** Gidravlika asoslari. T., RFAAK. 2001.
13. **Bozorov D.R., Karimov R.M., Kazbekov J.S., Xidirov S.Q.** Ochiq o‘zanlar gidravlikasi. T., RFAAK. 2001.
14. **Bozorov D.R. Karimov R.M., Kazbekov J.S., Xidirov S.Q.** Gidravlika. T.Bilim. 2003.
15. **Bozorov D.R. Obidov B.M., Xidirov S.Q.** Gidravlika (amaliy va tajriba mashg‘ulotlari). T. TIMI. 2009.
16. **Bazarov D.R. Militeev A.N.** Matematicheskaya model dlya rascheta dvuxmernyx (v plane) deformatsiy rusel «Soobsheniya po prikladnoy matematike», Moskva, Iz-vo VS RAN, 1997g.
17. **Bazarov D.R., Militeev A.N.** Trexmernaya matematicheskaya model dvijeniya nanosov v allyuvialnyx ruslax. «Soobsheniya po prikladnoy matematike», Moskva, Iz-vo VS RAN, 1997g.,
18. **Bashta T.M., Rudnyov S.S., Nekrasov B.B.i dr.** Gidravlika, gidromashiny, gidroprivody. -M.: Mashinostroenie, 1970.
19. **Davydova M.A.** Lektsii po gidrodinamike. M.: Fizmatlit, 2011. 21 s.

20. **Yemtsev B.T.** Texnicheskaya gidromexanika. -M.: Stroyizdat, 1978.
21. **Zegjda A.P.** Gidravlicheskie poteri na trenie v kanalax i truboprovodax. -M. - L.: Stroyizdat, 1957.
22. **Idelchik I.Ye.** Gidravlicheskie soprotivleniya - M.-L.: Gosenergoizdat, 1954.
23. **Idelchik I.Ye.** Spravochnik po gidravlicheskim soprotivleniyam - M.: Mashinostroenie, 1975.
24. **Izbash M.V.** Osnovy gidravliki. -M.: Gosstroyizdat, 1952.
25. **Kiselyov P.G.** Gidravlika. -M.-L.: Gosenergoizdat, 1963.
26. **Kornfeld M.** Uprugost i prochnost jidkostey. -M.-L.: GITTL, 1951.
27. **Laboratornyy kurs gidravliki, nasosov i gidroperedach.**/Pod red. S.S.Rudnyova i L.G.Podvidza. -M.: Mashinostroenie, 1974.
28. **Loytsyanskiy L.G.** Mexanika jidkosti i gaza.- M.: Nauka, 1972.
29. **Lyatxer V.M., Prudovskiy A.M.** Gidravlichesкое modelirovanie.- M.Energoatomizdat, 1984.
30. **Materialy yubileynoy mejdunarodnoy konferentsii «Gidroaeromexanika i kosmicheskie issledovaniya», posvyashchennoy 100 letiyu so dnya rojdeniya akademika G.I.Petrova** /Pod red. Professora V.B.Baranova, M.: Izdatelstvo Moskovskogo Gosudarstvennogo Universiteta, 2012. 300 s.
31. **Mixaylov A.V.** Vnutrennie vodnye puti.- M.: Stroyizdat, 1973.
32. **Moshnin L.F.** Metody tekhniko-ekonomicheskogo raschyota vodoprovodnykh setey - M.: Gosstroyizdat, 1950.
33. **Nekrasov B.B.** Gidravlika i yeyo primeneniye v letatelnykh apparatax.-M.: Mashinostroenie, 1967.
34. **Nigmatulin R.I., Solovev A.A.** Osnovy gidromexaniki M.: Literatura, 2012, 400 s.
35. **Ogloblin A.P.** Osnovy gidromexaniki.-M.: Oborongiz, 1945.
36. **Pavlovskiy N.N.** Sobranie sochineniy, t. I.-M.-L.: Izdatelstvo AN SSSR, 1955.
37. **Patrashev A.N.** Gidromexanika.-M.: Voenno-morskoe izdatelstvo, 1953.
38. **Polbarinova-Kochina P.Ya.** Teoriya dvizheniya gruntovykh vod.-M., Nauka, 1977.
39. **Petkevich V.V.** Osnovy mexaniki sploshnykh sred. M.: Editorial. URSS, 2001. 400 s.
40. **Pobedrya B.Ye., Georgievskiy D.V.** Osnovy mexaniki sploshnoy sredy Kurs lektsii. M.: Fizmatlit, 2006. 272 s.
41. **Primery gidravlicheskiy raschyotov.** Pod red. A.I.Bogomolova.- M.: Transport, 1977.
42. **Prandtl L.** Gidroaerodinamika. Ijevsk. NIS: «Regulyarnaya i xaochieskaya dinamika», 2006. 575 s.

43. **Rasskazov L.N. i dr.** Gidrotexnicheskie sooruzeniya, chast 1, 2. M. Izdatelstvo Assosatsii stroitelnykh VUZov, 2008
44. **Rasskazov L.N. i dr.** Filtratsiya v gruntovykh plotinax v ploskoy i v prostranstvennoy postanovke//Gidrotexnicheskoe stroitelstvo, 1989, №11. -S. 26-32.
45. **Rauz X.** Mexanika jidkosti dlya injenerov gidrotexnikov - M.-L.: Gosenergoizdat, 1958.
46. **Rjanitsyn N.A.** Gidravlika struynykh techeniy - M.: Izdatelstvo Universiteta drujby narodov, 1985.
47. **Rossinskiy K.I. Deblolskiy V.K.** Rechnye nanosy.-M., Nauka, 1980, -215s.
48. **Semyonov-Tyan-Shanskiy V.V.** Statika i dinamika korablya - L.: Sudostroenie, 1973.
49. **Simakov G.V.** Sifonnye vodosbrosy (posobie k kursovomu i diplomnomu proektirovaniyu).-L.: iz-vo LPI im. M.I.Kalinina, 1974.
50. **Spravochnik po gidravlike.** /Pod red. V.A.Bolshakova. Kiev: Vysshaya shkola, 1977.
51. **Spravochnik po gidravlicheskim raschyotam.** /Pod red. P.G.Kiseleva.- M.: Energiya, 1972.
52. **Trusdell K.** Ocherki po istorii mexaniki. M.: Ijevsk, IKI, 2002, 316 s.
53. **Uginchus A.A., Chugaeva Ye.A.** Gidravlika. -L.: Stroyizdat, 1971.
54. **Chugaev R.R.** Gidravlika -L.: Energoatomizdat, 1982.
55. **Chernyak V.G., Suetin P.Ye.** Mexanika sploshnykh sred. M.: Fizmatlit, 2006. 352 s.
56. **Shamov G.I.** Rechnye nanosy. -L.,Gidrometeoizdat, 1959, 378s.
57. **Shevelyov F.A.** Tablitsy dlya gidravlicheskogo raschyota stalnykh, chugunnykh, asbestotsementnykh i plastmassovykh vodoprovodnykh trub.- M.: Stroyizdat, 1970.
58. **Shlixting G.** Vozniknovenie turbulentsnosti - M.: Izdatelstvo inostr. lit., 1962. -204 str.
59. **Shlixting G.** Teoriya pogrannichnogo sloya - M.: Izdatelstvo inostr. lit., 1956.
60. **Shterenlixt D.V.** Gidravlika. I, II, III, IV t. -M.: Energoatomizdat, 1991.
61. **Shterenlixt D.V.** Ocherki istorii gidravliki, vodnykh i stroitelnykh iskusstv. I, II, III, IV, V, VI t. -M.: Geos, 1999-2006.
62. **Sharp Dj.** Gidravlichesкое modelirovanie.- M, 1984.

MUNDARIJA

So‘zboshi	7
Kirish.Fanning predmeti. Unda o‘rganiladigan asosiy ob’ekt	11
Fanning rivojlanish tarixi haqida qisqacha ma’lumot	13
Gidravlika fanining Markaziy Osiyo va O‘zbekistonda rivojlanish tarixi	15
Gidravlika fanini o‘rganishga zamonaviy qarashlar	21
Gidravlika fanining Markaziy Osiyo va O‘zbekistonda rivojlanish tarixi mavzusiga doir test-nazorat savollari	27
I bob. O‘rganiladigan ob’ektning asosiy xarakteristikasi	
1.1. Suyuqlik, uning asosiy fizik xossalari va xususiy holatlari. Yopishqoqlik. Nyuton gipotezasi	30
Yopishqoqlikni aniqlashda qo‘llaniladigan asosiy viskozimetrlar	37
1.2. Real va ideal suyuqliklar	43
1.3. Molekulyar bosim	44
1.4. Suyuqlikning hususiy holatlari	46
1.5. Suyuqlikning kapillyarligi	50
I bobga doir test-nazorat savollari	52
II bob. Hidrostatika	
2.1. Hidrostatik bosim va uning asosiy hossalari	57
2.2. Ideal suyuqlikning nisbiy tinch holati uchun differentsial tenglamasi	61
2.3. Ideal suyuqlikning tinch holati uchun differentsial tenglamani integrallash	63
2.4. Teng bosimlar tekisligi	67
2.5. Og‘irlik kuchi ta’siri ostidagi suyuqlikka ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi	67
2.6. Pezometrik balandlik	69
2.7. Vakuum	70
2.8. Paskal qonuni	71
2.9. Tutash idishlar qonuni	72
2.10. Suyuqlikning potentsial energiyasi. Potentsial napor	73
2.11. Bosim o‘lchash asboblari	74
2.12. Aylanayotgan idishdagi suyuqlik muvozanati (suyuqlikning nisbiy tinch holati)	76
2.13. Tekis sirtga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi. Hidrostatik paradoks	79
2.14. Trapetsiya shakldagi ko‘rinishga ega tekis sirtlarga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi	83
2.15. To‘g‘ri to‘rtburchak, uchburchak, doira va yarim doira shakldagi ko‘rinishga ega tekis sirtlarga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi	86

2.16.	To'rtburchak ko'rinishdagi tekis shakllarga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchini aniqlashning grafoanalitik usuli	90
2.17.	Trapetsiya og'irlik markazini aniqlash usullari	92
2.18.	Tekis sirt shaklidagi vertikal to'siqni bir xil gidrostatik bosim ta'sir etadigan bo'laklarga ajratish	93
2.19.	Egri sirtlarga ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi. Bosim tanasi va uni qurish qoidalari	95
2.20.	Aylana shakldagi quvur ichidan ta'sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi	97
2.21.	Eng sodda gidravlik mashinalar	99
2.22.	Arximed qonuni. Suzib yuruvchi jism muvozanati	100
	Jismning suzuvchanligi	102
	Metatsentr va metatsentrik radius	103
	Suzuvchi jismning suvda botmay turishining statik shartlari	107
	II bobga doir test-nazorat savollari	109

III bob. Texnik gidrodinamika asoslari

3.1.	Gidrodinamik va gidromexanik bosimlar. Texnik gidrodinamika masalalarining umumiy qo'yilishi	115
3.2.	Suyuqlik harakatini kuzatishning asosiy analitik usullari	118
3.3.	Ideal holatdagi suyuqliklar harakatining differentsial tenglamasi (Eyler tenglamasi)	121
3.4.	Suyuqlik harakatining uch asosiy ko'rinishi. Burama (vixrli) va noburama (vixrsiz) harakatlar	125
3.5.	Tezlik potentsiali. Suyuqlikning potentsial harakati	129
3.6.	Eyler tenglamasining potentsialga ega bo'lgan hajmiy kuchlarning vixr (burama)lari komponentlari funktsiyasi uchun kurinishi – Eyler-Lyamb-Gromeko tenglamalari	132
3.7.	Suyuqlikning barqaror va beqaror harakatlari	134
3.8.	Harakat chizig'i va elementar oqimchalar. Suyuqlik oqimi	135
3.9.	Suyuqlik oqimining tekis, parallel chiziqli, sekin o'zgaruvchan va tez o'zgaruvchan harakatlari. Harakatdagi kesim, sarf va o'rtacha tezlik. Tezlik epyurasi	136
3.10.	Suyuqlikning barqaror harakatida uzluksizlik tenglamasi	140
3.11.	Harakatlanayotgan suyuqlik uchun siqilmaslik tenglamasining differentsial shakli	143
3.12.	Tekis va notekis harakatlar, erkin oqimchalar, naporli va naporsiz harakatlar. Harakatdagi kesimning gidravlik elementlari	145
3.13.	Suyuqlik oqimining uch o'lchamli (fazoviy), ikki o'lchamli va bir o'lchamli harakatlari. Suyuqlik harakati turlarining tasnifi.	148
3.14.	Kinetik energiyaning gidravlik tenglamasi. Suyuqlikning ideal holatdagi barqaror harakatlanayotgan elementar oqimchalari uchun Bernulli tenglamasi	149
3.15.	Suyuqlikning ideal holatdagi barqaror harakatlanayotgan elementar oqimchalari uchun Bernulli tenglamasini Eyler tenglamalariga asosan	151

yozilishi

3.16.	Eyler-Gromeko tenglamalari asosida barqaror harakatlanayotgan ideal suyuqlikning elementar oqimchalari uchun Bernulli tenglamasining yozilishi	153
3.17.	Bernulli tenglamasi hadlarining geometrik, gidravlik va energetik ma'nolari	157
3.18.	Barqaror harakatlanayotgan ideal holatdagi suyuqlikning elementar oqimchalari uchun Bernulli tenglamasining geometrik tahlili. Elementar oqimcha uchun to'liq napor	158
3.19.	Barqaror holatdagi elementar oqimchalar uchun Bernulli tenglamasining energetik tahlili	160
3.20.	Kinetik energiyaning gidravlik tenglamasi. Barqaror harakatlanayotgan real suyuqlikning elementar oqimchasi uchun Bernulli tenglamasi. Elementar oqimchaning yon sirlari orqali mexanik energiya «diffuziyasi»	161
3.21.	Tekis va tekis o'zgaruvchan harakatlanayotgan suyuqlikning harakatdagi kesimi bo'ylab bosim taqsimlanishi (birinchi ko'maklashuvchi vaziyat)	162
3.22.	Ixtiyoriy shakldagi harakatdagi kesim orqali oqib o'tayotgan suyuqlik massasining kinetik energiyasi miqdoriga va harakatlar miqdori kattaligiga harakatdagi kesim bo'ylab tezlik taqsimlanishi notekisligining ta'siri (ikkinchi ko'maklashuvchi vaziyat)	163
3.23.	To'liq oqim uchun to'liq napor	167
3.24.	Kinetik energiya tuzatish koeffitsienti (korrektivi – α) ning va harakatlar miqdori tuzatish koeffitsientlari (α_0) ning aniqlanish formulalari va tajribaviy qiymatlari	168
3.25.	Barqaror harakatlanayotgan real suyuqlik oqimi kinetik energiyasining gidravlik tenglamasi (Bernulli tenglamasi)	170
3.26.	Oqimning barqaror harakatida napor va pezometrik chiziqlarning ko'rinishlari haqida umumiy ko'rsatmalar. Bernulli tenglamasiga kiruvchi hadlar haqida qo'shimcha mulohazalar	173
3.27.	Barqaror harakatdagi oqim uchun harakatlar miqdorining gidravlik tenglamasi	175
3.28.	Suyuqlikning ikki xil tartibdagi harakati	177
3.29	Real suyuqlikning harakati – Nave-Stoks differentsial tenglamalari sistemasi	183
3.30	Real suyuqlikning turbulent tartibdagi harakati –Nave-Stoks differentsial tenglamalari sistemasi	187
	III bobga doir test-nazorat savollari	189

IV bob. Oqimning barqaror harakatida napor yo'qolishi. Oqimning turbulent harakatini hisoblash sxemasi

4.1.	Napor yo'qolishi haqida umumiy tushunchalar	194
4.2.	«To'g'ri o'zanlar» uchun tekis barqaror harakatlanayotgan oqimning	196

asosiy tenglamasi. Ichki ishqalanish kuchlari bajargan ish. Gidravlik ishqalanish koeffitsienti yoki Darsi koeffitsienti

4.3.	Oqimning harakatiga ta'sir etuvchi omillar	202
I. Oqimning tekis barqaror laminar tartibdagi harakatida tezlik taqsimlanishi va naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi		
4.4.	Suyuqlikda ichki ishqalanish kuchlari qonuni. Oqimning laminar harakatida urinma kuchlanish kattaligi	207
4.5.	Tekis barqaror laminar tartibda harakatlanayotgan suyuqlik oqimining harakatdagi kesimi bo'ylab u tezlik taqsimlanishi	210
4.6.	Aylana tsilindrik quvurdagi Q sarfli oqim uchun Puazeyl formulasi. Barqaror tekis, laminar tartibda harakatlanayotgan suyuqlik uchun naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi	212
4.7.	Suyuqlikning laminar tartibdagi tekis barqaror harakatida Koriolis va Bussinesk koeffitsientini aniqlash formulalari va tajribaviy qiymatlari	214
II. Turbulent oqimni hisoblanish modeli. Suyuqlikning turbulent tartibdagi harakatida o'rtacha tezlikning taqsimlanishi		
4.8.	Turbulent harakatdagi oqimni o'rganishda foydalaniladigan asosiy tushunchalar	215
4.9.	Suyuqlik oqimining turbulentlik darajasi	222
4.10.	Magnus effekti	224
4.11.	O'rta oqimlardagi turbulent urinma kuchlanishlar	225
4.12.	Turbulent tartibda harakatlanayotgan o'rtalashtirilgan suyuqlik oqimi uchun harakat – Reynolds tenglamalari sistemasi	228
4.13.	Tekis barqaror harakatlanayotgan turbulent oqimning harakatdagi kesimidagi o'rtacha tezlikning taqsimlanishi. Laminar (yopishqoq) qatlam. Silliq va g'adir-budir quvurlar. Chegaraviy qatlam	231
4.14.	Quvurlarda napor ostida turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimlar uchun tezlik epyurasi	240
4.15.	Tezlik taqsimlanishining logarifmik qonuniyati	241
4.16.	Quvurlarda napor ostida turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimlar uchun mahalliy va maksimal tezliklar orasidagi bog'liqlik	242
4.17.	Koriolis α va Bussinesk α_0 koeffitsientlarining oqimning turbulent tartibdagi harakati uchun kattaliklari	246
III. Cuyuqlik oqimining turbulent tartibdagi tekis barqaror harakatida napor yo'qolishi		
4.18.	Darsi-Veysbax formulasi λ gidravlik ishqalanish (Darsi) koeffitsienti	247
4.19.	Napor yo'qolishi masalasini umumlashtirish. Darsi – gidravlik ishqalanish koeffitsientining boshqa parametrlarga bog'liqligi. Nikuradze tadqiqotlari	248
4.20.	Turli (po'lat, cho'yan, shisha, plastik, gofra) materiallaridan tayyorlangan aylana va to'g'ri to'rtburchak shaklidagi naporli quvurlarda Darsi koeffitsienti (λ)ni aniqlashning amaliy usullari	253
4.21.	Gidravlik ishqalanish – Darsi koeffitsienti kattaligini to'g'ri to'rtburchak shaklidagi ochiq o'zanlar uchun aniqlashga doir	260

A.P.Zegjda tajribalari

4.22.	Quvur kesimi shaklining Darsi koeffitsienti kattaligiga ta'siri	261
4.23.	Quvurlar ekspluatatsion sharoitlarining Darsi koeffitsienti kattaligiga ta'siri	262
4.24.	Darsi koeffitsienti kattaligini kamaytirish bo'yicha mulohazalar	262
4.25.	Kvadrat qarshiliklar sohasi uchun oqimning turbulent tekis barqaror harakatda naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi. Shezi formulasi. Sarf va tezlik modullari	264
4.26.	Shezi koeffitsienti (S)ni aniqlash uchun empirik formulalar	269
IV. Suyuqlikning turbulent tartibdagi tekis barqaror harakatida mahalliy napor yo'qolishlari		
4.27.	Tranzit oqimining o'zan devoridan ajralish xodisasi. Sirkulyatsion (suv aylanish) sohasi. Ajratish sirti. Mahalliy napor yo'qolishining umumiy xarakteri	273
4.28.	Quvurlar tizimi (truboprovod)ning keskin kengayishi. Bord formulasi. Truboprovoddan oqimning chiqishi	275
4.29.	Quvurning bosqichma-bosqich kengayishi (diffuzor)	279
4.30.	Truboprovodning torayishi. Suyuqlik oqimining truboprovodga kirishi	280
4.31.	Boshqa holatlarda mahalliy napor yo'qolishini aniqlash. Veysbax formulasi	284
IV bobga doir test-nazorat savollari		298

V bob.

I. Suyuqlik oqimining naporli quvurlardagi barqaror harakati

5.1.	Dastlabki tushunchalar	304
5.2.	Napor yo'qolishini aniqlashda foydalaniladigan ifodalar	304
5.3.	Napor yo'qolishining yig'indisini aniqlash. To'liq qarshilik koeffitsienti. Uzun va qisqa quvurlar haqida tushuncha	308
A. Qisqa quvurlar tizimi		311
5.4.	O'zgarmas diametrli oddiy qisqa quvurlar tizimi	311
5.5.	Qisqa quvurlardagi asosiy holatlar. Sifon, nasosning so'ruvchi quvuri va dyuker	315
5.6.	Gorizontal va vertikal holatdagi suv chiqaruvchi quvurlar. Vakuunming har xil ko'rinishlari	320
B. Uzun quvurlar tizimida suyuqlik oqimining napor ostidagi barqaror harakati uchun quvurlar tizimining gidravlik hisobi		
5.7.	Umumiy tushunchalar	326
5.8.	Gidravlik hisoblarni bajarishda quvurlarning ketma-ket va parallel ulanishi	329
5.9.	Uchta rezervuarining gidravlik hisobi	331
5.10.	Sarfning bir maromda taqsimlanishi holatida napor yo'qolishi	333
5.11.	Murakkab quvurlar tizimining gidravlik hisobi	335
V bobga doir test-nazorat savollari		338

VI bob. Tirqish va naychalar orqali suyuqlikning oqishi

I. Ingichka devordagi tirqishlardan doimiy napor ostida suyuqlikning oqishi

6.1.	Oqimning kichik tirqishdan atmosferaga oqib chiqishi	341
6.2.	Oqimchalarning siqilish turlari. ε , ζ , φ va μ_0 koeffitsientlar kattaliklari (kichik tirqishdan atmosferaga chiqqan holda)	344
6.3.	Oqimchaning traektoriyasi	347
6.4.	Kichik tirqishlardan oqimchaning suv sathi ostiga chiqishi (tirqishning ko'milganlik holati)	348
6.5.	Suyuqlikning idishdagi harakati. Kichik va katta tirqishlar haqida tushunchalar. Katta tirqishlarning gidravlik hisobiga doir amaliy ko'rsatmalar	349

II. Suyuqlikning doimiy napor ta'sirida naycha orqali harakati

6.6.	Naychalarning shakllari. Umumiy ko'rsatmalar	352
6.7.	Tashqi tsilindrsimon naycha (Venturi naychasi)	353
6.8.	Ichki tsilindrsimon naycha (Bord naychasi)	358
6.9.	Naychalarning boshqa shakllari	359

III. Suyuqlikning o'zgaruvchan napor ostida tirqish va naychadan chiqishi

6.10.	Oqimchaning atmosferaga yoki doimiy sathga oqib chiqishi	360
6.11.	Idishdagi doimiy napor ta'sirida suyuqlik sathining o'zgaruvchan suyuqlik sathiga oqib chiqishi	362

IV. Erkin oqimchalar

6.12.	Erkin oqimchalar haqida umumiy ma'lumotlar	363
6.13.	Ko'milgan erkin turbulent oqimcha	363
6.14.	Ko'milmagan erkin turbulent oqimchalar	367
6.15.	Yong'inni bartaraf etishda qo'llaniladigan yong'inni o'chiruvchi oqimchalar	368
	VI bobga doir test-nazorat savollari	370

VII bob. Suyuqlik oqimining quvurlar sistemasidagi beqaror harakati

7.1.	Dastlabki tushunchalar	373
------	------------------------	-----

I. Suyuqlikni siqilmas deb qarab, quvurlarning deformatsiyalanmaydigan holati uchun naporli beqaror harakat

7.2.	Beqaror harakatlanayotgan elementar oqimchalar to'plami uchun Bernulli tenglamasi (suyuqlikning lokal inertsiya kuchlarini hisobga oluvchi Bernulli tenglamasi)	375
7.3.	Lokal inertsiya kuchlari hisobga olingan holat uchun real holatdagi suyuqlikning butun oqimi uchun Bernulli tenglamasi	379
7.4.	Inertsiya naporining energetik ma'nosi. Siqilmas suyuqlik oqimining absolyut qattiq devorli truboprovodlardagi beqaror harakati uchun Bernulli tenglamasining geometrik interpretsiyasi	382
7.5.	Silindrik quvurlardagi oqimning harakatini hisoblash formulalari	386
7.6.	Suyuqlikning tsilindrsimon quvurlardan atmosferaga oqib chiqishi	387

II. Suyuqlikning siqiluvchanligi va truboprovod (quvurlar sistemasi) qattiq devorlarining egiluvchanligi va deformatsiya-lanishini hisobga olgan holda beqaror naporli harakati

7.7.	Gidravlik zarb	390
7.8.	Gidravlik zarb xodisasini tasvirlash	391
7.9.	Gidravlik zarb kattaligi va uning tarqalish tezligini hisoblash formulalari	394
7.10.	To'g'ri (boshlang'ich) va qaytarilgan gidravlik zarblar. Quvurning qo'zg'almas ko'ndalang kesimida gidravlik zarb ro'y berganda gidromexanik bosimning tebranishi	398
7.11.	Kranning bosqichma-bosqich yopilish holati. To'liq va chala gidravlik zarblar	401
	VII bobga doir test-nazorat savollari	405
	Ilova	407
	Foydalanilgan adabiyotlar ro'yhati	416

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Введение. Определение науки «Гидравлики». Основной изучаемый объект	11
Краткие сведения из истории гидравлики	13
Краткие сведения из истории гидравлики в Центральной Азии и в Узбекистане	15
Современный взгляд к изучению гидравлики	21
Тестовые вопросы по историю развития гидравлики в Центральной Азии и Узбекистане	27
Глава I. Основная характеристика изучаемого объекта	30
1.1. Главнейшие физические свойства жидкости и ее особые состояния. Вязкость. Гипотеза Ньютона	30
Вискозиметры используемые при измерении вязкости жидкости	37
1.2. Понятие реальной и идеальной жидкости	43
1.3. Молекулярное давление	44
1.4. Особые состояния жидкости	46
1.5. Капиллярность жидкости	50
Тестовые вопросы по первой главе	52
Глава II	57
2.1. Гидростатическое давление. Свойства гидростатического давления	57
2.2. Дифференциальные уравнения покоя идеальной жидкости	61
2.3. Интегрирование дифференциальных уравнений покоя жидкости	63
2.4. Плоскость ровного давления	67
2.5. Величина гидростатического давления в случае жидкости, находящейся под действием только одной объемной силы – силы тяжести (случай тяжелой покоящейся жидкости)	67
2.6. Пьезометрическая высота	69
2.7. Вакуум	70
2.8. Закон Паскаля	71
2.9. Закон сообщающихся сосудов	72
2.10. Потенциальная энергия жидкости. Потенциальный напор	73
2.11. Приборы для измерения давления	74
2.12. Равновесие жидкости во вращающемся сосуде (относительный покой жидкости)	76
2.13. Сила гидростатического давления, действующая на плоскую фигуру. Гидравлический парадокс.	79
2.14. Сила гидростатического давления, действующая на плоские трапецеидальные фигуры	83
2.15. Сила гидростатического давления, действующая на плоские	86

прямоугольные, треугольные, круглые и полукруглые фигуры	
2.16. Графоаналитический метод определения силы гидростатического давления, действующая на плоские прямоугольные фигуры	90
2.17. Способы определения центра тяжести трапеции	92
2.18. Метод определения месторасположения ригелей.	93
2.19. Сила гидростатического давления, действующая на цилиндрические поверхности. Тело давления и метод его построения	95
2.20. Круглая труба, подверженная внутреннему гидростатическому давлению	97
2.21. Простейшие гидравлические машины	99
Закон Архимеда. Равновесие плавающих тел	100
Плавучесть тела	102
Метацентр. Метацентрический радиус	103
Статические условия устойчивости тела	107
Тестовые вопросы по второй главе	109
Глава III. Основы технической гидродинамики	115
3.1. Гидродинамические и гидромеханические давления	115
3.2. Основные аналитические методы исследования движения жидкости	118
3.3. Дифференциальные уравнения движения идеальной (невязкой) жидкости (уравнение Эйлера)	121
3.4. Три основных вида движения жидкости. Понятие вихревого и безвихревого движений	125
3.5. Потенциал скорости. Потенциальное движение жидкости.	129
3.6. Уравнения Эйлера для функции компонентов вихрей объемных сил. Уравнения Эйлера-Лямба-Громеко	132
3.7. Установившееся и неустановившееся движения жидкости	134
3.8. Линия тока и элементарная струйка	135
3.9. Параллельно струйное, плавно изменяющееся и резко изменяющееся движение жидкости. Живое сечение, расход и средняя скорость. Эпюра скоростей	136
3.10. Уравнение неразрывности (или сплошности) движущейся жидкости в случае установившегося движения	140
3.11. Уравнение не сжимаемости движущейся жидкости в дифференциальной форме	143
3.12. Неравномерное и равномерное движения. Напорное и безнапорное движения, свободные струи. Гидравлические элементы живого сечения	145
3.13. Одномерное, двухмерное и трехмерное движения жидкости. Сводка классификации движения жидкости	148
3.14. Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости при установившемся движении	149
3.15. Вывод уравнению Бернулли на основе уравнения Эйлера	151
3.16. Вывод уравнению Бернулли на основе уравнения Эйлера-Громеко	153

3.17.	Значения трех слагаемых, входящих в уравнение Бернулли	157
3.18.	Геометрическая интерпретация уравнения Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости при установившемся движении. Полный напор для элементарной струйки	158
3.19.	Энергетическая интерпретация уравнения Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости при установившемся движении	160
3.20	Уравнение Бернулли (уравнение баланса удельной энергии) для элементарной струйки реальной жидкости при установившемся движении. Механическая «диффузия»	161
3.21.	О распределении давления в живых сечениях потока при параллельном и плавно изменяющемся движениях жидкости. (первое вспомогательное положение)	162
3.22.	Влияние неравномерности распределения скоростей по плоскому живому сечению на величину количества движения в величину кинетической энергии некоторой массы жидкости, протекающей через данное живое сечение (второе вспомогательное положение)	163
3.23.	Полный напор для целого потока	167
3.24.	Основные формулы для определения значений коэффициентов кинетической энергии и количество движения, и их экспериментальные значения	168
3.25.	Уравнение Бернулли для целого потока реальной (вязкой) жидкости (уравнение баланса удельной энергии) при установившемся движении	170
3.26.	Общие указания о форме напорной и пьезометрической линии при установившемся движении	173
3.27.	Гидравлическое уравнение количества движения для установившегося потока	175
3.28.	Два режима движения реальной жидкости	177
3.29.	Движения реальной жидкости. Система дифференциальных уравнений Навье-Стокса	183
3.30.	Система дифференциальных уравнений Навье-Стокса для турбулентного потока реальной жидкости	187
	Тестовые вопросы по третьей главе	189
Глава IV. Потери напора при установившемся движении жидкости.		
	Расчетная схема турбулентного потока	194
4.1.	Общие указания о потерях напора	194
4.2.	Основное уравнение установившегося равномерного движения жидкости (для прямых русел). Работа, выполненная силами внутреннего трения. Гидравлический коэффициент сопротивления – коэффициент Дарси.	196
4.3.	Основные факторы влияющие на движения жидкости	202
		207

I. Потеря напора подлине и распределение скоростей в потоке при ламинарном установившемся равномерном движении жидкости

4.4.	Законы внутреннего трения в жидкости. Касательные напряжения трения на ламинарном движении жидкости	207
4.5.	Распределение скоростей и по живому сечению при ламинарном равномерном установившемся движении жидкости	210
4.6.	Формула Пуазейля. Потеря напора по длине при ламинарном равномерном установившемся движении жидкости	212
4.7.	Основные формулы для определения значений коэффициентов Кориолиса и Буссинеска движения, их экспериментальные значения при ламинарном движении потока	214

II. Расчетная модель турбулентного потока. Распределение осредненных скоростей в потоке при турбулентном движении жидкости

4.8.	Основные понятия, связанные с изучением турбулентного потока	215
4.9.	Степень турбулентности потока	222
4.10.	Эффект Магнуса	224
4.11.	Турбулентные касательные напряжения в осредненном потоке	225
4.12.	Система уравнения Рейнольдса для осредненного турбулентного потока	228
4.13.	Распределение осредненных скоростей по живому сечению потока при турбулентном равномерном установившемся движении. Ламинарный (вязкий) подслои. Гладкие шероховатые трубы. Пограничный слой	231
4.14.	Эпюра скоростей для турбулентного потока при напорном движении	240
4.15.	Логарифмическая закономерность распределения скоростей	241
4.16.	Взаимосвязь между местной и максимальной скоростей при напорном турбулентном движении потока	242
4.17.	Основные формулы для определения значений коэффициентов Кориолиса и Буссинеска движения, их экспериментальные значения при турбулентном движении потока	246

III. Потеря напора по длине при турбулентном установившемся равномерном движении жидкости

4.18	Формула Вейсбаха – Дарси. Коэффициент гидравлического трения λ	247
4.19	Исследование Никурадзе. Обобщение вопроса о потерях напора	248
4.20	Практические способы определения коэффициента гидравлического трения λ для напорных труб (круглых и некоторых прямоугольных). Примеры расчёта	253
4.21	Результаты исследования А.П.Зегжда для определения значению коэффициента гидравлического трения λ для открытых русел прямоугольного сечения.	260
4.22.	Влияния формы трубы на значению коэффициента Дарси	261
4.23.	Влияния эксплуатационных условий трубы на значению коэффициента Дарси	262
4.24	Некоторые суждения по уменьшению значения коэффициента Дарси	262

4.25.	Потеря напора по длине при турбулентном установившемся равномерном движении жидкости для квадратичной области сопротивления. Формула Шези. Модуль расхода и модуль скорости	264
4.26.	Эмпирические формулы для определения коэффициента Шези C	269
IV. Местные потери напора при турбулентном напорном установившемся движении жидкости		273
4.27.	Явление отрыва транзитной струи от стенок русла. Водоворотные области. Поверхность раздела. Общий характер местных потерь напора	273
4.28.	Резкое расширение трубопровода. Формула Борда. Выход из трубопровода	275
4.29.	Постепенное расширение трубопровода (диффузор)	279
4.30.	Сужение трубопровода. Вход в трубопровод	280
4.31.	Остальные случаи местных потерь напора. Формула Вейсбаха	284
	Тестовые вопросы по четвертой главе	298
Глава V. Установившееся движение жидкости в трубопроводах		304
5.1.	Предварительные указания	304
5.2.	Расчётные зависимости для определения потерь напора	304
5.3.	Сложение потерь напора. Полный коэффициент сопротивления. Понятия длинных и коротких трубопроводов	308
A. Короткие трубопроводы		311
5.4.	Простой трубопровод постоянного диаметра	311
5.5.	Особые случаи простого трубопровода: сифон, дюкер и всасывающая труба насоса	315
5.6.	Особые случаи простого трубопровода (продолжение): горизонтальная и вертикальная водопускные трубы. Различные виды вакуума	320
Б. Гидравлический расчет длинных трубопроводов для случая установившегося движения потока		326
5.7.	Общие указания.	326
5.8.	Последовательное и параллельное соединение труб.	329
5.9.	Задача о трех резервуарах	331
5.10.	Потери напора в случае расхода, переменного по длине трубы	333
5.11.	Расчет сложного (разветвленного) незамкнутого трубопровода (трубопроводной сети)	335
	Тестовые вопросы по пятой главе	338
Глава VI. Истечение жидкости из отверстий и насадков. Свободные струи		341
I. Истечение жидкости из отверстия в тонкой плоской стенке при постоянном напоре		341
6.1.	Истечение из малого отверстия в атмосферу	341
6.2.	Типы сжатия струи. Величины коэффициентов $\varepsilon, \zeta, \varphi$ и μ_0 для	344

малого отверстия при истечении в атмосферу. Инверсия струи	
6.3. Траектория струи	347
6.4. Истечение из малого отверстия под уровень (случай затопленного отверстия)	348
6.5. Движение жидкости в сосуде. Понятие малого и большого отверстий. Указания о расчете больших отверстий	349
II. Истечение жидкости из насадков при постоянном напоре	352
6.6. Типы насадков. Общие указания	352
6.7. Внешний кругло цилиндрический насадок (насадок Вентури)	353
6.8. Внутренний кругло цилиндрический насадок (насадок Борда)	358
6.9. Насадки прочих типов	359
III. Истечение жидкости из отверстий и насадков при переменном напоре	360
6.10. Истечение в атмосферу или под постоянный уровень жидкости	360
6.11. Истечение под переменный уровень при постоянном уровне жидкости в сосуде. Дополнительные замечания	362
IV. Свободные струи	363
6.12. Общие сведения о свободных струях	363
6.13. Подтопленные свободные турбулентные струи	363
6.14. Неподтопленные свободные турбулентные струи	367
6.15. Пожарные струи	368
Тестовые вопросы по шестой главе	370
Глава VII. Неустановившееся напорное движение жидкости в трубопроводах	373
7.1. Предварительные указания	373
I. Неустановившееся напорное движение жидкости в случае, когда не учитываем ее сжимаемость, причем стенки трубопровода считаем абсолютно жесткими – недеформирующимися (простейший случай неустановившееся напорного движения жидкости)	375
7.2. Уравнение для элементарной струйки в случае неустановившегося движения (уравнение Бернулли, учитывающее локальные силы инерции жидкости)	375
7.3. Уравнение Бернулли для целого потока реальной жидкости, учитывающее локальные силы инерции жидкости (уравнение баланса удельной энергии при неустановившегося движении)	379
7.4. Энергетический смысл инерционного напора. Геометрическая интерпретация уравнения Бернулли для неустановившегося движения несжимаемой жидкости в трубопроводе с абсолютно жесткими (недеформирующимися) стенками	382
7.5. Общая расчетная зависимость для движения жидкости в цилиндрической трубе	386
7.6. Истечение жидкости из цилиндрической трубы в атмосферу	387
	390

II. Неустановившееся напорное движение жидкости в случае, когда учитывается ее сжимаемость, причем стенки трубопровода считаются не абсолютно жесткими (упругими, деформирующимися).

7.7	Гидравлический удар	390
7.8.	Описания явления гидравлического удара	391
7.9.	Расчетные зависимости для величины гидравлического удара и скорости его распространения	394
7.10.	Прямой (начальный) и отраженный гидравлические удары. Колебание гидромеханического давления в неподвижном поперечном сечении трубы при гидравлическом ударе.	398
7.11.	Случай постепенного закрытия крана. Полный и неполный гидравлические удары	401
	Тестовые вопросы по седьмой главе	405
	Приложения	407
	Список использованной литературы	416

CONTENTS

The Foreword	7
Introduction. The Determination of the science "Hydraulics". The Main under study object	11
Short information from history of the hydraulics	13
Short information from history of the hydraulics in Central Asia and in Uzbekistan	15
Modern glances to study of the hydraulics	21
Test questions on history of the development of the hydraulics in Central Asia and Uzbekistan	27
The Chapters I. Main feature of the under study object	30
1.1. The most Main physical characteristic to liquids and her special conditions. Viscosity. Hypothesis Newton	30
Viskozimetry used at measurement of viscosity to liquids	37
1.2. Notion real and ideal liquid	43
1.3. Molecular pressure	44
1.4. Special condition to liquids	46
1.5. Capillarity liquids	50
Test questions on first The Chapters	52
The Chapters II	57
2.1. Hydrostatic pressure Characteristic of hydrostatic pressure	57
2.2. Differential equations rest ideal liquid	61
2.3. Integrating of differential equations rest liquids	63
2.4. Plane of the even pressure	67
2.5. Value of hydrostatic pressures in the event of liquid, residing under the action of only one three-dimensional power - power to gravity (event heavy resting liquids)	67
2.6. Hydraulic head	69
2.7. Vacuum	70
2.8. Law of Pascal	71
2.9. Law of communicating vessels	72
2.10 Potential energy to liquids. Potential pressure	73
2.11. Instruments for measurement of the pressure	74
2.12. Balance to liquids in rotating container (relative quietness to liquids)	76
2.13. Power of hydrostatic pressures, acting on flat figure. The Hydraulic paradox	79
2.14. Power hydrostatic pressures, acting on flat τ trapeziform of the figure	83
2.15. Power t hydrostatic pressures, acting on flat square-wave, triangular, round and semicircular figures	86
2.16. Grapho-analytical method determination power hydrostatic pressures, acting on flat square-wave figures	90

2.17.	Ways of the determination center of gravity trapezoids	92
2.18.	The Method of the determination of the site of crossbars	93
2.19.	Power of hydrostatic pressures, acting on cylindrical surfaces. Body of the pressure and method of his building	95
2.20.	Round pipe, subject to internal of hydrostatic to pressure	97
2.21.	The Protozoa hydraulic machines	99
	Laws of Arhimed. The Balance of sailling body	100
	Floatability of the body	102
	Met centre. met centric radius	103
	Static conditions of stability bodies	107
	Test questions on second The Chapters	109
3.1.	Hydrodynamics and hydro mechanical pressure	115
3.2.	Main analytical methods of the study of the motion to liquids	115
3.3.	Differential equations of the motion ideal no viscous liquids (equation of Euler)	118
3.4.	Three main types of the fluid motion. Notion about rotational fluid and without rotational fluid	121
3.5.	The Potential to velocities. Potential motion of liquids	125
3.6.	The Equations Eyler for function component curls of three-dimensional power. Equations of Eyler-Lyamb-Gromeko	129
3.7.	Stationary motion and no stationary motion of liquids	132
3.8.	The Line of the current and elementary trickle	134
3.9.	Parallel jet, is sailed changing and sharply changing motion of liquids. The Alive section, consumption and average velocity. Velocity profile	135
3.10.	The Equation integrity moving liquids in the event of formed motion	136
3.11.	The Equation not compressibility moving liquids in differential form	140
3.12.	Uneven and uniform movement. Pressure flow and free flow, free stream. The Hydraulic elements of the alive section	143
3.13.	One-dimensional, two-dimensional and three-dimensional motion to liquids. The Summery to categorizations of the motion to liquids	145
3.14.	The Equation Bernoulli for elementary trickle of the ideal liquid under formed motion	148
3.15.	Conclusion to equation Bernoulli on base of the equation of Eyler	149
3.16.	Conclusion to equation Bernoulli on base of the equation of Eyler-Gromeko	151
3.17.	Importances three composed, falling into equation Bernoulli	153
3.18.	Geometric interpreting the equation Bernoulli for elementary trickle of the ideal liquid under formed motion. Full pressure for elementary trickle	157
3.19.	Energy interpreting the equation Bernoulli for elementary trickle of the ideal liquid under formed motion	158
3.20.	Equation Bernoulli (the equation of the balance to specific energy) for elementary trickle of the real liquid under formed motion. Mechanical "diffusion"	160
3.21.	About sharing, the pressure aboveground sections of the flow under	161

parallel and is sailed changing motion to liquids. (the first auxiliary position)

3.22.	The Influence to unevenness of the sharing the velocities on flat alive section on value amount motion in value of the kinetic energy of a certain mass to liquids, running through given alive section (the second auxiliary position)	162
3.23.	The Full pressure for integer of the flow	163
3.24.	Main formulas for determination of importances factor to kinetic energy and amount of the motion and their experimental importances	167
3.25.	The Equation Bernoulli for integer of the flow real (viscous) to liquids (the equation of the balance to specific energy) under formed motion	168
3.26.	The General instructions about the form pressure and pressure gradient under formed motion	170
3.27.	The Hydraulic equation amount motion for formed flow	173
3.28.	Two modes of the motion to real liquid	175
3.29.	Motion to real liquid. System of the differential equations Navie-Stoks	177
3.30.	The System of the differential equations Navie-Stoks for turbulent flow of the real liquid	183
	Test questions on the third The Chapters	187

The Chapters IV. Loss of the pressure under formed motion to liquids. The Accounting scheme turbulent of stream **194**

4.1.	The General instructions about loss of the pressure	194
4.2.	The Main equation of the formed uniform movement to liquids (for direct riverbed). Work executed power of internal friction. Hydraulic factor of the resistance - a factor Darsi	196
4.3.	The Main factors influencing upon moving the liquids	202
I. Loss of the pressure on length and sharing the velocities in flow at laminar motion uniform movements of liquids		207
4.4.	The Laws of internal friction in liquids. The Tangent voltages of friction on laminar motion to liquids	207
4.5.	Sharing the velocities on alive section at laminar motion of liquids	210
4.6.	The Formula Puazeyl. The Loss of the pressure on length at laminar motion of liquids	212
4.7.	The Main formulas for determination of importances factor Koriolis and Bussinesk motion, their experimental importances at laminar motion	214
II. Accounting model of the turbulent flow. Distribution averaged velocities in flow under turbulent moving the liquids		215
4.8.	The Main notions connected with study of the turbulent flow	215
4.9.	Degree to turbulences of the flow	222
4.10.	Effect Magnus	224
4.11.	The Turbulent tangent voltages in averaged flow	225
4.12.	System of the equation Reynolds for averaged turbulent flow	228
4.13.	Distribution averaged velocities on alive section of the flow under	231

	turbulent even formed motion. Luminary (viscous) under layer. The Smooth jagged, pipes. The Border layer	
4.14.	Diagram velocities for turbulent flow under pressure motion	240
4.15.	Logarithmic regularity of the sharing the velocities	241
4.16.	Intercooling between local and maximum velocities under pressure turbulent moving the flow	242
4.17.	The Main formulas for determination of importances factor Koriolis and Bussinesk motion, their experimental importances under turbulent moving the flow	246
III. Loss of the pressure on length under turbulent formed uniform movements to liquids		247
4.18	Formula of Veysbah-Darsi. The Factor of hydraulic friction	247
4.19	Study Nikuradze. The Generalization of the question about loss of the pressure	248
4.20	Practical ways of the determination of the factor of hydraulic friction for pressure pipes (round and some square-wave). The Examples calculation	253
4.21	Results of the study A.P.Zegzhda for determination to importance of the factor of hydraulic friction for opened π section of the square-wave section	260
4.22.	Influences of the form of the pipe on importance of the factor Darsi	261
4.23.	Influences of the service conditions of the pipe on importance of the factor Darsi	262
4.24	Some judgments on de-emphasis coefficient of resistance- coefficient of Darsi	262
4.25.	The Loss of the pressure on length under turbulent formed uniform movements to liquids for square-law area of the resistance. The Formula Shezi. The Module of the consupcion and module to velocities	264
4.26.	The Empirical formulas for determination of the factor Shezi	269
IV. Local losses of the pressure under turbulent pressure formed motion to liquids		273
4.27.	The Phenomena of the take-off transit stream from wall of the riverbed. Whirlpool area. The Surface of the section. The General nature of the local losses of the pressure	273
4.28.	The Sharp expansion of the pipeline. The Formula of Bord. Output from pipe line	275
4.29.	The Gradual expansion of the pipe line (the diffuser)	279
4.30.	Narrowing the pipeline. Entry in pipeline	280
4.31.	The Rest events of the local losses of the pressure. The Formula of Veysbah	284
	Test questions on fourth The Chapters	298
The Chapters V. Formed motion to liquids in pipe line		304
5.1.	The Preliminary instructions	304
5.2.	Accounting dependencies for determination of the losses of the pressure	304
5.3.	Adding loss pressure. The Full factor of the resistance. The Notions long	308

and short pipe line	
A. Short pipe lines	311
5.4. The Simple pipe line of the constant diameter	311
5.5. The Special events of the simple pipe line: siphon, pipe canal and soaking up pipe of the pump	315
5.6. The Special events of the simple pipe line (the continuation): horizontal and vertical water-discharges of the pipe. The Different types of the vacuum	320
B. Hydraulic calculation long pipe line for event formed moving the flow	326
5.7. The General instructions	326
5.8. Consequent and parallel joining the pipes	329
5.9. Problem about three reservoirs	331
5.10. Loss of the pressure in the event of consumption, variable on length of the pipe	333
5.11. The Calculation complex incomplete pipe line (the pipe-line network)	335
Test questions on heel to The Chapters	338
The Chapters VI. Outflow to liquids from hole and adjutage. Free blast	341
I. Outflow to liquids from hole in fine flat wall under constant pressure	341
6.1. Outflow from small hole in atmosphere	341
6.2. The Types of the compression stream. The Values factor and for small hole at outflow in atmosphere. Inversion stream	344
6.3. Path stream	347
6.4. Outflow from small hole under level (event of the flooded hole)	348
6.5. Motion to liquids in container. The Notion small and big hole. The Instructions about calculation greater hole.	349
II. Outflow to liquids from adjutage under constant pressure	352
6.6. Types adjutage. General instructions	352
6.7. External round the cylindrical adjutage (the adjutage Venturi)	353
6.8. Internal round the cylindrical adjutage (the adjutage Bord)	358
6.9. The Adjutages of the other types	359
III. The Outflow to liquids from hole and adjutage under variable pressure	360
6.10. Outflow in atmosphere or under constant level of the liquids	360
6.11. The Outflow under variable level under constant level of the liquids in container. Additional remarks	362
IV. Free stream	363
6.12. The General information about free stream	363
6.13. Impounded free turbulent stream	363
6.14. Unimpounded free turbulent stream	367
6.15. Fireman stream	368
Test questions on sixth The Chapters	370
The Chapters VII. Nonstationary pressure motion to liquids in pipe line	373
7.1. The Preliminary instructions	373

I. Nonstationary pressure motion to liquids when do not take into account her compressibility moreover walls of the pipe line consider absolutely hard - warp-free (simplest event, nonstationary pressure motion to liquids)	375
7.2. Equation for elementary trickle in the event of, nonstationary motion (equation Bernoulli, taking into account local power to inertias to liquids)	375
7.3. Equation Bernoulli for integer of the flow to real liquid, taking into account local power to inertias to liquids (equation of the balance to specific energy under no stationary motion)	379
7.4. The Energy sense inertia pressure. Geometric interpreting the equation Bernoulli for no stationary motion to incondensable liquid in pipe line with absolutely hard (warp-free wall)	382
7.5. General accounting dependency for moving the liquids in cylindrical pipe	386
7.6. The Outflow to liquids from cylindrical pipe in atmosphere	387
II. Nostationary pressure motion to liquids when her compressibility is taken into account moreover walls of the pipeline are considered not absolutely hard (springy, bulging).	390
7.7 Hydraulic blow	390
7.8. Descriptions of the phenomena of the hydraulic blow	391
7.9. The Accounting dependencies for value of the hydraulic blow and velocities of its spreading	394
7.10. Direct and reflected hydraulic blows. The Fluctuation hydraulic mechanical pressures in still cross-sections of the pipe under hydraulic blow	398
7.11. The Event of the gradual closing the tap. Full and incomplete hydraulic blows	401
Test questions on seventh The Chapters	405
Appendix	407
List of the used literature	416

D.R.Bazarov, **R.M.Karimov**
B.Sh.Matyakubov, S.Q.Xidirov

GIDRAVLIKA I

(asosiy kurs)

/ DARSLIK /

5450200 - “Suv xo’jaligi va melioratsiya”,
5450400 - “Gidrotexnika inshootlari va nasos stansiyalaridan foydalanish” ta’lim
yo’nalishlarida tahsil oluvchi talabalar uchun mo’ljallangan.

*Bosishga ruxsat etildi 25.08.2018 y. Qog’oz o’lchami 60x84 - 1/16
Hajmi 27,5 bosma taboq. 50 nusha. Buyurtma № _____
TIQXMMI bosmaxonasida chop etildi.
Toshkent - 100000. Qori Niyoziy ko’chasi 39 uy.*

BELGI UCHUN

BELGI UCHUN
