А. Ю. УМАРОВ

ГИДРАВЛИКА

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги олий техника ўқув юртлари талабалари учун дарслик сифатида тавсия этган

ТОШКЕНТ
«ЎЗБЕКИСТОН»
2002

30.123.я73
У 47

Тақризчи: техника фанлари доктори, профессор Н. У. РИЗАЕВ — Ўзбекистонда хизмат кўрсатган фан ва техника арбоби, Тошкент Автомобиль йўллари институти «Гидравлика ва Гидромашиналар» кафедраси мудири

ISBN 5-640-01787-2

У $\frac{1603040100-103}{351(04)\ 2001}$ 2002

Устозларим: падарим Уста Умар Юнус ўғли, илмий раҳбарларим техника фанлари доктори, профессор Леви Иван Иванович, профессор Кнороз Владимир Стефановичларнинг порлоқ хотираларига бағишланади.

МУАЛЛИФ

МУҚАДДИМА

Мустақил Республикамизнинг тараққиёти, унинг узоқ ва яқин хорижий мамлакатлар билан кенг кўламдаги алоқаларининг ривожланиши, олий ўқув юртларида ҳозирги кун талабига жавоб берилган билимдон, техника ускуналари ва технологияларни бевосита такомиллаштира оладиган, фан ютуқларини амалий ишлаб чиқаришда бевосита қўллай оладиган юқори малакали мутахассислар, муҳандислар тайёрлашни тақозо этади. Бундай долзарб муаммони ҳал этиш учун табиий фанлар соҳасидаги энг сўнгги ютуқларни ўзида акс эттирувчи янги ўқув дастурлари асосида дарсликлар, ўқув қўлланмалар, услубий кўрсатмалар яратиш зарур. Қолаверса, шу кунгача ўзбек тилида жаҳон андозаси талабига жавоб берарли даражада дарсликлар чоп этилмаган. Юқорида келтирилган мулоҳазаларга кўра, гидравлика фанидан олий техника ўқув юртлари учун мўлжалланган янги дарслик яратилди.

Мазкур дарслик Ўзбекистон Республикаси олий техника ўқув юртлари учун ўқув адабиёти Давлат таълим стандартининг бакалавр мутахассислиги B541000−«Гидроинженерия», B440200 — «Механика» ва B520300 — *«Гидроэнергетика»* йўналишларига мос келади. Дарсликдан B 054700 — «Гидротехника ва транспорт иншоотлари қурилиши», B 160900 — «Қурилиш» йўналишларида таълим олаётган талабалар, аспирантлар, тадқиқотчилар ва шу соҳа профессор-ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

Бу дарслик муаллифнинг Санкт-Петербург давлат техника университети (собиқ Ленинград политехника институти)да, Тошкент давлат техника университети (собиқ политехника институти)да ҳамда Тошкент архитектура-қурилиш институтида гидравликадан ўқиган лекциялари ва шу соҳадаги қирқ йиллик педагогик ва илмий иш тажрибалари асосида ёзилган. «Гидравлика» китобини тайёрлашда индустриал ривожланган давлатлар АҚШ, Германия, Япония, Франция, Англия, Канада ва Россия, МДҲ давлатларининг тажрибаларидан фойдаланилган. Дарсликда муаллифнинг собиқ Иттифоқ миллий қўмитаси Гидравлика тадқиқотлари бўйича Халқаро Ассоциацияси (МАГИ) орқали АҚШ нинг Форт Коллинз (Колорадо штати), Москва, Санкт-Петербург (собиқ Ленинград) шаҳарларида ўтказилган Халқаро Конгрессларда ўқиган лекцияларидан фойдаланилган. Дарслик «Гидравлика» курсининг «Гидростатика» ва «Гидродинамика» қисмларини ўз ичига олган 10 бобдан иборат.

Дарсликнинг «Гидростатика» қисмидаги бобларда гидростатик босим ва уларни ўлчаш асбоблари тўғрисида мукаммал, тўлиқ тушунча берилиб, барча муҳим формулалар изчиллик билан келтириб чиқарилган.

«Гидродинамика асослари»га тегишли боблардаги узлуксизлик тенгламаси, Д. Бернулли тенгламаси ва бошқа мавзуларда механикавий энергиянинг сақланиш қонуни яққол намоён бўлишини назарда тутиб, бу бўлимга оид барча муҳим формулалар бир неча кўринишда соддалаштирилган ҳолда берилган.

Мазкур китобда назарий қисмнинг, асосан, очиқ ўзанлар (каналлар) гидравликаси соҳасидаги гидравликанинг амалий татбиқларига, чунончи, суюқликнинг барқарор текис ва нотекис илгариланма ҳаракати, йўқотилган напор (энергия), ўзан тубининг микро- ва макрошаклларининг оқим кинематикасига таъсири мавзусига бағишланган қисми билан узвий боғланганини кўрамиз.

Гидравликани ўрганувчилар шуни қатъий билиб олишлари керакки, тажрибадан олинган коэффициентлар ҳисобига ҳали тузатилмаган ҳар қандай назарий хулоса ҳақиқатга фақат яқинлашишгина бўлиб, уни қўллашда эҳтиёт бўлинмаса, катта хатоликка олиб келиши мумкин.

Китобда гидротехника иншоотларини ҳисоблашда гидравлика усулларини қўллаш гидродинамика соҳасида бошланғич билимга эга бўлган талабалар учун ўзлаштириш осон бўладиган қилиб баён қилинган.

Дарсликдаги ҳар бир бобнинг охирида шу бобдаги мавзуларга тегишли масалалар келтирилган. Китобда замонавий ЭҲМ лардан фойдаланиш усуллари ва замонавий алгоритм, дастур ва блок-схемалар кенг ёритилган. Улардан услубий характерга эга бўлганларининг ечими ЭҲМ ёрдамида бажарилган ва намуна тариқасида келтирилган.

Муаллиф хулосаларнинг изчиллиги ва яққоллигини бузмаган ҳолда математик анализнинг узундан-узоқ формулалари ўрнига кўп ҳолларда элементар математика ҳамда дифференциал ва интегралларнинг содда формулалари билан чекланилган. Гидравлик жараёнларнинг физик талқинига катта аҳамият берилди, бу эса китобхонга келиб чиқаётган ҳар бир ҳодисанинг моҳиятини яққол тасаввур қилишга имкон беради, бу дарсликнинг катта ютуғидир.

Дарсликда гидравликанинг динамик ўхшашлик ва гидравлик қаршиликлар назарияси ҳақидаги таълимотга катта аҳамият берилган. Шу билан бирга амалий гидравлика бўйича кўпгина тадқиқотлар натижалари келтирилган. Жумладан, И. И. Леви, А. П. Зегжда, В. С. Кнороз, А. Прандтль, И. Никурадзе, Ф. Форхгеймер, Колбрук-Уайт ва бошқа муаллифларнинг напорли қувур ва очиқ ўзанларда (каналларда) гидравлик ишқаланиш таъсирида йўқотилган напорни ўрганиш бўйича ўтказилган тадқиқотлари ва бошқалар ёритилган. Мавзулар халқаро ўлчам бирликлар тизими — «СИ»да баён этилган. Давлат тили атамашунослигининг ҳозирги босқичида «Гидравлика» фани соҳасида мукаммал атамалар луғати яратилмаганлигига қарамай муаллиф мумкин қадар ўзбек тилидаги атамалардан фойдаланган. Шунинг учун дарсликда қўлланилган баъзи бир атамалар баҳсли бўлиши ҳам мумкин.

Мазкур дарслик гидравлика фанининг ўқув дастури асосида ўзбек тилида биринчи марта ёзилган.

Муаллиф ўз устози ва раҳбари проф. И. И. Леви ва проф. В. С. Кнороздан (С. Пб ДТУ. Санкт-Петербург) умрбод миннатдор бўлган ҳолда уларнинг илм мактабини давом эттиришга ўзининг умрини бағишлайди. Муаллиф дарсликнинг сифатини яхшилаш борасидаги ўқувчиларнинг фикр ва мулоҳазаларини мамнуният билан қабул қилади.

Муаллиф дарслик қўлёзмасини кўриб чиқиб тақризида фойдали маслаҳатлар берганлиги, шунингдек оғзаки айтилган фикр-мулоҳазалари учун проф. Н. У. Ризаевга ўз миннатдорчилигини билдиради.

Барча танқидий фикр ва мулоҳазаларингизни қуйидаги манзилга юборишингизни сўраймиз: 700129, Тошкент ш., Навоий кўчаси, 30. «Ўзбекистон» нашриёти.

Муаллиф

БИРИНЧИ БОБ

ГИДРАВЛИКАГА КИРИШ

1.1- §. ГИДРАВЛИКА ФАНИНИНГ МАЗМУНИ

Гидравлика (суюқликнинг техникавий механикаси) фани суюқликларнинг тинч ҳамда ҳаракат ҳолатидаги ўзгариши қонунларини, шунингдек, мазкур қонунларини, аниқ муҳандислик масалаларни ечишда қўлланиш усулларини ўрганиш билан шуғулланади. Гидравлика сўзи аслида юнонча бўлиб, υδωρ (хюдор) — сув ва αυλοξ (аулос) — қувур сўзларидан таркиб топган. Уларни бирга ўқиганда сувнинг фақат қувурдаги ҳаракати деган маъно келиб чиқади. Кейинчалик гидравлика сўзи суюқликларнинг фақат қувурдаги ҳаракати эмас, балки ҳар қандай ўзанлардаги ҳаракатини ҳам англатадиган бўлди. Чунки гидравлика суюқликларнинг напорли (қувурда) ва напорсиз (очиқ ўзанда) ҳаракати қонунларини ўрганади. Юқорида айтиб ўтилганидек, суюқликларнинг тинч ва ҳаракат ҳолатидаги қонунлари техника, саноат ва халқ хўжалигининг турли тармоқларида, чунончи, гидротехника, гидромелиорация, гидроэнергетика, қурилиш, сув таъминоти ва канализация, кимёвий технология жараёнлари ва қурилмалар ҳамда бошқа соҳаларда амалий муҳандислик масалаларини ҳал қилишда кенг кўламда қўлланилади.

Гидравлика фани икки қисмдан иборат: гидростатика ва гидродинамика. Гидростатика қисмида суюқликларнинг тинч ҳолатидаги қонунлари ўрганилади. Бундай қонунларни ўрганишдан мақсад — суюқликнинг чуқурлиги бўйича ихтиёрий нуқталарда гидростатик босимнинг ўзгаришини аниқлашдан иборат. Гидростатик босим тинч ҳолатдаги суюқликларнинг турли нуқталарида ҳар хил бўлади. Гидростатик босим вақтга боғлиқ эмас, у фақат координаталарга боғлиқ

$$p = f(x, y, z). \qquad (1.1)$$

Гидродинамика қисмида суюқликларнинг ҳаракат пайтидаги гидродинамик элементларининг ўзгариш қонунлари ўрганилади, бунда суюқликнинг ҳар хил нуқталарида u тезлик ва p босимларнинг, вақт ўтиши билан, миқдорлари ҳар хил бўлади. Бундан ташқари u ва p лар бирон берилган нуқтада t вақт ичида ўзгариши қуйидагича ёзилади:

$$\left.\begin{aligned} u_x &= f_1(x, y, z, t); \\ u_y &= f_2(x, y, z, t); \\ u_z &= f_3(x, y, z, t). \end{aligned}\right\} \tag{1.2}$$

$$p = f_4(x, y, z, t). \tag{1.3}$$

Гидродинамика қисми икки бўлимдан иборат. Унинг биринчи бўлимида гидродинамиканинг қуйидаги асосий назарий тенгламалари ёритилган.

I. Узлуксизлик тенгламаси (сув сарфининг баланс тенгламаси).

II. Д. Бернулли тенгламаси (солиштирма энергиянинг баланс тенгламаси).

III. Ҳаракат миқдорининг гидравлик тенгламаси.

IV. Суюқлик оқимининг барқарор текис илгариланма ҳаракатининг асосий тенгламаси.

V. Ўзанларда суюқлик ҳаракати пайтида ишқаланиш натижасида йўқотилган напор (энергия) тенгламаси.

Гидродинамика қисмининг иккинчи бўлимида эса унинг биринчи бўлимидаги асосий назарий тенгламаларнинг ҳар хил гидротехник иншоотларни гидравлик ҳисоблашда амалий қўллаш усуллари берилади.

1.2-§. ГИДРАВЛИКА ФАНИНИНГ ҚИСҚАЧА ТАРИХИ ВА УНИНГ АСОСЧИЛАРИ

Сув инсоният ва умуман тирик мавжудотлар ҳаётида асосий тирикчилик манбаи бўлиб келган. Ундан ичимлик сув тарзида, экинзорларни суғориш ва механизмларни ҳаракатга келтиришда фойдаланилган. Милоддан 4000 йил аввал Мисрда ҳамда 1000 йил бурун Хитой ва Сурияда, кейинроқ Вавилон, Юнонистон, Римда сувдан фойдаланиш учун дарёларда тўғонлар, чархпалакли тегирмонлар қуришни билганлар.

Гидравлика фанига оид дастлабки қўлёзма милоддан аввал (287—212 й.) яшаган Юнон физиги Архимед томонидан ёзилган «Жисмнинг сузиш қонунлари» асаридир. Архимеддан кейин XV асргача гидравлика фанига тааллуқли биронта қўлёзма сақланмаган, фақат XV асрда италия олими Леонардо да Винчи (1452—1519) гидравликага тегишли масалалардан янги кашфиётлар ихтиро этган. Булар «Дарё ва ўзанларда сув ҳаракатини ўрганиш» ҳамда «Суюқликнинг тешикдан оқиб чиқиши» деб аталади.

1586 йили Нидерланд олими, муҳандис-математик Симон Стевин (1548—1620) ўзининг «Бошланғич гидротехника» китобини чоп этди. Бу китобда у идиш деворига ҳамда идиш тубига суюқликнинг босим кучини аниқлаган (гидравлик пародокс муаллифи). 1612 йили италиялик физик, механик ҳамда астроном Галилео Галилей (1564—1642) ўзининг «Сувдаги жисмнинг ҳаракати» асари билан дунёга машҳур бўлди. 1643 йили Галилео Галилейнинг шогирди, математик ва физик Э. Торричелли (1608—1647) суюқликларнинг тешикдан оқиб чиқиш қонунини ишлаб чиқди. 1650 йили таниқли француз математиги ва физиги Блез Паскаль (1623—1662) табиат қонунларидан бири бўлган қонунни очган. Бу қонун қуйидагича: «Ёпиқ идишдаги суюқликка ташқаридан берилган босим суюқликнинг барча *нуқталарига бир хил ўзгармас миқдорда тарқалади»*, кейинчалик Б. Паскаль қонуни гидростатик босимнинг иккинчи хоссаси деб эълон қилинган. 1687 йили англиялик машҳур физик, механик, астроном ва математик Исаак Ньютон (1643—1727) суюқлик ҳаракатида ички ишқаланиш қонунини кашф этди.

Гидравлика фанини ривожлантиришга асос солган олимлар: Санкт-Петербург фанлар академиясининг аъзолари Михаил Васильевич Ломоносов (1711—1765), асли голландиялик, кейинчалик Санкт-Петербургда яшаб ижод этган физик ва математик Даниил Иванович Бернулли (1700—1782), 1738 йили ўзининг «Гидродинамика» китоби билан бутун дунёга машҳур бўлган. 1755 йили швейцариялик математик, механик ва физик Леонард Павлович Эйлер (1707—1783) «Суюқликларнинг тинч ҳолати ва ҳаракат пайтидаги ҳолатлари қонунларини ўрганиб, суюқлик ҳаракатининг дифференциал тенгламаларини ишлаб чиққан. Француз математиси ва файласуфи Ж. Д'Аламбер (1717–1783) суюқликнинг тинч ва ҳаракатдаги ҳолатларини ўрганган. Худди шу даврларда француз математиклари Дж. Л. Лагранж (1736–1813) ва П. С. Лаплас (1749–1827) ҳам гидравликанинг ривожланишига ўзларининг катта ҳиссаларини қўшганлар.

XVIII аср охирларида асосан Францияда гидравлика ва математика фанлари билан бир қаторда техника соҳаси ҳам ривож топади, суюқликларнинг техник механикаси номли француз мактаби ташкил этилади. Бу мактабнинг еркин намояндалари — муҳандис-гидротехник, Париж фанлар академиясининг аъзолари Х. Пито (1695–1771), Франция мактабининг директори Антуан Шези (1718–1798) ҳамда Ж. Ш. Борда (1733–1799) каби йирик олимлар маҳаллий қаршиликлар устида ишлаб, шу соҳадаги масалаларнинг ечимини беришган. Муҳандис-гидротехник Дюбуа (1734–1809) ўзининг «Гидравлика асослари» китоби билан машҳур бўлган. Булардан ташқари Италияда профессор Г. Б. Вентури (1746–1822), Ирландияда муҳандис Р. Вольтман (1757–1837), Германияда Ф. Форхгеймер (1852–1933), М. Вебер (1871–1951), Л. Прандтль (1875–1953), Х. Блазиус (1883–1951) каби профессорлар гидравликани ривожлантиришида ўзларининг салмоқли улушларини қўшдилар.

1883 йили Николай Павлович Петров (1836–1920) мойлашдаги ишқаланиш назариясини яратди. 1898 йили Николай Егорович Жуковский (1847–1921) гидравлик зарба назариясини яратиб, бунга оид китоб нашр этган.

1917 йилдан бошлаб собиқ республикалар иттифоқида гидроэлектростанциялар, тўғонлар, ўзанларда гидротехника иншоотлари ва қишлоқ хўжалик иншоотлари кўп ва тез қурилиши натижасида гидравликанинг кўп масалалари чуқур ўрганилди ва бир қанча илмий текшириш институтлари ва лабораториялар барпо этилди ҳамда гидравлика соҳасида юқори натижаларга эришилди. Бунда номлари қуйида зикр этилган олимларнинг хизматлари катта: М. А. Великанов (1879–1964), Б. А. Бахметев (1880–1951), Н. Н. Павловский (1886–1937), И. И. Леви, И. В. Егиазаров, А. Н. Патрашев, И. И. Агроскин, А. И. Богомолов, В. С. Кнороз, В. Н. Гончаров, А. П. Зегжда, С. В. Избаш, М. Д. Чертоусов, П. Г. Киселев, Р. Р. Чугаев, В. А. Большаков ва бошқалар.

1.3- §. ФИЗИК КАТТАЛИКЛАРНИНГ ЎЛЧОВ БИРЛИКЛАР ТИЗИМИ. ХАЛҚАРО БИРЛИК ТИЗИМИ «СИ»

ГОСТ 8.417-81 да асосан 1982 й. 1 январдан бошлаб илм, фан, техника ва ишлаб чиқаришнинг барча соҳаларида ҳамда олий ва ўрта махсус ўқув юртларида ўқитишда халқаро бирлик тизими СИ қабул қилинган. Гидротехник ва бошқа иншоотларни гидравлик ҳисоблашда қўлланиладиган бу тизимнинг асосий, қўшимча ва ҳосилавий бирликлари 1.1-жадвалда келтирилган. ГОСТ 8.417-81 да бирлик тизими СИ дан ташқари амалда бошқа бирлик тизимлардаги физик катталиклардан ҳам фойдаланиш мумкинлиги қайд этилган.

Қуйида муҳандислик гидравликасида қўлланиладиган асосий физик катталиклар учун ҳар хил бирлик тизимларини СИ тизимидаги бошқа бирликлар билан ўзаро боғланишларини ва бир физик катталиклардан иккинчи бошқа физик катталикларга ўтиш коэффициентлари келтирилган.

Куч (оғирлик) ва солиштирма оғирлик. Халқаро бирлик тизими СИ да куч бирлиги этиб Ньютон қабул қилинган. Куч (оғирлик) нинг ўлчами — LMT^{-2}. Куч бирлиги Ньютон СИ тизимидаги бошқа бирликлар орқали ифодаланиши:

$$1\text{Н}=1\,\frac{\text{кг}\cdot\text{м}}{\text{с}^2}=\frac{1000\text{г}\cdot 100\text{см}}{\text{с}^2}=10^5\,\frac{\text{г}\cdot\text{см}}{\text{с}^2}.$$

Шундай қилиб,

$$1\text{Н}=10^5\ \text{дин}=0{,}101972\ \text{кгк}(\sim 0{,}102\ \text{кгк});$$

$$1\ \text{дина}=0{,}00001\ \text{Н};$$

$$1\ \text{кгк}=9{,}80665\ \text{Н}\ (\sim 9{,}81\ \text{Н}).$$

Халқаро бирлик тизими «СИ»да солиштирма оғирликнинг бирлиги ньютон тақсим куб метр — $\frac{\text{Н}}{\text{м}^3}$. Солиштирма оғирликнинг ўлчами — L^2MT^{-2}. Масалан, сувнинг солиштирма оғирлиги (сувнинг ҳарорати 4°С)

$$\gamma_{\text{сув}(4^\circ\text{C})}=9810\,\frac{\text{Н}}{\text{м}^3}=0{,}00981\,\frac{\text{Н}}{\text{см}^3}=1000\,\frac{\text{кгк}}{\text{м}^3}.$$

Солиштирма оғирлик бирлиги $\frac{Н}{м^3}$ нинг СИ тизимидаги бошқа бирликлар орқали ифодаланиши

$$\gamma = \rho g = \frac{кг}{м^3} \cdot \frac{м}{с^2} = \frac{кг}{м^2с^2},$$

бунда ρ — сувнинг зичлиги, $\frac{кг}{м^3}$; g — эркин тушиш тезланиши, $\frac{м}{с^2}$.

Босим. Халқаро бирлик тизими «СИ»да босим бирлиги этиб Паскаль қабул қилинган. Босимнинг ўлчами — $L^{-1}MT^{-2}$. Босим бирлиги Паскаль СИ тизимидаги бошқа бирликлари орқали ифодаланиши:

$$1Па = 1\frac{кг}{м \cdot с^2};$$

$$1Па = 1\frac{Н}{м^2} = 0{,}101972\frac{кгк}{м^2} = 10\frac{дин}{см^2} = 0{,}00001 \text{ бар} =$$

$$=0{,}102 \text{ мм сув уст.} = 0{,}0075 \text{ мм симоб устуни.}$$

1.1-жадвал

Халқаро бирлик тизими СИ

Катталик		Бирлик	
Номи	Рамзи*	Ўлчам	Белги
Асосий бирликлар			
Узунлик	L	метр	м
Масса (оғирлик)	M	килограмм	кг
Вақт	T	секунд	с
Ҳосилавий бирликлар			
Майдон (юза)	L^2	квадрат метр	м²
Ҳажм	L^3	куб метр	м³
Тезлик	LT^{-1}	секундига метр	м/с
Тезланиш	LT^{-2}	секунд квадратига метр	м/с²
Зичлик	$L^{-3}M$	килограмм тақсим куб метр	кг/м³

Катталик		Бирлик	
Номи	Рамзи*	Ўлчам	Белги
Куч, оғирлик	LMT^{-2}	Ньютон	Н
Босим, механик кучланиш	$L^{-1}MT^{-2}$	Паскаль	Па
Кинематик қовушоқлик коэффициенти	$L^{2}T^{-1}$	Квадрат метр тақсим секунд	м²/с
Динамик қовушоқлик коэффициенти	$L^{-1}MT^{-1}$	паскал секунд	Па·с
Иш, энергия	$L^{2}MT^{-2}$	жоул	Ж
Қувват	$L^{2}MT^{-3}$	Ватт	Вт
Ҳаракат миқдори (импульс)	LMT^{-1}	килограмм метр тақсим секунд	кг·м/с
Куч импульси	LMT^{-1}	Ньютон секунд	Н·с
Суюқликларнинг ҳажмий сарфи	$L^{3}T^{-1}$	куб метр тақсим секунд	м³/с
Суюқликларнинг массали сарфи	MT^{-1}	килограмм тақсим секунд	кг/с
Солиштирма энергия, напор	L	метр	м
Суюқлик сарфи модули	$L^{3}T^{-1}$	куб метр тақсим секунд	м³/с
Суюқлик тезлик модули	LT^{-1}	метр тақсим секунд	м/с
Солиштирма оғирлик	$L^{-2}MT^{-2}$	Ньютон тақсим куб метр	Н/м³

1.4-§. СУЮҚЛИК ВА УНИНГ ФИЗИК ХОССАЛАРИ

Суюқлик оқувчанлик хусусиятига эга бўлиб, у қандай шаклдаги идишга қуйилса, ўша идиш шаклини олади, яъни у ўзининг барқарор шаклига эга эмас. Бунинг сабаби шунда-

* [illegible] F, L, T, M — куч, узунлик, вақт, массанинг тегишли [illegible]

ки, суюқликнинг тинч ҳолатида уринма кучланиш бўлмайди, у нолга тенг. Суюқликлар ўз табиатига кўра, газ ҳолати билан қаттиқ жисм ҳолати ўртасидаги оралиқ ўринни эгаллайди. Суюқлик ва газ заррачаларининг ҳаракат тезликлари товуш тезлигидан кам бўлгани учун уларнинг ҳаракат қонунлари ўхшаш. Гидравлика қонунлари барча суюқликлар учун қўлланилиши мумкин. Гидравликада суюқлик дейилганда, асосан сув назарда тутилади, аммо барча суюқликлар ва газлар ҳаракатлари гидравлика қонунлари ёрдамида ўрганилади. Суюқликлар ва газларни бир-биридан ажратиш учун, суюқликларни томчили суюқликлар, газларни эса эластик суюқликлар деб қаралади. Томчили суюқликлар ва газлар қуйидаги хоссалари билан бир-бирига ўхшайди: 1) томчили суюқликлар худди газлар каби маълум бир шаклга эга эмас, унинг физик хоссалари барча йўналишларда бир хил, яъни изотропик; 2) газларнинг қовушоқлиги кам бўлиб, томчили суюқликларникига яқинлашади; 3) ҳарорат аниқ бир даражадан (у ҳароратнинг критик даражаси деб аталади) юқори бўлса, томчили суюқликлар қаттиқ жисмга айланади. Бундан буён томчили суюқликлар қисқача суюқликлар дейилади. Сув ўзининг оқувчанлиги ва сиқилмаслик хоссаси билан бошқа суюқликлардан (масалан газлардан) ажралиб туради. Гидравликада суюқлик деганда оддий табиий сув назарда тутилади.

1.5- §. ИДЕАЛ ВА РЕАЛ СУЮҚЛИКЛАР

Гидравлика фанида назарий тадқиқотларни соддалаштириш мақсадида идеал суюқликлардан фойдаланилади. Идеал суюқлик деб, босим ва ҳарорат таъсирида ўз ҳажмини мутлақо ўзгартирмайдиган ёки мутлақо сиқилмайдиган, ўзгармас зичликка эга бўлган ва ички ишқаланиш кучи бўлмаган, қовушоқлиги бўлмаган суюқликларга айтилади. Аслида ҳар қандай суюқлик босим ёки ҳарорат таъсирида ўз ҳажмини бир оз бўлса ҳам ўзгартиради, уларда ички ишқаланиш кучлари бўлади. Демак, табиатда аслида идеал суюқлик бўлмайди, яъни табиатдаги барча суюқликлар реал суюқликлардир. Тинч ҳолатдаги суюқликларда уринма кучланиш бўлмайди. Ҳаракатдаги суюқликларда эса уринма кучланиш бўлади, бундай суюқликнинг ичида ихтиёрий икки қатлам бир-бирига нисбатан ҳаракатда бўлганда, бу икки қатлам сатҳлари орасида ишқаланиш кучи пайдо бўлади, натижада ички уринма кучлар мувозанатлашади.

Хулоса: *1) тинч ҳолатдаги суюқликлар ўрганилаётганда, суюқликларни идеал ва реал турларига ажратиш зарурати йўқ, чунки тинч ҳолатдаги ҳар қандай суюқликда уринма кучланиш бўлмайди;*

2) реал суюқликларнинг ҳаракати ўрганилаётганда ички ишқаланиш кучини, яъни қовушоқлигини эътиборга олиш шарт, чунки қовушоқлик ҳаракатдаги реал суюқликнинг асосий хоссаси ҳисобланади.

1.6- §. РЕАЛ СУЮҚЛИКЛАРНИНГ АСОСИЙ ФИЗИК ХОССАЛАРИ. ҚОВУШОҚЛИК

Суюқликларнинг гидравликада фойдаланиладиган асосий физик характеристикалари — зичлик, солиштирма оғирлик, қовушоқлик ва бошқалар. Улар тўғрисида қисқа тушунча бериб ўтамиз.

Зичлик. V ҳажм бирлигидаги модда массаси M нинг миқдори модданинг зичлиги дейилади ва ρ билан белгиланади. Бир жинсли модда (суюқлик) учун

$$\rho = \frac{M}{V}, \tag{1.4}$$

бу ерда M — суюқликнинг массаси, кг; V — суюқликнинг ҳажми, м^3.

Солиштирма оғирлик. V ҳажм бирлигидаги модда (суюқлик) нинг оғирлик миқдори, солиштирма оғирлик дейилади ва γ ҳарфи билан белгиланади. Бир жинсли модда (суюқлик) учун

$$\gamma = \frac{G}{V}, \tag{1.5}$$

бу ерда G — суюқликнинг оғирлиги.

Масса билан оғирлик ўзаро қуйидагича боғланган:

$$Mg = G. \tag{1.6}$$

(1.6) дан

$$M = \frac{G}{g}, \tag{1.7}$$

бу ерда g — эркин тушиш тезланиши, м/с^2.

(1.7) тенгламадаги масса миқдорини (1.4) тенгламага қўйсак, зичлик билан солиштирма оғирликнинг ўзаро боғлиқлик муносабати келиб чиқади:

$$\gamma = \rho g, \tag{1.8}$$

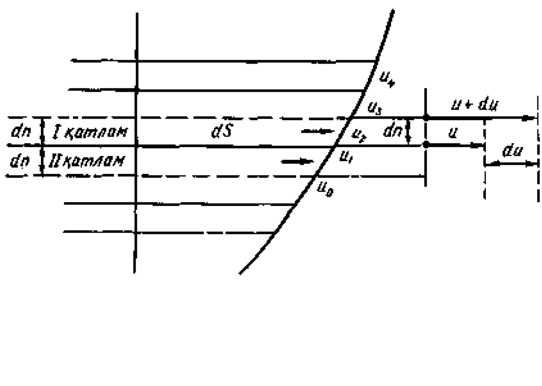
Бундан зичлик

$$\rho = \frac{\gamma}{g}. \tag{1.9}$$

Халқаро бирлик тизими СИ да ρ нинг ўлчов бирлиги қуйидагича:

$$[\rho] = \frac{[\gamma]}{[g]} = \frac{F}{L^3} : \frac{L}{T^2} = \frac{FT^2}{L^4} = \frac{M}{L^3}. \tag{1.10}$$

Ковушоқлик. Реал суюқликлар ҳаракатланган пайтда унинг ички қатламлари (сув билан сув қатламлари сатҳлари ва сув билан девор сатҳлари) орасидаги сатҳда ички ишқаланиш кучлари ҳосил бўлиб, бу қатламларнинг бир-бирига нисбатан силжишига қаршилик қилади. *Суюқлик қатламларининг орасидаги* сатҳ*да ишқаланиш кучини енгишга, яъни қатламларнинг ўзаро силжишига сарф бўлган куч қовушоқлик (ёки ички гидравлик ишқаланиш кучи) дейилади.* Ньютон қонунига биноан, суюқлик қатламларининг ўзаро силжиши учун зарур бўлган куч икки қатлам орасидаги сатҳга, қатламларни бир-бирига нисбатан силжиш тезлигига ва шу суюқликнинг қовушоқлик коэффициентига тўғри пропорционал (1.1-расм)



1.1- расм.

$$T = \mu dS \frac{du}{dn}, \qquad (1.11)$$

бу ерда T — таъсир этаётган ички ишқаланиш кучи; dS — икки қатлам орасидаги элементар сатҳ; μ — динамик қовушоқлик коэффициенти; $\frac{du}{dn}$ — тезлик градиенти.

Шундай қилиб, ички ишқаланиш кучи тезлик градиентига тўғри пропорционал.

(1.11) тенгламанинг иккала томони dS юзага бўлсак, бирлик юзадаги ишқаланиш кучини топамиз:

$$\tau = \mu \frac{du}{dn}, \qquad (1.12)$$

бунда μ — гидродинамикада, динамик қовушоқлик коэффициенти дейилади. Гидравликада, кўпинча кинематик қовушоқлик коэффициентидан фойдаланилади. Кинематик қовушоқлик коэффициенти динамик қовушоқлик коэффициентининг шу суюқлик зичлигига нисбати бўлиб, у ν ҳарфи билан белгиланади.

Кинематик қовушоқлик коэффициенти

$$\nu = \frac{\text{динамик қовушоқлик коэффициенти, } \mu}{\text{суюқлик зичлиги, } \rho}. \qquad (1.13)$$

Халқаро бирлик СИ тизимида кинематик қовушоқлик коэффициенти $м^2/с$ бирлигида ўлчанади (1.2-жадвалга қаранг).

1.2-жадвал

T°C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$\nu \cdot 10^{-6}$ $м^2/с$	1,79	1,73	1,67	1,62	1,57	1,52	1,47	1,43	1,39	1,35	1,31	1,27	1,24	1,21

1.2-жадвал (давоми)

14	15	16	17	18	20	25	30	35	40	45	50	60	70	90	100
1,18	1,15	1,12	1,09	1,06	1,01	0,90	0,81	0,72	0,66	0,60	0,55	0,48	0,41	0,31	0,28

Қовушоқлик суюқликларнинг физик хоссасига ва унинг ҳароратига боғлиқ ҳолда ўзгаради. 1.2-жадвалда ν кинематик қовушоқлик коэффициентининг қийматлари оддий сув учун келтирилган.

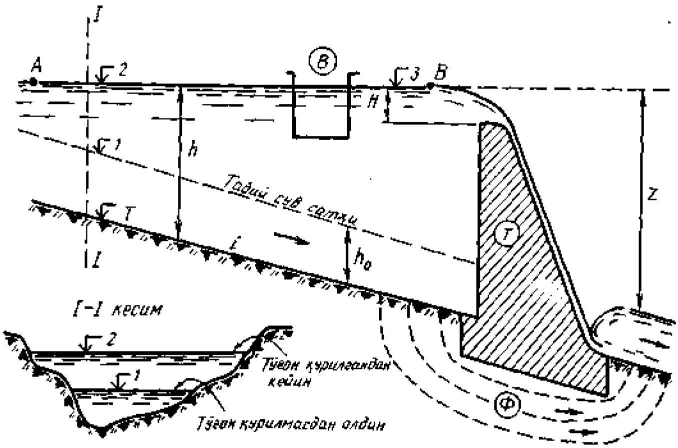
1.7-§. ГИДРАВЛИКАНИНГ АМАЛДА ҚЎЛЛАНИШ НАМУНАСИ

Гидродинамиканинг иккинчи бўлимида биринчи бўлимдаги назарий тенгламалар қўлланиб ҳар хил гидротехник иншоотларни гидравлик ҳисоблаш ишлари бажарилади. Чунончи қувурда ва очиқ ўзанларда ҳаракатланаётган суюқликларни, шунингдек, ер ости сувлари ҳаракатини ва суюқликларнинг тешиклар орқали оқиб чиқиши гидравлик аппаратлар ёрдамида ўрганилади. Айтайлик, дарёда тўғон қурилган бўлсин, унинг дарё бўйича узунасига кесимини олсак, қуйидаги ҳолатларни кўришимиз мумкин (1.2-расм). Бу *Т* тўғон дарёни тўсади, натижада юқори бьефда (юқори томонда) сув сатҳи кўтарилади. Керакли сув канал орқали ГЭС га, суғоришга ва бошқа иншоотларга олинади, ортиқча сув эса тўғон устидан пастки бьефга (пастки томонга) ўтказиб юборилади. 1.2- расмда келтирилгандек, гидротехник узел иншоотларини лойиҳалашда гидравлика аппаратларини (яъни гидродинамиканинг 1-қисмидаги назарий тенгламаларни) қўллаб қуйидаги амалий масалалар ҳал этилади:

1. Тўғон ёрдамида кўтарилган сув юқори бьефда дарё қирғоқларини босади. Бу қирғоқларни ва дарёнинг узунлиги бўйича ер майдонларини қанчалик сув босгани (сув остида қолган майдонлар, шу қаторда саноат, қишлоқ хўжалиги, қурилишлар ва ўрмонлар)ни билиш учун гидравлика тенгламалари ёрдамида сув сатҳининг *АВ* эркин эгри чизиғини ҳисоблаш лозим. Бу *АВ* чизиқни тузиш, тўғон қурилгандан кейин юқори бьефда дарё узунлиги бўйича оқимнинг чуқурлигини аниқлаш ва бу аниқланган чуқурлик кемаларнинг сузишига етарли эканлигини билиш учун керак.

2. Сув ўтказувчи тўғон устидан ортиқча сувни пастки бьефга ўтказиб юбориш учун тўғоннинг узунлигини (энини) ҳамда унинг устидаги босим кучини билиш керак.

3. Сув ўтказувчи тўғон устидан ўтаётган сув пастки бьефда хавфли гидравлик ҳолатни вужудга келтириши мумкин. Бу-



1.2-расм.

нинг олдини олиш учун пастки бьефда тўғон ортида, дарё тубида маҳаллий ювилишни бартараф этадиган гидравлик шароит яратиш керак.

4. Агар тўғоннинг асоси сув ўтказувчан қатлам, масалан, қум-тошлардан ташкил топган бўлса, унда тўғон тубидан, сув ер остидан фильтрация усулида, юқори бьефдан пастки бьефга ўтади (1.2- расмда *Ф* га қаранг). Суюқликнинг бундай ер ости ҳаракатлари ҳам гидравлик ҳисоблаш усули билан аниқланади.

5. Очиқ ўзанлар ва қувурларда суюқликларнинг ҳаракатини аниқлашда ҳам гидравлик ҳисоблаш усулларидан фойдаланилади.

Гидравлик аппаратлардан гидротехника иншоотлари, энергетика ва гидромелиорация объектларини лойиҳалаш, қуриш, шунингдек сув таъминоти ва канализация, гидравлик машиналар тизимларини лойиҳалашда ҳам кенг фойдаланилади.

Такрорлаш учун саволлар

1.1. Гидравлика фани тушунчаси, унда нима ўрганилади?

1.2. Суюқликнинг асосий физик хоссалари деб нимага айтилади?

1.3. Суюқликнинг зичлиги ва ўлчам бирлиги қандай аниқланади?

1.4. Қовушоқлик нима?

1.5. Идеал ва реал суюқлик тушунчаси. Улар қаерда ва қачон ишлатилади?

ИККИНЧИ БОБ

ГИДРОСТАТИКА

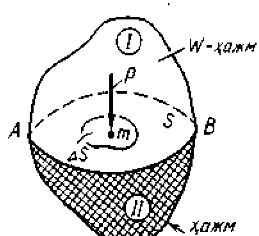
2.1-§. ГИДРОСТАТИК БОСИМ ВА УНИНГ ХОССАЛАРИ

Гидравлика фанининг гидростатика қисмида тинч ҳолатдаги суюқликларнинг қонунлари ўрганилади. Гидростатика деганда нуқтадаги гидростатик босим тушунилади. Буни тушунтириш учун 2.1- расмга мурожаат этамиз. Бу расмда сувнинг ихтиёрий бир W ҳажми тинч ҳолатда турибди деб фараз қилайлик. Шу ҳажм ичида ихтиёрий бир m нуқтани оламиз ва шу нуқта орқали AB текислик ўтказамиз. Бу текислик тинч ҳолатда турган ихтиёрий W ҳажмдаги сувни икки бўлакка ажратади (бўлак I ва бўлак II). AB текисликдаги майдонни S билан белгилаймиз. Агар бўлак II га нисбатан қаралса, унда AB текислик орқали босим кучи бўлак I дан бўлак II га, яъни S майдонга таъсир этяпти. Бу босим кучини биз P билан белгилаймиз. P — гидростатик босим кучи, яъни қисқача — гидростатик куч деб аталади. Шу AB текислик юзасидаги m нуқтада ΔS элементар майдончани оламиз. ΔS элементар майдончага ΔP куч таъсир этади. Бу ΔP куч бўлак II га нисбатан (агар бўлак I ни олиб ташласак) ташқи куч бўлади, бутун W ҳажм учун (бўлак I ва бўлак II бир бўлса) бу гидростатик куч ΔP ички куч дейилади.

ΔP кучнинг ΔS элементар майдончага нисбати шу майдончага таъсир этаётган ў р т а ч а гидростатик босимни беради:

$$\frac{\Delta P}{\Delta S} = \bar{p}. \qquad (2.1)$$

Агар ΔS элементар майдонча нолга интилса, у ҳолда $\frac{\Delta P}{\Delta S}$ нисбат m нуқтадаги гидростатик босимни беради, уни p билан белгилаймиз.



2.1-расм.

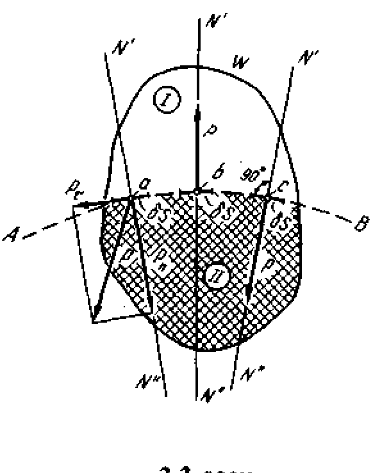
Унинг математик ифодасини қуйидаги тенглик билан кўрсатиш мумкин:

$$p = \lim_{\Delta S \to 0}\left(\frac{\Delta P}{\Delta S}\right), \qquad (2.2)$$

бунда p — нуқтадаги гидростатик босим, унинг ўлчов бирлиги, Па.

Нуқтадаги гидростатик босим икки хоссага эга:

1. Биринчи хоссаси. Гидростатик босимнинг йўналиши. *Нуқтадаги гидростатик босим δS майдончага нормал бўйича таъсир этади ва бу босим фақат сиқувчи бўлади.* Бошқача қилиб айтганда, у, босим таъсир қилаётган сув ҳажмининг ичига йўналган бўлади. Нуқтадаги гидростатик босимнинг биринчи хоссасини, яъни босимларнинг берилган майдонга нормал бўйича таъсир этишини исботлаймиз. Бунинг учун 2.2-расмга мурожаат этамиз. Бу расмда сувнинг ихтиёрий бирор W ҳажми тинч ҳолатда турибди деб фараз қилайлик. Шу W ҳажмни AB текислик ёрдамида икки бўлакка бўламиз. Бўлак I маълум куч билан AB текислик орқали бўлак II га таъсир кўрсатади; худди ўша миқдордаги куч билан бўлак II ҳам AB текислик орқали бўлак I га таъсир этади. Бу ерда иккала бўлакдан истаган бирини олиб, унинг мувозанатини ўрганишимиз мумкин. У ҳолда бошқа бир бўлакни AB текислиги орқали иккинчи бир бўлакка кўрсатаётган таъсирини, юқорида 2.1- расмда кўрсатилган куч деб қабул этиб, мулоҳаза юритамиз. 2.2- расмдаги қаралаётган бўлак II қия штрих чизиқлар билан белгиланган. Бунда бўлак I нинг AB текислик орқали бўлак II га таъсир қилаётган кучини кўриб чиқамиз. Бунинг учун AB текислик юзида бир нечта, масалан, a, b, c, ... нуқталарни белгилаймиз ва шу нуқталар атрофида ниҳоятда кичик (элементар) δS майдончалар ажратамиз ва уларга нисбатан $N' - N''$ нормаллар ўтказамиз. Бу δS майдончалар гидростатик босим таъ-

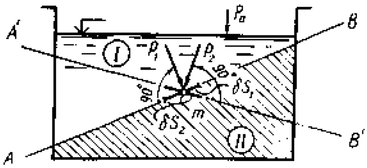


2.2-расм.

сир этувчи майдончалар деб аталади. Энди гидростатик босимнинг биринчи хоссасини исботлашга ўтамиз. Фараз қилайлик, a нуқтада p босим $N' - N''$ нормал бўйича AB текислик орқали бўлак II га бўлак I томонидан нормал таъсир этмаяпти дейлик. У ҳолда шу a нуқтадаги босимни икки ташкил этувчига, яъни босимни таъсир этаётган майдончага нисбатан p_n нормал ва p_t уринма ташкил этувчиларга ажратиш мумкин бўлади. Бизга маълумки, тинч ҳолатдаги суюқликларда ички уринма кучланиш бўлиши мумкин эмас. Бу ҳолда p_t нолга тенг бўлади. Бундан кўринадики, AB текисликдаги a нуқтада δS майдончанинг сатҳга таъсир қилаётган p босим фақат $N' - N''$ нормал чизиқ бўйича йўналган бўлади.

Фараз қилайлик, b нуқтада δS майдончага p босим $N' - N''$ нормал чизиқ бўйича таъсир қилиб, бўлак II нинг ички томонига эмас, балки ташқи томонига йўналган бўлсин. Унда b нуқтада чўзиш кучи пайдо бўлади. Маълумки, тинч ҳолатдаги суюқликлар чўзиш кучига қаршилик кўрсатиш хусусиятига эга эмас. Шундан кўриниб турибдики, гидростатик босимнинг биринчи хоссаси — босимнинг майдонга таъсири $N' - N''$ нормал чизиқ бўйича ички томонга йўналиши исбот этилди. Шундай экан, гидростатик босим чўзувчи эмас, ҳар доим сиқувчи бўлади (2.2-расмнинг c нуқтасига қаранг).

2. Иккинчи хоссаси. Гидростатик босимнинг миқдори. *Босимнинг миқдор катталиги, берилган нуқтада, у таъсир қилаётган АВ текисликдаги δS майдончанинг юзасига ва у, текислик қандай жойлашганлигига боғлиқ эмас. Бошқача қилиб айтганда, АВ текислигини, босим таъсир этаётган нуқта орқали, қандай бурчакка ўзгартирмайлик, шу нуқтага таъсир қилаётган босим миқдори ўзгармайди.* Босимнинг иккинчи хоссасини исбот этиш учун 2.3- расмга мурожаат этамиз. Очиқ A идишда бир жинсли тинч ҳолатдаги суюқлик бор. Суюқлик ичида ихтиёрий m нуқтани белгилаймиз. Шу нуқта орқали ихтиёрий AB ва $A'B'$ текисликларни ўтказамиз. Ҳар бир текислик шу тинч ҳолатда турган суюқлик ҳажмини икки бўлакка ажратади: бўлак I ва бўлак II; шу AB ва $A'B'$ текисликлар сатҳидаги m нуқтада ниҳоятда кичик (элементар) δS_1 ва δS_2 майдончалар ажратамиз. Кўриниб турибдики, δS_1 ва δS_2 майдончалар бир-бирига нисбатан ҳар хил текисликда жойлашган, аммо текисликлар бир m нуқта орқали ўтказилган ва бири иккинчисидан α бурчаги билан фарқ қилади.

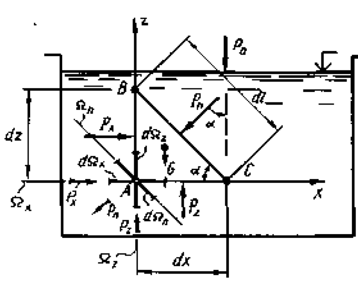


2.3-расм.

Фараз қилайлик, бу ерда босим бўлак I томонидан бўлак II га таъсир этаяпти. m нуқтадаги p босим AB ва $A'B'$ текисликлардаги ҳар хил, ниҳоятда кичик майдонча δS_1 ва δS_2 ларга таъсирини тегишлича p_1 ва p_2 лар билан белгилаймиз. Нуқтадаги гидростатик босимнинг биринчи хоссасига биноан, нуқтадаги босим таъсир этувчи майдон юзасига нормал йўналган бўлади, иккинчи хоссасига биноан, яъни Б. Паскаль қонунига асосан, p_1 ва p_2, ... p_i босимлар берилган нуқтада (шу нуқтадан ўтказилган AB ва $A'B'$ текисликларни қандай жойлашишидан қатъи назар) қиймати жиҳатидан бир-бирига тенг бўлиши керак, яъни $p_1=p_2=p_3=...=p_i$.

Маълумки, қаттиқ жисмлар учун $p_1=p_2=p_3=...=p_i$ тенглик бўлиши мумкин эмас, чунки бу нуқталарга улардан ташқари уринма кучланиш таъсир қилади. Юқорида келтирилган $p_1=p_2=p_3=...=p_i$ тенгликнинг тўғрилигини исботлаймиз. Бунинг учун бирор идишдаги тинч ҳолатдаги суюқлик ичида ихтиёрий A нуқтани оламиз ва A нуқта атрофида тўғри учбурчакли призма шаклидаги элементар ҳажмли суюқликни ажратиб оламиз.

2.4- расмдаги чизмада ABC — призманинг асоси, призманинг ўзи чизмага тик жойлашган, яъни ётқизиб қўйилган. Призманинг BC қиррасини горизонтал текисликка нисбатан ихтиёрий бурчагини α билан белгилаймиз. Тўғри бурчакли координата ўқларини 2.4-расмда кўрсатилгандек белгилаб, призма асосининг томонлари узунликларини координата ўқлари бўйлаб dx, dz ва dl билан ифодалаймиз; бу ҳолда dy — призманинг баландлиги. Юқорида кўрсатилган призма томонларининг узунлигини чексиз кичик деб фараз қиламиз.



2.4-расм.

Энди A нуқта орқали ихтиёрий учта йўналишда текислик ўтказамиз: Ω_x текислик x ўқи бўйича йўналган бўлиб, AC қиррага параллел; Ω_z текислик z ўқ бўйлаб AB қиррага параллел йўналган. Ω_n текислик BC қиррага параллел бўлиб, x ўқига нисбатан ихтиёрий α бурчак остида жойлашган. Шу учта текислик ўзаро учрашган A нуқтада ҳар бир текислик учун элементар майдонча ҳосил қиламиз: $d\Omega_x$; $d\Omega_z$ ва $d\Omega_n$. A нуқтада элементар майдончаларга таъсир қилаётган босимларни p_x, p_z, p_n билан ифодалаймиз. У ҳолда AB, AC ва BC қирраларга таъсир этувчи ўртача босим мос ҳолда қуйидагича бўлади: AB қирра учун $(p_x + \varepsilon_x)$; AC қирра учун — $(p_z + \varepsilon_z)$; BC қирра учун — $(p_n + \varepsilon_n)$. Бу ерда ε_x, ε_z, ε_n чексиз кичик қийматга эга бўлгани учун уларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Чунки бу қўшимча ҳадлар призманинг AB, AC, BC қирралари бўйлаб таъсир этувчи p_x, p_z, p_n босимларнинг узлуксиз ўзгаришини ифодаловчи катталиклар. Бу катталиклар dx, dz, dl элементар узунликлар каби чексиз кичик бўлгани учун уларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Бу ҳолда призманинг ён қирраларига таъсир қилаётган ўртача гидростатик босимлар A нуқтага таъсир этаётган босим p_x, p_z, p_n ларга тенг деб қабул қилинади.

ABC призма қуйидаги кучлар таъсирида тинч ҳолатда турибди дейлик, у ҳолда:

1) призманинг ён қирраларига, уни ўраб олган суюқлик томонидан, тик йўналишда таъсир қилаётган гидростатик босим кучлари:

$$P_x = p_x dz\, dy;\ P_z = p_z dx\, dy;\ P_n = p_n dl dy; \qquad (2.3)$$

2) ABC призманинг асосига, уни ўраб олган суюқлик томонидан тик йўналишда таъсир қилаётган P_y гидростатик босим кучи. Бу куч чизма текислигига тик йўналгани учун чизмада кўрсатилмаган;

3) призманинг ташқи ҳажмий оғирлик кучи G (қабул қилинган призманинг ўз оғирлиги).

Бу ерда 3-банддаги кучни ҳисобга олмаса ҳам бўлади, чунки y (2.3) тengликларда кўрсатилган кучларга нисбатан чексиз кичик. G оғирлик кучи ҳисобга олинмаганда қабул қилинган ABC элементар кичик призма фақат ташқи кучлар P_x, P_z, P_n, P_y таъсирида тинч ҳолатда бўлади, дейлик. У ҳолда P_x, P_z, P_n, P_y кучларнинг Ax ва Az ўқларга проекцияларининг йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак, яъни

$$\left.\begin{aligned} P_x - P_n \sin\alpha = 0; \\ P_z - P_n \cos\alpha = 0. \end{aligned}\right\} \tag{2.4}$$

(2.4) га (2.3) ни қўйсак

$$\left.\begin{aligned} P_x dz\, dy - P_n dl\, dy \sin\alpha = 0; \\ P_z dx\, dy - P_n dl\, dy \cos\alpha = 0. \end{aligned}\right\} \tag{2.5}$$

Бунда $dl = \frac{dz}{\sin\alpha} = \frac{dx}{\cos\alpha}$ ни назарда тутган ҳолда (2.5) тенгликлардан қуйидагини оламиз

$$p_n = p_x = p_z. \tag{2.6}$$

Бундан биз α бурчагининг қийматларини қандай ўзгартирмайлик, бари бир p_n босим $p_z = p_x$ ларга тенг бўлар экан. Яна бир хулоса, биз ABC призмани (2.4- расмдаги чизмада кўрсатилган координата ўқлари билан) A нуқтаси орқали қандай ўзгартирмайлик, унинг қирраларига таъсир қилаётган гидростатик босимлар (2.6) тенгликдагидек бир-бирига тенг бўлиб қолади.

2.2-§. ТИНЧ ҲОЛАТДАГИ СУЮҚЛИКНИНГ АСОСИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИ (Л. ЭЙЛЕР ТЕНГЛАМАСИ)

Тинч ҳолатдаги суюқликнинг дифференциал тенгламасини олиш учун суюқликка таъсир этувчи кучларни қараб чиқамиз. Суюқлик қандай ҳолатда бўлмасин (тинч ёки ҳаракат ҳолатида) унга моддий заррачалардан таркиб топган узлуксиз муҳит деб қаралади. Шу заррачаларга таъсир этувчи барча кучларни икки гуруҳга: ички кучларга ва ташқи кучларга ажратиш мумкин.

Ички кучлар. Суюқлик моддий заррачаларининг бир-бирига таъсир кучлари ички кучлар дейилади.

Ташқи кучлар. Бирор суюқлик ҳажмининг моддий заррачасига бошқа бирор жисм ҳажмидаги моддаларнинг таъсир қилаётган кучлари, чунончи, шу қаралаётган суюқлик ҳажмининг моддий заррачаларига, шу ҳажмни ҳар томондан ўраб олган суюқликнинг таъсир кучлари ташқи кучлар дейилади.

Берилган суюқлик ҳажмига таъсир қилувчи ташқи кучлар икки гуруҳга бўлинади.

1. Массали кучлар. Бу кучлар қаралаётган суюқлик ҳажмининг барча моддий заррачаларига таъсир қилади. Массали кучларнинг қиймати суюқликнинг массасига тўғри пропорционал. Бир жинсли суюқликлар учун, яъни суюқликларнинг зичлиги унинг ҳажми бўйича ўзгармас бўлса ρ=const, бу ҳолда массали кучларнинг қиймати суюқликнинг ҳажмига ҳам тўғри пропорционал бўлади. Шунинг учун (суюқликнинг зичлиги ρ = const бўлган ҳолда) массали кучлар ҳажмий кучлар деб аталади. Суюқликнинг ўз оғирлиги ҳажмий кучлар қаторига киради; суюқликнинг инерция кучларини ҳам ташқи ҳажмий кучлар деб қараш мумкин. Суюқликнинг берилган V ҳажмига таъсир этаётган ҳажмий кучни қуйидагича ифодалаш мумкин

$$F=M\phi \text{ ёки } F=V\phi_0, \tag{2.7}$$

бу ерда M — суюқликнинг массаси; ϕ ва ϕ_0 — суюқликнинг моддий заррачасига таъсир қилаётган ҳажмий кучларнинг интенсивлиги, яъни тақсимланиш зичлиги, бу тақсимланиш суюқликнинг ҳажми бўйича ҳар хил бўлиши мумкин.

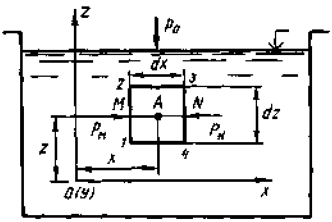
ϕ_0 — суюқликнинг ҳажм бирлигига таъсир қилаётган солиштирма ҳажмий куч, ϕ — суюқликни масса бирлигига таъсир қилаётган солиштирма ҳажмий куч.

2. Суюқлик сатҳига таъсир қилаётган кучлар. Бу кучлар кўрилаётган бирон суюқлик ҳажмининг сатҳига таъсир қилаётган кучлар. Бундай кучлар қаторига атмосфера босим кучи (у очиқ ўзанларда суюқликнинг эркин сув сатҳига таъсир этади), ишқаланиш кучи ва бошқа кучлар киради.

Тинч ҳолатдаги суюқликнинг дифференциал тенгламаси. Тинч ҳолатдаги суюқликни қараб чиқамиз (2.5-расм). Унга ихтиёрий ташқи ҳажмий кучлардан бирортаси таъсир қилсин, дейлик. Юқорида биз қаралаётган суюқликнинг бирлик массасига таъсир қилаётган ҳажмий кучни ϕ билан белгилаган эдик. Энди бу ϕ кучнинг Ox, Oy, Oz координата ўқларига проекциясини ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z билан ифодалаймиз. Умуман тинч ҳолатдаги суюқликда гидростатик босим ҳар хил нуқталарда турлича бўлади

$$p=f(x, y, z). \tag{2.8}$$

Гидростатик босим p билан нуқталарнинг координаталари ва ҳажмий кучлар орасидаги боғланишни аниқлаш керак. Бунинг учун қуйидагича иш юритамиз. Тинч ҳолатдаги суюқлик ичида (2.5- расм) Ox, Oz координата ўқларини белгилаймиз ва тўғри бурчакли 1—2—3—4 параллелепипед шаклидаги элементар ҳажмни ажратамиз; параллелепипед томонларини d_x, d_z ва d_y (d_y чизма текислигига тик бўлгани учун расмда кўрсатилмаган) билан белгилаймиз ва уларни чексиз кичик деб ҳисоблаймиз. Параллелепипед ўртасида A нуқтани тайинлаймиз, унинг координаталари x, y, z бўлсин. Бу A нуқтадаги босимни p билан белгилаймиз. A нуқта орқали O_x ўқига параллел MN чизиқни ўтказамиз, умуман гидростатик босим шу MN чизиқ бўйлаб тўхтовсиз равишда доимий ўзгаради. MN чизиқнинг бирлик узунлигига тўғри келадиган гидростатик босим қийматининг ўзгаришини



2.5-расм.

хусусий ҳосила $\frac{\partial p}{\partial x}$ орқали ифодалаш мумкин. Бу ҳолда $\frac{\partial p}{\partial x}$ ни қўллаб, M ва N нуқталардаги босимларни қуйидагича ёзамиз

$$\left.\begin{aligned} p_M &= p - \frac{1}{2} dx \frac{\partial p}{\partial x}; \\ p_N &= p + \frac{1}{2} dx \frac{\partial p}{\partial x}, \end{aligned}\right\} \tag{2.9}$$

бунда (2.9) тенгламанинг ўнг томондаги иккинчи ҳадлари p босимнинг $\frac{1}{2}dx$ узунликда ўзгаришини билдиради.

Тинч ҳолатдаги суюқликнинг дифференциал тенгламасини келтириб чиқариш учун қуйидагича мулоҳаза юритиш лозим;

а) элементар параллелепипедга таъсир этаётган барча кучларни аниқлаймиз;

б) барча кучларни Ox ўқига проекцияларини оламиз ва уларнинг йиғиндисини нолга тенглаштирамиз (чунки параллелепипед тинч ҳолатда турибди), натижада биринчи дифференциал тенгламасини оламиз;

в) иккинчи ва учинчи дифференциал тенгламасини олиш учун барча кучларни Oy ва Oz ўқларига проекциялаймиз.

Бу ерда фақат биринчи дифференциал тенгламасини келтириб чиқарамиз.

1. Параллелепипед 1—2—3—4 га таъсир қилаётган кучлар:

а) ҳажмий куч

$$\phi\,(dx\,dy\,dz)\,\rho, \tag{2.10}$$

бу ерда $(dx\,dy\,dz)\rho$ — параллелепипед 1—2—3—4 ни ташкил этувчи суюқлик массаси. Ҳажмий кучнинг Ox ўқига проекцияси

$$\phi_x(dx\,dy\,dz)\;\rho; \tag{2.11}$$

б) юзага таъсир этувчи кучлар: параллелепипеднинг 1—4 ва 2—3 қирраларига таъсир этувчи босим кучларининг Ox ўқига проекцияларининг фарқи нолга тенг; 1—2 ва 3—4 қирраларига таъсир этувчи босим кучларининг Ox ўқига проекцияларининг фарқи қуйидагича:

$$P_M - P_N = p_M(dz\,dy) - p_N(dz\,dy) = \left(p - \frac{1}{2}dx\,\frac{\partial p}{\partial x}\right)dy\,dz -$$

$$-\left(p + \frac{1}{2}dx\,\frac{\partial p}{\partial x}\right)dy\,dz = -\frac{\partial p}{\partial x}\,dx\,dy\,dz\,. \tag{2.12}$$

2. Барча кучларнинг Ox ўқига проекцияларининг йиғиндиси

$$\phi_x(dxdydz)\rho - \frac{\partial p}{\partial x}(dxdydz) = 0. \tag{2.13}$$

Бу (2.13) тенглама тинч ҳолатдаги суюқликнинг 1-дифференциал тенгламаси дейилади. Худди шундай йўл билан 2- ва 3-дифференциал тенгламаларни ёзамиз.

Аниқланган уччала дифференциал тенгламалар (суюқликнинг масса бирлигига нисбатан) охирги кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$\left.\begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned}\right\}. \tag{2.14}$$

Бу тенглама 1755 йилда Л. Эйлер томонидан ишлаб чиқилган ва унинг номи билан аталади.

2.3-§. ГИДРОСТАТИКАНИНГ АСОСИЙ ТЕНГЛАМАСИ. ТИНЧ ҲОЛАТДАГИ СУЮҚЛИКНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИНИ ИНТЕГРАЛЛАШ

Бунинг учун (2.14) тенгламанинг 1-дифференциал тенгламасини dx га, 2-сини dy га ва 3-сини dz га кўпайтирамиз. Кейин тенгламанинг чап ва ўнг томонларидаги ҳадларини ўзаро қўшиб чиқамиз

$$\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) = 0. \qquad (2.15)$$

'Нуқтадаги гидростатик босим, фақат координаталарга боғлиқ бўлгани учун, яъни $p=f(x, y, z)$, у ҳолда (2.15) тенгламада қавс ичидаги йиғинди p гидростатик босимнинг тўлиқ дифференциали ҳисобланади, яъни қавс ичидаги йиғиндини dp деб оламиз

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right). \qquad (2.16)$$

(2.16) тенгламани (2.15) тенгламага қўйсак, у ҳолда

$$dp = \rho\,(\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz). \qquad (2.17)$$

(2.17) тенгламани қараб чиқамиз. Агар (2.17) тенгламанинг чап қисми фақат координатага боғлиқ бўлган бирор функциянинг тўлиқ дифференциали бўлса, у ҳолда (2.17) нинг ўнг қисми ҳам координатага боғлиқ бўлган бирор функциянинг тўлиқ дифференциали бўлиши лозим. Суюқликларнинг зичлиги ўзгармаслиги ρ = const ни назарда тутиб, юқорида айтилганларга асосан, (2.17) тенгламада қавс ичидаги ифода ҳам координатага боғлиқ бўлган бирор функциянинг тўлиқ дифференциали бўлади. Бу охирги функцияни U орқали белгиласак, маълумки $U = f(x, y, z)$, у ҳолда (2.17) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин

$$dp = \rho\, dU, \qquad (2.18)$$

бу ерда

$$dU = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz. \qquad (2.19)$$

(2.18) тенгламани интеграллаймиз, натижада

$$p = \rho U + C, \qquad (2.20)$$

бунда C — интеграллашнинг ўзгармас сони. C ўзгармас сонни аниқлаш учун суюқликларнинг бирор нуқтасидаги p босим ва u тезлик маълум бўлган моддий заррачасини қараб чиқамиз

$$p = p_0\,;\ U = U_0. \qquad (2.21)$$

Бу нуқта учун (2.20) тенгламани қуйидаги кўринишда кўчириб ёзамиз

$$p_0 = \rho U_0 + C, \qquad (2.22)$$

(2.22) тенгламадан

$$C = p_0 - \rho U_0. \qquad (2.23)$$

(2.23) тенгламани (2.20) тенгламага қўйсак,

$$p = p_0 + \rho U - \rho U_0. \qquad (2.24)$$

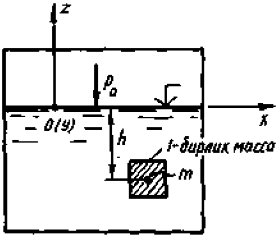
натижада

$$p = p_0 + \rho\,(U - U_0). \qquad (2.25)$$

(2.25) формула зичлиги ўзгармас бўлган $\rho = \text{const}$ суюқликнинг ихтиёрий нуқтасига таъсир қилаётган босимни ифодалайди.

2.4-§. ФАҚАТ ҲАЖМИЙ КУЧЛАРДАН БИРИ — ОҒИРЛИК КУЧИ ТАЪСИРИДА БЎЛГАН ТИНЧ ҲОЛАТДАГИ СУЮҚЛИКДАГИ ГИДРОСТАТИК БОСИМ

Тинч ҳолатдаги суюқликка фақат ҳажмий кучлардан бири — оғирлик кучи таъсир қилаётган ҳолни қараб чиқамиз. 2.6-расмда суюқлик қўйилган берк идиш келтирилган. Берк идиш ичидаги суюқлик сатҳига ташқи босим таъсир қилади. Уни p_0 билан белгилаймиз. Бу босимни (сув сатҳига таъсир этувчи) ташқи босим дейлик. 2.6- расмда кўрсатилганидек, Ox, Oy, Oz координата ўқларини суюқлик сатҳига нисбатан жойлаштирамиз. Суюқлик ичида олинган ихтиёрий m нуқтада суюқликнинг бирлик массасини ажратамиз. Бирлик массага ϕ ҳажмий куч таъсир қилади. Агар суюқликка таъсир этаёт-



2.6-расм.

ган ҳажмий кучлардан бири фақат оғирлик кучи бўлса, унда (2.19) тенгламадан

$$\phi_x = 0,\ \phi_y = 0,\ \phi_z = -g, \qquad (2.26)$$

бу ерда g — эркин тушиш тезланиши; ϕ_x, ϕ_y, ϕ_x — ҳажмий куч ϕ нинг координата ўқларига проекциялари. dp нинг қиймати (2.18) тенгламадан аниқланади, бизнинг юқорида айтилган шарт учун dU (2.19) тенгламадан

$$dU = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_я dz = -gdz. \qquad (2.27)$$

(2.27) тенгламани (2.18) тенгламага қўйсак,

$$dp = -\rho g\, dz. \qquad (2.28)$$

(2.28) тенгламани интегралласак

$$p = -\rho\, g\, d\, z + C, \qquad (2.29)$$

ёки

$$p = -\gamma z + C, \qquad (2.30)$$

бу еда C — интеграллашнинг ўзгармас сони. C нинг қийматини аниқлаш учун суюқлик сатҳидаги нуқтани қараймиз, бунда $z = 0$ ва $p = p_0$, (2.30) тенгламага асосан

$$C = p_0. \qquad (2.31)$$

(2.30) тенгламани қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$p = p_0 - \gamma z. \qquad (2.32)$$

Суюқлик сатҳидан m нуқтагача бўлган чуқурликни h билан белгилаймиз:

$$h = -z. \qquad (2.33)$$

(2.33) тенгламани назарда тутган ҳолда (2.32) ни қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$p = p_0 + \gamma h, \qquad (2.34)$$

бу ерда p — қаралаётган нуқтага таъсир қилаётган мутлақ босим; p_0 — суюқлик сатҳига таъсир этаётган босим, у ташқи босим дейилади.

Агар γh ни $p_{оғир}$ ёки $p_{орт}$ билан белгиласак, у ҳолда (2.34) формулада уни оғрилик ёки ортиқча босим деб номлаш мумкун

$$\gamma h = p_{оғир} \text{ (белги)}. \qquad (2.35)$$

Бу (2.35) тенглама оғирлик босим ёки ортиқча босим деб аталади. (2.34) формуладан (2.6- расм) кўриниб турибдики, суюқликнинг ўз оғирлиги таъсирида ҳосил бўлган $p_{оғир}$ босим мутлақ босимнинг бир қисмини ташкил этади.

(2.34) тенгламани қараб чиқсак, қуйидаги хулосага келамиз:

1. Нуқтадаги мутлақ босим ташқи босим билан оғирлик босимнинг йиғиндисига тенг.

2. Берилган нуқтада ташқи босим қанчалик ортиб борса, шу нуқтадаги мутлақ босим ҳам шунчалик ортиб боради.

Суюқлик тўлдирилган идиш очиқ бўлса, у ҳолда ташқи босим атмосфера босимига тенг бўлади, яъни

$$p_0 = p_a, \qquad (2.36)$$

бу ерда p_a — атмосфера босими.

(2.36) тенгламадан p_0 қийматини (2.34) тенгламага қўямиз

$$p = p_a + \gamma h, \qquad (2.37)$$

Берилган нуқтада мутлақ босимнинг атмосфера босимидан фарқи $p - p_a$ *ортиқча* $p_{орт}$ *босим дейилади; баъзан манометрик* $p_{манометр}$ *босим деб ҳам аталади.*

Амалда, биз мутлақ босим билан эмас, балки ортиқча босим билан иш юритамиз. Одатда, босим ўлчайдиган барча асбоблар ортиқча босимни ўлчайди. Шуларни назарда тутган ҳолда бундан буён қуйидаги белгиларни қабул қиламиз: 1) *ортиқча босим учун* p; 2) *мутлақ босим учун* $p_м$. Бундан келиб чиққан ҳолда ортиқча босим (сув тўлдирилган очиқ идиш учун)

$$p = p_м - p_a, \qquad (2.38)$$

у ҳолда мутлақ босимни (2.37) тенгламага асосан қуйидагича ёзамиз:

а) суюқлик тўлдирилган идиш очиқ бўлганда

$$p_м = p_a + \gamma h = p_a + p_{огир} = p_a + p; \quad (2.39)$$

б) суюқлик тўлдирилган идиш берк бўлганда

$$p_м = p_0 + \gamma h = p_0 + p_{огир} = p_0 + p. \quad (2.40)$$

Демак, очиқ идиш учун оғирлик босим ва ортиқча босим тушунчалари бир хил экан. Бундан буён оғирлик босим ва ортиқча босимларнинг индексларини тушириб қолдириб, уларни фақат p билан ифодалаймиз

$$p = p_{огир} = \gamma h, \quad (2.41)$$

берк идиш учун эса $p_{огир}$ ва $p_{орт}$ босимлар ҳар хил қийматга эга,шунинг учун

$$p = p_{огир} + (p_0 - p_a). \quad (2.42)$$

Шундай қилиб, ҳаммаси бўлиб биз беш хил босимни; мутлақ $p_м$, оғирлик $p_{огир}$ ортиқча $p_{орт}$, ташқи p_0 ва атмосфера $p_а$ босимларни аниқладик. Гидростатик босим кучи тўғрисида сўз юритиладиган бўлса, улар:

1) мутлақ гидростатик босим кучи $P_м$ ва 2) ортиқча гидростатик босим кучи $P_{орт}$ га ажралади. Одатда «ортиқча» деган сўз тушириб қолдирилади ва қисқача гидростатик босим кучи деб аталади.

Гидростатик босим. Вакуум. Манометрик (гидростатик) босим симобли, сувли пьезометр ва механик асбоблар (манометр) ёрдамида ўлчанади. Манометрик (гидростатик) босим:

берк идиш учун $\quad p_{ман} = p_м - p_0; \quad (2.43)$

очиқ идиш учун $\quad p_{ман} = p_м - p_a. \quad (2.44)$

Маълумки, очиқ идишдаги суюқлик сатҳига атмосфера босими таъсир қилади. У ҳолда манометр ортиқча гидростатик босимни ўлчайди

$$p_{ман} = p = \gamma h, \quad (2.45)$$

бу ерда h — суюқлик сатҳидан қаралаётган нуқтагача бўлган чуқурлик. Агар мутлақ босим атмосфера босимидан паст бўлса, суюқлик солинган идиш ичидаги ҳолат вакуум деб аталади. Вакуумни ўлчайдиган асбоб вакуумметр дейилади.

$$p_{вак}=p_a-p_м. \qquad (2.46)$$

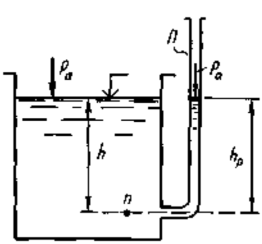
2.5-§. БОСИМНИ ЎЛЧАШ АСБОБЛАРИ. СУВ ВА СИМОБ БИЛАН ИШЛАЙДИГАН АСБОБЛАР. МЕХАНИК АСБОБЛАР

а. Сув билан ишлайдиган асбоблар

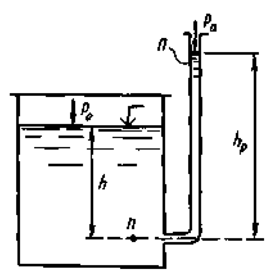
Пьезометрлар. Пьезометрлар гидростатик босимни сув ёрдамида ўлчайди. Босимнинг миқдори шиша найча ичида кўтарилган суюқлик баландлиги билан аниқланади. Пьезометр (2.7 ва 2.8-расмлар) ҳар хил, яъни тўғри ёки эгилган шаклда бўлиб, икки томони очиқ шиша найчадан иборат. Пьезометрик баландликни ўлчаётганда суюқликнинг капилляр кўтарилишини таъминлаш ва бунда хатога йўл қўймаслик мақсадида найчанинг диаметри амалиётда 10—15 мм ва ундан катта қабул қилинади. Пьезометрнинг пастки томони идишнинг деворига, ўлчаниши керак бўлган нуқта жойлашган чуқурликка ўрнатилади. 2.7-расмда ҳам идиш, ҳам пьезометр очиқ, яъни $p_0=p_a$. Бу ҳолда суюқлик сатҳи идишда ва пьезометрда бир хил текисликда бўлади ва пьезометрик h_p баландлик n нуқтаси жойлашган чуқурлик h га тенг бўлади:

$$h_p=h. \qquad (2.47)$$

Бу ҳолатда ортиқча босим қуйидагича ёзилади:



2.7-расм.



2.8-расм.

$$p = \gamma h_p = \gamma h. \tag{2.48}$$

2.8-расмда идиш берк, пьезометр эса очиқ. Идишдаги суюқлик сатҳига таъсир этаётган ташқи p_0 босим атмосфера босими p_a дан катта

$$p_0 > p_a. \tag{2.49}$$

У ҳолда пьезометр найчасидаги суюқлик идишдаги суюқлик сатҳидан (анча юқорига) h_p баландликка кўтарилади. Суюқликнинг ичидаги n нуқтасидаги гидростатик босим гидростатиканинг асосий тенгламаси (2.34) ёрдамида аниқланади:

$$p_м = p_a + \rho g h = p_a + \gamma h, \tag{2.50}$$

бундан

$$h_p = \frac{p_м - p_a}{\rho g} = \frac{p_м - p_a}{\gamma}. \tag{2.51}$$

Босимни шиша найчадаги суюқлик баландлиги билан ўлчаш жуда қулай, шунинг учун бу усул техникада кўп қўлланилади. Бу ерда шуни яхши эслаб қолиш керакки, сув учун 1 кг·куч/см^2 ёки 1 атм.га тенг бўлган босим

$$h_{p_{сув}} = \frac{p}{\rho_{сув} g} = \frac{p}{\gamma_{сув}} = \frac{9{,}81 \cdot 10000 \frac{Н}{м^2}}{9810 \frac{Н}{м^3}} = 10 \text{ м}, \tag{2.52}$$

баландлик, асоси 1 см^2 бўлган сув устунини ташкил этади. Симоб учун эса

$$h_{p_{симоб}} = \frac{p}{\rho_{симоб} g} = \frac{p}{\gamma_{симоб}} = \frac{9{,}81 \cdot 10000 \frac{Н}{м^2}}{132900 \frac{Н}{м^3}} = 0{,}738 \text{ м} \sim 738 \text{ мм} \tag{2.53}$$

баландлик, асоси 1 см^2 бўлган симоб устунини ташкил этади.

Пьезометр жуда сезгир ва аниқ асбоб, аммо у унча катта бўлмаган (0,5 атмосферагача) босимни ўлчаши мумкин. Катта босим учун пьезометрнинг найчалари жуда узун бўлиши керак. Бу эса анча қийинчиликларни келтириб чиқаради. Бунда бошқача суюқлик ёрдамида ишлайдиган манометрлар қўлланилади. Бу манометрлар зичлиги катта бўлган суюқликлар (масалан, симоб) ёдамида ишлайди. Симобнинг зичлиги сувникига қараганда 13,6 марта катта бўлганидан, симоб манометрнинг найчаси сув билан ишлайдиган пьезометр найчасига қараганда бир неча марта қисқа ва анча ихчам бўлади.

6. Симоб билан ишлайдиган асбоблар

Симобли манометр (2.9-расм). Бу манометр *U* симон шаклдаги шиша найчадан иборат бўлиб, унинг эгилган тирсаги симоб билан тўлдирилади. Симоб манометрларини 3 атмосферагача бўлган босим учун ишлатиш мумкин. Идиш ичидаги босим таъсирида симоб сатҳи чап томондаги найчада пасаяди, ўнг томондаги найчада эса кўтарилади.

Чап томонда турган найчадаги симоб сатҳида *A* нуқтани белгилаймиз. Бу нуқтада гидростатик босим қуйидагича (гидростатиканинг асосий формуласини қўллаб) аниқланади.

Нуқта *A* га идишдаги суюқлик томонидан таъсир қилаётган мутлақ босим

$$p_м = p_0 + \rho_{сув} g h_{сув} = p_0 + \gamma_{сув} h_{сув}. \qquad (2.54)$$

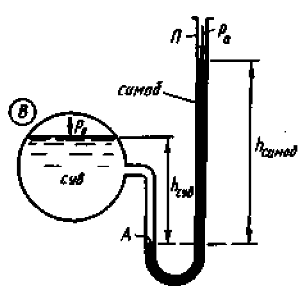
Нуқта *A* га манометрдаги симоб томонидан таъсир қилаётган мутлақ босим

$$p_м = p_a + \rho_{симоб} g h_{симоб} =$$

$$= p_a + \gamma_{симоб} h_{симоб}, \qquad (2.55)$$

бу ерда $\rho_{сув}$ ва $\rho_{симоб}$ — тегишли идишдаги суюқликнинг ва манометрдаги симобнинг зичлиги.

(2.54) ва (2.55) тенгламаларнинг ўзаро тенглик шартидан ташқи босим p_0 ни аниқлаймиз:



2.9- расм.

$$\left.\begin{array}{l} p_0 + \rho_{сув} g h_{сув} = p_a + \rho_{симоб} g h_{симоб}; \\ p_0 + \gamma_{сув} h_{сув} = p_a + \gamma_{симоб} h_{симоб}. \end{array}\right\} \quad (2.56)$$

ёки

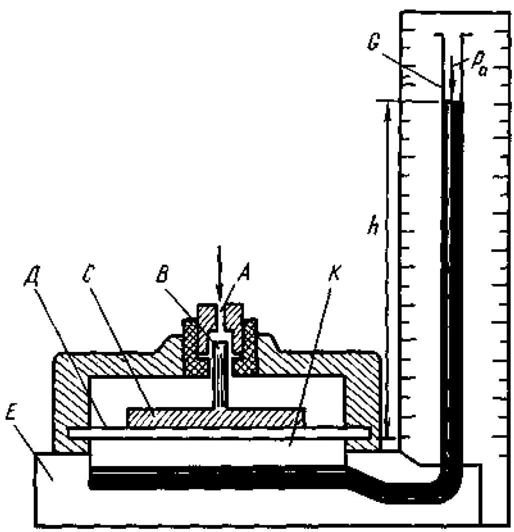
(2.56) дан

$$\left.\begin{array}{l} p_0 = p_a + \rho_{симоб} g h_{симоб} - \rho_{сув} g h_{сув}; \\ p_0 = p_a + \gamma_{симоб} \cdot h_{симоб} - \gamma_{сув} h_{сув}. \end{array}\right\} \quad (2.57)$$

ёки

Поршенли манометр. Улар катта босимларни ўлчаш учун ишлатилади. (2.10-расм). Улар гидравлик пресс шаклида бўлади. Бу манометр *A* найча, *B* поршен, *C* темир пластинка, каучукдан ясалган пластинка *D*, сув *K*, манометр тирсаги *E* ва симоб тўлатилган очиқ найча *G* дан тузилган.

A найчадан босим поршен орқали темир пластинка ва каучук пластинка ёрдамида, унинг тубида жойлашган манометр тирсаги ичидаги сувга таъсир этади, сув орқали эса маномернинг *G* найчасидаги симобга таъсир кўрсатади, натижада симоб найчада юқорига кўтарилади. Кўтарилган баландликка қараб ортиқча гидростатик босим аниқланади. Агар поршень *B* нинг майдонини *f*, темир пластинка *C* нинг май-

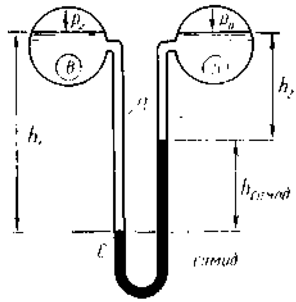


2.10-расм.

донини F билан, манометр найчаси Gда симобнинг кўтарилган баландлигини h билан белгиласак, босим (гидростатиканинг мувозанат тенгламасидан) қуйидагича бўлади:

$$p = \frac{F}{f} \rho_{\text{симоб}} g h_{\text{симоб}}. \qquad (2.58)$$

Поршенли манометрлар ёрдамида кичик симоб устунлари орқали жуда катта босимларни ўлчаш мумкин.



2.11- расм.

Дифференциал манометрлар. Агар икки идишдаги (2.11-расм) ёки бир идишнинг икки ихтиёрий нуқтасидаги (2.12-расм) босимлар фарқини ўлчаш кера́к бўлса, у ҳолда дифференциал манометр қўлланилади. Икки идишдаги бирлаштирилган дифференциал манометр 2.11-расмда кўрсатилган. Бу ерда ҳам, худди юқорида кўрсатилгандек шиша найча ичидаги симоб сатҳида (C нуқтада) босим қуйидагича ёзилади:

а) нуқта C га B идишдаги суюқлик томонидан таъсир қилаётган мутлақ босим

$$p_{\text{м}}^{\text{B}} = p_0^{\text{B}} + \rho_{\text{сув}} g h_{1\text{сув}}; \qquad (2.59)$$

б) нуқта C га $Б$ идишдаги суюқлик томонидан таъсир этаётган мутлақ босим

$$p_{\text{м}}^{(Б)} = p_0^{(Б)} + \rho_{\text{сув}} g\, h_{2\text{сув}} + \rho_{\text{симоб}} g\, h_{\text{симоб}}. \qquad (2.60)$$

(2.59) ва (2.60) тенгламалар C нуқтадаги босимни ифодалагани учун улар бир-бирига тенг бўлишлари шарт

$$p_{\text{м}}^{(B)} = p_{\text{м}}^{(Б)}. \qquad (2.61)$$

у ҳолда (2.59) ва (2.60) тенгламаларнинг ўнг томонлари ҳам нуқтадаги мутлақ босимни ифодалайди. Шундай экан, улар ҳам бир-бирларига тенг бўлади

$$p_0^{(B)} + \rho_{сув} g h_{1сув} = p_0^{(Б)} + \rho_{сув} g h_{2сув} + \rho_{симоб} g h_{симоб}. \qquad (2.62)$$

(2.62) ни қуйидагича ёзиш мумкин

$$p_0^{(B)} - p_0^{(Б)} = \rho_{сув} g h_{2сув} - \rho_{сув} g h_{1сув} + \rho_{симоб} g h_{симоб}. \qquad (2.63)$$

ёки

$$p_0^{(B)} - p_0^{(Б)} = \rho_{сув} g (h_2 - h_1)_{сув} + \rho_{симоб} g h_{симоб}. \qquad (2.64)$$

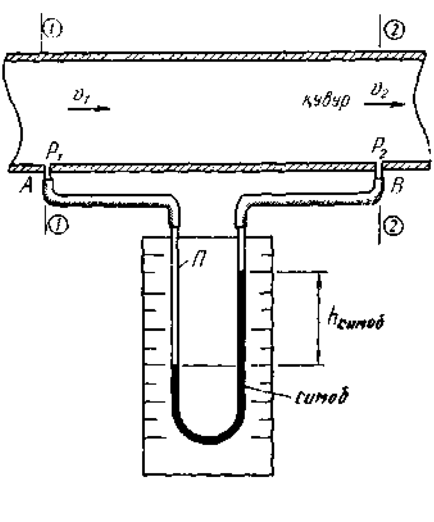
бу ерда $(h_2 - h_1)_{сув} = -h_{симоб}$ бўлгани учун

$$p_0^{(B)} - p_0^{(Б)} = -\rho_{сув} g h_{симоб} + \rho_{симоб} g h_{симоб}. \qquad (2.65)$$

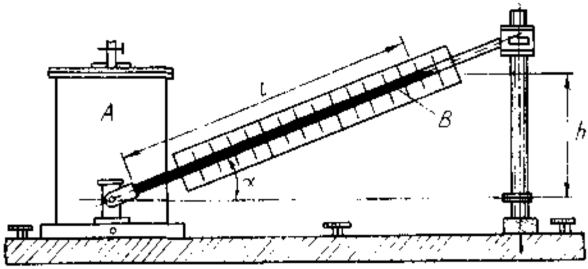
натижада

$$p_0^{(B)} - p_0^{(Б)} = (\rho_{симоб} - \rho_{сув}) g h_{симоб}. \qquad (2.66)$$

Шундай қилиб, босимлар фарқи U шаклдаги дифференциал манометрнинг иккала қисмидаги (шиша найчалардаги) симоб сатҳларининг фарқлари билан аниқланади. 2.12- расмда эса горизонтал қувурнинг икки A ва B нуқтасига бирлаштирилган дифференциал манометр кўрсатилган. Бу ҳолда ҳам 2.11-расмда кўрсатилгандек, B ва $Б$ нуқталардаги гидростатик босимлар фарқи (2.66) тенглама каби ифодаланади:



2.12- расм.

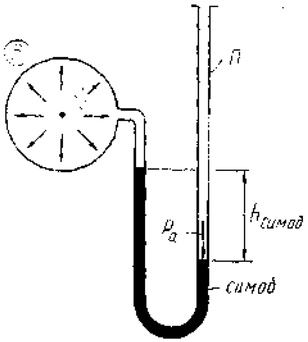


2.13- расм.

$$p_1^{(A)} - p_2^{(B)} = (\rho_{симоб} - \rho_{сув}) g h_{симоб} \tag{2.67}$$

Микроманометр. Микроманометрнинг юқорида келтирилган манометрлардан фарқи шундаки, уларнинг ўлчаш аниқликлари ниҳоятда юқори бўлиб, паст босимларни ўлчайди. Бундай микроманометрлардан бирининг тузилиши 2.13-расмда кўрсатилган. Микроманометр асосан, босим ўлчанадиган идишга уланган ҳавза (резервуар) *A* ва шиша *B* найчадан тузилган. Микромонометрнинг шиша найчаси текисликка нисбатан α бурчак остида жойлашган бўлиб, бу бурчак хоҳлаганча ўзгартилиши мумкин. Босим шиша найчанинг тубидаги қурилма ёрдамида аниқланади.

Вакуумметр. Гидравликада суюқлик тўлдирилган берк идиш ичидаги ихтиёрий нуқтасида мутлақ босим атмосфера босимдан паст бўлса, юқорида айтилгандек, бундай ҳолатга вакуум дейилади. Масалан, насоснинг сўриш қувуридаги босим, сифоннинг тирсагидаги босим ва ҳоказо. Атмосфера босимидан паст босимни (идишда вакуум бўлган ҳолда) ўлчайдиган асбоблар вакуумметр деб аталади. Шуни айтиш керакки, вакуумметр бўшлиқда тўғридан-тўғри босимни ўлчамайди, фақат вакуумни ўлчайди, яъни у идишдаги атмосфера босимгача етмаган босимни ўлчайди. Бу асбоб симобли асбоблардан деярли фарқ қилмайди, ишлаш усули бир хил. Вакуумметр 2.14- расмда тасвирланган. Бу ерда *U* шаклдаги шиша найчанинг тирсаги симобга тўлдирилган бўлиб, найчанинг бир томони босим ўлчанадиган идишга уланган. Найчанинг иккинчи очиқ томонига эса, атмосфера



2.14-расм.

босими таъсир қилади. Масалан, *B* идиш газ билан тўлдирилган бўлиб, ундаги босим

$$p_a = p_0 + \rho_{симоб} g h_{симоб}, \quad (2.68)$$

бундан

$$p_0 = p_a - \rho_{симоб} g h_{симоб}. \quad (2.69)$$

Бу ерда атмосфера босими таъсирида шиша найчадаги симоб кўтарилган баландлик

$$h_{симоб} = \frac{p_a - p_0}{\rho_{симоб} g}, \quad (2.70)$$

идишдаги $p_{вак}$ вакуум эса p_v га тенг бўлади

$$p_{вак} = p_a - p = p_v \text{ (белги)}. \quad (2.71)$$

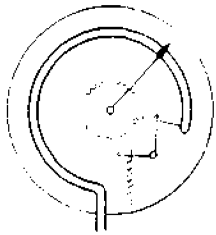
Вакуум нолдан 1 атмосферагача ўзгаради. Вакуум гидростатик босимнинг ўлчов бирликларида ифодаланиши мумкин, лекин кўпроқ, суюқлик (сув) устуни баландлиги каби метрда ифодаланади.

в. Механик асбоблар

Юқорида келтирилган суюқликлар (сув, симоб, спирт, эфир ва бошқалар)да ишлайдиган асбоблар унча катта бўлмаган босимларни ўлчашда асосан амалий лабораторияларда кенг қўлланилади. Катта босимларни, масалан, 5 атмосферадан юқори босимларни ўлчашда механик асбоблар, жумладан пружинали манометрлардан фойдаланилади.

П р у ж и н а л и м а н о м е т р. Бу асбоб (2.15- расм) бўш юпқа жез *A* найчадан тузилган бўлиб, уни бир томони тишли *B* механизмга ёпиштирилган. Иккинчи очиқ томони босим ўлчаниши керак бўлган *D* идиш билан уланган. *A* найча ичига уланган *D* идиш орқали суюқлик ўтади. Суюқлик босими таъсирида пружина тўғрилана бошлайди ва ташқи механизм (стрелка)ни ҳаракатга келтиради. Стрелканинг ҳаракати идишдаги ортиқча гидростатик босимни кўрсатади. Манометрдаги шкала ўлчанган босимнинг қийматини атмосфера босими бирликларида кўрсатади.

Мембранали манометр. Бунда суюқлик юпқа метал пластинкага (мембранага) таъсир этади (2.16-расм). Шунда мембрана букилиб ричаглар тизими орқали стрелкани ҳаракатга келтиради, стрелка эса идишдаги гидростатик босимни кўрсатади.



2.15-расм.

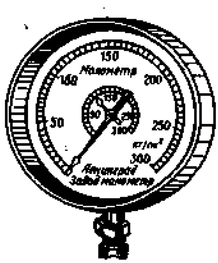
Гидростатикадан амалий машғулот ўтказиш учун услубий характерга эга бўлган намунавий масалалар.

2.1-масала. Берк идишга сув қуйилган ва у пьезометр билан жиҳозланган. Идишдаги сув сатҳига таъсир қилаётган босимни идиш берк бўлгани сабабли, ташқи босим деб ҳисоблаймиз. Масалада бу ташқи босим берилган (2.17-расм).

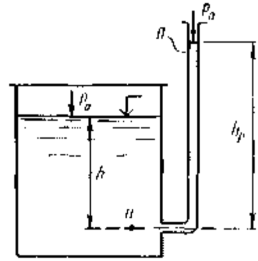
$$p_a = 10^5 \text{Па};\ p_0 = 1{,}25 \cdot 10^5 \text{ Па};\ \gamma = 9810 \text{ Н/м}^3.$$

Идишга ўрнатилган пьезометр сув сатҳидан h = 3,0 м пастда n нуқтада жойлашган. Сув пьезометрда қандай h_p баландликка кўтарилишини аниқланг.

Ечиш. Пьезометрик баландлик (2.51) формула ёрдамида аниқланади. Унинг учун (2.54) га асосан $p_м$ мутлақ босим (берк идиш учун)ни аниқлаймиз

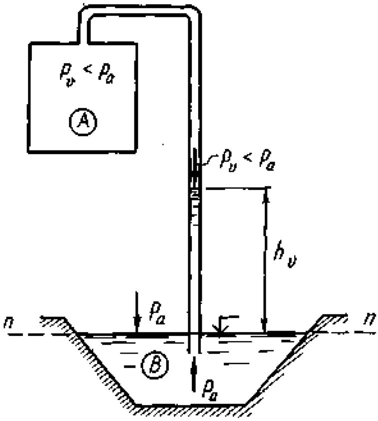


2.16-расм.



2.17-расм.

$$p_м = p_0 + \gamma h = \\ = 1{,}25 \cdot 10^5 + 9810 \cdot 3 = \\ = 1{,}544 \cdot 10^5 \text{ Па.}$$



2.18-расм.

Пьезометрик баландлик

$$h_p = \frac{p_м - p_a}{\gamma} = \\ = \frac{1{,}544 \cdot 10^5 - 1{,}0 \cdot 10^5}{9810} = 5{,}54 \text{ м.}$$

2.2-масала. 2.18-расмдаги *A* идишдан ҳаво сиқиб чиқарилган, у ердаги босим $p_{вак} = p_v = 0{,}60$ атмосфера. *A* идиш найча орқали *B* идишдаги сув билан туташтирилган. *B* идиш очиқ, шунинг учун ундаги сув сатҳига атмосфера босими таъсир қилади. $h_{вак}$ вакуум баландлигини аниқланг.

Ечиш. Найчада кўтарилган сувнинг $h_{вак}$ баландлигини аниқлаймиз:

$$h_{вак} = h_v = \frac{p_a - p_v}{\gamma} = \frac{1 \cdot 10^5 - 0{,}6 \cdot 10^5}{9810} \cong 4{,}0 \text{ м,}$$

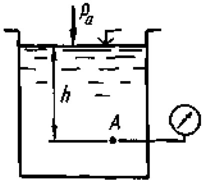
бу ерда

$$p_a = 1{,}0 \cdot 10^5 \text{ Па; } p_v = 0{,}6 \cdot 10^5 \text{ Па; } \gamma = 9810 \text{ Н/м}^3.$$

2.3-масала. Сув билан тўлдирилган очиқ идиш берилган (2.19-расм) *A* нуқтада (*h* чуқурликда) манометр ўрнатилган. Агар шу *A* нуқтада манометр $p_{ман} = 0{,}40$ кгк/см^2 ёки 0,4 атмосферани кўрсатса, сув сатҳи шу нуқтадан қанча *h* баландликда бўлади?

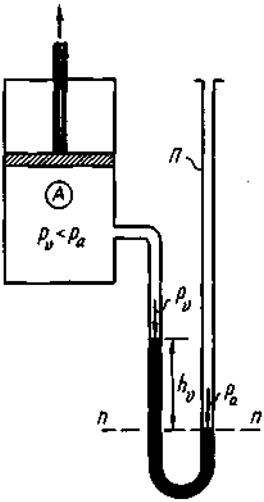
Ечиш.

$$h = \frac{p_{ман}}{\gamma} = \frac{0{,}40 \cdot 10^5}{9810} \simeq 4{,}0 \text{ м.}$$

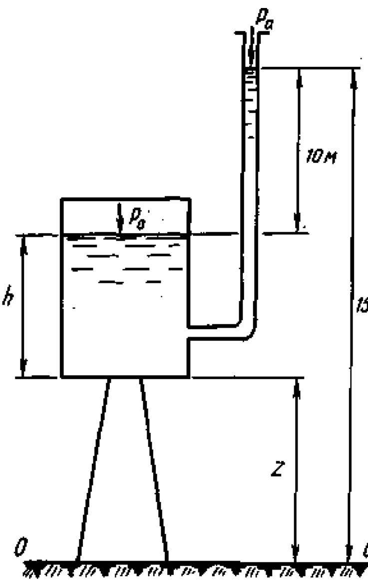


2.19-расм.

2.4-масала. Вакуумметрли найчадаги симоб *n – n* чизиғига нисбатан $h_v = 0{,}30$ м баландликка кўтарилган бўлса, (2.20-расм) *A* цилиндрдаги поршен остида ҳосил бўлган вакуумни аниқлаймиз.



2.20-расм.



2.21-расм.

Ечиш.

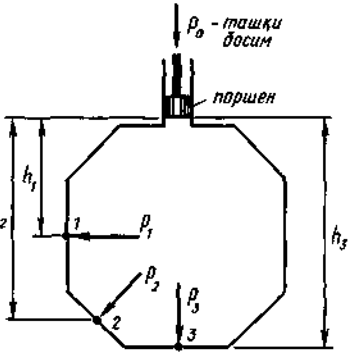
$$p_г = \gamma_{симоб} h_г = 13{,}6 \cdot 10^4 \cdot 0{,}3 = 4{,}08 \cdot 10^4 \text{ Па}.$$

2.5-масала. Цилиндр шаклдаги берк идиш сув билан тўлдирилган (2.21-расм). Сувнинг чуқурлиги $h = 2{,}0$ м. Сувнинг сатҳига $p_0 = 2$ атмосферага тенг сиқилган босими, яъни ташқи p_0 босим таъсир қиляпти. Агар идиш туби ер сатҳи (0–0 таққослаш текислиги)дан $z = 3{,}0$ м баландда бўлса, идишдаги сувнинг гидростатик ва пьезометрик босимини аниқланг. $p_a = 1{,}0 \cdot 10^5$ Па.

Ечиш. Идишнинг тубига таъсир қилувчи мутлақ гидростатик босим

$$p_м = p_0 + \gamma h = 2{,}0 \cdot 10^5 + 9810 \cdot 2 = 2{,}196 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

Таққослаш текислигига нисбатан гидростатик напор



2.22-расм.

$$H_s = \frac{p_м}{\gamma} + z =$$

$$= \frac{2{,}196 \cdot 10^5}{9810} + 3 = 25{,}35 \text{ м}.$$

Пьезометрик напор

$$H_p = H_s - \frac{p_a}{\gamma} =$$

$$= 25{,}35 - \frac{1{,}0 \cdot 10^5}{9810} \simeq$$

$$\simeq 15{,}15 \text{ м}.$$

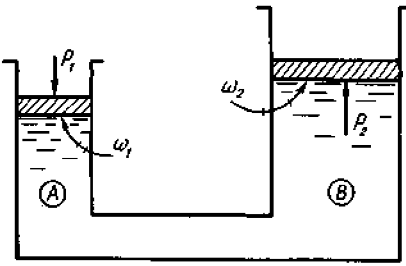
2.6-§. ПАСКАЛЬ ҚОНУНИ ВА УНИНГ АМАЛДА ҚЎЛЛАНИЛИШИ

2.22- расмда кўрсатилганидек ҳамма томони берк идиш оламиз. Идиш сув билан тўлдирилган. Идиш деворларидан биридаги кичик тешикка поршен ўрнатиб, унинг ёрдамида идиш ичидаги сувга ташқи p_0 босим қўямиз. Гидростатиканинг асосий тенгламасидан маълумки, тинч ҳолатдаги суюқликнинг ихтиёрий нуқтасидаги гидростатик босим икки омилга боғлиқ; суюқлик сатҳига таъсир этувчи ташқи p_0 босим (идиш очиқ бўлса, ташқи босим атмосфера босими p_a бўлади) шу суюқлик ичидаги ихтиёрий олинган нуқтанинг сув сатҳига нисбатан жойлашган h чуқурлигига боғлиқ. Агар шу идишдаги суюқлик ичида ихтиёрий h_1, h_2, ... ва ҳоказо чуқурликларда бир неча 1, 2, 3 ... n нуқта олсак ва бу нуқталар учун гидростатиканинг асосий тенгламасидан, мутлақ гидростатик босим формулаларини ёзсак, у ҳолда

$$\left.\begin{aligned} p_1 &= p_0 + \gamma h_1; \\ p_2 &= p_0 + \gamma h_2; \\ p_3 &= p_0 + \gamma h_3, \end{aligned}\right\} \qquad (2.72)$$

ихтиёрий нуқталарга таъсир этаётган босимнинг қиймати фақат шу нуқталар жойлашган h чуқурликка боғлиқ экан, суюқлик сатҳига таъсир этувчи ташқи p_0 босим эса, барча

1, 2, 3, ... нуқталар учун ўзгармас экан, яъни p_0=const. Бу (2.72) тенгламадан кўриниб турибди. Бундан суюқлик сатҳига қўйилган ташқи p_0 босим шу суюқлик ичидаги ихтиёрий нуқталарга бир хил таъсир этади, яъни ташқи босимни суюқлик ичида жойлашган ихтиёрий нуқталарга (ҳамда ихтиёрий текисликка) бир хил таъсир этишини Б. Паскаль аниқлаган ва у, Б. Паскаль қонуни дейилади. Масалан, p босим кучининг суюқлик орқали идишнинг деворига таъсири, шу деворнинг майдонига тўғри пропорционаллигини исботлаш учун туташ идиш оламиз. (2.23-расм). У идишларнинг кўндаланг кесим майдонлари ҳар хил, улардан A идишнинг кўндаланг кесим майдони ω_1 кичик, B идишнинг майдони ω_2 эса катта. Агар поршен ёрдамида A идишдаги сув сатҳига P_1 босим кучини қўйсак, бу ерда поршен тубидаги сув сатҳига таъсир қилаётган босим



2.23-расм.

$$p_0 = \frac{P_1}{\omega_1}, \qquad (2.73)$$

бўлади. Б. Паскаль қонунига биноан p_0 босим B идишдаги поршеннинг бирлик майдонига ҳам шундай таъсир этади. Бундан P_2 босим кучи B идишдаги поршенга таъсири қуйидагича ёзилади

$$P_2 = p_0\omega_2,$$

ёки

$$P_2 = P_1\frac{\omega_2}{\omega_1}. \qquad (2.74)$$

(2.74) тенгламадан кўринадики, B идишдаги ω_2 ва A идишдаги ω_1 суюқлик таъсир этаётган майдонлар нисбати $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ қанча катта бўлса, P_2 куч P_1 га нисбатан шунчалик катта бўлади. Масалан, агар $\omega_1 = 5\cdot10^{-4}$ м^2; $\omega_2 = 50\cdot10^{-4}$ м^2 ва P_1=100 Н бўлса, у ҳолда

$$P_2 = P_1\frac{\omega_2}{\omega_1} = 100\frac{50\cdot10^{-4}}{5\cdot10^{-4}}10^3\,\text{Н}.$$

Шундай бўлишига қарамасдан босим иккала поршен майдонининг бирлик юзаларига бир хил куч билан таъсир этади:

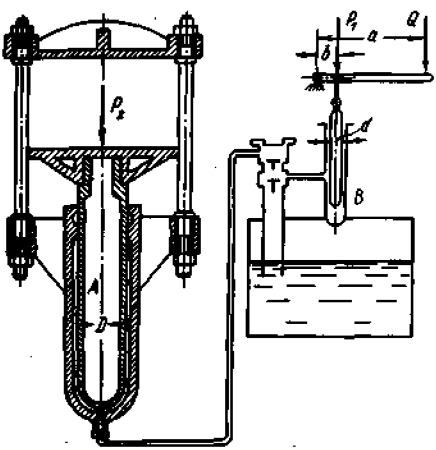
$$P_{0_1} = \frac{P_1}{\omega_1} = \frac{100}{5\cdot10^{-4}} = 2\cdot10^5\ \text{Па};$$

$$P_{0_2} = \frac{P_2}{\omega_2} = \frac{1000}{50\cdot10^{-4}} = 2\cdot10^5\ \text{Па}.$$

Б. Паскал қонунининг амалда қўлланилиши

Гидравлик машиналар Б. Паскал қонунига асосан ишлайди. Гидравлик машиналар қаторига гидравлик пресс, гидравлик аккумулятор, гидравлик домкрат ва бошқалар киради.

2.6-масала. Бир ишчи гидравлик пресс ёрдамида унинг ричагига $Q = 200$ Н куч билан таъсир этади (2.24-расм). Гидравлик пресс ричагининг катта елкаси $a = 1{,}0$ м; кичик елкаси $b = 0{,}10$ м; катта поршеннинг диаметри $D = 250$ мм, кичик поршеннинг диаметри $d = 25$ мм, фойдали иш коэффициенти $\eta = 0{,}80$. Прессда сиқилиш кучининг қийматини аниқланг P_2.



2.24-расм.

Ечиш. Катта поршенга таъсир қилаётган босим кучини топамиз:

$$P_2 = \eta\frac{aQ}{b}\left(\frac{D}{d}\right)^2 =$$

$$= 0{,}8\frac{1{,}0\cdot200}{0{,}10}\left(\frac{0{,}25}{0{,}025}\right)^2 =$$

$$= 1{,}6\cdot10^4\,\text{Н}.$$

Прессда сиқилиш кучи ричагнинг катта елкасига қўйилган ишчи кучига нисбатан 800 марта ортиқ экан.

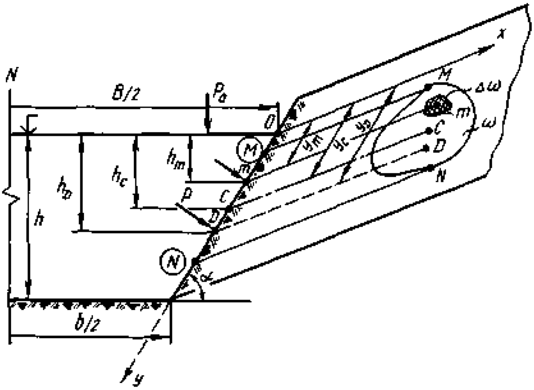
2.7-§. СУЮҚЛИК БОСИМ КУЧИНИНГ ДЕВОР ЮЗАСИГА ТАЪСИРИ

Суюқликнинг текис деворга босими. Гидростатик босимнинг текис деворга таъсири ва унинг баландлиги бўйича тақсимланиш эпюраси. Ихтиёрий нуқтадаги гидростатик босимни билган ҳолда босим кучини ёки унинг тенг таъсир этувчисини (бирон бир деворга нисбатан) аниқлаш осон. Суюқликнинг бирон-бир юзага босим кучини аниқлаш, масалан, гидротехник иншоотларни, сув тўсғич дарвозаларни, сув ҳавзаларини, канал деворларини ва бошқаларни гидравлик ҳисоблашда (уларнинг статик мустаҳкамлигини аниқлашда) катта амалий аҳамиятга эга. Суюқликнинг гидростатик босим кучини аниқлашда, аввало, соддароқ ҳолларни қараб чиқамиз, масалан, босим кучларининг текис юзали деворга таъсирини, кейинчалик мураккаброқ ҳолларини, яъни гидростатик босим кучининг эгри сиртли деворларга таъсирини қараб чиқамиз.

Ихтиёрий шаклдаги текис юзали деворга суюқликнинг босим кучини аниқлаймиз. Бундай ҳолат учун суюқликнинг босим кучи тенгламаси аниқлангандан кейин сув сатҳига қўйилган босимнинг таъсирини қўшиб ўрганамиз. Унинг учун Oy ўқни текис деворнинг йўналиши бўйича оламиз, у горизонтал текисликка нисбатан α бурчакни ташкил этади (2.25- расм). Бу девор бир томондан чуқурлиги h бўлган суюқликни ушлаб турибди. Шу Oy ўқи жойлашган ихтиёрий MN текисликда ω майдонни белгилаймиз. Деворнинг MN текислигидаги ω майдонига таъсир этаётган суюқликнинг P босим кучини аниқлаймиз.

MN текисликдаги ω майдоннинг оғирлик маркази C сув сатҳидан h_c чуқурликда жойлашган. Оғирлик маркази C нуқтасини Oy ўқи бўйича сув сатҳигача бўлган оралиғини y_c билан ифодалаймиз (2.25- расмга қаранг).

Деворнинг ажратилган шу MN текислигига таъсир қилаётган босим кучини аниқлаш учун ундаги ω майдонни $\Delta\omega$ элементар майдончаларга ажратамиз ва шу майдончаларга таъсир қилаётган босим кучларини аниқлаймиз. Шу бо-



2.25-расм.

сим кучларининг йиғиндиси берилган MN текисликдаги ω майдончага таъсир қилаётган босим кучини беради. Шу MN текисликдаги ω майдонча ичида сув сатҳидан тик бўйича h_m чуқурликда ва текис деворнинг қиялиги бўйича y_m масофада жойлашган m нуқтасини оламиз; бу ерда h_m чуқурлик y_m ордината билан $h_m=y_m \sin\alpha$ тенглама орқали боғланган. Маълумки, m нуқтадаги ортиқча гидростатик босим қуйидагича бўлади:

$$p^{(m)}=\rho g h_m=\gamma h_m. \tag{2.75}$$

m нуқта атрофида $\Delta\omega$ элементар майдончани ажратамиз. Бу элементар майдонча жуда кичик бўлгани учун унинг майдон бўйича гидростатик босимини ўзгармас деб қабул қилиб, (2.75) формулага асосан $\Delta\omega$ элементар майдончага таъсир этаётган элементар ΔP босим кучини қуйидагича аниқлаймиз:

$$\Delta P^{(m)}=p^{(m)}\Delta\omega, \tag{2.76}$$

ёки

$$\Delta P^{(m)}=\rho g h_m \Delta\omega=\gamma h_m \Delta\omega. \tag{2.77}$$

h_m нинг ўрнига унинг $h_m=y_m \sin\alpha$ қийматини қўйсак, у ҳолда

$$\Delta P^{(m)} = \gamma\, y_m \sin\alpha\, \Delta\omega \qquad (2.78)$$

MN текисликка таъсир қилаётган суюқликнинг P босим кучи $\Delta\omega$ элементар майдончаларга таъсир қилаётган ΔP элементар босим кучларининг йиғиндисига тенг:

$$P = \Sigma\Delta P = \Sigma\gamma \sin\alpha\, y_m \Delta\omega\,, \qquad (2.79)$$

γ ва $\sin\alpha$ ўзгармас сонларни йиғинди Σ белгисидан ташқарига чиқарсак, (2.79) тенглама қуйидагича ёзилади:

$$P = \gamma \sin\alpha \Sigma y_m \Delta\omega\,. \qquad (2.80)$$

(2.80) тенгламада $\Sigma y_m \Delta\omega$ — $\Delta\omega$ элементар майдончаларни y_m оралиққа (Ox ўқидан то $\Delta\omega$ майдончагача бўлган масофа) кўпайтмаларининг йиғиндиси. Назарий механика курсида бундай кўпайтмаларнинг йиғиндиси майдончаларнинг статик моментини билдиради, у ҳолда MN текисликдаги ω майдончанинг унинг оғирлик марказидан Ox ўқигача бўлган масофага кўпайтмаси бизга статик моментни беради, яъни

$$\sum_0^{\omega} y_m \Delta\omega = y_C \omega. \qquad (2.81)$$

(2.81) тенгламадаги $\sum_0^{\omega} y_m \Delta\omega$ ни (2.80) тенгламага қўйсак:

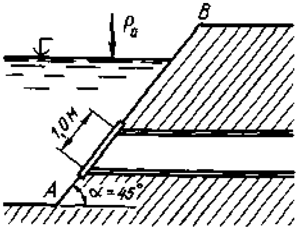
$$P = \gamma\, y_C \sin\alpha\, \omega\,. \qquad (2.82)$$

Бундан $y_c \sin\alpha$ ни h_C деб олсак, суюқликнинг босим кучини аниқлайдиган асосий формулани оламиз

$$P = \gamma\, h_C \omega. \qquad (2.83)$$

$\gamma\, h_C$ — MN текисликдаги ω майдончанинг C оғирлик марказига қўйилган ортиқча гидростатик босим бўлгани учун (2.83) тенгламага қуйидагича маъно бериш мумкин: текис деворнинг ω майдонига қўйилган суюқликнинг P босим кучи шу ω майдоннинг оғирлик марказига таъсир этаётган ортиқча гидростатик босимнинг шу майдонга кўпайтмасига тенг.

Юқорида келтирилган тушунча мутлақ босим кучига ҳам тааллуқли, яъни бу ҳолда суюқлик сатҳига таъсир қилаётган босим p_0 (яъни ташқи босим) эътиборга олинади. У



2.26-расм.

ҳолда текис деворнинг юзасига қўйилган $P_м$ мутлақ босим кучи қуйидагича ёзилади:

$$P_м = p_0\omega + \gamma h_c\omega = (p_0 + \gamma h_c)\omega. \quad (2.84)$$

(2.83) ва (2.84) тенгламалар ёрдамида P босим кучини ва ω, h_C ларни аниқлашда бир хил ўлчов бирлиги тизими *СИ* дан фойдаланиш керак.

Шуни ҳар доим эсда тутиш керакки, h_C нинг қийматини доим тик (вертикал) бўйича ўлчаш мақсадга мувофиқ (сув таъсир қилаётган текис деворнинг горизонтал текисликка нисбатан қандай бурчакда жойлашганидан қатъи назар). Яна шуни айтиш керакки, бундан буён деворга ва бошқа иншоотларга таъсир этаётган суюқликнинг босим кучи сўзини қисқача ортиқча босим ёки ортиқча босим кучи деб юритамиз.

2.7-масала. Квадрат шаклидаги сув тутқич текис темир дарвозага сувнинг босим кучини аниқланг; квадрат дарвозанинг томонлари 1,0×1,0 м; дарвоза горизонтал текисликка нисбатан $\alpha = 45°$ бурчак остида жойлаштирилган. Дарвозанинг юқори қирраси сув сатҳидан h =2,0 м чуқурликда жойлашган (2.26-расм); γ = 9810 Н/м^3 (ёки ρ = 1000 кг/м^3).

Ечиш. Сувнинг босим кучини (2.83) формуладан аниқлаймиз

$$P = \rho g h_C\omega = 1000\cdot 9{,}81\cdot 2{,}35\cdot 1 = 2{,}305\cdot 10^4\,Н = 2{,}305\cdot 10\ кН.$$

Бу ерда

$$\rho g = \gamma = 9810\ Н/м^3;$$

$$h_C = h + y_C\sin\alpha = 2{,}0 + 0{,}5\cdot 0{,}707 = 2{,}35\ м;$$

$$\omega = 1{,}0\cdot 1{,}0 = 1{,}0\ м^2.$$

Суюқлик босим кучининг текис деворга таъсири ва шу кучнинг миқдорини билишдан ташқари, шу P кучнинг йўналиши ва унинг таъсир нуқтасини ҳисоблашни билиш керак. Текис деворга таъсир қилувчи суюқликнинг босим кучининг йўналиши, гидростатик босимнинг биринчи хоссасига асосан, текис девор юзасига тик (нормал) йўналган бўлади.

2.8-§. ГИДРОСТАТИК БОСИМ МАРКАЗИ. БОСИМ КУЧИНИНГ ҚЎЙИЛИШ НУҚТАСИ

Текис девор юзасидаги босим кучи қўйилган нуқта босим маркази дейилади. Горизонтал текисликка α бурчак остида жойлашган текис деворга қўйилган босим марказини аниқлаш учун 2.25-расмга мурожаат этамиз. Расмда босим марказини D нуқта билан ифодалаб, унинг координати шу текис девор текислиги бўйича (яъни Oy ўқи бўйича) y_D бўлади. Босим маркази D сув сатҳидан h_D чуқурликда жойлашган бўлиб, у деворнинг оғирлик маркази (C нуқта) дан пастда бўлади.

Босим марказининг координаталарини аниқлаш формуласи. Бунинг учун назарий механикада қўлланиладиган, тенг таъсир этувчи момент теоремасидан фойдаланамиз, у қуйидагича: «Тенг таъсир этувчи кучнинг ихтиёрий координата ўқи (масалан, Ox ўқи)га нисбатан моменти унинг ташкил этувчи элементар кучларини шу координата ўқига нисбатан моментларининг йиғиндисига тенг». Тенг таъсир этувчи куч P нинг Ox ўқига нисбатан елкаси (ординатаси) y_D бўлади. Ташкил этувчи ΔP элементар куч эса $\Delta\omega$ элементар майдончага таъсир этади, унинг елкаси y.

Тенг таъсир этувчи P кучнинг Ox ўқига нисбатан моменти

$$M_P = P y_D. \tag{2.85}$$

Элементар кичик ΔP кучнинг Ox ўқига нисбатан моменти

$$M_{\Delta P} = \Delta P\, y. \tag{2.86}$$

Ташкил этувчи кучлар моментларининг йиғиндиси

$$\Sigma M_{\Delta P} = \sum_0^{\omega} \Delta P\, y\,. \tag{2.87}$$

Тенг таъсир этувчи момент теоремасига асосан (2.85) тенгламадан M_P (2.87) тенгламадаги $M_{\Delta P}$ нинг йиғиндисига тенг

$$M_P = \Sigma M_{\Delta P}\,,$$

ёки

$$P y_D = \sum_{0}^{\omega} \Delta P y. \qquad (2.88)$$

Ортиқча босим кучини назарда тутсак, у ҳолда (2.88) тенгламадан

$$\Delta P = p\Delta\omega = \gamma h \Delta\omega = \gamma y \sin\alpha \Delta\omega \qquad (2.89)$$

ва

$$P = \gamma y_C \sin\alpha \cdot \omega = \gamma h_C \omega. \qquad (2.90)$$

Моментлар тенгламаси (2.88) ни қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$\gamma h_C \omega y_D = \sum_{0}^{\omega} \gamma y^2 \sin\alpha \Delta\omega, \qquad (2.91)$$

ёки ўзгармас элемент γ ва $\sin\alpha$ ларни йиғинди белгиси Σ дан ташқарига чиқариб, h_C ни $y_C \sin\alpha$ га тенг деб олиб, (2.91)ни қуйидагича ёзамиз:

$$\gamma y_C \sin\alpha \omega y_D = \gamma \sin\alpha \sum_{0}^{\omega} \Delta\omega y^2, \qquad (2.92)$$

(2.92) дан

$$y_D = \frac{\sum_{0}^{\omega} \Delta\omega y^2}{\omega y_C}. \qquad (2.93)$$

Назарий механикадан маълумки, бу $\sum_{0}^{\omega} \Delta\omega y^2$ катталик Ox ўқига нисбатан ω майдоннинг I_x инерция моменти; ωy_C катталик эса ўша Ox ўқига нисбатан ω майдоннинг S_x статик моменти. Ихтиёрий шаклдаги текис майдончалар учун y_D ни ҳисоблаш формулалари 2.1-жадвалда келтирилган. Юқорида айтилганларни назарда тутган ҳолда (2.93) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин

$$y_D = \frac{I_x}{S_x} = \frac{I_x}{\omega y_C}. \qquad (2.94)$$

Амалда кўпроқ шакл майдонининг оғирлик марказига нисбатан инерция моментидан фойдаланилади. Агар ω майлонинг инерция моментини I_C орқали ифодаласак, назарий механиканинг параллел ўқларга нисбатан инерция моменти теоремасига асосан қуйидаги тенгламани ёзиш мумкин

$$I_X = I_C + \omega y_C^2. \qquad (2.95)$$

Бу I_x инерция моментининг қийматини (2.94) га қўйсак, босим марказининг y_D координатаси учун қуйидаги тенгламани оламиз

$$y_D = y_C + \frac{I_C}{\omega y_C}. \qquad (2.96)$$

ёки

$$y_D = y_C + e,$$

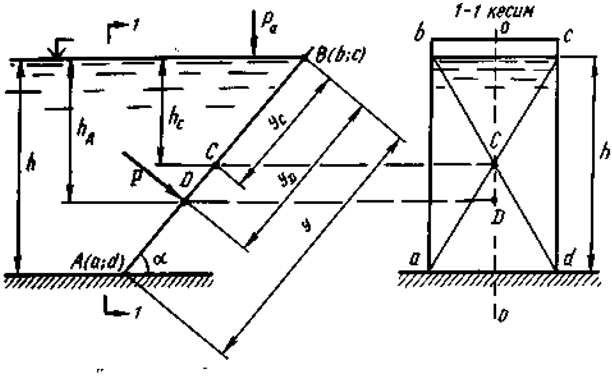
бу ерда e — эксцентриситет, у оғирлик маркази билан босим маркази оралиғидаги масофа

$$e = \frac{I_C}{\omega y_C},$$

бунда I_C — қаралаётган майдоннинг оғирлик маркази C нуқта орқали ўтказилган ўққа нисбатан (Ox ўқига параллел) инерция моменти. Майдоннинг инерция моментининг ўлчов бирлиги м^4; статик моментники эса, м^3; у ҳолда босим маркази y_D координатасининг ўлчов бирлиги, м.

(2.96) формуладан кўринадики, D босим маркази ҳар доим майдоннинг оғирлик марказидан пастда жойлашган бўлади. Суюқликнинг босими таъсир қилувчи майдон (текислик) горизонтал жойлашган бўлса, фақат бу ҳолда босим маркази майдоннинг оғирлик маркази билан бир нуқтада жойлашади. (2.96) формуладан фойдаланиш осон бўлиши учун 2.1-жадвалда текис деворга таъсир этувчи босим ва оғирлик марказининг координаталарини хусусий ҳоллар учун ҳисоблаш формулалари келтирилган.

2.8-масала. Текис тўғри тўртбурчакли сув тутгич дарвозанинг эни $b = 1{,}5$ м, у горизонтал текисликка нисбатан $\alpha = 60°$ бурчак остида жойлашган бўлиб, $h = 2{,}2$ м чуқурликдаги сувни тутиб турибди (2.27- расм). Шу дарвозага сувнинг босим кучини ва бу босим кучининг марказини аниқланг. $\rho = 1000$ кг/м^3.



2.27-расм.

Ечиш. Босим кучини (2.83) формуладан аниқлаймиз:

$$P = \gamma h_C \omega = \rho g h_C \omega = 1000 \cdot 9{,}81 \cdot 1{,}1 \cdot 3{,}82 = 4{,}12 \cdot 10^4\ H = $$
$$=4{,}12 \cdot 10\ \text{кН};$$

бунда

$$h_C = \frac{1}{2} h = \frac{1}{2} 2{,}2 = 1{,}1\ \text{м};$$

$$\omega = b \cdot y = b \frac{h}{\sin\alpha} = 1{,}5 \frac{2{,}2}{0{,}866} = 3{,}82\ \text{м}^2;$$

$$y = \frac{h}{\sin\alpha} = \frac{2{,}2}{0{,}866} = 2{,}55\ \text{м}.$$

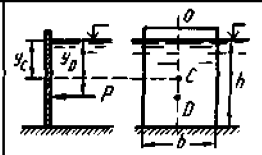
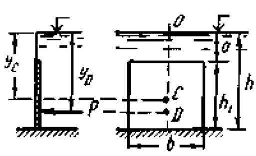
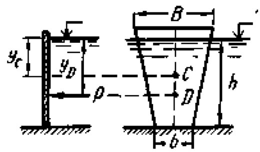
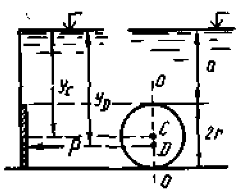
Босим марказининг координатаси (2.96) формуладан аниқланади:

$$y_D = y_C + \frac{I_C}{\omega y_C} = 1{,}27 + \frac{2{,}07}{3{,}82 \cdot 1{,}27} = 1{,}27 + 0{,}423 = 1{,}69\ \text{м},$$

бунда

$$y_C = \frac{h_C}{\sin\alpha} = \frac{1{,}10}{0{,}866} = 1{,}27\ \text{м};$$

$$I_C = \frac{by^3}{12} = \frac{1{,}5 \cdot 2{,}55^3}{12} = 2{,}07\ \text{м}^4;$$

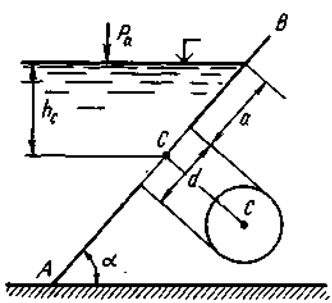
Майдонча-нинг номи	Майдончанинг схемаси	Босим марказининг координатаси	Оғирлик марказининг координатаси
Тўғри тўртбурчак $\omega = b \cdot h_1$		$y_D = \frac{2}{3}h_1$	$y_C = \frac{1}{2}h_1$
Тўғри тўртбурчак (кўмилган) $\omega = b \cdot h_1$		$y_D = a + \frac{h_1}{3}\cdot\frac{3a+2h_1}{2a+h_1}$	$y_C = a + \frac{h_1}{2}$
Трапеция $\omega = \frac{1}{2}(B+b)h_1$		$y_D = \frac{h}{2}\cdot\frac{B+3b}{B+2b}$	$y_C = \frac{h_1}{3}\cdot\frac{B+2b}{B+b}$
Доира (кўмилган) $\omega = \frac{\pi D^2}{4}$		$y_D = a + r + \frac{r^2}{4(a+r)}$	$y_C = a + r$

Изоҳ. Агар текис девор горизонтал текисликка нисбатан қандайдир α бурчак остида жойлашган бўлса, y_D нинг жадвалда келтирилган қийматини $\sin\alpha$ га бўлиш керак.

2.1-жадвалдан фойдаланиб, y_D нинг координаталарини қуйидагича аниқлаймиз

$$y_D = \frac{2}{3}h\frac{1}{\sin\alpha} = \frac{2}{3}\cdot 2{,}2\cdot\frac{1}{0{,}866} = 1{,}69 \text{ м}.$$

2.1-жадвалда келтирилган формулалар босим марказининг координаталарини аниқлашда ҳисоб-китобни анча соддалаштиради.



2.28-расм.

2.9-масала. $\alpha = 60°$ ёнбошлаган текис девордаги тешикни беркитувчи, диаметри $d = 0{,}5$ м бўлган доиравий сув тутгич дарвозага сувнинг P босим кучини ва қўйилган марказни аниқланг, $a = 1{,}0$ м, $\rho = 1000$ кг/м^3 (2.28-расм).

Ечиш. Сувнинг босим кучи (2.83) формуладан аниқланади:

$$P = \rho g h_c \omega = 1000 \cdot 9{,}81 \cdot 1{,}08 \cdot 0{,}196 = 2076{,}6 \text{ Н} = 2{,}08 \text{ кН},$$

бу ерда

$$h_c = \left(a + \frac{d}{2}\right)\sin\alpha = \left(1{,}0 + \frac{0{,}5}{2}\right)0{,}866 = 1{,}08 \text{ м},$$

$$\omega = 0{,}785 d^2 = 0{,}785 \cdot 0{,}5^2 = 0{,}196 \text{ м}^2.$$

Босим марказининг координатасини 2.1-жадвалдан оламиз

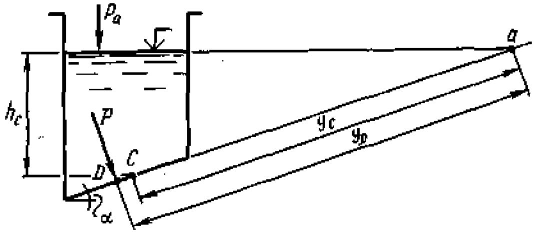
$$y_D = a + r + \frac{r^2}{4(a+r)},$$

бу ерда $a = 1{,}0$ м ва $r = 0{,}25$ м бўлса, y_D ни аниқлаймиз:

$$y_D = 1{,}0 + 0{,}25 + \frac{0{,}25^2}{4(1{,}0+0{,}25)} = 1{,}26 \text{ м}.$$

2.9-§. СУЮҚЛИК БОСИМИНИНГ ИДИШ ТУБИГА ТАЪСИРИ

Идиш туби текис ногоризонтал бўлган ҳол. Юқорида келтирилган босим кучини ва у қўйилган нуқталарини ҳисоблайдиган формулалар, бу ерда ҳам идишнинг текис тубига таъсир этувчи босим кучларини ва суюқликнинг босим марказини аниқлашда қўлланилиши мумкин. Умуман олганда, агар идишнинг текис туби горизонтал текисликка α бурчак остида ва шу идиш туби юзасининг оғирлик маркази сув сатҳидан h_C чуқурликда жой-



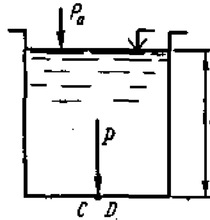
2.29-расм.

лашган бўлса, у ҳолда P босим кучи ва y_D босим марказининг координати (2.83) ва (2.96) формулалар ёрдамида аниқланади. Бу формулалардаги ҳамма шартли белгилар 2.29-расмда кўрсатилган.

Идиш туби текис горизонтал бўлган ҳол. Маълумки, амалда идишлар (яъни резервуарлар, сув ҳавзалари, тиндиргичлар, босимли баклар ва ҳоказолар)нинг тублари текис горизонталга яқин бўлади. Бунда P босим кучини ва y_D босим марказининг координатасини аниқлаш осонлашади. Ҳақиқатан, суюқлик тўлдирилган идиш туби текис горизонтал ва унинг майдони ω бўлса, шу ω майдоннинг оғирлик маркази h_C (C нуқта) шу идишдаги суюқликнинг h чуқурлигига тенг бўлса (яъни $h_C = h$), у идишнинг текис горизонтал тубига таъсир этувчи ортиқча босим кучини ҳисоблаш формуласи қуйидагича бўлади:

$$P = \gamma h \omega.$$

Бу кўринишдаги формула қуйидагича ўқилади: идишнинг текис горизонтал тубига таъсир этаётган суюқликнинг босим кучи идиш тубидан сув сатҳигача бўлган чуқурликдаги сув устунининг оғирлигига тенг. Идишнинг текис горизонтал тубининг ω майдонига таъсир этувчи босим кучи қўйилган нуқта шу майдончанинг оғирлик маркази билан мос тушади (2.30-расм), яъни оғирлик маркази ва босим маркази бир нуқтада бўлади.

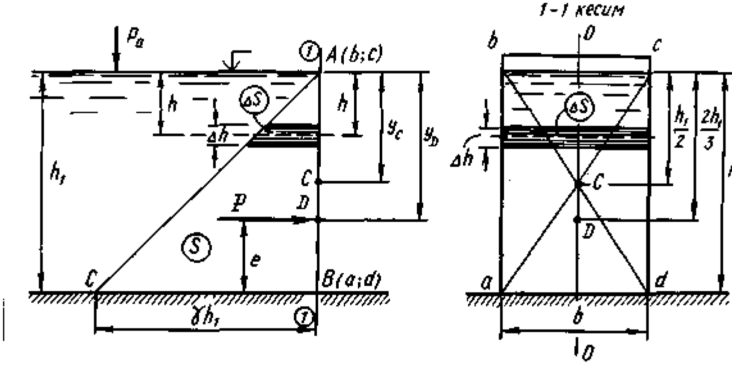


2.30-расм.

2.10-§. ТЎҒРИ ТЎРТБУРЧАКЛИ ДЕВОРГА ТАЪСИР ЭТУВЧИ ГИДРОСТАТИК БОСИМНИ АНИҚЛАШДА ГРАФОАНАЛИТИК УСУЛ

Умумий усул. Гидроиншоотларни гидравлик ҳисоблашда амалда кўпинча текис тўртбурчакли деворларга суюқлик босимининг таъсирини аниқлашга тўғри келади. Бу ҳолларда суюқликнинг P босим кучини ва у қўйилган D нуқтани аниқлашда графоаналитик усул кенг қўлланилади. Текис тўртбурчакли деворга таъсир этаётган босимни графоаналитик усулда аниқлаш қуйидагича: босимнинг миқдори ва унинг маркази ҳам график тузиш йўли билан чизма ёрдамида (босим эпюрасидан), ҳам аналитик ҳисоблаш йўли билан аниқланади.

Босим миқдорини аниқлаш. Бунинг учун тўғри тўртбурчакли тик (вертикал) AB деворни оламиз (2.31-расм). Бу деворга бир томондан чуқурлиги h_1 бўлган суюқлик таъсир этяпти. Бу деворнинг кенглигини b билан, суюқликнинг солиштирма оғирлигини эса γ билан ифодалаймиз. AB деворга ортиқча гидростатик босим эпюрасини чизамиз, у, тўғри бурчакли учбурчакдан иборат. Унинг BC томони γh_1 га тенг бўлади. Бу эпюранинг майдонини S деб олайлик. Берилган тик деворда эни b га ва баландлиги Δh га тенг бўлган ΔS элементар майдончани ажратамиз, бу майдонча суюқлик сатҳидан h чуқурликда жойлашган. Шу майдончага тўғри келадиган босим кучи



2.31-расм.

$$\Delta P = pb\Delta h = \gamma hb\Delta h. \qquad (2.97)$$

2.31- расмдан кўринадики, $\gamma h \Delta h$ кўпайтма, эпюранинг элементар ΔS майдончасини беради, яъни

$$\Delta S = \gamma h \Delta h. \qquad (2.98)$$

(2.98) тенгламани (2.97) тенгламага қўйсак,

$$\Delta P = \Delta S b. \qquad (2.99)$$

Бу ҳолда AB деворнинг бутун юзасига таъсир этаётган суюқликнинг босим кучини оламиз

$$P = \Sigma \Delta P = \Sigma \Delta S b. \qquad (2.100)$$

Тўғри тўртбурчакли деворнинг эни ўзгармас бўлгани учун суюқликнинг AB деворга босим кучи

$$P = b \Sigma \Delta S, \qquad (2.101)$$

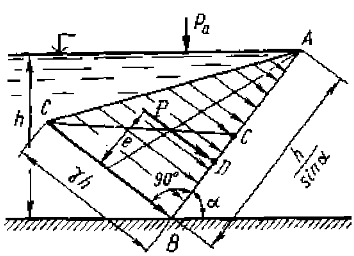
ёки $\Sigma\Delta S = S$ бўлгани учун

$$P = Sb. \qquad (2.102)$$

Шундай қилиб, текис тўртбурчакли деворга таъсир этаётган босим кучи девордаги босим эпюраси S майдонининг деворнинг b энига кўпайтмасига тенг.

Босим марказини аниқлаш. Маълумки, P босим кучи AB деворга тик йўналган бўлади, шундай экан, текис тўртбурчакли деворга қўйилган D босим маркази деворнинг 0–0 симметрия ўқида жойлашган бўлиб, шу ўқ бўйича деворнинг оғирлик марказидан пастда туради (2.32- расмга қаранг).

Босим кучини график усулда аниқлашда унинг босим марказини деворнинг тубидан бошлаб ўлчаб қўйиш қулайроқ. Деворнинг баландлиги бўйича унинг тубидаги B нуқтадан, босим маркази D нуқтагача бўлган оралиқни e билан белгилаймиз (2.32- расм), у оралиқдаги масофа босим кучининг елкаси дейилади.



2.32-расм.

Шундай қилиб, босим кучи ва босим марказини аниқлашда қўлланиладиган графоаналитик усул қуйидагича. Аввало, берилган тўғри тўртбурчакли деворга суюқликнинг гидростатик босим эпюраси чизилади, ва эпюранинг S майдони аниқланиб, уни деворнинг кенглиги b га кўпайтирилади; бу олинган Sb кўпайтма деворга қўйилган босим кучининг миқдорини беради: $P = Sb$. Кейин, босим эпюрасининг оғирлик маркази аниқланади ва шу марказдан девор чизиғигача тик (перпендикуляр) ўтказамиз. Шу ўтказилган тик (перпендикуляр)нинг девор чизиғи билан учрашган нуқтаси босим маркази дейилади. Шуни айтиш керакки, бундай графоаналитик усул фақат текис тўғри тўртбурчакли, унинг эни ўзгармас бўлган шаклдаги деворларга тааллуқли.

2.11-§. ГИДРОСТАТИК БОСИМ КУЧИНИНГ ТЕКИС ТЎҒРИ ТЎРТБУРЧАКЛИ ДЕВОРГА ТАЪСИРИ

Графоаналитик усулни қўллаш. Текис тўғри тўртбурчакли деворга суюқликнинг босим кучини графоаналитик усулда аниқлашнинг бешта хусусий ҳолини кўриб чиқамиз. Бунда қуйидаги шартли белгилар қабул қилинган. h_1 — юқори бьефдаги сувнинг чуқурлиги (бу ҳолда сув деворга бир томондан, яъни чап томондан таъсир этади); h_2 — пастки бьефдаги сувнинг чуқурлиги (бу ҳолда сув деворга ўнг томондан таъсир қилади). Қолган шартли белгилар умумий гидравликада қабул қилинган.

1. Биринчи хусусий ҳол. Тик текис тўғри тўртбурчакли девор берилган, унга сув бир томондан (чап томондан), яъни юқори бьефдан таъсир этяпти. 2.31- расмда сувнинг чуқурлиги h_1. Расмда суюқлик босимининг эпюраси тўғри бурчакли учбурчак шаклида бўлиб, бу эпюранинг S майдони

$$S = \frac{\gamma h_1 h_1}{2} = \frac{\gamma h_1^2}{2},$$

у ҳолда суюқликнинг деворга босим кучи

$$P = Sb = \frac{1}{2}\gamma h_1^2 b.$$

Шу босим кучининг елкаси B нуқтасига нисбатан (яъни деворнинг тубига нисбатан) бундай ёзилади:

$$e = \frac{1}{3} h_1.$$

2. Иккинчи хусусий ҳол. Бу хусусий ҳолда девор қия жойлашган бўлиб, горизонтал текислик билан α бурчакни ҳосил қилади (2.32- расм), қолган ҳамма шартлари биринчи хусусий ҳолдагидек. Бу ҳолда ҳам суюқликнинг босим эпюраси тўғри бурчакли учбурчак шаклида бўлади. Бу эпюранинг S майдони қуйидагича ёзилади:

$$S = \frac{\gamma h_1 h_1}{2 \sin\alpha} = \frac{1}{2} \frac{\gamma h_1^2}{\sin\alpha}.$$

Суюқликнинг деворга босим кучи $P = S\,b$ ёки

$$P = \frac{1}{2} \frac{\gamma h_1^2 b}{\sin\alpha}.$$

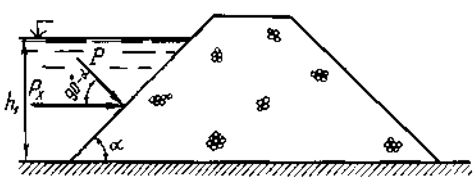
Деворга қўйилган босим кучининг елкаси

$$e = \frac{1}{3} \frac{h_1}{\sin\alpha}.$$

2.10-масала. Тошдан қурилган тўғон берилган, унга юқори бьефдан сув таъсир қиляпти. Тўғонга таъсир қилаётган P босим кучининг P_x горизонтал ташкил этувчиси аниқлансин. Тўғоннинг узунлиги (олди деворининг эни) $b = 5{,}0$ м, сувнинг чуқурлиги $h_1 = 4{,}0$ м (2.33- расм). $\rho = 1000$ кг/м^3 ёки $\gamma = \rho\, g = 1000 \cdot 9{,}81 = 9810$ Н/м^3.

Ечиш. Тўғоннинг олди деворига қўйилган босим кучи қуйидаги тенгламадан аниқланади:

$$P = \frac{\gamma h_1^2 b}{2 \sin\alpha},$$



2.33-расм.

бу ерда α — тўғон олди деворининг горизонтал текисликка нисбатан оғиш бурчаги.

Босим кучининг горизонтал текисликка проекцияси

$$P_x = P\cos(90^\circ - \alpha).$$

P нинг қийматини ўрнига қўйсак ва $\cos(90^\circ - \alpha)$ ни $\sin\alpha$ билан алмаштирсак, у ҳолда

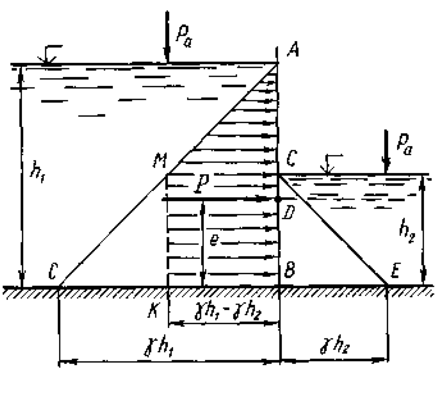
$$P_x = \frac{\gamma h_1^2 b \sin\alpha}{2\sin\alpha} = \frac{\gamma h_1^2 b}{2} = \frac{9810 \cdot 4^2 \cdot 5}{2} =$$

$$= 392400 \text{ Н} = 3{,}92 \cdot 10^5 \text{ Н} = 3{,}92 \cdot 10^2 \text{ кН}.$$

3. Учинчи хусусий ҳол. Тик тўғри тўртбурчакли деворга икки томондан суюқлик босим кучи таъсир қиляпти (2.34- расм). Деворнинг чап томонидаги сувнинг чуқурлиги h_1, ўнг томонидагиси эса — h_2.

AB деворга натижавий босим эпюраси трапеция шаклда бўлиб, уни ташкил этувчи асослари h_1 ва h_2, баландлиги эса $(\gamma h_1 - \gamma h_2)$ бўлади. Бу трапеция шаклидаги босим эпюрасининг майдони қуйидагича

$$S = \frac{\gamma h_1^2 - \gamma h_2^2}{2} = \frac{\gamma}{2}\left(h_1^2 - h_2^2\right).$$

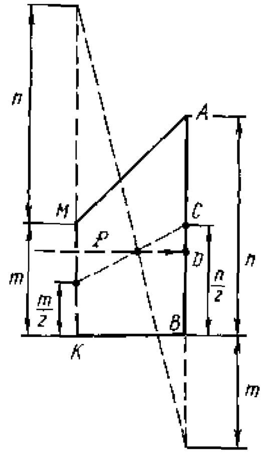


2.34-расм.

Суюқликнинг AB деворига босим кучи

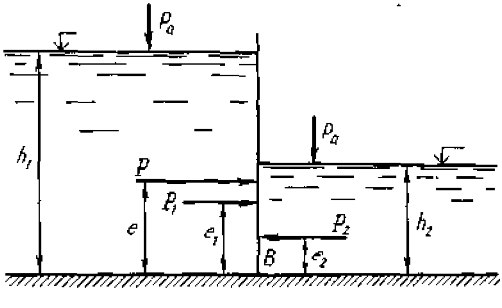
$$P = Sb = \gamma\,(h_1^2 - h_2^2)\frac{b}{2}.$$

Графоаналитик усулда трапеция шаклдаги босим эпюрасининг босим маркази аниқланади. Бунинг учун аввало, график усулда асослари m ва n бўлган трапеция шаклидаги босим эпюрасининг оғирлик маркази аниқланини (бу ерда 2.34-расмдаги h_1 ни n ва h_2 ни m деб қабул қилинган, 2.35-расмга қаранг). Трапеция шаклидаги эпюранинг оғирлик марказини аниқлаш учун медиана ўтказамиз — бу чизиқ трапециянинг иккала асосларини тенг иккига бўлади: m асосининг узунлиги n асосининг бир ёқ томонига, n асосининг узунлиги m асосининг иккинчи ёқ томонига қўйилиб, уларнинг охирлари тўғри чизиқ билан бирлаштирилади; шу тўғри чизиқнинг медиана билан учрашган O нуқтаси бизга трапециянинг оғирлик марказини беради (2.35-расм). Шу тарзда босим эпюрасининг марказини аниқлаймиз. Бу марказдан тенг таъсир этувчи босим



2.35-расм.

кучининг векторини ўтказиб, уни девор билан учрашгунча давом эттирсак, босим маркази топилади, бу нуқтани D ҳарфи билан белгилаймиз. Масштабда, чизмадан BD орадаги босим кучининг елкаси e дейилади. Босим кучи елкасини аналитик усулда ҳам аниқлаш мумкин. У ҳолда тенг таъсир этувчи кучнинг моменти, қандайдир бир ихтиёрий нуқтага нисбатан, кучлар моментининг йиғиндисига тенг. Фараз қилайлик, 2.36-расмда P — тенг таъсир этувчи босим кучи; e — унинг елкаси. P_1 — чап томондаги суюқликнинг босим кучи, P_1 қуйидаги формулага асосан аниқланади:



2.36-расм.

$$P_1 = \frac{\gamma h_1^2 b}{2},$$

бу ерда e_1 — шу P_1 босим кучининг елкаси;

$$e_1 = \frac{1}{3} h_1,$$

P_2 — ўнг томондаги суюқликнинг босим кучи,

$$P_2 = \frac{\gamma h_2^2 b}{2},$$

бунда e_2 — шу P_2 босим кучининг елкаси;

$$e_2 = \frac{1}{3} h_2.$$

Босим кучининг елкасини аналитик усулда аниқлаш учун берилган нуқтага нисбатан моментлар тенгламасини тузамиз

$$P \cdot e = P_1 e_1 - P_2 e_2.$$

Мазкур тенгламага P, P_1, P_2, e_1, e_2 ларнинг қийматларини қўйиб чиқамиз

$$\gamma(h_1^2 - h_2^2)\frac{b}{2} e = \frac{\gamma h_1^2 b}{2} \frac{h_1}{3} - \frac{\gamma h_2^2 b}{2} \frac{h_2}{3},$$

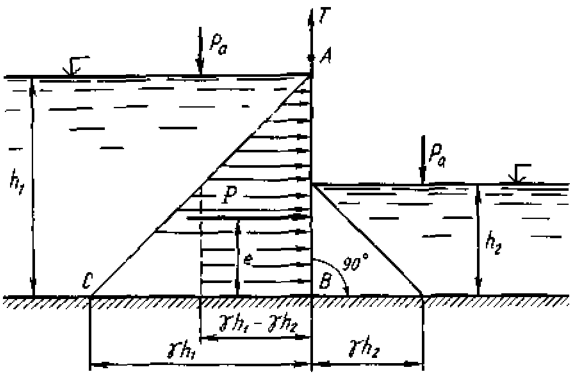
ёки

$$\frac{1}{2}\gamma(h_1^2 - h_2^2) b e = \frac{1}{6}\gamma(h_1^3 - h_2^3) b,$$

бундан тенг таъсир этувчи босим кучининг елкасини аниқлаймиз

$$e = \frac{1}{3} \cdot \frac{h_1^3 - h_2^3}{h_1^2 - h_2^2}.$$

2.11-масала. Эни $b = 4{,}0$ м бўлган вертикал сув туткич дарвозани юқорига тик йўналишда кўтариш учун тортиш кучини аниқланг. Дарвозанинг чап томонидаги сувнинг чуқурлиги h_1=3,0 м, ўнг томондаги сувнинг чуқурлиги эса h_2=1,0 м (2.37- расм).



2.37-расм.

Дарвозанинг оғирлиги $G = 250$ кг·к. Дарвоза кўтарилаётган вақтда у бетон устунга ишқаланади, бундаги ишқаланиш коэффициенти $f = 0,5$.

Ечиш. Дарвозани кўтариш учун тортиш кучи қуйидаги тенгламадан аниқланади

$$T = Pf + G,$$

бу ерда Pf — ишқаланиш кучи.

Шундай қилиб, суюқликнинг дарвозага нисбатан босим кучини қуйидаги тенгламадан аниқлаймиз

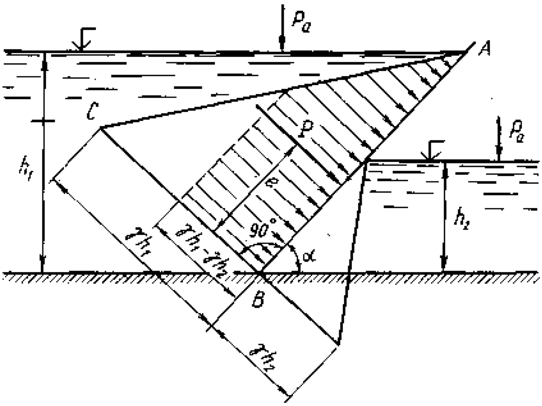
$$P = \frac{1}{2}\gamma(h_1^2 - h_2^2)b = \frac{1}{2}9810(3,0^2 - 1,0^2)4,0 = 1,57 \cdot 10^5\text{Н} =$$

$$= 1,57 \cdot 10^2 \text{ кН}.$$

Дарвозани юқорига тортиш кучи:

$$T = 1,57 \cdot 10^5 \cdot 0,5 + 2,45 \cdot 10^3 =$$

$$= 8,10 \cdot 10^4\text{Н} = 8,10 \cdot 10 \text{ кН}.$$



2.38-расм.

4. Тўртинчи хусусий ҳол. Бу учинчи хусусий ҳолдан фақат девор горизонтал текисликка нисбатан α бурчак остида қия жойлашганлиги билан фарқ қилади (2.38-расм). Бунда қия деворга суюқликнинг тенг таъсир этувчи босим кучи, учинчи хусусий ҳолдагидек, қуйидаги формуладан аниқланади:

$$P = \frac{1}{2}\frac{\gamma(h_1^2 - h_2^2)b}{\sin\alpha},$$

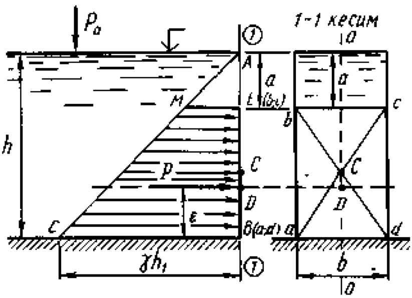
тенг таъсир этувчи босим кучининг елкаси

$$e = \frac{1}{3}\frac{(h_1^3 - h_2^3)}{(h_1^2 - h_2^2)\sin\alpha}.$$

5. Бешинчи хусусий ҳол. Тик тўғри тўртбурчакли деворга суюқлик бир томондан (масалан, чап томондан, яъни юқори бьефдан) таъсир қиляпти (2.39-расм). Деворнинг устки томони сув сатҳидан a чуқурликда жойлашган. Бу деворга таъсир қилаётган суюқлик босимининг эпюраси трапеция шаклида бўлиб, пастки томонининг (тубининг) асоси γh_1, юқори томонининг асоси γa, эпюранинг баландлиги $h_1 - a$ (2.39- расмга қаранг). Бундай трапеция шаклидаги эпюранинг майдони қуйидагича:

$S = \frac{1}{2}(\gamma h_1 - \gamma a)(h_1 - a) =$

$= \frac{1}{2}\gamma(h_1^2 - a^2).$



2.39-расм.

AB деворга таъсир этаётган суюқликнинг босим кучи

$$P = S\,b,$$

ёки

$$P = \frac{1}{2}\gamma(h_1^2 - a^2)b.$$

Бунда ҳам, учинчи хусусий ҳолдаги каби трапеция шаклидаги эпюрадан график усулни қўллаш йўли билан босим маркази топилади. Бу ҳолда трапеция шаклидаги эпюранинг оғирлик маркази қуйидаги формуладан аниқланади

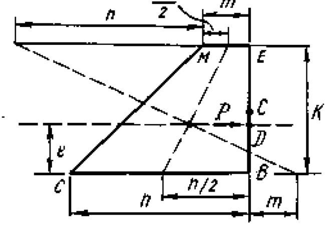
$$e = \frac{k}{3}\,\frac{2m+n}{m+n},$$

бу ерда n ва m — трапециянинг пастки ва юқори томонларининг асослари; k — трапециянинг баландлиги (2.40-расм).

2.39- ва 2.40- расмларни солиштирсак, у ҳолда қуйидагиларга эга бўламиз: $n = \gamma h_1$, $m = \gamma a$, $k = h_1 - a$.

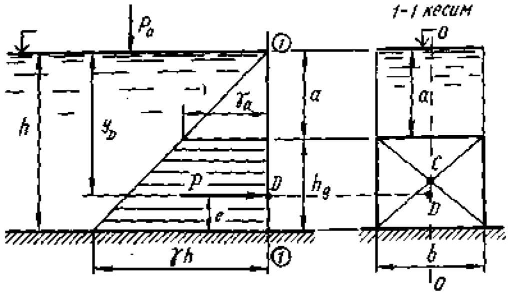
Юқорида келтирилган e ни аниқлаш тенгламасига 2.39- ва 2.40- расмлардаги босим эпюрасидан k, m, n нинг қийматларини қўйиб чиқсак, суюқликнинг тенг таъсир этувчи босим кучининг елкасини аниқловчи формулани оламиз:

$$e = \frac{1}{3}(h_1 - a)\frac{h_1 + 2a}{h_1 + a}.$$



2.40-расм.

Агар суюқлик таъсир этувчи девор горизонтал текисликка нисбатан қандайдир α бурчак остида жойлашган бўлса, у ҳолда юқоридаги P ни ва e ни аниқлаш формулаларининг махражига $\sin\alpha$ кўпайтувчи киритилади.



2.41-расм.

2.12-масала. Тик жойлашган тўғри тўртбурчакли сув тутқич дарвоза берилган, унинг баландлиги $h_{дар}$=0,70 м, эни b = 0,50 м, дарвоза сувга чўктирилган бўлиб, унинг устки томони сув сатҳидан a = 4,0 м чуқурликда жойлашган (2.41-расм). Дарвозага таъсир этаётган суюқликнинг босим кучини ва босим марказини аналитик ва графоаналитик усулларда аниқланг.

Ечиш. 2.41- расмдан кўринадики, сув тутқич дарвозага таъсир этувчи суюқлик босимининг эпюраси трапеция шаклида бўлиб, унинг устки асоси:

$$\gamma a = 9810 \cdot 4,0 = 3,92 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2 = 3,92 \cdot 10 \text{ кН/м}^2;$$

пастки асоси

$$\gamma h = \gamma(h_{дар} + a) = 9810 \cdot (0,70 + 4,0) = 4,6 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2 =$$
$$= 4,6 \cdot 10 \text{ кН/м}^2;$$

баландлиги

$$h_{дар} = 0,70 \text{ м}.$$

Трапеция шаклидаги босим эпюрасининг майдони

$$S = \frac{3,92 \cdot 10^4 + 4,6 \cdot 10^4}{2} \cdot h_{дар} = 4,26 \cdot 10^4 \cdot 0,7 = 2,98 \cdot 10^4 \text{Н/м}.$$

Суюқликнинг босим кучи

$$P = Sb = 2,98 \cdot 10^4 \cdot 0,5 = 1,49 \cdot 10^4 \text{Н} = 1,49 \cdot 10 \text{ кН}.$$

Босим марказининг елкаси

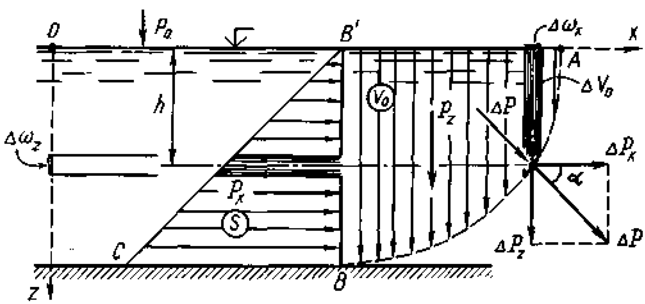
$$e = \frac{h-a}{3} \cdot \frac{2a+h}{a+h} = \frac{4{,}7-4}{3} \cdot \frac{2 \cdot 4+4 \cdot 7}{4+4{,}7} = \frac{0{,}7}{3} \cdot \frac{7{,}1}{8{,}7} = 0{,}19 \text{ м.}$$

2.12-§. СУЮҚЛИКНИНГ ЦИЛИНДРИК ЮЗАГА БОСИМИ. ГИДРОСТАТИК БОСИМНИНГ ЭПЮРАСИ. СУЮҚЛИК БОСИМ КУЧИНИ АНИҚЛАШДА УМУМИЙ УСЛУБИЙ КЎРСАТМА

Амалда суюқликнинг гидростатик босим кучини фақат текис тик ва қия ҳолатдаги деворларга таъсирини ўрганиб қолмасдан, балки суюқликнинг ихтиёрий эгри юзага таъсирини ҳам аниқлаш керак бўлади. Мазкур дарсликда гидротехник иншоотларни гидравлик ҳисоблашда кўпроқ учрайдиган эгри юзаларидан энг соддаси — эгри цилиндрик юзаларни қараб чиқамиз.

Суюқликнинг босим кучини аниқлашда умумий услубий кўрсатма

Цилиндрик деворга суюқликнинг босим кучини, унинг йўналишини ва қўйилган нуқтасини аниқлаш. Ҳисоблашнинг умумий тартиби қуйидагича. Босим кучининг координаталар ўқидаги вертикал ва горизонтал ташкил этувчиларини аниқлаб ва назарий механика қоидаларига асосан, босим кучининг тенг таъсир этувчисини топамиз. У цилиндрик юзага таъсир этаётган кучни беради. 2.42-расмда AB



2.42-расм.

цилиндрик девор сиртига чап томондан, яъни юқори бьефдан суюқлик таъсир этяпти. Белгилаймиз: b — AB деворнинг эни, P – AB деворга таъсир этаётган суюқликнинг босим кучи. Шу AB эгри юзада бир кичик $\Delta\omega$ майдонча ажратамиз, элементар майдончага таъсир этаётган суюқликнинг элементар босим кучини ΔP билан белгилаймиз. ΔP босим кучи AB юзадаги $\Delta\omega$ майдончага нормал бўйича йўналган. Горизонтал Ox ва вертикал Oz координата ўқларини ўтказамиз. ΔP куч қўйилган нуқтада ΔP кучни икки, горизонтал ΔP_x ва вертикал ΔP_z ташкил этувчиларга ажратамиз. Агар ΔP кучнинг горизонтал текисликка нисбатан жойлашган бурчагини α билан белгиласак, у ҳолда ΔP_x ва ΔP_z қуйидагича ёзилади:

$$\left.\begin{aligned} \Delta P_x &= \Delta P \cos\alpha, \\ \Delta P_z &= \Delta P \sin\alpha. \end{aligned}\right\} \tag{2.103}$$

Агар $\Delta\omega$ майдончанинг оғирлик маркази сув сатҳидан h чуқурликда жойлашган бўлса, оғирлик марказидаги ортиқча гидростатик босим $p = \gamma h$ бўлади, у ҳолда элементар босим кучи қуйидагича ёзилади

$$\Delta P = p\,\Delta\omega = \gamma h \Delta\omega. \tag{2.104}$$

Босим кучининг горизонтал ташкил этувчиси. (2.104) тенгламадан ΔP ни (2.103) тенгламага ўз ўрнига қўйсак, элементар босим кучининг горизонтал ташкил этувчиси ΔP_x ни оламиз

$$\Delta P_x = \gamma\, h\, \Delta\omega \cos\alpha, \tag{2.105}$$

бу ерда $\Delta\omega \cos\alpha$ — элементар $\Delta\omega$ майдончанинг вертикал текисликка проекцияси, уни $\Delta\omega_z$ билан белгиласак $\Delta\omega \cos\alpha = \Delta\omega_z$, у ҳолда (2.105) тенглама қуйидагича ёзилади:

$$\Delta P_x = \gamma h \Delta\omega_z, \tag{2.106}$$

у ҳолда AB эгри (цилиндрик) деворга тенг таъсир этувчи босим кучининг горизонтал ташкил этувчиси P_x қуйидагича ёзилади

$$P_x = \Sigma \Delta P_x = \Sigma \gamma h \Delta\omega_z, \tag{2.107}$$

ёки ўзгармас γ ни йиғинди Σ белгисидан ташқарига чиқарсак:

$$P_x = \gamma \Sigma h\Delta\omega_z, \tag{2.108}$$

Назарий механикадан маълумки, $\Sigma h\Delta\omega_z$ бизга сув сатҳига нисбатан барча ω_z элементар майдончаларни проекциясининг статик моментини беради ва у барча ω_z майдоннинг вертикал проекциясини унинг оғирлик марказининг сув сатҳидан h_c чуқурликда жойлашган оралиғининг кўпайтмасига тенг

$$\Sigma h\Delta\omega_z = \omega_z h_c. \tag{2.109}$$

(2.109) ни (2.108)га қўйиб, суюқлик босим кучининг горизонтал ташкил этувчисини топамиз

$$P_x = \gamma h_c \omega_z, \tag{2.110}$$

бу ерда ω_z — цилиндрик деворнинг вертикал проекциясининг майдони; h_c — шу вертикал проекцияси майдоннинг оғирлик марказини (сув сатҳига нисбатан) жойлашган чуқурлиги.

Горизонтал ташкил этувчи P_x кучнинг катталиги босим эпюрасининг $B'BC$ майдони S орқали ифодаланиши ҳам мумкин (2.42-расм).

Босим кучининг вертикал ташкил этувчиси. AB цилиндрик деворнинг элементар майдончасига таъсир этаётган ΔP элементар босим кучининг ΔP_z вертикал ташкил этувчиси (2.103) тенгламадан

$$\Delta P_z = \Delta P \sin\alpha = \gamma h \Delta\omega \sin\alpha, \tag{2.111}$$

бу ерда $\Delta\omega \sin\alpha$ — элементар $\Delta\omega$ майдончанинг горизонтал текисликка проекцияси; уни $\Delta\omega_x$ билан белгилаб қуйидагини оламиз

$$\Delta P_z = \gamma h \Delta\omega_x, \tag{2.112}$$

бу ерда $h\Delta\omega_x$ кўпайтма ΔV_0 элементар призманинг ҳажмини беради, яъни

$$h\Delta\omega_x = \Delta V_0,$$

уни (2.112) га қўйсак, қуйидагича бўлади:

$$\Delta P_z = \gamma \Delta V_0. \qquad (2.113)$$

Эгри деворга тенг таъсир этувчи босим кучининг вертикал ташкил этувчи P_z кучи

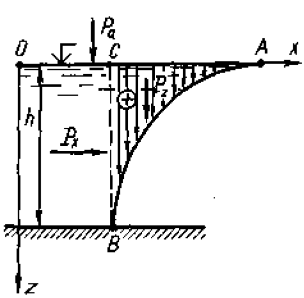
$$P_z = \Sigma \Delta P_z = \Sigma\, \gamma\, \Delta V_0 = \gamma\, \Sigma\, \Delta V_0 \qquad (2.114)$$

ёки

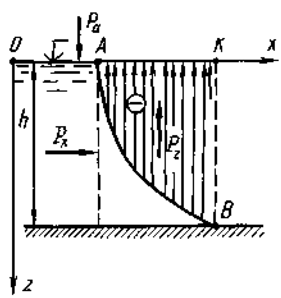
$$P_z = \gamma V_0, \qquad (2.115)$$

бу ерда $\Sigma\Delta V_0$ — AB эгри (цилиндрик) шаклли девор бўйича элементар ΔV_0 ҳажмлар йиғиндиси. 2.42-расмдан кўринадики, ABB' жисмнинг ҳажми V_0. Бу ҳажм гидравликада шартли равишда «босим тана»си деб аталади, у 2.42-расмда вертикал штрих чизиқлар билан белгиланган. Бу ерда γV_0 — «босим тана» оғирлиги, унда (2.115) тенглама қуйидагича ўқилади: элементар цилиндрик деворга P_z суюқлик босим кучининг вертикал ташкил этувчиси шу ҳажмдаги сувнинг босим танасининг оғирлигига тенг. Юқорида олинган натижаларни ихтиёрий эгри текисликлар учун қўллаш мумкин. Лекин бу ерда босим тана орқали ифодаланган босим кучининг вертикал ташкил этувчиси P_z га эътибор бериш лозим, чунки у:

1) шу эгри текисликнинг шаклига (ва унинг суюқлик ичида жойлашишига) қараб икки кўринишда бўлиши мумкин;



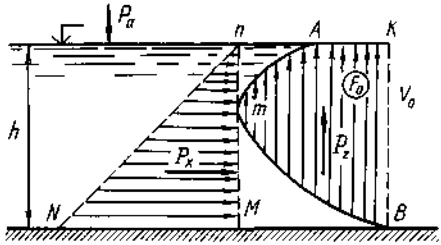
2.43-расм.



2.44-расм.

эзувчи (ёки мусбат ⊕, 2.43-расмга қаранг) ва сиқиб чиқарувчи (ёки манфий ⊖, 2.44-расмга қаранг).

Босим тана мусбат бўлса, у ҳақиқатан суюқликнинг эзувчи соҳасида ётади, агар манфий бўлса, фараз қилинаётган суюқлик соҳасида ётади.

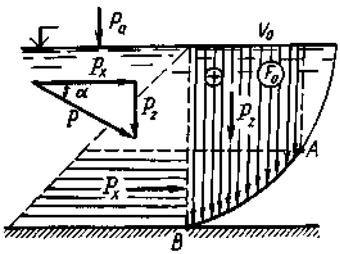


2.45-расм

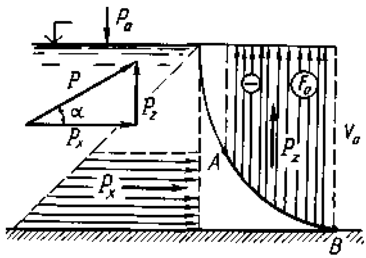
Ҳақиқатан суюқликни эзувчи соҳадаги босим танада P_z кучи ҳар доим мусбат бўлиб, юқоридан пастга йўналган бўлади; фараз қилинган босим танадаги P_z кучи эса манфий бўлиб, пастдан юқорига йўналган бўлади.

2) агар бирор эгри шаклдаги сирт берилган бўлиб, унинг бир бўлагига босим тана мусбат ва унинг бошқа бир бўлагига эса манфий бўлса, у ҳолда босим кучининг P_z вертикал ташкил этувчиси ўша икки босим ҳажмининг фарқи билан аниқланади.

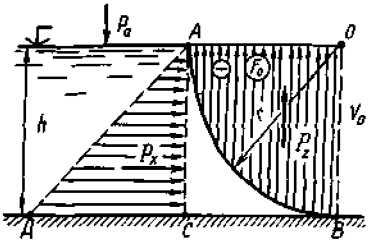
2.45- расмда мусбат босим танасининг кўндаланг кесими *Amn* бўлади ва манфий босим танасининг кўндаланг кесими *Bmnk*; ҳажм босим танасининг тенг таъсир этувчи кўндаланг кесими *AmBk* бўлади, унинг майдони эса F_0. Эгри юзаларга таъсир этувчи босим кучининг P_z вертикал ташкил этувчисини аниқлаш учун ҳар хил эгри деворлар учун ҳам, гарчи у деворларнинг устки томони сув сатҳидан пастда бўлганда ҳам қўллаш мумкин (2.46 ва 2.47-расмлар).



2.46-расм.



2.47-расм.



2.48-расм.

Босим кучининг тенг таъсир этувчисини аниқлаш формуласи. Ox ва Oz координата ўқларига P_x горизонтал ташкил этувчи ва P_z вертикал ташкил этувчи кучларни аниқлагандан кейин, суюқлик босим кучининг тенг таъсир этувчиси P ни назарий механиканинг маълум қоидасига асосан ҳисобланади.

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2}. \qquad (2.116)$$

(2.116) тенглама эгри шаклли деворга таъсир қилаётган босим кучини ҳисоблаш формуласи. (2.116) формула ёрдамида ихтиёрий эгри шаклдаги юзага таъсир қилаётган суюқлик босим кучини аниқлаш мумкин.

2.13-масала. Цилиндрнинг тўртдан бир қисмидан ташкил топган AB цилиндрик юзага таъсир қилаётган босим кучини аниқланг; унинг радиуси $r = 1{,}0$ м, чап томон (юқори бьеф)даги суюқликнинг чуқурлиги $h = 1{,}0$ м, цилиндрнинг узунлиги $l^* = 3{,}0$ м (2.48-расм).

Ечиш. Суюқликнинг босим кучи (2.116) формула ёрдамида аниқланади. Унинг горизонтал ташкил этувчиси P_x ни (2.110) формуладан аниқланади:

$$P_x = \gamma h_c \omega,$$

ёки қуйидаги формуладан аниқланади (2.11-§ ни қаранг)

$$P_x = \frac{1}{2}\gamma h^2 l = \frac{1}{2} 9810 \cdot 1{,}0 \cdot 3{,}0 = 1{,}47 \cdot 10^4\text{Н} = 1{,}47 \cdot 10\text{кН}.$$

Вертикал ташкил этувчиси P_z эса босим тана оғирлиги ёрдамида аниқланади. ABO босим тана оғирлиги қуйидагича аниқланади:

$$P_z = -\gamma V_0, \qquad (2.117)$$

* Бу масалада b ни ўрнига l ни қабул қилдик ($b = l = 3$ м), чунки l — цилиндрнинг узунлиги, b эса шу цилиндр дарвозанинг эни. Демак b ва l бир тушунчани англатади.

бу ерда

$$V_0=F_0 l, \tag{2.118}$$

босим тана кўндаланг кесимининг майдони F_0 у доиранинг тўртдан бир қисмининг майдонига тенг бўлади, яъни

$$F_0=\frac{\pi r^2}{4}=\frac{3{,}14\cdot 1{,}0^2}{4}=0{,}785 \text{ м}^2,$$

босим танасининг ҳажми:

$$V_0=F_0 l=0{,}785\cdot 3=2{,}36 \text{ м}^3.$$

Бундан келиб чиқадики,

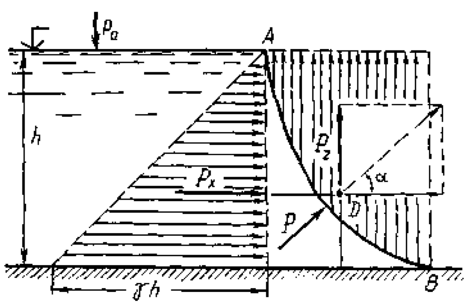
$$P_z=-9810\cdot 2{,}36=-2{,}3\cdot 10^4 \text{ Н}=-2{,}3\cdot 10 \text{ кН}.$$

AB цилиндрик деворга таъсир қилаётган суюқликнинг босим кучи

$$P=\sqrt{P_x^2+P_z^2}=\sqrt{(1{,}47\cdot 10^4)^2+(-2{,}3\cdot 10^4)^2}=$$

$$=\sqrt{(10^4)^2[(1{,}47)^2+(-2{,}3)^2]}=2{,}73\cdot 10^4 \text{ Н}.$$

Суюқлик босим кучининг йўналиши ва қўйилган нуқтаси. Суюқликнинг босим кучи унинг йўналиши, горизонтал текисликка нисбатан α оғиш бурчаги билан аниқланади. Бу бурчак P_x ва P_z катетларидан қурилган кучлар учбурчагидан осонгина топилади (2.49-расм), унда шундай тригонометрик тенгламалар ечиш мумкин:



2.49-расм.

$$\sin\alpha = \frac{P_z}{P}; \ \cos\alpha = \frac{P_x}{P}; \ \mathrm{tg}\alpha = \frac{P_z}{P_x}.$$

Бу тенгламалар ёрдамида босим кучи P нинг горизонтал текисликка нисбатан α оғиш бурчагини аниқлаш мумкин. 2.13-масаладан $\sin\alpha$ ни оламиз

$$\sin\alpha = \frac{P_z}{P} = \frac{2{,}3 \cdot 10^4}{2{,}73 \cdot 10^4} = 0{,}843,$$

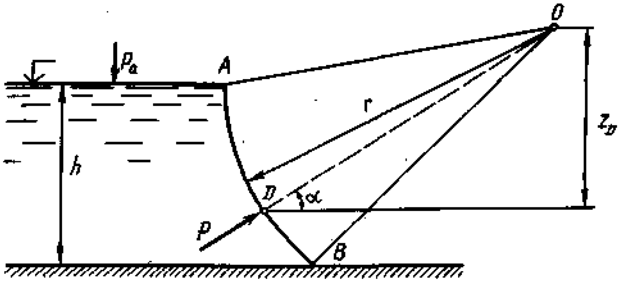
бундан

$$\alpha = 57°30'$$

AB цилиндрик деворга таъсир қилаётган суюқликнинг босим кучи қўйилган нуқтани, яъни босим марказини аниқлаймиз. Бу ҳолда босим маркази, назарий механика қоидасидан тенг таъсир этувчи P босим кучи қўйилган нуқтадан топилади. Бунинг учун горизонтал ва вертикал ташкил этувчи кучлар P_x ва P_z нинг учрашган нуқтасини аниқлаб, шу нуқтадан тенг таъсир этувчи босим кучининг векторини ўтказсак, у горизонтал текислик билан α бурчакни ҳосил қилади. P_x ва P_z учрашган нуқтадан ўтказилган тенг таъсир этувчи босим кучининг вектори йўналишида (чизмадаги текислик бўйича) цилиндрик девор юзаси билан учрашган D нуқта шу суюқлик таъсир этаётган кучнинг босим маркази бўлади (2.49-расм).

2.13-§. СУЮҚЛИК БОСИМ КУЧИНИНГ ЭГРИ (НОТЕКИС) ЮЗАЛАРГА ТАЪСИРИНИ АНИҚЛАШДА АМАЛИЁТДА УЧРАЙДИГАН ОДДИЙ ҲОЛЛАР

Сегмент ва цилиндрик сув туткич дарвозалар. Булар қаторига гидротехник иншоотларда кўп учрайдиган, амалда қўлланиладиган сегмент, сектор ва цилиндрик сув туткич дарвозалар киради. Масалан, сегментли сув туткич дарвозанинг r радиуси O айланиш ўқига эга. У ҳолда унга тенг таъсир этувчи суюқликнинг P босим кучи мажбурий равишда дарвозанинг O айланиш ўқидан ўтади (2.50-расмга қаранг). Босим P нинг AB эгри юза билан учрашган нуқтаси босим маркази қўйилган D нуқтани беради. Шу тенг таъсир этувчи P босим кучининг горизонтал текислик билан ҳосил қилган α бурчагини билсак, дарвозанинг O айланиш



2.50-расм.

ўқидан то босим маркази D нуқтагача бўлган тик z_D координатани топамиз

$$z_D = r\sin\alpha. \qquad (2.119)$$

2.14-масала. Сегментли сув туткич дарвозага чуқурлиги h га тенг бўлган сув таъсир қилади. Дарвозанинг эни $b =$ 4,0 м, марказий бурчаги $\varphi = 45°$ ва радиуси $r = 2{,}0$ м. Сув туткич дарвозанинг айланиш ўқи сув сатҳи текислигида жойлашган. Сувнинг дарвозага бўлган босимини ва босим марказини аниқланг (2.51-расм).

Ечиш. Сув тутқич дарвозанинг олдидаги сувнинг чуқурлигини аниқлаймиз:

$$h = r\sin\alpha = 2 \cdot 0{,}707 = 1{,}41 \text{ м}.$$

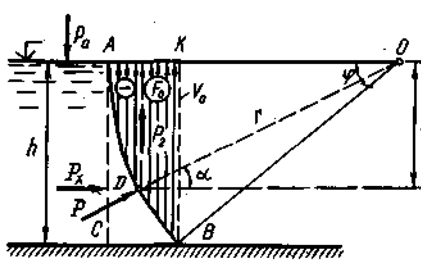
Тенг таъсир этувчи P босим кучи (2.116) формуладан аниқланади. Горизонтал ташкил этувчисини қуйидаги формуладан аниқлаймиз:

$$P_x = \frac{1}{2}\gamma h^2 b =$$

$$= \frac{1}{2} 9810 \cdot 1{,}41^2 \cdot 4 =$$

$$= 3{,}9 \cdot 10^4 \text{Н} =$$

$$= 3{,}9 \cdot 10 \text{ кН}.$$



2.51-расм.

Вертикал ташкил этувчиси эса (2.51-расм) ABK билан чегараланган суюқлик ҳажмининг оғирлигига тенг, яъни

$$P_z = \gamma V_0 = \gamma \text{ (майдон } ABK)b.$$

Бу ерда майдон ABK = [(доира майдонининг $\frac{1}{8}$ бўлаги) — майдон OKB] $= \frac{\pi r^2}{8} - \frac{h^2}{2} = \frac{1}{8}\pi r^2 - \frac{1}{2}h^2 = \frac{1}{8}3{,}14 \cdot 2^2 - \frac{1}{2}1{,}41^2 = 0{,}57$ м^2,
$P_z = 9810 \cdot 0{,}57 \cdot 4 = 2{,}23 \cdot 10^4 Н = 2{,}23 \cdot 10$ кН,

у ҳолда

$$P = \sqrt{(10^4)^2(3{,}9^2 + 2{,}2^2)} = 10^4\sqrt{3{,}9^2 + 2{,}2^2} = 4{,}48 \cdot 10^4 \text{ Н} =$$
$$= 4{,}48 \cdot 10 \text{ кН}.$$

Тенг таъсир этувчи P кучнинг горизонтал текисликка нисбатан оғиш бурчагини қуйидагича аниқлаймиз.

$$\sin\alpha = \frac{P_z}{P} = \frac{2{,}23 \cdot 10^4}{4{,}48 \cdot 10^4} = 0{,}498,$$

бундан

$$\alpha \simeq 30°.$$

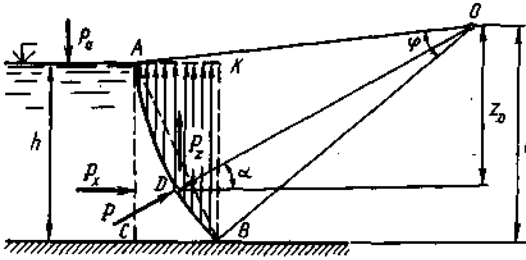
Босим марказининг вертикал z_D координатаси (2.119) формуладан топилади

$$z_D = r\sin\alpha = 2 \cdot 0{,}498 = 0{,}996 \text{ м}.$$

2.15-масала. Сегментли сув туткич дарвоза берилган, унинг радиуси $r = 7{,}5$ м. Юқори бьефда чуқурлиги $h = 4{,}8$ м бўлган сувни тутиб турибди. Дарвозанинг марказий бурчаги $\varphi = 43°$. Бу дарвозанинг O айланиш ўқи вертикал бўйича каналнинг тубидан $C = 5{,}8$ м баландликда жойлашган (2.52-расм). Дарбозанинг AB эгри юзасининг горизонтал текисликка проекцияси $CB = a = 2{,}7$ м. Дарвозанинг эни $b = 6{,}4$ м. Шу дарвозага таъсир қилаётган сувнинг босим кучини ва босим кучи таъсир этаётган марказни аниқланг.

Ечиш. Босим кучининг горизонтал ташкил этувчиси

$$P_x = \frac{1}{2}\gamma h^2 b = \frac{1}{2}9810 \cdot 4{,}8^2 \cdot 6{,}4 = 7{,}22 \cdot 10^4 \text{ Н} = 7{,}22 \cdot 10 \text{ кН}.$$



2.52-расм.

Босим кучининг вертикал ташкил этувчиси

$$P_z=\gamma V_0,$$

ёки

$$P_z=\gamma \text{ (майдон } ABK + \text{ сегмент майдони } AB)b =$$

$$= \gamma b\left[\frac{1}{2}ah + \frac{1}{2}r^2 \cdot \left(\frac{\pi}{180}\varphi - \sin\varphi\right)\right] =$$

$$= 9810 \cdot 6,4\left[\frac{1}{2}\cdot 2,7\cdot 4,8 + \frac{1}{2}7,5^2\left(\frac{3,14}{180}\cdot 43 - \sin 43\right)\right] =$$

$$= 5,3 \cdot 10^4 \text{ Н} = 5,3 \cdot 10 \text{ кН}.$$

Босим кучининг тенг таъсир этувчиси:

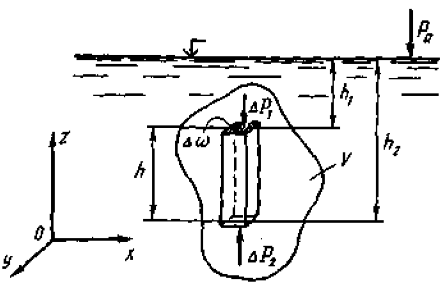
$$P = 10^4\sqrt{7,22^2 + 5,3^2} = 8,96 \cdot 10^4 \text{ Н} = 8,96 \cdot 10 \text{ кН}.$$

Босим марказининг вертикал координатаси:

$$z_D = r\sin\alpha = r\cdot\frac{P_z}{P} = 7,5\frac{5,3\cdot 10^4}{8,96\cdot 10^4} = 4,436 \text{ м}.$$

2.14-§. СУЮҚЛИКДА ЖИСМЛАРНИНГ СУЗИШ ҚОНУНИ. АРХИМЕД ҚОНУНИ

Жисмларнинг суюқлик сатҳида сузиш назарияси бизга аввалдан, эрамиздан 287–212 йил илгари маълум бўлган Архимед қонунига асосланади. Бу қонун қуйидагича таърифланади: «Сувга ботирилган жисмга сув томонидан ита-



2.53-расм.

рувчи (кўтарувчи) куч таъсир этади, бу куч пастдан юқорига вертикал йўналган бўлиб, у куч жисм сиқиб чиқарган суюқликнинг оғирлигига тенг». Бу қонунни биз суюқлик босимининг ихтиёрий юзага бўлган кучларини ҳисоблаш формулаларидан фойдаланиб исботлашимиз мумкин. Бунинг учун 2.53- расмда кўрсатилгандек, сувга бутунлай ботирилган ҳар қандай ихтиёрий шаклдаги жисмни олиб, суюқлик қандай куч билан уни ташқарига итариб чиқаришини аниқлаймиз. Сувга бутунлай ботирилган ихтиёрий шаклдаги жисмнинг кўндаланг кесимининг майдонини жуда кичик элементар параллелепипедларга бўламиз. Бу параллелепипедларнинг устки ва пастки томонларининг элементар юзаларини текис ва бир хил деб оламиз. У элементар юзларнинг майдони $\Delta\omega$ бўлсин. У ҳолда ҳар бир параллелепипеднинг устки томонига суюқликнинг элементар босим кучи юқоридан пастга йўналган бўлади:

$$\Delta P_1 = \gamma\, h_1 \Delta\omega,$$

пастки томонига эса пастдан юқорига тик йўналган бўлади:

$$\Delta P_2 = \gamma\, h_2 \Delta\omega,$$

бу ерда h_1 ва h_2 — параллелепипеднинг устки ва пастки томонлари элементар майдонлари оғирлик марказларининг сув сатҳига нисбатан жойлашган чуқурликлари. Бундан кўринадики, параллелепипедга нисбатан элементар тенг таъсир этувчи ΔP_z босим кучи пастдан юқорига йўналган бўлади:

$$\Delta P_z = \Delta P_2 - \Delta P_1 = (\gamma h_2 - \gamma h_1)\Delta\omega,$$

ёки

$$\Delta P_z = \gamma(h_2 - h_1)\Delta\omega = \gamma h \Delta\omega = \gamma \Delta V.$$

бу ерда ΔV — асоси $\Delta\omega$ ва баландлиги h бўлган элементар параллелепипеднинг ҳажми. Шундай қилиб, элементар параллелепипедга пастдан юқорига вертикал элементар тенг таъсир этувчи ΔP_z босим кучи параллелепипеднинг ҳажмига тенг ҳажмли суюқлик оғирлигига тенг. Ҳар бир элементар параллелепипедга пастдан юқорига вертикал элементар тенг таъсир этувчи босим кучларининг йиғиндиси сувга бутунлай ботирилган ихтиёрий шаклдаги бутун жисмга таъсир этувчи тўлиқ босим кучини беради

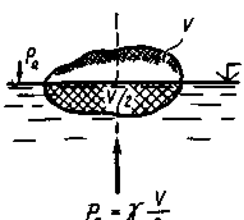
$$P_z = \Sigma\Delta P_z = \Sigma\gamma\Delta V = \gamma\Sigma\Delta V,$$

ёки

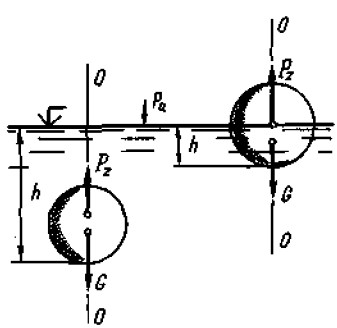
$$P_z = \gamma V, \qquad (2.120)$$

бу ерда γ — суюқликнинг солиштирма оғирлиги; V — сувга ботирилган жисмнинг ҳажми ёки шу жисм сиқиб чиқарган суюқлик ҳажми. Сувга ботирилган жисмга суюқлик босимининг тенг таъсир этувчи кучи шу ҳажмдаги сиқиб чиқарилган суюқликнинг оғирлигига тенг ва у пастдан юқорига вертикал йўналган. Бу, Архимед қонуни номини олган. Архимед қонуни ва унинг аналитик кўриниши (2.120) тенглама бўлиб, у суюқлик сатҳида сузиб юрган жисмга ҳам тааллуқли, фақат бу ҳолда жисмнинг ҳажми Vни эмас, унинг сувга ботган қисмининг ҳажмини ёки шу сузаётган жисмнинг сувга ботган қисми ҳисобига сиқиб чиқарилган суюқликнинг ҳажмини назарда тутиш керак (2.54-расм). Бу (2.120) тенгламадаги P_z кўтарувчи куч дейилади.

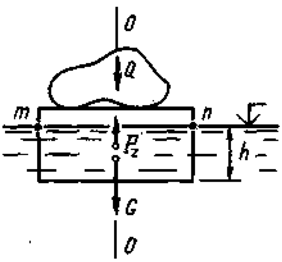
Жисмнинг сузиш шарти. Суюқликка ботирилган жисмга (2.55-расм) икки хил куч таъсир қилади: 1) юқоридан



2.54-расм.



2.55-расм.



2.56-расм.

пастга тик таъсир этувчи G оғирлик кучи (жисм оғирлиги); 2) пастдан юқорига тик таъсир этувчи P_z кўтарувчи куч, у жисм сиқиб чиқарган суюқлик оғирлигига тенг. Суюқликка ботирилган жисмнинг G оғирлик кучи ва уни кўтарувчи P_z куч бир-бири билан қандай боғланишда бўлишига қараб сузаётган жисм уч хил ҳолатда бўлиши мумкин:

1. Жисмнинг оғирлик кучи уни кўтарувчи кучга тенг бўлган $G = P_z$ ҳолда жисм суюқликка ботирилган ҳолатда мустаҳкам, номустаҳкам ёки бефарқ мувозанатда сузади.

2. Жисмнинг оғирлик кучи уни кўтарувчи кучдан катта $G > P_z$ бўлганда жисм чўкади.

3. Жисмнинг оғирлик кучи уни кўтарувчи кучдан кичик $G < P_z$ бўлганда жисм сув сатҳига қалқиб чиқади.

Жисмнинг бир бўлаги суюқликдан чиқиб турса, кўтарувчи куч камаяди, чунки жисм сиқиб чиқарган суюқлик ҳажми камаяди. Камайган кўтарувчи куч $P_z' = \gamma V'$ жисмнинг оғирлигига тенг бўлса $P_z' = G$, сузаётган жисм мувозанат ҳолатда бўлади, бунда жисм сув сатҳида бемалол сузиб юради. Шундай қилиб, жисм суюқлик ичида ёки суюқлик сатҳида сузиб юрган бўлса ҳам, жисмнинг G оғирлиги уни кўтарувчи P_z кучга тенг бўлиши шарт, яъни

$$G = P_z. \qquad (2.121)$$

(2.121) тенглама жисм сузишининг асосий шарти. Бу шарт жисмга қўшимча юк жойланган ҳолда ҳам қўлланилиши мумкин. Бунда жисмнинг оғирлигига қўшимча юк оғирлигини қўшиш керак. Масалан, агар (2.56-расм) жисмнинг оғирлиги G, қўшимча юк Q билан бирга суюқлик сатҳида сузиб юрса, у ҳолда жисм сузишининг асосий шарти қуйидагича бўлади:

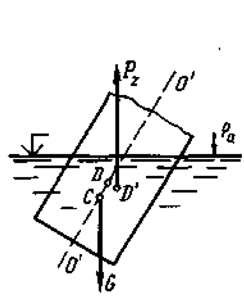
$$G + Q = P_z, \qquad (2.122)$$

бу ерда P_z — кўтарувчи куч, у (2.120) формуладан аниқланади.

2.15 §. ЖИСМНИНГ ЧЎКИШ ЧУҚУРЛИГИ ВА УНИ СИҚИБ ЧИҚАРГАН СУВ ҲАЖМИ

Суюқликда сузиб юрган жисмнинг сувга ботган энг пастки нуқтасини чўкиш чуқурлиги деб аталади. Уни h билан белгилаймиз (2.56-расм). Амалда, пароходда ёки баржаларда тўла юк бўлган ҳолдаги чўкиш чуқурлиги унинг ташқи деворининг сирти бўйича периметрининг узунлиги қизил бўёқда горизонтал чизиқ билан белгиланади, бу чизиқ юк ватер чизиғи деб аталади. *Умуман ватер чизиқ деб, сузаётган жисмнинг суюқлик сатҳи билан кесишиш текислигида ҳосил бўлган чизиққа айтилади.* Масалан, 2.56-расмдаги $m-n$ чизиғи ватер чизиқ деб аталади. (2.120) тенгламадан кўринадики, сузаётган жисм ҳар хил суюқликда турлича чўкади. Солиштирма оғирлиги кичик бўлган суюқликда чўкиш катта бўлади ва аксинча. Шундай экан, кема дарёда ёки каналларда сузганда денгиз ва океанлардагига қараганда кўпроқ чўкади, чунки $\gamma_{\text{дарё}} < \gamma_{\text{денгиз}}$. Кемага тўлиқ юк ортилганда унинг сувга ботган қисмининг ҳажми кеманинг сиқиб чиқарган сув ҳажмига тенг бўлади ва у кеманинг сув сиғими деб аталади ва у пароходнинг асосий характеристикаси ҳисобланади. Амалда кеманинг сиқиб чиқарган сув ҳажми шу кема юк билан тўлиқ юкланган ҳолда сиқиб чиқарган суюқлик оғирлиги билан ўлчанади, унинг ўлчов бирлиги — тонна. Масалан, кеманинг сиқиб чиқарган сув ҳажми 10 минг тонна бўлса, у кеманинг қўшимча юк билан бирга сиқиб чиқарган суюқлик оғирлиги 10 минг тоннани ташкил этади.

Оғирлик маркази. Сиқиб чиқарилган сув ҳажми (сув сиғими) маркази. Жисмнинг G (оғирлик кучи) қўйилган нуқта оғирлик маркази дейилади ва у нуқта шартли белги D ҳарфи билан ифодаланади (2.57-расм). Кўтарувчи куч қўйилган нуқта эса босим маркази ёки сув сиғими маркази дейилади ва D' ҳарфи билан ифодаланади (2.57-расм). Бу нуқта сузаётган жисм сиқиб чиқарган суюқлик ҳажмининг оғирлик марказида жойлашган. Суюқликда сузаётган жисмнинг



2.57-расм.

оғирлик маркази ҳатто у қия ҳолатда бўлса ҳам ўзгармас бўлади. Суюқликда сузаётган жисм сиқиб чиқарган суюқлик ҳажми у қия ҳолатда бўлганда ҳам ўзгармайди, аммо унинг жойи ва шакли ўзгаради, фақат сиқиб чиқарилган сув ҳажми маркази бошқа янги ҳолатга ўтади (2.57-расм). Шундай қилиб, тинч ҳолатдаги суюқлик сатҳида сузувчи жисм мувозанатда бўлиши учун қуйидаги икки шарт бажарилиши керак:

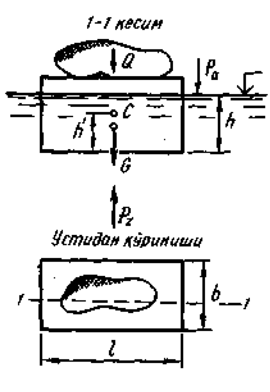
1. Жисм ва унга ортилган юк оғирликлари кўтарувчи кучга тенг бўлиши керак (2.121-тенгламага қаранг).

2. Жисмнинг оғирлик маркази ва сиқиб чиқарилган сув ҳажми маркази бир вертикалда (0—0 вертикалда) ётиши керак (2.55, 2.56- ва 2.58-расмлар).

Юқорида келтирилган (2.120), (2.121), (2.122) формулалардан фойдаланиб, ҳар хил масалаларни ечиш мумкин. Масалан, жисмнинг ва унга қўйилган юкларнинг оғирликлари берилган бўлса, кўтариш кучини аниқлаш мумкин.

2.16-масала. Дарёда тўғри тўртбурчакли понтон сузиб юрибди (2.58-расм). Понтон асосининг майдони $\omega = b \cdot l = 16 \cdot 20 = 320$ м². Понтоннинг сиқиб чиқарган сув ҳажмини ва унинг чўкиш чуқурлигини аниқланг. Понтоннинг оғирлиги $G = 1 \cdot 10^6$ Н, унга қўйилган юкнинг оғирлиги $Q = 7 \cdot 10^6$ Н.

Ечиш. (2.122) формула ёрдамида сиқиб чиқарилган сув ҳажмини аниқлаймиз



2.58-расм.

$$P_z = G + Q = 1{,}0 \cdot 10^6 + 7{,}0 \cdot 10^6 =$$
$$= 8{,}0 \cdot 10^6 \text{ Н} = 8{,}0 \cdot 10^3 \text{ кН}.$$

Понтоннинг чўкиш чуқурлигини (2.120) формуладан топамиз (2.58-расм)

$$P_z = \gamma V,$$
$$8{,}0 \cdot 10^6 = 9810 V.$$

Понтоннинг сувга ботган қисмининг ҳажмини қуйидаги формуладан аниқлаймиз

$$V = (b \cdot l) \cdot h = 320 \cdot h,$$

агар $\gamma = 9810$ Н/м^3 бўлса,

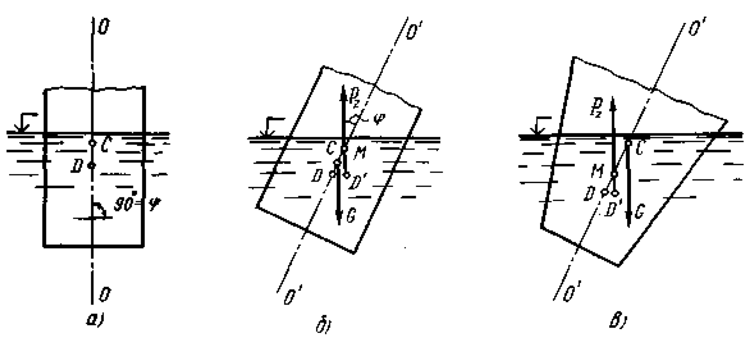
$$P_z = \gamma \omega h;$$
$$8{,}0 \cdot 10^6 = 9810 \cdot 320\ h,$$
$$\omega = b \cdot l = 320,$$

бундан понтоннинг чўкиш чуқурлиги

$$h = \frac{P_z}{\gamma\omega} = \frac{P_z}{\gamma(b \cdot l)} = \frac{8{,}0 \cdot 10^6}{9810(16 \cdot 20)} = 2{,}55 \text{ м}$$

2.16-§. СУЮҚЛИКДА СУЗАЁТГАН ЖИСМНИНГ ЧАЙҚАЛМАСЛИК ШАРТИ. МЕТОМАРКАЗ

Суюқлик сатҳида сузаётган бир жисмни оламиз. Унинг узунаси бўйича 0—0 симметрик вертикал текислик ўтказамиз (2.59 а- расм). Бу жисм вертикал мувозанат ҳолатда туради. Бирор ташқи куч таъсирида (масалан, шамол таъсирида) бу жисмнинг мувозанат ҳолати бузилади дейлик. Бундай ҳолда суюқлик сатҳида сузувчи жисм ўзининг бошланғич мувозанат ҳолига келиши ҳам, келмаслиги ҳам мумкин. Суюқлик сатҳида сузиб юрган жисм, бирор ташқи куч таъсирида ўзининг мустаҳкам мувозанати ҳолатидан чиқиб кетиб, яна ўша бошланғич мустаҳкам мувозанат ҳолатига қайтиб келса (2.59 а, б-расмлар), бундай жисмлар



2.59-расм.

чайқалмаслик хусусиятига эга бўлиб, уларни мустаҳкам мувозанатдаги жисмлар, яъни жисмнинг устуворлиги (остойчивость) дейилади.

Метомарказ. Суюқликда сузаётган жисм дастлаб мувозанат ҳолатида бўлиб (2.59 а-расм), кейин ташқи куч таъсирида бирор φ бурчакка оғиб (2.59 б-расм), мувозанат ҳолати бузилди дейлик, бунда жисмнинг оғирлик маркази C нуқта ўзгармайди. Сув сиғими маркази D нуқта эса D' га сурилади. Янги ҳосил бўлган (2.59 б, в-расмлар) кўтарувчи кучнинг йўналишини жисм оғган $O'-O'$ симметрик ўқ билан учрашгунча давом эттирамиз ва M нуқтасини оламиз. Бу M нуқта метомарказ деб аталади.

Шундай қилиб, сузаётган жисмнинг оғган ҳолатида янги ҳосил бўлган кўтарувчи кучнинг йўналиши билан симметрик ўқнинг учрашган нуқтаси метомарказ деб аталади. Метомарказни ўрганиш, сузаётган жисмнинг устуворлигини, яъни чайқалмаслик хусусиятини аниқлашда ҳал қилувчи аҳамиятга эга.

2.17-§. СУЮҚЛИКДА СУЗАЁТГАН ЖИСМНИНГ МУВОЗАНАТ ҲОЛАТИ. МУСТАҲКАМ ВА НОМУСТАҲКАМ МУВОЗАНАТ

Суюқликда сузаётган жисм қуйидаги уч нуқта билан характерланади: оғирлик маркази, C нуқта, сув сиғими маркази, D нуқта; метомарказ, M нуқта.

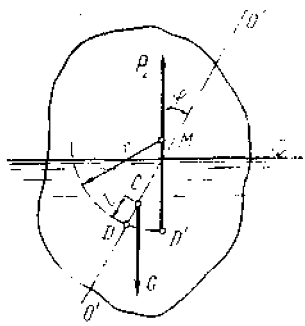
Жисм мустаҳкам мувозанатда бўлганда C ва D нуқталари бир вертикалда жойлашади, жисм оғганда сув сиғими маркази D сурилади, метомарказ M эса $O'-O'$ симметрия ўқи бўйича ўзгаради. Метомарказ жисмнинг C оғирлик марказига нисбатан уч ҳолатда бўлиши мумкин:

1. C оғирлик маркази M метомарказдан пастда жойлашган (2.59 б-расм), бу ҳолда P_z ва G кучлар жисмни дастлабки мувозанат ҳолатига қайтаришга ҳаракат қилади — бу мустаҳкам мувозанат дейилади.

2. Жисмнинг C оғирлик маркази M метомарказдан юқорида (2.59 в-расм) жойлашган, бунда P_z ва G кучлар жисмни кўпроқ оғдиришга ҳаракат қилади — бу номустаҳкам мувозанат дейилади.

3. Жисмнинг C оғирлик маркази ва M метомарказ устма-уст тушади, бу бефарқ мувозанат дейилади.

Сузаётган жисмни озгина оғдирсак D сув сиғими маркази бирор айлана бўйича суриилади, M метомарказдан MD' радиус бўйича айлана чизилади (2.60-расм). Бу радиус метоцентрик радиус деб аталади ва r билан ифодаланади. Метомарказ радиуси тушунчасидан фойдаланиб, жисмнинг оғирлик маркази ва жисмнинг нормал ҳолатидаги сув сиғими орасидаги CD узунликни e билан ифодалаб, сузаётган жисмнинг мустаҳкам мувозанати шартини қуйидагича ёзиш мумкин:



2.60-расм.

$r > e$ бўлса, жисм чайқалмаслик хусусиятига эга, яъни мустаҳкам мувозанатда бўлади;

$r < e$ бўлса,жисм чайқалмаслик хусусиятига эга эмас, яъни номустаҳкам мувозанатда бўлади;

$r = e$ бўлса, бефарқ мувозанатда бўлади.

Суюқликда сузаётган жисм чайқалмаслик қобилиятига эга бўлиши учун метомарказ радиусининг узунлиги оғирлик маркази билан босим маркази оралиғидан катта бўлиши керак, яъни

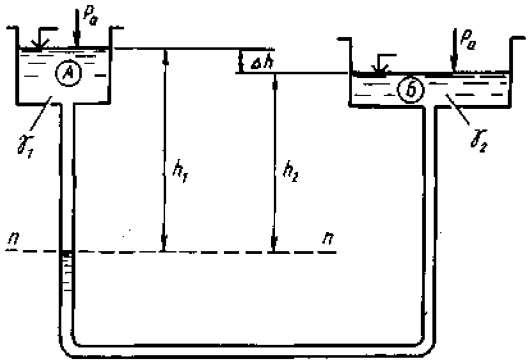
$$r > e \tag{2.123}$$

Амалий машғулот ўтказиш учун гидростатикадан материаллар

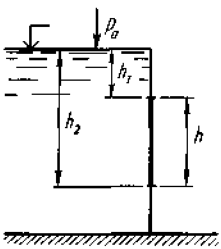
2.1-масала. Очиқ туташ идиш икки хил солиштирма оғирликка эга бўлган суюқлик билан тўлдирилган: $\gamma_1 = 7848$ Н/м^3 ва $\gamma_2 = 11772$ Н/м^3. Бу туташ идишлардаги суюқликларнинг баландликлари h_1 ва h_2 бўлса, у идишлардаги суюқлик сатҳларининг фарқи маълум, яъни у $\Delta h = 0{,}30$ м, у ҳолда 2.61- расмда кўрсатилгандек h_1 ва h_2 лар аниқлансин.

Жавоб: $h_1 = 0{,}90$ м, $h_2 = 0{,}60$ м.

2.2-масала. Юқори томони сув сатҳидан $h_1 = 1{,}0$ м чуқурликда, пастки томони эса $h_2 = 3{,}0$ м чуқурликда жой-



2.61-расм.

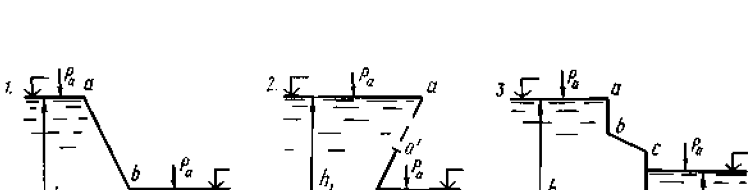


2.62-расм.

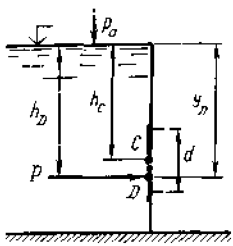
лашган тик деворга таъсир этувчи сувнинг босим эпюрасини чизинг. Сув фақат бир томондан, яъни чап томондан таъсир этяпти (2.62- расм).

2.3-масала. 2.63- расмдаги а, б, в шакллар учун гидростатик босим эпюрасини тузинг.

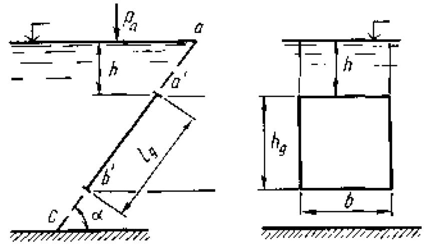
2.4-масала. Тик текис деворда доиравий тешик мавжуд, у доиравий шаклдаги сув тутқич дарвоза ёрдамида беркилади ва очилади, унинг диаметри d = 1,0 м. Дарвозанинг маркази сув сатҳидан h_c=4,0 м чуқурликда жойлаш-



2.63-расм.



2.64-расм.



2.65-расм.

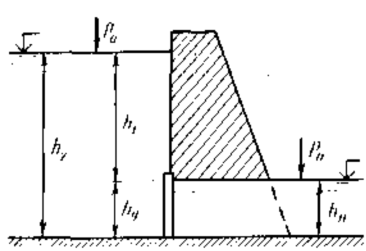
ган. Доиравий сув туткич дарбозага таъсир этаётган суюқликнинг босим кучини ва босим марказини аниқланг (2.64-расм).

Жавоб: $P = 3{,}14 \cdot 10^4$ Н; $y_D = 4{,}02$ м.

2.5-масала. Текис сув тутқич дарвоза сувга кўмилган ҳолатда бўлиб, унинг устки томони сув сатҳидан $h = 2{,}0$ м чуқурликда жойлашган. Дарвоза тўғри тўртбурчак шаклида, эни $b = 1{,}0$ м, баландлиги $h_{дар}$=0,5 м, у горизонтал текислик билан 45° бурчакни ташкил этган ҳолда қия жойлашган. Бу дарвозага таъсир этаётган сувнинг босим кучини ва босим марказини аниқланг. Масалани аналитик ва графоаналитик усулда ечинг (2.65-расм).

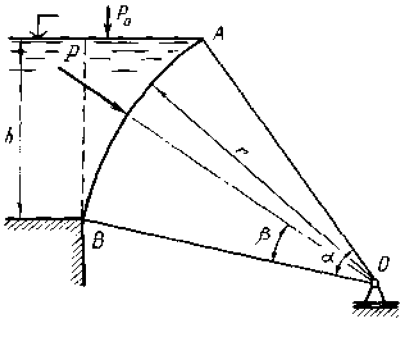
Жавоб: $P = 1{,}09 \cdot 10^4$ Н, $e = 0{,}24$ м.

2.6-масала. Тик тўғри тўртбурчакли сув туткич дарвозанинг (2.66-расм) эни $b = 1{,}5$ м, баландлиги $h_{дар}$= 2,0 м. Бу дарвозанинг устки томони сув сатҳидан $h_1 = 2{,}0$ м чуқурликда, пастки томони эса $h_2 = 4{,}0$ м чуқурликда жойлашган. Бундан ташқари дарвозага пастки бьефдан ҳам сув таъсир этяпти, у сувнинг чуқурлиги $h_н$=2,0 м. Дарвозага таъсир этаётган босим кучини ва босим марказини аниқланг.



2.66-расм.

Жавоб: $P = 6{,}0 \cdot 10^4$ Н, $e = 1{,}0$ м.



2.67-расм.

2.7-масала. Секторли сув туткич дарвозага сувнинг босим кучини ва йўналишини аниқланг (2.67-расм). Дарбоза тутиб турган сувнинг чуқурлиги $h = 3{,}0$ м, $\alpha=45°$, $r = 4{,}24$ м, дарвозанинг эни $b = 1{,}0$ м.

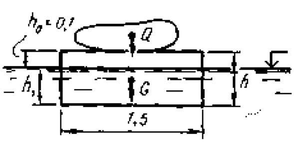
Жавоб: $P = 4{,}67 \cdot 10^4$ Н, $\beta=14°30'$.

2.8-масала. Темирдан ясалган тўғри тўртбурчакли идишнинг (2.68-*расм*) *баландлиги* $h = 1{,}0$ м, томонлари $1{,}5 \times 1{,}5$ м (устидан кўринишда), оғирлиги $G = 1{,}35 \cdot 10^4$ Н. Бу идиш сув сатҳига туширилди ва унга қўшимча Q юк ортилди, шу ҳолда бу идиш сувда сузиб юрибди. Бу идишнинг сатҳи сув сатҳидан $h = 0{,}10$ м баландликда сузиб юриши учун унга ортилган қўшимча юкнинг энг катта оғирлиги қандай бўлиши керак, бу идиш сувга қанча h_r чуқурликка чўкиши керак?

Жавоб: $Q = 0{,}675 \cdot 10^4$ Н; $h_r = 0{,}60$ м.

2.9-масала. Сувда сузиб юрувчи понтоннинг баландлиги h_1=0,70 м, диаметри $d = 16$ м, деворининг қалинлиги $\delta = 0{,}012$ м. Понтон девори материалининг солиштирма оғирлиги (у пўлатдан ясалган) $\gamma_{пўлат}=8{,}10^4$ Н/м^3 (2.69- расм) бўлса, унинг чайқалмаслик хусусиятини аниқланг.

Жавоб: Понтон чайқалмаслик хусусиятига эга (остойчив).



2.68-расм.

2.69-расм.

Такрорлаш учун саволлар

2.1. Гидростатика нима ва унинг вазифаси нималардан иборат?

2.2. Нуқтадаги гидростатик босим ва унинг хоссалари қандай?

2.3. Пьезометрик баландлик деб нимага айтилади?

2.4. Паскаль қонуни қандай ва у амалда қаерда ишлатилади?

2.5. Босим кучи ва унинг тенг таъсир этувчиси деб нимага айтилади?

2.6. $P = \gamma h \omega$ даги символларнинг «СИ»да ўлчов бирликларини изоҳлаб беринг?

2.7. Текис деворга босим кучининг таъсири ва эпюраси қандай бўлади?

УЧИНЧИ БОБ

ГИДРОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

3.1-§. АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР

Гидродинамикада суюқликларнинг ҳаракат қонунлари ўрганилади. Бу ерда муҳандислик гидравликаси масалаларини ечишда, асосан нуқталардаги суюқлик заррачалари *u* тезлиги ва *p* босимлар миқдорларини аниқлаш билан шуғулланилади. У амалиётда муҳим рол ўйнайди. Гидротехника иншоотлари, мелиорация, энергетика ва бошқа соҳаларда улардаги иншоотларни гидравлик ҳисоблашда гидродинамиканинг асосий тенгламаларидан фойдаланилади. Бу соҳаларда суюқлик ҳаракати билан боғлиқ бўлган кўп масалалар, чунончи, дарё ва каналларда сувнинг ҳаракати, шунингдек, сув таъминоти ва канализация, дренаж қувурларидаги сув ҳаракати, тўғон устидан ошиб ўтаётган сув ҳаракати ва бошқа гидротехник иншоотлар, сув кўтаргичлар ҳамда гидромашиналарда суюқликларнинг ҳаракати, ер ости сувларининг ҳаракати (фильтрация) ва бошқалар гидродинамиканинг асосий тенгламалари билан боғлиқ. Суюқликларнинг ҳаракатга келишига уларга ташқаридан қўйилган кучлар: оғирлик кучи, ташқи босим кучи, ишқаланиш кучи, Архимед кучи ва бошқалар сабаб бўлади. Гидравликанинг гидродинамика қисмида масалаларни ечаётганда, ташқаридан қўйилган кучлар маълум, яъни уларни берилган деб ҳисоблаб, гидравликада фақат ички кучларни аниқлаш билан шуғулланилади. Бунда асосан ҳаракатдаги суюқлик ичидаги ихтиёрий нуқталарда оқим тезликлари ва босимларнинг ўзгариш қонунлари ўрганилади. Суюқлик ҳаракати пайтида ривожланаётган ички босимларни суюқлик оқимининг бирор кўндаланг кесимининг майдонига нисбатан олсак, бундай босим гидродинамик босим деб аталади. Бу босим гидростатик босим сингари шартли белги *p* билан ифодаланади. Гидродинамик босимнинг гидростатик босимдан фарқи шундаки, у фани координата ўқи бўйича ўзгармай, вақт ўтиши билан ҳам ўзгаради. Гидродинамик босим фақат кўндаланг кесимда гидростатик босим қонунига бўйсунади. Шундай қилиб, суюқлик ҳаракатларини ўрганишда асосан икки хил масалага дуч келамиз.

1. Ташқи масала — бу ҳолда оқим берилган бўлиб, шу оқим ичидаги қаттиқ жисмга таъсир этаётган кучларни аниқлаш керак.

2. Ички масала — бу ҳолда суюқликка таъсир этувчи ташқи кучлар (чунончи, ҳажмий куч, оғирлик кучи, ишқаланиш кучи ва бошқалар) берилган бўлиб, оқимнинг гидродинамик характеристикасининг ўзгариш қонунлари ўрганилади. Оқимнинг гидродинамик характеристикалари қаторига: а) суюқлик заррачаларининг ҳаракати тезликлари; б) ундаги гидродинамик босимларнинг ўзгариши ва бошқалар киради.

Гидравликада асосан, иккинчи, яъни ички масала билан шуғулланилади. Бунда биз нуқтадаги тезлик ва босимларнинг ўзгариш қонунларини ўрганамиз, бу ерда суюқликка ташқаридан таъсир этувчи кучлар берилган деб қабул қиламиз. Суюқлик билан банд бўлган фазонинг ҳар хил нуқтасида u тезлик ва p босим ҳар хил бўлади. Бундан ташқари u ва p лар фазонинг берилган нуқтасида ҳам вақт ўтиши билан ўзгариб боради. Уни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} u_x &= f_1(x, y, z, t); \\ u_y &= f_2(x, y, z, t); \\ u_z &= f_3(x, y, z, t); \end{aligned}\right\} \tag{3.1}$$

$$p = f_4(x, y, z, t), \tag{3.2}$$

бу ерда u_x, u_y, u_z тезликнинг тўғри бурчакли координата ўқларидаги проекциялар. Агар f_1, f_2, f_3 ва f_4 функцияларнинг ечимини топганимизда, масалани ечган бўлар эдик. Ҳақиқатан, агар шу функцияларни билсак, биз сув билан банд бўлган фазодаги ҳар бир нуқтада u тезликларни ва p босимларни топиб, вақт ўтиши билан уларнинг миқдори ўзгаришини билган бўлар эдик. Амалда эса, бу функциялар ечимини топишнинг иложи йўқ даражада мураккаб. Шунинг учун гидравликада бошқа соддароқ йўл тутилади.

Бу функцияларнинг ечимини топиш гидромеханика фанининг вазифаси. Гидравликада юқорида кўрсатилган масалаларни ечиш учун у функцияларнинг ўрнини босадиган гидромеханиканинг бўлак асосий тенгламалари қабул қилинган, бунда улар ёрдамида ечилган масалалар ҳақиқатга яқинроқ бўлиши керак.

Гидравликада қабул қилинган асосий назарий тенгламалар қуйидагилар:

1) узлуксизлик тенгламаси (суюқлик сарфининг баланс тенгламаси);

2) Д. Бернулли тенгламаси (суюқлик оқимининг солиштирма энергиясининг баланс тенгламаси);

3) ҳаракат миқдорининг гидравлик тенгламаси.

Булардан ташқари муҳандислик гидравликасида масалаларни ечиш учун яна қўшимча тенгламалар мавжуд, улар:

4) текис илгариланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси;

5) суюқлик ҳаракати пайтида ишқаланиш таъсирида йўқотилган напор (йўқотилган энергия)ни ҳисоблаш тенгламаси.

Бу асосий учта назарий тенглама гидравликада, яъни суюқликнинг техникавий механикасида асосий назарий база бўлиб ҳисобланади. Бу тенгламаларнинг келиб чиқиш йўллари (суюқликнинг барқарор ҳаракати учун) ҳақида кейинроқ сўз юритамиз ва кенгроқ ёритишга ҳаракат қиламиз. Бунинг учун, аввало, суюқлик ҳаракатининг кинематикасини ўрганиш керак бўлади.

3.2-§. СУЮҚЛИК ҲАРАКАТИНИНГ КИНЕМАТИКАСИ

Суюқлик ҳаракатини ўрганишда қўлланиладиган асосий аналитик усуллар. Ж. Лагранж ва Л. Эйлер усуллари. Гидромеханикада, худди назарий механикадаги каби қаттиқ жисмларнинг ҳаракатини кўргандек, суюқликни ҳаракатга келтирувчи сабабларни ўрганмасдан туриб унинг ҳаракати, бўлажак кўриниши ва шакли ўрганилади. Суюқликни ҳаракатга келтирувчи ташқи кучларни қараб чиқмасдан туриб, суюқлик ҳаракатининг кўриниши ва шаклларини ўрганувчи гидромеханиканинг бир қисми суюқлик ҳаракатининг кинематикаси деб аталади.

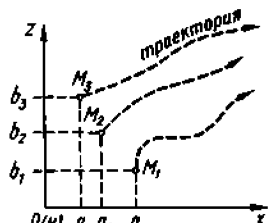
Суюқлик ҳаракатини ўрганишда қўлланиладиган асосий аналитик усуллар. Суюқликнинг ҳаракатини ўрганишда икки аналитик усул мавжуд: Ж. Лагранж ҳамда Л. Эйлер усуллари.

1. **Ж. Лагранж усули.** Фазодаги бирор элементар майдончада ҳаракат қилаётган суюқликни қараб чиқамиз (3.1-расм). Бу суюқлик ичида ўзгармайдиган *Ox, Oy, Oz* тўғри бурчакли декарт системасидаги координата ўқларини ўтказамиз. Суюқликнинг бир қанча заррачалари ҳаракатини қараб чиқамиз. Масалан, M_1, M_2, M_3, ... заррачаларни бошланғич даврда қаралаётган майдоннинг чегарасида жойлашган деб, заррачаларнинг бошланғич координаталарини *a, b, c* шартли белгилар билан белгилаймиз. Вақт ўтиши билан ҳаракатдаги суюқлик заррачалари ўзининг турган ҳолатини ўзгартиради ва уларнинг координаталари энди *a, b, c* ўзгармас координатада бўлмай, ҳар бир дақиқа учун вақт ўтиши билан ўзгарувчан *x, y, z* миқдорида ўтади. Агар суюқлик ҳаракатининг бошланғич кординаталари *a, b, c* берилган бўлса, *x, y, z* координаталари вақтга боғлиқ бўлади, яъни *x, y, z* координаталари қуйидагича ёзилади:

$$\left.\begin{aligned} x &= x(a,b,c,t); \\ y &= y(a,b,c,t); \\ z &= z(a,b,c,t). \end{aligned}\right\} \tag{3.3}$$

Бу тенгламадан фойдаланиб, юқорида кўрсатилган суюқлик заррачаларининг ҳаракатлари траекториясини осонгина қуриш мумкин. Кейин шу траектория чизиғининг хоҳлаган еридан бирор *dt* вақт ичида заррачалар босиб ўтган йўлнинг узунлигини *ds* деб белгилаймиз. *ds* узунлигининг *dt* вақтга нисбати шу траектория бўйича берилган нуқтадаги тезликни беради

$$u = \frac{ds}{dt}. \tag{3.4}$$



3.1-расм.

Шу ихтиёрий нуқта учун суюқликнинг ихтиёрий M заррачасининг тезланишини ҳам аниқлаш мумкин:

$$a = \frac{d^2 s}{d t^2}. \qquad (3.5)$$

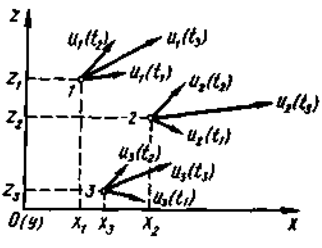
Ж. Лагранж усули бўйича тўлиқ суюқлик оқимини суюқлик заррачалари ҳаракатлари траекторияларининг йиғиндиси деб қабул қиламиз. Бу ерда x, y, z суюқлик зарраларининг оқувчи координаталари бўлгани учун dx, dy ва dz нинг қийматлари ds ўтилган йўлнинг тегишли координаталарига проекцияларини ташкил этади. Шунинг учун Ж. Лагранж усулида суюқлик заррачалари тезликларининг Ox, Oy, Oz координаталари бўйича ўзгаришини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$u_x = \frac{\partial x}{\partial t}; \; u_y = \frac{\partial y}{\partial t}; \; u_z = \frac{\partial z}{\partial t}; \qquad (3.6)$$

тезланиш эса

$$a_x = \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}; \; a_y = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}; \; a_z = \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}. \qquad (3.7)$$

2. Л. Эйлер усули. Фазодаги бирор элементар майдончада ҳаракат қилаётган суюқликни қараб чиқамиз (3.2-расм). Л. Эйлер усулида бизни суюқликнинг ихтиёрий бирор заррачасининг ҳаракати ва унинг траекторияси қизиқтирмайди. Балки қаралаётган суюқликнинг ичида бир неча ўзгармас нуқталар, масалан, 1, 2, 3, ... нуқталар белгиланиб, улар қаралаётган майдончада ўрнаштирилиб («қотириб») қўйилган бўлади. Суюқлик заррачалари ҳаракат қилганда бу 1, 2, 3, ... нуқталар ҳаракат қилмасдан, ўша ўрнатилган жойларида туради. Бу ерда x, y, z координаталари суюқлик заррачаларининг оқувчи координаталари эмас, балки шунчаки «қотирилган» нуқталарнинг координаталари (3.2-расм).



3.2-расм.

Энди t_1 вақт ичидаги тезликларнинг ўзгаришини қараб чиқамиз. Бу вақт ичида 1-нуқтада суюқликнинг ихтиёрий бирор заррачаси $u_1(t_1)$ тезликка эга бўлади. Шу вақт ичида 2-нуқтада суюқликнинг ихтиёрий бошқа бирор заррачаси $u_2(t_1)$ тезликка эга бўлади; учинчи нуқтада эса $u_3(t_1)$ тезликка эга бўлади ва ҳоказо. Булардан кўриниб турибдики, t_1 вақт ичида қандайдир тезликлар векторлари майдони ҳосил бўлади. Кейинги t_2 вақт ичида шу 1, 2, 3 нуқталарда тегишли $u_1(t_2)$, $u_2(t_2)$, $u_3(t_2)$, ... тезлик майдонлари ҳосил бўлади. Кўриниб турибдики, *Л. Эйлер усули бўйича тўлиқ оқим берилган вақт ичида ўрнатилган 1, 2, 3 қўзғалмас нуқталарга нисбатан тезлик векторлари майдони билан ўлчанар экан.*

3. Гидравликада суюқлик ҳаракатларини ўрганишда қўлланиладиган аналитик усул. Гидравликада, асосан Л. Эйлер усули кенг қўлланилади. Бу усул қўлланганда ҳам шуни назарда тутиш керакки, Л. Эйлер усули билан суюқлик заррачалари ҳаракатини, ўша бир нуқта орқали dt вақт ичида шу заррача жуда кичкина ds йўлни босим ўтади, бу заррачанинг берилган нуқта орқали босиб ўтган йўлининг координата ўқларига проекциясини dx, dy, dz деб қабул қилсак, нуқтадаги заррача ҳаракат тезлигининг координата ўқларига проекциялари қуйидагича бўлади:

$$u_x = \frac{\partial x}{\partial t}; \; u_y = \frac{\partial y}{\partial t}; \; u_z = \frac{\partial z}{\partial t}. \tag{3.8}$$

3.3-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР ВА БЕҚАРОР ҲАРАКАТИ

Вақт ўтиши билан суюқлик ҳаракати оқимининг асосий гидродинамик элементлари u ва p нинг ўзгаришига қараб икки кўринишда, яъни барқарор ва беқарор ҳаракат бўлади. Суюқлик ҳаракати вақтида *унинг ихтиёрий нуқтасида оқим тезлиги ва гидродинамик босими ҳар доим ўзгариб туради*, яъни суюқлик заррачасининг ҳаракати фақат координаталарга боғлиқ бўлмасдан, *вақтга ҳам боғлиқ бўладиган ҳаракат беқарор ҳаракат дейилади.* Бу қуйидагича ёзилади

$$\left.\begin{aligned} u &= f_1(x, y, z, t); \\ p &= f_2(x, y, z, t). \end{aligned}\right\} \tag{3.9}$$

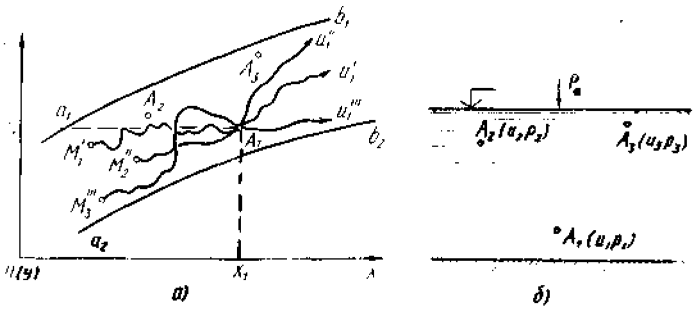
Беқарор ҳаракатдаги суюқликка мисоллар: кичик ва катта тешиклардан оқаётган суюқликлар ҳаракати; сувошгичлардан оқиб ўтаётган сув ҳаракати; кенглиги ва чуқурлиги ўзаннинг узунлиги бўйича ўзгарадиган дарёлардаги сув ҳаракати. Келтирилган мисолларда сувнинг эркин эгри сатҳи ўзгариб туради. Бундан ташқари яна кўплаб мисоллар келтириш мумкин, масалан, гидравлик зарба, тўғонлар бузилиб бирдан сув тошиб кетган вақтда, дарёларда баҳорда сув кўпайиши натижасида сув сарфи гидрографларининг гидротехник иншоотлар орқали ўтказиш жараёнларида беқарор ҳаракатларни кузатиш мумкин. Суюқликнинг беқарор ҳаракати пайтида ихтиёрий A_1, A_2, A_3 ва ҳоказо нуқталарда Δt вақт ичида заррачаларнинг тезликлари ва босимлари ўзгаришлари $A_1(u_1 \neq \text{const},\ p_1 \neq \text{const}) \neq A_2(u_2 \neq \text{const},\ p_2 \neq \text{const}) \neq A_3(u_3 \neq \text{const},\ p_3 \neq \text{const}) \neq \ldots$ ва ҳоказо вақт ўтиши билан бир-биридан фарқ қилади.

Ҳаракат этаётган суюқлик ичидаги ихтиёрий нуқтада тезлик ва гидродинамик босим вақт ўтиши билан ўзгармаса, бундай ҳаракат барқарор ҳаракат дейилади. Бу ҳаракатда суюқлик заррачалари оқимдаги A нуқтадан ўтганда шу заррачаларнинг u тезликлари ва p гидродинамик босимлари вақт ўтиши билан ўзгармайди. Бу барқарор ҳаракат аналитик кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\left.\begin{aligned} u &= f_1(x, y, z); \\ p &= f_2(x, y, z). \end{aligned}\right\} \tag{3.10}$$

Бу ҳолда A нуқтада u ва p ўзгармас бўлса, улар кейинги, масалан, A_1 нуқтада бошқа ўзгармас миқдорга эга бўлади. Шундай қилиб, ҳаракатдаги суюқлик заррачалари A_1 нуқтасида u_1 ва p_1 бўлса, A_2 нуқтасида эса u_2 ва p_2 ва ҳоказо бўлади. Суюқликнинг барқарор ҳаракати пайтида ихтиёрий A_1, A_2, A_3 ва ҳоказо нуқталарида t_1 вақтда заррачаларнинг тезликлари ва босимларининг ўзгаришлари $A_1(u_1 = \text{const},\ p_1 = \text{const}) \neq A_2(u_2 = \text{const},\ p_2 = \text{const}) \neq A_3(u_3 = \text{const},\ p_3 = \text{const})$ ва ҳоказо, ҳар бир нуқталар учун ўзгармас бўлиб, ҳар хил нуқталарда ҳар хил миқдорга эга бўлади. Сув сатҳи ўзгармас бўлганда ундаги оқим кўндаланг кесимининг ω майдони ўзгармайдиган каналдаги сув оқимининг ҳаракатини барқарор ҳаракатга мисол қилиб келтириш мумкин.

Гидротехник иншоотларни гидравлик ҳисоблашда, амалда, асосан суюқликнинг барқарор ҳаракати кўп уч-



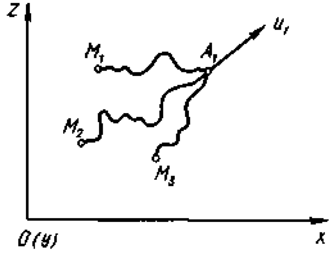
3.3-расм.

райди. Шунинг учун гидравликада кўпинча барқарор ҳаракат қаралади.

Юқорида кўрсатилган беқарор ва барқарор ҳаракатларни яхши тушуниб олиш учун 3.3- расмда кўрсатилганидек, суюқлик оқимининг ҳаракатини қараб чиқамиз. Расмда ихтиёрий суюқлик оқими a_1b_1 ва a_2b_2 чизиқлари билан чегараланган. Шу чегараланган оқимнинг ичида A_1 нуқтани оламиз, бу нуқта қотирилган (ҳаракат қилмайди), аммо суюқликнинг M заррачалари шу нуқтадан ўтади деб фараз қилайлик. Масалан, суюқликнинг бир нечта M_1, M_2, M_3, ... заррачалари ихтиёрий равишда, ўзининг ҳар хил траекторияси билан ҳаракатланяпти, улар ҳар хил вақт ичида шу A_1 нуқта орқали ўтади дейлик: M_1 заррача t_1 вақтда, M_2 заррача t_2 вақтда ўтади ва ҳоказо. M_1 заррача A_1 нуқтага келиб, бу нуқтада t_1 вақтда u_1' тезликка эга бўлади. M_2 заррача эса ўша A_1 нуқтага келиб бошқа t_2 вақтда шу нуқтада бошқа u_1'' тезликка эга бўлади.

A_2 нуқтада ҳам худди A_1 нуқтадагига ўхшаш ҳодиса рўй беради, аммо A_2 нуқтада мутлақо бошқа u ва p лар ҳосил бўлади.

3.3 а-расмда беқарор ҳаракатнинг умумий кўриниши келтирилган, унда қуйидаги ҳаракат турларини кўришимиз мумкин:



3.4-расм.

а) ихтиёрий олинган, масалан, A_1 нуқтада оқим тезлиги нисбатан секин ўзгаради, бунда

$$\frac{\partial u_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial u_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial u_z}{\partial t} \tag{3.11}$$

ларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Беқарор ҳаракатнинг бу ҳолини секин ўзгарувчан ҳаракат деб аталади.

б) ихтиёрий олинган, масалан, A_1 нуқтада оқим тезлиги нисбатан тез ўзгаради дейлик. Бундай ҳаракат эса, тез ўзгарувчан ҳаракат деб аталади.

Суюқлик ҳаракати барқарор ҳаракат бўлса, M_1, M_2, M_3, ... заррачалар ҳар хил вақт ичида A_1 нуқтага келиб, бу нуқтада бир хил тезликка эга бўладилар (бу тезликнинг миқдори ҳам, йўналиши ҳам бир хил бўлади) (3.4-расм). Барқарор ҳаракат учун эса

$$u = f(x, y, z), \tag{3.12}$$

яъни бу ерда u вақтга боғлиқ эмас, шунинг учун барқарор ҳаракат бўлганда

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{\partial u_y}{\partial t} = \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0. \tag{3.13}$$

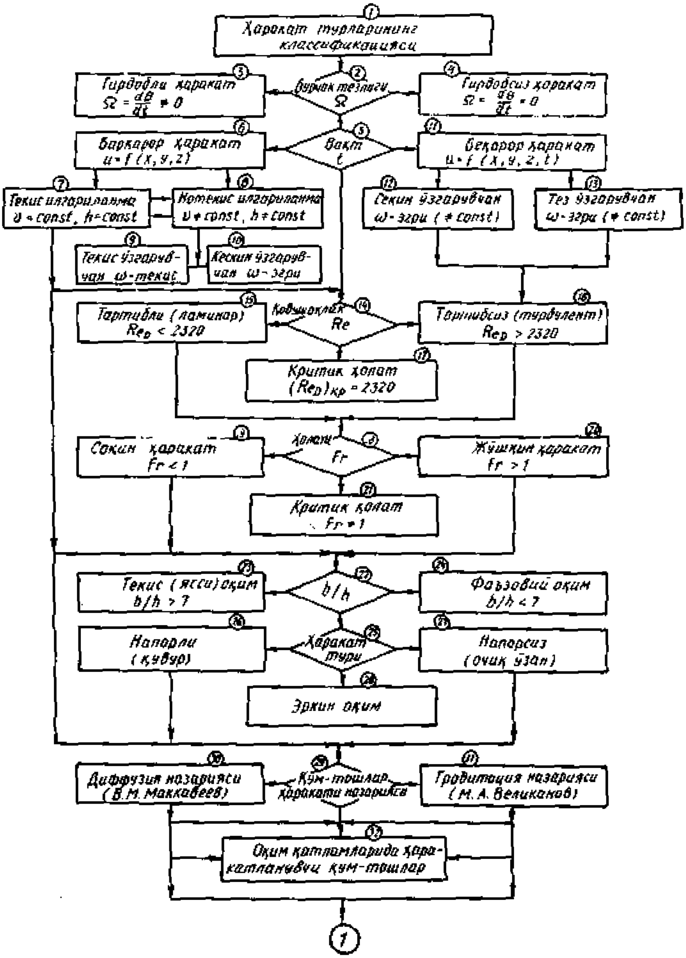
Барқарор ҳаракат учун A_1 нуқтадан ўтаётган суюқлик M заррачаларининг траекториялари (3.4-расм) қуйидагича ҳаракатланади:

1. M_1, M_2, M_3, ... заррачалар A_1 нуқтадан ўтса, уларнинг A_1 нуқтадан кейинги траекториялари бир чизиқда бўлади.
2. A_1 нуқтасида заррачаларнинг тезликлари (миқдорлари ва векторлари) бир хил бўлади.

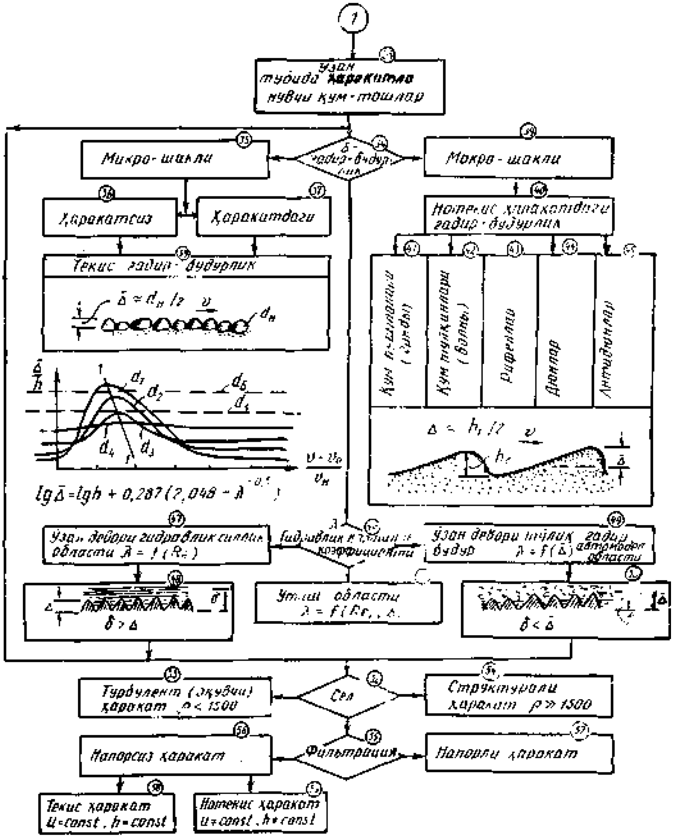
Суюқлик ҳаракатлари турларининг классификацияси

Илгари суюқлик ҳаракатлари кўринишларининг классификацияси берилган эди (суюқлик ҳаракатининг ҳар хил белгиларига асосан). Бу классификация блок шаклида келтирилган (3.5- расм).

Суюқлик ҳаракатининг турларини бундай шаклда келтириш педагоглар, талабалар ва ёш муҳандисларга гидравлика фонини ўзлаштиришда қулай имкониятлар яратади, чунки бу алгоритмик жадвалда бутун курс бўйича учрайдиган суюқлик ҳаракат турларининг номлари ўзининг ташқи белгилари бўйича қисқа ҳолда берилган.



3.5-расм.(давоми 102-бетда)

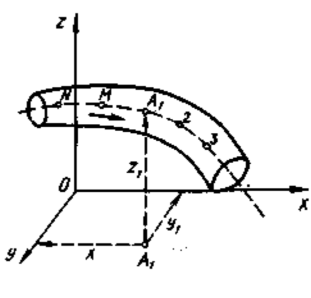


3.5-расм (давоми).

3.4-§. ТРАЕКТОРИЯ. ОҚИМ ЧИЗИҒИ. ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМ НАЙЧАСИ. СУЮҚЛИКНИНГ ТЎЛИҚ ОҚИМИ

Суюқликнинг ҳаракат қонунларини ўрганиш учун траектория, оқим чизиғи, элементар оқим найчаси каби тушунчаларни билиб олиш керак.

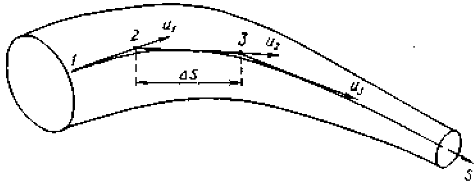
Траектория. *Берилган суюқлик заррачаларининг вақт ўтиши билан босиб ўтган йўлининг изи унинг траекторияси деб аталади.* Маълум массадаги ҳаракатдаги суюқликни олиб, ундаги бирор заррачани M билан белгилаймиз, унинг координаталари x, y, z, тезлиги u ва гидродинамик босими p бўлсин (3.6-расм). Бу заррача t_1 вақт ичида A_1 нуқтага келади, бу ҳолда унинг координаталари x_1, y_1, z_1, тезлиги u_1 ва гидродинамик босим p_1 бўлади. Шу M заррача ҳаракатини давом эттирса, у 2, 3 ва ҳоказо нуқталардан ўтиб, унинг координаталари, тезлиги ва гидродинамик босими ўзгариб боради. M заррачанинг A_1, 2, 3 ва кейинги ўтган йўлининг изи унинг траекторияси деб аталади. Барқарор ҳаракат учун оқим тезлиги ва гидродинамик босим белгиланган A_1 нуқтада ўзгармас, шунинг учун бошқа бир N заррача M заррача кетидан шу A_1 нуқтага келса, у ерда худди M заррача каби тезликка, ўша гидродинамик босимга (ҳам миқдори ва ҳам йўналиши жиҳатидан) эга бўлади. A_1 нуқтадан кейинги 2, 3 нуқталарда тезлик ва гидродинамик босим ўзгармагандек, A_1 нуқтадан кейин ҳам N заррача 2, 3 нуқталарда ўша M заррача траекторияси билан ҳаракат қилади. Шундай қилиб, *барқарор ҳаракатда суюқлик заррачалари узоқ вақт ичида ўзгармас траектория чизиғи йўналишида* ҳаракатланади. Беқарор ҳаракатда эса заррачанинг u тезлиги ҳам, унинг миқдори ҳам, йўналиш бўйича ўзгаргани учун унинг траекторияси вақт ўтиши билан тинимсиз ўзгаради. Шунинг учун юқорида кўрсатилган беқарор ҳаракатда N заррачанинг траекторияси биринчи M заррача траекторияси бўйича, яъни A_1, 2, 3 чизиғи йўналишида ҳаракатланмайди.



3.6-расм

Оқим чизиғи. Буни ўрганиш учун барқарор ва беқарор ҳаракатларни қараб чиқамиз.

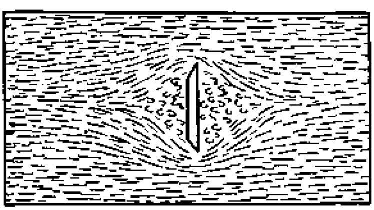
Барқарор ҳаракатда оқим чизиғи вақт ўтиши билан ўзгар-



3.7-расм.

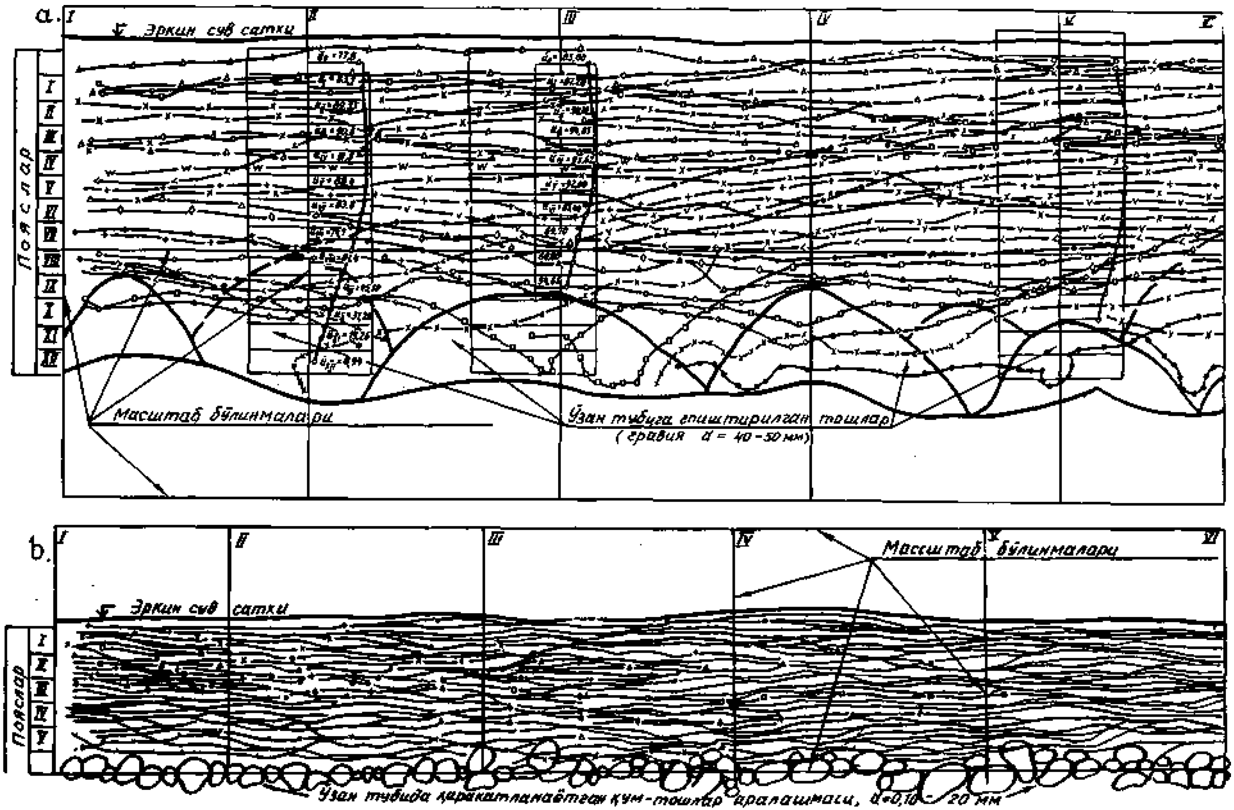
мас траекторияни англатиб, шу йўл узунлиги бўйича суюқлик заррачалари бирин-кетин ҳаракатланади. Мисол учун 3.6- расмдаги $N-M-A_1-2-3$ чизиғини олайлик.

Беқарор ҳаракатда биз бирор суюқлик массасининг ҳаракатини кузатиб турибмиз дейлик (3.7- расм). Шу массанинг ихтиёрий нуқтасидаги тезликнинг ҳам миқдори, ҳам йўналиши ҳар хил. Бу суюқлик массасининг ичида ихтиёрий 1 нуқта олиб, t вақт ичида шу нуқтадаги u_1 тезликнинг миқдорини ва йўналиш векторини қурамиз. Бу вектор устига 1-нуқтадан жуда кичик ΔS^* масофа ораликда 2- нуқтани олиб, унинг u_2 тезлигини, ўша t вақт ичидаги векторини қурамиз. Кейин 2- векторнинг йўналиши бўйича 2- нуқтадан жуда кичик ΔS масофа оралиғида 3- нуқтани қўямиз ва ўша жойдан u_3 вектор тезлигини қурамиз ва ҳоказо. Агар ΔS ораликни камайтириб борсак ва у нолга интилса, бу 1, 2, 3 ва ҳоказо синиқ чизиқлар берилган 1- нуқтадан ўтказилган эгри чизиқ шаклини ҳосил қилади. Бу эгри чизиқ оқим чизиғи деб аталади. Шундай қилиб, оқим чизиғи деб шундай эгри чизиққа айтиладики, у ҳаракатдаги суюқлик ичидаги қатор нуқталар орқали ўтказилган бўлиб, шу нуқталардаги ўтказилган тезлик векторлари берилган вақт ичида шу эгри чизиққа уринма бўлади. Бу ерда оқим чизиғи ва траектория тушунчаларининг фарқини ажрата билиш керак. Траектория фақат суюқлик заррачасининг бир аниқ вақт ичида босиб ўтган йўлининг изини кўрсатади. Оқим чи-



3.8-расм.

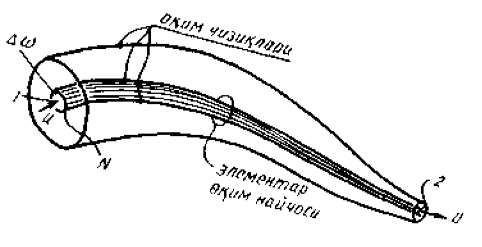
* Бу элементар жуда кичик ΔS масофа t вақт ичида олинган нуқталардаги ўрталаштирилган $\bar{u}$ тезлик векторларининг миқдорларига тенг.


a.
b.
I
II
III
IV
V
VI
Эркин сув сатхи
Пояслар
Масштаб бўлинмалари
Ўзан тубига ёпиштирилган тошлар
(гравия d = 40–50 мм)
Ўзан тубида ҳаракатланаётган қум-тошлар аралашмаси, d=0,10–20 мм

3.9-расм.

зиғи эса бирор элементар Δt вақт ичида оқим характеристикасини беради, шу оқим чизиғи устида ётган ҳар хил суюқлик заррачаларини боғловчи бўлиб, ўша заррачаларни шу дақиқадаги тезликларининг йўналишини кўрсатади. Барқарор ҳаракатда суюқлик заррачаларининг траекторияси ва оқим чизиғи бир хил бўлади (бир-бирининг устига тушади). Беқарор ҳаракатда эса, траектория ва оқим чизиғи бир хил бўлмайди (бир-бирининг устига тушмайди). Оқим чизиғини ва траекторияни лабораторияда суюқлик ҳаракати вақтида кузатиш мумкин. Бунинг учун ҳаракат қилаётган суюқликка майда заррача, сувдан бошқача модда (жисм) ёки суюқлик (у сув ичида эримаслиги керак, унинг зичлиги тажриба ўтказилаётган суюқликнинг зичлигига тенг бўлиши шарт) юбориб, унинг ҳаракат траекторияси киносурат ёки фотосуратга олиш ёрдамида аниқланади. Кинога олаётганда, қисқа вақт ичида кўп миқдорда ҳаракатланувчи заррачаларнинг босиб ўтган йўллари олинган расмда кўриниб турган оқим чизиғи бўлади. 3.8-расмдаги пластинкада оқиб ўтаётган суюқлик оқим чизиғи ҳолати кўрсатилган. Агар кинога олаётганда узоқ вақт ичида кам миқдорда ҳаракатланувчи суюқлик заррачаларини расмга туширилса, у ҳолда расмдаги узун излар заррачаларнинг ўтган йўлининг изини, яъни унинг траекториясини ифодалайди (3.9 а ва 3.9 б- расм).

Элементар оқим найчаси. 3.10- расмда кўрсатилган суюқлик оқими ичида 1-нуқтани тайинлаб, у нуқта атрофида элементар $\Delta\omega$ кичик майдончани ажратамиз, бу $\Delta\omega$ майдонча N чегара чизиғи билан чегараланган. Шу $\Delta\omega$ майдонча N чизиғи билан чегараланган майдон атрофидаги ҳамма нуқталардан оқим чизиғини ўтказамиз. Бу ҳолда ҳажмий бир тўда оқим чизиғини оламиз, у бизга элементар оқим найчасини беради. Бундан келиб чиқадики, *элементар оқим найчаси суюқлик оқимининг бир қисми бўлиб, у ҳаракат қилаётган суюқлик ичида берк N чегара чизиғидаги нуқталар орқали ўтказилган оқим чизиқлари билан чегараланган.*



3.10-расм.

Барқарор ҳаракат учун элементар оқим найчаси қуйидаги уч хоссага эга.

1. Биринчи хоссаси. Оқим чизиғи барқарор ҳаракат бўлганда вақт ўтиши билан ўзининг

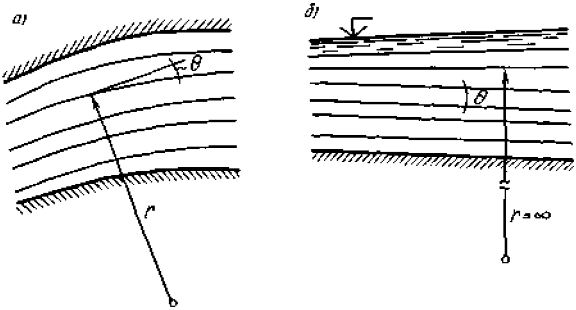
шаклини ўзгартирмагани учун (3.6- расм) элементар оқим найчасининг шакли ҳам вақт ўтиши билан ўзгармайди.

2. Иккинчи хоссаси. Элементар оқим найчасининг сиртини оқим чизиқлари ташкил этгани учун суюқлик заррачалари бирин-кетин унинг узунлиги бўйича сурилиб юрар экан, у ҳолда найча сирти орқали суюқлик ташқаридан ичкарига (яъни қаралаётган элементар оқим найчасининг ичига ташқаридан, бошқа оқим найчасидан) ўтиши мумкин эмас. Худди шундай ичкаридан ташқарига ҳам чиқиши мумкин эмас, чунки оқимнинг тезлик векторлари ҳар доим оқим чизиғига уринма ҳолда бўлади.

3. Учинчи хоссаси. Оқим тезлиги u ва гидродинамик босим p миқдорлари элементар оқим найчасининг кўндаланг кесими $\Delta\omega$ майдончасининг ҳар бир нуқтаси учун бир хил, яъни $\Delta\omega$ майдончаси бўйича $u = \text{const}$, $p = \text{const}$ деб ҳисоблаш мумкин, чунки бу элементар майдонча ниҳоятда кичик бўлиб, нолга интилади. Маълумки, $\Delta\omega$ элементар майдонча нолга интилганда, майдончанинг ўрнида нуқта ҳосил бўлади. У ҳолда бу $\Delta\omega$ майдончада u ва p майдончанинг периметри бўйича ўзгармас деб олинади. Шуни айтиб ўтиш керакки, элементар оқим найчасининг узунлиги бўйича u тезлик ва p босимнинг миқдорлари, умуман олганда ўзгариши мумкин.

Суюқликнинг тўлиқ оқими. Суюқликнинг тўлиқ оқими деб, амалда қаттиқ девор билан чегараланган тизимда ҳаракат қилаётган суюқлик ҳажмига (массасига) айтилади. Масалан, қувур, канал, дарё ва бошқа ўзанларда ҳаракатланаётган сув. Бошқача қилиб айтганда, ҳар хил тезликда ҳаракатланувчи суюқликнинг тўлиқ оқими — элементар оқим найчаларининг йиғиндисидан ташкил топади. Бундай маънода тушунтириш гидродинамикада назарий жиҳатдан суюқлик ҳаракатларини ўрганиш ва уларнинг натижаларини амалда қўллаш қулайлиги жиҳатидан асосий рол ўйнайди.

Текис ўзгарувчан ҳаракат. Қатор элементар оқим найчаларидан тузилган суюқликнинг тўлиқ оқимини ўрганаётганда, асосан элементар оқим найчаларининг бир-бирига параллел бўлмаганлиги сабабли, оқимнинг назарий изланишларда мураккаблашганлигини айтиб ўтиш мақсадга мувофиқ. Шундай экан, уни соддалаштириш учун гидродинамикада текис ўзгарувчан ҳаракат тушунчаси киритилади. Суюқликнинг ҳаракатида оқим найчалари ўзларининг йўналишлари бўйича бир-биридан жуда кичик θ бурчак ва жуда кичик эгрилик, яъни жуда катта бурилиш радиуси r ни ҳосил қиладиган ҳаракати, суюқликнинг текис ўзгарувчан ҳаракати дейилади (3.11- расм). Суюқликларнинг бундай



3.11-расм.

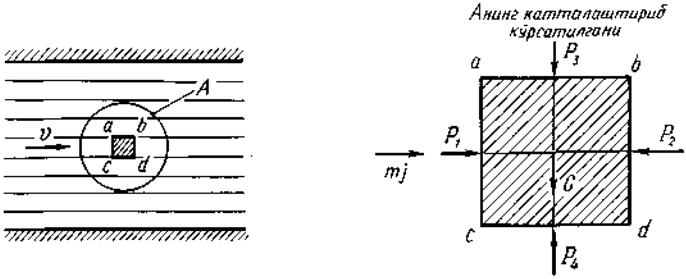
ҳаракати суюқлик оқим найчалари тахминан бир-бирига параллел бўлган ҳолда, диаметри ўзгармас бўлган қувурлар, узунлиги бўйича кўндаланг кесими ўзгармас бўлган каналларда, дарёларнинг айрим участкаларида учрайди. Текис ўзгарувчан ҳаракат бўлган пайтда суюқлик оқими ўзининг қуйидаги хоссаси билан характерланади:

1) суюқлик оқимининг кўндаланг кесими текис ва оқимнинг ўқига нормал бўлади;

2) суюқлик оқимининг кўндаланг кесими текислигида гидродинамик босимнинг тақсимланиши гидростатиканинг асосий қонунига бўйсунади;

3) солиштирма потенциал энергия (яъни суюқликнинг бирлик оғирлигига нисбатан олинган потенциал энергияси) ихтиёрий горизонтал таққослаш 0—0 текислигига нисбатан олинган бўлиб, оқим кўндаланг кесимининг ҳамма нуқталари учун бир хил.

Бу хоссаларни исботлаймиз. Текис ўзгарувчан ҳаракатнинг биринчи хоссаси тўғридан-тўғри шу текис ўзгарувчан ҳаракат тушунчасидан келиб чиқади. Бу ҳол параллел йўналган ҳаракат турига жуда яқин бўлиб, унда ўз-ўзидан маълумки, оқимнинг кўндаланг кесими текис ҳамда оқим ўқига тик бўлади. Текис ўзгарувчан ҳаракатнинг иккинчи хоссасини қуйидагича исботлаш мумкин. Оқим найчалари бир-бирига нисбатан параллел ҳаракат қилаётган суюқлик ичида ниҳоятда кичик a–b–c–d параллелепипедни ажратиб олиб, унинг мувозанат ҳолатини қараб чиқамиз. Биз ажратиб олган параллелепипедга таъсир этаётган ва уни мувозанат ҳолатида сақлаб турувчи кучлар (параллелепипеднинг G оғирлик кучи, параллелепипедга алоқаси бўлган, уни ўраб турган ташқи суюқлик заррачаларининг P_1, P_2, P_3, P_4



3.12-расм.

босим кучлари, *mj* инерция кучи)ни ўрнига қўйсак, шу қаралаётган ҳолат учун юқорида айтилган биринчи хоссага асосан, бу *mj* куч оқимнинг кўндаланг кесими юзасига нормал йўналган бўлади (3.12-расм). Агар юқорида келтирилган кучларнинг вертикал ўққа проекциясини олсак ва унинг мувозанат тенгламасини ёзсак, у ҳолда

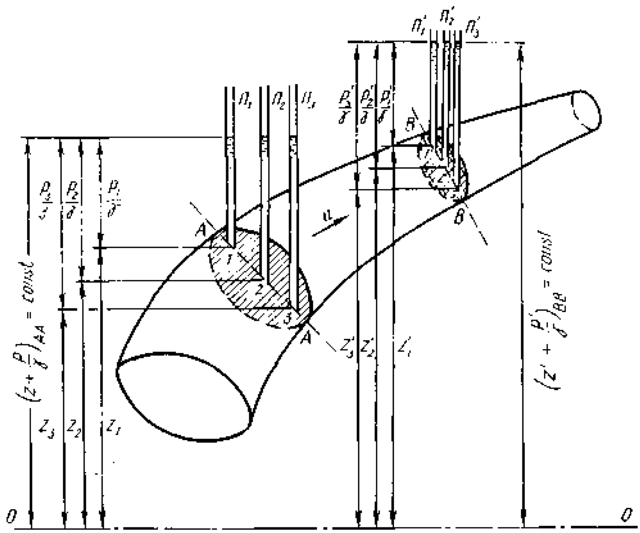
$$P_3 + G = P_4, \tag{3.14}$$

ёки

$$P_4 - P_3 = G, \tag{3.15}$$

бундан, инерция кучи (3.14), (3.15) тенгламаларга кирмаганини кўрамиз, демак, оқимнинг кўндаланг кесими майдонидаги ниҳоятда кичик суюқлик ҳажмининг мувозанат ҳолати шу тинч ҳолатдаги суюқликдаги шундай кичик суюқлик ҳажмининг мувозанатидан фарқ қилмайди. Бундан текис ўзгарувчан ҳаракатдаги оқимнинг кўндаланг кесимининг майдони бўйича гидродинамик босимнинг тақсимланиши тинч ҳолатдаги суюқликдаги горизонтал босимнинг тақсимланишидан фарқ қилмаслиги кўриниб турибди. Учинчи хоссаси иккинчи хоссасининг натижасидан келиб чиқади. Гидростатикадан маълумки (2.1-§ га қаранг), нуқтадаги p гидростатик босим ва унинг ўрнини аниқловчи z вертикал координатасининг йиғиндиси ўша нуқтага нисбатан ўзгармас бўлади (тинч ҳолатдаги суюқликнинг бутун ҳажми бўйича):

$$\frac{p}{\gamma} + z = \text{const}. \tag{3.16}$$



3.13- расм.

Текис ўзгарувчан ҳаракат учун оқимнинг фақат кўндаланг кесими майдони бўйича гидродинамик босимнинг тақсимланиши гидростатик босимнинг тақсимланиши қонунига бўйсунади:

$$\frac{p}{\gamma} + z = \text{const (оқимнинг берилган кўндаланг кесими майдони бўйича)}, \quad (3.17)$$

бу ерда z — вертикал координата, яъни $O-O$ горизонтал таққослаш текисликка нисбатан ҳаракатдаги суюқлик ичида қаралаётган нуқта жойлашган баландлик (3.13-расм); p — шу нуқтадаги гидродинамик босим.

Хулоса қилиб айтганда, текис ўзгарувчан ҳаракатдаги оқимнинг кўндаланг кесимининг майдонидаги ихтиёрий нуқтага нисбатан $\frac{p}{\gamma}$ ва z нинг йиғиндиси ўзгармас бўлади (3.13-расм), масалан, $A-A$ кўндаланг кесим учун $\left(\frac{p}{\gamma} + z\right)_{A-A} = \text{const}$, $B-B$ кўндаланг кесим учун

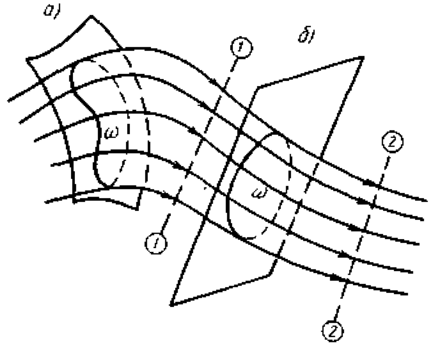
$\left(\frac{p'}{\gamma} + z'\right)_{B-B} = \text{const}$ ва бошқа кўндаланг кесимлар учун, унинг ўзининг миқдори $\left(\frac{p}{\gamma} + z\right)_{n-n} = \text{const}$, аммо шуни айтиб ўтиш керакки, оқимнинг ҳар хил кўндаланг кесимлари учун бу йиғиндилар ҳар хил бўлади.

3.5-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ГИДРАВЛИК ЭЛЕМЕНТЛАРИ. ОҚИМНИНГ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИ БЎЙИЧА ЎРТАЧА ТЕЗЛИГИ. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ҲАЖМИЙ САРФИ

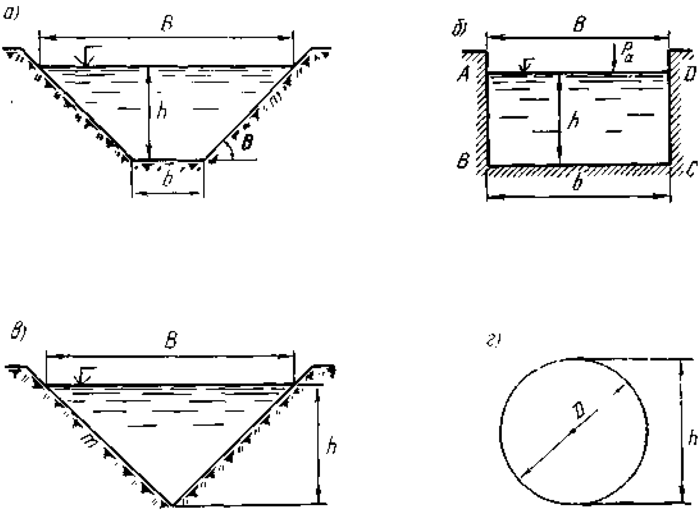
Оқимнинг кўндаланг кесими майдонининг гидравлик элементлари. Суюқлик оқимининг ҳаракати ўрганилаётганда оқимнинг кўндаланг кесим майдонининг қуйидаги асосий гидравлик элементлари назарда тутилади: оқимнинг *кўндаланг кесими майдони*; *ўзаннинг ҳўлланган (кўндаланг кесими бўйича)* периметрининг узунлиги; гидравлик радиуси ва бошқалар.

1. Оқимнинг кўндаланг кесими. Оқимнинг кўндаланг кесими деб, суюқликнинг оқим чизиқларига тик ўтказилган текислик ёрдамида кесиб ўтган юзага айтилади ва у юза оқимнинг ичида жойлашган бўлиб, жонли кесим дейилади ва ω билан ифодаланади.

Умуман оқимнинг кўндаланг кесими бироз эгри чизиқли юзадан иборат бўлади (3.14 а- расм), фақат текис ўзгарувчан ҳаракат учун оқимнинг кўндаланг кесими текис юзали текисликдан иборат бўлади (3.14 б-расм). Шунинг учун кўпинча амалий гидравликада, текис ўзгарувчан ҳаракатдаги оқимларда, оқимнинг кўндаланг кесими деб, суюқликнинг ҳаракат йўналишига нормал бўлган оқим-



3.14-расм.



3.15-расм.

нинг текис кўндаланг кесимига айтилади. Гидравликада оқимнинг кўндаланг кесими майдони шартли равишда ω ҳарфи билан ифодаланади. 3.15- расмга нисбатан оқимнинг кўндаланг кесими майдони:

а) трапеция шаклидаги ўзан учун

$$\omega = (b + mh)\,h; \tag{3.18}$$

б) тўғри тўртбурчак шаклли ўзан учун

$$\omega = b\,h; \tag{3.19}$$

в) учбурчак шаклли ўзан учун

$$\omega = \frac{B\,h}{2}; \tag{3.20}$$

г) доира шаклдаги ўзанлар (масалан, қувурлар) учун бу қувурларда суюқлик ҳаракати напорли бўлган ҳолда

$$\omega = \frac{\pi D^2}{4}. \tag{3.21}$$

Ихтиёрий шаклдаги қувурларда суюқлик ҳаракати напорсиз бўлса, бундай қувурлар (дренаж қувурлари, туннеллар ва бошқалар) каналлаштирилган қувурлар деб аталади. Булар гидравлик нуқтаи назардан очиқ ўзанлар қаторига киради ва уларнинг кўндаланг кесим майдонлари шаклларига қараб юқорида келтирилган (3.18), (3.19), (3.20), (3.21) ва бошқа формулалар ёрдамида ҳисобланади.

2. Ўзан кўндаланг кесимининг ҳўлланган периметри. Ҳўлланган периметр деб ўзаннинг кўндаланг кесими бўйича ҳаракатдаги суюқлик билан ҳўлланган периметрининг узунлигига айтилади. Ўзан кўндаланг кесимининг ҳўлланган периметри узунлиги χ ҳарфи билан ифодаланади. Бу тушунчадан келиб чиқадики, очиқ ўзанлар (канал, дарё ва бошқалар) учун унинг кўндаланг кесимининг ҳўлланган периметри ўзан кўндаланг кесимларининг шаклларига боғлиқ. Масалан, трапеция шаклли (3.15а-расм) ўзан (канал) учун унинг ҳўлланган периметрининг узунлиги

$$\chi = AB + BC + CD; \tag{3.22}$$

тўғри тўртбурчакли ўзан (канал) учун (3.15 б-расм)

$$\chi = AB + BC + CD; \tag{3.23}$$

учбурчакли ўзан (канал) учун (3.15 в -расм)

$$\chi = AB + BC; \tag{3.24}$$

доира шаклли ўзан (қувур) учун (3.15 г-расм)

$$\chi = \pi D. \tag{3.25}$$

Юқорида келтирилган мисоллардан кўринадики, очиқ ўзанларда (3.15-расм) уларнинг кўндаланг кесимлари бўйича ҳўлланган периметрларининг узунлиги χ ўзанларнинг геометрик кўндаланг кесими билан мослашмайди. Напорли қувурларда эса унинг ҳўлланган периметри қувурнинг геометрик периметри билан мослашади. Шундай қилиб, очиқ ўзанларда уларнинг кўндаланг кесими майдони оқимнинг кўндаланг кесими майдонидан фарқ қилади. Шунинг учун гидротехник иншоотларни гидравлик ҳисоблаш пайтида берилган ўзандаги оқимнинг кўндаланг кесимининг майдони билан ўзаннинг кўндаланг кесими майдони орасидаги фарққа катта эътибор бериш керак.

3. Гидравлик радиус. Оқимнинг кўндаланг кесими майдонининг шу кесимдаги ўзаннинг ҳўлланган периметрига нисбати гидравлик радиус деб аталади. Гидравлик радиус R шартли белги билан ифодаланади ва қуйидагича ёзилади:

$$R = \frac{\omega}{\chi}. \tag{3.26}$$

Гидравлик радиуснинг физик маъноси. Бу гидравлик элемент ўзан кўндаланг кесимининг шаклини ва ўзаннинг деворлари ҳамда тубининг ғадир-будурликларини (микро- ва макро шаклларини) қиёсан ифодалайди, чунки ω ва χ ўзанлардаги (унинг деворидаги ва тубидаги) нотекисликларнинг микро- ва макро шаклларини характерловчи параметрлари ҳисобланади.

3.1-масала. Трапеция шаклидаги каналнинг кўндаланг кесими бўйича (3.16 а, б-расм) сув сатҳининг кенглиги $AD = B = 4{,}0$ м, тубининг эни $BC = b = 1{,}0$ м, каналдаги сувнинг чуқурлиги $h = 1{,}0$ м берилган. Шунга кўра, каналнинг гидравлик радиусини аниқланг.

Ечиш. Оқимнинг кўндаланг кесими майдони

$$\omega = \frac{1}{2}(B + b)h = \frac{1}{2}(4 + 1)1 = 2{,}5 \text{ м}^2.$$

Каналнинг ҳўлланган периметрининг узунлиги

$$\chi = |AB| + |BC| + |CD| = 1{,}8 + 1{,}0 + 1{,}8 = 4{,}6 \text{ м};$$

бунда

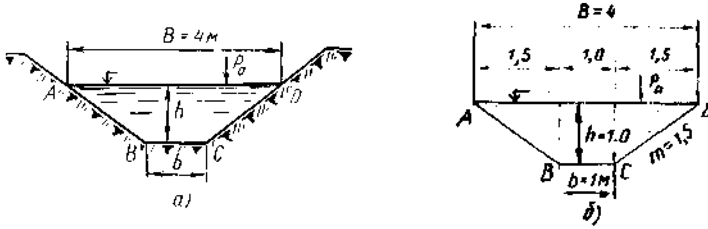
$$AB = CD = \sqrt{\left[\frac{1}{2}(B - b)\right]^2 + h^2} = \sqrt{\left[\frac{1}{2}(4 - 1{,}0)\right]^2 + 1{,}0^2} = 1{,}8 \text{ м};$$

$$BC = b = 1{,}0 \text{ м}.$$

Гидравлик радиус

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{2{,}5}{4{,}6} = 0{,}54 \text{ м}.$$

Бу масаланинг бошқачароқ ечимини таҳлил қиламиз:



3.16-расм.

Трапеция шаклдаги канал учун оқимнинг кўндаланг кесимининг майдони

$$\omega = (b + mh)h = 2{,}5 \text{ м}^2,$$

бу ерда m — канал ён деворининг нишаб коэффициенти. Масалада m берилмаган. Шунга қарамасдан, каналнинг кўндаланг кесими учун берилган бошқа гидравлик элементларининг миқдорлари асосида m ни аниқлаш мумкин (чизма усулини қўллаш йўли билан). 3.16-расмдан $m = 1{,}5$, у ҳолда

$$\omega = (b + mh)h = (1{,}0 + 1{,}5 \cdot 1{,}0)1{,}0 = 2{,}5 \text{ м}^2,$$

трапеция шаклли канал учун унинг ҳўлланган периметрининг узунлиги

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2} = 1{,}0 + 2 \cdot 1{,}0\sqrt{1{,}0 + 1{,}5^2} = 4{,}6 \text{ м}.$$

Гидравлик радиус

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{2{,}5}{4{,}6} = 0{,}54 \text{ м}.$$

3.2-масала. Доира шаклли қувур берилган, унинг ички диаметри $d = 0{,}5$ м. Бу қувурда суюқлик оқимининг ҳаракати напорли. Гидравлик радиусни аниқланг.

Ечиш. Доира шаклли қувурнинг кўндаланг кесимининг майдони

$$\omega = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3{,}14 \cdot 0{,}5^2}{4} = 0{,}196 \text{ м}^2.$$

Ҳўлланган периметрининг узунлиги

$$\chi = \pi d = 3{,}14 \cdot 0{,}5 = 1{,}57 \text{ м}.$$

Гидравлик радиус

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{0{,}196}{1{,}57} = 0{,}125 \text{ м}.$$

4. Суюқликнинг ҳажмий сарфи. *Суюқликнинг ҳажмий сарфи деб, вақт бирлиги ичида ўзаннинг берилган кўндаланг кесимидан ўтган суюқлик ҳажмига айтилади.* Гидравликада суюқликнинг ҳажмий сарфи Q билан, элементар оқим найча учун суюқликнинг ҳажмий сарфи эса dQ билан белгиланади. Q нинг ўлчов бирлиги

$$|Q| = \frac{L^3}{T}. \tag{3.27}$$

Агар суюқликнинг тўлиқ оқимини элементар оқим найчаларидан ташкил топган десак, у ҳолда суюқликнинг тўлиқ оқими учун унинг ҳажмий сарфи, шу элементар оқим найчаларининг ниҳоятда кичик кўндаланг кесимидан ўтаётган суюқликнинг ҳажмий сарфларининг йиғиндисидан иборат

$$Q = \int_{\omega} dQ. \tag{3.28}$$

Агар элементар оқим найчасининг ниҳоятда кичик кўндаланг кесим майдонини $d\omega$, шу элементар оқимнинг тезлигини u билан белгиласак, унда барқарор ҳаракатдаги элементар оқим найчасининг хоссасини назарда тутган ҳолда, элементар оқим найчасининг кўндаланг кесимидан ўтаётган суюқликнинг ҳажмий сарфини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dQ = u d\omega. \tag{3.29}$$

Бу ҳолда суюқликнинг тўлиқ ҳажмий сарфи қуйидагича бўлади

$$Q = \int_{\omega} dQ = \int_{\omega} u d\omega. \tag{3.30}$$

Маълумки, ҳатто барқарор ҳаракатдаги оқимнинг кўндаланг кесими майдони бўйича ҳар хил нуқталарда, уларнинг тезликлари ҳар хил бўлганлиги сабабли ҳамда шу кўндаланг кесим бўйича тезликларнинг тақсимланиш қонуни аниқ ишлаб чиқилмагани учун суюқликнинг тўлиқ ҳажмий сарфини (3.30) тенгламадан аниқлаш қийин ва у тенгламадан гидравлик масалаларни ечишда, фақат назарий усулда, оқим ҳаракатини ўрганишда фойдаланилади. Амалда эса, суюқликнинг тўлиқ хажмий сарфини аниқлашда берилган оқимнинг кўндаланг кесимидаги ўртача тезлиги тушунчасидан фойдаланилади, чунки оқим тезлиги оқимнинг кўндаланг кесимидаги ҳар хил нуқталарда ҳар хил бўлади, масалан,

$$u_1 \neq u_2 \neq u_3 \dots \tag{3.31}$$

5. Тўлиқ оқимнинг кўндаланг кесимнинг майдони бўйича ўртача тезлиги. *Тўлиқ оқимнинг берилган кўндаланг кесимининг майдони бўйича ўртача тезлиги вақт бирлиги ичида берилган кўндаланг кесимдан ўтган сув ҳажмининг шу ўзандаги оқимнинг кўндаланг кесими майдонига бўлган нисбатига айтилади.* Бошқача қилиб айтганда v ўртача тезлик ҳажмий сув сарфи Q нинг кўндаланг кесим майдони ω га нисбати бўлади.

Тўлиқ оқимнинг берилган кўндаланг кесими бўйича ўртача тезлиги гидравликада v шартли белги билан ифодаланади ва унинг ўлчов бирлиги

$$|v| = \frac{L}{T}. \tag{3.32}$$

Бу тенгламадан ҳар бир элементар оқим найчасидаги ҳақиқий оқим тезлиги u ни тўлиқ оқимнинг кўндаланг кесими бўйича ўртача тезлиги v билан алмаштирсак, у ҳолда

$$Q = \int_\omega u d\omega = v\int_\omega d\omega = v\omega, \tag{3.33}$$

ёки

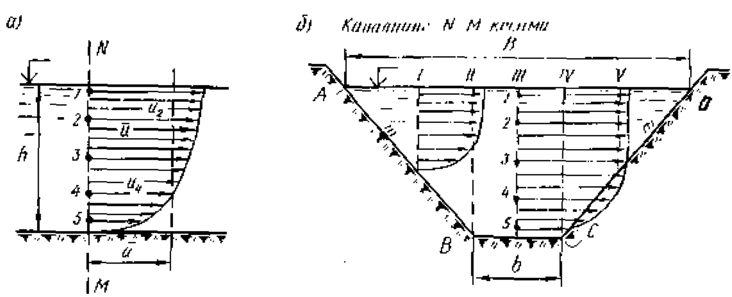
$$Q = v\omega, \tag{3.34}$$

яъни берилган кўндаланг кесимда суюқликнинг ҳажмий сарфи оқимнинг кўндаланг кесими майдонини унинг ўртача тезлигига кўпайтмасига тенг. (3.33) тенгламадан оқимнинг ўртача тезлиги

$$v = \frac{Q}{\omega}. \tag{3.35}$$

Шуни айтиб ўтиш керакки, оқимнинг ўртача тезлиги v тушунчаси фақат элементар оқим найчалари (худди шундай, оқим чизиқлари) параллел бўлган ва текис ўзгарувчан ҳаракат учун қўлланилади. Юқоридаги (3.34) ва (3.35) тенгламалар гидравликада зарур ҳамда улар гидротехника, сув таъминоти ва канализация, гидромашина, гидрометрия, мелиорация, ўзан жараёнларини ўрганишда кенг кўламда қўлланилади ва муҳим формулалардан бири ҳисобланади. Шу сабабли бу тенгламаларни талабалар жуда яхши ўрганиши шарт, чунки у гидродинамиканинг асосий тенгламаларидан бири.

6. Оқимнинг кўндаланг кесимининг майдони бўйича ўрталаштирилган *и* тезликларнинг тақсимланиш эпюраси. Бунинг учун трапеция шаклли каналдаги суюқлик оқимини қараб чиқамиз (3.17-расм). Бу ерда $M-N$ — оқимнинг кўндаланг кесимларидан бири. I, II, III, IV ва V шу $M-N$ кўндаланг кесимдаги тезликни ўлчайдиган вертикаллар (3.17 б-расм). Шулардан III вертикал 3.17 а-расмдаги $M-N$ вертикал бўлади, чунки 3.17 б-расмдаги III вертикал ва 3.17 а-расмдаги $M-N$ вертикаллар каналнинг узунлиги бўйича $O-O$ ўқидан олинган. Ҳозир шу вертикал $M-N$ ёки III ни қараб чиқамиз ва у вертикал учун оқимнинг чуқурлиги бўйича нуқтадаги ўрталаштирилган тезликларнинг тақсимланиш эпюрасини қуриб, оқимнинг шу вертикалдаги ўртача тезлигини топамиз. $M-N$ ёки III вертикалда ҳар хил чуқур-



3.17-расм.

ликда 1, 2, 3, 4 нуқталарни олиб, улардаги u_1, u_2, u_3, u_4 тезлик векторларини 3.17-расмда кўрсатилганидек бажарамиз (бу тезликлар лаборатория шароитида тезлик ўлчайдиган асбоблар — X. Пито трубкаси, микровертушка ва бошқалар, дала шароитида эса пўкаклар, вертушкалар ва бошқа асбоблар ёрдамида гидрометрия қоидаларига асосан ўлчанади). Шу 1, 2, 3, 4 нуқталардаги u_1, u_2, u_3, u_4 тезлик векторларининг охирларини эгри чизиқ билан бирлаштириб, парабола шаклини ҳосил қиламиз, бу бизга шу вертикал бўйича нуқталардаги u тезликларнинг тақсимланиш характерини кўрсатади. Бу шакл берилган M–N ёки III вертикал учун қурилган тезликларнинг тақсимланиш эпюраси деб аталади (3.17 а-расм). Табиатда кўндаланг кесимларнинг ҳар хил вертикаллари учун тезликнинг тақсимланиш эпюраси бир хил бўлмайди. Каналнинг ўқидан унинг қирғоқларига яқинлашган сари оқимнинг тезлиги камайиб боради. Шунинг учун оқимнинг кўндаланг кесимида бир неча вертикаллар тайинлаб, уларда юқорида кўрсатилган усулда бошқа вертикал I, II, IV, V лар учун ўртача оқим тезлигини аниқлаймиз. Шу вертикалларнинг ҳар бири учун уларнинг ўрталаштирилган тезликларидан тўлиқ оқимнинг кўндаланг кесими бўйича (унинг эпюрасини чизиб) оқимнинг тезлиги v ни ва суюқликнинг ҳажмий сарфини* аниқлаймиз.

3.3-масала. Каналдаги оқимнинг кўндаланг кесими майдони $\omega = 4{,}0$ м^2 ва оқимнинг ўртача тезлиги $v = 0{,}85$ м/с берилган. Суюқликнинг ҳажмий сарфини аниқланг.

Ечиш. $Q = v \cdot \omega = 0{,}85 \cdot 4{,}0 = 3{,}40$ м^3/с.

3.4-масала. Пўлат қувурда сув сарфи $Q = 0{,}25$ м^3/с, ва унинг кўндаланг кесимининг майдони $\omega = 0{,}60$ м^2 бўлса, ундаги оқимнинг ўртача тезлигини аниқланг.

Ечиш. $v = \frac{Q}{\omega} = \frac{0{,}25}{0{,}60} = 0{,}42$ м/с.

---

* Бундан буён соддалаштириш мақсадида «суюқликнинг ҳажмий сарфи» ўрнига «сув сарфи» деб юргизамиз.

3.6-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ УЗЛУКСИЗЛИК ТЕНГЛАМАСИ

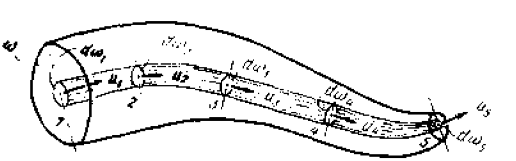
Умумий тушунча. Гидравликада асосан суюқлик оқими ичида узилиш ҳодисалари (жараёнлари) бўлмайдиган оқимлар ўрганилади, яъни оқим шундай бўлиши керакки, у ҳаракат қилаётган ўзанда ичидаги ҳамма бўшлиқлар суюқлик билан зич тўлдирилган бўлиши керак. Гидродинамикада бундай зич суюқлик оқимининг ҳаракатини ифодаловчи тенглама узлуксизлик тенгламаси деб аталади. Шу сабабли гидромеханикада суюқлик деган сўзнинг ўрнига узлуксиз муҳит сўзи ишлатилади. Бу ҳол ҳақиқатга анча яқинроқ келса керак, чунки фазодаги суюқлик оқими ҳаракатининг ихтиёрий нуқтасида суюқлик заррачасини учратиш мумкин. Аввало, узлуксизлик тенгламасини оқимнинг элементар найчаси учун ишлаб чиқамиз ва олинган натижани тўлиқ оқим учун татбиқ этамиз.

А. Элементар оқим найчаси учун узлуксизлик тенгламаси

Суюқликнинг элементар оқим найчасини (3.18-расм) олиб, унда 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесимларни тайинлаймиз. Элементар оқим найчаси 1—1 кўндаланг кесими майдонини $d\omega_1$, ўша кесимдаги оқим тезлигини u_1, сув сарфини dQ_1 ва худди шунингдек, 2—2 кесим учун $d\omega_2$, u_2, dQ_2 деб ифодаласак, (3.29) тенгламага асосан

$$\left.\begin{aligned} dQ_1 &= u_1 d\omega_1; \\ dQ_2 &= u_2 d\omega_2. \end{aligned}\right\} \qquad (3.36)$$

Барқарор ҳаракатдаги элементар оқим найчасининг хоссасига асосан, биринчидан, элементар оқим найчаси орқали ўтаётган сув сарфи вақт ўтиши билан ўзгармайди



3.18-расм

на иккинчидан, элементар оқим найчасининг ён деворларининг сирти орқали суюқлик ичкарига кирмайди ва ичкаридан ташқарига чиқмайди, бундан ташқари бу суюқлик сиқилмайди, яъни $\rho = \text{const}$. Бундан келиб чиқадики, элементар оқим найчаси орқали вақт ўтиши билан 1—1 кўндаланг кесимидан кирган суюқлик ҳажми, унинг 2—2 кўндаланг кесимидан чиққан суюқлик ҳажмига тенг, у ҳолда қуйидаги шарт бажарилиши керак

$$dQ_1 dt = dQ_2 dt, \tag{3.37}$$

ёки

$$dQ_1 = dQ_2, \tag{3.38}$$

(3.36) тенгламадан

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2. \tag{3.39}$$

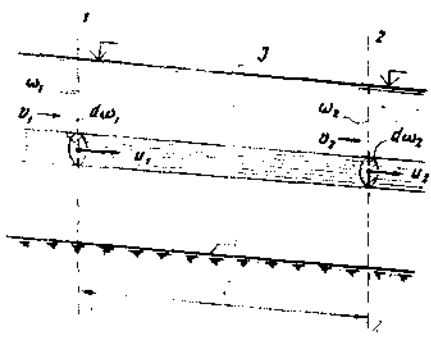
Демак, оқимнинг узунлиги бўйича 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесимлари ихтиёрий бўлгани сабабли (3.39) тенгламани бошқа ихтиёрий кесимлар учун ҳам ёзиш мумкин

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2 = \ldots = u d\omega = dQ = \text{const}, \tag{3.40}$$

ёки

$$dQ = u\, d\omega. \tag{3.41}$$

Бу (3.40) тенглама элементар оқим найчаси учун узлуксизлик тенгламаси деб аталади. (3.40) ва (3.41) тенглама-



3.19-расм.

лардан кўриниб турибдики, ихтиёрий элементар оқим найчасидан ўтаётган элементар сув сарфининг миқдори барқарор ҳаракатдаги оқим учун ўзгармас бўлади.

Б. Тўлиқ оқим учун узлуксизлик тенгламаси

Тўлиқ суюқлик оқимини қатор элементар оқим найчаларга бўлсак (3.19-расм), ихтиёрий бирор элементар оқим найчаси учун (3.40) тенгламага асосан,

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2 = \ldots, \tag{3.42}$$

(3.42) тенгламанинг икки томонини оқимнинг кўндаланг кесими бўйича элементар майдонларини алоҳида қўшиб чиқсак, у ҳолда

$$\int\limits_{\omega_1} u_1 d\omega_1 = \int\limits_{\omega_2} u_2 d\omega_2 = \ldots, \tag{3.43}$$

(3.43) тенгламага асосан

$$\int\limits_{\omega_1} u_1 d\omega_1 = v_1\omega_1; \tag{3.44}$$

$$\int\limits_{\omega_2} u_2 d\omega_2 = v_2\omega_2 \tag{3.45}$$

бўлади, у ҳолда (3.43) тенгламадан

$$v_1\omega_1 = v_2\omega_2 = \ldots v\,\omega = Q; \tag{3.46}$$

яъни

$$Q_1 = Q_2 = \ldots = Q = \text{const}. \tag{3.47}$$

(3.47) тенгламадан кўринадики, суюқлик сарфининг миқдори тўлиқ оқимнинг кўндаланг кесими бўйича барқарор ҳаракат учун ўзгармас бўлади. (3.46) тенгламани такроран ёзамиз:

$$v_1\omega_1 = v_2\omega_2 = \ldots v\,\omega = Q = \text{const}. \tag{3.48}$$

(3.48) тенгламадан кўринадики, барқарор ҳаракат пайтида ҳам оқимнинг кўндаланг кесими ва ундаги ўртача тезлик оқимнинг узунлиги бўйича ўзгаришига қарамай, сув сарфи, яъни ω кўндаланг кесим майдонининг шу кўндаланг кесим бўйича оқимнинг v ўртача тезлигига кўпайтмаси ҳар хил ихтиёрий кесимларда бир хил ўзгармасдан қолади. (3.48) тенгламадан қуйидаги нисбатларни оламиз:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}. \qquad (3.49)$$

(3.49) тенглама қуйидагича ўқилади: оқимнинг ихтиёрий икки кўндаланг кесимидаги ўртача тезликларнинг нисбати шу икки кўндаланг кесим майдонларининг нисбатига тескари пропорционал.

3.5-масала. Кўндаланг кесими узунлиги бўйича ўзгарувчан (икки хил диаметрли) напорли қувур берилган. Оқимнинг биринчи кўндаланг кесимидаги v_1 ўртача тезлигини аниқланг. Қувурнинг биринчи кўндаланг кесимидаги диаметри d_1=200 мм, иккинчи кўндаланг кесимидаги диаметри d_2=100 мм, шу иккинчи кесимдаги оқимнинг ўртача тезлиги v_2=1,0 м/с.

Ечиш. Қувурнинг иккала кўндаланг кесимларининг майдони:

$$\omega_1 = \frac{\pi d_1}{4}; \ \omega_2 = \frac{\pi d_2}{4}. \qquad (3.50)$$

(3.50) ни (3.49) га қўйсак,

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}, \qquad (3.51)$$

яъни доиравий қувур учун иккала кесимлардаги оқим тезликларининг нисбати қувурнинг ўша кесимларидаги диаметрларининг квадратлари нисбатларига тескари пропорционал. (3.51) тенгламадан қувурнинг биринчи кўндаланг кесимидаги оқимнинг ўртача тезлиги қуйидагича

$$v_1 = v_2 \cdot \frac{d_2^2}{d_1^2},$$

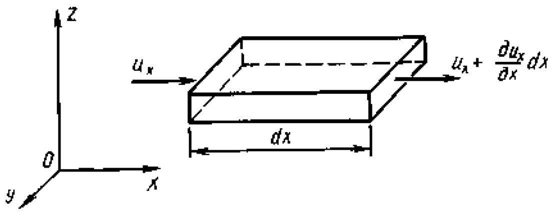
ёки уларнинг ўрнига d_1, d_2, v_2 қийматларини қўйиб чиқсак,

$$v_1 = 1{,}0 \cdot \frac{0{,}10^2}{0{,}20^2} = 0{,}25 \text{ м/с}.$$

3.7-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ УЗЛУКСИЗЛИК ТЕНГЛАМАСИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ШАКЛДАГИ КЎРИНИШИ

Суюқлик оқимининг узлуксизлик тенгламасининг аналитик шарти қуйидаги муҳокамадан келиб чиқиши мумкин. Агар оқим сиқилмайдиган узлуксиз муҳит бўлса, вақт ўтиши билан унинг массаси кўпаймайди ва камаймайди. Фазода элементар параллелепипед шаклидаги суюқлик оқимини оламиз (3.20-расм), унинг ҳамма қирраларида ихтиёрий йўналишда узлуксиз равишда суюқлик оқади. Қаралаётган параллелепипед суюқликка лиқ тўла бўлгани учун параллелепипед ичидаги суюқлик массасининг миқдори вақт ўтиши билан мутлоқ ўзгариши мумкин эмас. Параллелепипеднинг yz, zx, xy координата текисликларига параллел бўлган қирралари орқали кираётган ҳамда чиқиб кетаётган суюқлик массасининг миқдорини кузатамиз. Бунинг учун аввало, параллелепипеднинг dy, dz қирраси орқали кирган суюқлик массасининг миқдорини қараб чиқамиз: фараз қилайлик, шу қирраси орқали кираётган суюқликнинг тезлиги v_x (вектори эса шу текисликка нормал) бўлсин ва унинг қаршисидаги қиррасидан чиқиб кетаётган суюқлик тезлиги $v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x}dx$ бўлсин (3.20-расм). Суюқликнинг зичлигини ρ билан белгилаб, фақат yz текислигига параллел бўлган қирраси орқали вақт бирлиги ичида параллелепипед ичидан ўтган суюқлик массаси миқдорининг ўзгаришини оламиз. У қуйидагича ёзилади:

$$\rho v_x dy\,dz - \rho\left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x}dx\right)dy\,dz = -\rho\frac{\partial v_x}{\partial x}dx\,dy\,dz. \qquad (3.52)$$



3.20-расм.

Худди шу йўл билан параллелепипед ичидан ўтиб, zx ва xy текислигига параллел бўлган параллелепипед қирраларидан вақт бирлиги ичида ўтган суюқлик массасининг ўзгаришини аниқлаймиз:

zx текислигига нисбатан

$$-\rho \frac{\partial v_y}{\partial y} dx\, dy\, dz; \tag{3.53}$$

xy текислигига нисбатан

$$-\rho \frac{\partial v_z}{\partial z} dx\, dy\, dz. \tag{3.54}$$

Суюқлик ҳаракатининг узлуксиз муҳит шартига биноан, параллелепипедга, унинг қирраларидан оқиб кираётган ва оқиб чиқаётган суюқликлар массасининг миқдори ўзгармайди (қўшилмайди ҳам, камаймайди ҳам); у ҳолда юқорида келтирилган суюқлик массалари [(3.52), (3.53), (3.54) тенгламалар]нинг йиғиндиси нолга тенг бўлади, яъни

$$-\rho\, dx\, dy\, dz\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) = 0. \tag{3.55}$$

(3.55) тенгламадан $(-\rho\, dx\, dy\, dz)$ нолга тенг бўлмайди, у ҳолда қавс ичи нолга тенг бўлади

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \tag{3.56}$$

Бу тенглама суюқлик оқимининг узлуксизлик тенгламаси шартини ифодаловчи аналитик кўриниши. Бу тенгламани 1755 й. Л. Эйлер ишлаб чиққан. Бундан ташқари узлуксизлик шарти суюқлик сарфининг ўзгармас шарти ёки узлуксиз муҳит шарти деб аталади.

Агар йиғинди

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \tag{3.57}$$

нолга тенг бўлмаса, напорли қувурнинг кўндаланг кесими суюқлик билан зич бўлмаган бўлар эди, яъни тўлиқ оқимининг бирон бир элементар оқим найчалари ўзининг шаклини ўзгартириб ёки бирор томонга сурилиб, тўлиқ оқимнинг ичига бирор бир бошқа суюқлик миқдорини олиши мумкин эди. Аммо бу элементар оқим найчасининг бирор томонга сурилиб, оқим ичига суюқлик қабул қилиш имконияти мутлақо бўлмагани учун ҳамда оқимнинг узлуксизлик шартини бажаргани учун, дивергенция деган гидродинамик тушунчани қабул этишга тўғри келди, бу қисқартирилган ҳолда қуйидагича ифодаланади:

$$\mathrm{d}iv. \tag{3.58}$$

Агар

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}, \tag{3.59}$$

йиғиндини

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = \mathrm{d}iv, \tag{3.60}$$

шартли белги билан ифодаласак, у ҳолда суюқлик ҳаракатининг узлуксиз муҳит шартига асосан

$$\mathrm{d}iv = 0. \tag{3.61}$$

3.8-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР ТЕКИС ВА НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИ. НАПОРЛИ ВА НАПОРСИЗ ҲАРАКАТ

Юқорида биз суюқлик оқими ҳаракатининг икки кўринишини, яъни беқарор ва барқарор ҳаракатларни қараб чиққан эдик. Қуйида ҳар бир ҳаракатни алоҳида қараб чиқамиз. Суюқлик оқимининг барқарор ҳаракати ўз навбатида яна икки хил кўринишдаги харакатга, яъни барқарор текис илгариланма ва барқарор нотекис илгариланма ҳаракатларга бўлинади.

Суюқлик оқимининг барқарор текис илгариланма ҳаракати

Суюқлик ҳаракати пайтида оқимнинг ω кўндаланг кесими майдони ва шу кесим бўйича оқимнинг v ўртача тезлиги ҳамда сувнинг чуқурлиги h вақт ўтиши билан ўзаннинг узунлиги бўйича ўзгармаса, бундай ҳаракат барқарор текис илгариланма ҳаракат дейилади. Барқарор текис илгариланма ҳаракатда оқимнинг кўндаланг кесими майдони текис бўлади, яъни ω=const ва ҳамма кўндаланг кесимлардаги тегишли нуқталарда оқимнинг ўртача тезликлари бир хил бўлади. Унда барча кесимлар учун фақат тезликларнинг тақсимланиш эпюралари майдонлари бир хил бўлиб қолмай, уларнинг шакллари ҳам бир хил бўлади. Бундай ҳаракат учун

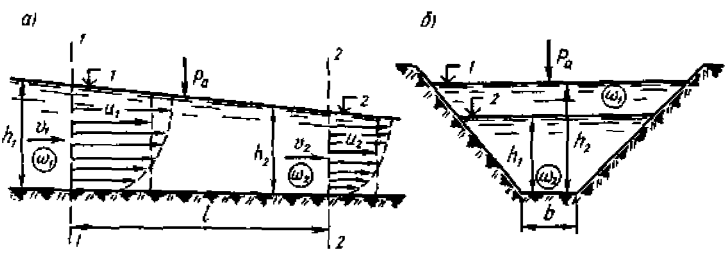
$$\left.\begin{aligned} v &= \text{const (оқимнинг узунлиги бўйича)} \\ h &= \text{const (оқимнинг узунлиги бўйича)} \end{aligned}\right\} \qquad (3.62)$$

Суюқлик оқимининг барқарор нотекис илгариланма ҳаракати

Суюқликнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракати пайтида оқимининг ω кўндаланг кесими майдони ва v ўртача тезлиги ўзан узунлиги бўйича ўзгаради, оқимнинг тегишли нуқталаридаги тезликлари эса бир-бирларига тенг бўлмайди: $u_1 \neq u_2 \neq \ldots$ (3.21 а, б-расм). Бундай ҳаракат барқарор нотекис илгариланма ҳаракат дейилади. Бунда

$$\left.\begin{aligned} v &\neq \text{const (оқимнинг узунлиги бўйича)} \\ h &\neq \text{const (оқимнинг узунлиги бўйича)} \end{aligned}\right\} \qquad (3.63)$$

Очиқ ўзанларда бирор гидротехник иншоот қурилганда суюқлик оқимининг чуқурлиги унинг узунлиги бўйича ортиб ёки камайиб борган ҳоллардаги ҳаракати барқарор нотекис илгариланма ҳаракатга мисол бўлиши мумкин. 3.21 а-расмда барқарор нотекис илгариланма ҳара-



3.21-расм.

катнинг шундай ҳолати кўрсатилган. Унда 1—1, 2—2 ва оқим узунлиги бўйича бошқа ихтиёрий кесимларда тезликларнинг тақсимланиш эпюраси майдонлари ω' бир-бирига тенг бўлади: $\omega'_1 = \omega'_2 = \omega'_3 = ...$, аммо бу кўндаланг кесимлардаги сувнинг чуқурлиги бўйича тегишли нуқталардаги ўрталаштирилган тезликлари u_1, u_2, ... ўзаро тенг бўлмайди. Тезлик эпюралари майдонларининг бир-бирига тенг бўлишига сабаб, улар суюқликнинг сарфини ифодалайди. Чунки барқарор ҳаракат учун $Q = \text{const}$ бўлади. Шунга қарамасдан, тезликларнинг тақсимланиш эпюраси шакли оқимнинг узунлиги бўйича ўзгариши мумкин. Шунинг учун ҳам бундай ҳаракат суюқлик оқимининг барқарор нотекис илгариланма ҳаракати дейилади (3.21 а ва 3.21 б-расм).

Суюқлик оқимининг напорли ва напорсиз ҳаракати

Суюқликка таъсир этувчи ва уни ҳаракатга келтирувчи ташқи кучга боғлиқ бўлган ҳамма суюқлик оқимлари напорли ва напорсиз ҳаракатларга бўлинади. *Суюқлик оқими ташқи манбадан таъсир этаётган атмосфера босимидан катта босим кучи таъсирида ҳаракатга келса, бундай ҳаракат оқимнинг напорли ҳаракати дейилади.* Ташқи манбалар қаторига гидравлик машиналар, минорали сув ҳавзалари ва бошқалар кириши мумкин (иккинчи бобга қаранг). Суюқликнинг напорли ҳаракати пайтида фақат қувурларда уларнинг кўндаланг кесимлари суюқлик билан лиқ тўлган бўлиши керак. Амалда суюқликларнинг напорли ҳаракати бу — сувнинг водопровод қувуридаги ҳаракати, гидроэлектростанциянинг напорли қувуридаги сувнинг ҳаракати ва бошқалар.

Оқимнинг напорсиз ҳаракати деб, суюқликнинг фақат эркин тушиш тезланиши таъсиридаги ҳаракатига айтилади. Бундай ҳаракатлар суюқликларнинг сатҳлари очиқ бўлиши билан характерланади. Бу очиқ сув сатҳларига илгаридан маълум ва ўзгармас бўлган атмосфера босими таъсир этади. Суюқликларнинг напорсиз ҳаракатларига сувнинг дарё, канал, дренаж қувурларидаги ва бошқа очиқ ўзанлардаги ҳаракатини мисол қилиб келтириш мумкин. *Суюқликнинг қаттиқ девор билан чегараланмаган ҳолдаги оқими эркин оқим деб айтилади.* Эркин оқимга мисол тариқасида ўт ўчирувчиларнинг матодан ясалган қувурларининг охирида жойлашган тор тешикли брандспойтдан (катта тезликда чиқадиган суюқлик учун мосланган қурилма) отилиб чиқадиган суюқлик ҳаракатини келтириш мумкин.

3.9-§. ГОРИЗОНТАЛ ЖОЙЛАШГАН ҚУВУРДА ИДЕАЛ СУЮҚЛИКНИНГ ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМ НАЙЧАСИ ҲАРАКАТИ УЧУН Д. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ

Физиканинг асосий қонуни бўлган энергиянинг сақланиш қонуни суюқликнинг оқим ҳаракатини ўрганишда катта аҳамиятга эга. Д. Бернулли тенгламаси эса ҳаракатдаги суюқлик энергиясининг сақланиш қонунини ифодаловчи аналитик кўринишидир. Шунинг учун Д. Бернулли тенгламаси гидродинамиканинг асосий тенгламаларидан бири ҳисобланади, яъни гидравликага суюқликнинг ҳаракат қонунини ўрганиш қисмининг асоси бўлиб кирган. Идеал суюқлик ҳаракати учун энергиянинг сақланиш қонунининг умумий кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$\text{кинетик энергия} + \text{потенциал энергия} = \text{const}. \qquad (3.64)$$

Назарий механикадан маълумки, барқарор текис илгариланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси $\frac{Mu^2}{2}$; бу ерда M — ҳаракатдаги жисмнинг массаси; u — барқарор текис илгариланма ҳаракат қилаётган суюқлик оқими кўндаланг кесимининг майдони бўйича ўртача тезлиги. Назарий механикадан шунингдек маълумки, барқарор текис илгариланма ҳаракатдаги жисмнинг массаси (бу ерда суюқ жисм массаси назарда тутилади) унга қўйилган кучнинг тезланишга нисбатига тенг. Бу ерда оғирлик кучи вақт бирлиги ичида ўзаннинг берилган кўндаланг кесими орқали оқиб ўтаётган ҳажм бирлигига қаратилганда (В. Н. Евреинов «Гидравлика».—Л. 1930, 70-б.).

$$M = \frac{\gamma}{g}, \qquad (3.65)$$

бунда γ — ҳажм бирлигидаги суюқлик оғирлиги; g — эркин тушиш тезланиши. Бундай ҳолда кинетик энергия:

$$\frac{Mu^2}{2} = \frac{\gamma u^2}{2g}. \qquad (3.66)$$

Горизонтал жойлашган қувурда ҳаракат қилаётган суюқликларнинг потенциал энергияси ўзаннинг деворига ва оқим ичидаги суюқлик заррачаларига таъсир этаётган босим орқали ифодаланади. Ҳақиқатан ҳам суюқликнинг ҳажм бирлигига нисбатан потенциал энергияси γh га тенг. Ўз ўрнида $\gamma h = p$ босимга тенг:

$$p = \gamma h. \tag{3.67}$$

Шунинг учун потенциал энергияни суюқликнинг ҳажм бирлиги ичида, унинг деворининг бирлик майдонидаги босими деб қабул қилса бўлади. Бундай босим суюқлик ҳаракати пайтидаги гидродинамик босим деб аталади. Шундай қилиб, (3.64) формула ўрнига унинг ифодаларини қўйиб чиқсак:

$$\frac{\gamma u^2}{2g} + p = \text{const}. \tag{3.68}$$

Бу тенгламанинг иккала томонини γ га бўлсак, у ҳолда

$$\text{(I)} \qquad \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} = H = \text{const (белги)}. \tag{3.69}$$

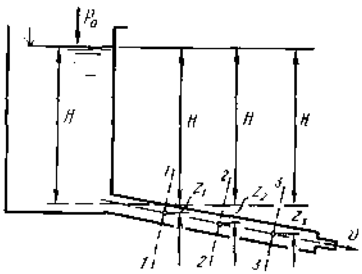
(3.69) тенглама горизонтал жойлашган қувурда идеал суюқликнинг элементар оқими найчаси ҳаракати учун Д. Бернулли тенгламаси. Бунда H напор деб аталади. У, шу горизонтал ўзанда идеал суюқлик оқими учун кинетик ва потенциал энергияларнинг йиғиндисидан ташкил топган.

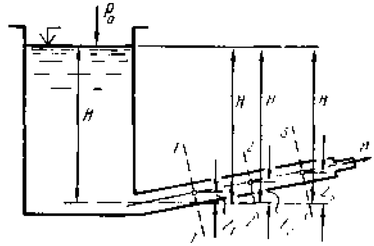
3.10- §. НОГОРИЗОНТАЛ ЖОЙЛАШГАН ҚУВУРДА ИДЕАЛ СУЮҚЛИКНИНГ ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМ НАЙЧАСИ ҲАРАКАТИ УЧУН Д. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ

Нишаб қувурда унинг ҳар бир ихтиёрий кўндаланг кесими учун ҳавзадаги суюқликнинг сатҳига нисбатан жойлашиши бир хил эмас; бунинг учун (3.69) тенглама кўринишида

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} = H = \text{const} \tag{3.70}$$

ёзиш учун нишаб қувурнинг ҳар хил кўндаланг кесимларида напорнинг қийматини ҳар хил олиш керак (3.22- ва





3.22-расм **3.23-расм**

3.23-расмлар). Масалан, 3.22-расмдан қувурнинг нишаби $i>0$ бўлганда 1—1 кесим учун унинг пасайиши $H+z_1$; 2—2 кесим учун $H+z_2$; 3—3 кесим учун $H+z_3$ ва ҳоказо; бунда H қувурнинг бошланғич нуқтасидан то ҳавзадаги суюқликнинг сатҳигача бўлган баландлик. Шу тарзда нишаб қувурнинг ҳар хил ихтиёрий кўндаланг кесими учун Д. Бернулли тенгламаси ҳар хил ёзилади; масалан, 1—1 кесим учун

$$\frac{u_1^2}{2g}+\frac{p_1}{\gamma}+z_1=H+z_1; \tag{3.71}$$

2—2 кесим учун

$$\frac{u_2^2}{2g}+\frac{p_2}{\gamma}+z_2=H+z_2; \tag{3.72}$$

3—3 кесим учун

$$\frac{u_3^2}{2g}+\frac{p_3}{\gamma}+z_3=H+z_3; \tag{3.73}$$

ва ҳоказо.

Агар қувурнинг нишаби $i<0$ бўлса (3.23-расм), у ҳолда Д. Бернулли тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

1—1 кесим учун:

$$\frac{u_1^2}{2g}+\frac{p_1}{\gamma}+z_1=H-z_1; \tag{3.74}$$

2–2 кесим учун

$$\frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} - z_2 = H - z_2; \qquad (3.75)$$

3–3 кесим учун

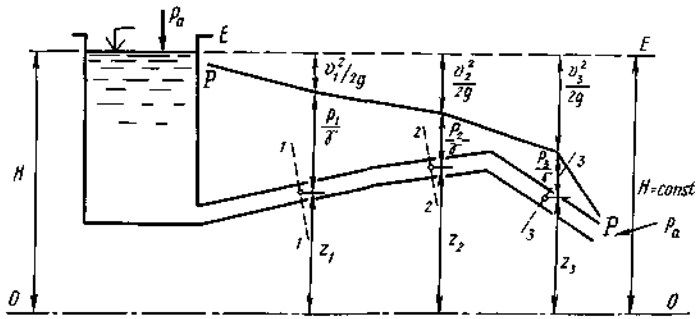
$$\frac{u_3^2}{2g} + \frac{p_3}{\gamma} - z_3 = H - z_3; \qquad (3.76)$$

ва ҳоказо.

Амалда эса ҳар хил ҳодисага дуч келишимиз мумкин, масалан, қаралаётган қувурнинг узунлиги бўйича унинг нишаби ҳам $i>0$, ҳам $i<0$ ва ҳам $i=0$ (горизонтал) бўлиши мумкин. Бундай ҳолда қувурнинг ҳар хил кўндаланг кесимлари учун Д. Бернулли тенгламасининг ўнг томонидаги иккинчи ҳади ва чап томонидаги учинчи ҳади ҳам мусбат, ҳам манфий ва ҳам нол бўлиши мумкин. Бу ҳолда амалда Д. Бернулли тенгламасини қўллаш анча мураккаблашади. Бунинг учун суюқлик напорини ва Д. Бернулли тенгламасидаги бошқа ҳадларни ихтиёрий шартли горизонтал $O-O$ таққослаш текисликка нисбатан (шартли горизонтал текислик $O-O$ таққослаш текислиги деб аталади) ва у текисликни ўзаннинг тубидан олинса, мақсадга мувофиқ бўлади, аммо амалда шундай масалалар учрайдики, унинг ечимини олиш учун $O-O$ таққослаш текислигини фақат ўзаннинг тубидан эмас, балки бошқа жойлардан олишга тўғри келади. Ечилаётган масалаларнинг шартига қараб, $O-O$ таққослаш текислиги қаердан олиниши аниқланади. Горизонтал $O-O$ таққослаш текислигини шундай жойдан олиш керакки, бунда Д. Бернулли тенгламасидаги ҳадларнинг кўпчилиги қисқариб кетсин (3.24-расм). Ўзаннинг нишаби $i>0$ ёки $i<0$ бўлишидан қатъи назар, ногоризонтал жойлашган қувурда идеал суюқликнинг оқими учун Д. Бернулли тенгламаси қуйидаги умумий кўринишда бўлади

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = H, \qquad (3.77)$$

бу ерда $\frac{p}{\gamma}$ — пьезометрик баландлик, м; z — геодезик баландлик, м. Ихтиёрий ҳолатда жойлашган қувурда ҳаракат



3.24-расм.

қилаётган идеал суюқлик учун Д. Бернулли тенгламасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = H = \text{const}, \tag{3.78}$$

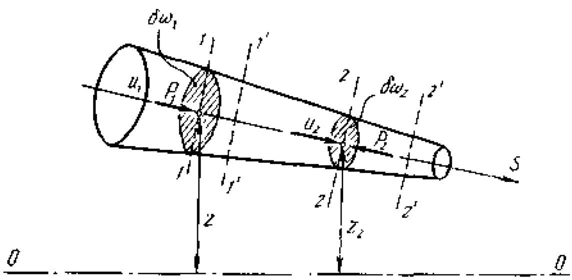
ёки икки кесим учун

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \tag{3.79}$$

Назарий механика нуқтаи назаридан Д. Бернулли тенгламасининг маъноси кинетик энергиянинг ўзгариш қонунидан келтириб чиқарилган ҳолда аниқланади. Шунинг учун Д. Бернулли тенгламасини келтириб чиқаришда назарий механика фанида маълум бўлган кинетик энергиянинг ўзгариш теоремасини қўллаймиз.

Назарий механикадан маълумки, ҳаракатдаги суюқликнинг маълум бир қисқа вақт ўтиши билан кинетик энергияси *(КЭ)*нинг ўзгариши $\delta\left(\frac{Mu^2}{2}\right)$ шу элементар δt вақт ичида суюқликка таъсир этаётган кучлар бажарган ишларининг йиғиндисига тенг.

Кинетик энергиянинг ўзгариши қаралаётган ҳаракатдаги суюқликнинг икки ҳолатидаги кинетик энергиясининг фарқидан аниқланади (3.25-расм): 1) суюқликнинг бошланғич вақтдаги кинетик энергияси, яъни оқимнинг 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесими билан чегараланган оралик-



3.25-расм

даги холи учун; 2) δt вақт ўтиши билан 1—1 ва 2—2 кесим оралиқдаги суюқлик 1—1 кесимдан 2—2 кесимга ўтган ҳолатидаги кинетик энергияси (3.25-расмда бу ҳолат пунктир билан кўрсатилган). Шу кинетик энергиянинг ўзгаришини $\delta(КЭ)$, яъни $КЭ$ 2—2... $2'-2'$ ва $КЭ$ 1—1... $1'-1'$ ҳажмларнинг кинетик энергиясининг фарқи орқали ифодалаш мумкин, чунки $1'-1'$ ... 2—2 суюқлик ҳажмининг иккала вақтдаги иккала ҳолатининг кинетик энергияси бир хил бўлади. Оқимнинг 2—2 ... $2'-2'$ кўндаланг кесимлараро ҳажмдаги суюқликнинг кинетик энергияси

$$\frac{\gamma}{g}\delta Q\,\delta t\,\frac{u_2^2}{2}, \tag{3.80}$$

бунда $\frac{\gamma}{g}\delta Q\delta t$ — δt элементар вақт ичида оқиб ўтган суюқлик массаси; δQ — элементар суюқлик сарфи, оқимнинг узуксизлик шартига биноан δQ =const. 1—1 ... $1'-1'$ кўндаланг кесимлараро ҳажмдаги суюқликнинг кинетик энергияси

$$\frac{\gamma}{g}\delta Q\,\delta t\,\frac{u_1^2}{2}. \tag{3.81}$$

Шунинг учун δt элементар вақт ичида кинетик энергиянинг ўзгариши

$$\frac{\gamma}{g}\delta Q\,\delta t\,\frac{u_2^2}{2}-\frac{\gamma}{g}\delta Q\,\delta t\,\frac{u_1^2}{2}, \tag{3.82}$$

ёки

$$\frac{\gamma}{g}\delta Q\delta t\left(\frac{u_2^2}{2}-\frac{u_1^2}{2}\right), \tag{3.83}$$

ёки

$$\gamma\delta Q\delta t\left(\frac{u_2^2-u_1^2}{2g}\right). \tag{3.84}$$

δt элементар вақт ичида оқимнинг 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесимидаги суюқликнинг бўлагига таъсир этаётган кучларнинг бажарган ишлари қуйидагилардан иборат:

1) z_1 баландлиги ҳолатидан z_2 баландлиги ҳолатига ўтган суюқлик ҳажмининг оғирлик кучининг бажарган иши (3.25-расм);

2) оқимининг 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесимлари майдончаларига таъсир этувчи гидродинамик босим кучларининг бажарган иши;

3) оқимнинг 1—1 ва 2—2 кесим оралиғида суюқлик ҳаракатига қувур деворининг кўрсатган қаршилик кучининг бажарган иши;

4) оқимнинг 1—1 ... 2—2 бўлган ён деворларининг юзасига таъсир этувчи ташқи гидродинамик босим кучининг бажарган иши;

5) оқимнинг 1—1...2—2 бўлагининг ичидаги ички босим кучларининг бажарган иши.

Биз қараётган суюқлик идеал суюқлик бўлгани учун 3-бандда келтирилган қаршилик кучи нолга тенг бўлади; 4-бандда келтирилган ён деворларнинг юзасига таъсир этувчи ташқи гидродинамик босим кучининг бажарган иши ҳам нолга тенг, чунки улар ҳаракатдаги суюқликнинг 1—1 ва 2—2 кесимларига тик йўналган; 5-банддаги ички босим кучларининг бажарган ишлари ҳам нолга тенг, чунки бу кучлар қўшалоқ куч бўлиб, бири-бирига қарама-қарши йўналган ҳамда улар миқдор жиҳатдан бири-бирига тенг. Шунинг учун бу қўшалоқ кучларнинг бажарган ишлари йиғиндиси ҳам нолга тенг бўлади. Шундай қилиб, юқорида кўрсатилган бандлардан 1 ва 2-бандларни қараб чиқамиз.

1. Оғирлик кучининг бажарган иши. Бу δt элементар вақт ичида оқиб ўтган суюқликнинг оғирлиги унинг вертикал бўйича ўтган йўлига, яъни z_1-z_2 кўпайт-

масига тенг (3.25- расм). Шундай экан, оғирлик кучининг бажарган иши (ОКБИ) қуйидагича бўлади:

$$\text{ОКБИ} = \gamma\,\delta\,Q\,\delta\,t\,(z_1 - z_2). \tag{3.85}$$

2. 1–1 ва 2–2 кўндаланг кесимларнинг майдонига таъсир этувчи о қ и м н и н г г и д р о д и н а м и к б о с и м к у ч и н и н г б а ж а р г а н и ш и. Бу қуйидагича аниқланади:

а) оқимнинг 1–1 кўндаланг кесимининг майдончасига таъсир этаётган босим кучи $P_1 = p_1 \delta\,\omega_1$ (бу ерда p_1 — 1–1 кесимнинг майдонига таъсир этаётган гидродинамик босим); б) оқимнинг 2–2 кесимининг майдонига таъсир этаётган гидродинамик босим кучи $P_2 = -p_2 \delta\,\omega_2$ (бу ерда манфий белги шу 2–2 кесимда суюқликнинг сиқилишини ифодалайди). 1–1 кесимнинг δt элементар вақт ичида заррача босиб ўтган йўлининг узунлиги $u_1 \delta t$ га тенг; 2–2 кесимнинг шу δt вақт ичида заррача босиб ўтган йўли эса $u_2 \delta t$ бўлади. Гидродинамик босим кучининг бажарган иши (ГБКБИ) қуйидагига тенг:

$$\text{ГБКБИ} = p_1 \delta\omega_1 u_1 \delta t - p_2 \delta\omega_2 u_2 \delta t, \tag{3.86}$$

ёки

$$\text{ГБКБИ} = p_1 (\delta\omega_1 u_1) \delta t - p_2 (\delta\omega_2 u_2) \delta t, \tag{3.87}$$

ёки

$$\text{ГБКБИ} = [p_1 (\delta\omega_1 u_1) - p_2 (\delta\omega_2 u_2)] \delta t. \tag{3.88}$$

Узлуксизлик тенгламасидан

$$\delta\omega_1 u_1 = \delta\omega_2 u_2 = \ldots = \delta\omega \cdot u = \delta Q. \tag{3.89}$$

(3.89) тенгламани (3.88) тенгламага қўйсак, гидродинамик босим кучининг бажарган иши

$$\text{ГБКБИ} = \delta Q\, \delta t\, (p_1 - p_2). \tag{3.90}$$

Суюқлик ҳаракатини, кинетик энергиясининг ўзгариш назарисига асосан, идеал суюқлик учун

$$\frac{\gamma}{g} \delta Q \delta t \left(\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} \right) = \gamma \delta Q \delta t (z_1 - z_2) + \delta Q \delta t (p_1 - p_2), \tag{3.91}$$

тенгламанинг иккала томонини $\gamma \delta Q \delta t$ га бўлсак, яъни оқимнинг кўндаланг кесим майдонидан δt элементар вақт ичида ўтган суюқлик ҳажмини оғирлик бирлигига нисбатан оламиз. У ҳолда (3.91) тенглама қуйидагича ёзилади

$$\frac{u_2^2-u_1^2}{2g}=(z_1-z_2)+\frac{p_1-p_2}{\gamma}, \qquad (3.92)$$

ёки ҳар бир кесим учун ўзининг ифодаларини алоҳида ёзиб чиқсак,

$$\frac{u_1^2}{2g}+\frac{p_1}{\gamma}+z_1=\frac{u_2^2}{2g}+\frac{p_2}{\gamma}+z_2. \qquad (3.93)$$

Олинган 1—1 ва 2—2 кесимлар ихтиёрий бўлгани учун тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{u^2}{2g}+\frac{p}{\gamma}+z=\text{const (оқимнинг узунлиги бўйича)} \qquad (3.94)$$

Бу (3.94) тенглама юқорида келтирилган Д. Бернулли тенгламаси бўлиб, уни Д. Бернулли 1738 йилда ишлаб чиққан. Бу тенглама идеал суюқликнинг элементар оқим найчаси ҳаракати учун олинган. Д. Бернулли тенгламасида қуйидагиларга катта эътибор бериш керак:

1) учала ҳадларнинг, яъни суюқликнинг ихтиёрий нуқтасида ҳаракатланаётган заррачанинг тезлиги, ундаги гидродинамик босим ва унинг вертикал координаталари бўйича ҳолатининг ўзаро боғланишини ўрнатувчи суюқлик ҳаракати тенгламаси Д. Бернулли тенгламаси деб аталади. Айнан шу хоссаси учун Д.Бернулли тенгламаси гидравликада асосий ўрин тутади;

2) идеал суюқлик учун учала ҳадининг йиғиндиси, берилган элементар оқим найчаси ҳаракати учун ўзгармас миқдор ҳисобланади;

3) ҳар хил элементар оқим найчаси ҳаракати учун учала ҳадлар ҳар хил миқдорга эга бўлади;

4) шу учала ҳад u, p, z лардан истаган иккитаси маълум бўлса, Д. Бернулли тенгламасидан фойдаланиб, учинчи ҳадини аниқлаш мумкин.

(3.94) тенгламани, яъни Д. Бернулли тенгламасини худди шундай кўринишда Л. Эйлернинг дифференциал тенгламасидан ҳам олиш (чиқариш) мумкин. Гидромеханикада маълум бўлган Л. Эйлер тенгламаси Д. Бернулли тенгламаси чоп этилгандан кейин ишлаб чиққанига қарамай, математик усулда исботлаш учун кўпинча Д. Бернулли тенгламаси Л. Эйлернинг дифференциал тенгламаси орқали чиқарилган, чунки бу усул содда бўлгани учун Д. Бернулли тенгламасининг умумий кўринишини чиқариб олиш жуда осон. Мазкур усул ёрдамида Д. Бернулли тенгламасини ишлаб чиқиш қуйида келтирилади. Юқорида келтирилганидек тинч ҳолатдаги суюқликнинг дифференциал тенгламаси Л. Эйлер томонидан 1775 йили ишлаб чиқилган [(2.14) формулага қаранг].

Агар шу суюқликнинг ҳажм бирлигидаги массаси ташқи кучлар таъсирида ўзининг тинч ҳолатини йўқотиб, ҳаракатга келса, яъни бирон-бир тезланишга эга бўлса, у ҳолда ташқи кучларнинг қийматлари билан суюқликнинг ҳажм бирлигидаги массасининг $F=Mu$ қаршилиги орасидаги фарқ бизга ўша ҳаракатга келтирувчи кучни беради. У ҳолда биз идеал суюқликнинг дифференциал кўринишдаги ҳаракат тенгламасини оламиз (суюқликнинг ҳажм бирлигидаги массасига нисбатан):

$$\left.\begin{aligned} \phi_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial u_x}{\partial t};\\ \phi_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{\partial u_y}{\partial t};\\ \phi_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{\partial u_z}{\partial t}. \end{aligned}\right\} \tag{3.95}$$

Бу (3.95) тенглама Л. Эйлернинг гидродинамик тенгламаси дейилади ёки суюқликнинг ҳаракат тенгламаси (суюқлик ҳаракатининг динамик мувозанат тенгламаси) деб аталади.

Агар идеал суюқликдан реал суюқликка ўтадиган бўлсак, у ҳолда (3.95) тенгламага янги ҳад киритиш лозим бўлади, у ишқаланиш кучини назарда тутувчи ҳад бўлиб, суюқликнинг бирлик массасига нисбатан олинган бўлади.

Д. Бернулли тенгламасини келтириб чиқариш учун (3.95) тенгламадан фойдаланамиз. Бунинг учун шу тенгламаларнинг икки томонини:

биринчисини dx га кўпайтирамиз

$$\phi_x dx - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}dx = \frac{du_x}{dt}dx; \tag{3.96}$$

иккинчисини dy га кўпайтирамиз

$$\phi_y dy - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}dy = \frac{du_y}{dt}dy; \tag{3.97}$$

учинчисини dz га кўпайтирамиз

$$\phi_z dz - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}dz = \frac{du_z}{dt}dz. \tag{3.98}$$

(3.96), (3.97) ва (3.98) тенгламаларни қўшиб чиқсак

$$\begin{gathered}\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) = \\ = \frac{du_x}{dt}dx + \frac{du_y}{dt}dy + \frac{du_z}{dt}dz.\end{gathered} \tag{3.99}$$

Суюқлик заррачасининг dt элементар вақт ичида босган dx йўли унинг шу x ўқи бўйича йўналган тезлиги u_x нинг ўтган вақт dt га кўпайтмасига тенг

$$dx = u_x dt, \tag{3.100}$$

у ҳолда

$$\frac{du_x}{dt}dx = \frac{du_x}{dt}u_x dt, \tag{3.101}$$

деб ёзишимиз мумкин. (3.101) тенгламанинг ўнг томонини dt га қисқартирсак, у ҳолда x ўқи бўйича тенгламани ёзамиз

$$\frac{du_x}{dt}dx = u_x du_x = d\left(\frac{u_x^2}{2}\right). \tag{3.102}$$

Худди шундай усулда y ва z ўқлари бўйича тенгламаларни оламиз:

y ўқи бўйича

$$\frac{du_y}{dt}dy = u_y dy = d\left(\frac{u_y^2}{2}\right); \tag{3.103}$$

z ўқи бўйича

$$\frac{du_z}{dt}dz = u_z dz = d\left(\frac{u_z^2}{2}\right). \qquad (3.104)$$

Агар суюқлик зарраачаларининг ҳаракат тезликларини фазода u орқали ифодаласак, унинг координата ўқларига проекциялари u_x, u_y, u_z бўлади, у ҳолда ўз-ўзидан маълумки

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2. \qquad (3.105)$$

Шунинг учун юқорида келтирилган йиғинди (3.99) тенгламадан

$$\frac{du_x}{dt}dx + \frac{du_y}{dt}dy + \frac{du_z}{dt}dz = \frac{1}{2}d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2}d(u^2). \qquad (3.106)$$

Шундай экан, (3.99) тенгламадан $\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz$ нинг кўриниши бирор функциянинг W тўлиқ дифференциали, яъни

$$\phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz = dW. \qquad (3.107)$$

Бизга маълумки, гидродинамик босим оқимда ихтиёрий олинган кўндаланг кесим учун гидростатик босим қонунига бўйсунади

$$p = f(x,\ y,\ z), \qquad (3.108)$$

вақтга боғлиқ бўлмайди. Шуни назарда тутган ҳолда (3.99) тенгламадан қуйидагини оламиз

$$\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right), \qquad (3.109)$$

ва уни қуйидаги кўринишда ёзамиз

$$\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz\right) = \frac{1}{\rho}dp. \qquad (3.110)$$

(3.106), (3.107), (3.110) ларни (3.99)га ўринларига қўйиб чиқсак

$$dW - \frac{1}{\rho}dp = \frac{1}{2}du^2, \qquad (3.111)$$

бундан

$$dW - \frac{1}{\rho}dp - \frac{1}{2}du^2 = 0, \qquad (3.112)$$

ски

$$\frac{1}{2}du^2 + \frac{1}{\rho}dp - dW = 0, \qquad (3.113)$$

ыни

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} - W = \text{const}. \qquad (3.114)$$

Агар ҳаракатдаги суюқлик заррачаларига фақат оғирлик кучи таъсир этса, у ҳолда

$$W = -gz, \qquad (3.115)$$

бунда g — эркин тушиш тезланиши. Дарҳақиқат z ўқи вертикал юқорига йўналгани учун W функция қуйидагича бўлади

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \phi_x = 0; \quad \frac{\partial W}{\partial y} = \phi_y = 0; \quad \frac{\partial W}{\partial z} = \phi_z, \qquad (3.116)$$

бунда ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z — суюқликнинг ҳажм бирлигидаги массасига таъсир этувчи кучлар бўлиб, x, y, z координата ўқлари бўйича йўналган бўлади. Шундан $\phi_z = -1 \cdot g$ бўлади, у ҳолда юқоридаги (3.107) тенглама

$$dW = \phi_x dx + \phi_y dy + \phi_z dz, \qquad (3.117)$$

$$\phi_x = 0; \; \phi_y = 0; \; \phi_z = -1 \cdot g \qquad (3.118)$$

бўлгани ҳолда (3.117) тенглама қуйидагича ёзилади

$$dW = -gdz, \qquad (3.119)$$

бундан

$$W = -gz. \qquad (3.120)$$

(3.120) ни (3.114) га қўйсак қуйидагича бўлади:

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = \text{const}. \qquad (3.121)$$

(3.121) тенгламанинг икки томонини g га бўлсак,

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + \frac{1}{g}gz = \text{const}. \qquad (3.122)$$

ва $\gamma = \rho g$ ни назарда тутсак, у ҳолда (3.122) тенглама қуйидагича ёзилади:

$$\frac{u^2}{2g}+\frac{p}{\gamma}+z=\text{const}. \tag{3.123}$$

Бу (3.123) тенглама юқорида энергиянинг сақланиш қонунидан аналитик усулда олинган Д. Бернулли тенгламаси. Бу ерда шуни айтиб ўтиш керакки, Л. Эйлернинг дифференциал тенгламасини интеграллаганда фақат оғирлик кучи қабул қилинган эди

$$dW=-gdz, \tag{3.124}$$

бошқа кучлар эътиборга олинмаган эди, масалан, суюқликнинг қовушоқлик кучи қабул қилинмаган эди, шунинг учун (3.123) тенглама

$$\frac{u^2}{2g}+\frac{p}{\gamma}+z=\text{const}$$

фақат идеал суюқлик учун қўлланилиши мумкин. Навье-Стокс 1823 йилда Л. Эйлернинг бу тенгламасини [(3.95) тенгламага қаранг] суюқликнинг қовушоқлик хусусиятини ифодаловчи қўшимча ҳад, динамик қовушоқлик коэффициенти билан тўлдирган. Шундан кейин (3.95) тенгламалар қуйидагича ёзиладиган бўлди

$$\Phi_x-\frac{1}{\rho}\frac{\delta p}{\delta x}=\frac{du_x}{df}-N_x, \tag{3.125}$$

бунда

$$N_x=\nu\left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}\right), \tag{3.126}$$

бу ерда ν — кинематик қовушоқлик коэффициенти.

(3.125) тенглама фақат x ўқи учун ёзилган. Худди шу усулда y ва z ўқлари учун қуйидаги тенгламаларни оламиз:

$$\Phi_y-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{du_y}{dt}-\nu\left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}\right); \tag{3.127}$$

$$\Phi_z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{du_z}{dt}-\nu\left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}\right). \tag{3.128}$$

Бу (3.125), (3.127), (3.128) тенгламалар Навье — Стокс тенгламаси дейилади.

3.11-§. Д. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИДАГИ УЧАЛА ҲАДЛАРИНИНГ МАЪНОСИ

А. Гидравлик маъноси

1) $\frac{u^2}{2g}$ ҳади — гидравликада тезлик напорининг баландлиги, унинг ўлчов бирлиги,

$$\frac{u^2}{2g} = \frac{L^2}{T^2} : \frac{L}{T^2} = L,$$

бунда L — узунлик рамзи (символи), T — вақт рамзи (символи);

2) $\frac{p}{\gamma}$ ҳади — гидравликада нуқтадаги гидродинамик босимга жавоб берувчи пьезометрик баландликни англатади. Бундан буён $\frac{p}{\gamma}$ пъезометрик баландлик деб аталади. Унинг ўлчов бирлиги, м;

3) z ҳади — координата, қаралаётган элементар оқимнинг кўндаланг кесимидаги ихтиёрий олинган нуқтанинг ўрни, ихтиёрий олинган горизонтал $O—O$ таққослаш текислигидан элементар оқимнинг кўндаланг кесими марказигача бўлган баландлик, у геодезик баландлик деб аталади. Унинг ўлчов бирлиги, м.

Д. Бернулли тенгламасидаги учала ҳаднинг йиғиндиси гидродинамик напор деб аталади ва H_e' шартли белги билан белгиланади:

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = H_e' \qquad (3.129)$$

Д. Бернулли тенгламасининг биринчи ҳади $\frac{u^2}{2g}$ — тезлик напорининг баландлиги суюқликнинг напорли ва напорсиз ҳаракатлари учун қуйидагича ўлчанади:

1. Напорли ҳаракат учун: $\frac{u^2}{2g}$ нинг миқдори қувурга ўрнатилган икки пъезометр (шишадан ясалган най-

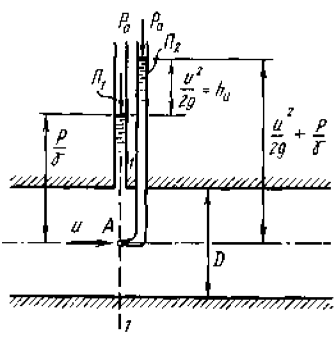
ча) ёрдамида ўлчанади: биринчиси Π_1 — икки томони очиқ тўғри найча, иккинчиси Π_2 — икки томони очиқ, лекин пастки томони 90° бурилган найча бўлиб, у оқим тезлигини ўлчайдиган нуқтада, масалан, A нуқтасида оқим йўналишига қарши ўрнатилган бўлади, чунки тезлик вектори $\vec{u}$ шу найчанинг очиқ тешигига тўғри йўналган бўлиши керак. 3.26- расмдан кўриниб турибдики, сувнинг сатҳи Π_2 найчадан Π_1 найчага қараганда юқори жойлашган, уларнинг фарқи тезлик напори дейилади ва у қуйидагича ёзилади:

$$h_u = \frac{u^2}{2g} \tag{3.130}$$

Шу найчалар ёрдамида h_u ни ўлчаб, қаралаётган A нуқтадаги u тезликни аниқлаймиз:

$$u = \sqrt{2gh_u}. \tag{3.131}$$

(3.131) тенглама тезликни напор орқали аниқлаш тенгламаси, у, биринчи марта Э. Торичелли томонидан 1643 йили кичик тешикдан оқиб чиқаётган суюқликни ўрганишда, тажриба йўли билан олинган. Д. Бернулли эса Э. Торичелли тенгламасини назарий йўл билан исботлади ва уни амалда қўллаш йўлларини кўрсатди. Д. Бернулли тенгламасидаги биринчи ҳад Х. Пито трубкаси ёрдамида тўғридан-тўғри ўлчаниши мумкин. Бу асбобни Х. Пито исмли олим ихтиро қилгани учун (бу суюқлик тезлигини ўлчайдиган асбоб) унинг номи билан юргизиладиган бўлди. Бу асбоб Х. Пито найчаси деб аталади, у биринчи марта 1732 йилда ишлатилган (3.26- расм).



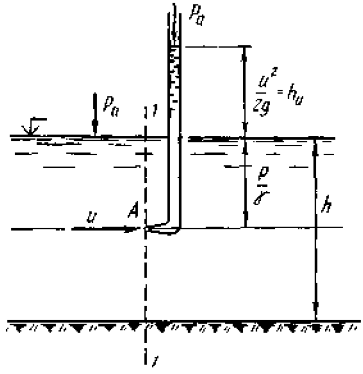
3.26-расм

(3.131) тенглама назарий бўлиб, амалда қуйидагича ёзилади:

$$u = \varphi\sqrt{2gh_u}, \tag{3.132}$$

бунда φ — тезлик коэффициенти, у Х. Пито найчасини текширишда (тарировка қилишда) келиб чиқади, $\varphi < 1{,}0$.

2. Напорсиз ҳаракат учун. Очиқ ўзанларда $\frac{u^2}{2g}$ нинг миқдори гидрометрик найча ёрдамида ўлчанади. Гидрометрик найчанинг ишлаш принципи X. Пито найчасиникидек бўлиб (бир оз бошқачароқ кўринишда бўлади), найчанинг диаметри d=1,0 см (3.27- расм), пастки томони тўғри бурчак билан букилган, иккала томони очиқ. Агар шу гидрометрик найчанинг эгилган томонининг охирини, масалан, A нуқтага, оқим йўналишига қарши қўйилса, иккинчи очиқ томонида сув ўзанидаги сув сатҳидан кўтарилиб туради. Шу найчада суюқлик маълум баландликка кўтарилади (ўзандаги сув сатҳидан юқори), бу найчадаги суюқликнинг баландлиги очиқ ўзандаги суюқликнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ (3.27- расм).



3.27-расм.

$$h_u = \frac{u^2}{2g}. \qquad (3.133)$$

(3.133) дан A нуқтадаги тезлик

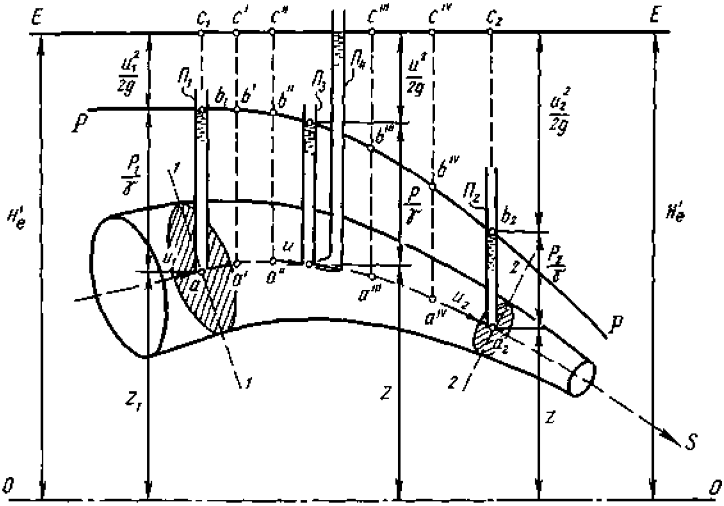
$$u = \sqrt{2gh_u}. \qquad (3.134)$$

Тезликни ўлчаш асбобини тарировка этиш коэффициентини назарда тутсак, у ҳолда

$$u = \varphi\sqrt{2gh_u}. \qquad (3.135)$$

Б. Геометрик маъноси

3.28- расмда келтирилган идеал суюқликнинг элементар оқим найчасини қараб чиқамиз. Унда оқимнинг 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесимларини оламиз, улар горизонтал $O-O$ таққослаш текислигидан z_1 ва z_2 баландликда жойлашган, шу кесимларда элементар оқим найчасининг ичида



3.28-расм.

a_1 ва a_2 нуқталарни белгилаб, уларга $П_1$, $П_2$ пъезометрлар ўрнатамиз. Суюқлик бу пъезометрларда, масалан, b_1 ва b_2 нуқтагача баландликка кўтарилади, шу b_1 ва b_2 нуқталардан юқорига тезлик напорини қўйиб чиқсак, c_1 ва c_2 нуқталарни ҳосил қиламиз. Энди элементар оқим найчасининг S ўқи бўйича қатор a нуқталари (a', a'', a'''...) ни тайинлаймиз, шу нуқталарга тегишли қатор b нуқталари (b', b'', b'''...) ни ва c нуқталари (c', c'', c'''...) ни белгилаймиз (3.28- расм). Қуйида тўртта тушунтириш берамиз.

1. $P—P$ чизиғи b нуқталари b', b'', b'''... дан ўтказилган бўлиб, элементар оқим найчасининг ўқига нисбатан $\frac{p}{\gamma}$ баландликда жойлашган, у, $P—P$ чизиғи, пъезометрик чизиқ деб аталади. У эгри чизиқ бўлиб, элементар оқим найчасининг s ўқи бўйича ўрнатилган (3.28- расмда) a нуқталари a', a'', a''', ... дан юқорида жойлашган.

2. $E—E$ чизиғи c нуқталари c', c'', c'''... дан ўтказилган бўлиб, $P—P$ чизиғидан юқорида тезлик напори $\frac{u^2}{2g}$ ба-

...лигида жойлашган бўлади. У, $E—E$ чизиғи, напор чизиғи деб аталади. Напор чизиғи ҳам эгри чизиқ бўлиб, элементар оқим найчасининг ўқи бўйича ўрнатилган (3.28-расмда) a нуқталар a', a'', a''', ... дан юқорида Х. Пито найчалари суюқликнинг сатҳларидан ўтказилган чизиқ.

3. Пъезометрик нишаб. Элементар оқим найчасининг пъезометрик нишаби J' деб, берилган кўндаланг кесимда $P—P$ пъезометрик чизиқнинг элементар баландлиги $d\left(\frac{p}{\gamma}+z\right)$нинг унинг элементар узунлиги ds га нисбатига айтилади

$$J' = -\frac{d}{ds}\left(\frac{p}{\gamma}+z\right). \qquad (3.136)$$

4. Тўлиқ напор H_e'. Тўлиқ напор Д. Бернулли тенгламасидаги учала ҳаднинг йиғиндиси бўлиб, қуйидагича ёзилади

$$\frac{u^2}{2g}+\frac{p}{\gamma}+z = H_e'. \qquad (3.137)$$

Тўлиқ напор нишаби гидравлик нишаб деб аталади

$$\frac{d}{ds}\left(\frac{u^2}{2g}+\frac{p}{\gamma}+z\right) = \frac{d}{ds}H_e' = J_e'. \qquad (3.138)$$

Идеал суюқликлар учун $E—E$ напор чизиғи $O—O$ таққослаш текислигига параллел текисликда ётади, яъни

$$H_e' = \text{const (оқимнинг узунлиги бўйича)}.$$

В. Энергетик маъноси

Маълумки, Д. Бернулли тенгламасининг учала ҳади йиғиндиси тўлиқ напорни, бошқача қилиб айтганда, тўлиқ солиштирма энергияни беради [(3.137) тенгламага қаранг]. Энди бу учала ҳадни энергетик нуқтаи назардан қараб чиқамиз. Тўлиқ напорнинг энергетик тушунчасини қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\underbrace{\overbrace{\frac{u^2}{2g}}^{}}_{}\text{Солиштирма КЭ} + \underbrace{\overbrace{\frac{p}{\gamma}}\text{Солиштирма БЭ} + \overbrace{z}\text{Солиштирма ХЭ}}_{\text{Солиштирма ПЭ}} = \underbrace{H'_e}_{\text{Тўлиқ СЭ}}. \qquad (3.139)$$

Шундай қилиб, H'_e нинг миқдорини ҳаракатдаги суюқликнинг тўлиқ солиштирма энергияси деб қараш керак. Д. Бернулли тенгламасига асосан тўлиқ солиштирма энергия идеал суюқлик учун элементар оқим найчаси узунлиги бўйича ўзгармас бўлади. Бундан кўринадики, Д. Бернулли тенгламаси идеал суюқлик ҳаракати учун энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди.

3.12- §. ЎЗАНДА РЕАЛ СУЮҚЛИКНИНГ ЭЛЕМЕНТАР ОҚИМ НАЙЧАСИ ҲАРАКАТИ УЧУН Д. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ

Идеал суюқлик қовушоқлик хусусиятига эга бўлмагани учун суюқлик ҳаракати жараёнида ишқаланиш кучи нолга тенг бўлади, яъни ишқаланиш кучи ҳосил бўлмайди. Реал суюқлик қовушоқлик хусусиятига эга бўлгани сабабли у суюқлик ҳаракат жараёнида ишқаланиш кучи борлиги билан характерланади. Реал суюқлик оқимида унинг механик энергиясининг бир қисми ишқаланиш кучини енгиш жараёнида иссиқликка айланиб, йўқ бўлиб кетади. Агар элементар оқим найчасининг 1—1 ва 2—2 кесимлараро ҳаракатида суюқликнинг оғирлик (ҳажмий) бирлигига сарфланган механик энергиясини h'_f билан белгиласак, у ҳолда реал суюқликнинг элементар оқим найчаси учун Д. Бернулли тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h'_f, \qquad (3.140)$$

бунда h'_f — ишқаланиш натижасида йўқотилган солиштирма энергия (напор). Бу h'_f миқдор тўлиқ йўқотилган напор деб аталади.

Шундай қилиб, реал суюқликнинг элементар оқим найчаси учун (3.140) Д. Бернулли тенгламасини олдик. Энди (3.140) тенгламадан фойдаланиб, реал суюқликнинг тўлиқ оқимини қараб чиқамиз. Бундай масалани ечиш учун, аввало элементар оқим найчасидан тўлиқ оқимга ўтишда қўлланиладиган икки қўшимча ҳолни қараб чиқамиз, улар: оқимнинг кўндаланг кесими майдони бўйича нуқтадаги босимларнинг ва ўрталаштирилган тезликларнинг нотекис тақсимланиши ва уларнинг суюқлик массасининг ҳаракат миқдорига ва кинетик энергиясига таъсири.

3.13-§. ОҚИМНИНГ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИНИНГ МАЙДОНИ БЎЙИЧА БОСИМЛАРНИНГ НОТЕКИС ТАҚСИМЛАНИШИ (БИРИНЧИ ҚЎШИМЧА ҲОЛ)

Бу ерда суюқликнинг барқарор ҳаракатини қараб чиқамиз. Суюқликка таъсир этаётган ҳажмий кучлардан бири — оғирлик кучини қабул қиламиз. Маълумки, текис ўзгарувчан ҳаракат учун оқимнинг кўндаланг кесими текис бўлади (3.4-§, 1- банд). Текис ўзгарувчан суюқлик ҳаракатини расмда кўрсатилгандек оламиз ва унда икки кўндаланг кесим 1—1 ва 2—2 ни белгилаб, уларнинг ихтиёрий нуқталарига пъезометрлар ўрнатамиз. Бу ҳолда берилган кесимнинг (масалан, 1—1 кесим) ихтиёрий олинган барча нуқталарига ўрнатилган пъезометрлардаги сув сатҳи бир текисликда жойлашган бўлади. Шу 1—1 кесимнинг ҳар хил нуқталари учун z ва $\frac{p}{\gamma}$ ларнинг миқдорлари ҳар хил қийматга эга, аммо уларнинг йиғиндиси ўзгармас:

$$\frac{p}{\gamma}+z=\text{const} \quad \text{(оқимнинг қаралаётган кўндаланг кесими учун),} \tag{3.141}$$

бу шарт фақат текис ўзгарувчан ҳаракатга ёки параллел оқимли ҳаракатга тегишли.

Бошқа кўндаланг кесим (масалан, 2—2 кесим) да $\frac{p}{\gamma}+z$ йиғиндиси ўзгармас, аммо миқдори бошқа кесимлар (масалан, 1—1 кесим) га нисбатан бошқача бўлади.

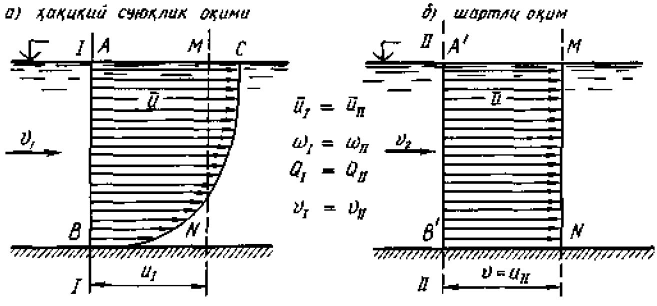
Шуни эслатиб ўтиш кераккки, юқорида «Гидростатика» қисмида $\frac{p}{\gamma}+z$ ни потенциал напор деб H билан белгилаган эдик (тинч ҳолатдаги суюқлик учун).

$$\frac{p}{\gamma}+z=\text{const (сувнинг тўлиқ ҳажми бўйича)}. \quad (3.142)$$

Бу (3.142) тенглама гидростатиканинг қонуни. Бундан кўринадики, гидростатиканинг қонуни гидродинамикада оқимнинг фақат кўндаланг кесимига тегишли. Бошқача қилиб айтганда суюқликнинг параллел оқимли ва текис ўзгарувчан ҳаракати пайтида оқимнинг берилган кўндаланг кесими бўйича босимларнинг тақсимланиши гидростатиканинг қонунига бўйсунади. Бу биринчи қўшимча ҳол бўлади.

3.14- §. ОҚИМНИНГ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИНИНГ МАЙДОНИ БЎЙИЧА НУҚТАЛАРДАГИ ЎРТАЛАШТИРИЛГАН ТЕЗЛИКЛАРНИНГ НОТЕКИС ТАҚСИМЛАНИШИНИ СУЮҚЛИК МАССАСИНИНГ ҲАРАКАТ МИҚДОРИ (*ҲМ*) ВА КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ (*КЭ*)ГА ТАЪСИРИ (ИККИНЧИ ҚЎШИМЧА ҲОЛ)

Кўндаланг кесими текис бўлган икки ҳар хил оқим схемасини қараб чиқамиз: *а* схема (3.29- расм) да ҳақиқий оқимнинг *АВ* кўндаланг кесими бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликларнинг нотекис тақсимланиши ва б схема (3.29- расм) да шартли (расчетный) оқимнинг *А′В′* кўндаланг кесими бўйича тезликлар текис тақсимланган, яъни *А′В′* вертикали бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликлар бир хил бўлиб, ўртача тезликка тенг $u=v$ (иккала кўндаланг кесимнинг ўлчамлари ва у кесимлардан ўтаётган сув сарфлари бир-бирига тенг).



3.29- расм.

dt вақт ичида *AB* кўндаланг кесимдан ўтаётган суюқлик *M* массасининг ҳаракат миқдорини *ҲМ (М)* билан ва кинетик энергиясини *КЭ(М)* билан ифодалаймиз (3.29 расм *а* схемага қаранг), шу *dt* вақт ичида *A′B′* кўндаланг кесимидан ўтаётган суюқлик *M* массасининг ҳаракат миқдорини $[ҲМ\text{-}(М)]_{ўрта}$ ва кинетик энергиясини $[КЭ(М)]_{ўрта}$ билан ифодалаймиз (3.29 расм *б* схемага қаранг). Мақсад *а* ва *б* схемалар учун ҳисобланган *ҲМ(М)* ва *КЭ(М)* қийматларини солиштириб кўриш. Бошқача қилиб айтганда, биз шу берилган кўндаланг кесимлар *AB* ва *A′B′* да сувнинг чуқурлиги бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликларнинг нотекис тақсимланишини (3.29 расм *а* схема) суюқлик *M* массасининг *ҲМ* ва *КЭ* га (3.29 расм *б* схема) таъсирини ўрганиб чиқиш.

Масалани ҳал этиш учун қуйидаги нисбатларнинг қийматларини аниқлашимиз керак бўлади:

$$\frac{ҲМ(М)}{[ҲМ(М)]_{ўрта}} \quad \text{ва} \quad \frac{КЭ(М)}{[КЭ(М)]_{ўрта}}.$$

Юқорида қўйилган масалани қараб чиқиш учун ва унинг ечими аниқ бўлиши учун сув сарфи, тезлик, ҳажм ва массаларини ҳисоблаш формулаларини қуйидаги кўринишда келтирамиз:

$$dQ = u\,d\omega;\; Q = \int\limits_{\omega} u\,d\omega = v\,\omega; \tag{3.143}$$

$$dV = dQ\,dt;\; V = dt\int\limits_{\omega} u\,d\omega = v\,\omega\,dt; \tag{3.144}$$

$$dM = \rho\,dV = \rho\,u\,d\,\omega\,dt; \tag{3.145}$$

$$M = \rho\,dt\int\limits_{\omega} u\,d\omega = \rho\,v\,\omega\,dt. \tag{3.146}$$

Бунда $d\omega$ — кўндаланг кесим майдонидаги элементар майдонча; v —ўртача тезлик; *V—dt* вақт ичида кўндаланг кесимдан ўтган сув ҳажми; *M* — шу сув ҳажмининг массаси.

1. Оқимнинг кўндаланг кесими бўйича тезликларнинг нотекис тақсимланишини суюқлик *M* массанинг ҳаракат миқдори *ҲМ* га таъсири.

Суюқлик массаси *dM* нинг ҳақиқий ҳаракат миқдори:

$$ҲМ\,(dM) = u\,dM = \rho\,u^2\,d\,\omega\,dt. \tag{3.147}$$

Суюқлик массаси M нинг ҳақиқий ҳаракат миқдори:

$$ҲM(M) = \int\limits_{\omega} ҲM(dM) = \rho dt \int\limits_{\omega} u^2 d\omega. \qquad (3.148)$$

Булар *а* схема (3.29- расм) учун, яъни ҳақиқий суюқлик оқими учун олинган. Энди суюқлик массаси M нинг «ўртача» шартли ҳаракат миқдори *б* схема (3.29- расм) учун:

$$[ҲM(M)]_{\text{ўрта}} = vM = v(\rho v \omega dt) = \rho v^2 \omega dt. \qquad (3.149)$$

Шуниси муҳимки,

$$ҲM(M) > [ҲM(M)]_{\text{ўрта}} \qquad (3.150)$$

(3.148) тенгламанинг (3.149) тенгламага нисбатини олсак:

$$\frac{ҲM(M)}{[ҲM(M)]_{\text{ўрта}}} = \frac{\int\limits_{\omega} u^2 d\omega}{v^2 \omega} = \alpha_0 \text{ белги.} \qquad (3.151)$$

(3.151) ни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\int\limits_{\omega} u^2 d\omega = \alpha_0 v^2 \omega \qquad (3.152)$$

$$ҲM(M) = \alpha_0 [ҲM(M)]_{\text{ўрта}} = \alpha_0 \rho v^2 \omega dt = \alpha_0 \rho v Q dt. \qquad (3.153)$$

Бунда α_0 — суюқлик массаси M нинг ҳақиқий ҳаракат миқдорининг «ўртача» ҳаракат миқдорига нисбати ёки ҳаракат миқдорининг ўзгаришини ифодаловчи коэффициент, у Ж. Буссинеск коэффициенти деб аталади. Унинг қиймати $\alpha_0 = 1{,}03 \div 1{,}05$.

2. Оқимнинг кўндаланг кесими бўйича тезликларни нотекис тақсимланишининг суюқлик массаси M нинг кинетик энергияси $КЭ$ га таъсири.

Суюқлик массаси dM нинг ҳақиқий кинетик энергияси $КЭ$:

$$КЭ(dM) = \frac{u^2}{2} dM = \frac{1}{2} \rho u^3 d\omega dt. \qquad (3.154)$$

Суюқлик массаси M нинг ҳақиқий кинетик энергияси:

$$KЭ(M)=\frac{1}{2}\rho\, dt\int_{\omega} u^3 d\omega. \qquad (3.155)$$

Суюқлик массаси M нинг «ўртача» шартли кинетик энергияси:

$$[KЭ(M)]_{\text{ўрта}}=\frac{Mv^2}{2}=\frac{1}{2}\rho v^3\omega dt. \qquad (3.156)$$

Шуниси муҳимки, бу ерда

$$KЭ(M)>[KЭ(M)]_{\text{ўрта}}. \qquad (3.157)$$

(3.155) тенгламанинг (3.156) тенгламага нисбатини олсак, у ҳолда

$$\frac{KЭ(M)}{[KM(M)]_{\text{ўрта}}}=\frac{\int_{\omega} u^3 d\omega}{v^3\omega}=\alpha \text{ (белги)}. \qquad (3.158)$$

(3.158) тенгламадан

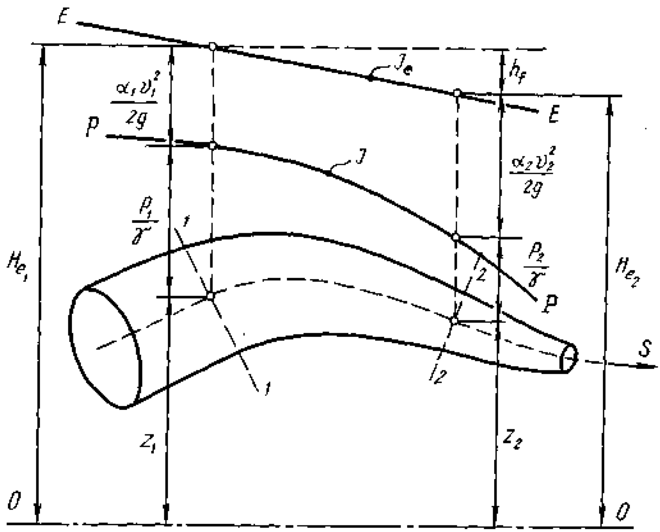
$$\int_{\omega} u^3 d\omega=\alpha v^3\omega; \qquad (3.159)$$

$$KЭ(M)=\alpha[KЭ(M)]_{\text{ўрта}}=\alpha\frac{1}{2}\rho v^3\omega dt. \qquad (3.160)$$

Бунда α суюқлик массаси M нинг ҳақиқий кинетик энергиясининг «ўртача» кинетик энергиясига нисбати ёки кинетик энергиясининг ўзгаришини ифодаловчи коэффициент, у Г. Кориолис коэффициенти деб аталади. Унинг қиймати $\alpha=1{,}10\div1{,}15$.

3.15- §. ЎЗАНДАГИ РЕАЛ СУЮҚЛИКНИНГ ТЎЛИҚ ОҚИМИ УЧУН Д. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ

Бу ерда напорли қувурлар ва очиқ ўзанлар учун суюқликнинг тўлиқ оқимини қараб чиқамиз. Маълумки, реал суюқликларда ишқаланиш кучи мавжуд. Унинг таъсирида



3.30-расм.

суюқликнинг тўлиқ солиштирма энергияси H_e оқимнинг узунлиги бўйича камайиб боради. Шу сабабли

$$H_{e_1} > H_{e_2} > \cdots > H_{e_n}, \qquad (3.161)$$

бунда 1, 2, 3, ... n — кесимларнинг номерларини билдиради (3.30- расм). Юқорида айтилган фикрлар ва киритилган икки қўшимча ҳоллар асосида суюқликнинг тўлиқ оқими учун солиштирма энергиянинг баланс тенгламаси (Д. Бернулли тенгламаси)ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_f, \qquad (3.162)$$

бунда

$$h_f = H_{e_1} - H_{e_2}, \qquad (3.163)$$

h_f —тўлиқ йўқотилган напор, бу ички ва ташқи ишқаланиш кучларининг таъсирида суюқлик оқимнинг ўртача бирлик ҳажм оғирлигининг биринчи кўндаланг кесимдан иккинчи кўндаланг кесимгача ўтиш учун тўлиқ йўқотилган напор (энергия). Реал суюқликнинг тўлиқ оқими учун Д. Бернулли тенгламасининг геометрик маъноси (3.162) тенгламага нисбатан қуйидагича (3.30- расм): *P—P* пъезометрик чизиқ (кўп ҳолларда у эгри чизиқ кўринишда бўлади) ва *E—E* напор чизиғи, реал суюқликнинг тўлиқ оқими учун *E—E* чизиғи, идеал суюқлик оқимидан фарқли ўлароқ, горизонтал жойлашмайди. Бу *E—E* чизиғи оқим узунлиги бўйича ҳар доим пасайиб боради, масалан, 1—1 кесимдан 2—2 кесимгача, бу пасайиш шу оралиқдаги йўқотилган напор h_f ни беради. *E—E* напор чизиғининг бирон-бир элементар миқдорга пасайишини қуйидагича ёзиш мумкин

$$dH_e = d\left(\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z\right), \tag{3.164}$$

унинг элементар узунлик ds га нисбати *гидравлик нишаб* деб аталади ва J_e шартли белги билан белгиланади:

$$J_e = -\frac{dH_e}{ds}; \tag{3.165}$$

ёки

$$J_e = \frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z\right); \tag{3.166}$$

ёки

$$J_e = -\frac{dh_f}{ds}. \tag{3.167}$$

Бу гидравлик нишаб J_e умуман оқимнинг узунлиги бўйича ўзгарувчан, аммо ҳар доим $J_e > 0$, фақат идеал суюқлик оқими учун $J_e = 0$. *Пъезометрик нишабга* келсак, бу *P—P* чизиғидан олиниб, тўлиқ оқим учун J билан белгиланиб, қуйидагича ёзилади:

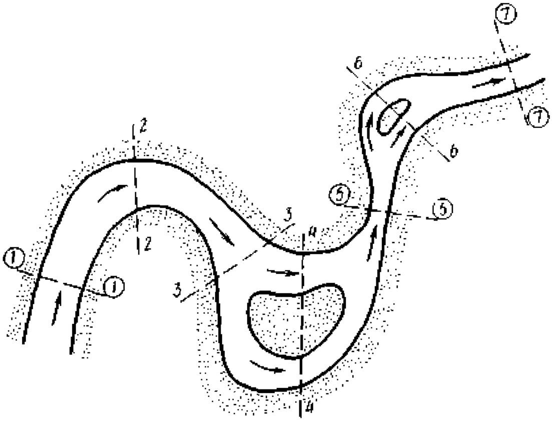
$$J = -\frac{d}{ds}\left(\frac{p}{\gamma} + z\right). \tag{3.168}$$

3.30- расмдан биз суюқлик ҳаракати пайтида тўлиқ гидродинамик жараёнларни кўришимиз ва қуйидаги хулосага келишимиз мумкин: а) $P—P$ чизиғи билан суюқлик оқимининг ўқи S оралиғи шакли оқим узунлиги бўйича босим напори $\frac{p}{\gamma}$ нинг ўзгаришини беради; б) $P—P$ билан Е—Е чизиқлари оралиғи шакли тезлик напори $\frac{\alpha v^2}{2g}$ эпюрасининг ўзгаришини билдиради, бундан келиб чиқадики, у, оқим узунлиги бўйича тезликнинг ўзгариш характерини кўрсатади; в) $P—P$ чизиғи билан $O—O$ таққослаш текислиги чизиғи оралиғи, шакли оқим узунлиги бўйича потенциал напор эпюрасининг ўзгаришини беради; г) $E—E$ чизиғи билан $O—O$ таққослаш текислиги оралиғи шакли оқим узунлиги бўйича тўлиқ напор эпюрасининг ўзгаришини беради. Д. Бернулли тенгламаси оқимнинг ихтиёрий икки кўндаланг кесимининг гидродинамик элементларининг боғланишини ифодалайди.

3.16- §. Д. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИНИ АМАЛДА ҚЎЛЛАШ ШАРТЛАРИ ВА ШУ ТЕНГЛАМА АСОСИДА ИШЛАБ ЧИҚИЛГАН ГИДРАВЛИК АСБОБЛАР

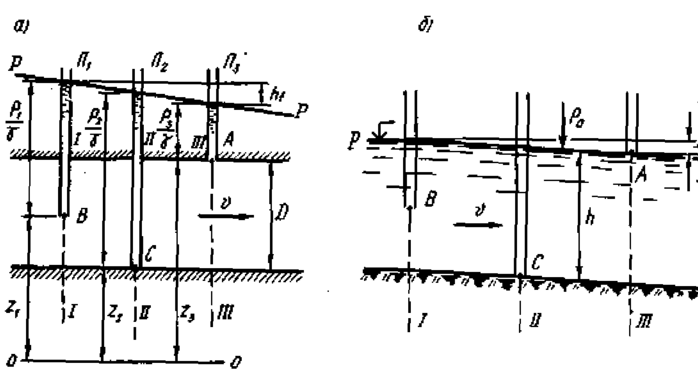
Д. Бернулли тенгламаси ёрдамида гидравликада кўпдан-кўп муҳандислик гидравликасига оид масалалар ечилади. Бу амалий масалалар суюқликнинг қувурларда ва очиқ ўзанлардаги ҳаракатини ҳисоблашни ўз ичига олади. Шундай экан, Д. Бернулли тенгламасини амалда тўғри қўллаш учун уни қўлланиш шартларини билишимиз зарур (Буларда иккита асосий шарти бир вақтда бажарилиши лозим). Улар қуйидагича:

1. Биринчи шарти. Юқорида Д. Бернулли тенгламаси текис ўзгарувчан ҳаракат ва параллел чизиқли ҳаракатлар учун олинганлиги сабабли, фақат шундай оқимлар учун қўлланилиши мумкин деб қабул қилган эдик. 3.31-расмни қараб чиқсак, унда Д. Бернулли тенгламасини фақат 1—1 ва 7—7 кесимлар учун қўллаш мумкин, 2—2 ва 3—3 кесимлар учун эса мутлақо мумкин эмас, чунки у жойларда ҳаракат тез ўзгарувчан бўлиши мумкин (Унинг кўндаланг кесимининг майдони текис бўлмайди, эгри бўлади).

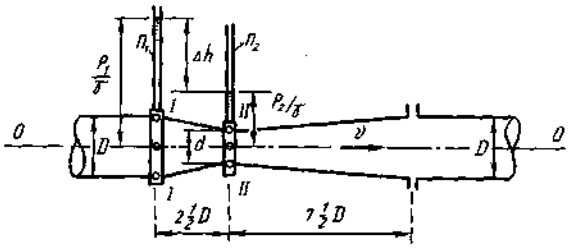


3.31-расм.

2. Иккинчи шарти. Д Бернулли тенгламасида гидродинамик босим p ва z, яъни $\frac{p}{\gamma}+z$ ни оқимнинг иккала кўндаланг кесими майдонининг хоҳлаган нуқтасидан олишимиз мумкин. Шу иккала I—I ва II—II кесимларда нуқталарни ҳар хил жойлардан олишимиз мумкин. Агар 3.32-расмдаги I—I кесимда p билан z ни қувурдаги оқимнинг ўқидан олсак, II—II кесимда пастки деворга яқин жойдан, III—III кесимда эса, юқори деворга яқин жойдан олсак, у ҳолда уччала кесим учун ҳам Д. Бернулли тенг-



3.32-расм.



3.33-расм.

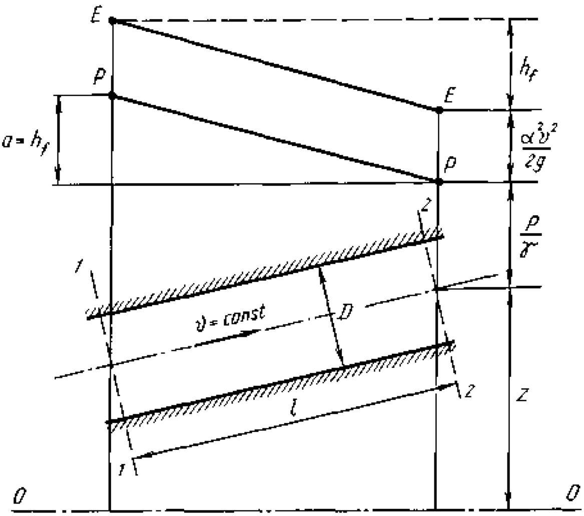
ламасини қўллаш мумкин. Амалда масалалар ечимини соддалаштириш маъносида Д. Бернулли тенгламасидаги ҳадларни қувур ўқидаги нуқталарга нисбатан (3.32- расмдаги I—I кесимга қаранг), очиқ ўзанларда эса, сув сатҳидаги нуқталарга ёки ўзан тубидаги нуқталарга нисбатан олинади (3.32- расмга қаранг).

Д. Бернулли тенгламаси асосида ишлаб чиқилган гидравлик асбоблар. Д. Бернулли тенгламаси асосида кўплаб асбоблар ишлаб чиқилган, улардан: пъезометрли сув ўлчагич асбоби (Г. Б. Вентури асбоби 3.33- расм), сувпуркагич насос, инжектор ва бошқалар. Мисол учун, пьезометр сув ўлчагич асбобнинг кўринишини чизмада келтирамиз. Бу асбоб, амалда, гидрометрияда ва сув қувурларида, сув сарфини ўлчашда кенг қўлланилади. Бу асбоб қувурларда суюқлик оқимининг тезлиги ва сарфини ўлчашда ишлатилади.

3.17- §. ЎЗАНЛАРДА НАПОРЛИ ВА НАПОРСИЗ БАРҚАРОР ТЕКИС ВА НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТ УЧУН *P—P* ПЬЕЗОМЕТРИК ВА *E—E* НАПОР ЧИЗИҚЛАРИНИНГ ШАКЛЛАРИ ТЎҒРИСИДА УМУМИЙ КЎРСАТМАЛАР

1. Суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракати. Бу ерда напорли ва напорсиз ҳаракатни қараб чиқамиз.

Напорли ҳаракат. 3.34- расмда кўрсатилгандек, доиравий қувурнинг *D* диаметри ва *l* узунлиги берилган. Қувурда барқарор текис илгариланма ҳаракат бўлгани учун қувурнинг ҳар бир узунлик бирлигида йўқотилган напор бир хил, шундай экан, у ҳолда *E—E* напор чизиғининг нишаби ҳам ҳар бир узунлик бирлигида бир хил бўлади.



3.34-расм.

$$J_e = \text{const (оқимнинг узунлиги бўйича).} \qquad (3.169)$$

Бундан шундай хулоса чиқадики, ўзанда барқарор текис илгариланма ҳаракат бўлса, E—E напор чизиғи ногоризонтал тўғри чизиқ бўлади. Барқарор текис илгариланма ҳаракат учун

$$\frac{\alpha v^2}{2g} = \text{const (оқимнинг узунлиги бўйича),} \qquad (3.170)$$

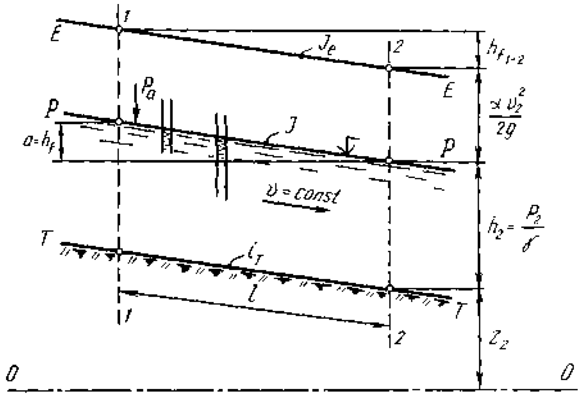
бу ҳолда P—P пьезометрик чизиқ ҳам ногоризонтал тўғри чизиқ бўлиб, E—E напор чизиғига параллел бўлади: P—$P \parallel E$—E. Напор чизиғининг пасайиши, унинг узунлиги бўйича йўқотилган напорни беради.

Барқарор текис илгариланма ҳаракат учун P—P пьезометрик чизиқнинг пасайиши ҳам, ўша йўқотилган напорни беради, бундан кўринадики,

$$a = h_f. \qquad (3.171)$$

Напорли текис илгариланма ҳаракат бўлса

$$J_e = J = \frac{h_f}{l} = \frac{a}{l}. \qquad (3.172)$$



3.35-расм.

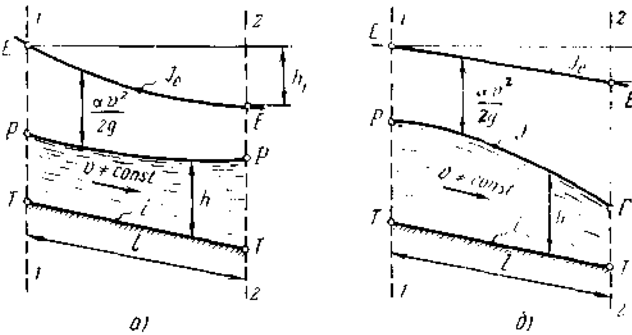
Напорсиз ҳаракат. 3.35- расмда кўрсатилганидек, очиқ ўзанлардаги (канал, дарё ва бошқалар) напорсиз ҳаракатларда *P—P* пьезометрик чизиқ, сувнинг сатҳи билан бир чизиқда ётади. Бу ерда барқарор текис илгариланма ҳаракат бўлгани учун *E—E* сув сатҳига (яъни *P—P* чизиғига) параллел бўлади, у ҳолда

$$J_e = J = J_{\text{сув сатхи}} = i_{\text{туби}} = \frac{h_f}{l} = \frac{a}{l}, \qquad (3.173)$$

бунда J_e — гидравлик нишаб, *E—E* чизиғидан олинади;
J — пьезометрик нишаб, *P—P* чизиғидан олинади;
$i_{\text{туби}}$ — ўзан туби нишаби, ўзан туби чизиғидан олинади;
h_f — йўқотилган напор, *E—E* чизиғидан олинади;
a — йўқотилган напор, сув сатҳидан олинади, фақат очиқ ўзанда суюқлик ҳаракати текис илгариланма ҳаракат бўлганда.

2. Суюқликнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракат (3.36- расм). Бу ерда фақат очиқ ўзандаги напорсиз суюқлик оқимини келтирамиз. Бу ҳолда

$$J_e \neq J_{\text{сув сатхи}} = J \neq i. \qquad (3.174)$$



3.36-расм.

Амалий машғулот ўтказиш учун гидродинамикадан материаллар. Услубий характерга эга бўлган масалаларнинг ечилиш усуллари намуна сифатида келтирилган

3.1- масала. Горизонтал жойлашган қувурда сувнинг сарфини аниқланг. Қувур пьезометрли сув ўлчагич билан таъминланган (3.33- расм). Қувурларнинг ички диаметрлари D=0,10 м, d=0,05 м, пьезометр кўрсаткичларининг фарқи Δh=0,5 м.

Ечиш. Оқимнинг I—I ва II—II кўндаланг кесимларида қувурнинг ўқида жойлашган нуқталарга нисбатан Д. Бернулли тенгламасини ёзамиз. Кейин қуйидаги тартибда масалани ечамиз.

1. Оқимнинг берилган иккала кўндаланг кесими I—I ва II—II ни Д. Бернулли тенгламаси билан бирлаштирамиз. Бу ҳолда шундай кесмаларни олиш керакки, уларда иложи борича кўпроқ гидродинамик элементлар берилган бўлиши керак. Шу ерда Д. Бернулли тенгламасидан ташқари яна қўшимча, узлуксизлик тенгламасини ҳам қўллашга тўғри келади[1].

2. Ихтиёрий горизонтал $O—O$ таққослаш текислигини оламиз. Бу текисликни ихтиёрий дейишимиз сабаби, уни шундай жойда белгилаш керакки, унда Д. Бернулли тенгламасидаги z_1, z_2 ва бошқа кўпчилик ҳадлар нолга айлан-

---

[1] Агар ноаниқ ҳадлар сони тенгламалар сонидан кўп бўлса, у ҳолда гидродинамиканинг бошқа асосий тенгламаларини қўллаш керак бўлади.

син (бундай усулда Д. Бернулли тенгламасини қўллаш ҳар бир муҳандис ва талабаларнинг қобилияти ва билим даражасига боғлиқ).

3. Д. Бернулли тенгламаси тўлиқ кўринишда ёзилади [(3.162) тенгламага қаранг].

4. (3.162) тенгламадаги ҳар бир ҳадларнинг қийматларини масалада берилган шартларга биноан аниқлаб чиқамиз.

5. Аниқланган ҳадларни (3.162) тенгламага қўйиб, уни ҳисоблаш учун қулай ҳолга келтирамиз.

6. Аниқларини бир томонга, ноаниқларини иккинчи томонга ўтказиб, масалани ечамиз. Қувурнинг кенг жойида I—I кесимни ва унинг тор жойида II—II кесимни, горизонтал *O—O* таққослаш текислигини қувурнинг ўқидан олиб, шу ўқда жойлашган нуқталар учун Д. Бернулли тенгламасини ёзамиз

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_f. \qquad (3.175)$$

Масаланинг берилган шартига асосан $z_1=z_2=0$, қувурда оқим ҳаракати текис ўзгарувчан бўлгани учун Г. Кориолис коэффициентини иккала кесим учун $\alpha_1=\alpha_2=1{,}0$ деб, I—I ва II—II кесим оралиғидаги йўқотилган напор h_f ни эса нолга тенг деб қабул қиламиз*). Берилганларга асосан Д. Бернулли тенгламасини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma}. \qquad (3.176)$$

ёки

$$\left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma}\right) = \left(\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} - \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g}\right). \qquad (3.177)$$

3.33- расмдан кўринадики,

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \Delta h. \qquad (3.178)$$

---

*) Бундай қилиб олишга ҳақимиз бор, чунки I—I ва II—II кесим оралиғи жуда ҳам кичик. Бу ерда h_f нинг миқдори бошқа ҳадларининг миқдорига нисбатан ниҳоятда кичик. Шунга қарамасдан масаланинг ечилиши охирида h_f нинг қийматини аниқлаймиз.

Агар (3.177) тенгламанинг чап томони Δh га тенг экан, у ҳолда унинг ўнг томони ҳам Δh га тенг бўлиши шарт, у ҳолда

$$\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} - \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \Delta h. \tag{3.179}$$

Бу ерда бир тенгламада икки номаълум ҳосил бўлди. Номаълум v_1 ва v_2 ларни аниқлаш учун оқимнинг узлуксизлик тенгламасидан фойдаланамиз

$$v_1\omega_1 = v_2\omega_2, \tag{3.180}$$

бунда

$$\omega_1 = \frac{\pi D^2}{4}; \quad \omega_2 = \frac{\pi d^2}{4}. \tag{3.181}$$

(3.181) тенгламани (3.180) тенгламага қўйсак:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{D^2}{d^2}. \tag{3.182}$$

(3.182) тенгламани v_2 га нисбатан ечсак:

$$v_2 = v_1 \frac{D^2}{d^2}. \tag{3.183}$$

v_2 ни (3.183) тенгламадан (3.179) тенгламага қўйсак, қуйидагини оламиз:

$$\Delta h = \frac{v_1^2}{2g}\left(\frac{D^4}{d^4} - 1\right). \tag{3.184}$$

(3.184) тенгламадан v_1 ни аниқлаймиз

$$v_1 = \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{D^4}{d^4} - 1\right)}}\sqrt{2g}\sqrt{\Delta h}. \tag{3.185}$$

Суюқлик сарфи узлуксизлик тенгламасидан

$$Q = v_1\,\omega_1, \tag{3.186}$$

қуйидагини оламиз:

$$Q = \frac{\pi D^2}{4}\sqrt{\frac{2g}{\left(\frac{D^4}{d^4}-1\right)}}\sqrt{\Delta h}. \qquad (3.187)$$

Берилган пъезометрли сув ўлчагич асбоби учун (3.187) тенгламадан унинг ўзгармас қисмини A билан белгиласак

$$\frac{\pi D^2}{4}\sqrt{\frac{2g}{\left(\frac{D^4}{d^4}-1\right)}} = A. \qquad (3.188)$$

Натижада сув ўлчагич ёрдамида суюқлик оқимининг сарфини ҳисоблаш учун қуйидаги содда формулани оламиз

$$Q = A\sqrt{\Delta h}. \qquad (3.189)$$

Шуни назарда тутиш керакки, масалани ечишда пьезометрли сув ўлчагичда йўқотилган напор эътиборга олинмаган (юқорида уни нолга тенг деб олинган) эди. Энди йўқотилган напорни эътиборга олсак, пьезометрли сув ўлчагич учун суюқлик сарфини ҳисоблайдиган формула қуйидагича бўлади:

$$Q = \mu A\sqrt{\Delta h}, \qquad (3.190)$$

бу ерда μ — сув сарфи коэффициенти, пьезометрли сув ўлчагич учун μ=0,980–0,985; μ ни 0,98 деб қабул қилиб, (3.190) тенгламадан суюқлик сарфини аниқлаймиз; A — пьезометрли сув ўлчагич коэффициенти, у (3.188) назарий формула ёрдамида ҳисобланади. Амалда эса, асосан коэффициент A тажриба ўтказиш усули билан аниқланади. Бунинг учун (3.188) тенгламадан берилган пьезометрли сув ўлчагичнинг ўзгармас ҳади A ни ҳисоблаймиз.

$$A = \frac{\pi D^2}{4}\sqrt{\frac{2g}{\left(\frac{D^4}{d^4}-1\right)}} = \frac{3{,}14\cdot 0{,}10^2}{4}\sqrt{\frac{2\cdot 9{,}81}{\left(\frac{0{,}10^4}{0{,}05^4}-1\right)}} = 0{,}0090\ \frac{\text{м}^{2,5}}{\text{с}}.$$

Пьезометрли сув ўлчагич коэффициенти ва қувурдаги суюқлик сарфи (3.190) тенгламадан аниқланади:

$$Q = \mu A\sqrt{\Delta h} = 0,98 \cdot 0,009\sqrt{0,5} = 0,00624\,\frac{\text{м}^3}{\text{с}}.$$

3.2- масала. Пьезометрли сув ўлчагич уланган қувурдан ўтаётган суюқлик сарфини аниқланг (3.33- расмга қаранг). Пьезометр кўрсаткичларининг фарқи Δh=1,2 м. Қувурнинг пьезометр ўрнатилган I—I ва II—II кўндаланг кесим майдонларининг нисбати $\frac{\omega_1}{\omega_2} = 12,0$. Биринчи кесимдаги оқим кўндаланг кесимининг майдони — ω_1=0,000314 м^2 ва суюқлик сарфи коэффициенти μ=0,92.

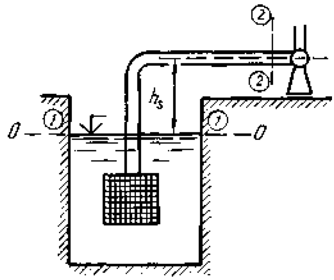
Жавоб. Q=0,0117 м^3/с.

3.3- масала. Насос қудуқдан сувни кўтариш учун, уни сўриб оладиган баландлиги h_s (сув сатҳидан насос ўқигача)ни аниқланг. (3.37- расм). Насоснинг сув тортиш қобилияти суюқлик сарфи билан ифодаланади, яъни Q=0,030 м^3/с; насоснинг сўрувчи қувурининг диаметри d=0,15 м. Насоснинг ўзи ҳосил қиладиган вакуум p_v=0,68 атмосфера ва сўрувчи қувурдаги йўқотилган напор $h_{s_f} = 1,0$ м.

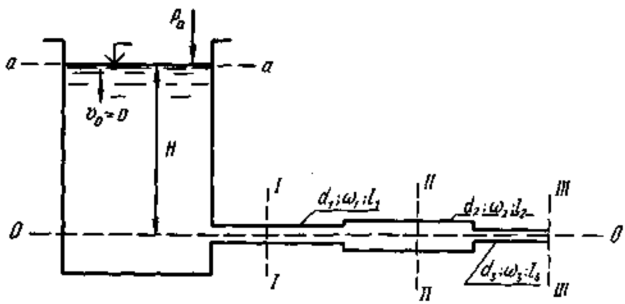
Жавоб. h_s=5,65 м.

3.4- масала. Горизонтал жойлашган, кетма-кет уланган ҳар хил диаметрли қувур орқали сув ҳавзадан оқиб чиқади (3.38- расм). Суюқлик сарфи Q ҳамда қувурнинг I—I ва II—II кесимларида оқимнинг ўртача тезликларини v_1 ва v_2 ҳамда гидродинамик босимларини аниқланг. Идишдаги суюқликларнинг напори H=const, суюқликнинг сарфи ҳам Q=const. Берилган миқдорлар: H=2,0 м, d_1=0,075 м, d_2=0,25 м, d_3=0,10 м, $v_1=v_0$=0, v_3=6,27 м/с, $p_3=p_a$.

Жавоб. Q=0,0492 м^3/с, v_1=11,10 м/с, v_2=1,0 м/с, p_1=5,591·10^4 Па, p_2=11,72·10^4 Па.



3.37-расм.



3.38-расм.

Такрорлаш учун саволлар

3.1. Гидродинамика тушунчаси ва амалиётда унинг ўрни қандай?

3.2. Барқарор ва беқарор ҳаракат нима? Оқим чизиғи ва траектория қандай ўлчанади?

3.3. Оқим найчаси ва тўлиқ оқим нима?

3.4. Оқимнинг кўндаланг кесими майдони, гидравлик радиусни тушунтириб беринг.

3.5. Текис ва нотекис илгариланма, напорли ва напорсиз ҳаракат қандай бўлади?

3.6. Узлуксизлик тенгламаси деб нимага айтилади?

3.7. Бернулли тенгламаси, унинг гидравлик ва энергетик маъноси қандай?

3.8. Бернулли тенгламасини қўллаш шарти қандай?

ТЎРТИНЧИ БОБ

ГИДРАВЛИК ҚАРШИЛИКЛАР ВА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР ҲАРАКАТИ ПАЙТИДА ИШҚАЛАНИШ ТАЪСИРИДА ЙЎҚОТИЛГАН НАПОР

41- §. АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР

Ўзанларда суюқлик ҳаракати пайтида оқимга тескари йўналган ҳолда ишқаланиш кучлари пайдо бўлади, улар гидравлик ишқаланиш деб аталади. Юқорида айтилганидек, шу гидравлик ишқаланишни камайтириш учун ҳаракатдаги суюқликнинг солиштирма энергияси сарфланади, уни йўқотилган солиштирма энергия ёки йўқотилган напор деб аталади. Биз юқорида Д. Бернулли тенгламасини келтириб чиқараётганда, ана шу йўқотилган солиштирма энергияни, яъни йўқотилган напорни назарда тутган эдик. Шундай қилиб, суюқлик оқимининг йўқотилган солиштирма энергияси ёки йўқотилган напор ўша гидравлик ишқаланиш кучини ифодалайдиган ўлчам бўлади. Асосий мақсадга ўтишдан илгари гидравлик ишқаланишлар ва улар натижасида йўқотилган энергия тўғрисида қисқа тушунча бериб ўтамиз. Гидравлик ишқаланишлар икки хил кўринишда бўлади.

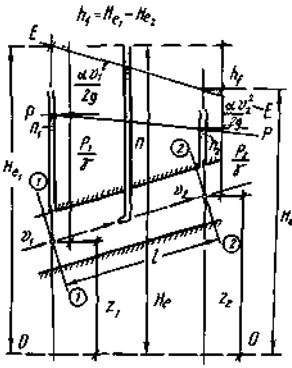
1. Ўзаннинг узунлиги бўйича гидравлик ишқаланиш.

2. Маҳаллий гидравлик ишқаланиш.

Ўзаннинг узунлиги бўйича гидравлик ишқаланиш ўзаннинг узунлигига ва унинг ғадир-будурлигига ҳамда оқимнинг ҳаракат тартиби: ламинар ёки турбулент бўлишига боғлиқ. Маҳаллий гидравлик ишқаланиш эса, масалан, қувурнинг кенгайиши, торайиши, ундаги жўмрак, қувурнинг бурилиши ва бошқа маҳаллий қаршиликлар таъсирида пайдо бўлади. Улар тайинли бир жойда бўлиб, ўзаннинг узунлигига боғлиқ бўлмайди.

Йўқотилган напор (йўқотилган солиштирма энергия) ҳам гидравлик ишқаланиш каби икки хил кўринишда бўлади.

1. Ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напор (энергия), у оқимнинг узунлиги бўйича гид-



4.1-расм.

равлик ишқаланиш натижасида пайдо бўлади ва h_l билан белгиланади.

2. Маҳаллий қаршиликлар таъсирида йўқотилган напор, у h_j билан белгиланади.

Тўлиқ йўқотилган напор, юқоридаги икки бандда кўрсатилган йўқотилган напорларнинг йиғиндисига тенг, яъни

$$h_f = h_l + \sum h_j. \tag{4.1}$$

Суюқлик ҳаракати пайтида тўлиқ йўқотилган напорни назарий, ҳам тажриба усулида ўрганилади. Биз бу ерда асосан тажриба усули тўғрисида тўхталиб ўтамиз. Бунинг учун Д. Бернулли тенгламасидан h_f ни аниқлаймиз (4.1- расм)

$$h_f = \left(\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1\right) - \left(\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2\right). \tag{4.2}$$

Бу тенгламадан кўринадики, h_f ни аниқлаш учун оқимнинг 1—1 ва 2—2 кесимлар оралиғидаги иккала кесимдаги гидродинамик напорлари баландлигини ўлчаб оламиз

$$H_{e_1} = \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1; \tag{4.3}$$

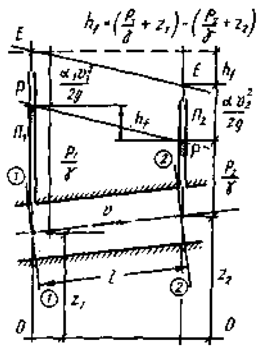
$$H_{e_2} = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2. \tag{4.4}$$

Бу гидродинамик напорларнинг фарқини

$$H_{e_1} - H_{e_2} = h_f \tag{4.5}$$

ҳисоблаб чиқсак, бу фарқ бизга 1—1 ва 2—2 кесимлар оралиғидаги масофада тўлиқ йўқотилган напорни беради. Агар қаралаётган ўзан нишабга эга бўлиб, ундаги суюқлик ҳаракати текис илгариланма ҳаракат бўлса, яъни $v_1=v_2=v=\text{const}$ ва $\alpha_1=\alpha_2=\alpha$, у ҳолда тўлиқ йўқотилган напор қуйидагича аниқланади (4.2-расм)

$$h_f=\left(\frac{p_1}{\gamma}+z_1\right)-\left(\frac{p_2}{\gamma}+z_2\right). \qquad (4.6)$$



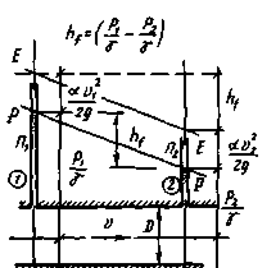
4.2-расм.

Бундан келиб чиқадики, ногоризонтал ўзанда суюқлик ҳаракати текис илгариланма бўлса, икки ихтиёрий кесим оралиғида йўқотилган напор шу кесимлардаги пьезометрик баландлик билан қаралаётган нуқтанинг ҳолат баландлигининг йиғиндиларининг айирмасига тенг.

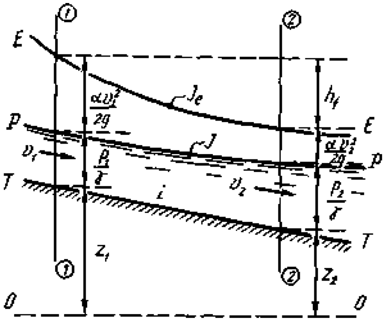
Агар ўзан горизонтал бўлса, $z_1=z_2=z$, у ҳолда (4.6) тенглама қуйидаги кўринишни олади (4.3- расм)

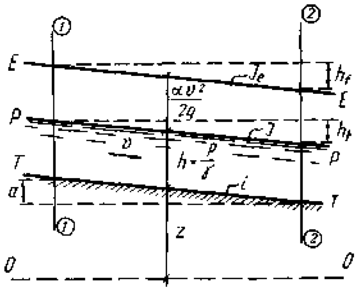
$$h_f=\frac{p_1}{\gamma}-\frac{p_2}{\gamma}, \qquad (4.7)$$

яъни икки кесим орасида йўқотилган напор (ўзан горизонтал ҳолда бўлиб, ундаги суюқлик ҳаракати текис илгариланма бўлса) шу иккита кесимдаги пъезометрик баландликлар айирмасига тенг. Суюқлик оқимининг ҳаракати пайтида напорнинг йўқолиши суюқликнинг қовушоқлиги ва ўзан деворларининг ғадир-будурлигига боғлиқ. Маълумки, суюқликнинг ҳаракат тартиби унинг қовушоқлик хоссасига боғлиқ. Шундай экан, очиқ ўзанларда (4.4 ва 4.5-расмлар) ва напорли қувурларда суюқлик ҳаракати пайтида йўқотилган напорни ўрганаётганда ҳаракат тартибларига алоҳида эътибор бериш керак, чунки йўқотилган напор асосан юқорида айтилгандек О. Рейнольдс сони *Re* ва ўзаннинг ғадир-будурлигига боғлиқ.



4.3-расм.



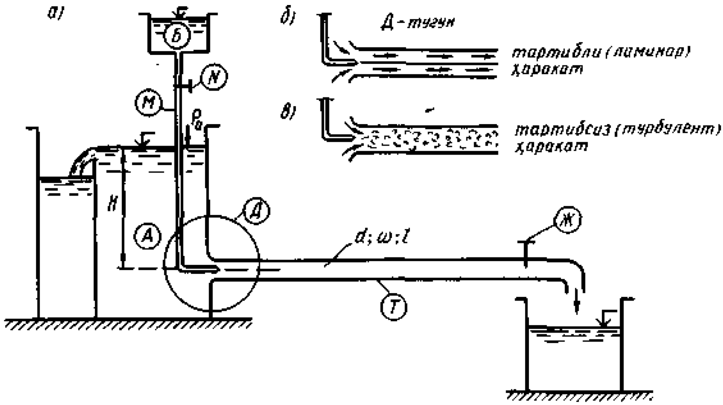


4.4- расм. **4.5- расм.**

4.2- §. РЕАЛ СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ИККИ ХИЛ ҲАРАКАТ ТАРТИБИ: ЛАМИНАР ВА ТУРБУЛЕНТ ҲАРАКАТ. О. РЕЙНОЛЬДС СОНИ ВА УНИНГ КРИТИК МИҚДОРИ

Гидравлик ишқаланишни тажрибада ўрганиш натижалари шуни кўрсатдики, суюқлик оқими пайтида йўқотилган напор (энергия), шу оқим қандай тартибда (ламинарми ёки турбулентми) ҳаракатланишига боғлиқ. Ламинар ҳаракатда суюқлик қатлам-қатлам бўлиб оқиб, шу суюқлик заррачалари босиб ўтган йўлларининг излари бир-бирига нисбатан параллел бўлади. Ламинар сўзи лотин тилидан олинган бўлиб, lamina — қатлам маъносини (4.6 а, 4.6 б- расмлар) англатади. Табиатда суюқлик оқимининг ламинар ҳаракати, асосан, ер ости суюқликлари ҳаракатида, ингичка капилляр найчалар ичидаги суюқлик ҳаракатида ва катта қовушоқликка эга бўлган суюқликлар, масалан, нефть, вазелин ва ҳар хил ёғлар ҳаракатида учрайди. Турбулент ҳаракат деб, суюқлик оқими қатлам-қатлам бўлиб оқиши бузилиб, шу суюқлик заррачалари босиб ўтган йўлларининг излари жуда мураккаб шаклда бўлиб, бир-бирига чалкашиб ўралиб кетадиган ҳаракатга айтилади. Турбулент сўзи лотин тилидан олинган бўлиб, turbulentus — тартибсиз деган маънони билдиради (4.6 а, 4.6 в- расмлар).

Табиатдаги барча суюқлик ҳаракати асосан турбулент ҳолатда бўлади. Суюқлик оқимининг ламинар ва турбулент ҳаракатини биринчи марта рус олими Д. И. Менделеев 1880 йилда айтиб ўтган. Кейинчалик Д. И. Менделеевнинг фик-



4.6-расм.

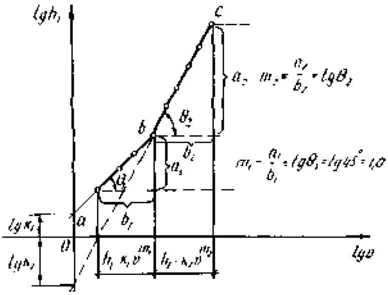
рини инглиз физиги О. Рейнольдс тажрибада 1883 йили тасдиқлади. О. Рейнольдс биринчи бўлиб шу ҳаракат тартибларининг хоссаларини тажрибада тушунтириб берди. Суюқликнинг ҳаракат тартибини аниқловчи шартнинг физик характеристикаларини назарий ва тажрибавий усуллар ёрдамида ишлаб чиқди.

О. Рейнольдс тажрибалари. О. Рейнольдс суюқликнинг ҳаракат тартибини тажрибада ўрганиш учун махсус қурилма ишлаб чиққан ва бу қурилма О. Рейнольдс қурилмаси деб аталди (4.6а- расм). Қурилмада *А*. идишга *Т* қувур уланган бўлиб, бу қувур шишадан*) ясалган, унинг охирида *Ж* жўмрак ўрнатилган. *А* идишнинг устида кичкина *Б* идишча жойлашган, бу идишдан *М* найчаси ёрдамида *Т* қувурнинг кириш қисми орқали бўёқ юборилади, бўёқнинг солиштирма оғирлиги сувнинг солиштирма оғирлиги билан бир хил. *Т* қувурнинг охиридаги *Ж* жўмракни очиш ва ёпиш билан *Т* қувурда оқимнинг ҳаракат v тезлиги ва Q суюқлик сарфи ўзгартирилади. Энди тажриба ўтказиш усулига ўтсак, у қуйидагича: шишадан ясалган *Т* қувурда ҳаракат қилаётган суюқлик оқимига *М* найча

---

*) Тажриба ўтказаётганда суюқлик ичига юборилаётган бўёқ ҳаракати ташқаридан кўриниб туриши учун шиша қувур олинади.

орқали бўёқ юборайлик. Бу пайтда бўёқ *Т* қувурда ҳаракатланаётган суюқлик оқими ичида, шу суюқлик билан аралашмасдан оқим заррачаларининг ҳаракатланаётган чизиғидек алоҳида ҳаракатланса (4.6 б- расм), бундай ҳаракат ламинар ҳаракат деб аталади. Бўёқ шу суюқлик билан аралашиб, оқим ичидаги бўёқ чизиғи кўринмай кетса, бундай ҳаракат турбулент ҳаракат деб аталади (4.6 в- расм). Агар шиша қувурдаги *Ж* жўмракни аста очсак, *А* идишдан суюқлик оқиб чиқа бошлайди. *Т* қувурда унинг кўндаланг кесими бўйича қандайдир ўртача v тезлик пайдо бўлади, бу пайтда сув сарфига ва қувурнинг кўндаланг кесимига тегишли *А* идишда сув сатҳи ўзгармас, яъни $H = \text{const}$ бўлиши керак. Энди *М* найчанинг *N* жўмрагини бир оз очсак, *Т* қувурга бўёқ ўта бошлайди ва ундаги суюқлик оқими ичида ингичка тўғри чизиқли, атрофдаги суюқликлардан яққол ажралиб турадиган оқим чизиғини ҳосил қилади. Бундан кўринадики, бўёқ атрофдаги суюқликлар билан аралашмаган ҳолда ҳаракат қиляпти. Бошланишда шундай хаёлга келамизки, шу бўёқдан ҳосил бўлган оқим чизиғи (элементар оқим найчаси) худди шу *Т* қувурнинг ичида қотиб қолгандек туюлади (4.6 б- расм). Бундай ҳаракат ламинар ҳаракат деб аталади. Агар шу тартибда *Т* қувурдаги суюқлик ичида бўёқдан тағин бир неча элементар оқим найчаларини ташкил этсак, унда улар бўлак-бўлак элементар оқим найчаси шаклида атрофдаги суюқлик массалари билан аралашмасдан, алоҳида ҳаракат қилади. Шундай қилиб *Т* шиша қувурда ҳамма суюқлик бўлак-бўлак ва қаватма-қават ҳолда бир-бири билан ва атрофдаги бошқа суюқликлар билан аралашмасдан ўз ҳолича ҳаракат қилаверади, унда оқим чизиғи тўғри чизиқли шаклда бўлиб, узунлиги бўйича ўзгармайди. Агар *Ж* жўмракни яна озгина очсак, унда v тезлик ва Q сув сарфи кўпаяди. Бошланишда сифат жиҳатидан бу ҳодиса ҳеч ўзгармайди. Олдингидек бўлган оқим найчаси атрофдаги суюқликлар билан аралашмасдан ўз ҳолича ҳаракат қилаверади. Аммо шу жўмракни очишда давом эттириб бораверсак, бирдан қандайдир бир элементар вақт ичида бўялган оқим найчаси қийшая бошлайди, шунда оқим чизиғи илон изи бўлиб қолади. Элементар оқим найчаси эса тебрана бошлайди. Бу ҳодиса фақат фазода ихтиёрий нуқтадаги вектор тезлигининг вақт ўтиши билан тўхтамасдан ўзгаргани сабабли рўй бериши мумкин. Шу тезликлар бетўхтов ўзгаришларининг кучайиши натижасида бўялган элементар оқим найчаси атрофидаги суюқлик массаси билан аралаша бошлайди ва оқим чизиқлари жуда ҳам кичик вақт ичида ўз шаклини йўқотиб, бутун T қувурдаги оқимнинг кўндаланг кесими бўйича майда гирдобчалар кўринишига айланиб кетадилар ва тартибли ва тартибсиз равишда ҳаракатлана бошлайдилар (4.6в- расм). Бундай ҳаракат турбулент ҳаракат деб аталади. Агар шу юқорида ўтказилган тажрибани тескари йўналишда такрорласак, яъни *Ж* жўмракни (у тўлиқ очилганидан кейин) секин-аста беркита бошласак, у ҳолда турбулент ҳаракатдан ламинар ҳаракатга ўтиш ламинар ҳаракатдан турбулент ҳаракатга ўтишга қараганда анча кичик тезликда таъминланади. Шундай қилиб «ўтиш зонаси» вужудга келади. Бу «ўтиш зонасида» тартиб характери мустаҳкам эмас ва бирор кутилмаган омил таъсирида ламинар ҳаракат турбулентга ўтиши ёки турбулент ҳаракат ламинарга ўтиши мумкин. Бундан шундай хулоса келиб чиқадики, *суюқлик оқимининг ҳаракати пайтида йўқотилган напор ҳаракат тартибининг тезликларига боғлиқ экан.* Бундай тажрибалар натижаларини чизмада кўрсатиш мақсадида қуйидаги боғланиш графигини қараб чиқамиз (4.7- расм):



4.7-расм.

$$\lg h_f = f(\lg v) \tag{4.8}$$

4.7-расмда ордината ўқига $\lg h_f$, абсцисса ўқига $\lg v$ миқдорларини қўйиб чиқсак, чизмада бир-бири билан кесишувчи иккита тўғри чизиқ ҳосил бўлади. Бундай тўғри чизиқларнинг тенгламаси қуйидагича бўлади

$$\lg h_f = \lg k + m \lg v. \tag{4.9}$$

Бу ерда $m = \text{tg}\theta$; θ — ab ва bc тўғри чизиқларнинг абсцисса ўқи билан ташкил этган бурчак. (4.9) тенгламадан

$$h_l = k\,v^m, \qquad (4.10)$$

бу ерда k — ўзаннинг ўлчамларини ва суюқликнинг ҳаракат турларини ифодаловчи коэффициент; m — даража кўрсаткич, суюқлик оқимининг ўртача тезлигини йўқотилган напор (солиштирма энергия)га таъсирини ифодалайди. $\lg h_l = f(\lg v)$ графикдан (4.7-расм) қуйидаги хулосани оламиз:

1) ab тўғри чизиқ суюқликнинг ламинар ҳаракатини ифодалайди; ab тўғри чизиқ абсцисса ўқи билан $\theta_1 = 45°$ бурчакни ташкил этади. У ҳолда $m = \mathrm{tg}\theta_1 = \mathrm{tg}45° = 1{,}0$ га тенг; *ламинар ҳаракатда ўзаннинг узунлиги бўйича h_l йўқотилган напор оқим тезлигининг биринчи даражали кўрсаткичига тўғри пропорционал,* яъни $h_l = k_1 v^m$, бу ерда $m = 1$;

2) bc тўғри чизиғи суюқликнинг *турбулент ҳаракатини* ифодалайди; bc тўғри чизиғи абсцисса ўқи билан θ_2 ($\theta_2 > 45°$) бурчакни ташкил этади; (4.10) формулада $m >> 1$; *турбулент ҳаракатда оқимнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор h_l, v тезликнинг m даража кўрсаткичига тўғри пропорционал,* яъни $h_l = k_2 v^m$, бу ерда $m = 1{,}75 \div 2{,}0$.

О. Рейнольдс сони ва унинг критик миқдори. Юқорида кўрсатилганидек, суюқликнинг ҳаракат тартиби ундаги оқимнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор (энергия)га таъсир этади. Тажрибалардан маълумки, суюқликнинг ҳаракат тартиблари суюқликнинг μ қовушоқлигига, унинг ρ зичлигига, оқимнинг кўндаланг кесими бўйича ўртача v тезлигига ва ўзаннинг геометрик ўлчамлари l га боғлиқ. Бу ерда l ўзаннинг геометрик ўлчамлари деб, ўзаннинг (ёки оқимнинг) бирор характерли геометрик элементи, масалан, доиравий қувур учун — унинг D диаметри, очиқ ўзан учун суюқлик оқимининг h чуқурлиги ёки унинг R гидравлик радиуси қабул қилинган. Оқимнинг ҳаракат тартибини характерловчи, ўлчам бирлигига эга бўлмаган, тўртта μ, ρ, v, l параметрдан ташкил этилган комплекс сон аниқланган. Шу тўртта параметрнинг бир-бирига боғлиқлигидан шундай ўлчам бирлигига эга бўлмаган ҳамда суюқлик ҳаракати қонунидаги бирор маънони тушунтирадиган бир комплекс сон тузиш керак. Бундай комплекс сон қуйидагича ёзилади

$$\frac{vl}{\mu/\rho}, \qquad (4.11)$$

бунда $\frac{\mu}{\rho} = \nu$ — кинематик қовушоқлик коэффициенти, уни (4.11) тенгламага қўйсак, у ҳолда комплекс сон қуйидаги кўринишда бўлади

$$\frac{vl}{\nu}. \tag{4.12}$$

Юқорида бажарилган тажрибалар ва тажриба ўтказилган қурилма ҳамда (4.12) комплекс сон О. Рейнольдс томонидан ихтиро этилган. Шунинг учун у сон О. Рейнольдс сони дейилади ва О. Рейнольдс номининг биринчи икки ҳарфи билан белгиланади

$$\mathrm{Re} = \frac{vl}{\nu}, \tag{4.13}$$

бу ерда l ўрнига қандай миқдор олинганига қараб Re белгига тегишли индекс қўйилади. Масалан, l ўрнига қувурда унинг D диаметри қабул этилса

$$\mathrm{Re}_D = \frac{vD}{\nu}; \tag{4.14}$$

агар гидравлик радиус $R = \frac{\omega}{\chi}$ қабул этилса

$$\mathrm{Re}_R = \frac{vR}{\nu}; \tag{4.15}$$

очиқ ўзанларда сувнинг h чуқурлиги қабул этилса

$$\mathrm{Re}_h = \frac{vh}{\nu}, \tag{4.16}$$

ва ҳоказо.

Шуни эслатиб ўтиш керакки, фақат қувурдаги суюқлик оқими ҳаракатини гидравлик ҳисоблашда О. Рейнольдс сонининг Re белгисида D индекси қўйилмасдан ёзилиши мумкин

$$\mathrm{Re} = \frac{vD}{\nu}.$$

Қувурдан бошқа ҳар хил ўзанлар учун Re белгисида тегишли индекслар қўйилади. Суюқликнинг ҳаракатини доиравий гидравлик силлиқ қувурларда ўрганиш натижасида ўрнатилган О. Рейнольдс сонининг қиймати $\mathrm{Re} \le 2320$

бўлса, у ҳолда суюқлик ҳаракати мутлақо ламинар ҳаракат бўлади. Очиқ ўзанлар учун эса О. Рейнольдс сони $\mathrm{Re} \le 580$ бўлганда суюқлик оқимининг ҳаракати ламинар бўлади. Буни исботлаш учун қувурнинг D диаметрини унинг R гидравлик радиуси билан алмаштирсак кифоя, масалан,

$$\mathrm{Re}_D = \frac{vD}{\nu} = \frac{v(4R)}{\nu} = 4\frac{vR}{\nu} = 4\,\mathrm{Re}_R;$$

$\mathrm{Re}_D = 4\mathrm{Re}_R = 2320$, унда $\mathrm{Re}_R = \frac{1}{4}\mathrm{Re}_D = \frac{2320}{4} = 580$. Бу $\mathrm{Re}_D = 2320$ сони О. Рейнольдснинг критик сони деб аталади ва $(\mathrm{Re}_D)_{кр}$ шартли белги билан белгиланади

$$(\mathrm{Re}_D)_{кр} = \frac{v_{кр}D}{\nu}. \tag{4.17}$$

Шу критик ҳолга тегишли оқимнинг ўртача тезлиги критик тезлик деб аталади

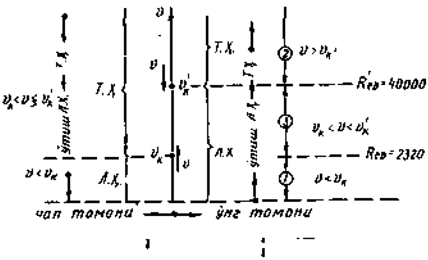
$$v_{кр} = \frac{(\mathrm{Re}_D)_{кр}\cdot\nu}{D}. \tag{4.18}$$

Янги тушунча киритамиз:

1) агар $\mathrm{Re}_D < (\mathrm{Re}_D)_{кр} = 2320$ бўлса, ҳаракат ламинар бўлиши шарт;

2) агар $\mathrm{Re}_D > (\mathrm{Re}_D)_{кр} = 2320$ бўлса, ҳаракат турбулент бўлади.

Юқорида келтирилган гидродинамиканинг асосий тенгламалари, чунончи узлуксизлик тенгламаси, Д. Бернулли тенгламаси, текис илгариланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси суюқлик оқимининг ламинар ва турбулент ҳаракатлари учун баробар қўлланилаверади. Аммо, Д. Бернулли тенгламасидаги h_f тўлиқ йўқотилган напор эса, ламинар ҳаракат учун бошқа, турбулент ҳаракат учун бошқа формулалар орқали аниқланади, чунки ҳар хил ҳаракат тартиби учун оқимнинг ўртача тезликларининг даража кўрсаткичлари ҳар хил бўлади. Масалан, юқорида тушунтирилганидек, ламинар ҳаракат учун m даража кўрсаткичи фақат 1,0 га тенг, яъни $m = 1$ (4.7-расм, ab чизиқ); турбулент ҳаракат учун шу даража кўрсаткич $m = 1{,}75 \div 2{,}0$ (4.7-расм, bc чизиқ). Амалий гидравликада О.Рейнольдс сонининг шу 2320 критик қиймати асос деб қабул қилинган. Аммо тажриба пайтида қурилмага «идеал» шароит туғдириб бериб, яъни қурилмага ташқаридан таъсир этадиган омилларни мутлақо йўқ қилиб, T жўмракни шундай эҳтиётлик билан очиб



4.8-расм

борсак, яъни қувурдаги ламинар ҳаракатни $v_{кр}$ критик тезлигидан бирор (табиий) критик $v'_{кр}$ тезликка «чўзиб» олиб борсак, бу ерда $v'_{кр} > v_{кр}$ бўлади, у ҳолда Рейнольдс сонининг қандайдир бошқа критик $(\mathrm{Re})'_{кр}$ миқдорини оламиз. Бу ламинар ҳаракат шу критик тезликлар оралиғида мустаҳкам эмас, чунки тажрибага ташқаридан бирор омил таъсир этса, ламинар ҳаракат шу ондаёқ бузилиб кетиб, турбулент ҳаракатга айланиши мумкин. Суюқлик оқимининг $v'_{кр}$ тезлигини юқори критик тезлик деб аталади ва $(v'_{кр})_{юқори}$ орқали белгиланади. Энди юқорида айтилганларни 4.8-расм орқали тушунтирамиз. Расмда ордината ўқи бўйича v тезлик қўйилган. Агар биз шу ордината ўқи бўйича пастдан юқорига ҳаракат қилсак, яъни v тезликни катталаштириб борсак, у ҳолда ламинар ҳаракат тезлик $v'_{кр}$ бўлгунча давом этиб, тезлик $v'_{кр}$ бўлганда турбулент ҳаракатга ўтади; агар ордината ўқи бўйича юқоридан пастга ҳаракат қилсак, яъни тезликни камайтириб борсак, тезлик $v'_{кр}$ бўлганда турбулент ҳаракат ламинар ҳаракатга ўтади, бу ерда $v_{кр}$ тезлик пастки критик тезлик деб аталади ва $(v_{кр})_{пастки}$ билан белгиланади. *Тезликлар зонаси —* $(v_{кр})_{пастки} < v < (v'_{кр})_{юқори}$ *кўринишда бўлса, бундай зона номустаҳкам зона ёки «алмашиш»* зонаси деб аталади.* Шу тезликларга тегишли Re О. Рейнольдс сонлари суюқлик

---

* «алмашиш» сўзининг маъноси бу — зонада бир шароитда вақт ўтиши билан ҳам ламинар, ҳам турбулент ҳаракат мавжуд бўлиши мумкин, бундай жараён қурилмадаги ўтказилаётган тажрибанинг муҳимлигига, яъни аниқлик даражасига боғлиқ.

оқимининг тезликларига қараб қуйидагича номланади: масалан, $v_{кр}$ га тегишли $Re_{кр}$ сони — *пастки критик О. Рейнольдс сони* дейилади ва $(Re_{кр})_{пастки}$ орқали белгиланади; $v'_{кр}$ га тегишли $Re'_{кр}$ — *юқори критик О. Рейнольдс сони деб аталади* ва $(Re'_{кр})_{юқори}$ билан белгиланади. Гидравликада, амалий ҳисоб-китобларда бу $v_{кр} < v < v'_{кр}$ тезликлар зонасида суюқлик ҳаракати турбулент ҳаракатда бўлади деб қабул қилинади.

4.1-масала. Қувурнинг диаметри $D = 0{,}01$ м, унда 1,0 м/с тезликда текис илгариланма ҳаракат қилаётган суюқликнинг ҳаракат тартибини аниқланг. Суюқликнинг ҳарорати T°C = 20°C.

А. Суюқлик оқимининг ҳаракат тартибини аниқлаймиз.

1. Қувурда сув ҳаракат қиляпти (унинг кинематик қовушоқлик коэффициенти $v = 1{,}01 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 1.2-жадвалга қаранг)

$$Re_D = \frac{vD}{\nu} = \frac{1{,}0 \cdot 0{,}01}{1{,}01 \cdot 10^{-6}} = 10000 \gg 2320,$$

бундан кўринадики, суюқлик оқимининг ҳаракат тартиби — *турбулент.*

2. Қувурда газсимон суюқлик ҳаракат қиляпти (унинг кинематик қовушоқлик коэффициенти $\nu = 15 \cdot 10^{-6}$ м²/с)

$$Re_D = \frac{1{,}0 \cdot 0{,}01}{15 \cdot 10^{-6}} \approx 670 < 2320.$$

Бу ҳолатда газсимон суюқлик ҳаракатининг тартиби — *ламинар.*

3. Қувурда нефть ҳаракат қиляпти (унинг кинематик қовушоқлик коэффициенти $\nu = 80 \cdot 10^{-6}$ м²/с)

$$Re_D = \frac{1{,}0 \cdot 0{,}01}{80 \cdot 10^{-6}} = 125 \ll 2320,$$

бу шароитда эса суюқлик оқимининг ҳаракат тартиби — мутлақо *ламинар.*

Б. Суюқлик оқимининг критик тезлиги, $v_{кр}$ ни, яъни бир *тартибдан иккинчи тартибга ўтишдаги чегара тезлиги* $v_{кр}$ *ни аниқлаймиз* (юқорида берилган шартларга биноан).

1. Сув учун

$$v_{кр} = (\mathrm{Re}_D)_{кр} \frac{\nu}{D} = 2320 \frac{1{,}01 \cdot 10^{-6}}{0{,}01} = 0{,}232 \text{ м/с}.$$

2. Газ учун

$$v_{кр} = 2320 \frac{15 \cdot 10^{-6}}{0{,}01} = 3{,}48 \text{ м/с}.$$

3. Нефть учун

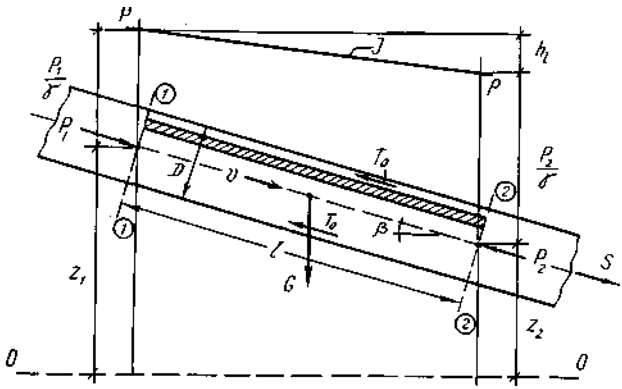
$$v_{кр} = 2320 \frac{80 \cdot 10^{-6}}{0{,}01} = 18{,}56 \text{ м/с}.$$

Бундан кўриниб турибдики, бир хил шароитда ҳар хил суюқликлар ўзини ҳар хил тутар экан. Бу амалиётда, гидротехник ва бошқа иншоотлар (қувур, канал ва бошқалар) ни гидравлик ҳисоблашда катта аҳамиятга эга.

4.3- §. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР ТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ АСОСИЙ ТЕНГЛАМАСИ

Юқорида кўрсатилганидек реал суюқликларнинг ҳаракати пайтида ишқаланиш кучи пайдо бўлади. Суюқлик ҳаракатида шу ишқаланиш кучи қанча кўп бўлса, йўқотилган напор h_f шунча кўп бўлади. Суюқликдаги ишқаланиш кучи билан йўқотилган напор орасида маълум боғланиш мавжуд. Бу боғланишни барқарор текис илгариланма ҳаракат учун суюқлик оқимининг **текис илгариланма ҳаракатининг асосий тенгламаси** деб аталади. Қуйида бу тенгламани қараб чиқамиз.

Бу ерда оқимнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор (энергия) билан суюқлик оқими ҳаракати пайтида ҳосил бўладиган ишқаланиш кучи орасидаги боғланиш тенгламасини келтириб чиқарамиз. Бунинг учун қувурдаги суюқлик оқимининг напорли ҳаракатини қараб чиқамиз (4.9-расм). Қувур (диаметрининг) марказидан оқим йўналиши бўйича S ўқини белгилаймиз. Суюқлик оқими бўйича 1—1 ва 2—2 кесимларини олиб, улар оралиғини l билан белгилаймиз. Су-



4.9-расм.

юқлик оқими ҳаракати текис илгариланма бўлгани учун икки кесим ўртасида пьезометрик чизиқ тўғри чизиқ бўлиб, унинг пасайиши Δh ни, узунлик l га нисбати йўқотилган напор h_l ни беради. Суюқлик оқимининг I—I ва 2—2 кесимлар оралиғидаги бўлагига таъсир этувчи барча ташқи кучларни аниқлаб чиқамиз. Шундан кейин, суюқлик оқимининг ҳаракати, барқарор текис илгариланма бўлганлигини назарда тутган ҳолда, унга таъсир этувчи кучларни S ўқига, проекцияларининг йиғиндисини нолга тенг деб оламиз. Шундай қилиб текис илгариланма ҳаракатнинг асосий тенгламасини оламиз.

Доиравий қувурда l оралиғида суюқлик оқимининг текис илгариланма ҳаракатини қараб чиқамиз (4.9-расм), бунинг учун қуйидаги шартли белгиларни қабул қиламиз: D — қувурнинг диаметри; ω — оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони; v — оқимнинг кўндаланг кесимидаги ўртача тезлик; χ — ҳўлланган периметрининг узунлиги; R — гидравлик радиус; τ_0 — оқимнинг қувур девори билан ишқаланган юзасининг бирлик майдонига тўғри келган кучланиш; T_0 — шу оқим бўлагидаги умумий юзага тўғри келган қувурнинг ҳўлланган периметри бўйича ишқаланиш кучи; h_l — оқимнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор; β — қувурнинг (ўқи бўйича) горизонтал текисликка нисбатан бурчаги.

1. Оқимнинг ажратилган бўлагига, яъни оқимнинг 1—1 ва 2—2 кесимлар орасидаги суюқлик ҳажмига таъсир қилувчи кучлар:

а) қаралаётган суюқлик оқимининг 1–1 ва 2–2 кесимлар оралиғидаги бўлагининг оғирлик кучи

$$G = \gamma \omega l; \qquad (4.19)$$

унинг S ўқига проекцияси

$$G_S = \gamma \omega l \sin\beta. \qquad (4.20)$$

4.9-расмдаги чизмадан

$$l \sin\beta = z_1 - z_2. \qquad (4.21)$$

(4.21) тенгламани (4.20) тенгламага қўйсак

$$G_S = \gamma\omega(z_1 - z_2); \qquad (4.22)$$

б) суюқлик оқимининг 1–1 ва 2–2 кўндаланг кесимларидаги босим кучлари

$$P_1 = p_1\omega_1; \qquad P_2 = p_2\omega_2, \qquad (4.23)$$

бу ерда p_1 ва p_2 – оқимнинг 1–1 ва 2–2 кўндаланг кесимларининг оғирлик марказига қўйилган гидродинамик босимлар; $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ – оқимнинг 1–1 ва 2–2 кўндаланг кесимларининг майдони; оқимнинг узунлиги бўйича қувурнинг диаметри ўзгармас бўлгани учун $D = \text{const}$ ва қувурдаги ҳаракат текис илгариланма бўлган ҳолда унинг ихтиёрий кўндаланг кесими майдонининг юзаси ўзгармас, яъни $\omega = \text{const}$ бўлади. Бу кучларнинг S ўқига проекцияси P_{1S} ва P_{2S};

в) ташқи ишқаланиш кучи – T_0. Бу қувурнинг ички девори томонидан оқимнинг сиртқи юзасига нисбатан қўйилган ишқаланиш кучи, у оқимга қарши йўналган, унинг S ўқига проекцияси ўзгармас бўлади.

Бундан ташқари яна ички ишқаланиш кучи мавжуд. Бу кучлар қўшалоқ, бир-бирига тенг ва қарама-қарши йўналган бўлгани учун уларнинг йиғиндиси нолга тенг

$$\Sigma T = 0. \qquad (4.24)$$

2. Барча кучларнинг S ўқига проекциялари йиғиндиси нолга тенг:

$$G_S + P_{1S} + (-P_{2S}) + (-T_{0S}) = 0 . \qquad (4.25)$$

(4.25) тенгламага (4.22) тенглама ва (4.23) тенгламадан қийматларини келтириб қўйсак

$$\gamma\omega(z_1 - z_2) + p_1\omega_1 - p_2\omega_2 - T_0 = 0. \qquad (4.26)$$

(4.26) ни $\gamma\omega$ га бўлиб чиқсак, шунингдек $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ ни назарда тутсак

$$(z_1 - z_2) + \frac{p_1 - p_2}{\gamma} - \frac{T_0}{\gamma\omega} = 0 \qquad (4.27)$$

ёки

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = \frac{T_0}{\gamma\omega}. \qquad (4.28)$$

4.9-расмдан кўринадики, (4.28) тенгламанинг чап томони оқимнинг узунлиги бўйича h_l йўқотилган напорга тенг

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = h_l. \qquad (4.29)$$

Шундай экан, (4.28) тенгламанинг ўнг томони ҳам оқимнинг узунлиги бўйича йўқотилган напорга тенг бўлади

$$h_l = \frac{T_0}{\gamma\omega}, \qquad (4.30)$$

бу ерда T_0 — умумий (қувурнинг тўлиқ периметри бўйича) ишқаланиш кучи

$$T_0 = \chi l \tau_0, \qquad (4.31)$$

бунда τ_0 — қувурнинг ички деворидаги ўртача уринма кучланиш. (4.31) тенгламани (4.30) тенгламага қўйсак

$$h_l = \frac{\chi l}{\omega} \cdot \frac{\tau_0}{\gamma}, \qquad (4.32)$$

ёки

$$\frac{h_l}{l} = R \cdot \frac{\tau_0}{\gamma}, \qquad (4.33)$$

бу ерда

$$\frac{\omega}{\chi} = R; \quad \frac{h_l}{l} = J. \qquad (4.34)$$

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ. \qquad (4.35)$$

(4.35) тенглама суюқлик оқими *барқарор текис илгариланма ҳаракатининг асосий тенгламаси деб аталади.* (4.32) ёки (4.35) тенгламалар (4.34) тенгламани назарда тутган ҳолда, суюқлик оқимининг текис илгариланма ҳаракати пайтида ички ва ташқи ишқаланиш кучларининг бажарган иши таъсирида йўқотилган напорни ифодалайди. (4.35) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{\tau_0}{\rho} = gRJ, \qquad (4.36)$$

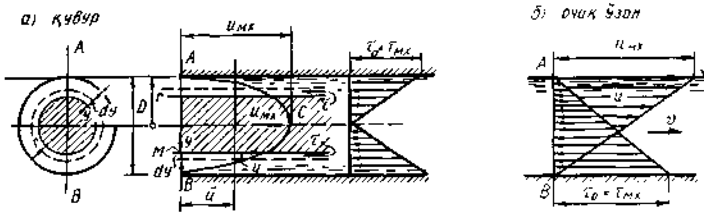
бу ерда gRJ нинг ўлчов бирлиги иккинчи даражали тезликнинг ўлчов бирлигига тенг. Гидродинамикада $\sqrt{gRJ}$ динамик тезлик деб аталади (ишқаланиш тезлиги деб ҳам аталади) ва v_* билан белгиланади

$$v_* = \sqrt{gRJ} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}. \qquad (4.37)$$

4.4-§. ЛАМИНАР ҲАРАКАТДАГИ ОҚИМНИНГ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИ МАЙДОНИ БЎЙИЧА НУҚТАЛАРДАГИ ЎРТАЛАШТИРИЛГАН ТЕЗЛИКЛАРНИНГ ТАҚСИМЛАНИШИ

Бунинг учун доиравий қувурдаги напорли ҳаракатни қараб чиқамиз (4.10-расм). Маълумки, оқим ҳаракати ламинар бўлганда суюқлик заррачалари бир-бирига параллел ҳолатда ҳаракат қилади. Қувурнинг радиуси r бўлса, қувур ўқидан y оралиқда жойлашган M ихтиёрий нуқтадаги u тезликни аниқлаймиз. Бунинг учун M нуқта орқали радиуси y га тенг бўлган доиравий сатҳ ясаймиз.

1. Текис илгариланма ҳаракат тенгламаси (4.35) га асосан радиуси y га тенг бўлган қувурдаги суюқлик оқими учун (4.36) дан қуйидаги тенгламани ёзамиз:



4.10- расм.

$$\frac{\tau_0}{\rho} = gR'J = g\frac{y}{2}J, \tag{4.38}$$

бунда

$$R' = \frac{\omega'}{\chi'} = \frac{\pi y^2}{2\pi y} = \frac{y}{2}. \tag{4.39}$$

2. Ньютон қонунига асосан ишқаланиш кучи

$$\tau = -\nu\rho\frac{du}{dy}. \tag{4.40}$$

Бу ерда манфий белги қувурнинг ўқидан деворгача тезликнинг камайиб боришини билдиради (ёки кучланишнинг кўпайиб боришини кўрсатади). (4.40) тенгламани (4.38) тенгламага қўйиб, уни интеграллаб чиққандан кейин ламинар ҳаракатнинг *AB* кесимдаги (4.10а-расм) тезликларининг тақсимланиши эпюраси тенгламасини оламиз

$$u = \frac{1}{4}\frac{g}{\nu}J(r^2 - y^2). \tag{4.41}$$

(4.41) формуладан кўринадики, *ACB* чизиғи оқимнинг кўндаланг кесими бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликларнинг тақсимланиш эпюраси парабола қонуни бўйича бажарилар экан. Агар $y = 0$ деб олсак, у ҳолда (4.41) тенгламадаги тезлик энг катта қийматга эга бўлади

$$u_{max} = \frac{1}{4}\frac{g}{\nu}Jr^2. \tag{4.42}$$

(4.42) формуладан кўринадики, u_{max} тезлик қувур ўқида жойлашган бўлади. Ламинар ҳаракатда тезликнинг оқимнинг кўндаланг кесими бўйича тақсимланиш эпюраси учун $\alpha_0 \simeq 1,33$ ва $\alpha \simeq 2$ қийматларга эга бўлади. (4.40) тенгламадан τ уринма кучланиш оқимнинг кўндаланг кесимининг радиуси бўйича тўғри чизиқ қонуни бўйича тақсимланади (4.10а-расм). τ нинг қиймати қувурнинг ўқида $\tau = 0$ бўлади, унинг энг катта қиймати τ_{max} деворга жуда яқин жойда бўлади. Гидравликада деворга яқин жойдаги кучланиш τ_0 белги билан ифодаланади, у $\tau_0 = \tau_{max}$ бўлади. Очиқ ўзанлар учун ҳам шу усулни қўллаш мумкин, яъни (4.41) тенгламани олиш мумкин. Очиқ ўзанда ҳам, оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдони бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликларнинг тақсимланиши ҳам парабола қонунига бўйсунади:

$$u = \frac{\gamma}{2\mu} y(2h - y) = \frac{g}{2\nu} y(2h - y), \tag{4.43}$$

аммо бунда тезликнинг энг катта қиймати u_{max} сув сатҳида бўлади (4.10б-расм), яъни $y = h$, у ҳолда

$$u_{max} = \frac{g}{2\nu} h^2. \tag{4.44}$$

4.5-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ЛАМИНАР ҲАРАКАТИ ПАЙТИДА ЎЗАННИНГ УЗУНЛИГИ БЎЙИЧА ЙЎҚОТИЛГАН НАПОР

Суюқликнинг сарфини аниқлаш. 4.10-расмга асосан, қувурда ҳаракат қилаётган суюқлик оқимининг сарфини топамиз. Бунинг учун кўндаланг кесимнинг радиуси y бўлган элементар $d\omega$ майдонидан ўтаётган элементар суюқлик сарфи dQ ни аниқлаймиз

$$dQ = u\, d\omega; \tag{4.45}$$

бу ерда

$$d\omega = 2\pi\, y\, dy.$$

(4.41) тенгламани (4.45) тенгламага қўйсак

$$dQ = \frac{1}{4}\frac{g}{\nu}J(r^2 - y^2)2\pi y\,dy. \qquad (4.46)$$

(4.46) тенгламани оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдони бўйича интеграллаб қуйидагини оламиз

$$Q = \frac{\pi}{2}\frac{g}{\nu}J\int_{y=0}^{y=r}(r^2 - y^2)y\,dy = \frac{\pi}{8}\frac{g}{\nu}J\cdot r^4 = \frac{\pi}{128}\frac{g}{\nu}J\cdot D^4, \qquad (4.47)$$

ёки

$$Q = AJD^4, \qquad (4.48)$$

бу ерда A — суюқликнинг турига боғлиқ коэффициент

$$A = \frac{\pi}{128}\cdot\frac{g}{\nu}. \qquad (4.49)$$

Суюқлик оқимининг кўндаланг кесими юзаси майдони бўйича (узлуксизлик тенгламасидан) ўртача тезлигини аниқлаймиз

$$\upsilon = \frac{Q}{\omega} = \frac{\pi}{128}\frac{g}{\nu}JD^4\cdot\frac{1}{\frac{\pi D^2}{4}} = \frac{1}{32}\frac{g}{\nu}JD^2, \qquad (4.50)$$

бунда

$$J = \frac{h_l}{l}, \qquad (4.51)$$

(4.51)ни (4.50)га қўйсак:

$$\upsilon = \frac{1}{32}\frac{g}{\nu}\frac{h_l}{l}\cdot D^2. \qquad (4.52)$$

(4.52) ни h_l га нисбатан ечсак, Ж. Пуазейл формуласи келиб чиқади

$$h_l = 32\frac{\nu}{g}\frac{l}{D^2}\upsilon. \qquad (4.53)$$

(4.48) формула Ж. Пуазейлнинг назарий формуласи бўлиб, 1840 йилда ишлаб чиқилган.

(4.53) формула оқим ҳаракати ламинар бўлганда ундаги йўқотилган напор (энергия)ни ҳисоблаш формуласи. Бу (4.53) формуладан кўринадики, ламинар ҳаракат учун йўқотилган напор:

1. Суюқликнинг физик хоссаларига боғлиқ; γ, ρ, ν.

2. Оқимнинг биринчи даражали ўртача тезлигига тўғри пропорционал

$$h_l : : \upsilon.$$

3. Ўзан туби ва деворининнинг ғадир-будурлигига боғлиқ эмас.

4. (4.53) формула амалда қуйидаги кўринишга келтириб қўлланилади

$$h_l = 32\frac{\nu}{g}\frac{\upsilon}{D^2}l = 32\frac{\nu}{D}\frac{l}{D}\frac{\upsilon}{g}\frac{2}{2}\frac{\upsilon}{\upsilon} = 64\frac{\nu}{D\upsilon}\frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g}, \qquad (4.54)$$

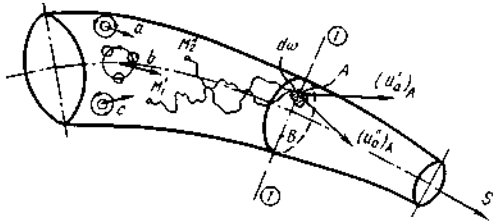
бундан

$$h_l = \lambda_D \frac{l}{D}\frac{\upsilon^2}{2g}. \qquad (4.55)$$

Бу ерда λ_D —гидравлик ишқаланиш коэффициенти фақат доиравий қувурдаги суюқлик ҳаракати ламинар бўлганида қуйидаги формуладан фойдаланиш мумкин

$$\lambda_D = 64\frac{\nu}{D\upsilon} = \frac{64}{\frac{D\upsilon}{\nu}} = \frac{64}{\mathrm{Re}_D}. \qquad (4.56)$$

(4.56) тенгламадаги ўзгармас 64 сони фақат доиравий шаклдаги ўзанлар (масалан, напорли қувур) учун олинган бўлиб, бошқа шаклдаги ўзанлар учун ўзгаради ва бошқа ўзгармас қийматга тенг бўлади. Бунда λ — гидравлик ишқаланиш коэффициенти: $\lambda = f(\mathrm{Re})$, Re_D — О. Рейнольдс сони.



4.11-расм.

4.6-§. ТУРБУЛЕНТ ҲАРАКАТНИ ҲИСОБЛАШ МОДЕЛИ. ТУРБУЛЕНТ ҲАРАКАТДАГИ ОҚИМ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИНИНГ МАЙДОНИ БЎЙИЧА НУҚТАЛАРДАГИ ЎРТАЛАШТИРИЛГАН ТЕЗЛИКЛАРНИНГ ТАҚСИМЛАНИШИ

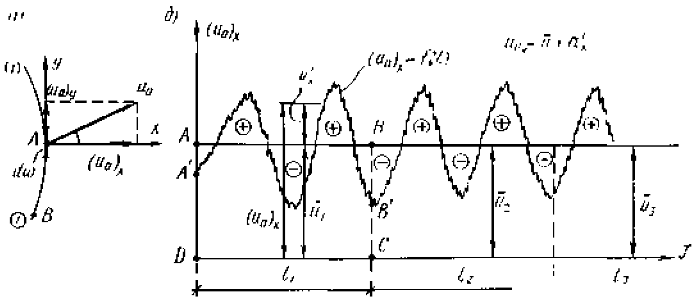
Турбулент ҳаракатдаги оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдони бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликларнинг тақсимланиши ламинар ҳаракатдагидан катта фарқ қилади. Турбулент ҳаракатдаги оқимда нуқталардаги тезликлар миқдори ва йўналиши бўйича доимо ўзгариб туради, бу ҳол қандайдир бирон вақт ичида тезликнинг ўрталаштирилган миқдори атрофида рўй беради. Бу ҳодиса тезликнинг пульсацияси деб аталади.

Фазодаги берилган нуқтада бирон бир қисқа вақт ичида ҳаракатдаги суюқлик заррачасининг u_a ҳақиқий тезлиги бир зумдаги маҳаллий тезлик ёки актуал тезлик деб аталади. Бу u_a тезлик ҳам миқдори, ҳам йўналиши бўйича ўзгаради (4.11-расм).

4.12а- расмдаги 1—1 кўндаланг кесим чизмасида A нуқтасини ва $d\omega$ элементар майдончасини белгилаб A нуқтаси орқали ўтаётган актуал тезликларни қараб чиқамиз (4.11-расмга қаранг). A нуқтасида Ax ва Ay ўқлар орқали u_a тезлик векторининг ташкил этувчиларини u_{a_x} ва u_{a_y} билан ифодалаймиз.

1. u_a актуал тезликни Ax ўқи бўйича ташкил этувчиси u_{a_x} қуйидагича характерланади:

а) у ҳар доим ўзгармас йўналишда бўлади;



4.12-расм.

б) вақт ўтиши билан унинг миқдори ўзгарувчан бўлади.

Бундан буён бу ташкил этувчилар u_{a_x} ва u_{a_y} ни тегишлича: *горизонтал ва вертикал* ташкил этувчилар деб юритилади. Вақт ўтиши билан фазодаги *A* нуқтада u_{a_x} нинг ўзгаришини ўрганамиз. 4.12а-расмда *A* нуқтадаги u_a актуал тезликнинг горизонтал ташкил этувчиси u_{a_x} кўрсатилган. 4.12б- расмда эса шу актуал тезликнинг горизонтал ташкил этувчисининг пульсацияси графиги келтирилган. Актуал тезликнинг вертикал ташкил этувчисининг пульсацияси графиги 4.13-расмда келтирилган.

Актуал тезликнинг пульсацияси табиатда кўп учрайди, масалан, очиқ ўзанлар тубидаги ўсимликларнинг мураккаб тебранма ҳаракатлари тезлик пульсацияси натижасида ҳосил бўлади; Пито найчасидаги сув сатҳининг тебраниши; пьезометрлардаги сув сатҳининг тебраниши ва ҳоказо; бу найчалардаги сув сатҳларининг бир кўтарилиб — бир тушиб туриши ҳам тезлик пульсацияси натижалари ҳисобланади.

4.7-§. ЎРТАЛАШТИРИЛГАН МАҲАЛЛИЙ ТЕЗЛИК. ЛАМИНАР ҲАРАКАТ ҚАТЛАМЧАСИ. ГИДРАВЛИК СИЛЛИҚ ВА ҒАДИР-БУДУР ЎЗАН ДЕВОРИ

Ўрталаштирилган маҳаллий тезлик. 4.12б- расмда *A* нуқтасини олиб, узоқ *t* вақт ичида ундаги u_{a_x} тезлик миқдорини ўрталаштирамиз: унинг учун u_{a_x} тезлик пульсацияси графигида (4.12б-расм) AB тўғри горизонтал чизиқ ўтказамиз. Унда тўғри тўртбурчакли $ABCD$ майдон (Ω_{ABCD}) ва тезлик пульсацияси графигида эгри чизиқ билан чегараланган $A'B'CD$ шаклли майдон ($\Omega_{A'B'CD}$) ҳосил бўлади. Бу майдонлар ўзаро тенг, яъни

$$\Omega_{ABCD} = \Omega_{A'B'CD}. \tag{4.57}$$

У ҳолда t_1 вақт ичида шу A нуқтадаги ўрталаштирилган горизонтал ташкил этувчи тезлик $\bar{u}_1$ ни; худди шу усулда t_2 вақт учун $\bar{u}_2$ ни; t_3 учун $\bar{u}_3$ ва ҳоказоларни оламиз. Бу олган тезликларимиз $\bar{u}_1$, $\bar{u}_2$, $\bar{u}_3$, ... *фазонинг бирор берилган нуқтасида вақт ўтиши билан ўрталаштирилган маҳаллий тезлик деб аталади*. Шу тариқа бошқа нуқталар учун, масалан, B нуқтаси учун (4.11-расмга қаранг) ўрталаштирилган маҳаллий тезликларни олиш мумкин. *Агар шу ўрталаштирилган маҳаллий тезликлар, бирор-бир нуқта учун вақт ўтиши билан ўзгармас бўлса, бундай ҳаракат барқарор ҳаракат деб аталади* (4.12б- расмга қаранг), у ҳолда

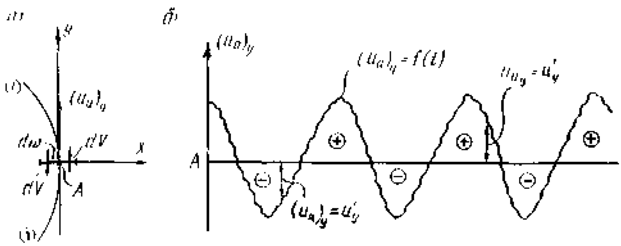
$$\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = \ldots = \bar{u}_n = \text{const (вақт ўтиши билан)}. \tag{4.58}$$

Агар шу ўрталаштирилган маҳаллий тезликлар, бирор-бир нуқта учун вақт ўтиши билан ўзгарувчан бўлса (ҳам миқдори, ҳам йўналиши бўйича) *бундай ҳаракат беқарор ҳаракат деб аталади*, у ҳолда

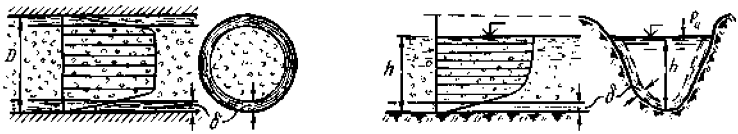
$$\bar{u}_1 \neq \bar{u}_2 \neq \bar{u}_3 \neq \ldots \text{(вақт ўтиши билан)}. \tag{4.59}$$

Агар 4.12б- расмда кўрсатилганидек, вақт ўтиши билан нуқтадаги тезликларнинг ўзгаришини графикда $u = f(t)$ деб олсак, у ҳолда берилган нуқтада ўрталаштирилган маҳаллий тезликнинг аналитик кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$\bar{u} = \frac{1}{T}\int_0^t u\,dt, \tag{4.60}$$



4.13-расм.



4.14-расм.

$$u_{a_y} = u'_y \,. \qquad (4.65)$$

Ламинар ҳаракат қатламчаси. Суюқлик оқимининг турбулент ҳаракати пайтида суюқликнинг ўзан туби (девори) билан учрашган жойида (девор қандай бўлишидан — силлиқ ёки ғадир-будурлигидан қатъи назар) жуда ҳам юпқа ламинар ҳаракат қатламчаси ҳосил бўлади. Бу қатламчада унинг қалинлиги бўйича тезликларнинг тақсимланиши тўғри чизиқ қонунига бўйсунади. Бу қатламча 4.14-расмда келтирилган.

Бу ерда δ — ламинар ҳаракат қатламчасининг қалинлиги, унинг ўлчами мм.дан ҳам кичик бўлади. Мазкур қатламчани Л. Прандтль ихтиро этган. Бу билан табиатнинг яна бир қонуни кашф этилган, яъни гидравликада турбулент оқимининг кўндаланг кесими юзасининг майдони бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликларнинг тақсимланиши соҳасида шу пайтгача маълум бўлмаган янгилик яратди. Бу янгилик гидро- ва аэродинамикада улкан аҳамиятга эга.

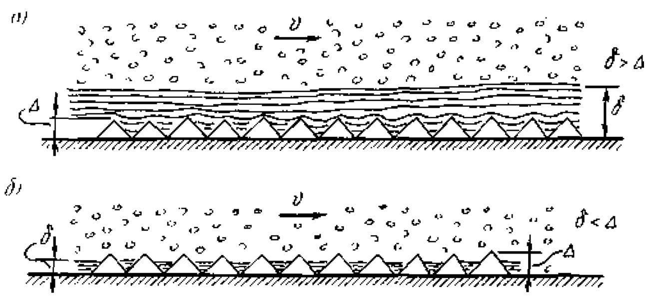
Гидравлик силлиқ ва ғадир-будур ўзан девори. 4.15-расмдан кўриниб турибдики,

$$\delta > \bar{\Delta}, \qquad (4.66)$$

бу ҳолда ўзан девори гидравлик силлиқ бўлади (4.15а-расм). Агар

$$\delta < \bar{\Delta} \qquad (4.67)$$

бўлса, ўзан девори ғадир-будур ҳисобланади (4.15б-расм). Бу ерда $\bar{\Delta}$ — ўзан девори ғадир-будурлиги-



а)
ϑ
$\delta > \Delta$
Δ
δ
б)
ϑ
$\delta < \Delta$
δ
Δ

4.15-расм.

бу ерда $v_* = \sqrt{gRJ}$ — динамик тезлик, бошқача қилиб айтганда, уринма ишқаланиш тезлиги $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$; к*) — Карманнинг универсал ўзгармас коэффициенти. Карманнинг тажрибаси бўйича к = 0,36—0,435; Л. Прандтль тажрибаси бўйича к = 0,435; охирги изланишларга қараганда, масалан: Г. А. Гуржиенко тажрибаси бўйича к =0,440; А. Ю. Умаров тажрибаси бўйича к = 0,46; И. Никурадзе тажрибаси бўйича к =0,40; Г. В. Железняков тажрибаси бўйича к =0,54 ва ҳоказо. Ф. А. Шевелев тажрибаси бўйича эса, к ўзгарувчан бўлиб, масалан, қувурнинг диаметрига боғлиқ

$$к = \frac{0{,}337}{d^{0{,}08}}. \tag{4.69}$$

2. Л. Прандтль ва И. Никурадзе формуласи

$$\frac{u}{v_*} = 5{,}75 \lg \frac{(r-y)v_*}{\nu} + 5{,}5, \tag{4.70}$$

бу ерда r — қувурнинг радиуси; y — қувурнинг ўқидан тезлик ўлчанаётган нуқтагача бўлган масофа; $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ — муҳим белги, барқарор текис илгариланма ҳаракатнинг асосий тенгламасидан қуйидагича олинади:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = \frac{\tau_0}{\rho g} = RJ; \tag{4.71}$$

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{gRJ}, \tag{4.72}$$

б) ғадир-будур девор учун

1. Л. Прандтль формуласи

$$\frac{u}{v_*} = 5{,}75 \lg \frac{r-y}{\Delta} + A_ш, \tag{4.73}$$

---

*) Гидравлика фанида Карман коэффициенти жаҳон миқъёсида юнон алфавитда каппа ҳарфи билан ифодаланган, дарсликда унинг ўрнига кирил алфавитидаги к (кичик «ка») ҳарфи ишлатилган, чунки компьютерда шундай қабул қилинган.

бунда Δ — ғадир-будурликнинг ўртача геометрик баландлиги; $A_{ш}$ — ўзан туби ғадир-будурлигининг микро- ва макрошаклига боғлиқ коэффициент (микрошакли ғадир-будур ўзан учун $A_{ш}$=8,5).

2. А. Д. Альтшул формуласи

$$\frac{u}{u_{max}} = 1 - 2\left[\frac{\lg\frac{r}{y}}{\frac{0{,}975}{\sqrt{\lambda}}+1{,}35}\right], \tag{4.74}$$

бу ерда y — қувурнинг ўқидан то тезлик u ўлчанаётган нуқтагача бўлган оралиқ; r — қувурнинг радиуси; u_{max} — тезликнинг энг катта (максимал) миқдори, y қувур ўқида жойлашган бўлади; λ — гидравлик ишқаланиш коэффициенти.

Б. Даража кўрсаткич функцияси кўринишида олинган тезликларнинг тақсимланиш формулалари, улардан:

а) гидравлик силлиқ девор учун

1. Карман формуласи (1921 й.)

$$u = u_{max}\left(1 - \frac{y}{r}\right)^{\frac{1}{m}}, \tag{4.75}$$

бу ерда r — қувурнинг радиуси; y — қувур ўқидан то тезлик ўлчанаётган нуқтагача бўлган масофа; $\frac{1}{m}$ — даража кўрсаткичи, у О. Рейнольдс сонига боғлиқ. А. Д. Альтшул даража кўрсаткичи $\frac{1}{m}$ ни

$$\frac{1}{m} = 0{,}90\sqrt{\lambda} \tag{4.76}$$

деб қабул қилган.

Очиқ ўзанлар учун тезлик тенгламасининг умумий кўриниши қуйидагича:

$$\frac{u_{max} - u}{v_*} = \frac{1}{\text{к}}\lg\left(\frac{h}{y}\right), \tag{4.77}$$

ёки

$$u = u_{max} - \frac{v_*}{\text{к}}\lg\left(\frac{h}{y}\right). \tag{4.78}$$

2. А. М. Латишенков формуласи

$$u = u_{max}\left(\frac{y}{h}\right)^{\frac{1}{m}}, \qquad (4.79)$$

$\frac{1}{m}$ — даража кўрсаткичи, уни Г. В. Железняков формуласидан аниқлаш мумкин

$$m = \frac{C_b}{\sqrt{g}}\left(\frac{2\sqrt{g}}{\sqrt{g}+C_b} + 0,30\right), \qquad (4.80)$$

бунда C_b — вертикалдаги А. Шези коэффициенти.

б) ғадир-будур девор учун

3. А. Ю. Умаров формуласи, микро- ва макрошаклли ғадир-будурликлар учун

$$\frac{u}{u_{max}} = \left(\frac{y}{h}\right)^{\frac{1}{n}}, \qquad (4.81)$$

бунда $\frac{1}{n} = m$ — даража кўрсаткичи, у гидравлик ишқаланиш коэффициенти λ га боғлиқ

$$m = \frac{\sqrt{\lambda}}{0,596}. \qquad (4.82)$$

(4.82) тенгламани (4.81) тенгламага қўйсак

$$\frac{u}{u_{max}} = \left(\frac{y}{h}\right)^{\frac{\sqrt{\lambda}}{0,596}}, \qquad (4.83)$$

Макрошаклли ғадир-будурликлар учун (В. С. Кнороз ва А. Ю. Умаров назарияси ҳамда тажрибалари бўйича)

$$\frac{u}{u_{max}} = \left(\frac{y}{h}\right)^{\frac{1}{5}}, \qquad (4.84)$$

бу ерда y — ўзан тубидан то тезлик ўлчанаётган нуқтагача бўлган масофа; u_{max} — максимал тезлик (очиқ ўзан учун u_{max}

сув сатҳига яқин чуқурликда бўлади); h — суюқлик оқимининг чуқурлиги.

4.9- §. ТУРБУЛЕНТ ҲАРАКАТДАГИ СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ УЗУНЛИГИ БЎЙИЧА ЙЎҚОТИЛГАН НАПОР. ДАРСИ–ВЕЙСБАХ КОЭФФИЦИЕНТИ. ГИДРАВЛИК ИШҚАЛАНИШ КОЭФФИЦИЕНТИ

Юқорида айтилганидек, ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напор (горизонтал напорли қувурда текис илгариланма турбулент ҳаракат бўлганда) оралиғи l га тенг бўлган оқимнинг икки, 1–1 ва 2–2 кўндаланг кесимида ўрнатилган пьезометрлар кўрсаткичларининг фарқига тенг (4.3- расмга қаранг):

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = h_f. \tag{4.85}$$

Агар ногоризонтал напорли қувурда текис илгариланма турбулент ҳаракат бўлса, йўқотилган напор (4.6) формуладан аниқланади.

Агар ҳаракат барқарор нотекис бўлса, у ҳолда h_f (4.2) ёки (4.5) тенгламадан аниқланади. Бу ерда h_f — суюқлик ҳаракати пайтида тўлиқ йўқотилган напор, у икки кўринишдаги йўқотилган напор йиғиндисидан ташкил топган

$$h_f = h_l + \Sigma h_j, \tag{4.86}$$

бу ерда h_l — ўзаннинг узунлиги бўйича ишқаланиш натижасида йўқотилган напор (энергия), у Дарси—Вейсбах формуласидан аниқланади:

$$h_l = \lambda \frac{l}{D} \cdot \frac{v^2}{2g}, \tag{4.87}$$

ёки

$$h_l = \lambda \frac{l}{4R} \cdot \frac{v^2}{2g}, \tag{4.88}$$

бунда λ — ўзаннинг узунлиги бўйича гидравлик ишқаланиш коэффициенти; l — ўзаннинг қаралаётган бўлагининг узунлиги; R — гидравлик радиус; Σh_j — маҳаллий қаршиликлар таъсирида маҳаллий йўқотилган напор, масалан, маҳаллий қаршиликларга қуйидагилар киради: ўзаннинг узунлиги бўйича бирдан кенгайиши ва торайиши, жўмрак, тирсак ва ҳоказо

$$\Sigma h_j = \Sigma\xi_j \frac{v^2}{2g}, \qquad (4.89)$$

бунда ξ_j — маҳаллий қаршилик коэффициенти, $\Sigma\xi_j$ — унинг йиғиндиси. (4.87), (4.88) ва (4.89) тенгламалардан кўриниб турибдики, турбулент ҳаракатдаги оқимда тўлиқ йўқотилган напор, оқимнинг кўндаланг кесими бўйича ўртача тезлигининг иккинчи даражасига тўғри пропорционал. Оқимнинг узунлиги бўйича йўқотилган напорни (4.88) тенгламадан ҳисоблаш учун гидравлик ишқаланиш коэффициентининг қийматини аниқлаш керак, бу узлуксиз муҳит механикасининг энг мураккаб муаммоларидан бири ҳисобланиб, шу кунгача ҳали тўлиқ назарий ечими топилмаган. Гидродинамикада ҳозирча бу муаммо асосан, тажриба усулида ҳал қилинмоқда. Бу соҳада А. Н. Патрашев, И. И. Леви, А. П. Загжда, В. С. Кнороз, В. Н. Гончаров, А. Д. Альтшул ва бошқалар кўп иш қилишган, умуман улар гидравлика ва гидродинамика соҳасида йирик олимлар ҳисобланадилар, уларнинг гидравликада кўрсатган хизматлари ва бажарган ишларининг натижалари аллақачондан бери амалда қўлланма бўлиб келяпти. Масалан, Р. Тейлор, Карман, Л. Прандтль, Ф. Форхгеймерларнинг оқимнинг кўндаланг кесими бўйича тезликларининг тақсимланиш тенгламаси, ламинар ҳаракат қатламчаси назарияси шунга далилдир. Шунингдек Л. Прандтль ва И. Никурадзе, Кольбрук, И. И. Леви, Г. А. Мурин, В. С. Кнороз, В. Н. Гончаров, А. П. Зегжда, А. Ю. Умаров ва бошқаларнинг барча зона ва қаршилик областлари учун ишлаб чиқилган гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқлаш номограммалари ва ўзан ғадир-будурлигини аниқлаш усуллари шулар жумласидандир.

Юқорида кўрсатилган олимларнинг тажрибаларидан кўринадики, оқим ҳаракати пайтида унинг узунлиги бўйича йўқотилган напор кўп сабабларга боғлиқ экан, масалан, оқимнинг ўртача тезлигига, оқимнинг кўндаланг кесимининг майдонини гидравлик элементларига, суюқликнинг қовушоқлигига ва зичлигига, ўзан туби ва деворларининг микро- ва макрошаклли ғадир-будурлигига, қаралаётган участканинг узунлигига ва ҳоказо. *Шу* тажрибаларни назарда тутган ҳолда, текис илгариланма ҳаракатнинг асосий тенгламасидан $\frac{\tau_0}{\rho}$ ни тезлик напори орқали қуйидагича ифодалаш мумкин, у ҳолда

$$\tau_0 = \frac{\lambda}{4}\frac{v^2}{2g}, \qquad (4.90)$$

бу ерда $\frac{\lambda}{4}$ — эмпирик пропорционаллик коэффициенти. (4.90) тенгламани (4.35) тенглама билан солиштирсак

$$RJ = \frac{\lambda}{4}\cdot\frac{v^2}{2g}, \qquad (4.91)$$

бунда $J = \frac{h_l}{l}$ ни назарда тутсак, у ҳолда оқимнинг барқарор текис илгариланма ҳаракати учун унинг узунлиги бўйича йўқотилган напор тенгламасини умумий кўринишда оламиз

$$h_l = \lambda\frac{l}{4R}\cdot\frac{v^2}{2g}, \qquad (4.92)$$

бу ерда l — қаралаётган оқимнинг узунлиги; R — гидравлик радиус. Доиравий қувур учун $D=4R$, у ҳолда (4.92) тенгламани қуйидагича ёзамиз:

$$h_l = \lambda\frac{l}{D}\cdot\frac{v^2}{2g}. \qquad (4.93)$$

(4.92) ва (4.93) тенгламалар Дарси—Вейсбах тенгламаси деб аталади. Бу ерда λ — ўлчам бирлигига эга бўлмаган физик аниқ коэффициент, гидравликада λ гидравлик ишқаланиш коэффициенти деб аталади, қолган ҳадлари маълум. Доиравий қувурдаги напорли, ламинар ҳаракат учун юқорида назарий йўл билан (4.56) тенглама олинган. Қуйида турбулент ҳаракат учун λ ни ҳисоблаш тенгламаларини келтирамиз. Кейинги вақтларда қатор олимлар томонидан λ ни ҳисоблаш формулалари, умуман, унинг О. Рейнольдс сонига ва ўзаннинг ғадир-будурлигига боғлиқ эканлиги исботланган:

$$\lambda = f\left(\mathrm{Re},\ \frac{R}{\Delta},\ \xi\right). \qquad (4.94)$$

Напорли турбулент ҳаракат учун қуйида λ ни ҳисоблаш формулаларини келтирамиз:

а) гидравлик с и л л и қ девор учун:

1. Л. Прандтль формуласи (1932 й)

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_D}} = 2\lg(\mathrm{Re}_D\sqrt{\lambda_D}) - 0{,}80. \qquad (4.95)$$

2. Х. Блазиус формуласи (1913 й.)

$$\lambda = \frac{0{,}3164}{\mathrm{Re}_D^{0,25}}, \qquad (4.96)$$

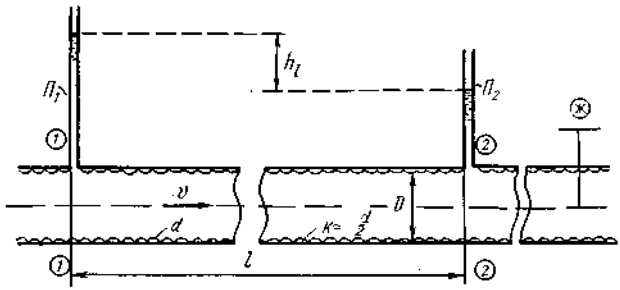
б) ғ а д и р - б у д у р девор учун λ ни ҳисоблаш формулалари юқорида номлари зикр этилган олимлар томонидан ишлаб чиқилган.

Қуйида улардан айримларини, яъни амалда татбиқ этиладиганларини келтирамиз.

4.10- §. ҚУВУРЛАРДА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ НАПОРЛИ ҲАРАКАТИ

И. Никурадзе тажрибаси (1933 й.). И. Никурадзе биринчи бўлиб диаметри D бўлган оддий доиравий қувурда тажриба ўтказган. Қувурда оралиғи l бўлган 1—1 ва 2—2 кесимларда $П_1$ ва $П_2$ пьезометрлар ҳамда $Ж$ жўмрак ўрнатилган (4.16-расм). $Ж$ жўмрак ёрдамида қувурдаги суюқлик ҳаракатининг v тезлигини хоҳлаганча ўзгартириш мумкин. Аммо ҳар бир қувурда ҳосил этилган тезликни ўлчаш учун ўрнатилган $П_1$ ва $П_2$ пьезометрлар ёрдамида ўша қувурнинг l узунлиги бўйича йўқотилган напор h_l аниқланган. Бунда И. Никурадзе гидравлик ишқаланиш коэффициентини (4.93) тенгламага асосан қуйидагича қулай ҳолга келтирган:

$$\lambda = \frac{h_l}{l} 2g \frac{D^3}{\nu^2} \frac{1}{\mathrm{Re}_D^2}. \qquad (4.97)$$

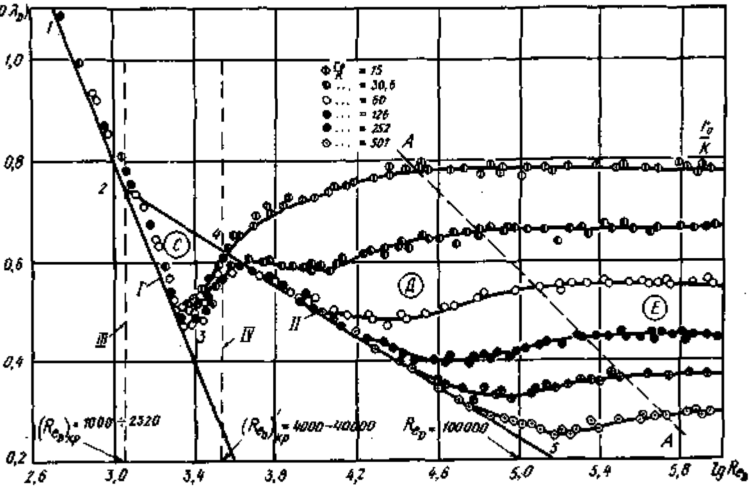


4.16-расм.

Тажрибада h_l, v, ν ларни ўлчаб, λ ни (4.97) тенглама ёрдамида ҳисоблаган. Мазкур тажрибалар доиравий қувурда, унинг ички периметри сатҳи тенг заррачали текис жойлашган (ёпиштирилган) қумлардан ташкил топган ғадир-будурликлардан иборат ўзанда ўтказилган. И. Никурадзе қурилмасидаги ғадир-будурликлар бир хил ўлчамдаги қумлардан иборат бўлиб, улар қувурнинг ички деворига бир-бирига нисбатан бир хил оралиқда бир текис баландликда жойлашган. Буни И. Никурадзе ўз мақоласида қуйидагича тушунтиради: диаметри $d = 0{,}80$ мм бўлган бир ўлчамли қумни олиш учун икки хил, диаметри $d_1 = 0{,}78$ ва $d_2 = 0{,}82$ мм ли элакдан қум аралашмасини элаб ўтказган. Бошқа тажрибада ишлатилган қумларнинг диаметрларини ҳам худди шундай усулда элаб олган. Ўзининг тажрибаларидан олинган натижаларни И. Никурадзе алоҳида номограммага туширган (4.17-расмга қаранг), бунда ордината ўқига $\lg(100\lambda_D)$, абсциссалар ўқига эса $\lg\mathrm{Re}_D$ миқдорлари қўйилган. Шу номограммада қатор эгри ва тўғри чизиқлар мавжуд, уларнинг ҳар бири аниқ бир нисбий ғадир-будурликка эга, яъни

$$\left(\frac{k}{r_0}\right), \qquad (4.98)$$

бу ерда k — а б с о л ю т ғ а д и р - б у д у р л и к, *И. Никурадзе буни қувурнинг ички сатҳи юзасининг ҳақиқий геометрик характеристикаси, яъни шу қувурнинг ички деворига ёпиштирилган қумларнинг геометрик баландлиги этиб қабул*



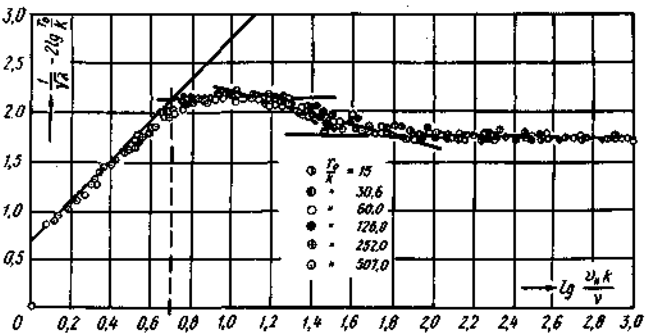
4.17-расм.

қилган, $k = \frac{d}{2}$ (4.16-расм); r — қувурнинг радиуси. Бу номограмма (4.17-расм) бизга гидравлик ишқаланиш коэффициенти О. Рейнольдс сонига ва ўзаннинг нисбий ғадир-будурлигига боғлиқлигини яққол кўрсатади:

$$\lambda = f\left(\text{Re}, \ \frac{r}{k}\right). \qquad (4.99)$$

Бундан ташқари И. Никурадзе ўз тадқиқотларида график тузиш ёрдамида яна бошқа муҳим бир натижани олади. Бу графикнинг координаталари қуйидагича: $\frac{1}{\sqrt{\lambda}} - 2\lg\frac{r}{k}$ ва $\lg\frac{v_* k}{\nu}$ (4.18-расм). Бу график (4.18-расм)да зона ва қаршилик областьларининг чегаралари аниқланган. И. Никурадзе номограммаси (4.17-расм) жуда қулай шаклда бўлиб, суюқлик ҳаракати пайтида йўқотилган напор тўғрисидаги муаммони умумлаштирган ва у қуйидаги натижаларни яққол кўрсатган:

1) гидравлик ишқаланиш коэффициенти λ умумий кўринишда О. Рейнольдс сони ва $\frac{r}{k}$ ўзан деворининг ғадир-будурликларига боғлиқ;



4.18-расм.

2) суюқлик ҳаракатининг хусусий ҳоллари мавжуд эканлигини ҳисобга олсак, у ҳолда ҳар бир хусусий ҳол учун гидравлик ишқаланиш коэффициенти фақат Re га ёки фақат $\frac{r}{k}$ га боғлиқ бўлади;

3) аниқ бир-бири билан боғлиқ бўлган λ ва Re лар учун зона ва областлар мавжуд, улар учун h_l йўқотилган напор v ўртача тезликнинг m даражасига тўғри пропорционал

$$h_l :: v^m ; \tag{4.100}$$

бу ерда m — даража кўрсаткичи, ҳар бир зона ва областлар учун мутлақо аниқ миқдор, $m = 1 \dots 2$. И. Никурадзе номограммасидан фойдаланиб (4.17-расм), чапдан ўнгга биринчи тўғри чизиқни I билан белгилаймиз, бу Ж. Пуазейлнинг назарий (4.56) тенгламасини тасдиқлайди (расмдаги 1–2–3 чизиқ), уни ламинар ҳаракатнинг тўғри чизиғи дейилади ёки Ж. Пуазейл тўғри чизиғи дейилади: иккинчи тўғри чизик II, бу Х. Блазиуснинг назарий (4.96) тенгламасини тасдиқлайди (расмдаги 2–4–5 чизиқ), бу чизиқ Х. Бл азиус тўғри чизиғи дейилади. И. Никурадзе графигининг барча майдонини учта зонага бўлиш мумкин.

Биринчи зона. Бу зона ламинар ҳаракат зонаси дейилади (4.17-расмдаги 1–2–3 тўғри чизиқ ёки I тўғри чизиқ, бу Ж. Пуазейл чизиғи дейилади). Бу зона учун:

а) О. Рейнольдс сони $Re_{кр}$ дан кичик;

б) йўқотилган напор ўзаннинг ғадир-будурлигига боғлиқ эмас, чунки ҳар хил ғадир-будурликларга тегишли $\lambda = f(\mathrm{Re})$ эгри чизиқлар келиб шу ламинар ҳаракатни ифодаловчи 1—2—3 тўғри чизиққа қўшиляпти. Бу зона I да λ Ж. Пуазейл формуласи (4.56) ёрдамида ҳисобланади. Бунда 64 сони фақат доиравий шаклдаги қувур учун олинган. Бошқа шаклдаги қувурлар учун 64 сони ўрнига бошқа ўзгармас сон олинади;

в) йўқотилган напор оқим тезлигининг биринчи даражасига тўғри пропорционал

$$h_l :: v^m, \quad \text{бу ерда } m = 1. \tag{4.101}$$

Иккинчи зона. Бу зонани номустаҳкам зона ёки «алмашиш» зонаси дейилади (4.17-расмда III ва IV вертикалларнинг оралиғи). 4.17-расмда C зонага қаранг. Бу зонада ламинар ҳаракат турбулент ҳаракатга ўтиши мумкин ва аксинча, турбулент ҳаракат ламинар ҳаракатга ўтиши мумкин. Бу ерда О. Рейнольдс сони 1000÷2320 дан то 4000÷40000 гача бўлиши мумкин. Бу зона «ўтувчи зона» бўлиб қолмасдан, унда ҳам ламинар (1—2—3 чизиқ), ҳам турбулент ҳаракат (5—4—2 чизиқ) пайдо бўлиши мумкин. Шунинг учун бу зонани «алмашиш» зонаси деб атайдилар. Бу ҳодиса 4.2-§ да муфассал ёритилган (4.8-расм).

Учинчи зона. Бу зона турбулент ҳаракат зонаси дейилади. У IV вертикалдан ўнг томонда жойлашган. Бу зона ўз ҳолича учта областга бўлинади.

Биринчи област — ўзан девори гидравлик силлиқ област; 4.17-расмдаги 2—4—5 тўғри чизиғи ёки II чизиқ, кўпинча бу Х. Блазиус чизиғи деб аталади. Бу областда:

а) йўқотилган напор оқим тезлигининг 1,75 даража кўрсаткичига тўғри пропорционал

$$h_l :: v^m, \quad \text{бунда } m = 1{,}75. \tag{4.102}$$

б) h_l йўқотилган напор фақат Re га боғлиқ, ғадир-будурликка боғлиқ эмас. Л. Прандтль ва Х. Блазиус тенгламаларига қаранг [(4.95) ва (4.96) тенгламалар].

$$h_l = f(\mathrm{Re}). \tag{4.103}$$

Ўзан девори гидравлик силлиқ деган тушунчани шартли тушунча деб қараш керак, чунки қандайдир бирон ўзига хос шароитда ҳар бир ғадир-будур ўзаннинг девори ўзини силлиқ «тутади». Бу ҳол 4.17 ва 4.18-расмларда, номограммада исботланган. Бундай шароитда ўзанларда ўтказилган тажрибаларда ги ғадир-будурлик гидравлик силлиқ девор учун олинган қаршилик қоидасига бўйсунади. Ўзандаги оқим тубида ламинар ҳаракат қатламчаси мавжудлиги буни тўла тасдиқлади.

Иккинчи област — ўзан девори гидравлик силлиқ областсидан тўлиқ ғадир-будур областга ўтиш, яъни иккинчи даражали қаршилик областига ўтиш области, у 4.17-расмдаги тўғри чизиқ (11 ёки 2—4—5) чизиқ билан *АВ* тўғри чизиғи ўртасида жойлашган (*Д* областига қаранг). Бу ерда йўқотилган напор, формуласидаги, гидравлик шиқаланиш коэффициенти О. Рейнольдс сонига ҳамда нисбий ғадир-будурликка боғлиқ

$$\lambda = f\left(\mathrm{Re},\ \frac{r_0}{k}\right). \tag{4.104}$$

Бу ўтиш областида чизиқлар эгри бўлиб, О. Рейнольдс сони ўсиши билан ва ламинар ҳаракат қатламчасининг қалинлиги юпқалашиб борган сари ғадир-будурликлар шу ламинар қатламчадан юқорига кўтарилаверади, у ҳолда бу эгри чизиқлар 11 ёки 2—4—5 тўғри чизиқдан ажралаётган чоғида озгина пасайиб, кейин кўтарила бошлайди. Бундай кўтарилишга сабаб ўзан туби деворидаги ғадир-будурлик оқим тубидаги ламинар қатламчадан кўтарилиб $\Delta>\delta$ бўлиб қолгани учун гидравлик қаршиликнинг кўпайгани натижасидадир.

Учинчи област— ўзан девори тўлиқ ғадир-будур област, яъни иккинчи даражали қаршилик области, (кўплаб адабиётларда бу област автомодел области деб юритилади). Бу област *АА* чизиғидан ўнгда жойлашган (4.17-расмда *Е* областига қаранг). Бу областида:

а) йўқотилган напор оқим тезлигининг иккинчи даражасига тўғри пропорционал

$$h_l : : v^m, \quad \text{бунда } m = 2; \tag{4.105}$$

б) гидравлик ишқаланиш коэффициенти λ О. Рейнольдс сонига боғлиқ эмас, шунинг учун 4.17-расмда *АА* тўғри чизиғидан ўнг томондаги $\frac{r_0}{k}$ ғадир-будурликларга тегишли ҳамма горизонтал чизиқлар тўғри ва горизонтал ўққа параллел;

в) h_l ва λ фақат нисбий ғадир-будурликка боғлиқ

$$\lambda = f\left(\frac{r}{k}\right). \tag{4.106}$$

И. Никурадзе тажрибаларидан шундай хулоса келиб чиқадики, иншоотларни гидравлик ҳисоблашда қандай суюқлик бўлишидан қатъи назар, гидравликанинг формулаларини бир хилда қўллаш мумкин экан. И. Никурадзе номограммасидан келиб чиқиб йўқотилган напорни ҳисоблашда фақат сувни эмас, умуман суюқликлар (сув, нефть, ёғ ва бошқалар, аномал суюқликлардан ташқари) ни назарда тутиш керак, уларнинг ҳаракати, ўлчов бирлиги бўлмаган комплекс О. Рейнольдс сонининг аниқ миқдори билан характерланади. И. Никурадзенинг ғадир-будур ўзанлар учун ишлаб чиққан формулалари ва уларнинг қўлланиш чегараларини келтирамиз.

А. Ўзан девори гидравлик силлиқ области учун қўлланиш чегараси

$$\lg\frac{v_* k}{\nu} < 0,55,$$

гидравлик қаршилик коэффициентини ҳисоблаш формуласи

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\lg(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}) - 0,80. \tag{4.107}$$

Б. Ўтиш области учун:

биринчи қўлланиш чегараси

$$0,55 < \lg\frac{v_* k}{\nu} < 0,85,$$

а) ҳисоблаш формуласи

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1{,}18 + 2\lg\frac{r}{k} + 1{,}13\lg\frac{v_* k}{\nu}; \qquad (4.108)$$

иккинчи қўлланиш чегараси

$$0{,}85 < \lg\frac{v_* k}{\nu} < 1{,}15,$$

б) ҳисоблаш формуласи

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\lg\frac{r}{k} + 2{,}14. \qquad (4.109)$$

В. Ўзан девори тўлиқ ғадир-будур бўлган ҳол, яъни иккинчи даражали қаршилик области учун қўлланиш чегараси

$$\lg\frac{v_* k}{\nu} > 1{,}83,$$

ҳисоблаш формуласи

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\lg\frac{r}{k} + 1{,}74. \qquad (4.110)$$

Ишлаб чиқилган формулаларни амалда қўллаш ва уларни бошқа формулалар билан таққослаш осон бўлиши учун гидравлик ишқаланиш коэффициентини ҳамда О. Рейнольдс сонини қувурнинг D диаметри ва r радиуси орқали ифодаламасдан, улар ўрнини R гидравлик радиус билан алмаштириб, И. Никурадзе формулаларини бошқача кўринишда ёзамиз.

А. Ўзан девори гидравлик силлиқ области учун

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 4{,}0\lg(\mathrm{Re}_R\sqrt{\lambda_R}) + 2{,}0\,. \qquad (4.111)$$

Б. Ўтиш области учун

а) $$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 4{,}0\lg\frac{R}{k} + 5{,}48; \qquad (4.112)$$

б) $$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 4{,}0\lg\frac{R}{k} + 6{,}82 - 1{,}17\lg\frac{v_* k}{\nu} \qquad (4.113)$$

В. Ўзан девори тўлиқ ғадир-будур бўлганда, яъни иккинчи даражали қаршилик области учун

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 4{,}0\lg\frac{R}{k} + 4{,}68. \qquad (4.114)$$

Кольбрук тажрибаси (1938 й.). Унинг бу тажрибалари напорли қувурда ўтказилган, унинг ички девори ҳар хил ўлчамли ғадир-будурликлардан иборат, яъни қувурнинг ички деворига диаметри ҳар хил бўлган қум ёпиштирилган. Кольбрук ўз тажрибасидан олган натижалари асосида суюқлик ҳаракатининг барча зона ва қаршилик областлари учун универсал формула ишлаб чиққан (4.19-расмга қаранг)

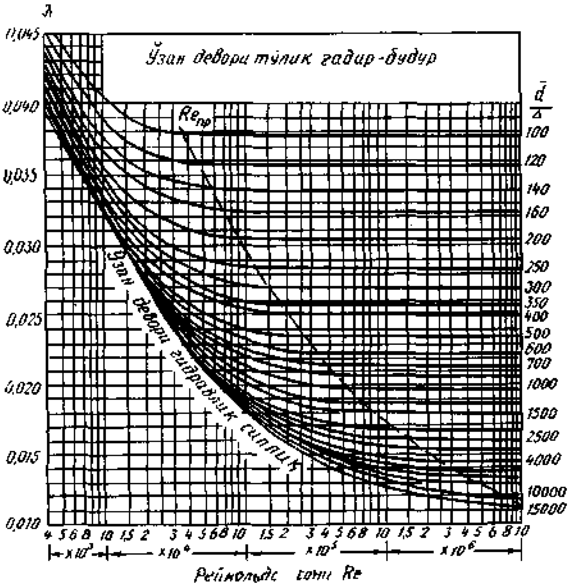
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\lg\left(\frac{k_э}{3{,}7d} + \frac{2{,}51}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}}\right), \qquad (4.115)$$

бунда $k_э$ — қувур деворининг эквивалент ғадир-будурлиги.

Масалан, О. Рейнольдс сони чексизга интилса $\mathrm{Re} \to \infty$ Кольбрук формуласи И. Никурадзенинг (4.110) тенгламасига айланади. О. Рейнольдс сони кичик бўлса, қавс ичидаги биринчи қиймат иккинчисига қараганда жуда кичик бўлади, у ҳолда (4.115) формула И. Никурадзенинг (4.107) тенгламаси кўринишини олади (гидравлик силлиқ девор учун). Кейинги пайтларда Кольбрук формуласи амалда кенг кўламда қўлланиб, гидравлик ишқаланиш коэффициентини ҳисоблашда асос бўлди. Бунга мисол тариқасида А. Д. Альтшул формуласини келтириш мумкин:

$$\lambda = 0{,}11\left[\frac{k_э}{d} + \frac{68}{\mathrm{Re}}\right]^{0{,}25}, \qquad (4.116)$$

бундан кўриниб турибдики, (4.116) тенглама Кольбрук формуласининг хусусий ҳоли.



4.19-расм

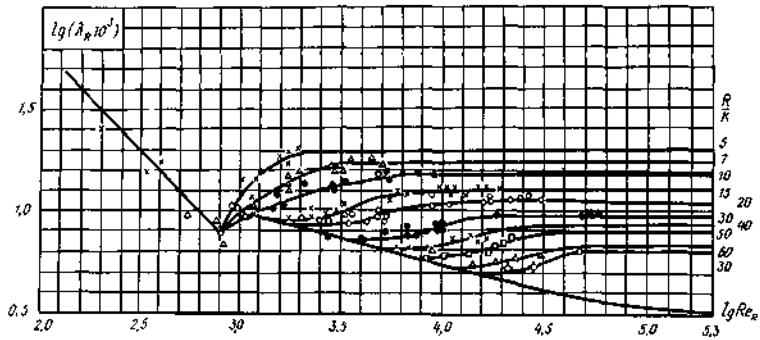
Иккинчи даражали қаршилик области учун (4.115) формула (Кольбрук формуласи) соддалашади ва Л. Прандтль формуласи кўринишида бўлади

$$\lambda = \frac{0{,}25}{\left[\lg\left(\frac{k_э}{3{,}7d}\right)\right]^2}. \qquad (4.117)$$

Ғадир-будур очиқ ўзанларда барқарор текис илгариланма турбулент ҳаракатдаги суюқликлар учун гидравлик ишқаланиш коэффициентини қараб чиқамиз.

4.11-§. ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ НАПОРСИЗ ҲАРАКАТИ

А. П. Зегжда тажрибаси (1935 й.). А. П. Зегжда биринчи бўлиб ўзининг тажрибаларини ғадир-будур очиқ ўзанда ўтказган. Бунда ўзан туби ва деворларининг ғадир-будур-



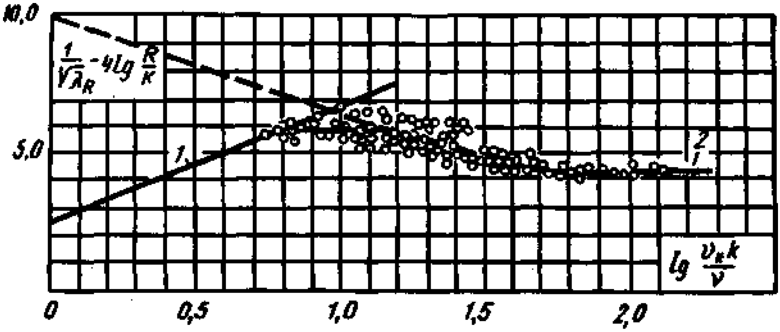
4.20-расм.

лиги унга бир хил қум-тошларни ёпиштириш йўли билан ҳосил қилинган. А. П. Зегжда тажрибаларида ламинар ва турбулент ҳаракатлар ҳар хил ғадир-будурликларда ўрганилган. Шуниси эътиборга сазоворки, А. П. Зегжда тажрибаларида ғадир-будурликлар баландлиги $k_з$ алоҳида гидравлик усулда, бошқалардан мутлақо фарқли ҳолда аниқланган. А. П. Зегжда ҳам ўзининг очиқ ўзанларда ўтказган тажрибалар натижаларини И. Никурадзе сингари номограмма шаклида ордината ўқига $\lg(\lambda_R \cdot 10^3)$, абсцисса ўқига $\lg \mathrm{Re}_R$ ни қўйиб, ажойиб бир график ҳосил қилган (4.20-расм). А. П. Зегжда графигида ҳам И. Никурадзе номограммасидек, ўша тўртта кўринишдаги тўғри чизиқ — I, II, III, IV чизиқлар мавжуд; учта зона ва учта область ва уларнинг чегаралари тасдиқланган (4.21-расм).

Шундай қилиб, А. П. Зегжда ўз тажрибаларининг натижаси асосида барча зона ва областлар учун тузилган номограммадан фойдаланиб қуйидаги тенгламаларни ишлаб чиққан.

А. Турбулент ҳаракат зонасидаги гидравлик силлиқ девор области учун

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 4{,}0\lg(\mathrm{Re}_R\sqrt{\lambda_R}) + 2{,}0. \qquad (4.118)$$



4.21-расм.

Б. Турбулент ҳаракат зонасидаги ўтиш области учун

а) $$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 4,0\lg\frac{R}{k} + 5,75; \qquad (4.119)$$

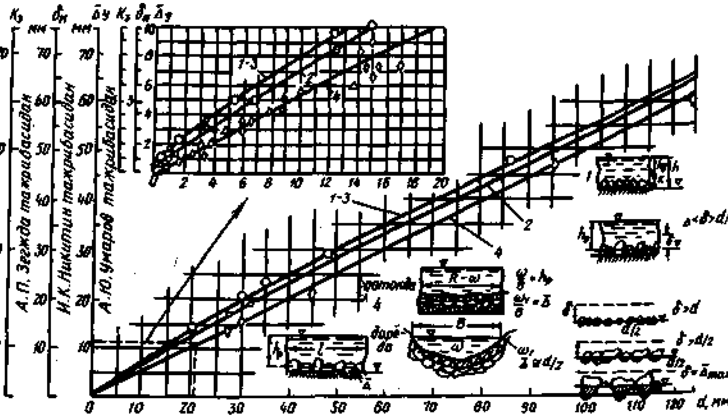
б) $$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 4,0\lg\frac{R}{k} + 9,65 - 4,0\lg\left(\frac{v_* k}{\nu}\right)^{0,81}. \qquad (4.120)$$

В. Ўзан девори тўлиқ ғадир-будур бўлган ҳол, яъни иккинчи даражали қаршилик области учун

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 4,0\lg\frac{R}{k} + 4,25. \qquad (4.121)$$

И. Никурадзе тажрибаларидан олинган натижаларни А. П. Зегжда тажрибалари натижалари билан таққосласак, иккала ҳолда ҳам номограммалар кўриниши шаклан бир-бирига ўхшаш (4.17 ва 4.20-расмлар). Барча зона ва областлар учун ишлаб чиқилган тенгламалар бир-биридан жуда кам фарқ қилади. А. П. Зегжда фикрича, бу фарқ тажриба пайтида очиқ ўзанларда ўлчанган гидравлик элементлар аниқлигига нисбатан паст даражада бўлгани (очиқ ўзанда қувурга нисбатан сувнинг сатҳи текис бўлмаганлиги) сабабли рўй бериши мумкин. Бундан ташқари И. Никурадзе тажрибасида ғадир-будурликни ҳосил қилиш учун бир хил ўлчамли қумлар ишлатилган. А. П. Зегжда тажрибасида эса бу қум-тошлар И. Никурадзе қурилмасидагидек деярлик бир хил ўлчамли бўлмаган.

А. Ю. Умаров тажрибаси (1962 й.). А. Ю. Умаров биринчи бўлиб тажрибаларини очиқ ўзанларда қум-тошларнинг ҳаракати пайтида ўтказган. Бу тажрибалар туби қум-тошлардан иборат ғадир-будур очиқ ўзанларда ўтказилган. Шу тарзда кўплаб тажрибалар лабораторияда ва дала шароитларида, табиий ўзанларда, дарёларда ва каналларда ўтказилган. Уларнинг А. П. Зегжда тажрибаларидан фарқи шундаки, А. П. Зегжда тажриба ўтказаётган ўзанга ғадир-будурлик ҳосил қилиш учун қумлар ёпиштирилган, яъни бу ғадир-будурлик суюқлик ҳаракати таъсирида ҳаракатланмаган. А. Ю. Умаров тажрибаларида эса қум-тошлар ўзан тубига ҳам бириктирилган (ёпиштирилган), ҳам бириктирилмаган (ёпиштирилмаган), бириктирилмаганлари тажриба пайтида ҳаракатда бўлган. Албатта, қум-тошлар ҳаракатда бўлган ҳолда тажрибалар шундай эҳтиёткорлик билан ўтказилганки, ундаги ўлчанган гидравлик элементлар ҳаракат жараёнларида кинолентага олинган. Кейин бу тажрибаларни хонада экранга тушириш усули билан оқимнинг барча гидродинамик элементлари ўлчаб олинган ва ҳисоблаб чиқилган. Тажриба пайтида ўзанда барқарор текис илгариланма турбулент ҳаракат ташкил этилган, шу онда қум-тошларни ўзи билан юрғизиб келаётган суюқлик оқимининг ҳаракати динамик мувозанатда бўлган. Буни, ўзанга берилаётган қум-тошларнинг ҳажм миқдори билан ўзан охиридаги ҳавзага тушаётган қум-тошлар ҳажм миқдорининг бир-бирига тенглиги шарти исботлайди. Бу ерда $\bar{\Delta}$ ғадир-будурликнинг баландлиги ўзанда унинг ҳажмини ўлчаш усули билан аниқланади (микрошаклли ғадир-будурлик учун — 4.22-расм, макрошаклли учун — 4.23-расм). Худди шу ҳажмий усул билан очиқ ўзандаги сувнинг h чуқурлиги ҳам ўлчанган. Бу ҳажмий усул А. Ю. Умаров усули бўлиб, бошқалардан мутлақо фарқ қилади (4.22-расм). Олинган натижаларни бошқа олимларнинг, масалан, И. Никурадзе, А. П. Зегжда, В. С. Кнороз, И. К. Никитин ва бошқаларнинг тажрибалари натижалари билан таққослаймиз.



4.22-расм.

Бунинг учун барча гидравлик элементларни, чунончи, ғадир-будурликларни бир тизимга келтириш зарур. Масалан, И. Никурадзе тажрибасида ғадир-будурликнинг баландлиги қуйидагича қабул қилинган

$$k_э \simeq \frac{d}{2}. \qquad (4.122)$$

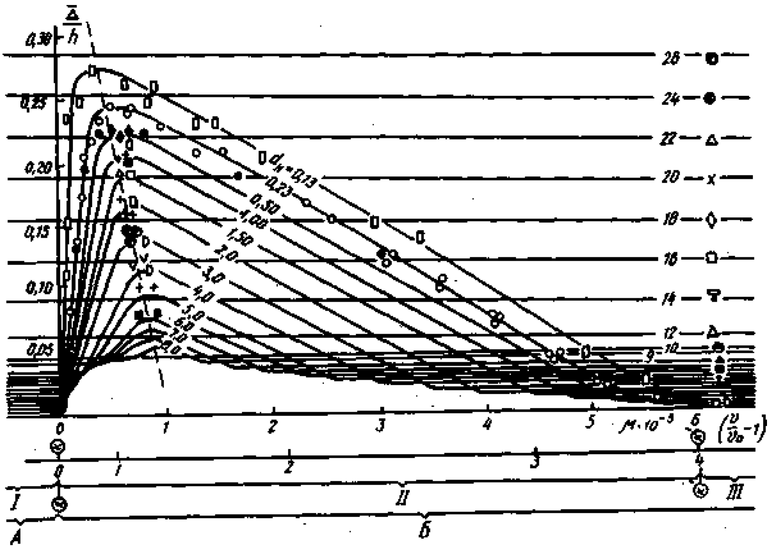
А. П. Зегжда тажрибасида эса ғадир-будурлик махсус гидравлик усулда олинган

$$\left.\begin{array}{l} k_э \gg d \text{ — майда қум учун, } d < 1{,}0 \text{ мм} \\ k_э \le d \text{ — йирик қум учун, } d \ge 2{,}0 \text{ мм} \end{array}\right\} \qquad (4.123)$$

А. Ю. Умаров тажрибасида бутунлай янги, ҳажмий усул қўлланилган; ўзаннинг тубига ёпиштирилган текис ғадир-будурлик учун (микрошаклли ғадир-будурлик) $\bar{\Delta}$ қуйидагича олинади,

$$\bar{\Delta} \simeq \frac{d}{2}. \qquad (4.124)$$

Ўзан тубига ёпиштирилган ғадир-будурликни аниқлашда В. Н. Гончаров, И. И. Леви, А. П. Зегжда, И. Никурадзе,



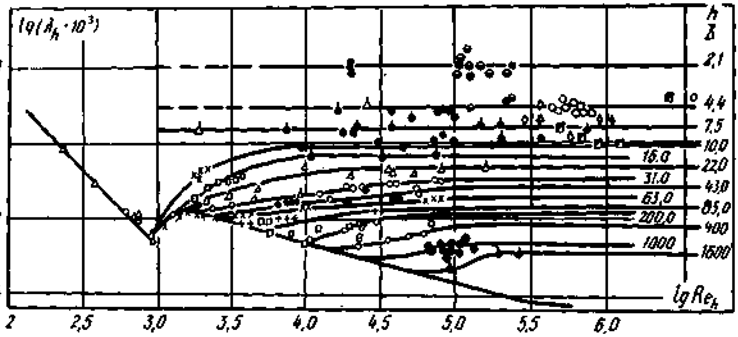
4.23-расм.

В. С. Кнороз, И. К. Никитин, А. Ю. Умаров тажрибаларини бир тизимга келтириб (4.22-расм), кейин ўзаро таққосланган.

Микро- ва макрошаклли ўзанлар учун $\bar{\Delta}$ ни А. Ю. Умаров формуласидан аниқлаш мумкин, у қуйидагича:

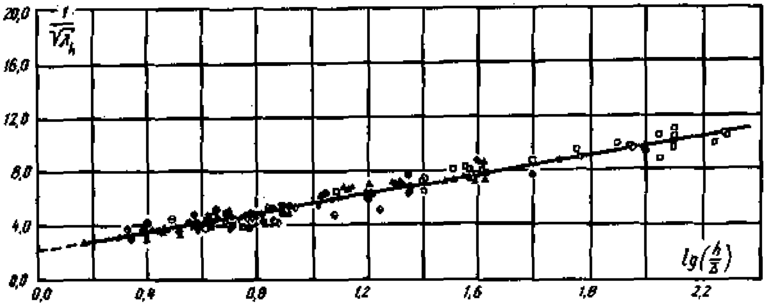
$$\lg\bar{\Delta} = \lg h - 0,287\left[2,045 + (\lambda_h^{0,5})^{-1}\right]. \qquad (4.125)$$

Формулаларни солиштираётганда ғадир-будурликларни бир тизимга келтириб, хоҳлаган ифодани (масалан, $k_з$, $k_э$ ёки $\bar{\Delta}$ ва бошқалар) ҳисоблаш асоси деб олиш мумкин. 4.22-расмдан фойдаланиб, ҳар бир олимнинг қабул қилган ғадир-будурликларининг баландлигини ифодаловчи шартли белгиларини бир тизимга келтириш керак. Бу расмдаги чизма, агар ўзан тубидаги ғадир-будурлик фақат тўғри текисликда бўлса, бундай ғадир-будурлик тўғри текисликнинг микрошаклли ғадир-будурликлари дейилади. Агар ғадир-будурлик ўзаннинг тубига ёпиштирилмаган бўлиб, у ҳаракатланса, ўзан тубида йирик нотекисликлар, қум пушталари пайдо бўлади, бундай ғадир-будурликлар макрошаклли ғадир-будурликлар дейилади. Бундай ғадир-будурликлар ўзаннинг ювилиш тезлиги ва су-



4.24-расм.

юқликнинг қум-тошлар билан юкланиш дарожиси (концентрация)га боғлиқ. Бу ҳолда ғадир-будурлик баландлиги 4.23-расмдаги номограммадан олинади. А. Ю. Умаровнинг очиқ ўзанда ўтказган тажрибалари натижалари асосида номограмма тузилган (4.24-расм). Унда ордината ўқи бўйича $\lg(\lambda_h \cdot 10^3)$ ва абсцисса ўқи бўйича $\lg Re_h$ қўйилган. Энди бошқа олимларнинг тажрибалари натижаларини 4.24-расмдаги номограммага қўйиб чиқамиз. Масалан, А. П. Зегжда В. Н. Гончаров, И. В. Егиазаров, В. С. Кнороз, К. Ф. Артомонов, З. Н. Нуритдинов ва бошқаларнинг тажрибалари натижаларини ишлаб чиқиб, юқорида айтилган усулда уларни бир тизимга келтириб, 4.24-расмдаги номограммага қўйдик. Бу ерда ҳар хил муаллифларнинг ишларини, шу 4.22 ва 4.23-расмлардаги чизма графиклар ёрдамида бир тизимга келтириб, ундан кейин уларнинг қийматларини номограммага қўйсак (4.24-расм), тегишли зона ва областлар, ҳатто уларнинг чегаралари ҳам А. П. Зегжда номограммасига жуда ўхшашлиги аниқланди. Бу номограммада ҳам А. П. Зегжданики каби I, II, III, IV ва *AA* тўғри чизиқлари мавжуд; I тўғри чизиқ ламинар ҳаракатни ифодалайди, бу ерда $\lg Re_h = 2{,}92$, яъни $Re_h = 830$; II тўғри чизиқ ўзан девори гидравлик силлиқ девор областни кўрсатади; *AA* тўғри чизиқнинг ўнг томони ўзан девори тўлиқ ғадир-будур, яъни иккинчи даражали қарши-



4.25-расм.

лик области дейилади. Иккинчи даражали қаршилик области учун А. Ю. Умаров томонидан гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқловчи тенглама ишлаб чиқилган, у қуйидагича (4.25-расм)

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_h}} = 3,48 \lg \frac{h}{\Delta} + 2,08. \qquad (4.126)$$

(4.126) тенгламадан гидравлик ишқаланиш коэффициенти

$$\lambda_h = \left[3,48 \lg\left(\frac{3,96h}{\bar{\Delta}}\right)\right]^{-2}, \qquad (4.127)$$

бундан кўринадики, А. П. Зегжда ва А. Ю. Умаров тенгламалари очиқ ўзан шароитида олинган бўлиб, структураси жиҳатидан И. Никурадзенинг напорли қувур, И. И. Леви ва В. С. Кнорознинг, Б. Ф. Снишенконинг макрошаклли ғадир-будур очиқ ўзан учун олинган тенгламалари билан бир хил, фарқи фақат гидравлик радиусда. Мутлақ геометрик ғадир-будурликнинг қийматини аниқлаш ёки ўлчаш қийин бўлгани учун ва ғадир-будурлик турлари классификацияси бўлмагани сабабли $\bar{\Delta}$ билан λ ўртасида боғланувчи жадвал ёки шкалани ҳозирча тузишнинг иложи йўқ. Аммо шунга қарамасдан, очиқ ўзанлар учун А. П. Зегжда, В. С. Кнороз ва А. Ю. Умаровларнинг гидравлик ишқаланиш коэффициентини ҳисоблаш учун ишлаб чиққан тенгламалари микро-ва макрошаклли ғадир-будур очиқ ўзанларни, масалан, дарёларни, каналларни ва бошқа гидротехник иншоотларни гидравлик ҳисоблашда амалий аҳамиятга эга.

4.12-§. ИККИНЧИ ДАРАЖАЛИ ҚАРШИЛИК ОБЛАСТИ УЧУН ЎЗАННИНГ УЗУНЛИГИ БЎЙИЧА ЙЎҚОТИЛГАН НАПОР. А. ШЕЗИ ФОРМУЛАСИ. СУВ САРФИ МОДУЛИ. ТЕЗЛИК МОДУЛИ

Гидротехник иншоотларни лабораторияда тажрибада ўрганиш жараёнида, уларни лойиҳалаш чоғида, суюқлик ҳаракатлари ҳодисалари ва жараёнлари иккинчи даражали қаршилик областига қарашли деб қабул қилинади ва шу областга тегишли тенгламалардан фойдаланилади. Бунинг учун О. Рейнольдс сони критик О. Рейнольдс сонидан катта, яъни $Re > Re_{кр}$ бўлиши керак (4.2-§, 4.8-расмга қаранг). Иншоотларни гидравлик ҳисоблашда иккинчи даражали қаршилик областига қарашли тенгламалардан фойдаланилса ҳисоблаш анча соддалашади, чунки бу областда бир неча миқдорларнинг моделлаш масштаб коэффициентлари бирга тенг бўлади, масалан, $\alpha_\lambda = \alpha_C = \alpha_\xi = 1{,}0$, бу дегани, иккинчи даражали қаршилик областида, гидравлик ишқаланиш коэффициенти λ ва А. Шези коэффициенти C тўғридан тўғри ҳеч қандай қўшимча кўпайтмасиз моделдан аслига ўтказилаверади. Бошқа областларда эса бундай қилиш мумкин эмас, чунки бу ерда v оқим тезлиги қийматлари ва ғадир-будурликлари баландликлари ўзгарувчан бўлади. Бу ўзгарувчанлик ўша иккинчи даражали бўлмаган областларда $\lambda = f\left(\mathrm{Re}, \frac{h}{\Delta}\right)$ бўлади, Re сони эса, вақт ўтиши билан ўзгариб боради, натижада λ ҳам ўзгаради. Иккинчи даражали қаршилик областида эса λ миқдори О. Рейнольдс сони Re га боғлиқ эмас, шундай экан, бу ерда, оқим тезлигини билмасдан туриб ҳам λ ни аниқлашимиз мумкин. Бундан ташқари, айрим тажрибалар натижалари ўтиш областига тегишли бўлиб қолиши мумкин. Шунга қарамасдан кўпинча, ҳисобкитобда иккинчи даражали қаршилик областига тааллуқли тенгламалардан фойдаланилади. Юқорида кўрсатилган нуқсон ғадир-будурликни аниқлаётгандаги камчиликларга қараганда унчалик сезиларлик эмас, унга эътибор бермаса ҳам бўлади, чунки ғадир-будурлик кўрсаткичи тайёр жадвалдан олинади. У жадвалдаги миқдор ўзаннинг сифатига қараб эмас, балки юзаки олинган. Бу ўз ўрнида жуда катта муаммоки, ҳозирча ғадир-будурликларни ўлчаш усуллари ишлаб чиқилмаган, борлари эса табиатдаги жараёнларни аниқ тушунтириб бермайди. Ҳозирча ғадир-будурликнинг баландлигини уларнинг ўзанда жойланишига қараб: микрошаклли ғадир-будур учун 4.22-расм ёки макрошаклли ғадир-будур учун 4.23-расм ёрдамида аниқлаш мумкин. Юқоридагиларни назарда тутиб, бундан буён фақат иккинчи даражали қаршилик областига қарашли напорли ва напорсиз, барқарор текис илгариланма ҳаракатларни қараб чиқамиз.

А. Шези формуласи. А. Шези формуласини олиш учун (4.92) формуласини қуйидагича кўчириб ёзамиз:

$$v = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \cdot \sqrt{R\frac{h_l}{l}}, \tag{4.128}$$

ёки

$$v = C\sqrt{RJ}, \tag{4.129}$$

бу ерда v — оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони бўйича ўртача тезлиги; R — гидравлик радиуси; J — пьезометрик нишаб; C — А. Шези коэффициенти.

(4.129) формула А. Шези формуласи деб аталади. (4.128) ва (4.129) формулаларни солиштириб, C ни оламиз (напорли қувурлар учун)

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}. \tag{4.130}$$

(4.130) ва (4.131) формуладан λ ни топамиз,

$$\lambda = \frac{8g}{C^2}. \tag{4.131}$$

(4.130) ва (4.131) формулалар доиравий напорли қувур учун гидравлик ишқаланиш коэффициенти λ нинг А. Шези коэффициенти C билан боғланишини кўрсатади. Бундан кўринадики, λ ни билсак, C ни аниқлаш жуда осон бўлади.

Иккинчи даражали қаршилик областида λ фақат нисбий ғадир-будурликка боғлиқ (Re га боғлиқ эмас), унда C ҳам фақат нисбий ғадир-будурликка боғлиқ бўлади.

А. Шези тенгламасидан келиб чиқадиган формулалар. А. Шези формуласи (4.129)дан қуйидаги муҳим формулаларни олиш мумкин:

$$J = \frac{v^2}{C^2 R}; \tag{4.132}$$

$$h_l = J \cdot l = \frac{v^2}{C^2 R} l; \tag{4.133}$$

$$Q = v\omega = \omega C\sqrt{RJ}, \tag{4.134}$$

бу ерда l — оқимнинг қаралаётган бўлагининг узунлиги. Сув сарфи модули

(I)
$$\omega C\sqrt{R} = K; \tag{4.135}$$

бундан (4.134) формулани қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$Q = K\sqrt{J}, \tag{4.136}$$

текис илгариланма ҳаракат учун

(II)
$$K = \frac{Q}{\sqrt{J}}. \tag{4.137}$$

(4.137) формуладан

$$J = \frac{Q^2}{K^2}, \tag{4.138}$$

у ҳолда (4.133) формуладан

$$h_l = Jl = \frac{Q^2}{K^2} l. \tag{4.139}$$

Тезлик модули

(I)
$$C\sqrt{R} = W \text{ (белги)}, \tag{4.140}$$

бундан (4.129) формулани қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$v = W\sqrt{J}, \tag{4.141}$$

текис илгариланма ҳаракат учун

(II)
$$W = \frac{v}{\sqrt{J}}. \tag{4.142}$$

(4.142) формуладан

$$J = \frac{v^2}{W^2}, \tag{4.143}$$

у ҳолда

$$h_l = Jl = \frac{v^2}{W^2} l. \tag{4.144}$$

Амалда қувурни ва очиқ ўзанларни гидравлик ҳисоблашда иккинчи даражали қаршилик соҳаси учун сув сарфи модули K ва тезлик модули W тушунчалари кенг қўлланилади.

4.13- §. А. ШЕЗИ КОЭФФИЦИЕНТИНИ ҲИСОБЛАШ УЧУН ЭМПИРИК ФОРМУЛАЛАР

(4.129) формуладан А. Шези коэффициентини аниқлаймиз

$$C = \frac{v}{\sqrt{RJ}}. \tag{4.145}$$

А. Шези коэффициентини аниқловчи формулалар кўп, улар ҳар хил муҳитда ҳар хил шароитда яратилган. Бу ерда, асосан, амалиётда кўпроқ қўлланиладиган формулаларни келтирамиз.

1. Гангилье–Куттер формуласи

$$C = \frac{23 + \frac{1}{n}}{1 + 23\frac{n}{\sqrt{R}}}, \tag{4.146}$$

бу ерда n — ўзан деворининг ғадир-будурлигини ифодаловчи коэффициент.

2. Маннинг формуласи

$$C = \frac{1}{n} R^{\frac{1}{6}}. \tag{4.147}$$

3. Н. Н. Павловский формуласи

$$C = \frac{1}{n} R^{y}, \tag{4.148}$$

бу ерда

$$y = 2,5\sqrt{n} - 0,13 - 0,75\sqrt{R}(\sqrt{n} - 0,10).$$

Н. Н. Павловский фикрича даража кўрсаткичи y ни қуйидагича содда шаклга келтириш мумкин:

а) агар $R < 1,0$ м бўлса, у ҳолда $y \simeq 1,5\sqrt{n}$;

б) агар $R > 1,0$ м бўлса, у ҳолда $y \simeq 1,3\sqrt{n}$.

4. Х. Базен формуласи (1897 й.)

$$C = \frac{87}{1 + \frac{n}{R}}. \tag{4.149}$$

5. И. А. Агроскин формуласи (1949 й.)

$$C = 17,72(k + \lg R), \tag{4.150}$$

бу ерда $k = 0,056/n$.

6. А. Д. Альтшул формуласи

$$C = 25\left[\frac{R}{(80n)^6 + \frac{0,025}{\sqrt{RJ}}}\right]^{\frac{1}{6}}. \tag{4.151}$$

Ғадир-будурликни ифодаловчи коэффициенти бўлмаган янги формулалар.

7. А. Д. Альтшул формуласи

$$C = 25\left[\frac{R}{k_э + \frac{0,025}{\sqrt{RJ}}}\right]^{\frac{1}{6}}, \tag{4.152}$$

бу ерда $k_э$ — эквивалент ғадир-будурлик.

8. А. Ю. Умаров формуласи (1967 й). Микро- ва макрошаклли ғадир-будурликлар учун

$$C = \left[4,92\lg\left(\frac{h}{\bar{\Delta}}\right) + 2,94\right]\sqrt{g}, \tag{4.153}$$

бу ерда $\bar{\Delta}$ — микро- ва макрошаклли ғадир-будурликнинг ўртача геометрик баландлиги, (4.124) ва (4.125) формулалардан олинади (4.22- ва 4.23-расмларга қаранг).

$$\lg\bar{\Delta} = \lg h - 0,287\left[2,045 + \frac{1}{\sqrt{\lambda_h}}\right]. \tag{4.154}$$

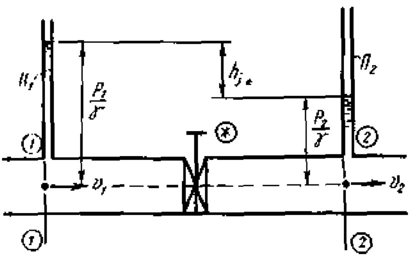
4.14-§. МАҲАЛЛИЙ ҚАРШИЛИКЛАР ТАЪСИРИДА ЙЎҚОТИЛГАН НАПОР. Ж. Ш. БОРДА ФОРМУЛАСИ

Сув ўтказгич қувурларнинг қайси бирида сув оқса, ўша жойда ҳар хил маҳаллий тўсиқлар — торайиш, кенгайиш, диафрагма, жўмрак ва ҳоказолар, қўшимча қаршиликларни келтириб чиқаради. Маҳаллий қаршиликлар бор ерда (шу ораликда) оқим ўз энергиясининг бир бўлагини йўқотади. Шу ораликнинг узунлиги жуда қисқа бўлганлиги учун уни маҳаллий гидравлик қаршилик дейилади. Маҳаллий қаршиликларнинг кўринишлари жуда кўп ва ҳар хил, аммо уларнинг ҳаммаси учун умумий кўрсатма мавжуд.

Агар қувур қисқа бўлиб, маҳаллий қаршиликлар кўп бўлса, у ҳолда маҳаллий қаршиликлар учун йўқотилган напор ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напордан анча катта бўлади. Бу ҳолда маҳаллий қаршиликлар муҳим аҳамиятга эга бўлади ва улар ҳар томонлама ўрганилади.

Маҳаллий йўқотилган напор

Амалда маҳаллий қаршиликлар таъсирида йўқотилган напор h_j ни одатда икки пьезометрлар кўрсаткичларининг фарқлари билан ўлчанади. Бу пьезометрларнинг бири маҳаллий қаршиликнинг олдига, иккинчиси эса унинг орқасига ўрнатилган бўлади. Масалан, жўмрак Ж ни олсак, у тўғри кувурда ўрнатилган, яъни қувурнинг диаметри жўмрак Ж дан олдин ва ундан кейин ҳам бир хил (D = const), ундаги пьезометрлар 4.26-расмда кўрсатилган. Маҳаллий йўқотилган напор тезлик напори орқали ифодаланади



4.26-расм.

$$h_j = \xi_j \frac{v^2}{2g}, \qquad (4.155)$$

бу ерда ξ_j — маҳаллий қаршилик коэффициенти; v — оқимнинг ўртача тезлиги (маҳаллий қаршиликдан кейинги). Бу формула Ж. Вейсбах формуласи деб аталади. Бу ерда шуни эслатиб ўтиш керакки, ҳар бир маҳаллий қаршиликнинг ўз коэффициенти ξ бўлади, улар тажриба усулида аниқланади. Агар қувурнинг бирор-бир бўлагида бир неча маҳаллий қаршиликлар, масалан, кириш (қувурга), бурилиш, жўмрак, чиқиш (қувурдан) мавжуд бўлса, у ҳолда умумий маҳаллий қаршилик коэффициенти ҳар бир маҳаллий қаршилик коэффициентларининг йиғиндисига тенг, яъни

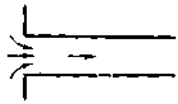
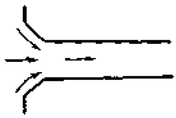
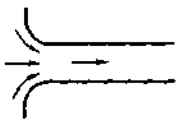
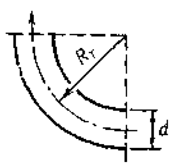
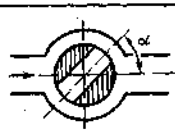
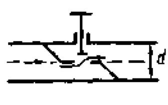
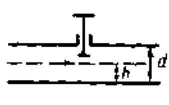
$$\xi = \xi_{\text{кириш}} + \xi_{\text{бурилиш}} + \xi_{\text{жўмрак}} + \xi_{\text{чиқиш}}, \qquad (4.156)$$

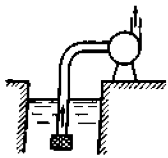
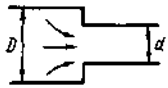
у ҳолда маҳаллий йўқотилган напор:

$$h_j = \xi_j \frac{v^2}{2g} = (\xi_{\text{кириш}} + \xi_{\text{бурилиш}} + \xi_{\text{жўмрак}} + \xi_{\text{чиқиш}}) \frac{v^2}{2g}. \qquad (4.157)$$

Ҳар хил маҳаллий қаршилик шакллари учун маҳаллий қаршилик коэффициентлари 4.1-жадвалда келтирилган.

4.1-жадвал

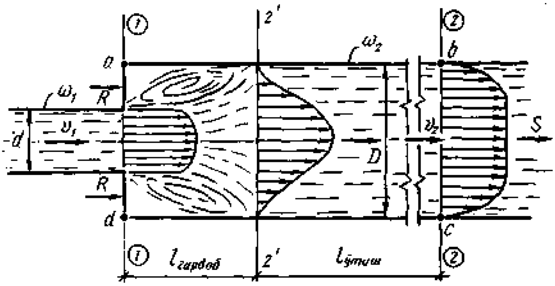
Маҳаллий қаршиликнинг номи	Шакли	Маҳаллий қаршилик коэффициенти
Кириш (ўткир қиррали қувурга)		$\xi_{кириш} = 0{,}50$
Кириш (синиқ қиррали қувурга)		$\xi_{кириш} = 0{,}20 \div 0{,}25$
Кириш (силлиқланган қувурга)		$\xi_{кириш} = 0{,}05 \div 0{,}10$
Тирсак (доиравий қувурда) $R_T \geq 2D$ $R_T = (3 \div 7)D$		$\xi_т = 0{,}50$ $\xi_т = 0{,}30$
Жўмрак (α=30°)		$\xi_ж = 5{,}0 \div 7{,}0$
Жўмрак (Вентил)		$\xi_ж = 1{,}0 \div 3{,}0$
Жўмрак (Задвижка) $h = D$ $h = \frac{D}{2}$		$\xi_ж = 1{,}0$ $\xi_ж = 2{,}0$

<table>
<tr><th>Маҳаллий қаршиликнинг номи</th><th>Шакли</th><th>Маҳаллий қаршилик коэффициенти</th></tr>
<tr><td>Сўрувчи қувурдаги сим тўр</td><td></td><td>$\xi_{с.тўр} = 5,0 \div 7,0$</td></tr>
<tr><td>Бирдан кенгайиш
$h_{j б.к.} = \xi_{j б.к.} \frac{v^2}{2g}$.</td><td></td><td>$\xi_{jб.к} = \left(\frac{D^2}{d^2} - 1,0\right)^2$</td></tr>
<tr><td>Бирдан торайиш
$h_{jб.т} = \xi_{jб.т} \frac{v^2}{2g}$,
$\xi_{jб.т} = f\left(\frac{\omega}{\Omega}\right)$</td><td></td><td><table><tr><td>ω/Ω</td><td>0,1</td><td>0,2</td><td>0,3</td><td>0,4</td><td>0,5</td></tr><tr><td>$\xi_{б.т}$</td><td>0,47</td><td>0,42</td><td>0,38</td><td>0,34</td><td>0,30</td></tr><tr><td></td><td>0,6</td><td>0,7</td><td>0,8</td><td>0,9</td><td>1,0</td></tr><tr><td></td><td>0,25</td><td>0,2</td><td>0,15</td><td>0,10</td><td>0,05</td></tr></table></td></tr>
<tr><td>Чиқиш (қувурдан каналга)</td><td></td><td>$\xi_{чиқиш} = 1,0$</td></tr>
</table>

Қувурнинг тез кенгайиши. Ж. Ш. Борда формуласи. Қувурдан каналга чиқиш шакли

Қувурнинг тез кенгайган шаклида маҳаллий қаршилик таъсирида йўқотилган напорни Д. Бернулли тенгламаси ва ҳаракат миқдорининг гидравлик тенгламасини қўллаб, назарий усулда ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун керакли математик ўзгартиришларни амалда бажариб, гидродинамикада кенг маълум бўлган Ж. Ш. Борда тенгламасини олиш мумкин (4.27-расм). Бу формула қуйидагича

$$h_j = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}, \tag{4.158}$$



4.27-расм.

бу ерда v_1 — напорли қувурнинг кенгайишдан олдинги кўндаланг кесимидаги тезлик; v_2 — кенгайишдан кейинги кўндаланг кесимдаги тезлик. Бу тезликларнинг фарқи (v_1-v_2) маҳаллий қаршиликлар таъсирида йўқотилган тезлик бўлади. Шундай экан, (4.158) тенглама қуйидагича ўқилади: Қувурнинг тез кенгайишида йўқотилган напор йўқотилган тезликка жавоб берувчи тезлик напорига тенг. Маҳаллий қаршиликни ҳисоблашда унинг, яъни маҳаллий қаршиликнинг олдидаги тезликни қабул қилсак, яъни (4.158) формуладан $\frac{v_1^2}{2g}$ ни қавсдан ташқарига чиқарсак, у ҳолда

$$h_j = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g}, \tag{4.159}$$

ёки

$$h_j = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g}. \tag{4.160}$$

$$\left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = \xi_j' \tag{4.161}$$

билан белгиласак, у ҳолда

$$h_j = \xi_j' \frac{v_1^2}{2g}. \tag{4.162}$$

Агар шу усулда, маҳаллий қаршиликнинг орқасидаги тезликни қабул қилсак, у ҳолда қавсдан ташқарига $\frac{v_2^2}{2g}$ ни чиқариб, ξ_j'' маҳаллий қаршилик коэффициентини топамиз ва йўқотилган напорни аниқлаймиз:

$$h_j'' = \xi_j'' \frac{v_2^2}{2g}. \tag{4.163}$$

Амалий машғулот ўтказиш учун гидродинамикадан материаллар

4.2-масала. Напорли қувурда суюқликнинг турбулент ҳаракати пайтида унинг узунлиги бўйича йўқотилган напорни аниқланг. Қувурнинг узунлиги $l = 800$ м, ундаги суюқлик сарфи $Q = 0{,}10$ м³/с. Қувур пўлатдан ясалган бўлиб, диаметри $D = 0{,}25$ м ва ғадир-будурлигининг ўртача баландлиги $\bar{\Delta} = 0{,}0013$ м.

Ечиш. Қаралаётган масаладаги берилган миқдорлар иккинчи даражали қаршилик соҳасида ётади деб фараз қиламиз, у ҳолда йўқотилган напор А. Шези формуласи $v = C\sqrt{RJ}$ дан фойдаланиб қуйидагича аниқланади:

$$h_l = \frac{v^2}{C^2 R} l,$$

бу ерда

$$J = \frac{h_l}{l}.$$

Бунда v узлуксизлик тенгламасидан аниқланади:

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{0{,}10}{\pi\frac{D^2}{4}} = \frac{0{,}10}{\frac{3{,}14\cdot 0{,}25^2}{4}} = 2{,}04 \text{ м/с},$$

бу ерда

$$R = \frac{D}{4} = \frac{0{,}25}{4} = 0{,}0625 \text{ м}.$$

И. И. Агроскин формуласидан C ни аниқлаймиз

$$C = 17,72\,(k_ш + \lg R) = 50,2 \text{ м}^{0,5}/\text{с}$$

бунда

$$h_l = \frac{v^2}{C^2 R} l = \frac{2,04^2}{50,2^2 \cdot 0,0625} \cdot 800 = 21,14 \text{ м}.$$

Масаланинг бошланишида биз суюқлик ҳаракати жараёнларини иккинчи даражали қаршилик соҳасига қарашли деб ҳисобни бошлаган эдик. Энди ҳақиқатан ҳам шундайми ёки йўқми эканини текширамиз. Бунинг учун О. Рейнольдс сонини ҳисоблаймиз

$$\text{Re}_D = \frac{vD}{\nu} = \frac{2,04 \cdot 0,25}{1,31 \cdot 10^{-6}} = 389313,$$

бу ерда сувнинг ҳарорати $T°$ С = 10° С бўлгани учун 1.2-жадвалдан $\nu = 1,31 \times 10^{-6}$ м^2/с бўлади. Энди шундай О. Рейнольдс сонини аниқлашимиз керакки (у чегаравий О. Рейнольдс сони дейилади), у чегаравий $\text{Re}_{\text{чегара}}$ сонидан катта бўлса, у ҳолда бизнинг масала иккинчи даражали қаршилик соҳасига қарашли бўлади, яъни ўзан девори тўлиқ ғадир-будур

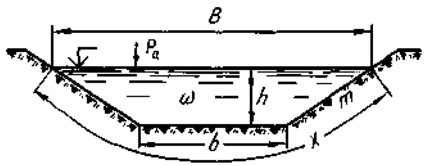
$$\text{Re}_{\text{чегара}} = 21,6 C \frac{D}{\Delta} = 21,6 \cdot 50,2 \frac{0,25}{0,0013} = 208523,$$

яъни

$$\text{Re}_D = 389313 > \text{Re}_{\text{чегара}} = 208523.$$

Бу тенгсизликдан шундай хулоса чиқадики, берилган масалада қаралаётган суюқлик ҳаракати ҳақиқатан ҳам иккинчи даражали қаршилик областида экан. Бундан кўринадики, масалани ечишда биз тўғри йўл тутганмиз.

4.3-масала. Трапеция шаклли бетондан ясалган канал учун А. Шези коэффициентини аниқланг. Канал ўлчамлари қуйидагича: тубининг кенглиги $b = 5,0$ м; ундаги сувнинг чуқурлиги $h = 2,0$ м; канал ёнбош деворининг нишаби $m = 1,0$ (4.28-расм).



4.28- расм.

Ечиш. Бу ҳаракат иккинчи даражали қаршилик областига тегишли деб фараз қиламиз:

$$\omega = (b + mh)h = (5 + 1,0 \cdot 2) \cdot 2 = 14,0 \text{ м}^2;$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} = 5 + 2 \cdot 2 \cdot \sqrt{1,0 + 1,0^2} = 10,66 \text{ м};$$

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{14,0}{10,66} = 1,31 \text{ м}.$$

Берилган бетонли канал учун $n = 0{,}012$; $\frac{1}{n} = 83{,}3$ ёки $k_ш = 4{,}75$.

А. Шези коэффициентини бир неча формулалар ёрдамида ҳисоблаймиз.

1. Гангилье–Куттер формуласи (1869 й.)

$$C = \frac{23 + \frac{1}{n}}{1 + 23\frac{n}{\sqrt{R}}} = \frac{23 + \frac{1}{0,012}}{1 + 23\frac{0,012}{\sqrt{1,31}}} = 85,6 \text{ м}^{0,5}/\text{с}.$$

2. Маннинг формуласи (1890 й.)

$$C = \frac{1}{n} R^{\frac{1}{6}} = \frac{1}{0,012} \cdot 1,31^{\frac{1}{6}} = 87,0 \text{ м}^{0,5}/\text{с}.$$

3. Ф. Форхгеймер формуласи (1923 й.)

$$C = \frac{1}{n} R^{0,20} = \frac{1,0}{0,012} \cdot 1,31^{0,20} = 87,9 \text{ м}^{0,5}/\text{с}.$$

4. Н. Н. Павловский формуласи (1930 й.)

$$C = \frac{1}{n} R^{y} = \frac{1}{n} R^{1,3\sqrt{n}} = 83,3 \cdot 1,31^{0,136} = 86,4 \text{ м}^{0,5}/\text{с}.$$

бу ерда

$$R > 1{,}0, \text{ демак } y \simeq 1{,}3\sqrt{n}.$$

5. Х. Базен формуласи (1897 й.)

$$C = \frac{87}{1+\frac{n}{\sqrt{R}}} = \frac{87}{1{,}0+\frac{0{,}012}{\sqrt{1{,}31}}} = 86{,}6 \text{ м}^{0{,}5}/\text{с}.$$

6. И. И. Агроскин формуласи (1949 й.)

$$C = 17{,}72(k_{ш} + \lg R) = 17{,}72(4{,}75 + 0{,}117) = 86{,}2 \text{ м}^{0{,}5}/\text{с}.$$

7. А. Д. Альтшул формуласи (1954 й.)

$$C = 25\left[\frac{R}{(80n)^6} + \frac{0{,}025}{\sqrt{RJ}}\right]^{\frac{1}{6}} = 87{,}7 \text{ м}^{0{,}5}/\text{с}.$$

8. А. Ю. Умаров формуласи (1967 й.)

$$C = \left[4{,}92\lg\left(\frac{h}{\Delta}\right) + 2{,}94\right]\sqrt{g} = 85{,}75 \text{ м}^{0{,}5}/\text{с}$$

бу ерда бетон учун $\bar{\Delta} = 0{,}10 \cdot 10^{-4}$ м.

4.4-масала. 4.29-расмдаги N қувурда ҳаракатланаётган сувнинг сарфи Q ни ва ундаги оқим тезлигини аниқланг. Берилган: $H = 0{,}48$ м; $D = 0{,}15$ м ва $l = 50$ м.

Ечиш. Қувур N даги сув ҳаракати пайтида йўқотилган напор

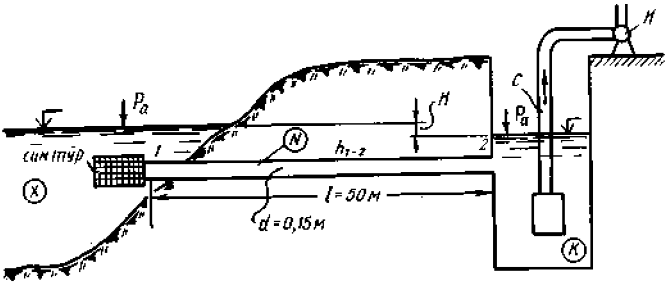
$$H = h_{\text{с.тўр}} + h_{1-2} + h_{\text{чиқиш}}.$$

1. Тўрдаги маҳаллий қаршилик таъсирида йўқотилган напор

$$h_{\text{с.тўр}} = \xi_{\text{с.тўр}} \frac{v^2}{2g},$$

бу ерда

$$\xi_{\text{с.тўр}} = 5{,}0,$$



4.29- расм.

$$h_{\text{с.тўр}} = 5{,}0\,\frac{v^2}{19{,}62}.$$

2. Йўқотилган напор h_{1-2} ни тезлик модули орқали аниқлаймиз, чунки бу масала иккинчи даражали қаршилик областига тегишли

$$h_{1-2} = \frac{v^2}{W^2}\,l,$$

бу ерда $W = \frac{v}{\sqrt{J}}$ қийматини жадвалдан гидравлик маълумотномадан аниқлаймиз, $D = 0{,}15$ м бўлган қувур учун $W = 9{,}58$ м/с. Шундай қилиб йўқотилган напор

$$h_{1-2} = \frac{v^2}{W^2}\,l = \frac{v^2}{9{,}58}\cdot 50.$$

3. Қувур N дан чиқишда йўқотилган напор

$$h_{\text{чиқиш}} = \xi_{\text{чиқиш}}\,\frac{v^2}{2g} = 1{,}0\,\frac{v^2}{19{,}62}.$$

Булардан келиб чиқадики

$$H = h_{\text{с.тўр}} + h_{1-2} + h_{\text{чиқиш}} = v^2\left(\frac{5{,}0}{19{,}62} + \frac{50{,}0}{9{,}53^2} + \frac{1{,}0}{19{,}62}\right) = 0{,}857\,v^2.$$

H нинг қийматини ўрнига қўйиб, юқоридаги тенгламани ечамиз

$$H = 0{,}857\ v^2,$$
$$0{,}48 = 0{,}857\ v^2,$$

бундан

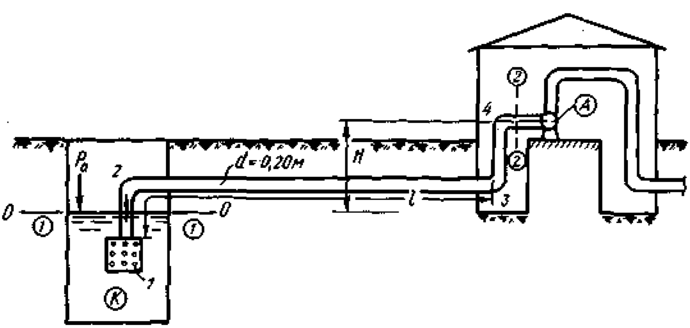
$$v = \sqrt{\frac{0{,}48}{0{,}857}} = 0{,}75 \text{ м/с}.$$

Энди сув сарфини аниқлаймиз

$$Q = v\omega = \frac{\pi D^2}{4} v = \frac{3{,}14 \cdot 0{,}15^2}{4} \cdot 0{,}75 = 0{,}0132 \text{ м}^3/\text{с}.$$

4.5-масала. A насос K қудуқдан сарфи $Q = 0{,}020$ м^3/с га тенг бўлган сувни каналга кўтариб беради (4.30-расм). Насоснинг C сўриш қувурининг узунлиги $l = 30$ м, диаметри $D = 0{,}20$ м. Қувурнинг букилиш радиуси $r_к = 0{,}26$ м. Сўриш қувурининг бошида тўр ва қопқоқ мавжуд. Насоснинг сўриш баландлигини аниқланг. Бу ерда вакуум $H_v = 6$ м сув устунига тенг.

Ечиш. Масалани Д. Бернулли тенгламаси ёрдамида ечамиз. Бунинг учун (4.30-расм) асосан икки ихтиёрий кўндаланг кесим ва ихтиёрий $O-O$ таққослаш текислигини қабул қиламиз. Биринчи кўндаланг кесим 1—1 ни қудуқдаги сув сатҳидан, иккинчи кўндаланг кесим 2—2 ни эса сўриш қувури охиридан оламиз. Таққослаш текислиги $O-O$ ни



4.30- расм.

Биринчи кўндаланг кесимдан оламиз. Қудуқ *К* да оқим тезлигини нолга тенг деб қабул қиламиз. Д. Бернулли тенгламасини ёзамиз:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_f.$$

Масаланинг шартига асосан $v_1 \simeq 0$; $v_2 = v$; $p_1 = p_к$; $z_1 = 0$; $p_2 = p_{насос}$; $z_2 = H$.

$$\frac{p_к}{\gamma} = \frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p_{насос}}{\gamma} + H + h_f, \qquad (А)$$

Бу ерда $p_к$ — қудуқдаги сув сатҳига таъсир этувчи (барометрик) атмосфера босими; $p_{насос}$ — насосдаги босим; v — қувурдаги ўртача тезлик; h_f — сўрувчи қувурдаги барча қаршиликлар учун йўқотилган напор. Бу ерда

$$\frac{p_к}{\gamma} - \frac{p_{насос}}{\gamma} = H_v. \qquad (Б)$$

(Б) ни (А) га қўйиб, H_v га нисбатан ечсак

$$H_v = H + \frac{\alpha v^2}{2g} + h_f, \qquad (В)$$

ўртача тезликнинг узлуксизлик тенгламасидан

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\frac{\pi D^2}{4}} = \frac{0{,}020}{\frac{8{,}14 \cdot 0{,}20^2}{4}} = 0{,}64 \text{ м/с},$$

У ҳолда

$$\frac{v^2}{2g} = \frac{0{,}64^2}{19{,}62} = 0{,}02 \text{ м}.$$

Сўрувчи қувурдаги сув ҳаракати пайтида ундаги қаршиликларнинг таъсирида умумий йўқотилган напорни аниқлаймиз

$$h_f = h_l + \Sigma h_j.$$

1. Сўрувчи қувур бошидаги тўр ва қопқоқ маҳаллий қаршилиги таъсирида йўқотилган напор

$$h_{\text{с.тўр}} = \xi_{\text{с.тўр}} \frac{v^2}{2g}.$$

Гидравлик маълумотномадан тўр учун маҳаллий қаршилик коэффициентини оламиз

$$\xi_{\text{тўр}} = \frac{2{,}20}{\sqrt{D}} = \frac{2{,}20}{\sqrt{2{,}20}} = 4{,}90.$$

2. Қувурнинг учала тирсаги учун ($\xi_{\text{тирсак}} = 0{,}20$):

$$\Sigma\xi_{\text{тирсак}} = \xi_2 + \xi_3 + \xi_4 = 0{,}60; \quad \frac{D}{r_{\text{қ}}} = \frac{0{,}20}{0{,}26} = 0{,}77;$$

$$\Sigma h_{\text{тирсак}} = h_2 + h_3 + h_4 = \Sigma\xi_{\text{тирсак}} \frac{v^2}{2g} = 0{,}60 \frac{v^2}{2g}.$$

3. Ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напор $h_l = il$, бу ерда $i = 0{,}0031$, у гидравлик маълумотномадан Q билан D нинг қийматларига қараб олинади. Шундай қилиб

$$h_f = h_l + \Sigma h_j = il + h_{\text{с.тўр}} + \Sigma h_{\text{тирсак}} =$$

$$= il + \frac{v^2}{2g}(\xi_{\text{тўр}} + \Sigma\xi_{\text{тирсак}}) = 0{,}20 \text{ м}.$$

H_v, h_f ва $\frac{v^2}{2g}$ нинг қийматларини (В) тенгламага қўйиб чиқсак, у ҳолда $6 = H + 0{,}02 + 0{,}20$, бундан $H = 6 - 0{,}02 - 0{,}2 = 5{,}78$ м.

Такрорлаш учун саволлар

4.1. Ҳаракат тартиби (ламинар ва турбулент ҳаракат) нима?

4.2. Гидравлик қаршилик (йўқотилган напор ва унинг турлари) қандай?

4.3. Напорли қувурларда ва очиқ ўзанларда йўқотилган напор (энергия) ни ҳисоблаш усуллари ва И. Никурадзе, А. П. Зегжда ва А. Ю. Умаров тажрибалари нималардан иборат?

4.4. Ғадир-будурлик критерияси нима?

4.5. h_l ва λ учун ҳисоблаш формулалари қандай ёзилади?

4.6. Маҳаллий йўқотилган напор нима?

БЕШИНЧИ БОБ

НАПОРЛИ ҚУВУРЛАРДА СУЮҚЛИКНИНГ БАРҚАРОР ҲАРАКАТИ

Асосий тушунчалар

Суюқликнинг барқарор текис илгариланма турбулент ҳаракатини доиравий цилиндрик напорли қувурларда ўрганамиз. Бундан ташқари суюқлик ҳаракатини иккинчи даражали қаршилик областига тегишли деб оламиз. Қувурнинг ички диаметрини D, унинг узунлигини l билан белгиласак, у ҳолда қувурдаги суюқлик оқимининг кўндаланг кесими майдонининг гидравлик элементлари қуйидагича:

$$\omega = \frac{\pi D^2}{4}; \ \chi = \pi D; \ R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{D}{4}. \qquad (5.1)$$

Напорли қувурдаги суюқлик оқимининг ҳаракатларини ўрганишда гидродинамиканинг асосий тенгламаларидан фойдаланилади (III бобга қаранг).

5.1-§. НАПОРЛИ ҚУВУРЛАРДА СУЮҚЛИК ҲАРАКАТИ ПАЙТИДА ЙЎҚОТИЛГАН НАПОРНИ ҲИСОБЛАШ ФОРМУЛАЛАРИ

Напорли қувурдаги суюқлик ҳаракатининг икки хил ҳолатини алоҳида-алоҳида қараб чиқамиз:

1. Б и р и н ч и ҳ о л. Қувурнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор h_l га нисбатан маҳаллий қаршилик учун йўқотилган напор $\Sigma h_j \simeq 5\%$ дан кам бўлса, амалда маҳаллий қаршиликлар таъсирида йўқотилган напорнинг йиғиндиси нолга тенг $\Sigma h_j \simeq 0$ деб олинади ва бу ерда фақат қувурнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор h_l устида гап боради. Бунда қувурнинг узунлиги бўйича h_l йўқотилган напор сув сарфи K модули орқали ҳисобланади, чунки қувурдаги қаралаётган суюқликнинг напорли ҳаракати иккинчи дара-

жали қаршилик областига, яъни қувур девори тўлиқ ғадир-будур бўлган ҳолга жавоб беради. (4.139) формуладан иккинчи даражали қаршилик области учун h_l ни аниқлаймиз

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l, \tag{5.2}$$

бу ерда

$$\frac{Q^2}{K^2} = J.$$

Сув сарфи модули K доиравий напорли қувур учун

$$K^2 = C^2 \omega^2 R = C^2 \left(\frac{\pi D^2}{4}\right)^2 \cdot \frac{D}{4} = C^2 \frac{\pi^2}{64} D^5, \tag{5.3}$$

бу ерда

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} = f\left(\frac{R}{\Delta}\right). \tag{5.4}$$

Бундан кўринадики, чўян, пўлат, темирдан ясалган доиравий қувурлар учун K сув сарфи модули фақат қувурнинг диаметри билан унинг девори ғадир-будурлиги $\bar{\Delta}$ га боғлиқ. Агар қувурларнинг аниқ $\bar{\Delta}$ ғадир-будурлиги берилган бўлса, у ҳолда қувур учун K сув сарфи модули фақат унинг диаметрига боғлиқ. Шундай экан, қуйида 5.1, 5.2, 5.3-жадвалларда K ва λ нинг миқдорлари келтирилган.

5.1-жадвалда ғадир-будурлиги $\Delta = (0,1 \div 0,15)$ мм (иккинчи даражали

5.1-жадвал

λ	K, м³/с	D, мм
0,0242	0,0125	50
0,0220	0,0361	75
0,0208	0,0762	100
0,0200	0,1352	125
0,0191	0,2193	150
0,0172	0,4749	200
0,0165	0,8475	250
0,0161	1,352	300
0,0156	2,019	350
0,0151	2,863	400
0,0148	3,878	450
0,0145	5,096	500
0,0141	8,169	600
0,0136	12,251	700
0,0132	17,324	800
0,0128	23,627	900
0,0125	31,102	1000

қаршилик областига қарашли) бўлган янги битумланган пўлат қувур учун K сув сарфи модуллари ва λ гидравлик ишқаланиш коэффициентлари нинг қийматлари келтирилган.

5.2-жадвалда ҳам худди 5.1-жадвалдагидек K ва λ ларнинг қийматлари келтирилган бўлиб, бу ерда фақат янги пўлат қувур битумланмаган, унинг ғадир-будурлиги Λ = (0,25÷1,0) мм.

5.3-жадвалда ҳам 5.1 ва 5.2-жадваллардагидек K ва λ нинг қийматлари ишлатилган қувурнинг ғадир-будурлиги Λ = (1,0÷1,5) мм учун келтирилган.

Бу жадваллардан фойдаланиб, (5.2) формуладан h_l ни осонгина ҳисоблаб чиқариш мумкин. Бундан ташқари, агар

5.2-жадвал

λ	K, м³/с	D, мм
0,410	0,0096	50
0,0350	0,0284	75
0,0320	0,0614	100
0,0300	0,1106	125
0,0280	0,1814	150
0,0255	0,3914	200
0,0240	0,7020	250
0,0230	1,128	300
0,0224	1,6848	350
0,0215	2,394	400
0,0209	3,261	450
0,0206	4,283	500
0,0200	6,8605	600
0,0192	10,259	700
0,0185	14,543	800
0,0178	20,035	900
0,0170	26,704	1000

5.3-жадвал

λ	K, м³/с	D, мм
0,0530	0,0084	50
0,0470	0,0247	75
0,0416	0,0539	100
0,0380	0,0982	125
0,0356	0,1606	150
0,0323	0,3464	200
0,0300	0,6272	250
0,0284	1,0178	300
0,0270	1,5346	350
0,0257	2,1955	400
0,0250	2,0809	450
0,0242	3,954	500
0,0232	6,415	600
0,0224	9,531	700
0,0218	13,487	800
0,0212	18,297	900
0,0207	24,175	1000

h_l, l, K қийматлари маълум бўлса, (5.2)дан сув сарфини ҳисоблаш мумкин ва ҳоказо.

2. Иккинчи ҳол. Бу ерда маҳаллий қаршиликлар учун йўқотилган напор йиғиндиси Σh_j нинг миқдори қувурнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор h_l нинг миқдорига яқин. Шунинг учун қувурларни гидравлик ҳисоблашда Σh_j эътиборга олинади ҳамда h_l (берилган масала шарти иккинчи даражали қаршилик областида бўлишидан қатъи назар) Дарси—Вейсбах формуласидан аниқланади:

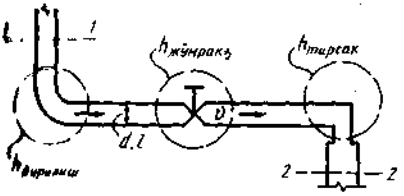
$$h_l = \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g}, \qquad (5.5)$$

бунда λ — гидравлик ишқаланиш коэффициенти, у 4.9-§ даги формулалардан аниқланади ёки пўлат қувурлар учун 5.1, 5.2, 5.3-жадваллардан олинади. Маҳаллий қаршиликлар учун йўқотилган напорга келсак, унинг ҳар бири алоҳида Ж. Вейсбах формуласи (4.155) ёрдамида ҳисобланади:

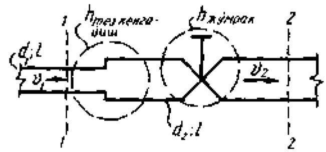
$$h_j = \xi_j \frac{v^2}{2g}. \qquad (5.6)$$

5.2-§. ЙЎҚОТИЛГАН НАПОРЛАРНИ ҚЎШИБ ЧИҚИШ. ТЎЛИҚ ИШҚАЛАНИШ КОЭФФИЦИЕНТИ. ҚИСҚА ВА УЗУН ҚУВУРЛАР ТУШУНЧАСИ

5.1 ва 5.2-расмларда икки хил қувур ва ҳар хил қаршиликлар (маҳаллий ва оқимнинг узунлиги бўйича) келтирилган, масалан, тизза, жўмрак, тирсак (бурилиш), тез кенгайиш ва ҳоказо. 5.1-расмда қувурнинг диаметри унинг узунлиги бўйича бир хил, яъни ўзгармас, 5.2-расмда эса қувурнинг диаметри унинг узунлиги бўйича ҳар хил, яъни ўзгарувчан. Бу маҳаллий қаршиликларнинг оралиғи етарли даражада узун, яъни $(20-30)D$ дан катта, шунинг учун маҳаллий қаршиликларнинг бир-бирига таъсири йўқ. У ҳолда 1—1 кесимдан 2—2 кесимгача бўлган оралиқда тўлиқ йўқолган напор қуйидагича бўлади:



5.1- расм.



5.2- расм.

$$h_f = h_l + \Sigma h_j. \qquad (5.7)$$

(5.7) тенгламадаги ҳадларнинг, яъни йўқотилган напорларнинг ҳар бирини бўлак-бўлак қараб чиқамиз.

1. Маҳаллий қаршиликлар таъсирида йўқотилган напорлар йиғиндиси

$$\Sigma h_j = h_{\text{тизза}} + h_{\text{жўмрак}} + h_{\text{тирсак}} + h_{\text{тез кенгайиш}}. \qquad (5.8)$$

Ж. Вейсбах формуласига асосан бу маҳаллий қаршиликлар таъсирида йўқотилган напорлар қуйидагича

$$\left.\begin{aligned} h_{\text{тизза}} &= \xi_{\text{тизза}} \frac{v^2}{2g}; \quad & h_{\text{тирсак}} &= \xi_{\text{тирсак}} \frac{v^2}{2g}; \\ h_{\text{жўмрак}} &= \xi_{\text{жўмрак}} \frac{v^2}{2g}; \quad & h_{\text{тез кенгайиш}} &= \xi_{\text{тез кенгайиш}} \frac{v^2}{2g}. \end{aligned}\right\} \qquad (5.9)$$

Бундан келиб чиқадики,

$$\Sigma h_j = (\xi_{\text{тизза}} + \xi_{\text{жўмрак}} + \xi_{\text{тирсак}} + \xi_{\text{тез кенгайиш}}) \frac{v^2}{2g}, \qquad (5.10)$$

ёки умуман олганда

$$\Sigma h_j = \Sigma \xi_j \frac{v^2}{2g}. \qquad (5.11)$$

2. Қувурнинг узунлиги бўйича йўқотилган напор. Бу (5.5) формуладан аниқланади. Белги киритамиз:

$$\lambda \frac{l}{D} = \xi_l \text{ (белги)}. \qquad (5.12)$$

(5.12) тенгламани (5.5) тенгламага қўйсак

$$h_l = \xi_l \frac{v^2}{2g}, \qquad (5.13)$$

бунда ξ_l — ўзаннинг узунлиги бўйича ишқаланиш коэффициенти. (5.13)дан кўриниб турибдики, h_l ни ҳам тезлик напори орқали ифодалаш мумкин экан.

3. Тўлиқ йўқотилган напор h_f ни аниқлаш учун (5.13) ва (5.11) ни (5.7)га қўйиб чиқамиз

$$h_f = h_l + \Sigma h_j = \xi_l \frac{v^2}{2g} + \Sigma\xi_j \frac{v^2}{2g}, \qquad (5.14)$$

ёки

$$h_f = (\xi_l + \Sigma\xi_j)\frac{v^2}{2g}. \qquad (5.15)$$

Белги киритамиз

$$(\xi_l + \Sigma\xi_j) = \xi_f \qquad (5.16)$$

(5.16)ни назарда тутган ҳолда (5.15)ни кўчириб ёзамиз.

$$h_f = \xi_f \frac{v^2}{2g} \qquad (5.17)$$

(5.17) формула тўлиқ йўқотилган напорни ҳисоблаш формуласи. Бунда ξ_f — тўлиқ ишқаланиш коэффициенти.

Шундай қилиб, уч хил ишқаланиш коэффициентини олдик:

а) маҳаллий йўқотилган напор h_j ни аниқлаш учун, маҳаллий қаршилик коэффициенти — ξ_j;

б) ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напор h_l ни аниқлаш учун, унинг узунлиги бўйича қаршилик коэффициенти — ξ_l;

в) тўлиқ йўқотилган напор h_f ни аниқлаш учун, тўлиқ қаршилик коэффициенти — ξ_f.

Бу қувур диаметри ўзаннинг узунлиги бўйича ўзгармас, яъни $D = \text{const}$ бўлган ҳолда олинган натижалар (5.1-расм). Энди қувур диаметри унинг узунлиги бўйича ўзгарувчан $D \neq \text{const}$ бўлган ҳолни қараб чиқамиз.

Қувур диаметри унинг узунлиги бўйича ўзгарувчан $D \neq \text{const}$ бўлган ҳолда, (5.10) ва (5.15) формулаларнинг шартини қандай бажаришимиз керак. Бу саволга жавоб бериш учун, масалан, икки маҳаллий қаршилик учун йўқотилган напорни, улардан бирини тез кенгайиш қаршилиги учун v_1 тезлик орқали ва иккинчисини жўмрак қаршилиги учун v_2 тезлик орқали ифодалаймиз (5.2-расм)

$$\Sigma h_j = \xi'_{\text{тез кенгайиш}} \frac{v_1^2}{2g} + \xi'_{\text{жўмрак}} \frac{v_2^2}{2g}, \tag{5.18}$$

бу ерда, биринчи маҳаллий қаршилик учун йўқотилган напорни v_2 тезлик орқали ҳам ифодалаш мумкин. Бунинг учун узлуксизлик тенгламасидан фойдаланамиз,

$$v_1\omega_1 = v_2\omega_2 = \ldots \text{const},$$

бундан

$$v_1 = v_2 \frac{\omega_2}{\omega_1}. \tag{5.19}$$

Энди (5.18) тенгламадан, (5.19) тенгламани назарда тутган ҳолда, қуйидагини оламиз:

$$\xi'_{\text{тез кенгайиш}} \frac{v_1^2}{2g} = \xi'_{\text{тез кенгайиш}} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = \xi''_{\text{тез кенгайиш}} \frac{v_2^2}{2g}. \tag{5.20}$$

бунда

$$\xi''_{\text{тез кенгайиш}} = \xi'_{\text{тез кенгайиш}} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2. \tag{5.21}$$

(5.21) тенгламани (5.20) тенгламага қўйсак,

$$\xi'_{\text{тез кенгайиш}} \frac{v_1^2}{2g} = \xi''_{\text{тез кенгайиш}} \frac{v_2^2}{2g}. \tag{5.22}$$

(5.22) тенгламани (5.18) га қўйиб, озгина ўзгартириш киритсак

$$\sum h_j = \xi''_{\text{тез кенгайиш}} \frac{v_2^2}{2g} + \xi''_{\text{жўмрак}} \frac{v_2^2}{2g} = (\xi''_{\text{тез кенгайиш}} + \xi''_{\text{жўмрак}}) \frac{v_2^2}{2g}, \quad (5.23)$$

бунда

$$\xi''_{\text{тез кенгайиш}} + \xi''_{\text{жўмрак}} = \xi''_j,$$

ёки

$$\sum h_j = \xi''_j \frac{v_2^2}{2g}. \quad (5.24)$$

Бундан кўриниб турибдики, қувурнинг диаметри ҳар хил бўлишига қарамай барча маҳаллий йўқотилган напорларни аниқ бир тезлик орқали ифодалаш мумкин экан, фақат унинг коэффициентини тегишли кўндаланг кесим майдонларининг нисбатига кўпайтириш керак.

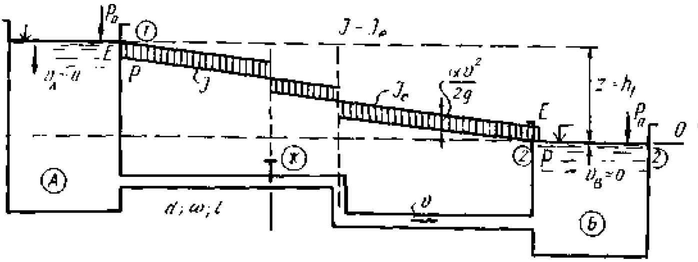
Узун ва қисқа қувурлар тушунчаси. Агар сув ўтказувчи қувурлар учун Σh_j миқдори h_l миқдорига нисбатан жуда кичик (3—5% дан кичик) бўлса, бундай қувурлар узун қувур ҳисобланади, у ҳолда

$$h_f = h_l. \quad (5.25)$$

Агар Σh_j миқдори ҳисобга оладиган даражада катта бўлса, яъни $\Sigma h_j \simeq h_l$ бўлса, бундай қувурлар қисқа қувур дейилади. Бундан ташқари қисқа ва узун қувурлар, унинг диаметрига ва узунлигига қараб ажратилади. Масалан, диаметри 200—500 мм бўлсаю, узунлиги 200÷1000 м дан катта бўлса, улар узун қувурлар қаторига киритилади. Акс ҳолда улар қисқа қувурлар ҳисобланади.

5.3- §. ЎЗГАРМАС ДИАМЕТРЛИ ОДДИЙ ҚИСҚА ҚУВУР

Қувурнинг узунлиги бўйича шохобчалари бўлмасдан, якка ўзи бўлса, бундай қувур оддий қувур дейилади. Уларни гидравлик ҳисоблаш учун қувурдаги суюқликнинг оқимини барқарор ҳаракатда деб, унинг тезлигини вақт ўтиши билан ўзгармас деб,



5.3- расм.

$$v = \text{const} \text{ (оқимнинг узунлиги бўйича)}, \qquad (5.26)$$

ҳамда A ва B идишлардаги сув сатҳининг фарқи ўзгармас деб

$$z = \text{const}, \qquad (5.27)$$

қабул қилиб, қувурдаги сув сарфи миқдорини аниқлаймиз (5.3-расм). Бунинг учун Д. Бернулли тенгламасини узлуксизлик тенгламаси билан бирга қўллаб масаланинг ечимини оламиз.*

1. Суюқликнинг бир идишдан иккинчи идишга оқиб чиқиши.

Бунинг учун 5.3-расмдагидек A ва B идишни бирлаштирувчи оддий қисқа қувур оламиз. Унда:

а) иккита 1—1 ва 2—2 кесимлар белгилаймиз. 1—1 кесим A идишдаги сув сатҳида, 2—2 кесим эса B идишдаги сув сатҳида жойлашган. Бу кесимларда босим $p = p_a$ ва тезликлар $v_A \approx v_B \approx 0$ маълум;

б) горизонтал $O-O$ таққослаш текислигини белгилаймиз, у, B идишдаги сув сатҳида, яъни 2—2 кесимда жойлашган. Бунда $z_2 = 0$ бўлади;

в) Д. Бернулли тенгламасини ёзамиз

* Кесимларни ва 0—0 таққослаш текислигини шундай тайинлаш керакки, унда Д. Бернулли тенгламасидаги кўпчилик ҳадлар миқдори нолга айлансин, бу қўйилган масала шартига ва уни ечаётган талаба ва муҳандиснинг маҳоратига (билимига) боғлиқ.

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_f; \tag{5.28}$$

г) (5.28) тенгламадаги ҳар бир ҳад микдорини 5.3-расмга асосан аниқлаймиз:

$$\left.\begin{array}{l} z_1 = Z;\ v_1 = v_A \approx 0;\ p_1 = p_a;\ \alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha \approx 1,0; \\ z_2 = 0;\ v_2 = v_B \approx 0;\ p_2 = p_a. \end{array}\right\} \tag{5.29}$$

бунда Z — A ва B идишлардаги сув сатҳларининг фарқи;

д) (5.29) ни (5.28) га қўйиб чиқсак, қуйидагини оламиз

$$Z = h_f. \tag{5.30}$$

Бундан кўринадики, A ва B идишдаги сув сатҳларининг фарқи қувурдаги тўлиқ йўқотилган напорга сарфланар экан. Тўлиқ йўқотилган напорни h_f қувурдаги оқим тезлиги v орқали ифодалаб, (5.17) формуладан

$$h_f = \xi_f \frac{v^2}{2g}, \tag{5.31}$$

бунда ξ_f — қувурдаги тўлиқ ишқаланиш коэффициенти. (5.31) ни (5.30) га қўйсак

$$Z = \xi_f \frac{v^2}{2g}. \tag{5.32}$$

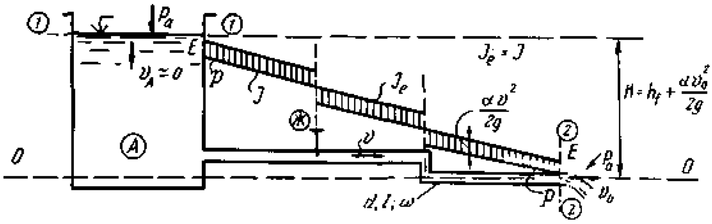
(5.32) ни v га нисбатан ечсак

$$v = \frac{1}{\sqrt{\xi_f}} \sqrt{2gZ}. \tag{5.33}$$

Сув сарфи

$$Q = v\omega = \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{\sqrt{\xi_f}} \sqrt{2gZ}. \tag{5.34}$$

2. Суюқликнинг бир идишдан атмосферага оқиб чиқиши. A идишга уланган оддий қисқа қувур орқали атмосферага оқиб чиқаётган суюқликни қараб чиқамиз. Юқорида-



5.4- расм.

ги шартларни сақлаб қолиб (барқарор ҳаракат $v = \text{const}$, $H = \text{const}$, бунда H — A идишдаги сув сатҳининг 2—2 кўндаланг кесими марказидан баландлиги), қувурдаги сув сарфи миқдорини аниқлаймиз. Бунда ҳам, юқоридагидек, қувурдаги суюқлик ҳаракатини гидравлик ҳисоблашда Д. Бернулли ва узлуксизлик тенгламаларини бирга қўллаймиз. Масаланинг шарти ва ундаги 1—1 ва 2—2 кесимлар, O—O таққослаш текислиги чизмада кўрсатилган (5.4-расм).

Д. Бернулли тенгламасини ёзамиз:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_f, \tag{5.35}$$

ундаги ҳадлар миқдорларини 5.4-расмдан оламиз:

$$\left.\begin{aligned} & z_1 = H;\ v_1 = v_A \approx 0;\ p_1 = p_a;\ \alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha \approx 1,0; \\ & z_2 = 0;\ v_2 = v;\ p_2 = p_a. \end{aligned}\right\} \tag{5.36}$$

(5.35) га (5.36) даги миқдорларни қўямиз

$$H = h_f + \frac{v^2}{2g}. \tag{5.37}$$

Юқорида кўрсатилгандек h_f ўрнига (5.17) тенгламадан фойдалансак

$$H = \xi_f \frac{v^2}{2g} + \frac{v^2}{2g}. \tag{5.38}$$

(5.38) тенгламани ўртача тезлик v га нисбатан ечсак

$$v = \frac{1}{\sqrt{1+\xi_f}}\sqrt{2gH}. \qquad (5.39)$$

Сув сарфи

$$Q = v\omega = \frac{\pi D^2}{4}\frac{1}{\sqrt{1+\xi_f}}\sqrt{2gH}. \qquad (5.40)$$

3. Хулоса. (5.34) ва (5.40) формулаларни қуйидагича кўчириб ёзиш мумкин

$$Q = \mu_{\text{қувур}}\omega\sqrt{2gZ}; \qquad (5.41)$$

$$Q = \mu_{\text{қувур}}\omega\sqrt{2gH}, \qquad (5.42)$$

бу ерда $\mu_{\text{қувур}}$ — қувурдаги сув сарфи коэффициенти, у қуйидагича аниқланади:

а) *A* ва *B* ҳавзани қувур билан бирлаштирган ҳолда, (5.41) формуладан

$$\mu_{\text{қувур}} = \frac{1}{\sqrt{\xi_f}} = \frac{1}{\sqrt{\xi_l+\Sigma\xi_j}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{D}+\Sigma\xi_j}}; \qquad (5.43)$$

б) сувнинг *A* ҳавзадан қувур орқали атмосферага чиқиб кетаётган ҳолда (5.42) формуладан

$$\mu_{\text{қувур}} = \frac{1}{\sqrt{1+\xi_f}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\lambda l}{D}+\Sigma\xi_j}}. \qquad (5.44)$$

(5.41) ва (5.42) формулалардан фойдаланиб, қисқа, узунлиги бўйича диаметри ўзгармас бўлган оддий қувурларни гидравлик ҳисоблаш мумкин. Оддий қисқа, диаметри ўзгармас қувурлар қаторига сифон, насоснинг сўриш қувури, дюкердаги горизонтал сув ўтказгич қисқа қувурлар ва бошқалар киради.

5.4- §. ОДДИЙ УЗУН ҚУВУРЛАРНИ ГИДРАВЛИК ҲИСОБЛАШ

Узун қувурларни гидравлик ҳисоблашда юқорида айтилгандек, маҳаллий қаршиликлар таъсирида йўқотилган напорлар эътиборга олинмайди, ундан ташқари $E-E$ напор чизиғи, $P-P$ пьезометр чизиғи билан бирлашади (5.5-расм) ва бир чизиқни ташкил этади (чунки қувур узун бўлганда унинг тезлик напори $\frac{v^2}{2g}$ жуда кичик бўлади, шунинг учун уни эътиборга олмаса ҳам бўлади).

1. Суюқликнинг бир идишдан иккинчи идишга оқиб чиқиши.

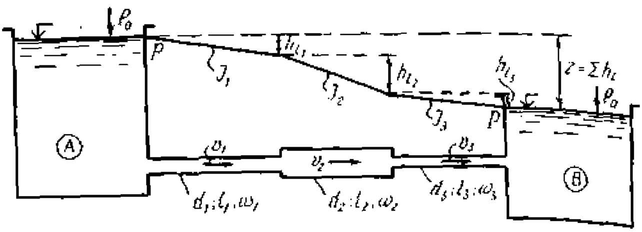
A ва B ҳавзалардаги сув сатҳларининг фарқи Z йўқотилган напорларнинг h_{l_1}, h_{l_2}, h_{l_3} йиғиндисига тенг:

$$Z = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3}. \tag{5.45}$$

Узун қувурлар учун йўқотилган напор h_l (5.2) формуладан аниқланади. (5.45) га (5.2) дан h_l нинг қийматларини қўйиб чиқсак

$$Z = \frac{Q^2}{K_1^2} l_1 + \frac{Q^2}{K_2^2} l_2 + \frac{Q^2}{K_3^2} l_3, \tag{5.46}$$

бунда K_1, K_2, K_3 — 1, 2 ва 3-қувурларда сув сарфи модуллари; l_1, l_2, l_3 — ўша 1, 2, 3-қувурларнинг узунликлари; Q — сув сарфи, 1, 2, 3 қувурлар учун Q ўзгармас (бир хил). (5.46) ни Q га нисбатан ечсак, икки ҳавзани бирлаштирувчи ихтиёрий диаметрли узун қувур учун сув сарфи формуласини оламиз



5.5- расм.

$$Z = Q^2 \sum \frac{l}{K^2},$$

бундан

$$Q = \sqrt{\frac{Z}{\sum \frac{l}{K^2}}}. \tag{5.47}$$

Бу формулалардан фойдаланиб муҳандислик гидравликасида турли масалаларни ечиш мумкин.

2. Суюқликнинг бир идишдан атмосферага оқиб чиқиши. *А* ҳавзадан қувур орқали атмосферага чиқиб кетаётган сувнинг сарфини ҳам худди юқоридагидек ҳисоблаймиз. Бу ҳолда ҳавзадаги сув сатҳининг қувур охиридаги кўндаланг кесими марказидан баландлиги

$$H = h_l. \tag{5.48}$$

Бу ерда, шуни айтиб ўтиш керакки, қувур охирида маҳаллий қаршилик натижасида йўқотилган напор фақат қувурдан чиқишда эътиборга олиниши зарур, чунки у ерда сопло ўрнатилган. Сопло бу конус шаклидаги қисқа қувур бўлиб, унинг охири (сув отилиб чиқадиган ери)нинг диаметри қувурникига нисбатан анча кичик. Шу сабабли сув у ердан катта тезликда отилиб чиқади. У ҳолда 5.6-расмга асосан

$$H = h_l + h_{j_{сп}} + \frac{v_0^2}{2g}, \tag{5.49}$$

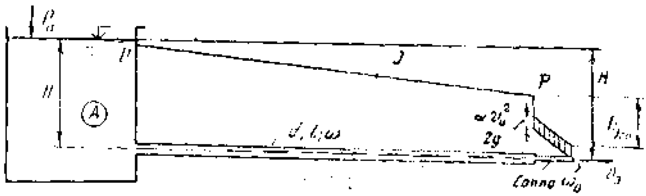
бу ерда $h_{j_{сп}}$ — қувурдан чиқишда соплода йўқотилган напор,

$$h_{j_{сп}} = \xi_{сп} \frac{v_0^2}{2g}. \tag{5.50}$$

(5.50) ни (5.49) га қўйсак

$$H = h_l + (1 + \xi_{сп}) \frac{v_0^2}{2g}, \tag{5.51}$$

ёки



5.6- расм.

$$H = h_l + \frac{v_0^2}{2g\mu_{\text{си}}^2}, \tag{5.52}$$

бу ерда

$$\mu_{\text{си}} = \frac{1}{\sqrt{1+\xi_{\text{си}}}}. \tag{5.53}$$

(5.52) ни қуйидагича кўчириб ёзиш мумкин

$$H = \frac{Q^2}{K^2} l + \frac{Q^2}{\omega_0^2 \, 2g\, \mu_{\text{си}}^2}. \tag{5.54}$$

Қувурдаги напорли ҳаракатларнинг гидравлик ҳисоб-китоблари шу тартибда олиб борилади.

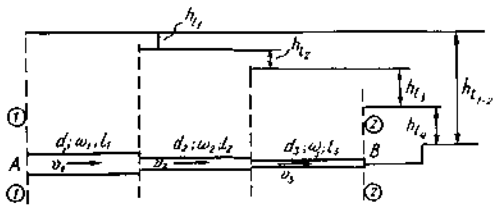
5.5- §. УЗУН ҚУВУРЛАРНИНГ ЁНМА-ЁН ЖОЙЛАНИШИ ВА КЕТМА-КЕТ УЛАНИШИ

Сув таъминоти амалиётида баъзи бир қувурлар ёнма-ён жойланади, бошқалари кетма-кет уланиши мумкин.

1. Қувурлар кетма-кет уланганда (5.7-расм) йўқотилган напор $h_{l_{AB}}$ оқимнинг 1—1 кўндаланг кесимидан 2—2 кўндаланг кесимигача бўлган масофа учун

$$h_{l_{AB}} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3}, \tag{5.55}$$

бундан кўринадики, умумий йўқотилган напор $h_{l_{AB}}$ қувурлар кетма-кет уланганда ҳар бир бўлак қувурлардаги йўқотилган напорларнинг йиғиндисига тенг.



5.7- расм.

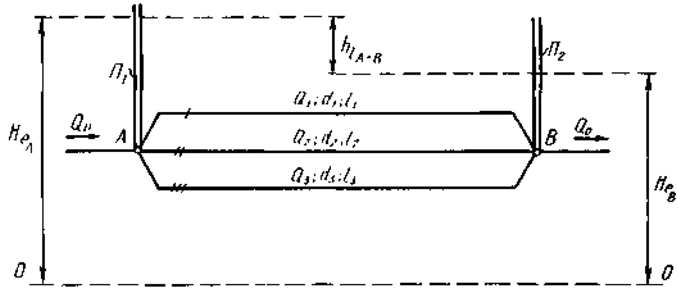
2. Қ у в у р л а р ё н м а - ё н ж о й л а ш г а н д а , йўқотилган напорларни қўшиб чиқиш мумкин эмас, чунки ҳар бир қувурда алоҳида йўқотилган напор, $h_{l_1} = h_{l_{AB}}$; $h_{l_2} = h_{l_{AB}}$; $h_{l_3} = h_{l_{AB}}$, умумий йўқотилган напор $h_{l_{AB}}$ га тенг, яъни

$$h_{l_{AB}} = h_{l_1} = h_{l_2} = h_{l_3}. \tag{5.56}$$

5.8-расмда A ва B нуқталарга тегишли A нуқтага $П_1$ пьезометр ва B нуқтага $П_2$ пьезометр ўрнатилган, уларнинг фарқи бизга A нуқтадан B нуқтагача бўлган узунликда йўқотилган напорни беради, яъни

$$h_{l_{AB}} = H_{e_A} - H_{e_B}, \tag{5.57}$$

бу ерда H_{e_A} ва H_{e_B} мос ҳолда A ва B нуқталардаги напорлар. Ҳар бир қувурдаги йўқотилган напорлар ҳам худди (5.57) каби ёзилади



5.8- расм.

$$\left.\begin{aligned} h_{l_1} &= H_{e_A} - H_{e_B}; \\ h_{l_2} &= H_{e_A} - H_{e_B}; \\ h_{l_3} &= H_{e_A} - H_{e_B}, \end{aligned}\right\} \qquad (5.58)$$

бунда h_{l_1}, h_{l_2}, h_{l_3} ҳар бир қувурда йўқотилган напор. (5.57) ва (5.58) тенгламаларни назарда тутган ҳолда, қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$h_{l_{AB}} = h_{l_1} = h_{l_2} = h_{l_3} = H_{e_A} - H_{e_B}. \qquad (5.59)$$

Бундан келиб чиқадики, ёнма-ён жойлашган қувурларнинг ҳар бирида йўқотилган напор ўзаро тенг бўлади. (5.59) тенгламага (5.2) тенгламадан уларнинг миқдорларини қўйиб чиқсак

$$h_{l_{AB}} = \frac{Q_1^2}{K_1^2} l_1 = \frac{Q_2^2}{K_2^2} l_2 = \frac{Q_3^2}{K_3^2} l_3. \qquad (5.60)$$

(5.60) тенгламани Q га нисбатан ечсак, ундаги нисбатлар учта тенгламани беради

$$\left.\begin{aligned} &(\mathrm{I}) && Q_1 = K_1\sqrt{\frac{h_{l_{AB}}}{l_1}}; \\ &(\mathrm{II}) && Q_2 = K_2\sqrt{\frac{h_{l_{AB}}}{l_2}}; \\ &(\mathrm{III}) && Q_3 = K_3\sqrt{\frac{h_{l_{AB}}}{l_3}}. \end{aligned}\right\} \qquad (5.61)$$

Буларга қўшимча тўртинчи тенгламани ёзамиз

$$(\mathrm{IV}) \qquad Q = Q_1 + Q_2 + Q_3. \qquad (5.62)$$

Агар сув сарфи Q ва қувурнинг ўлчамлари, масалан, D, l берилган ҳолда, шу тўртта (I), (II), (III) ва (IV) тенгламалар тизимидан фойдаланиб, муҳандислик-гидравлика масалаларини ечишимиз мумкин. Энди шу тўртта тенглама тизимининг ечимини оламиз, унинг учун (IV) тенгламага қолган учала (I), (II), (III) тенгламаларни қўйиб чиқамиз

$$Q = K_1\sqrt{\frac{h_{l_{AB}}}{l_1}} + K_2\sqrt{\frac{h_{l_{AB}}}{l_2}} + K_3\sqrt{\frac{h_{l_{AB}}}{l_3}}, \tag{5.63}$$

ёки

$$Q = \sqrt{h_{l_{AB}}}\sum\frac{K}{\sqrt{l}}. \tag{5.64}$$

(5.64) дан

$$h_{l_{AB}} = \frac{Q^2}{\left(\sum\frac{K}{\sqrt{l}}\right)^2}. \tag{5.65}$$

(5.65) дан $h_{l_{AB}}$ ни билган тақдирда (5.61) дан Q_1, Q_2, Q_3 ларни топамиз.

5.6- §. МУРАККАБ (ТАРҚАЛГАН) УЗУН ҚУВУРЛАР ТАРМОҒИНИ ГИДРАВЛИК ҲИСОБЛАШ

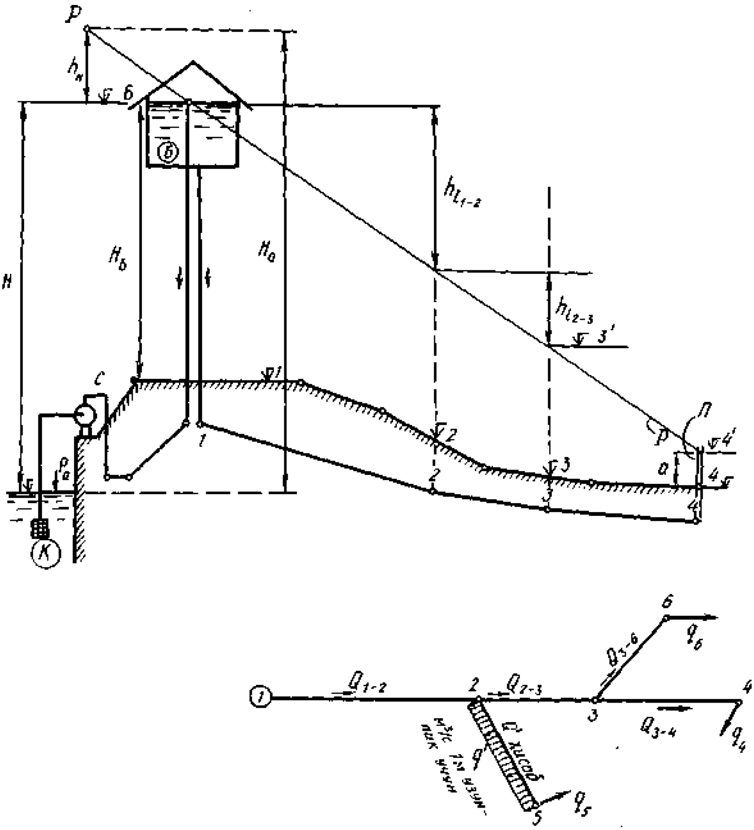
Амалиётда мураккаб тарқалган қувурлар тармоғи икки хил кўринишда бўлади:

а) боғланмасдан ҳар хил томонга тарқалган қувурлар, ёки бошқача қилиб айтганда боши берк қувурлар (5.9-расм);

б) боғланган ёки бошқача қилиб айтганда, ҳалқасимон (кольцевой) қувурлар (5.10-расм).

Боғланмаган боши берк қувур тармоғи (5.9-расм) бир асосий магистрал қувурдан иборат бўлиб, ундан бир нечта қувур шохобчалари ҳар томонга тарқалган бўлади.

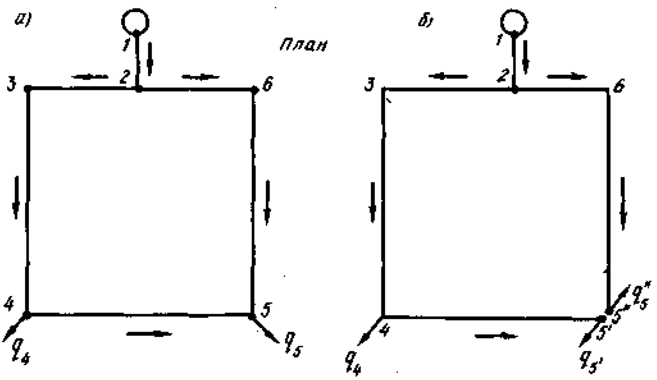
Боғланган ёки ҳалқасимон қувур тармоқлари эса, қўшимча қувурлар ёрдамида шу боғланмаган тармоқларнинг охирларини қўшиб чиқиш натижасида пайдо бўлади. Ҳалқасимон жойлашган қувур тармоқларини қуришдан мақсад, асосан, истеъмолчиларни сув билан бетўхтов таъминлаш.



5.9- расм.

Боғланмаган (ҳар томонга тарқалган) боши берк қувурларнинг тармоғини гидравлик ҳисоблаш — қувур тармоғининг ҳар бир бўлагидаги қувурларнинг диаметрларини ва тармоқ тугунларидаги нуқталарда напорларни аниқлашдан иборат. Бундай қувур тармоғини гидравлик ҳисоблаш учун қуйидаги маълумотлар берилган бўлиши керак.

Тармоқнинг ҳар бир бўлагидаги қувурларнинг узунлиги, тармоқ жойлашган ер планининг белгили горизонтал чизиқлари, тармоқнинг ҳар бир бўлаги нуқталаридаги сув сарфлари q_4, q_5 (q' — тенг сарфланадиган сув сарфи) ва ҳар бир метр узунлик учун берилган. Бундай тармоқларни гидравлик ҳисоблаш тармоқнинг энг охир-



5.10- расм.

ги нуқтасидан бошланади ва ҳисоблаш тартиби сув оқимига қарши йўналишда олиб борилади. Гидравлик ҳисоблаш натижасида қуйидаги миқдорларни аниқлаймиз: қувур диаметри ва водонапор бакидаги сув сатҳи белгиси. Сув сатҳи белгиси тармоқнинг нуқталарига берилган сув сарфини белгилайди. Магистрал қувур эса кетма-кет уланган ва ҳар бирида сув сарфи турлича бўлган бир нечта қувурлар йиғиндисидан ташкил топган қувур ҳисобланади. Қолган барча қувурлар шу магистрал қувур орқали сув билан таъминланади.

Умумий ҳисоблаш тартиби

1. Қувур тармоғининг ҳар бир бўлаги учун сув сарфи миқдорини аниқлаймиз. Тармоқнинг ихтиёрий бўлагидаги сув сарфи миқдори ундан кейинги тармоқдаги бўлакларнинг сув сарфига тенг бўлиши шарт. Масалан, 3–4 бўлак учун сув сарфи $Q_{3-4} = q_4$; 1–2 бўлак учун сув сарфи $Q_{1-2} = q_4 + q_5 + q_6 + q' \cdot l_{2-5}$; 2–5 бўлак учун сув сарфи $Q_{2-5} = q_5 + 0{,}55\, q' \cdot l_{2-5}$.

2. Магистрал чизиғини танлаш. Юқорида айтиб ўтилгандек, магистрал чизиғи, яъни энг асосий сув ўтказгич қувур, тармоқдаги барча сув сарфи шундан ўтади, у энг узун қувурдан ташкил топган бўлади.

Магистрал қувур 1–2–3–4 ни ҳисоблаш.

1. Қувур тармоғи магистралининг ҳар бир бўлаги учун иқтисодий тезлигини қабул қиламиз. Бу $v_{\text{иқтисод}}$ тезлик қувурнинг диаметрига боғлиқ (5.4-жадвалга қаранг), шунга қарамасдан иқтисодий тезликни $v_{\text{иқтисод}} \approx 1{,}0$ м/с деб қабул қилиш ҳам мумкин.

5.4-жадвал

D, м	0,10	0,20	0,25	0,30
$v_{\text{иқтисод}}$, м/с	0,75	0,90	1,10	1,25

2. Қувурнинг ҳар бир бўлаги учун иқтисодий тезлик $v_{\text{иқтисод}}$ ни ўрнатгандан кейин, магистрал қувурнинг диаметрини аниқлаймиз (узлуксизлик тенгламасидан)

$$\omega = \frac{Q}{v_{\text{иқтисод}}};\quad D' = \sqrt{\frac{4\omega}{\pi}} = \sqrt{\frac{4Q}{\pi v_{\text{иқтисод}}}}, \tag{5.66}$$

натижада D' ни стандарт миқдоригача бутунлаштириб оламиз.

3. Магистрал қувур бўлакларининг диаметрлари D_n ва сув сарфлари Q_n маълум бўлгандан кейин, унинг барча бўлаклари учун қувурнинг узунлиги бўйича умумий йўқотилган напорни аниқлаймиз

$$h_l = \frac{Q^2}{K^2} l. \tag{5.67}$$

4. h_l ни аниқлагандан кейин магистрал қувур бўйича $P-P$ пьезометрик чизиқни чизамиз (5.9-расм), чизишни магистрал қувурнинг охиридан (масалан ∇_4' дан) бошлаймиз. Пьезометрик чизиқ $P-P$ ни қургандан кейин қуйидаги

$$\nabla_{В.Б.} = \nabla_4' + \Sigma h_l, \tag{5.68}$$

тенгламадан водонапор бакдаги сув сатҳи белгисини аниқлаймиз (5.9-расмга қаранг). Бу ерда Σh_l — магистрал қувурнинг узунлиги бўйича тўлиқ йўқотилган напор. Бу $\nabla_{В.Б.}$ белги водонапор бак ўрнатилган миноранинг баландлигини аниқлайди.

Қувур шохобчаларини гидравлик ҳисоблаш. Магистрал қувур учун $P-P$ пьезометрик чизиғини қурганда, қувур шохобчаларининг ҳар бири учун магистралга уланган жойида уларнинг напорларини аниқлаган эдик. Масалан, 3–6 қувур шохобчасининг бошланишида напор ∇_3' белги билан ифодаланади, 2–5 қувур шохобчасининг бошланишида эса напор ∇_2' белги билан ифодаланади ва ҳоказо.

Юқорида айтилганларга асосан:

а) масалан, 3–6 қувур шохобчаси учун йўқотилган напор

$$h'_{l_{3-6}} = \nabla_3' - \nabla_6', \tag{5.69}$$

бунда ∇_3' белги магистрални ҳисоблаганда маълум бўлган;

б) (5.2) тенгламани кўчириб ёзамиз

$$(K')^2 = Q^2 \frac{l}{h_l}. \tag{5.70}$$

(5.70) дан K' ни аниқлаймиз;

в) 5.1, 5.2, 5.3-жадваллардан K' га тегишли D' нинг қийматини аниқлаймиз. D' ни D гача бутунлаштирамиз;

г) қабул қилинган D га тегишли сув сарфи модули K ни аниқлаймиз ва 3–6 қувур шохобчасига тегишли ҳақиқий йўқотилган напор $h_{l_{3-6}}$ ни ҳисоблаймиз.

5.7-§. МУРАККАБ ҲАЛҚАСИМОН УЗУН ҚУВУРЛАР ТАРМОҒИНИ ГИДРАВЛИК ҲИСОБЛАШ

Мураккаб боғланган ҳалқасимон жойлашган қувурлар тармоғини гидравлик ҳисоблашда (5.10а-расм) ҳар бир бўлак қувурнинг диаметрини аниқлаш ва шу қувур учун пьезометрик $P-P$ чизиғини қуриш талаб қилинади.

Қувур диаметрини аниқлаш

Бунда аввало қуйидагиларни қабул қиламиз:

а) ҳар бир бўлак қувур диаметрини; б) 4–5 қувурдаги сув ҳаракати йўналишини (масалан, чапдан ўнгга); в) q_5 сув сарфининг 4–5 ва 6–5 чизиқлар орасида тақсимланишини [бу ерда 4–5 чизиқда сув сарфи εq_5, 6–5 чизиқда эса $(1-\varepsilon)q_5$], бу ерда ε га қийматлар бериб борамиз. Қаралаёттан ҳалқасимон жойлашган тармокда икки сув оқими: биринчиси — соат стрелкасига тескари 2—3—4; иккинчиси — соат стрелкаси йўналишида 2—6—5 мавжуд. Бунда сувнинг ҳаракат йўналишини 4—5 чизиғи бўйича чапдан ўнгга йўналтириб, шу билан икки қарама-қарши оқимни 5 нуқтада учраштирамиз. Бу икки оқимнинг учрашиш нуқтасини ноль нуқта ёки *сувайирғич (водораздел) нуқтаси дейилади.* Биз қувурнинг диаметрини, сувайиргич нуқтасининг ҳолатини ва ε нинг миқдорини тўғри қабул қилдикми ёки нотўғрими, буни текшириш учун қуйидаги усулни қўллаймиз. Бу ҳалқасимон тармоқни белгилашда, сувайирғич нуқтасида қувурларни кесиб иккига ажратамиз, шу тарзда 5.10б-расмда кўрсатилган тармоқни ҳосил қиламиз. Кейин умумий (5.2) формула ёрдамида 1—2—3—4—5′ чизиғи учун $h_{l_{1-2-3-4-5'}}$ ва 1—2—6—5″ чизиғи учун $h_{l_{1-2-6-5'}}$ йўқотилган напорларни аниқлаймиз.

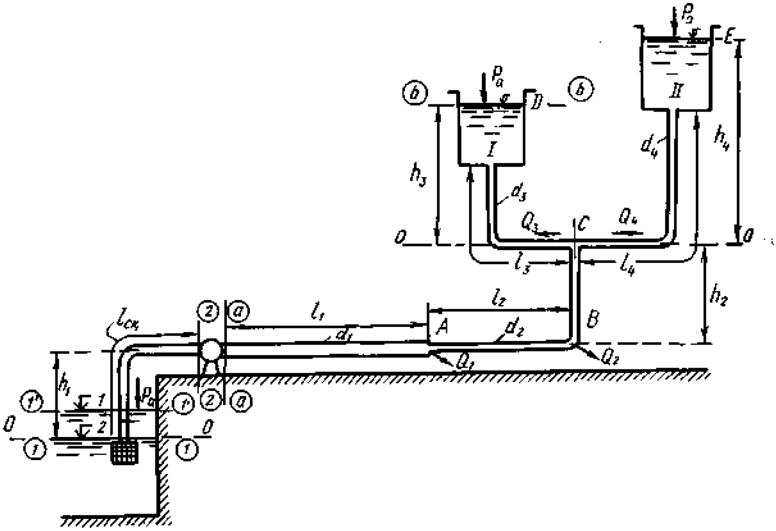
Шундан кейин, шу икки чизиқ учун ҳисобланган йўқотилган напорларни бир-бири билан таққослаймиз. Агар

$$h_{l_{1-2-3-4-5'}} = h_{l_{1-2-6-5''}} \qquad (5.71)$$

бўлса, унда шундай хулоса қиламиз: $5'$ ва $5''$ нуқталарда йўқотилган напорлар бир хил бўлади (шундай бўлиши ҳам керак, чунки $5'$ ва $5''$ нуқталар физик маънода бир нуқтани, яъни нуқта 5 ни ифодалайди (5.10а-расм). Бундан келиб чиқадики, 5.10б-расмга нисбатан (5.71) тенглик бажарилса биз юқорида диаметри D ва ε ларни тўғри қабул қилган бўламиз. Агар (5.71) тенглик шарти бажарилмаса, у ҳолда D ва ε ларни такроран қабул қиламиз ва шу усулда ҳисоб-китобни токи (5.71) тенглик шарти бажарилмагунча давом эттираверамиз.

Амалий машғулот ўтказиш учун напорли қувурларда сувнинг ҳаракатини ҳисоблаш материаллари

5.1-масала. Икки қурилиш шохобчасидаги сув ҳажмини I ва II идишда сақлаш учун, яъни сув билан таъминлаш учун насос қурилмасини ҳисоблаш керак. Биринчи қурилиш шохобчасига $Q_3 = 4 \cdot 10^{-3}$ м³/с, иккинчисига эса, $Q_4 = 3 \cdot 10^{-3}$ м³/с сув сарфини етказиб бериш керак, булар 5.11-расмда кўрсатилган. Бундан ташқари йўлма-йўл истеъмолчиларга A нуқтада $Q_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ м³/с ва B нуқтада



5.11- расм.

$Q_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ м^3/с сув етказиб берилади. Юқорида кўрсатилган (5.11-расмга қаранг) тизим қуйидагича жойлаштирилган ва шу қувур тизимидаги бўлакларнинг узунликлари ҳамда характерли тугун нуқталарининг нисбатан баландликлари, яъни насоснинг сув сўрғич бўлагининг узунлиги $l_{ск} = 20$ м; насосдан кейинги қувур бўлаклари $l_1 = 150$ м ва $l_2 = 50$ м; қувур шохобчаларининг узунликлари $l_3 = 50$ м; $l_4 = 75$ м; қувур тизимидаги характерли нуқталарнинг баландликлари $h_2 = 2{,}0$ м (C нуқтаси); $h_3 = 5{,}0$ м (D нуқтаси) $h_4 = 8{,}0$ м (E нуқтаси). Бу тизим пўлатдан ясалган қувурлардан ташкил топган бўлиб, $n = 0{,}0125$, $\lambda = 0{,}0421$, алоҳида бўлаклардаги қувурларнинг диаметрлари: $d = d_1 = 100$ мм; $d_2 = d_3 = d_4 = 75$ мм; фойдали иш коэффициенти $\eta = 0{,}8$; $h_v = 7{,}0$ м. Насос ўрнатилган сув омборида эркин сув сатҳи тўлқинланиши мумкин. Бу тўлқинланиш $\nabla 1 - \nabla 2 = 4{,}0$ м. Насоснинг жойлашиш баландлиги h_1 ни ва унинг напори H ни ҳамда қуввати N ни аниқланг (қаралаётган жараёнлар иккинчи даражали қаршилик областига тегишли, яъни қувур девори тўлиқ ғадир-будур).

Ечиш. 1. Насоснинг сўрувчи қувури $\downarrow\!\overline{1}$ ни ҳисоблаш, яъни насоснинг ҳавзадаги эркин сув сатҳидан қанча баландликда жойлашганлигини аниқлаш лозим. Насоснинг жойлашган баландлиги берилган вакуум баландлиги $h_v = 7{,}0$ м ва ҳавзадаги эркин сув сатҳининг тўлқинланиш баландлиги 4,0 м дан катта бўлгани учун, бундай шароитда масалани ечиш, насоснинг нормал ишлашини таъминловчи муҳим характеристикалардан бири ҳисобланади. Масалани ечишда, Д. Бернулли тенгламасини, узлуксизлик тенгламаси билан бирга қўллаймиз. Бунинг учун 5.11-расмда кўрсатилгандек, 1—1 кесимни ҳавзадаги эркин сув сатҳидан оламиз $\downarrow\!\overline{1}$, ўша белгидан *О—О* таққослаш текислигини ўтказамиз. 2—2 кесимни эса, насосга кириш олдидан (қувурда) белгилаймиз, унгача насос тармоғи бўйича истеъмолчиларни етарли сув билан таъминлаш учун тахминий сув сарфи Q ни ҳисоблаб чиқамиз (5.11-расм):

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 = (3 + 2 + 3 + 7) \cdot 10^{-3} = 15 \cdot 10^{-3}\ \text{м}^3/\text{с}$$

Д. Бернулли тенгламасини 1—1 ва 2—2 кесимлар учун қўлласак, натижада (*О—О* таққослаш текислиги 1—1 кесимдан ўтказилган)

$$0 = h_1 - h_v - \frac{\alpha v^2}{2g} + h_f,$$

ёки

$$h_1 = h_v - \frac{\alpha v^2}{2g} - h_l - h_{\text{сўриш}} - h_{\text{бурилиш}},$$

ёки

$$h_1 = h_v - (\alpha + \xi_l + \xi_{\text{сўриш}} + \xi_{\text{бурилиш}})\frac{v^2}{2g}. \qquad (5.72)$$

1—1 кесимда, яъни ҳавзадаги эркин сув сатҳида тезликни нолга тенг деб оламиз. Насоснинг сўриш қувури учун маҳаллий қувурнинг узунлиги бўйича гидравлик ишқаланиш коэффициентлари қуйидагича ҳисобланади (5.2-§ га қаранг):

а) насоснинг сўрувчи қувури учун гидравлик ишқаланиш коэффициенти (унинг узунлиги бўйича)

$$\xi_l = \lambda \frac{l}{D} = 0,0421 \frac{20}{0,10} = 8,42;$$

б) маҳаллий қаршилик коэффициентлари: насоснинг сўрувчи қувури қопқоғи учун $\xi_{\text{сўрувчи қопқоқ}} = 7$; $\xi_{\text{бурилиш}} = 0,15$;

в) насоснинг сўрувчи қувуридаги сувнинг тезлиги

$$v_{\text{сқ}} = \frac{4Q}{\pi D^2} = \frac{4 \cdot 0,015}{3,14 \cdot 0,10^2} = 1,91 \text{ м/с};$$

г) Кориолис коэффициенти ёки оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдони бўйича нуқталарда ўрталаштирилган тезликларнинг нотекис тақсимланишини ифодаловчи коэффициент $\alpha = 1,05 \div 1,1$. Аниқланган қийматларни (5.72) га қўйиб чиқсак

$$h_1 = h_v - (\alpha + \xi_l + \xi_{\text{сўриш}} + \xi_{\text{бурилиш}}) \frac{v^2}{2g} =$$

$$= 7 - (1,1 + 8,42 + 7 + 0,15) \frac{1,91^2}{19,62} = 5,14 \text{ м}.$$

Бундан кўринадики, насос ҳавзадаги эркин сув сатҳидан $\downarrow 1$ белгидан 1,14 м баландликда жойлашиши керак, ундан юқорида жойлашиши мумкин эмас. Чунки ундан юқорида жойлашган насос ишлаётган пайтида сув сатҳи (юқорида кўрсатилган шартга биноан) $\downarrow 1$ дан $\downarrow 2$ га, яъни 4 м га тушиб кетса, насосдаги иш пайтида ҳосил бўладиган вакуум унинг тўлиқ қувватда ишлашини таъминламаслиги мумкин.

2. Узатувчи қувурни ҳисоблаш. Бунда магистрал қувурдан ташқари ундан тармоқланиб кетган қувур шохобчаларининг сув сарфи билан таъминланиши ва керакли напорни ($H_{\text{чиқиш}}$ — насосдан чиқаётган напор) ушлаб туриш лозимлигини ҳисобга олиш керак. Бу ҳаммаси узатувчи қувурнинг нормал ишлашини таъминлаш учун зарур. Қувур шохобчаларидаги сув сарфи таъминланишини назорат қилиб туриш керак, чунки бу шохобчалардаги гидравлик жараён ва ҳодисалар, уларнинг характеристикалари гидродинамиканинг қонунлари билан асосланган эмас, балки сув истеъмолчилари истаклари ҳамда шу қувур тизимини ташкил этишга асосан амалга оширилган. Бу ерда ҳам, юқорида кўрсатилгандек, узатувчи қувурни ҳисоблашда Д. Бернулли ва узлуксизлик тенгламасидан фойдаланилади. Бунда 5.11-расмда кўрсатилгандек, умумий кўндаланг кесимни, қувурнинг C тугунидаги нуқтани олиб (I ва II ҳавза учун, шу C нуқтасида горизонтал 0–0 таққослаш текислигини тайинлаймиз), кейинги кўндаланг кесимларни I ва II ҳавзалардаги эркин сув сатҳларидан ўтказамиз. У ҳолда гидродинамик напор H

$$H_{0_c} = h_2 + h_3 + h_{l_3} = h_2 + h_4 + h_{l_4}, \tag{5.73}$$

бу ерда l_3 ва l_4 узунликда йўқотилган напорлар соддалаштирилган ва маҳаллий қаршиликлар эътиборга олинмаган. Олинган тенглама ҳамда узлуксизлик тенгламаси ёрдамида Q_3 ва Q_4 ларни ҳисоблаш учун иккита тенглама тузамиз:

$$Q_3 + Q_4 = Q - Q_1 - Q_2; \tag{5.74}$$

$$h_3 + h_{l_3} = h_4 + h_{l_4}. \tag{5.75}$$

Охирги (5.75) тенгламада (5.2) формуладан фойдаланиб ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напорни ёзамиз. Бунинг учун 5.1, 5.2 ва 5.3-жадваллардан фойдаланиб, қувурнинг шохобчалари ва бошқа қувурлар учун сув сарфи модулларини оламиз. Унда K қувурнинг диаметрига қараб олинади. Қувурларнинг диаметрлари: $d_2=d_3=d_4=75$ мм ва $n = 0{,}0125$ учун тегишли $K_2 = K_3 = K_4 = 24.94 \cdot 10^{-3}$ м^3/с, диаметри $d_1 = 100$ мм ва $n = 0{,}0125$ учун $K_1 = 53{,}72 \cdot 10^{-3}$ м^3/с. Унда

$$h_3 + \left(\frac{Q_3}{K_3}\right)^2 l_3 = h_4 + \left(\frac{Q_4}{K_4}\right)^2 l_4, \tag{5.76}$$

бундан

$$Q_3 + Q_4 = 10 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}. \tag{5.77}$$

У ҳолда (5.76) дан

$$5{,}0 + \frac{Q_3^2}{24{,}54^2} \cdot 50 = 8 + \frac{Q_4^2}{24{,}94^2} \cdot 75.$$

(5.77) тенглама тизимини ечиб Q_3 ва Q_4 ларни аниқлаймиз

$$Q_3 = 2{,}95 \cdot 10^{-3}\,\text{м}^3/\text{с};$$

$$Q_4 = 7{,}05 \cdot 10^{-3}\,\text{м}^3/\text{с}.$$

Бу, гидравлика назарияси асосида ҳисобланган сув сарфлари $Q_3 = 2{,}95 \cdot 10^{-3}$ м³/с ва $Q_4 = 7{,}05 \cdot 10^{-3}$ м³/с юқорида берилганлардан кам фарқ қилади (масалан, $3 \cdot 10^{-3}$ м³/с ва $7 \cdot 10^{-3}$ м³/с), шунинг учун лойиҳаланган мазкур тизим қабул қилиниши мумкин.

Агар ҳисобланган сув сарфлари лойиҳаланган тизимдаги сув сарфларидан катта фарқ қилса, қувур диаметрини ёки унинг девори ғадир-будурлигини ўзгартириш керак. Насосдан чиқаётган (жойдаги) напорни, Д. Бернулли тенгламаси ёрдамида (икки кесим: бирини — насосдан чиқишдаги қувурда $a-a$; иккинчисини эса иккита ҳавзадан биттасида, масалан, 1-ҳавзада, унинг эркин сув сатҳида $b-b$ олиб) ҳисобланади

$$H_{\text{чиқиш}} = h_2 + h_3 + \Sigma h_l = h_2 + h_3 + \varepsilon(h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3}) =$$

$$= h_2 + h_3 + \varepsilon\left[\left(\frac{Q}{K_1}\right)^2 l_1 + \left(\frac{Q-Q_1}{K_2}\right)^2 l_2 + \left(\frac{Q_3}{K_3}\right)^2 l_3\right] =$$

$$= 2{,}0 + 5{,}0 + 1{,}1\left[\left(\frac{15}{53{,}72}\right)^2 \cdot 150 + \left(\frac{15-3{,}0}{24{,}94}\right)^2 \cdot 50 + \left(\frac{3{,}0}{24{,}94}\right)^2 \cdot 50\right] = 33{,}40 \text{ м},$$

бу ерда ε маҳаллий қаршиликда йўқотилган напорни ифодаловчи коэффициент, ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напор 10% ни ташкил этади, шунинг учун $\varepsilon=1{,}1$ миқдорини ҳисобга олдик, яъни ε тизимидаги ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напор йиғиндиси 10% ни ташкил этади

$$\varepsilon = 10\%\ \Sigma h_l.$$

3. Насоснинг характеристикасини аниқлаймиз. Насоснинг напори унга киришда ва ундан чиқишдаги гидродинамик напорларнинг фарқи билан аниқланади. Насосдан олдинги ва кейинги тезлик напорлари тенг бўлган ҳолда юқоридаги қаралаётган тизимда

$$H = H_{\text{чиқиш}} + h_v - \frac{\alpha v^2}{2g} = 33,4 + 7,0 - 0,20 = 40,20 \text{ м.}$$

Насоснинг қуввати йўқотилган напорларни насоснинг фойдали иш коэффициентини (ФИК) $\eta = 0,8$ ни назарда тутган ҳолда аниқлаймиз

$$N = \frac{\gamma Q H}{102 \cdot 0,80} = 7,35 \text{ кВт.}$$

Насоснинг Q, H, N, η характеристикаларига асосан каталогдан тегишли маркали насосни танлаб оламиз.

Такрорлаш учун саволлар

5.1. Қисқа ва узун қувурлар тушунчаси ва уларни ҳисоблаш усуллари қандай?

5.2. Қисқа ва оддий узун қувурларни гидравлик ҳисоблаш усуллари қандай?

5.3. Кетма-кет уланган узун қувурларни ҳисоблаш усуллари қандай?

5.4. Ёнма-ён жойлашган узун қувурларни ҳисоблаш усуллари нимадан иборат?

5.5. Узун қувурларда сув сарфини ҳисоблаш формуласи қандай?

ОЛТИНЧИ БОБ

ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР ТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИ ВА УНИНГ ГИДРАВЛИК ЭЛЕМЕНТЛАРИНИ ЭҲМ ЁРДАМИДА ҲИСОБЛАШ

6.1-§. АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР

Бу бобда очиқ ўзанларда суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатини қараб чиқамиз. Очиқ ўзанлар икки хил бўлади: а) табиий очиқ ўзанлар — дарёлар, сойлар ва бошқалар; б) сунъий (табиий бўлмаган) очиқ ўзанлар — каналлар, новлар ва бошқалар.

Напорсиз қувурлар, тоннеллар, дренаж қувурлар — улар сунъий ўзанлар бўлиб, гидромелиорация соҳасида, гидротехника иншоотларида ва бошқаларда ишлатилади. Шунинг учун очиқ ўзанлардаги суюқликлар ҳаракатини ўрганиш «Гидравлика», «Гидрометрия», «Гидромелиорация», «Гидротехника иншоотлари» фанларида катта амалий аҳамият касб этади.

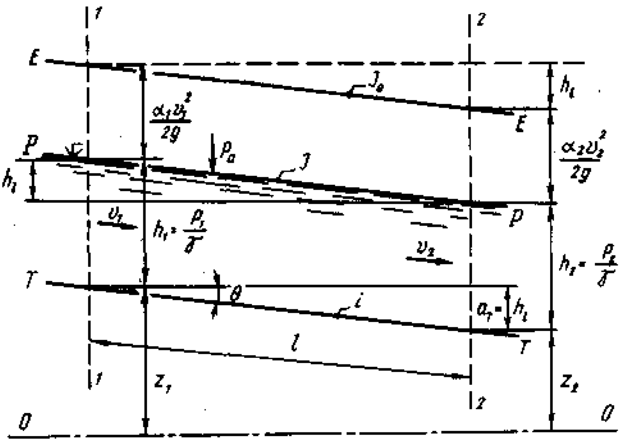
Очиқ ўзанларда суюқлик оқимининг текис илгариланма ҳаракатларининг шарти.

Ўзанларнинг узунлиги бўйича, оқимнинг ихтиёрий кўндаланг кесими майдони бўйича ўртача тезлиги υ ва ўртача чуқурлиги h ўзгармас бўлса, бундай суюқлик оқимининг ҳаракати барқарор текис илгариланма ҳаракат деб аталади, яъни

$$\upsilon = \text{const} \quad \text{(оқим узунлиги бўйича)}, \qquad (6.1)$$

$$h = \text{const} \quad \text{(оқим узунлиги бўйича)}. \qquad (6.2)$$

Суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракати 6.1-расмда келтирилган. Амалда суюқликнинг бундай ҳаракати кўпинча сунъий очиқ ўзанларда учрайди (очиқ ёки берк каналларда). Ҳозир сўз очиқ ўзанлар устида борар экан, шуни айтиб ўтиш керакки, асосан бундай ўзанлар тубининг нишаби i унча катта бўлмагани учун, каналдаги сувнинг чуқурлиги h ни тик (вертикал) бўйича ўлчаш мум-



6.1- расм.

кин, бу ҳолда оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдонини ҳам (шартли) текис деб қабул қилинади. Очиқ ўзанларда суюқлик ҳаракати ўрганилаётганда суюқликнинг ҳаракати турбулент ҳамда у иккинчи даражали қаршилик соҳасига тегишли деб қаралади. Текис илгариланма ҳаракатда гидравлик нишаб J_e ва пьезометрик нишаб J бир-бирига тенг бўлади

$$J_e = J. \tag{6.3}$$

Шунингдек бу ерда очиқ ўзанларда пьезометрик нишаб J ҳар доим эркин сув сатҳи нишабига тенг бўлади, яъни пьезометрик чизиқ эркин сув сатҳида ётади

$$J = J_{\text{сув сатҳи}} \tag{6.4}$$

Шундай қилиб, очиқ ўзанларда суюқлик ҳаракати барқарор текис илгариланма ҳаракатда бўлса, у ҳолда гидравлик нишаб J_e, пьезометрик нишаб J, сув сатҳи нишаби J_{cc} ва ўзан туби нишаби i ўзаро тенг бўлади, яъни

$$J_e = J = J_{cc} = i. \tag{6.5}$$

Бундан келиб чиқадики, очиқ ўзанларда суюқлик оқими барқарор текис илгариланма ҳаракатда бўлса, напор чизиғи ёки оқимнинг тўлиқ солиштирма энергия чизиғи $E-E$, пьезометр чизиғи $P-P$ ва ўзан туби чизиғи $T-T$ бир-бирига параллел тўғри чизиқ бўлади: $EE \parallel PP \parallel TT$. Ўзан тубининг нишаби $i = \sin\theta$, бунда θ — ўзан туби чизиғининг горизонтал текисликка нисбатан нишаб бурчаги.

Шундай қилиб, очиқ ўзанларда суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракати ҳосил бўлиши учун:

1. Ўзанда сув сарфи ўзгармас бўлиши керак, яъни

$$Q = \text{const}. \tag{6.6}$$

2. Оқимнинг узунлиги бўйича кўндаланг кесими юзасининг майдони, сувнинг чуқурлиги ҳамда кўндаланг кесимидаги ўртача тезлик ўзгармас бўлиши керак, яъни

$$\left.\begin{aligned} \omega &= \text{const (оқим узунлиги бўйича)}; \\ v &= \text{const (оқим узунлиги бўйича)}; \\ h &= \text{const (оқим узунлиги бўйича)}. \end{aligned}\right\} \tag{6.7}$$

3. Ўзан туби нишаби ўзгармас ва у гидравлик нишабга тенг бўлиши керак

$$i = J_e = J = \text{const}. \tag{6.8}$$

4. Ўзаннинг ғадир-будурлиги бир текис бўлиши керак

$$\bar{\Delta} = \text{const} \quad \text{(оқим узунлиги бўйича)}. \tag{6.9}$$

5. Ўзанда маҳаллий қаршиликлар бўлмаслиги керак.

Юқоридаги шарт-шароитлар барчаси бирдан бажарилмаслиги ҳам мумкин, аммо ўша бирон бажарилмаган шарт қўйилган шартлардан кўп фарқ қилмаса, у ҳолда очиқ ўзанлардаги ҳаракат текис илгариланма деб қабул қилиниши мумкин.

Сунъий ўзанлардаги суюқлик ҳаракати шарти каналларда текис илгариланма ҳаракат учун қўйилган шартдан жуда кам фарқ қилади. Шунинг учун гидравликада асосан каналларни гидравлик ҳисоблаш билан шуғулланилади. Очиқ табиий ўзанларда эса қўйилган шартлардан кўплари сезиларли фарқ билан бажарилади. Шунга қарамасдан, табиий очиқ ўзанларда, дарё ва сойларда, уларнинг узунлиги бўйича бирон-бир иншоотлар қурилган бўлмаса, шу дарёда сув табиий ҳолатда ҳаракат қилса, у ҳолда табиий ўзанлардаги суюқлик ҳаракати квази*) текис илгариланма ҳаракат деб қабул қилиниб, уларни гидравлик ҳисоблашда гидравликанинг барқарор текис илгарилма ҳаракати тенгламаларидан фойдаланилади.

6.2-§. ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР ТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИ ҲИСОБЛАШ ФОРМУЛАЛАРИ

Очиқ ўзанларда суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатини ҳисоблашда асосан А. Шези формуласидан фойдаланилади

$$v = C\sqrt{RJ}. \qquad (6.10)$$

Очиқ ўзандаги суюқликнинг текис илгариланма ҳаракати учун 6.1-расмдан қуйидаги ифодани қабул қилсак,

$$h_l = a = a_T,$$

ва гидравлик нишаб J_e ўзан туби нишаби i_T га ҳамда пьезометрик нишаб J га тенг бўлган ҳолда: $J_e = J = i_T$, (6.10) тенгламани қуйидагича кўчириб ёзамиз, у ҳолда

$$v = C\sqrt{i_T R}, \qquad (6.11)$$

бундан буён очиқ ўзанларда текис илгариланма ҳаракат учун ўзан туби нишабини i билан белгилаймиз ва ундаги индекс «Т» ни ташлаб юборамиз, у ҳолда (6.11) формула қуйидагича ёзилади

$$\text{(I)} \qquad v = C\sqrt{iR}. \qquad (6.12)$$

(6.12) нинг иккала томонини оқимнинг кўндаланг кесими майдони ω га кўпайтирсак, очиқ ўзанлар учун суюқлик сарфини ҳисоблаш формуласини оламиз

$$\text{(II)} \qquad Q = \omega v = \omega C\sqrt{iR}. \qquad (6.13)$$

---

*) Квази текис илгариланма ҳаракат сўзи шу табиий ўзанлардаги суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатини англатади, чунки табиатда, юқорида айтилгандек, туб маънода барқарор текис илгариланма ҳаракат учрамайди.

Текис илгариланма ҳаракатни гидравлик ҳисоблашда яна қўшимча формулалардан фойдаланилади. Бу қўшимча формулалар, асосан, юқоридаги (6.12) ва (6.13) формулалардан келиб чиқади.

Ўзан туби нишаби

(III) $$i = \frac{v^2}{C^2 R}. \tag{6.14}$$

Йўқотилган напор (ўзаннинг узунлиги бўйича)

(IV) $$h_l = il = \frac{v^2}{C^2 R} \cdot l. \tag{6.15}$$

Сувнинг ҳажмий сарфи

(V) $$Q = \omega C \sqrt{iR}. \tag{6.16}$$

Булардан ташқари юқорида келтирилган формулалардан фойдаланиб, очиқ ўзанлардаги барқарор текис илгариланма ҳаракатни иккинчи даражали қаршилик областси тегишли деб ҳисоблаб қуйидаги қўшимча тенгламаларни оламиз.

$$K = \omega C \sqrt{R}; \quad W = C\sqrt{R}; \tag{6.17}$$

$$K = \frac{Q}{\sqrt{i}}; \quad W = \frac{v}{\sqrt{i}}; \tag{6.18}$$

$$Q = K\sqrt{i}; \quad v = W\sqrt{i}; \tag{6.19}$$

$$i = \frac{Q^2}{K^2}; \quad i = \frac{v^2}{W^2}, \tag{6.20}$$

бу ерда K — сув сарфи модули; W — тезлик модули; C — А. Шези коэффициенти.

(6.12) ва (6.20) формулалар очиқ ўзанларда суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатини гидравлик ҳисоблашда асосий формулалар бўлиб хизмат қилади. А. Шези коэффициенти C 4.3-§ да келтирилган формулалар ёрдамида аниқланади.

6.3-§. ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИ МАЙДОНИНИНГ ГИДРАВЛИК ЭЛЕМЕНТЛАРИ

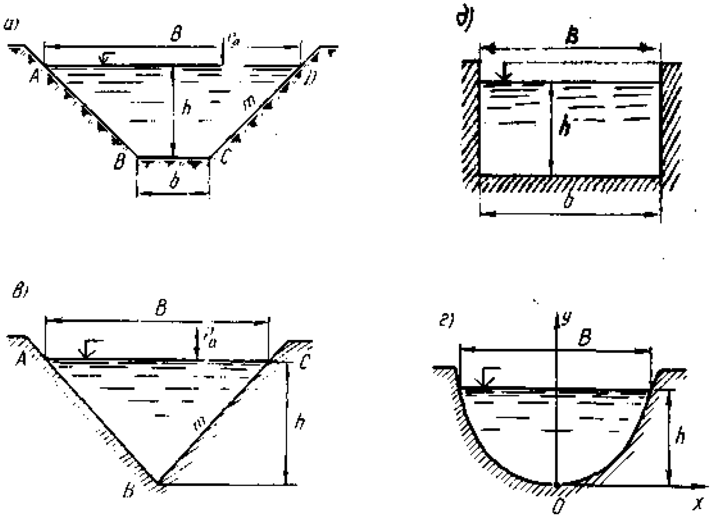
Бу ерда асосан сунъий очиқ ўзанларни гидравлик ҳисоблаш усуллари қараб чиқилади. Булар қаторига асосан амалиётда катта аҳамиятга эга бўлган очиқ ўзанлар — каналлар ва бошқа сунъий иншоотлар киради. Каналларнинг кўндаланг кесимлари шакллари 6.2- расмда кўрсатилган. Уларнинг кўндаланг кесимларининг гидравлик элементларини ҳисоблаш формулаларини келтирамиз.

1. Каналнинг кўндаланг кесими — симметрик трапеция шаклида (6.2а-расм). Бу ерда b — канал тубининг кенглиги; h — каналдаги сувнинг чуқурлиги; m — каналнинг ён деворининг нишаб коэффициенти, $m = \mathrm{ctg}\,\theta$, бу ерда θ бурчаги грунт турларига қараб олинади; B — ўзандаги оқимнинг кўндаланг кесимидаги сув сатҳининг кенглиги:

$$B = b + 2mh. \tag{6.21}$$

ω — оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони:

$$\omega = (b + mh)h. \tag{6.22}$$



6.2- расм.

χ — ўзаннинг ҳўлланган майдони бўйича кўндаланг кесимининг периметри узунлиги:

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2}. \tag{6.23}$$

ω ва χ лар маълум бўлса, гидравлик радиус қуйидагича аниқланади:

$$R = \frac{\omega}{\chi}. \tag{6.24}$$

Кўп ҳолларда, амалиётда каналларни гидравлик ҳисоблашда **к а н а л н и н г   н и с б и й   к е н г л и г и** (канал тубининг кенглигини ундаги сувнинг чуқурлигига нисбати) деган тушунча ишлатилади. Бу қуйидагича ёзилади

$$\beta = \frac{b}{h}, \tag{6.25}$$

ω ва χ миқдорлар β орқали ифодаланса, у ҳолда

$$\omega = h^2(\beta + m); \tag{6.26}$$

$$\chi = h(\beta + 2{,}0\sqrt{1 + m^2}). \tag{6.27}$$

2. Каналнинг кўндаланг кесими — тўғри бурчакли тўртбурчак шаклида (6.2б-расм).

$$\left.\begin{array}{l} B = b;\ m = \mathrm{ctg}90^\circ = 0; \\ \omega = bh;\ \chi = b + 2h. \end{array}\right\} \tag{6.28}$$

Агар тўғри тўртбурчакли каналнинг туби жуда кенг бўлса, яъни

$$b \gg 10h,$$

у ҳолда

$$\chi \simeq B;\ R \simeq h. \tag{6.29}$$

3. Каналнинг кўндаланг кесими — симметрик учбурчак шаклида (6.2в-расм).

$$\left.\begin{aligned} &b = 0;\ B = 2mh;\\ &\omega = mh^2;\ \chi = 2h\sqrt{1+m^2}.\end{aligned}\right\} \qquad (6.30)$$

4. Каналнинг кўндаланг кесими — парабола шаклида (6.2 г- расм)

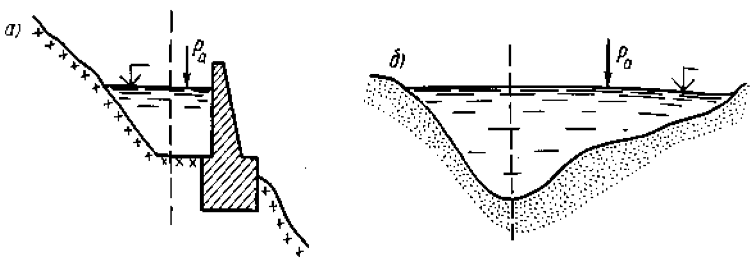
$$x^2 = 2py, \qquad (6.31)$$

бунда p — параболани ифодаловчи параметр; x ва y координата ўқлари (6.2 г-расм). Бундай шаклдаги ўзанлар учун сув сатҳи кенглиги B (сувнинг берилган h чуқурлиги учун) (6.31) тенгламадан аниқланади:

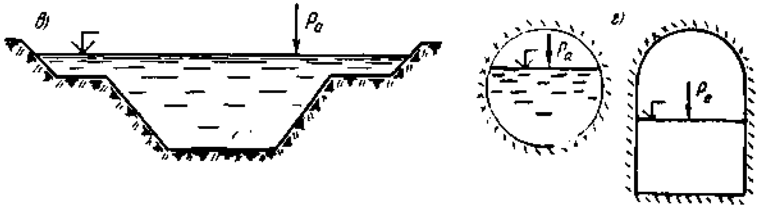
$$\omega = \frac{2}{3}Bh. \qquad (6.32)$$

Бошқа гидравлик элементлар эса $\frac{h}{B}$ га қараб олинади

$$\left.\begin{aligned} &\chi \simeq B\ldots;\ \tfrac{h}{B} \le 0{,}15 \text{ бўлган ҳолда}\\ &\chi \simeq B\left[1{,}0 + \tfrac{8}{3}\left(\tfrac{h}{B}\right)^2\right];\ 0{,}15 < \tfrac{h}{B} \le 0{,}33 \text{ бўлган ҳолда}\\ &\chi \simeq 1{,}78h + 0{,}61B\ldots;0{,}33 < \tfrac{h}{B} < 2{,}0 \text{ бўлган ҳолда}\\ &\chi \simeq 2h\ldots;2{,}0 < \tfrac{h}{B} \text{ бўлган ҳолда}\end{aligned}\right\} \qquad (6.33)$$



6.3 а, б- расм.



6.3 в, г- расм.

5. Юқорида кўрсатилганлардан ташқари ўзаннинг кўндаланг кесимлари қуйидагича бўлиши мумкин:

а) симметрик бўлмаган шаклда (6.3 а- расм);

б) нотўғри шаклда (6.3 б- расм);

в) қўшилма шаклда, яъни каналнинг кўндаланг кесими ҳар хил шаклларнинг қўшилишидан тузилган бўлади. Каналнинг кўндаланг кесимининг бундай шакллари амалиётда тез-тез учраб туради (6.3 в- расм);

г) ёпиқ шаклда, яъни беркитилган канал (6.3 г- расм).

6.4- §. ОЧИҚ ЎЗАННИНГ ГИДРАВЛИК ЭНГ ҚУЛАЙ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИНИНГ ШАКЛИ – ТРАПЕЦИЯ ШАКЛИДАГИ КАНАЛ

Очиқ ўзанларда суюқлик оқимининг барқарор текис илгариланма ҳаракатини гидравлик ҳисоблашда гидродинамиканинг асосий тенгламаларидан, чунончи

а) А. Шези тенгламасидан

$$v = C\sqrt{iR}; \tag{6.34}$$

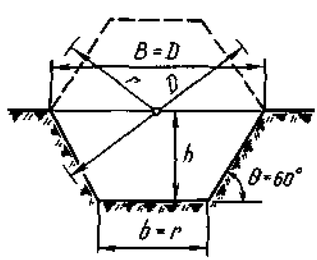
б) узлуксизлик тенгламасидан (сув сарфи баланси тенгламасидан)

$$Q = \omega v\ ; \tag{6.35}$$

в) Д. Бернулли тенгламасидан ва бошқалардан фойдаланилади. Юқорида А. Шези коэффициенти C ни гидравлик радиус R билан ўзаннинг ғадир-будурлигини ифодаловчи коэффициент n га боғлиқлигини кўрсатиб ўтган эдик. Бу соҳада охирги изланишлар натижасида олинган янги формулаларда эса А. Шези коэффициенти C сувнинг чуқурлиги h ва ўзан туби ғадир-будурлигининг мутлақ геометрик баландлиги $\bar{\Delta}$ га боғлиқ эканлиги исботланяпти. Бошқача қилиб айтганда, тўғрироғи, нисбий ғадир-будурлик $\frac{\bar{\Delta}}{h}$ га боғлиқ. Масаланинг бундай қўйилиши тўғри бўлади, чунки ғадир-будурликни ифодаловчи коэффициент n оқим ҳаракати жараёнида ўзгаради ва физик маъноси жиҳатидан ноаниқ миқдор. *Бу нисбий ғадир-будурлик ўзаннинг нисбий ғадир-будурлик критерияси дейилади.* Шуни айтиш керакки, ўзаннинг кўндаланг кесими юзасининг майдони ω, ғадир-будурликни ифодаловчи коэффициент n ёки мутлақ ғадир-будурлик $\bar{\Delta}$ ва ўзаннинг нишаби i миқдорлари бирдек ўзгармас бўлган ҳолда, сув сарфининг миқдори Q энг катта бўлиши учун унинг гидравлик радиуси энг катта бўлиши керак, яъни R_{max}. Гидравлик радиус эса $R = \frac{\omega}{\chi}$ га тенг, бу ҳолда гидравлик радиус энг катта бўлиши учун ўзаннинг ҳўлланган периметри узунлиги χ энг кичик бўлиши керак χ_{min}. Бундан келиб чиқадики, ўзаннинг кўндаланг кесими гидравлик энг қулай бўлиши учун, унинг берилган кўндаланг кесими юзасининг майдони ω сақланган ҳолда, ҳўлланган периметрининг узунлиги χ энг кичик миқдорга эга бўлиши керак, яъни $\chi = \chi_{min}$.

Шундай қилиб, каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесимининг шаклини аниқлаш учун асосан каналнинг ҳўлланган периметри узунлигининг энг кичик миқдорини (каналнинг берилган кўндаланг кесими юзасининг майдони ω ўзгармагани ҳолда) топиш керак.

Энди ҳўлланган периметрининг узунлиги энг кичик қийматга эга бўлган каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесимининг шаклини аниқлаймиз. Геометриядан маълумки, барча бир-бирига тенг геометрик шакллардан энг кичик узунликка эга бўлган периметр бу доиравий шакл бўлади. Бундан келиб чиқадики, очиқ ўзанларда гидравлик энг қулай кўндаланг кесимнинг шакли ярим доира бўлади (6.4-расм).



6.4-расм.

Ярим доиравий шаклдаги каналларни табиий шароитда барпо этиш жуда мураккаб, чунки қум-тош, супесь, суглинок ва бошқа грунтлардан бундай шаклни бунёд этиш мураккаб, амалиётда бундай шаклли ўзанларни фақат ёғочдан, темирдан ва бетондан ясаш мумкин. Ерда кавланадиган каналлар, асосан, трапециеидал (ва учбурчак) шаклда бўлиши мумкин. Трапеция шаклдаги каналларнинг олти бурчакли (доира ичида барпо этилган) шаклнинг ярми, яъни ярим олтибурчакли шакл деб қараш мумкин. Шунинг учун трапецеидал шаклдаги кўндаланг кесимлар ичида гидравлик энг қулай кўндаланг кесим бу симметрик ярим олтибурчакли шакл бўлади (6.4-расм). Унда канал тубининг кенглиги b доиранинг радиуси r га тенг, яъни $b = r$ бўлиб, каналдаги сув сатҳининг кенглиги эса $B = 2r$ ёки $B = 2b$ бўлади, яъни В канал туби кенглигининг иккиланганига тенг. 6.4-расмдан кўриниб турибдики, бундай каналнинг ён девор нишаби горизонтал текисликка нисбатан θ бурчагини ҳосил қилади ва у 60° га тенг бўлади: $\theta = 60°$. Амалда эса шундай кўндаланг кесимга эга бўлган каналларни барпо этиш (қуриш) ҳар доим ҳам мумкин бўлавермайди, чунки табиатдаги кўпчилик грунтлар, канал ён деворларининг горизонтал текисликка нисбатан бурчаги $\theta = 60°$ да қурилса, бу ён девор мустаҳкам бўлмаслиги мумкин. Шунинг учун амалда очиқ ўзанларни ҳисоблаш пайтида, ерда канални кавлаётганда θ бурчаги берилган тақдирда, шундай гидравлик энг қулай трапецеидал кўндаланг кесимини топиш керакки, мазкур канал тубининг кенглигини ва ундаги сувнинг чуқурлигини аниқлашда унинг кўндаланг кесимидаги ҳўлланган периметрининг узунлиги энг қисқа бўлсин.

6.5-§. ТРАПЕЦЕИДАЛ ШАКЛЛИ КАНАЛНИНГ ГИДРАВЛИК ЭНГ ҚУЛАЙ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИ

Қуйидаги гидравлик ва геометрик элементлар берилган деб фараз қиламиз:

1) канал кўндаланг кесимининг шакли — трапецеидал;

2) канал ён деворининг горизонтал текислик билан ҳосил қилган бурчаги θ, яъни каналнинг ён девори нишаб коэффициенти $m = m_0$;

3) канал тубининг нишаби $i = i_0$;

4) ўзаннинг ғадир-будурлигини ифодаловчи коэффициент $n = n_0$ ёки ўзан туби ғадир-будурлигининг мутлақ геометрик баландлиги $\bar{\Delta} = \bar{\Delta}_0$;

5) сув сарфи $Q = Q_0$.

Шуларга асосланиб, каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесимини лойиҳалаш керак (яъни унинг гидравлик элементларини аниқлаш керак). Бундай масаланинг бир нечта ечими бор. Шулардан бирини кўриб чиқамиз. Бунинг учун трапецеидал шаклдаги каналнинг юқоридаги шартларга жавоб берувчи бир нечта ихтиёрий ўлчамлик кўндаланг кесимларини оламиз (6.5-расм):

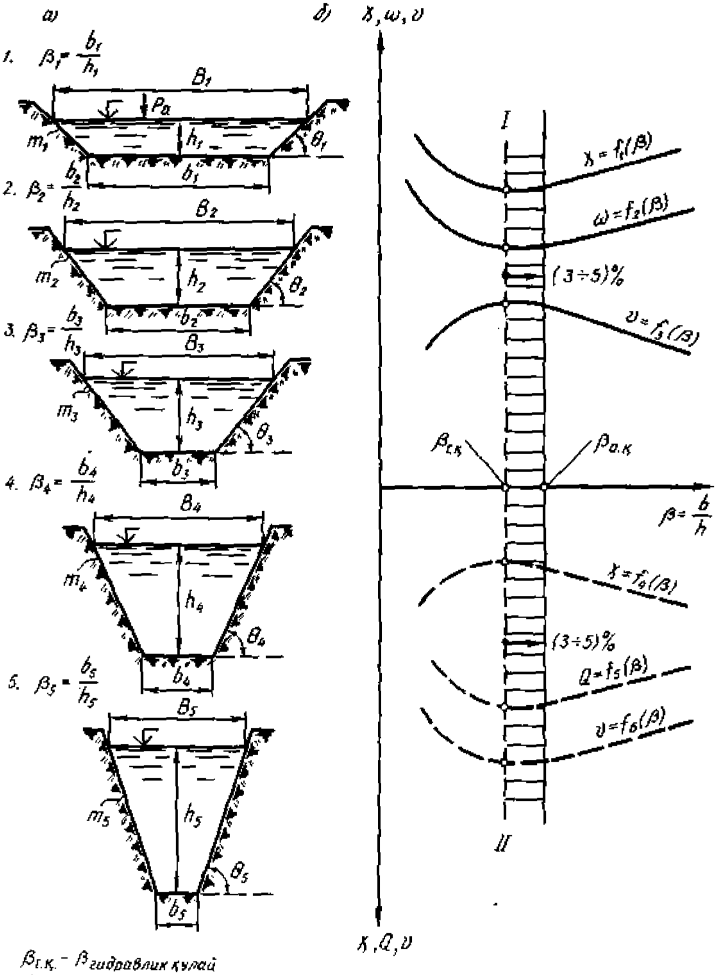
$$\left.\begin{aligned} m_1 &= m_2 = m_3 = \ldots = m_0 = \mathrm{const}; \\ i_1 &= i_2 = i_3 = \ldots = i_0 = \mathrm{const}; \\ n_1 &= n_2 = n_3 = \ldots = n_0 = \mathrm{const}; \\ Q_1 &= Q_2 = Q_3 = \ldots = Q_0 = \mathrm{const}, \end{aligned}\right\} \tag{6.36}$$

бунда 1, 2, 3 ... индекслар каналларнинг вариантлари. Масалан, индекс 1, бу биринчи шаклли каналнинг вариант ўлчамларини билдиради; индекс 2 — иккинчи вариантни; индекс 3 — учинчи вариантни ва ҳоказо.

6.5 а-расмда фақат бешта вариант кўрсатилган, аммо бу чизмаларга қараб бундай вариантлар жуда кўп деб фараз қиламиз, булардан биринчиси сувнинг жуда саёзлиги ва канал тубининг жуда кенглиги билан ажралиб туради, охиргиси эса — канал тубининг жуда торлиги ва ундаги сувнинг чуқурлиги катта бўлиши билан фарқ қилади ва ҳоказо. Иккала вариантда, шунингдек бошқа вариантларда ҳам сув сарфини ўтказиш қобилияти бирдек бўлиши учун биринчи вариантда канал тубининг кенглиги катта, кейинги, масалан, охирги вариантда эса сувнинг чуқурлиги катта бўлиши керак.

Қаралаётган вариантлар учун

$$\begin{aligned} &\beta_1 \neq \beta_2 \neq \beta_3 \neq \ldots \neq \beta_n; \\ &\chi_1 \neq \chi_2 \neq \chi_3 \neq \ldots \neq \chi_n. \end{aligned} \tag{6.37}$$



$\beta_{г.қ.}$ – β гидравлик қулай
$\beta_{а.қ}$ – β амалий қулай

6.5- расм.

Бундан кўриниб турибдики, биринчи ва охирги вариантлар нисбатан катта ишқаланиш юзасига эга, яъни 1-вариант учун $\chi \simeq b$, охирги вариант учун эса $\chi \simeq 2h$. Бундан келиб чиқадики, бу вариантларда ўртача тезлик нисбатан кичик. Қаралаётган трапецеидал каналларнинг кўндаланг кесимлари ичида шундай вариант бўлиши керакки, унда оқимнинг кўндаланг кесими бўйича ўртача тезлиги энг катта бўлсин, яъни υ_{max} канал кўндаланг кесимининг майдони эса, энг кичик бўлсин, яъни ω_{min} (6.5 б-расмга қаранг). Шу шарт бажарилса, шунга қарашли кўндаланг кесим каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесими дейилади. Каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесими деб шундай кесимга айтиладики, бунда ўзан кўндаланг кесими юзасининг майдони унинг ғадир-будурлиги, нишаби ўзгармас бўлгани ҳолда энг кўп сув сарфини ўтказади. Бошқача қилиб айтганда ўзаннинг кўндаланг кесими геометрик ва гидравлик элементлари m, n, Q, i нинг қийматлари берилган ҳолда оқим энг катта υ_{max} ўртача тезликка ва ўзан энг кичик ω_{min} кўндаланг кесими майдонига эга бўлган кўндаланг кесим трапецеидал каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесими деб аталади.

Ўзан тубининг кенглигига нисбатан гидравлик энг қулай кўндаланг кесимнинг нисбий кенглигини $\beta_{гк}$ белги билан белгиласак, у ҳолда

$$\beta_{гк} = \left(\frac{b}{h}\right)_{гк}. \tag{6.38}$$

Юқорида айтилганларнинг барчасини 6.5б-расмда қуйидаги эгри чизиқлар билан кўрсатамиз

$$\left.\begin{aligned} \chi &= f_1(\beta); \\ \omega &= f_2(\beta); \\ \upsilon &= f_3(\beta). \end{aligned}\right\} \tag{6.39}$$

(6.39) даги $\chi = f_1(\beta)$, $\omega = f_2(\beta)$ ва $\upsilon = f_3(\beta)$ функцияларни келтирамиз (6.5 б- расмга қаранг). Расмда бу функциялар β ўқидан юқорида жойлашган. Бунда $Q = \text{const}$, ω эса ўзгарувчан деб қабул қилинган. Худди шундай график 6.5 б-расмда фақат (6.39) даги функциялар β ўқидан пастда жойлашган. Пастдаги график узуқ чизиқлар (пунктир) билан кўрсатилган. Юқоридагидан фарқи шуки, бу ерда Q

ўрнига $\omega = \text{const}$ деб қабул қилинган. Q эса ўзгарувчан I—II вертикал (6.5б-расм) функцияларнинг max ва min қийматларини кўрсатади, бу горизонтал ўқ бўйича $\beta_{гк}$ нинг қийматини беради. Каналларни лойиҳалаш ва уларни қуриш арзон бўлиши учун $\beta = \beta_{гк}$ шартини бажариш керак бўлади, чунки бу шарт бажарилса, каналнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони энг кичик $\omega = \omega_{min}$ бўлади. Энди, шундай тенгламани тузиш керакки, ўзан тубининг кенглиги b, оқимнинг чуқурлиги h гидравлик энг қулай кўндаланг кесимнинг шартларини қониқтирсин.

Бу масалани қуйидагича ҳал қиламиз:

Ҳўлланган периметрнинг узунлиги

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2}. \tag{6.40}$$

(6.22) тенгламадан b нинг қийматини аниқлаб

$$b = \frac{\omega}{h} - mh, \tag{6.41}$$

(6.40) тенгламага қўйсак

$$\chi = \frac{\omega}{h} - mh + 2h\sqrt{1 + m^2}. \tag{6.42}$$

Бундан кўринадики, агар ω ва m ўзгармас бўлса,

$$\chi = f(h). \tag{6.43}$$

Гидравлик энг қулай кўндаланг кесим шартига биноан χ_{min} ни (6.42) тенгламадан аниқлаймиз.

Олий математика усулларидан χ_{min} ни қуйидаги тенгламадан аниқлаш мумкинлиги осон исботланади

$$\frac{\omega}{h^2} = 2\sqrt{1 + m^2} - m, \tag{6.44}$$

бу ерда $2\sqrt{1 + m^2} - m = a$ деб белгилаб, гидравлик энг қулай кўндаланг кесимдаги $\omega_{гк}$ ни аниқлаш тенгламасини оламиз

$$\omega_{гк} = (2\sqrt{1 + m^2} - m)h_{гк}^2 = ah_{гк}^2. \tag{6.45}$$

Бу ерда индекс «гқ» — гидравлик энг қулай кўндаланг кесимни билдиради. (6.44) га $\omega_{гк}$ нинг қийматини (6.22) дан олиб қўйиб

$$\omega_{гк} = (b_{гк} + mh_{гк})h_{гк},$$

уни b га нисбатан ечсак

$$b_{гқ} = 2h(\sqrt{1+m^2} - m), \tag{6.46}$$

ёки

$$\left(\frac{b}{h}\right)_{гқ} = \beta_{гқ} = 2(\sqrt{1+m^2} - m). \tag{6.47}$$

Амалда эса β ни $\beta_{гқ}$ дан бошқачароқ қилиб олишга тўғри келади, чунки $\beta_{гқ}$ шакли учун аслида кўпгина ноқулайликлар мавжуд, масалан:

1. Гидравлик энг қулай кўндаланг кесим тажрибаларга кўра амалда кўпинча иқтисодий энг қулай бўлмайди.

2. Каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесими нисбатан чуқур бўлади. Бундай чуқур каналларни қуриш ва уни ишлатиш анча мураккаб.

Шунинг учун бу ерда янги тушунча киритамиз, мазкур тушунча амалий энг қулай кўндаланг кесим дейилади ва уни $\beta_а$ шартли белги билан белгилаймиз, у ҳолда

$$\beta_{гқ} \le \beta_{ақ} \le (\beta_{гқ})_{чегара}. \tag{6.48}$$

Бу ерда чегаравий гидравлик энг қулай каналнинг кўндаланг кесимини Р. Р. Чугаевнинг формуласидан ҳисоблаймиз

$$(\beta_{гқ})_{чегара} = 2,5 + \frac{m}{2}. \tag{6.49}$$

6.6-§. ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА ТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТДАГИ СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ЭНГ КАТТА ВА ЭНГ КИЧИК РУХСАТ ЭТИЛГАН ЎРТАЧА ТЕЗЛИГИ

а) Энг катта рухсат этилган, аммо каналнн ювиб кетмайдиган суюқлик оқимининг ўртача тезлиги.

Каналларни гидравлик ҳисоблашда суюқлик оқимининг энг катта рухсат этилган ўртача тезлигининг юқори чегарасини аниқлаш керак бўлади, чунки бундай катта тезлик канал тубини ва ён деворларини ювиб, уни бузиб юбориши мумкин. Энг катта рухсат этилган тезлик, асосан, грунтга, яъни шу ўзанни ташкил этган материалга боғлиқ. Бундай тезликнинг қиймати тажрибада аниқланади. Энг катта рухсат этилган, аммо канални ювмайдиган текис илгариланма ҳаракатдаги суюқлик оқимининг ўртача тезликлари 6.1- жадвалда келтирилган.

б) Энг кичик рухсат этилган, аммо каналда қуйқумларни[*] чўктириб қолдирмайдиган суюқлик оқимининг ўртача тезлиги

Каналлардаги суюқлик оқимининг текис илгариланма ҳаракатини гидравлик ҳисоблашда оқимнинг энг кичик рухсат этилган ўртача тезлигининг пастки чегарасини ўрганиш зарур, чунки бундай кичик тезликлар каналларнинг қуйқумлар билан тўлиб қолишининг олдини олиш учун керак бўлади. Қуйқумларни чўктирмайдиган суюқлик оқимининг ўртача тезлиги қуйидагича аниқланади:

$$v_{\min} = e\sqrt{R}, \tag{6.50}$$

бу ерда e — қуйқумлар миқдорини, уларнинг гранулометрик таркибини ҳамда ўзаннинг ғадир-будурлигини ифодаловчи коэффициент. Агар тажрибаларнинг кўрсатишига қараганда грунтларнинг диаметри $d \le 0,25$ мм бўлса, у ҳолда $e = 0,5$ қабул қилинади.

Суюқлик оқимнинг рухсат этилган ўртача тезлиги ўзанларнинг тубида ўтлар ўсмаслигини назарда тутсак, у ҳолда $v_{\min} \ge 0,60$ м/с қабул қилинади.

Агар қуйқумлар асосан майда қумлардан иборат бўлса, улар чўкмаслиги учун оқимнинг ўртача тезлиги $v_{\min} = 0,40$ м/с.

6.1-жадвал

Грунт	υ_{max}, м/с
Тупроқ, чанг	0,15÷0,20
Қум (майда, ўртача, йирик)	0,20÷0,60
Шағал	0,60÷1,20
Соз тупроқ (супес, суглинок)	0,70÷1,00
Лой	1,0÷1,80
Қаттиқ тоғ жинси	2,5÷25,0
Тош терилган канал:	
а) бир қават (қатлам маъносида)	3,0÷3,5
б) икки қават	3,5÷4,5
Бетонланган канал	5,0÷10

[*] Бу ерда суюқлик ўзи билан олиб келаётган компонентлар, яъни майда, ҳар доим сув ичида юрадиган қаттиқ жисмлар (взвешенные наносы) назарда тутилади.

Канални лойиҳалаётганда оқимнинг ўртача тезлиги қуйидаги оралиқда бўлиши керак:

$$v_{min} \leq v \leq v_{max}. \tag{6.51}$$

Суюқлик оқимининг энг катта рухсат этилган ўртача тезлиги v_{max} ни ҳисоблаш учун ҳар хил грунтларга тегишли формулалар ишлаб чиқилган, масалан, М. А. Великанов, И. И. Леви, И. В. Егиазаров, Г. И. Шамов, В. С. Кнороз, Ц. Е. Мирцхулова, В. Н. Гончаров, Б. И. Студеничников ва бошқаларнинг қумга оид формулаларини келтириш мумкин.

Амалиётда $v<v_{min}$ шартини бажариш анча мураккаб, шунинг учун, кўпинча, қурилган каналлар қуйқумлар билан тўлиб қолиб, уларни вақти-вақти билан тозалашга тўғри келади. $v>v_{min}$ шартига келсак, албатта, бу шарт бажарилиши керак, акс ҳолда канал ювилиб, бузилиб кетиши мумкин.

Бу ерда шундай савол келиб чиқади: агар каналларни гидравлик ҳисоблашда $v>v_{max}$ бўлса ёки $v<v_{min}$ бўлса, у ҳолда нима қилиш керак?

Бунга шундай жавоб бериш керак. v_{max} тезлигини ошириш керак ёки v_{min} қийматини камайтириш керак. Буни амалда қандай бажариш мумкин? Бу саволга қуйидагича жавоб бериш мумкин:

1. v_{max} ни катталаштириш учун каналнинг тубини ва ён деворларини бетон парда билан ёки тош териш усули билан мустаҳкамлаш керак.

2. v_{min} ни камайтириш учун тезлик формуласига, яъни А. Шези формуласига, бошқача қилиб айтганда, текис илгариланма ҳаракат формуласига мурожаат этамиз, $v = C\sqrt{iR}$.

Бундан кўриниб турибдики, v ни камайтириш учун R ёки C ни ёки i ни кичиклаштириш лозим. Бунинг уч хил ечими мавжуд:

1. Каналнинг кўндаланг кесими юзасининг майдонини ўзгартириш (кичиклаштириш) йўли билан, бунда R озгина камаяди, у ҳолда v сезиларли даражада ўзгармайди.

2. Ғадир-будурликни катталаштириш йўли билан ўзгартирамиз, у ҳолда n катталашиб, C камаяди.

3. Канал тубининг нишаби i ни камайтирамиз, амалиётда, кўпинча гидравликада шу усул қўлланилади. Бунинг

учун каналнинг узунлиги бўйича (алоҳида бўлакларида) шаршаралар ва тезоқар иншоотлар қурилади.

Энг кичик рухсат этилган, аммо каналда қуйқумларни чўктириб қолдирмайдиган оқимнинг ўртача тезлиги 6.2-жадвалда келтирилган (В. Н. Гончаровнинг тажрибаларидан олинган).

6.2-жадвал

Грунт	Грунт заррачасининг диаметри d, м	v_{min} Каналдаги сувнинг чуқурлиги h, м		
		1	2	3
Қум:				
" жуда майда	0,2÷0,3	0,34	0,44	0,51
" майда	0,3÷0,4	0,43	0,57	0,66
" ўртача	0,4÷0,5	0,60	0,78	0,92
" йирик	0,5÷1,0	0,87	1,13	1,32

6.7- §. ТРАПЕЦЕИДАЛ КАНАЛЛАРДАГИ СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИ ГИДРАВЛИК ҲИСОБЛАШДА АСОСИЙ МАСАЛАЛАР

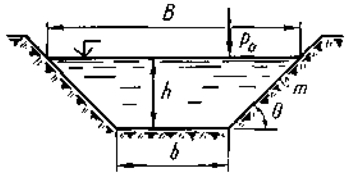
Маълумки, трапецеидал каналлар асосан олтита ўлчам билан характерланади, булар: b, h, m (бу учаласи оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдони ўлчамларини ифодалайди), n, i, Q (ёки $v = \frac{Q}{\omega}$). Шулардан бир нечтаси, масалан, m грунтнинг турларига қараб олинади ва n берилган бўлади. Каналнинг гидравлик ҳисоблашда асосан қуйидаги бир нечта тур масалалар ҳал қилинади:

1. Сув сарфи Q ни ва оқим тезлиги v ни аниқлаш. Бунда оқимнинг кўндаланг кесими бўйича ўлчамлари маълум бўлган ҳолда канал тубининг нишаби i берилган бўлади.

2. Канал туби нишаби i ни аниқлаш. Бунда сув сарфи Q берилган бўлиб, кўндаланг кесим бўйича ўлчамлари маълум бўлади.

3. Оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдонини аниқлаш. Бунда сув сарфи Q ва канал тубининг нишаби i берилган бўлади.

4. Оқим кўндаланг кесими юзаси майдонининг ўлчамлари b ёки h ва канал тубининг нишаби i аниқланади. Бунда сув сарфи Q берилган бўлиб, тезлик v маълум бўлади.



6.6-расм.

Биринчи турдаги масалалар. Оқим кўндаланг кесимининг барча ўлчамлари берилган b, h, m, i, n (6.6-расм). Сув сарфи Q ни аниқланг.

Масалани ечиш тартиби: Оқимнинг кўндаланг кесими майдонининг ўлчамларини билган ҳолда, (6.22), (6.23), (6.24) формулалардан ω, χ, R ларни аниқлаб, C ни топамиз. C ни ҳисоблашда юқоридаги формулалардан бирини қабул қиламиз, масалан, Н. Н. Павловский формуласини:

$$C = \frac{1}{n} R^y.$$

(6.17) дан K ни ва (6.19) дан Q ни ҳисоблаймиз. Сув сарфи Q ни тўғридан-тўғри (6.16) дан аниқлаш ҳам мумкин.

6.1-масала. Трапецеидал канал берилган, унинг туби нишаби $i = 0{,}0008$ ва кенглиги $b = 2$ м, каналдаги сувнинг чуқурлиги $h = 1{,}2$ м; ўзан ён девори нишаб коэффициенти $m = 1{,}0$; унинг ғадир-будурлик коэффициенти $n = 0{,}03$; каналдаги сувнинг сарфи Q; оқимнинг ўртача тезлиги v ҳамда каналнинг ювилмаслик тезлигини ва қуйқумларнинг чўкмаслигини текширинг. Канал ўтказиладиган трассадаги грунт — соз тупроқ.

Ечиш. Каналнинг кўндаланг кесими юзаси майдонининг гидравлик элементларини аниқлаймиз:

$$\omega = (b+mh)h = (2{,}0+1{,}0 \cdot 1{,}2) \cdot 1{,}2 = 3{,}84 \text{ м}^2;$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1{,}0 + m^2} = b + m'h = 5{,}4 \text{ м};$$

бунда $m' = 2{,}0\sqrt{1{,}0 + m^2} = 2{,}0\sqrt{1{,}0 + 1{,}0^2} = 2{,}83;$

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{3{,}84}{5{,}40} = 0{,}71 \text{ м};$$

Бу масалада, аввало, шунга эътибор бериш керакки, иккала гидравлик элемент b ва h бир-бири билан (6.13) ёки (6.19) тенглама орқали боғланган:

$$Q = \omega C\sqrt{iR} = K\sqrt{i}.$$

Бу ерда b ва h учун юқоридаги тенгламани қониқтирувчи жуда кўп қийматларни топиш мумкин, шунинг учун бу масала аниқ эмас. Бу масалани аниқлаш учун юқорида айтилгандек (6.4-§ га қаранг) канал тубининг кенглиги b ёки ундаги сувнинг чуқурлиги h ёки уларнинг нисбатини $\beta = \frac{b}{h}$ қабул қилиш керак. Шунга асосан учинчи турдаги масаланинг уч хил ечимини қараб чиқамиз.

1. Биринчи хил ечими. Канал тубининг кенглиги b берилган, ундаги сувнинг чуқурлигини аниқлаш керак. Бу масала итерация*) усулида қуйидагича ечилади. Бунинг учун (6.18) формуладан керакли сув сарфи модулини аниқлаймиз:

$$K_{\text{керак}} = \frac{Q}{\sqrt{i}},$$

бунда b ни берилган деб ҳисоблаб, h нинг ихтиёрий қийматларини қабул қиламиз, масалан, $h = h_1$ бўлсин, шунга тегишли барча гидравлик элементларни ҳисоблаб чиқамиз, у ҳолда $\omega = \omega_1$; $\chi = \chi_1$; $R = R_1$; $C = C_1$ ва $K = K_1$ бўлади.

Булардан K_1 ни қуйидагича ҳисоблаймиз:

$$K_1 = \omega_1 C_1 \sqrt{R_1}.$$

K_1 ни $K_{\text{керак}}$ билан таққослаб h нинг тегишли қийматини топамиз. Агар $h = h_1$ қиймати учун ҳисобланган K_1 нинг қиймати $K_{\text{керак}} = \frac{Q}{\sqrt{i}}$ қийматига тенг бўлса, у ҳолда $h = h_1$ шу қидирилаётган сувнинг чуқурлиги бўлади, яъни масаланинг ечими топилади. Аммо, амалиётда бирдан K ва $K_{\text{керак}}$ бир-бирига тенг бўлиши камдан-кам юз берадиган ҳодиса, шунинг учун h нинг яна бошқа янги қийматини қабул қиламиз, яъни $h = h_2$ ва ҳоказо. Шундай қилиб, токи $K_{\text{керак}}$

*) Кетма-кет яқинлашув усули.

нинг қийматини олмагунча h нинг янги қийматини бериб бoраверамиз (h нинг қийматини бир неча марта қайта қабул қилгандан кейингина масала ечимини олиш мумкин).

6.3-масала. Берилганлар: $Q = 1{,}0$ м³/с; $i = 0{,}0006$; $m = 1{,}0$; $n = 0{,}03$. Трапецеидал шаклли каналдаги оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдонининг гидравлик элементлари аниқлансин. Канал тубининг кенглиги $b = 1{,}5$ м, каналдаги сувнинг чуқурлиги аниқлансин.

Ечиш. Каналдаги суюқлик оқимининг кўндаланг кесими майдонининг гидравлик элементларини аниқлаймиз:

$$K_{\text{керак}} = \frac{Q}{\sqrt{i}} = \frac{1{,}0}{\sqrt{0{,}0006}} = 40{,}8 \text{ м}^3/\text{с};$$

$$\omega = (b + mh)h = (1{,}5 + 1{,}0h)h;$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} = 1{,}5 + 2{,}83h;\ 2\sqrt{1+m^2} = m' = 2{,}83;$$

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{(1{,}5+1{,}0h)h}{1{,}5+2{,}83h};$$

$$C = \frac{1}{n}R^{y} = \frac{1}{0{,}03}\cdot R^{1{,}5\sqrt{0{,}03}}.$$

h ни қабул қилиб сув сарфи модули K ни $K = \omega C\sqrt{R}$ формуладан ҳисоблаймиз ва уни керакли сув сарфи модули $K_{\text{керак}} = \frac{Q}{\sqrt{i}}$ билан таққослаймиз. Барча гидравлик ҳисобларни 6.4- жадвалга туширамиз.

6.4- жадвал

h, м	ω, м²	χ, м	R, м	C, м^{0,5}/с	$K = \omega C\sqrt{R}$, $K_{\text{керак}} = \frac{Q}{i}$, м³/с
1,0	2,50	4,33	0,58	28,9	55,0>40,8
0,9	2,16	4,05	0,53	28,2	44,5>40,8
0,85	2,00	3,90	0,514	27,9	40,0<40,8
0,86	2,03	3,94	0,517	28,0	40,8=40,8

6.4-жадвалдан куриниб турибдики, узандаги сувнинг чукурлиги *к* = 0,86 м, бундай натижа юкрридаги шартни крниктиради. Демак, масала ечими топилди. Шуни айтиб, утиш керакки, купинча амалиетда итерация усулида *к* нинг к.иймати сув сарфи модули

$$K = \text{шСЧ/л}$$

ни керакли сув сарфи модули $K_{\text{керак}}$ билан такдослаш усули билан аникланади:

$$K_{\text{керак}} = \text{-2-} \quad Г. \,'$$

Юкрридаги жадвалда берилганидек, А'ларнинг бир-бирига шунчалик якин булиши камдан-кам юз берадиган хдциса, акс \олда юк.оридаги х^исоб-китобдан фойдаланиб *к* нинг кийматини график ёрдамида аникланади. Бунинг учун *К~ЯЮ* графигини тузиш керак (6.8-расм). Бу графикда \исобланган (6.4-жадвалга к.аранг) $K_р$ K_2, K_3 ва хоказолар, уларга тегишли Л,, $И_2$, $к_3$ ва хоказоларнинг к.ийматларига асосан чизилади. Бу графикда горизонтал укига *К* ва вертикал укига *к* куйилади. Натижада *К =/(к)* эгри ЧИЗИРИ пайдо булади.

Горизонтал укига $^{\wedge}_{\text{керак}}$=40,8 кийматини куйиб, уни эгри чизик.кача кутариб, унда *А* нуктасини белгилаймиз, *А* нук.тадан ордината *к* ук.и томонга юрсак, уша ордината

1.0

1)*0М~>———

у

к=гт

0,5 /

Щ 50 60 К

Кд'Щв

6.8-расм.

ўқи билан учрашган нуқтаси бизга керакли чуқурлик h ни беради. Шундай қилиб, $K=f(h)$ графигидан керакли $K_{керак}=\frac{Q}{\sqrt{i}}=40,8$ сув сарфи модулига тегишли $h=0,86$ м қийматни аниқладик.

2. Иккинчи хил ечими. Каналдаги сувнинг чуқурлиги h берилган, унинг тубининг кенглиги b ни аниқланг. Бу масала ҳам юқоридаги масалаға ўхшаш итерация усулида ечилади, бунинг учун аввало

$$K_{керак}=\frac{Q}{\sqrt{i}}$$

ни аниқлаймиз. Сувнинг чуқурлиги h берилган ҳолда b нинг бир неча қийматини қабул қилиб, барча гидравлик элементлар ω, χ, R, C ва бошқаларни ҳисоблаб чиқиб, сув сарфи модулини аниқлаймиз:

$$K=\omega C\sqrt{R},$$

ва уни $K_{керак}$ билан таққослаймиз. Агар қабул қилинган b учун ҳисобланган K керакли $K_{керак}$ га тенг бўлса, демак, масала ечилган ҳисобланади. Юқоридаги масала каби бу масалада ҳам b нинг қийматини аниқлашда

$$K=f(b)$$

графигини тузамиз ва ундан фойдаланиб, b нинг қийматини топамиз.

3. Учинчи хил ечими. Ўзаннинг нисбий кенглиги, яъни каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесими $\beta=\frac{b}{h}$ берилган. b ва h ни аниқлаш керак. Бу масала ҳам итерация усулида ечилади. Аввало керакли сув сарфи модули аниқланади

$$K_{керак}=\frac{Q}{\sqrt{i}}.$$

h нинг бир неча ихтиёрий қийматини, яъни h_1, h_2, h_3, ... қабул қилиб уларга тегишли b ларнинг қийматларини $\beta=\frac{b}{h}$ формуласи ёрдамида ҳисоблаймиз, унда $b_1=\beta h_1$,

$b_2 = \beta h_2$, $b_3 = \beta h_3$, ва ҳоказо бўлади. Гидравлик элементлар ω, χ, R ни аниқлаймиз. Кейин $K = \omega C\sqrt{R}$ ни ҳисоблаймиз. Бу K ни керакли $K_{керак} = \frac{Q}{\sqrt{i}}$ билан таққослаймиз. Итерация усулида ва график $K = f(h)$ ёрдамида h ни топамиз.

6.4-масала. Трапецеидал шаклдаги бетондан ишланган каналнинг кўндаланг кесими ўлчамларини аниқланг. Бунда қуйидагилар берилган: $Q = 30$ м³/с; $i = 0,00016$; $\beta = 3$; $m = 1,5$; $n = 0,014$.

Ечиш. Суюқлик оқимининг кўндаланг кесими майдонининг гидравлик элементларини аниқлаймиз:

$$K_{керак} = \frac{Q}{\sqrt{i}} = \frac{30}{\sqrt{0,00016}} = 2370 \text{ м}^3/\text{с};$$

$$b = \beta \cdot h = 3h;\ \omega = (b + mh)h = (3h + 1,5h)h = 4,5h^2;$$

$$\chi = b + m'h = 3h + 3,61h = 6,61h;\ m' = 2,0\sqrt{1 + m^2} = 3,61h;$$

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{4,5h^2}{6,61h} = 0,683h;$$

$$C = \frac{1}{n}R^y = \frac{1}{0,014}(0,683h)^{1,3\sqrt{0,014}}.$$

Масала ечимининг натижаларини 6.5- жадвалга туширамиз.

6.5-жадвал

h, м	ω, м²	R, м	C, м^{0,5}/с	$K = \omega C\sqrt{R}$, $K_{керак} = \frac{Q}{i}$, м³/с
2,0	18,0	1,36	74,80	1570<2370
2,5	28,0	1,70	77,20	2810<2370
2,3	23,8	1,57	76,05	2280<2370
2,35	25,0	1,60	76,50	2420<2370
2,34	24,7	1,59	76,00	2370=2370

6.5-жадвалдан кўринадики, $h = 2,34$ м қиймати масалада қўйилган шартга жавоб беради. Шундай қилиб, $h = 2,34$ м ни қабул қилиб, каналнинг кенглигини топамиз

$$b = \beta h = 3{,}0 \cdot 2{,}34 = 7{,}02 \text{ м}.$$

Тўртинчи турдаги масалалар. Берилган: сув сарфи Q; оқимнинг ўртача тезлиги v; бу ерда қуйидагилар маълум: m, b ёки h. Масалада b ёки h ни, ўзан туби нишаби i ни аниқлаш керак. Бу ерда оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдони қуйидагича топилади:

$$\omega = \frac{Q}{v}.$$

(6.22) формуладан

$$\omega = (b+mh)h,$$

бундан h ёки b ни аниқлаймиз:

$$h = \sqrt{\left(\frac{b}{2m}\right)^2 + \frac{\omega}{m}} - \frac{b}{2m}; \quad b = \frac{\omega}{h} - mh.$$

Ўзаннинг туби нишаби i (6.20) формуладан аниқланади:

$$i = \frac{Q^2}{K^2}.$$

6.5-масала. $Q = 2{,}28$ м^3/с сув сарфини ўтказадиган каналнинг гидравлик элементларини ҳисоблаш керак. Каналда оқимнинг ўртача тезлиги $v = 0{,}65$ м/с; канал тубининг кенглиги $b = 2{,}5$ м/с; $m = 1{,}0$; $n = 0{,}0225$. Сувнинг чуқурлиги h ва ўзан тубининг нишаби i ни аниқланг.

Ечиш. Оқимнинг кўндаланг кесими юзаси майдонининг гидравлик элементлари қуйидагича аниқланади:

$$\omega = \frac{Q}{v} = \frac{2{,}28}{0{,}65} = 3{,}5 \text{ м}^2; \quad h = \sqrt{\left(\frac{2{,}5}{2 \cdot 1{,}0}\right)^2 + \frac{3{,}5}{1{,}0}} - \frac{2{,}5}{2 \cdot 1{,}0} = 1{,}0 \text{ м};$$

$$\chi = b + m'h = 2{,}5 + 2{,}83 \cdot 1{,}0 = 5{,}33; \quad R = \frac{3{,}50}{5{,}33} = 0{,}66 \text{ м};$$

$$C = \frac{1{,}0}{n} R^y = \frac{1{,}0}{0{,}0225} 0{,}66^{1{,}5\sqrt{0{,}0225}} = 40{,}6 \text{ м}^{0{,}5}/\text{с}.$$

$$K = \omega C \sqrt{R} = 3{,}5 \cdot 40{,}6\sqrt{0{,}66} = 116{,}0 \text{ м}^3/\text{с};$$

$$i = \frac{Q^2}{K^2} = \frac{2{,}28^2}{116{,}0^2} = 0{,}00039.$$

6.8-§. ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИКНИНГ БАРҚАРОР ТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ГИДРАВЛИК ЭЛЕМЕНТЛАРИНИ ЭҲМ ЁРДАМИДА ҲИСОБЛАШ

Очиқ ўзанларда суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракати, шу жумладан оқимнинг нормал чуқурлигини ва унинг кўндаланг кесими юзасининг майдонини ва бошқа гидравлик элементларни қўл усулида гидравлик ҳисоблаш анча мураккаб бўлгани учун у кўп вақт талаб этади.

Масалан, юқорида айтилгандек кетма-кет яқинлашув (итерация) усули гидравлик ҳисоблашда кенг қўлланилади. Бу ерда нотекис илгариланма ҳаракатни гидравлик ҳисоблаш қанчалик мураккаб эканлиги тўғрисида гапирмаса ҳам бўлади, у шундоқ ҳам тушунарли. Гидравлик ҳисоблаш вақтини қисқартириш ва унинг аниқлигини ошириш мақсадида юқорида кўрсатилган ва шуларга ўхшаш масалаларни ҳисоблашда ЭҲМ ни қўллаш мақсадга мувофиқ. Биз қуйида масалани ЭҲМ да ечиш, яъни текис илгариланма ҳаракатнинг нормал чуқурлигини ва оқимнинг кўндаланг кесими майдони бўйича ўртача тезлигини аниқлаш усулларини кўриб чиқамиз. Суюқлик оқимининг нормал чуқурлиги h қуйида берилган гидравлик элементлар (сув сарфи Q, ўзаннинг шакли ва ғадир-будурлигини ифодаловчи коэффициент n, ўзан тубининг нишаби i ва унинг ён девори нишабининг коэффициенти m) асосида, текис илгариланма ҳаракатнинг тенгламасидан аниқланади

$$v = C\sqrt{RJ}. \qquad (6.52)$$

(6.52)нинг икки томонини ω га кўпайтирсак

$$Q = \omega C\sqrt{RJ}. \qquad (6.53)$$

Бу ерда трапецеидал шаклдаги каналда текис илгариланма ҳаракат бўлиб, унда нормал чуқурлик h_0 бўлганда, оқимнинг бошқа гидравлик элементлари тегишлича ёзилади

$$\omega_0 = (b + mh_0)h_0; \ \chi_0 = b + 2h_0\sqrt{1 + m^2};$$

$$R_0 = \frac{\omega_0}{\chi_0} = \frac{(b+mh_0)h_0}{b+2h_0\sqrt{1+m^2}};$$

$$W = C_0\sqrt{R_0} = \frac{1}{n}R_0^{y+0,5};$$

Г. В. Железняков формуласидан:

$$C_0 = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{n} - \frac{\sqrt{g}}{0,13}(1 - \lg R)\right] +$$

$$+\sqrt{\frac{1}{4}\left[\frac{1}{n} - \frac{\sqrt{g}}{0,13}(1 - \lg R)\right]^2 + \frac{\sqrt{g}}{0,13}\left(\frac{1}{n} + \sqrt{g}\lg R\right)},$$

$$y = \frac{1}{\lg R}\lg\left\{\left[\frac{1}{2} - \frac{n\sqrt{g}}{0,26}(1 - \lg R)\right] +\right.$$

$$\left. + n\sqrt{\frac{1}{4}\left[\frac{1}{n} - \frac{\sqrt{g}}{0,13}(1 - \lg R)\right]^2 + \frac{\sqrt{g}}{0,13}\left(\frac{1}{n} + \sqrt{g}\lg R\right)}\right\}$$

аниқлаймиз. Масала итерация усулида ЭҲМ ёрдамида ечилади. Масалани ЭҲМ ёрдамида ечиш учун алгоритм, блок схема ва ҳисоблаш дастурини тузиш лозим*).

6.9-§. БАРҚАРОР ТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТНИНГ НОРМАЛ ЧУҚУРЛИГИНИ ҲАМДА ОҚИМНИНГ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИ МАЙДОНИ БЎЙИЧА ЎРТАЧА ТЕЗЛИГИНИ ЭҲМ ЁРДАМИДА ҲИСОБЛАШ

Оқимнинг нормал чуқурлиги h_0 ни ва унинг ўртача тезлиги v ни ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш. ЭҲМ учун суюқлик оқимининг нормал чуқурлигини аниқлаш алгоритмини тузиш мақсадида (6.53) тенгламага, ундаги параметрларнинг миқдорларини жой-жойига қўйиб чиқиб, уни h_0 га нисбатан ечамиз:

---

*) Берилган масаланинг ечимини ЭҲМ ёрдамида бажариш учун ҳисоблаш алгоритмини, блок схемасини ва ҳисоблаш дастурини талабалар тузиши керак, улар шу курсдан лекция ўқийдиган ўқитувчи назорати остида бажарилиши лозим. Масала жуда мураккаб бўлса, у ҳолда дастурчи (программист)ни жалб этиш мақсадга мувофиқ.

$$Q=(bh_0+mh_0^2)\frac{1}{n}\left(\frac{bh_0+mh_0^2}{b+2h_0\sqrt{1+m^2}}\right)^{y+0,5}\sqrt{i_0}=$$

$$=h_0^2\left(\frac{b}{h_0}+m\right)\frac{1}{n}\left[\frac{h_0^2\left(\frac{b}{h_0}+m\right)}{h_0\left(\frac{b}{h_0}+2\sqrt{1+m^2}\right)}\right]^{y+0,5}\sqrt{i_0}=$$

$$=h_0^{2,5+y}\frac{\sqrt{i_0}}{h}\left(\frac{b}{h_0}+m\right)\left(\frac{\frac{b}{h_0}+m}{\frac{b}{h_0}+2\sqrt{1+m^2}}\right)^{y+0,5}. \qquad (6.54)$$

$\frac{b}{h_0}$ нисбатни β белги билан ифодалаб, (6.54) тенгламани h_0 га нисбатан ечамиз

$$h_0=\left[\frac{Q\cdot n}{\sqrt{i_0}}\cdot\left(\frac{\beta+2\sqrt{1+m^2}}{\beta+m}\right)^{y+0,5}\cdot\frac{1}{\beta+m}\right]^{\frac{1}{2,5+y}}. \qquad (6.55)$$

(6.55) тенгламадан h_0 нинг қийматини кетма-кет яқинлашув усули билан аниқлаймиз. Бу масалани ечиш алгоритми қуйидагича (6.9- расм).

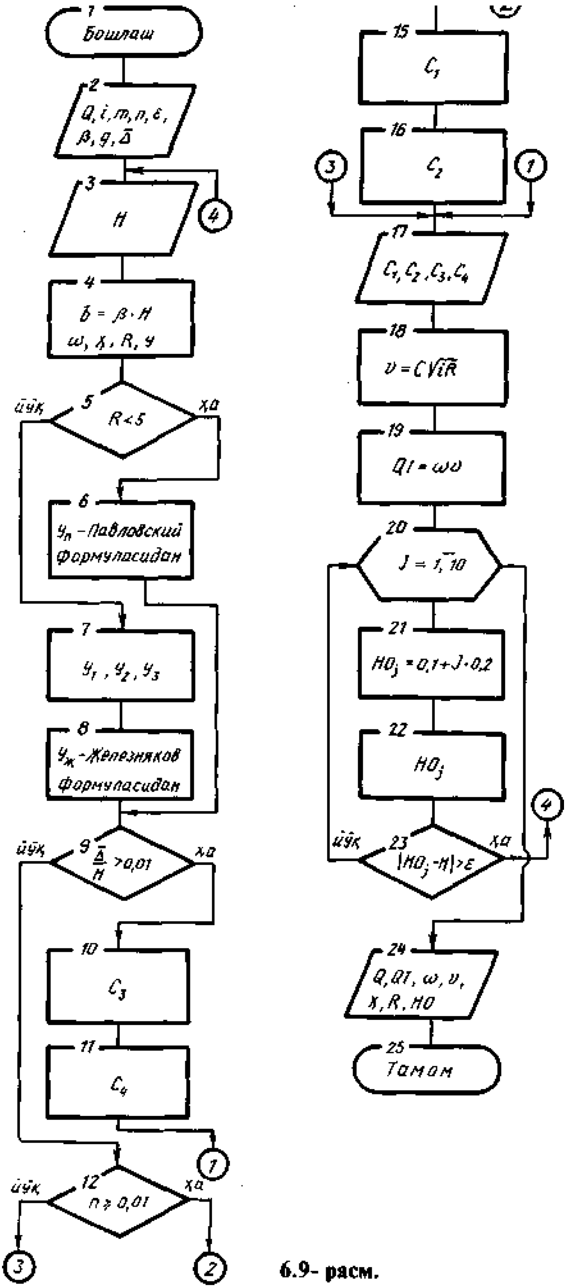
А. Оқимнинг нормал чуқурлиги ва ўртача тезлигини ЭҲМ да ҳисоблаш алгоритми.

1. Очиқ ўзандаги барқарор текис илгариланма ҳаракатдаги сувнинг ихтиёрий чуқурлигини қабул қиламиз, масалан, h_1.

2. $\frac{b}{h_1}=\beta_1$ нисбатини аниқлаймиз.

3. (6.55) тенгламадан h_0' нинг қийматини кетма-кет яқинлашув усулида, ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаб, топамиз. Тенгсизлик шарти $|h_0'-h_1|\le\varepsilon$ ни қабул қиламиз, бу ерда ε — олдиндан берилган аниқлик.

4. Тенгсизлик шарти $(h_0'-h_1)\le\varepsilon$ бажарилса, демак, масала ечилди ҳисоб (бу ерда $\varepsilon=0{,}01$ — унинг қиймати қаралаётган масаланинг аниқлик даражасига боғлиқ). Агар юқорида кўрсатилган тенгсизлик шарти бажарилмаса, унда h га бошқа қиймат бериб, янгитдан (6.55) тенг-


Бошлаш
Q, i, m, n, ε,
β, g, Δ
H
b = β·H
ω, χ, R, y
R<5
йўқ
ҳа
y_n – Павловский формуласидан
y_1, y_2, y_3
$y_ж$ - Железняков формуласидан
Δ/H > 0,01
C_3
C_4
n ≥ 0,01
C_1
C_2
C_1, C_2, C_3, C_4
υ = C√iR
QI = ωυ
J = 1, 10
HO_j = 0,1+J·0,2
HO_j
|HO_j-H|>ε
Q, QI, ω, υ,
χ, R, HO
Тамом

6.9- расм.

ламадан h_0'' ни ҳисоблаймиз, шу тартибда ҳисоб-китобни токи шу тенгсизлик шарти бажарилмагунча давом эттираверамиз.

5. Тенгсизлик бажарилганда, биз қабул қилаётган сувнинг чуқурлиги шу оқимнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлигини беради.

6. Сувнинг нормал чуқурлиги h_0 топилгандан кейин юқоридаги (6.7-§ да келтирилган) формулалардан фойдаланиб, унга тегишли гидравлик элементларни, яъни ω_0, χ_0, R_0, C_0, v_0 ва бошқаларни аниқлаймиз.

7. (6.52) тенгламадаги А. Шези коэффициенти бир нечта формулалар ёрдамида ЭҲМ да ҳисобланади ва тажрибадан олинган C қиймати билан солиштирилади. ЭҲМ да C ни ҳисоблаш дастурига Н. Н. Павловский, А. П. Зегжда, Г. В. Железняков, А. Д. Альтшул, И. К. Никитин ва А. Ю. Умаров формулалари киритилган.

Б. Оқимнинг нормал чуқурлиги ва ўртача тезлигини ЭҲМда ҳисоблаш блок-схемаси (6.9-расм).

В. Оқимнинг нормал чуқурлиги ва ўртача тезлигини ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш дастури

```
5 DIM H0(15), H1(15)
10 PRINT "Суюқлик оқимининг текис илгариланма
   ҳаракатининг H0 нормал чуқурлигини ва унинг
   U ўртача тезлигини ЭҲМда ҳисоблаш"
20 PRINT "Берилган миқдорларни киритинг"
30 READ Q, I, M, N, E, B1, G, DELTA
40 PRINT "Очиқ ўзандаги суюқлик оқимининг их-
   тиёрий чуқурлигини киритинг"
50 INPUT H
60 B=B1*H: W=(B1+M)*H^2
70 X=(B1+2)*H*SQR(1+M^2):R=W/X
80 IF R<5 THEN 140
90 Y1=LOG(10)/LOG(R)
100 Y2=.5*(N*SQR(G)/.26)*(1-LOG(R)/LOG(10))
110 Y3=.25*(1/N-(SQR(G)/.13)*(1-LOG(R)/LOG(10)))
   +(SQR(G)/.13)*(SQR(G)*LOG(R)/LOG(10))
120 Y=Y1*LOG(Y2+N*Y3)/LOG(10)
```

```
130 GOTO 150
140 Y=2.5*SQR(N)-.3-.75*SQR(R)*(SQR(N)-.1)
150 C1=(1/N)*R^Y
160 C2=.5*(1/N-SQR(G).13*(1-LOG(R)/LOG(10)))+Y3
170 L=2*G*H+1/V^2
190 C3=(4.92*LOG(H/DELTA)/LOG(10)+2.94)*SQR(G)
200 V1=.000101
210 C4=20*LOG(R/(N+.385*V1)/SQR(G*R*1))/LOG(10)
220 PRINT "Павловский формуласи: c="; C1
230 PRINT "Железняков формуласи: c="; C2
240 PRINT "Умаров формуласи: c="; C3
250 PRINT "Альтшул формуласи: c="; C4
270 Q1=W*C1+SQR(R*1)
275 FOR I=1 TO 10
280 HI(I)=.1+I*.2
290 HO(I)=(((Q1*N)/SQR(I))((B/HI(I)+2*SQR(1+M^2))
    /(B/HI(I)+M)^(Y+.5)*(1/(B/HI(I)+M))^(1/(2.5+Y))
292 PRINT "HO("I")="; HO(I)
300 IF ABS(HO(I)-H)>E THEN 50
305 PRINT "q="; Q; "q1="; Q1; "v="; U; "w="; W;
    "HO="; HO
310 NEXT I
320 PRINT "q="; Q; "q1="; Q1; "v="; U; "w="; W;
    "HO="; HO
400 END
```

Дастур машинага киритилади ва машина ишга туширилади, натижада оқимнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлиги ва ўртача тезлигини ҳамда унга тегишли барча гидравлик элементларнинг қийматларини оламиз.

ЭҲМ ёрдамида ҳисоблашдан аввал масалани қўлда ечиб, уни машинадан олинган натижалар билан таққослаб кўриш керак, чунки фақат шу усул билан ҳисоблаш дастурининг тўғри тузилганлигини тасдиқлаш мумкин.

6.10-§. ОҚИМНИНГ НОРМАЛ ЧУҚУРЛИГИНИ ВА ТЕЗЛИГИНИ ЭҲМ ЁРДАМИДА ҲИСОБЛАШ УЧУН МАСАЛАЛАР

6.5-масала. Трапецеидал шаклли канал берилган. У канал $Q = 500$ м^3/с сув сарфини ўтказади. Канал тубининг нишаби $i = 0{,}00016$, ён деворининг нишаб коэффициенти

$m = 3{,}0$; грунт — майда қумдан иборат. Каналдаги суюқлик оқимининг нормал чуқурлигини аниқланг.

Ечиш. 1. Масалани ечиш учун гидравлик маълумотномадан берилган грунт (майда қум) учун ғадир-будурликни ифодаловчи коэффициент n ва ғадир-будурликнинг мутлақ геометрик баландлик ўлчами $\bar{\Delta}$ ҳамда трапецеидал шаклли канал ён девори нишабининг коэффициенти n нинг қийматларини оламиз. $n = 0{,}0275$; $m = 3{,}0$.

2. Берилган Q ва i ларга асосан керакли сув сарфи модулини аниқлаймиз:

$$K_{\text{керак}} = \frac{Q}{\sqrt{i}} = \frac{500}{\sqrt{0{,}00016}} = 39528{,}85\ \text{м}^3/\text{с}.$$

3. Кетма-кет яқинлашув усулини қўллаб, ўзандаги сув чуқурлигининг ҳар хил қийматларини қабул қилиб, қуйидаги гидравлик элементларни ҳисоблаймиз. Масалан, h_1 ни 5,0 м деб қабул қиламиз, у ҳолда оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони

$$\omega_1=(b_1+mh_1)h_1=(b_1+3\cdot 5)\cdot 5.$$

Бу ерда $b_1 = \beta_{\text{вк}} \cdot h_1$ — канал тубининг кенглиги. Масаладаги b ни аниқлаш учун $\beta_{\text{ак}}$ (каналнинг амалий энг қулай кўндаланг кесими)ни топиш керак. Юқорида айтилганидек, $\beta_{\text{ак}}$ каналнинг амалий энг қулай кўндаланг кесими, унинг (сув сарфи $Q = \text{const}$, ω_{min} ва ω_{max} бўлган ҳол учун) гидравлик энг қулай кўндаланг кесимидан

$$\beta_{\text{гк}} = \left(\frac{b}{h}\right)_{\text{гк}} = 2(\sqrt{1+m^2} - m) = 2(\sqrt{1{,}0+3^2} - 3) = 0{,}325$$

фарқ қилади. Тажрибадан маълумки, каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесими нисбатан чуқур бўлади, яъни $\beta_{\text{гк}} = \left(\frac{b}{h}\right)_{\text{гк}}$ жуда кичкина бўлади.

Бундай чуқур трапецеидал шаклли каналлар иқтисодий жиҳатдан ноқулай бўлиб, уларни қуришда ва ишлатишда кўп қийинчиликлар туғилади. Шунинг учун гидротехник иншоотларни қуришда янги тушунча, яъни каналнинг амалий энг қулай кўндаланг кесими тушунчаси қабул қилинади (бу ҳолда каналнинг кўндаланг кесими майдони

ω_{min} дан (3÷4)% га фарқ қилади. Бу фарқни аниқлаш учун 6.5б- расмнинг I—II вертикал тўғри чизиғининг ўнг томонидаги фарқни олиш керак. 6.5б- расмдаги I—II вертикал бўйича белгиланган узуқ (пунктир) чизиқлар $\beta_{гқ}$ дан $\beta_{ақ}$ га ўтиш имкониятини беради.

Каналнинг амалий энг қулай кўндаланг кесими қуйидаги шартга мувофиқ олинади

$$\beta_{гқ} < \beta_{ақ} < (\beta_{гқ})_{чегара}. \qquad (6.56)$$

Каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесимининг юқори чегаравий $(\beta_{гқ})_{чегара}$ миқдори Р. Р. Чугаев формуласидан аниқланади:

$$(\beta_{гқ})_{чегара} = 2,5 + \frac{m}{2} = 2,5 + \frac{3}{2} = 4,0.$$

Амалда эса $\beta_{ақ}$ ни $(\beta_{гқ})_{чегара}$ дан кичик деб қабул қилинган, шунинг учун

$$\beta_{ақ} = 3,0 < (\beta_{гқ})_{чегара} = 4,0.$$

Биз $\beta_{ақ}$ ни учга тенг деб қабул қиламиз: $\beta_{ақ} = 3,0$, бу ҳолда (6.56) шарти бажарилади, яъни

$$\beta_{гқ} = 0,325 < \beta_{ақ} = 3,0 < (\beta_{гқ})_{чегара} = 4,0.$$

Канал тубининг кенглиги

$$b_1 = \beta_{ақ} \cdot h_1 = 3 \cdot 5 = 15,0 \text{ м}.$$

(6.22) формуладан оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони

$$\omega_1 = (b_1 + 3 \cdot 5) \cdot 5 = 150,0 \text{ м}^2.$$

(6.23) тенгламадан ҳўлланган периметрининг узунлиги:

$$\chi_1 = b_1 + 2h_1\sqrt{1+m^2} = 15 + 2 \cdot 5\sqrt{1,0+3^2} = 46,62 \text{ м}.$$

(6.24) тенгламадан гидравлик радиус:

$$R_1 = \frac{\omega_1}{\chi_1} = \frac{150,0}{46,62} = 3,22 \text{ м}.$$

(6.17) тенгламадан сув сарфи модули:

$$K_1 = \omega_1 C_1 \sqrt{R_1} = 150C\sqrt{3,22}\,.$$

Бу ерда C—А. Шези коэффициенти, уни ҳисоблаш учун бир нечта формулалар мавжуд. Шулардан энг оддийси Н. Н. Павловский формуласи бўлиб, гидравликада кенг қўлланилади:

$$C = \frac{1}{n} R^y = \frac{1}{0,0275} 3,22^{1,3\sqrt{0,0275}} = 44 \ \text{м}^{0,5}/\text{с}.$$

Бу ерда y — даража кўрсаткичи бўлиб, тўлиқ формуласи қуйидагича

$$y = 2,5\sqrt{n} - 0,13 - 0,75\sqrt{R}(\sqrt{n} - 0,10).$$

(6.17) формуладан K_1 ни аниқлаймиз.

$$K_1 = 150 \ C_1\sqrt{3,22} = 150 \cdot 44 \cdot \sqrt{3,22} = 11873,0 \ \text{м}^3/\text{с}.$$

Бундан кўринадики, $K_1 = 11873,0$ керакли $K_{\text{керак}}$ қийматидан $K_{\text{керак}}$=39528,85 анча кам, шунинг учун ҳисоб-китобни давом эттирамиз. Янгитдан бошқа сув чуқурлиги h_2 қийматини қабул қиламиз ва K_2 ни топамиз. Уни $K_{\text{керак}}$ билан таққослаймиз, тўғри келмаса h_3 ни қабул қиламиз ва ҳоказо. Барча ҳисоб-китоблар жадвал усулида бажарилади (6.6-жадвал).

6.6-жадвалдан кўриниб турибдики, керакли сув сарфи модули $K_{\text{керак}} = \frac{Q}{\sqrt{i}}$ ва ҳисобланган сув сарфи модули $K = \omega C\sqrt{R}$ ҳисоблашда кўпинча ўзаро тенг келмайди. Шунинг учун $K_{\text{керак}}$ га мос келувчи сувнинг нормал чуқурлиги h_0 нинг аниқ қийматини топиш учун 6.6-жадвалдаги K ва уларга тегишли h лар ўртасидаги боғланиш графигини тузамиз, яъни

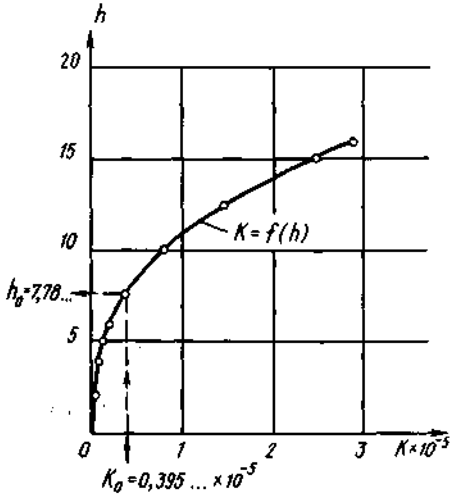
$$K = f(h).$$

6.10- расмдаги график $K = f(h)$ га $K_{\text{керак}}$ қийматини қўйиб, шу эгри чизиқ орқали ордината ўқида учрашган жойидан

h, м	$b=\beta_{ак}\cdot h$, м	B, м	ω_2, м^2	χ, м	R, м	$K=\omega C^{*}\sqrt{R}$, м^3/с	$K_{керак}=\frac{Q}{\sqrt{i}}$, м^3/с
1,0	3,0	9,0	6,0	9,324	0,643	159,148	
2,0	6,0	18,0	24,0	18,649	1,287	1045,380	
4,0	12,0	36,0	96,0	37,298	2,574	6866,60	
5,0	15,0	45,0	150,0	46,62	3,217	12586,67	
6,0	18,0	54,0	216,0	55,947	3,860	20650,66	
7,5	22,5	67,5	337,0	69,93	4,826	37853,04	39528,85
10,0	30,0	90,0	600,0	93,246	6,435	82676,49	
12,5	37,5	112,5	937,0	116,56	8,040	151547,57	
15,0	45,0	135,0	1350,0	139,87	9,65	248640,59	
16,0	48,0	144,0	1536,0	149,19	10,29	296269,05	

*) C коэффициентини ҳисоблашда Н. Н. Павловский формуласидан ташқари Маннинг, Гангилье-Куттер, И. И. Леви, И. В. Егиазаров, Б. А. Бахметев, И. И. Агроскин, В. Н. Гончаров, В. С. Кнороз, Г. В. Железняков, А. Д. Альтшул, А. П. Зегжда, А. Ю. Умаров ва бошқаларнинг формулаларидан ҳам фойдаланиш мумкин.

Илова: $\beta_{ак}=3$ — амалий энг қулай кўндаланг кесим.



6.10-расм.

h нинг қийматини оламиз. Бу бизга масаладаги ҳисобланган оқимнинг текис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлиги h_0 ни беради.

Бу графикдан (6.10-расм) $K_{керак}$ га тегишли h_0 нинг қийматини аниқлаймиз

$$K_{керак} = 39528{,}85 \text{ м}^3/\text{с},$$
$$h_0 = 7{,}78 \text{ м}.$$

4. Сувнинг нормал чуқурлиги h_0 ни аниқлагандан кейин, шу оқимга тегишли, барча гидравлик элементларни қуйидаги формулалар ёрдамида ҳисоблаймиз.

Очиқ ўзандаги суюқликнинг текис илгариланма ҳаракатининг ўртача тезлигини (6.12) формуладан

$$v = C\sqrt{iR},$$

бунда C — А. Шези коэффициенти

$$C = \frac{1}{n}R^y = \frac{1}{0{,}0275}R^{1{,}3\sqrt{0{,}0275}};$$

бу ерда

$$y = 1{,}3\sqrt{n} = 1{,}3\sqrt{0{,}0275} = 0{,}216.$$

Оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони

$$\omega = (b + mh)h;$$

бунда b — канал тубининг кенглиги

$$b = \beta_{ақ} \cdot h = 3h;$$

Ҳўлланган периметрининг узунлиги

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} = b + 2\cdot 3,162h = b + 6,32h,$$

Гидравлик радиуси

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{(b+3h)h}{b+6,32h} = \frac{6,0h^2}{9,32h} = 0,64h.$$

Итерация усулида топилган h_0 орқали аниқланган сувнинг ўртача тезлиги v рухсат этилган тезликка мос келади.

Каналларнинг гидравлик элементларини ҳисоблашда ЭҲМ дан фойдаланиш мақсадга мувофиқ.

Амалий машғулотлар ўтказиш учун гидродинамикадан материаллар. Очиқ ўзанларда суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатини гидравлик ҳисоблаш

6.6-масала. Трапеция шаклидаги канал берилган, тубининг кенглиги $b = 0,5$ м, ён деворининг нишаб коэффициенти $m = 1,0$. Канал деворларига тош терилиб, мустаҳкамланган. Унинг тубининг нишаби $i = 0,0001$, каналдаги сувнинг чуқурлиги $h = 1,0$ м. Каналдаги сув сарфини ва оқимнинг ўртача тезлигини аниқлаш керак.

6.7-масала. Трапецеидал шаклли каналнинг гидравлик энг қулай кўндаланг кесимини қуйидагиларга асосан аниқланг: каналнинг ён деворининг нишаб коэффициенти $m = 1,5$; ғадир-будурликни ифодаловчи коэффициент $n = 0,025$; сув сарфи $Q = 3$ м^3/с; канал тубининг нишаби $i = 0,002$.

Жавоб. $h = 1,11$ м; $b = 0,68$ м.

6.8-масала. Трапецеидал каналнинг амалий энг қулай кўндаланг кесими ўлчамларини аниқланг. $A_v = 0,97$; $Q = 20$ м^3/с; $m = 2$; $n = 0,025$; $d_ч = 1,0$ мм бўлгани ҳолда канал тубининг нишабини ҳам аниқланг.

Ечиш. Бу ерда $A_v = \frac{v}{v_{гқ}} = \frac{\omega}{\omega_{гқ}}$ каналнинг гидравлик қулай коэффициенти $A_v = 0,97 \div 0,98$, сув чуқурлиги h нинг қийматини $h = 2,5$ м қабул қилиб, 6.1-жадвалдан v_{max} ни аниқлаймиз.

$$v_{max} = 0,75 \text{ м/с},$$

$$\omega = \frac{Q}{v_{max}} = 20 / 0,75 = 26,7 \text{ м}^2.$$

$m = 2$; $\beta_{max} = 2,91$ бўлганда,

$$h = \sqrt{\frac{\omega}{2,91+2}} = \sqrt{5,43} = 2,33 \text{ м};$$

$$b = \beta_{max} \cdot h = 2,91 \cdot 2,33 = 6,78 \text{ м};$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} = 6,78 + 2 \cdot 2,33\sqrt{5} = 17,23 \text{ м};$$

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{26,7}{16,23} = 1,55 \text{ м};$$

$$C = 43,9 \text{ м}^{0,5}/\text{с}.$$

Канал тубининг нишаби

$$i = \frac{v_{max}^2}{C^2 R} = \frac{0,75^2}{43,9^2 \cdot 1,55} = 0,00019.$$

Такрорлаш учун саволлар

6.1. Очиқ ўзанларда барқарор текис илгариланма ҳаракат қандай аниқланади?

6.2. Каналнинг гидравлик ва амалий энг қулай кўндаланг кесими нималардан иборат?

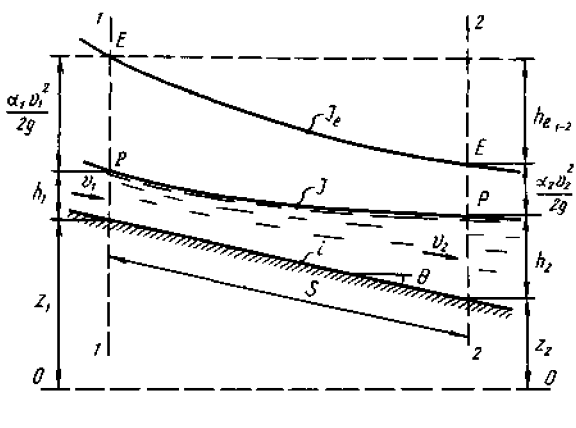
6.3. Нормал чуқурлик ва уни ҳисоблаш усули қандай?

6.4. Текис илгариланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси қандай?

ЕТТИНЧИ БОБ

ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИ ВА УНИНГ ГИДРАВЛИК ЭЛЕМЕНТЛАРИНИ ЭҲМ ЁРДАМИДА ҲИСОБЛАШ

Асосий тушунчалар. Олдинги бобда айтиб ўтилгандек, бу ерда ҳам турбулент ҳаракатдаги, фақат иккинчи даражали қаршилик областига қарашли, яъни тўлиқ ғадир-будур ўзандаги суюқлик оқими қаралади. Бу ерда текис ўзгарувчан барқарор нотекис илгариланма ҳаракат назарда тутилади. Бундай ҳаракат 7.1-расмда келтирилган. Очиқ ўзанлардаги суюқлик оқими барқарор текис илгариланма ҳаракат тусини олишга интилади, демак, суюқлик ҳаракати пайтида оғирлик кучининг бажарган иши ишқаланиш кучининг бажарган ишига тенглашишга интилади. Олдинги бобдан маълумки, бу кучлар тенг бўлса, суюқлик оқимининг ҳаракати барқарор текис илгариланма ҳаракат бўлади. Суюқликнинг бар-



7.1-расм.

қарор нотекис илгариланма ҳаракати табиий ва сунъий очиқ ўзанларда фақат текис илгариланма ҳаракат бузилган ҳолда мавжуд бўлади.

7.1- §. ПРИЗМАТИК ВА НОПРИЗМАТИК ТАБИИЙ ВА СУНЪИЙ ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИКНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИ

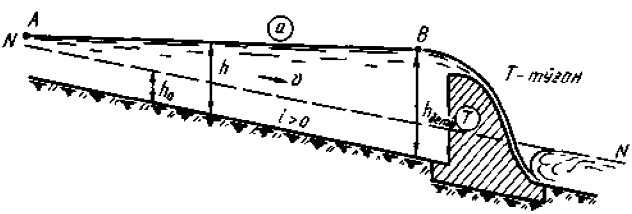
1. Табиий ва сунъий очиқ ўзанлар призматик бўлиб, унинг туби нишаби $i > 0$ бўлса, барқарор нотекис илгариланма ҳаракат қуйидаги ҳолатда мавжуд бўлади:

а) ўзанда тўғон қурилса (7.2- расм), бу ерда тўғон олдида белгиланган чуқурлик $h_{белги}$ пайдо бўлади, сув бетон тўғоннинг устидан ошиб ўтади. Кўриниб турибдики, ўзанда юқори бъефда *AB* чизиғи, яъни суюқликнинг эркин эгри сув сатҳи чизиғи (ЭЭССЧ) пайдо бўлади. *AB* чизиқ, ўзаннинг олдинги табиий ҳолатидаги барқарор текис илгариланма ҳаракат пайтидаги оқимнинг нормал чуқурлиги h_0 дан, яъни $N-N$ чизиғидан сезиларди даражада фарқ қилади:

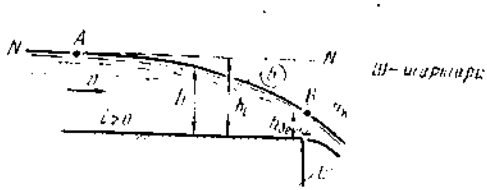
$$h_{белги} \gg h_0.$$

Бу шароитда ўзандаги оқимнинг чегараланган *AB* узунлиги, нотекис илгариланма ҳаракатланаётган суюқлик оқими ЭЭССЧ нинг узунлиги бўлади;

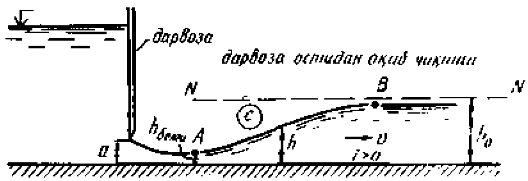
б) ўзанда шаршара қурилса (7.3- расм), бу ерда ҳам белгиланган чуқурлик $h_{белги}$ пайдо бўлади. Юқоридаги *а)* бандида кўрсатилгандек, бу ерда белгиланган чуқурлик $h_{белги} < h_0$ бўлади, чунки бу ерда ҳам биз сунъий равишда белгиланган чуқурлик $h_{белги}$ ни ҳосил қилдик, бу эса текис илгариланма ҳаракатдаги оқимнинг нормал чуқурлиги h_0 дан маълум даражада фарқ қилади. Натижада ўзаннинг узунлиги бўйича барқарор нотекис илгариланма ҳаракат барпо бўлади.



7.2- расм.



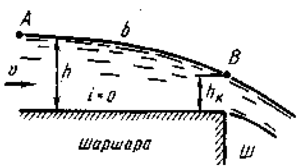
7.3- расм.



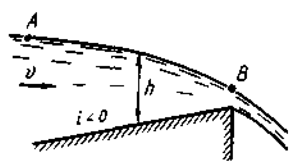
7.4- расм.

в) ўзанда гидротехник иншоот қурилган бўлиб, ундан ортиқча сувни чиқариб юбориш учун темирдан ясалган дарвозалар ўрнатилади. Бундай дарвозалар фақат юқорига кўтарилади ва сувни дарвоза остидан чиқариб юборади. Сув дарвозани тубидан чиқиб кетаётган ҳолда (7.4- расм) *АВ* чизиғи узунлигида барқарор нотекис илгариланма ҳаракат пайдо бўлади.

2. Табиий ва сунъий очиқ ўзанлар призматик*) бўлиб, уларнинг туби нишаби $i=0$ ва $i<0$ бўлса, фақат барқарор нотекис илгариланма ҳаракат мавжуд бўлади; $i=0$ (7.5- расм); $i<0$ (7.6- расм). Бу ҳолларда ўзанда барқарор текис илгариланма ҳаракат бўлиши мумкин эмас, чунки А. Шези



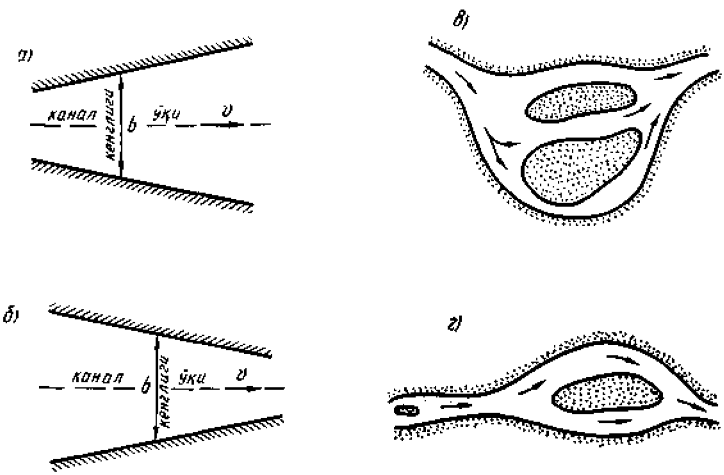
7.5-расм.



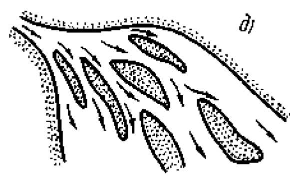
7.6-расм.

---

*) Ўзаннинг кўндаланг кесими шакли ва ўлчамлари унинг узунлиги бўйича ўзгармас бўлади.



7.7-расм.



формуласига кўра: $i = 0$ бўлган ҳолда суюқлик оқимининг тезлиги $v = 0$ (нол) бўлади; $i < 0$ бўлган ҳолда суюқлик оқимининг тезлиги $v = (-)$ (манфий) бўлади, демак бундай ўзанларда барқарор текис илгариланма ҳаракат мутлоқ бўлиши мумкун эмас.

3. Табиий ва сунъий очиқ ўзанлар но承призматик* бўлган ҳолда ундаги суюқлик ҳаракати барқарор нотекис илгариланма ҳаракатда бўлади (7.7- расм). Суюқликнинг барқарор текис илгариланма ҳаракати фақат ўзан тубининг нишаби нолдан катта $i > 0$ бўлса ва ўзан деярли узун ҳамда призматик бўлганда содир бўлади. Унинг учун ўзанда табиий оқим ҳаракатини ўзгартирувчи иншоотлар қурилмаси бўлмаслиги лозим. Текис ўзгарувчан барқарор нотекис илгариланма ҳаракатни ўрганиш, асосан, оқимнинг эркин эгри сув сатҳи чизиғи *AB* ни қуришдан иборат. Бу эса гидротехника, гидравлика ва ўзандаги оқим жараёнларининг динамикаси соҳалари-

---

* Ўзаннинг кўндаланг кесими шакли ва ўлчамлари унинг узунлиги бўйича ўзгарувчан бўлади.

ли катта амалий аҳамиятга эга. Масалан: а) AB эркин эгри сув сатҳи чизиғини қуриб, ўзаннинг узунлиги бўйича ҳар хил кўндаланг кесимлардаги сувнинг чуқурликлари h ни аниқлаймиз. Бу чуқурликнинг ўзаннинг узунлиги бўйича ўзгаришини билсак, биз қурилажак каналнинг узунлиги бўйича сувнинг чуқурлигини аниқлаган бўламиз. Бундан ташқари очиқ ўзанларда кемаларнинг ҳаракати учун ундаги керакли сувнинг чуқурлигини билган бўламиз ва ҳоказо; б) ўзанда тўғон қурилган бўлса, унда AB эгри чизиғини ҳосил қилиб, шу билан юқори бъефдаги сувнинг кўтарилиши натижасида кўмилган майдонлар юзасини ўлчамларининг миқдорини аниқлаймиз.

Эркин эгри сув сатҳи чизиғи AB ни қуриш масаласи суюқликнинг нотекис илгариланма ҳаракати назарияси асосида қуйидаги тартибда бажарилиши керак:

1. Ўзаннинг геометрик ва гидравлик элементлари, яъни кўндаланг кесимининг шакли, тубининг нишаби, ғадир-будурлиги ва сув сарфи берилган бўлиши керак.

2. Ўзанда элементар оқим найчаси узунлигини олиб, унинг учун шу элементар узунликда суюқлик ҳаракатининг дифференциал тенгламасини тузамиз; бу тенглама текис ўзгарувчан нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси дейилади.

3. Олинган дифференциал тенгламани интеграллаш учун қулай ҳолга келтирамиз.

4. Дифференциал тенгламани интеграллаб, натижада ЭЭСС чизиғининг тенгламасини оламиз, бу тенглама б а р қ а р о р н о т е к и с и л г а р и л а н м а ҳ а р а к а т т е н г л а м а с и деб аталади.

5. Шу нотекис илгариланма ҳаракат тенгламасидан фойдаланиб, AB чизиғи нуқталарининг координаталарини ҳисоблаймиз ва унинг ёрдамида эркин эгри сув сатҳи чизиғини қурамиз. Қуйида нотекис илгариланма ҳаракат қаралаётганда асосан п р и з м а т и к ў з а н л а р назарда тутилади. Н о п р и з м а т и к ў з а н л а р учун фақат В. И. Ч а р н о м с к и й у с у л и н и қараб чиқамиз. Юқорида айтилганидек, *призматик ўзан деб унинг кўндаланг кесимининг шакли ва оқимининг гидравлик элементлари ўзаннинг узунлиги бўйича ўзгармайдиган, яъни $\omega = f(h)$ бўлган ўзанларга айтилади,* у ҳолда

$$\frac{\partial \omega}{\partial S} = 0. \tag{7.1}$$

Ноппризматик ўзанда эса, унинг кўндаланг кесимининг шакли ва оқимнинг гидравлик элементлари ўзаннинг узунлиги бўйича ўзгарувчан бўлади, яъни $\omega = f(h, S)$, у ҳолда

$$\frac{\partial \omega}{\partial S} \neq 0. \quad (7.2)$$

Нотекис илгариланма ҳаракатда гидравлик нишаб J_e пьезометрик нишаб J ва ўзан тубининг нишаби i бир-бирига тенг бўлмайди

$$J_e \neq J \neq i. \quad (7.3)$$

Очиқ ўзанларда нотекис илгариланма ҳаракат пайтида сувнинг сатҳи ҳардоим эгри чизиқ шаклида бўлади. Бу эгри сув сатҳи чизиғининг кўриниши икки шаклда бўлади:

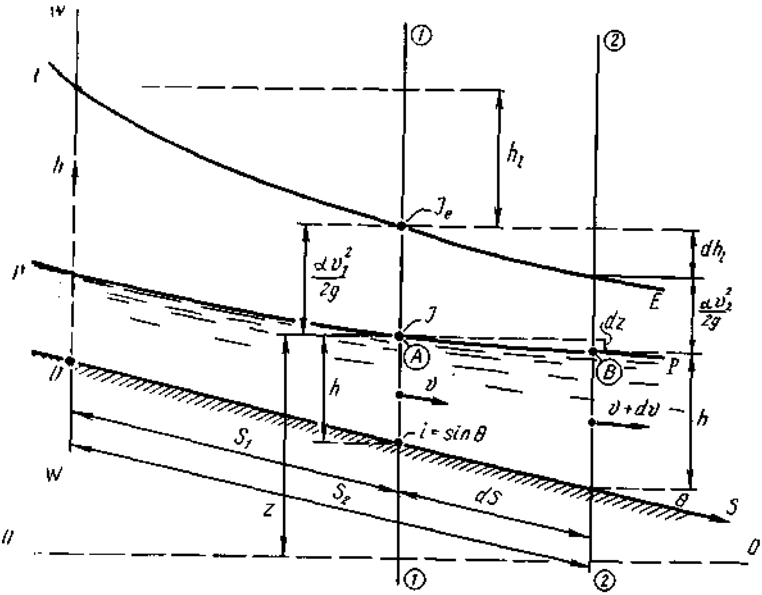
1. Эгри кўтарилма, бу асосан, ўзанда тўғон қурилганда ҳосил бўлади. Бу эгри кўтарилма сув сатҳи чизиғи оқимининг узунлиги бўйича нормал чуқурлик h_0 дан то белгиланган чуқурлик $h_{\text{белги}}$ гача ўсиб боради. Оқимнинг тезлиги эса камайиб боради.

2. Эгри пасайма, бу асосан, табиий ва сунъий ўзанлардаги шаршараларда мавжуд бўлиб, оқимнинг чуқурлиги бирдан ўзгарса, ўзан бирдан кенгайса ёки торайса пайдо бўлади. Шу эгри пасайма сув сатҳи чизиғи оқимнинг узунлиги бўйича нормал чуқурлик h_0 дан то критик чуқурлик $h_{\text{кр}}$ гача пасайиб боради. Оқимнинг тезлиги эса катталашиб боради.

7.2- §. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ АСОСИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИ

(ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАНИНГ БИРИНЧИ КЎРИНИШИ)

Суюқлик оқимининг барқарор нотекис илгариланма ҳаракати қаралаётганда, умумий ҳолни, яъни нопризматик ўзандаги сувнинг ҳаракати назарда тутилади. Бунинг учун 7.8- расмда кўрсатилгандек, оқим нотекис илгариланма ҳаракатда бўлиб, унда ўзаннинг узунлиги бўйича кўндаланг кесими шакли берилган. Расмда координата ўқлари кўрсатилган бўлиб, сувнинг h чуқурлиги ордината ўқи бўйича, S ўқи эса ўзан туби чизиғи бўйича йўналган. 7.8-



7.8- расм.

расмда оқимнинг икки кўндаланг кесимини: 1—1 кўндаланг кесими б о ш л а н ғ и ч $W—W$ к е с и м д а н , яъни координата бошидан S_1 узунликда ва 2—2 кўндаланг кесим эса биринчи кесимдан dS элементар узунликда жойлашган. Биринчи кесимда сув сатҳидаги A нуқтасининг координатаси таққослаш текислиги $O—O$ га нисбатан z баландликда ва у кесимдаги ўртача тезликни v деб белгиласак, у ҳолда иккинчи кесимда B нуқтанинг координатаси $z+dz$ ва тезлигини $v+dv$ деб белгилаймиз. Энди 1—1 ва 2—2 кесимлар учун Д. Бернулли тенгламасини умумий кўринишда ёзамиз:

$$\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p_a}{\gamma} + z = \frac{\alpha(v+dv)^2}{2g} + \frac{p_a}{\gamma} + (z + dz) + dh_l, \qquad (7.4)$$

бу ерда α — оқимнинг кўндаланг кесими бўйича ўрталаштирилган тезликларнинг нотекис тақсимланишини ифодаловчи коэффициенти, α=1,05÷1,10; dh_l — оқимнинг ds узунлиги бўйича йўқотилган напор;

бу ерда

$$dh_l = J_e \cdot ds. \tag{7.5}$$

Гидравлик нишаб (7.4) тенгламадан қуйидагича ёзилади:

$$J_e = -\frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p_a}{\gamma} + z\right); \tag{7.6}$$

ёки қавсни очиб чиқсак

$$J_e = -\frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) - \frac{dz}{ds}. \tag{7.7}$$

(7.7) ни (7.5) га қўйсак

$$dh_l = -d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) - dz, \tag{7.8}$$

$\frac{\alpha v^2}{2g}$ ни h_v билан белгиласак

$$-dz = dh_v + dh_l \tag{7.9}$$

Бу (7.9) тенглама нотекис илгариланма ҳаракатнинг асосий дифференциал тенгламаси дейилади. (7.9) тенгламадан кўринадики, ЭЭССЧ нинг пасайиши — dz, яъни потенциал энергиянинг камайиши, кинетик энергия ва йўқотилган напорнинг ортиб боришига тенг. Бу ерда (7.8- расмда) dz — эгри чизиқ AB нинг, яъни эркин эгри сув сатҳи чизиғининг узунлиги бўйича пасайиб боришини ифодалайди, шунинг учун бу ерда dz манфий. Умуман dz ҳам манфий, ҳам мусбат бўлиши мумкин, бу эркин эгри сув сатҳи чизиғининг шаклига боғлиқ. (7.9) тенгламанинг иккала томонини ds га бўлиб чиқсак,

$$-\frac{dz}{ds} = \frac{dh_v}{ds} + \frac{dh_l}{ds}. \tag{7.10}$$

Очиқ ўзанларда пьезометрик чизиқ $P—P$ сув сатҳи билан бир чизиқда ётади

$$-\frac{dz}{ds} = J. \tag{7.11}$$

бу ерда J — пьезометрик нишаб.

Гидравлик нишаб J_e (7.10) тенгламадан қуйидагича аниқланади:

$$\frac{dh_l}{ds} = J_e = i_f \quad \text{(белги)}, \tag{7.12}$$

бу ерда i_f – ишқаланиш нишаби. (7.11) ва (7.12) ни (7.10) га қўйсак,

$$J = \frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + i_f. \tag{7.13}$$

Бу ерда *суюқликнинг текис ўзгарувчан нотекис илгариланма ҳаракати пайтида йўқотилган напор текис илгариланма ҳаракат тенгламалари билан ифодаланади* деб қабул қилиб, ишқаланиш нишаби i_f ни А. Шези формуласи орқали аниқлаймиз

$$i_f = \frac{v^2}{C^2 R} = \frac{Q^2}{K^2}, \tag{7.14}$$

бу ерда v, C, R, Kлар фақат 1—1 кўндаланг кесимга тегишли. (7.14) ни (7.13) тенгламага қўйсак, қуйидаги тенгламани оламиз:

$$\text{(I)} \qquad J = \alpha\frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + \frac{v^2}{C^2 R}. \tag{7.15}$$

Бу (I) тенглама ихтиёрий шаклдаги нопризматик ўзанлардаги суюқлик оқимининг барқарор нотекис илгариланма ҳаракати дифференциал тенгламасининг биринчи кўриниши. (7.15) тенгламадан, яъни нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасининг биринчи кўринишидан текис илгариланма ҳаракат тенгламасини, юқорида айтилгандек, $i > 0$ бўлган ҳолда, келтириб чиқариш мумкин. Бизга маълумки, текис илгариланма ҳаракат пайтида оқимнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони бўйича олинган v ўртача тезлиги ва h сувнинг чуқурлиги ўзаннинг узунлиги бўйича ўзгармас бўлади. Шундай экан, (7.15) тенгламанинг ўнг томонининг биринчи ҳади нолга тенг:

$$\alpha\frac{d}{ds}\left(\frac{v^2}{2g}\right) = 0, \tag{7.16}$$

чунки v=const (оқимнинг узунлиги бўйича). У ҳолда (7.15) тенглама қуйидагича ёзилади:

$$J = \frac{v^2}{C^2 R}. \tag{7.17}$$

(7.17) дан А. Шези тенгламасини оламиз:

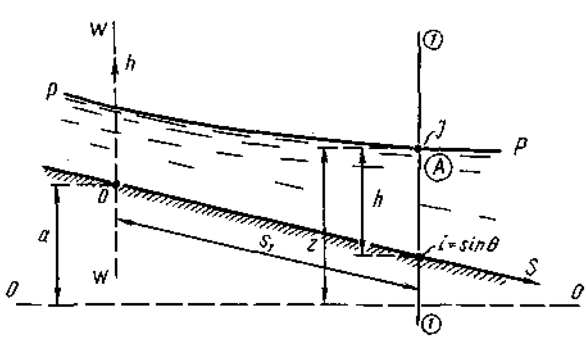
$$v = C\sqrt{RJ}, \tag{7.18}$$

яъни оқимнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатининг тенгламаси келиб чиқди. Нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси (7.15) га сувнинг чуқурлиги h ни киритсак, сув сарфи Q ва ўзаннинг шакли ҳамда геометрик ва гидравлик элементлари берилган деб қабул қилинган ҳолда, (7.15) нинг ҳар бир ҳадини бўлак-бўлак қараб чиқсак, унда нотекис илгариланма ҳаракат умумий дифференциал тенгламасининг иккинчи кўринишини оламиз.

7.3- §. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ АСОСИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИ

(ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАНИНГ ИККИНЧИ КЎРИНИШИ)

1. Т е н г л а м а н и н г б и р и н ч и ҳ а д и J (пьезометрик нишаб). Бунинг учун 7.9- расмда (оқимнинг узунлиги



7.9- расм.

буни I – I кесимни келтирамиз ва унда кўрсатилган белгилардан фойдаланамиз. Расмдан кўринадики

$$z = a - is + h, \tag{7.19}$$

бу ерда $a = \text{const}$ — координата бошини таққослаш текислиги $O - O$ га нисбатан жойлашган ўрни. Агар (7.19) ни дифференциалласак, у ҳолда

$$dz = dh - ids, \tag{7.20}$$

чунки масофа a ўзгармас бўлгани учун $da = 0$ бўлади.
(7.20) тенгламанинг иккала томонини ds га бўлсак,

$$\frac{dz}{ds} = \frac{dh}{ds} - i, \tag{7.21}$$

бу ерда $\frac{dz}{ds}$ пьезометрик нишаб J га тенг

$$J = -\frac{dz}{ds}. \tag{7.22}$$

(7.22) тенгламани (7.21) тенгламага қўйсак, J учун тенгламани оламиз

$$J = i - \frac{dh}{ds}. \tag{7.23}$$

2. Иккинчи ҳади $\alpha \frac{d}{ds}\left(\frac{v^2}{2g}\right)$. Бу тезлик напорининг ўзгариши, энергетик маънода айтсак, бу солиштирма кинетик энергиянинг ўзгариши. Бу ерда v ўртача тезликни Q сув сарфи орқали ифодалаб, иккинчи ҳадни қараб чиқамиз:

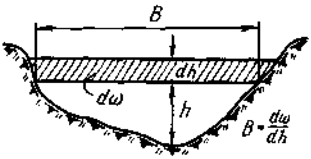
$$\alpha \frac{d}{ds}\left(\frac{v^2}{2g}\right) = \alpha \frac{d}{ds}\left(\frac{Q^2}{\omega^2 2g}\right) = \frac{\alpha Q^2}{2g}\frac{d}{ds}\left(\frac{1}{\omega^2}\right) = -\frac{\alpha Q^2}{g}\frac{1}{\omega^3}\frac{d\omega}{ds}. \tag{7.24}$$

Юқорида айтилгандек, нопризматик, ихтиёрий шаклдаги ўзан қаралянти. Шунинг учун

$$\omega = f(h, s). \tag{7.25}$$

У ҳолда

$$\frac{d\omega}{ds} = \left(\frac{\partial\omega}{\partial s} + \frac{\partial\omega}{\partial h}\frac{dh}{ds}\right) = \left(\frac{\partial\omega}{\partial s} + B\frac{dh}{ds}\right), \tag{7.26}$$



7.10-расм.

бунда

$$\frac{\partial\omega}{\partial h} = B, \qquad (7.27)$$

бу ерда B — ўзаннинг кўндаланг кесимидаги сув сатҳининг кенглиги (7.10- расм). (7.26) тенгламани (7.24) тенгламага қўйиб чиқсак, (7.28) тенгламасини оламиз:

$$\alpha\frac{d}{ds}\left(\frac{v^2}{2g}\right) = \frac{\alpha Q^2}{g}\frac{1}{\omega^3}\left(\frac{\partial\omega}{\partial s} + B\frac{dh}{ds}\right). \qquad (7.28)$$

3. Учинчи ҳади $\frac{v^2}{C^2R}$. Буни қуйидагича ёзамиз

$$\frac{v^2}{C^2R} = \frac{Q^2}{C^2\omega^3R}. \qquad (7.29)$$

4. Суюқлик оқимининг нотекис илгариланма ҳаракатининг дифференциал тенгламаси биринчи кўринишнинг ҳадларини бўлак-бўлак қараб чиққандан кейин олинган натижаларини (7.15) тенгламага қўйиб чиқсак

$$i - \frac{dh}{ds} = \frac{\alpha Q^2}{g}\frac{1}{\omega^3}\left(\frac{\partial\omega}{\partial s} + B\frac{dh}{ds}\right) + \frac{Q^2}{\omega^2C^2R}; \qquad (7.30)$$

(7.30) тенгламани $\frac{dh}{ds}$ га нисбатан ечсак

$$(\mathrm{II})_{\text{нопризматик}} \qquad \frac{dh}{ds} = \frac{i - \frac{Q^2}{\omega^2C^2R}\left(1 - \frac{\alpha C^2R}{g\omega}\frac{\partial\omega}{\partial s}\right)}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g}\frac{B}{\omega^3}}. \qquad (7.31)$$

Бу $(\mathrm{II})_{\text{нопризматик}}$ тенглама ихтиёрий шаклдаги нопризматик ўзан учун суюқлик оқими барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг дифференциал тенгламасининг иккинчи кўриниши.

Бу тенгламадан биз ўзаннинг ds элементар узунлиги бўйича сув чуқурлигининг dh ўзгаришини аниқлашимиз мумкин. (7.31) тенглама сув сарфи ўзгармас Q=const бўлган ҳолда олинган. Бундан кейин, призматик ва нопризматик табиий ва сунъий ўзанларни алоҳида қараб чиқамиз.

7.4- §. ПРИЗМАТИК ЎЗАНЛАРДАГИ СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИ

Бу ерда дифференциал тенгламанинг иккинчи кўринишини қараб чиқамиз.

1. Ўзан туби нишаби $i>0$ бўлган ҳол (тўғри нишабли ўзан: 7.3- расм)

$$\omega=f(h). \tag{7.32}$$

Бундай ўзанлар учун хусусий ҳосила

$$\frac{\partial\omega}{\partial s}=0. \tag{7.33}$$

(7.33) ни назарда тутган ҳолда, (7.31) тенглама призматик бўлган ўзан учун қуйидагича кўчириб ёзилади:

$$\frac{dh}{ds}=\frac{i-\dfrac{Q^2}{\omega^2C^2R}}{1-\dfrac{\alpha Q^2}{g}\dfrac{B}{\omega^3}}. \tag{7.34}$$

(7.34) тенгламани сув сарфи модули K орқали ифодалаб

$$\omega^2C^2R=K^2. \tag{7.35}$$

(7.34) тенгламани қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$(\mathrm{II})_{\text{призматик};\ i>0} \qquad \frac{dh}{ds}=\frac{i-\dfrac{Q^2}{K^2}}{1-\dfrac{\alpha Q^2}{g}\dfrac{B}{\omega^3}}. \tag{7.36}$$

$(\mathrm{II})_{\text{призматик};\ i>0}$ тенглама нишаби $i>0$ бўлган призматик ўзан учун барқарор нотекис илгариланма ҳаракат дифференциал тенгламасининг иккинчи кўриниши. Бу тенгламадан, юқорида кўрсатилгандек, бизга маълум бўлган барқарор текис илгариланма ҳаракатнинг тенгламасини олиш мумкин. Уни қуйидагича исботлаймиз. Маълумки, текис илгариланма ҳаракат учун

$$\frac{dh}{ds} = 0; \qquad (7.37)$$

у ҳолда (7.36) тенгламадан унинг сурати (математик қоидаларга асосан) нолга тенг

$$i - \frac{Q^2}{K^2} = 0, \qquad (7.38)$$

Бундан кўринадики

$$Q = K\sqrt{i}. \qquad (7.39)$$

(7.35) тенгламадан K ни (7.39) тенгламага қўйиб, уни тезликка нисбатан ечсак

$$v = C\sqrt{iR}. \qquad (7.40)$$

А. Шези формуласи келиб чиқди. Бу барқарор текис илгариланма ҳаракатнинг тенгламаси. Шундай қилиб (7.36) тенгламадан ўзан туби нишаби $i > 0$ бўлган ҳолда текис илгариланма ҳаракат тенгламасини олиш мумкин.

2. Ўзан туби нишаби $i = 0$ бўлган ҳол (горизонтал ҳолатдаги ўзан; 7.5- расм). (7.36) тенгламага ўзан туби нишаби $i = 0$ ни қўйсак

$$(\text{II})_{\text{призматик};\ i=0} \qquad \frac{dh}{ds} = -\frac{\dfrac{Q^2}{K^2}}{1 - \dfrac{\alpha Q^2}{g}\dfrac{B}{\omega^3}}. \qquad (7.41)$$

3. Ўзан туби нишаби $i < 0$ бўлган ҳол (тескари нишабли ўзан; 7.6- расм). (7.36) тенгламага ўзан туби нишаби $i < 0$ ни қўйсак

$$(\text{II})_{\text{призматик};\ i<0} \qquad \frac{dh}{ds} = -\frac{i' + \dfrac{Q^2}{K^2}}{1 - \dfrac{\alpha Q^2}{g}\dfrac{B}{\omega^3}}. \qquad (7.42)$$

бу ҳолда $i < 0$ бўлгани учун, уни i' деб ифодалаб, формулага i нинг мутлақ қийматини қўйиш усули билан ечилади

$$i' = \sin\theta = |i|. \qquad (7.43)$$

Юқорида келтирилган нотекис илгариланма ҳаракатни интеграллаш учун янги тушунчалардан фойдаланишимиз керак. Бунинг учун бу тушунчаларни бирма-бир қараб чиқамиз.

7.5- §. ТЎРТТА ЁРДАМЧИ ТУШУНЧА: ОҚИМНИНГ КЎНДАЛАНГ КЕСИМИНИНГ СОЛИШТИРМА ЭНЕРГИЯСИ, КРИТИК ЧУҚУРЛИК, НОРМАЛ ЧУҚУРЛИК, КРИТИК НИШАБ

Оқимнинг кўндаланг кесимининг солиштирма энергияси. Таққослаш текислиги $O—O$ га нисбатан 7.11-расмда кўрсатилган кесим учун оқимнинг тўлиқ солиштирма энергиясининг (тўлиқ напорининг) тенгламасини тузамиз (суюқликнинг оғирлик бирлигига нисбатан):

$$\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = H_e. \qquad (7.44)$$

Кесимнинг солиштирма энергияси $Э$ ўзаннинг кўндаланг кесимининг энг пастки нуқтасидан ўтказилган таққослаш текислиги $O_T—O_T$ га нисбатан олинади (7.11- расм):

$$\frac{p}{\gamma} + z = h, \qquad (7.45)$$

у ҳолда (7.44) тенгламадан оқим кўндаланг кесимининг солиштирма энергиясини оламиз

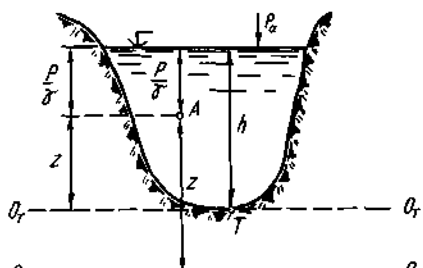
$$Э = \frac{\alpha v^2}{2g} + h, \quad (7.46)$$

ёки

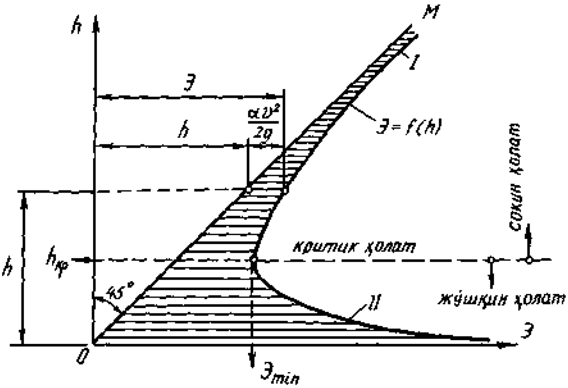
$$Э = \frac{\alpha Q^2}{\omega^2 2g} + h. \quad (7.47)$$

Тўғри бурчакли тўртбурчак шаклидаги ўзан учун

$$Э = \frac{\alpha q^2}{h^2 2g} + h. \quad (7.48)$$



7.11-расм.



7.12- расм.

Маълумки, ўзгармас сув сарфи Q=const ўзаннинг берилган кўндаланг кесими орқали ҳар хил чуқурликда оқиб ўтиши мумкин (бу ўзан тубининг нишабига ва ғадир-будурлигига боғлиқ). Шу ҳар хил чуқурликлар учун Q=const ҳолда (7.48) тенгламадан $Э$ нинг ҳар хил қийматини олишимиз мумкин. У қуйидагича ёзилади

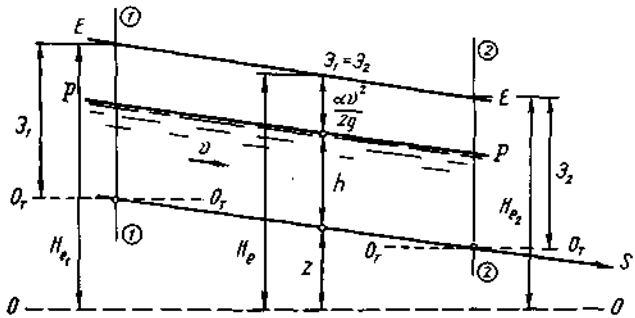
$$Э = f(h). \tag{7.49}$$

(7.49) тенгламадан кўринадики, $Э$ нинг қиймати фақат сувнинг чуқурлигига боғлиқ:

а) $h \to 0$ ҳолда, $Э \to \infty$ бўлади (чунки $h_0 \to 0$ (7.46) ёки (7.47) тенгламанинг ўнг томонидаги иккинчи ҳади ∞ га интилади);

б) $h \to \infty$ ҳолда, $Э \to \infty$ бўлади. Ҳақиқатан ҳам функция (7.49) $Э = f(h)$ графигини кўрсак (7.12 расм), у (математикада маълум назарияга асосан) бир минимумга ($Э_{min} \to h_{кр}$) ва икки асимптота (OM ва $OЭ$ чизиқлар)га эга бўлган эгри чизиқ шаклида бўлади.

1) OM тўғри чизиқ, координата ўқларига нисбатан 45° бурчак билан йўналган, ва 2) $OЭ$ тўғри чизиғи, координатанинг горизонтал ўқи бўйича йўналган. Графикда штриховка билан белгиланган майдон эса, бизга тезлик напори $\frac{\alpha v^2}{2g}$ эпюрасининг ўзгаришини беради. Бу ерда шуни айтиб



7.13-расм.

ўтиш керакки, текис илгариланма ҳаракатда (h =const оқимнинг узунлиги бўйича) H_e нинг қиймати (йўқотилган напор ҳисобига) ўзанннинг узунлиги бўйича камайиб боради; $Э$ нинг қиймати эса текис илгариланма ҳаракат учун оқимнинг узунлиги бўйича ўзгармайди ($Э$ =const оқимнинг узунлиги бўйича), чунки таққослаш текислиги $O_T - O_T$ ҳар бир кесим учун ўзаннинг тубидан (кесим тубининг энг пастки нуқтасидан) ўтказилади (7.13- расм), яъни

$$H_{e_1} \neq H_{e_2} \neq H_{e_3} \neq \ldots$$
$$Э_1 = Э_2 = Э_3 = \ldots$$

Оқимнинг критик чуқурлиги. 7.12- расмдан кўриниб турибдики, графикдаги энг кичик қийматга эга бўлган солиштирма энергия $Э_{min}$ га тегишли сув чуқурлиги критик чуқурлик деб аталади ва $h_{кр}$ белги билан ифодаланади. Агар ўзаннинг кўндаланг кесими юзаси майдони ω берилган ва сув сарфи Q маълум бўлса, у ҳолда критик чуқурлик қуйидаги тенгламадан аниқланади:

$$\frac{\partial Э}{\partial h} = 0. \tag{7.50}$$

Критик чуқурлик ўзаннинг кўндаланг кесими шаклига боғлиқ. Қуйида ўзаннинг кўндаланг кесими шаклининг бир неча турини қараб чиқамиз.

I. Ўзаннинг кўндаланг кесими шакли тўғри тўртбурчак бўлса, у ҳолда (7.50) га (7.48)ни қўйиб, уни чуқурлик h га нисбатан ечсак, критик чуқурлигини топамиз

$$\frac{\partial\left(\frac{\alpha q^2}{h^2 2g}+h\right)}{\partial h}=0, \tag{7.51}$$

ёки

$$\frac{\partial}{\partial h}\left(\frac{\alpha q^2}{h^2 2g}\right)+\frac{\partial h}{\partial h}=0, \tag{7.52}$$

бундан

$$\frac{\alpha q^2}{h^3 g}-1=0, \tag{7.53}$$

бу ерда $h=h_{кр}$. (7.53) тенгламадан

$$\frac{\alpha q^2}{h_{кр}^3 g}=1; \quad h_{кр}^3=\frac{\alpha q^2}{g}, \tag{7.54}$$

бундан келиб чиқадики

$$h_{кр}=\sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}}=\sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{b^2 g}}. \tag{7.55}$$

(7.54) тенгламани яна бошқача кўринишда кўчириб ёзиш мумкин

$$h_{кр}=\frac{\alpha q^2}{h_{кр}^2 g}=\frac{\alpha v^2}{g}, \tag{7.56}$$

яъни

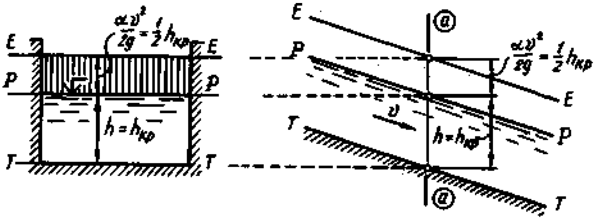
$$\frac{\alpha v^2}{2g}=\frac{1}{2}h_{кр}. \tag{7.57}$$

(7.57) дан шундай ажойиб хулоса келиб чиқадики, тўғри тўртбурчакли ўзан учун, $h=h_{кр}$ бўлган ҳолда тезлик напорининг қиймати h_v ўзандаги сув чуқурлигини ярмига тенг, яъни напор чизиғи $E-E$ бу ҳолатда кесимдаги сув сатҳидан $\frac{h}{2}$ баландликда жойлашган бўлади (7.14-расм).

2. Симметрик учбурчак шаклдаги ўзан учун

$$h_{кр}=\sqrt[3]{\frac{2\alpha Q^2}{gm^2}}, \tag{7.58}$$

бу ерда m — ўзан ён деворининг нишаб коэффициенти.



7.14- расм.

3. Симметрик трапеция шаклидаги ва бошқа ихтиёрий шакллардаги ўзанлар учун. Бу ҳолда критик чуқурлик итерация (кетма-кет яқинлашув) усулида аниқланади. Бунинг учун (7.47) ва (7.27) ни назарда тутган ҳолда (7.50) тенгламани кўчириб ёзамиз

$$\frac{\partial Э}{\partial h}=\frac{\partial\left(\frac{\alpha Q^2}{\omega^2 2g}+h\right)}{\partial h}=\frac{\alpha Q^2}{2g}\frac{\partial}{\partial h}\left(\frac{1}{\omega^3}\right)+1=$$

$$=-2\frac{\alpha Q^2}{2g}\frac{1}{\omega^3}\frac{\partial\omega}{\partial h}+1=-\frac{\alpha Q^2}{g}\frac{B}{\omega^3}+1=0 \qquad (7.59)$$

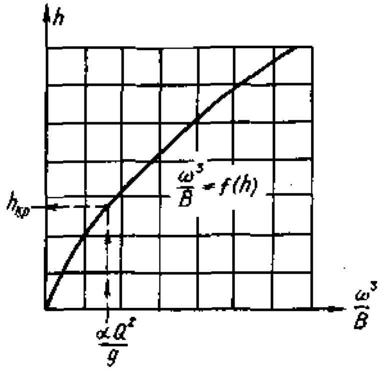
ёки

$$\frac{\partial Э}{\partial h}=1-\frac{\alpha Q^2}{g}\frac{B}{\omega^3}=0. \qquad (7.60)$$

Бунда B ва ω критик чуқурликка жавоб бериши керак, шунинг учун уларга ҳам *«кр»* индексини қўямиз, у ҳолда

$$\frac{\omega^3_{кр}}{B_{кр}}=\frac{\alpha Q^2}{g}. \qquad (7.61)$$

Ўзанда оқимнинг чуқурлиги фақат критик $h_{кр}$ бўлганда (7.61) тенглик шарти бажарилади. Бошқа ҳолатларда (7.61) тенглик шарти бажарилмайди. (7.61) тенгламанинг юқорида айтилган хоссасидан фойдаланиб критик чуқурлик $h_{кр}$ ни аниқлаймиз, бунинг учун h га қатор қийматлар бериб бориб, $\frac{\omega^3}{B}=f(h)$ графикни тузамиз (7.15- расм). Кейин $\frac{\alpha Q^2}{g}$ қийматини ҳисоблаб, 7.15- расмдаги графикдан $h_{кр}$ қийматини аниқлаймиз. Бунинг учун $\frac{\alpha Q^2}{g}$ қиймати $\frac{\omega^3}{B}$ ўқига қўйиб, уни эгри чизиқ билан учрашган нуқтасидан h ўқига томон йўналтириб, унда учрашган нуқтаси $h_{кр}$ чуқурликни беради. Бундай усул ёрдамида ўзаннинг ихтиёрий кўндаланг кесимининг шакли учун $h_{кр}$ ни аниқлаймиз.



7.15-расм.

Оқимнинг нормал чуқурлиги. *Очиқ ўзанларда оқимнинг нормал чуқурлиги деб, сувнинг шундай чуқурлигига айтиладики, унда текис илгариланма ҳаракат бўлганда ўзаннинг кўндаланг кесими берилган Q сув сарфини ўтказади.* Бу чуқурликни h_0 белги билан ифодалаймиз. Оқимнинг шу нормал чуқурлигига тегишли барча гидравлик элементлари «0» индекс билан белгиланади. Маълумки, очиқ ўзанларда сувнинг чуқурлиги нормал чуқурликка тенг бўлса $h = h_0$, у ҳолда ω_0, χ_0, R_0, Q, v_0 ва i_0 ларни ҳисоблашда текис илгариланма ҳаракатнинг формулаларидан фойдаланилади, масалан,

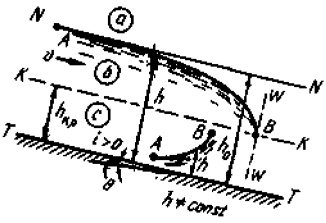
$$Q = \omega_0 C_0 \sqrt{i_0 R_0} = K_0 \sqrt{i_0}, \tag{7.62}$$

бу ерда K_0 — текис илгариланма ҳаракатнинг (нормал чуқурлигига тегишли) сув сарфи модули $K_0 = \omega_0 C_0 \sqrt{R_0}$; ω_0, C_0, R_0, K_0 — бу гидравлик элементлардаги «0» индекслар оқимнинг нормал чуқурлиги h_0 га тегишли ифодалар (7.16-расм). Оқимнинг текис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлиги итерация (кетма-кет яқинлашув) усулида аниқланади. Бунинг учун аввало керакли сув сарфи модули $K_{керак}$ ҳисобланади:

$$K_{керак} = \frac{Q}{\sqrt{i}}. \tag{7.63}$$

Кейин қатор h чуқурликлар ни қабул қилиб, қолган бошқа гидравлик элементлар, шу жумладан K ҳам ҳисобланади ва у $K_{керак}$ билан таққосланади. K қуйидаги формуладан ҳисобланади

$$K = \omega C\sqrt{R}. \qquad (7.64)$$



7.16-расм.

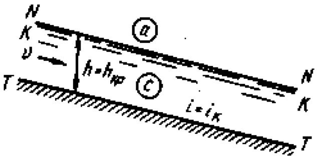
Агар $K = K_{керак}$ бўлса, масала ечилган ҳисобланади. У ҳолда қабул қилинган h оқимнинг h_0 нормал чуқурлиги деб қабул қилинади. Агар $K \gtrless K_{кераклu}$ бўлса, у ҳолда бошқа h қабул қилиниб, ҳисобни токи $K=K_{кераклu}$ бўлмагунча давом эттираверамиз. Кейинчалик h_0 нормал чуқурлик ва $h_{кр}$ критик чуқурлик тушунчаларидан кенг фойдаланамиз. Унинг учун яна янги тушунчалар қабул қиламиз. Масалан, $K-K$ тўғри чизиғи, бу чизиқ ўзаннинг туби чизиғига параллел бўлиб, ундан критик чуқурлик $h_{кр}$ оралиқда (баландликда) жойлашган бўлади, у критик чуқурлигининг чизиғи дейилади. $N-N$ тўғри чизиғи эса ўзан тубининг чизиғига параллел бўлиб, ундан h_0 нормал чуқурлик оралиқда (баландликда) жойлашган бўлади, у нормал чуқурлигининг чизиғи дейилади (7.16-расм).

Ўзан тубининг критик нишаби. Очиқ ўзанларда $i_{кр}$ критик нишаб деб шундай нишабга айтиладики, унда оқимнинг h_0 нормал чуқурлиги $h_{кр}$ критик чуқурликка тенг бўлади. Бундан кўринадики, $i_{кр}$ критик нишаб учун сувнинг чуқурлиги $h_0=h_{кр}$ бўлиб, унда текис илгариланма ҳаракат бўлади, у ҳолда сув сарфини аниқлаш формуласи қуйидагича бўлади ва барча гидравлик элементларга «кр» индекси қўйилади

$$Q = \omega_{кр} C_{кр}\sqrt{i_{кр} R_{кр}}, \qquad (7.65)$$

уни (7.61) тенгламага қўйсак,

$$i_{кр} = \frac{g}{\alpha C_{кр}^2}\frac{\omega_{кр}}{B_{кр} R_{кр}}, \qquad (7.66)$$



7.17- расм.

бу ерда $R_{кр} = \frac{\omega_{кр}}{\chi_{кр}}$ ни (7.66) га қўйсак

$$i_{кр} = \frac{g}{\alpha C_{кр}^2} \frac{\chi_{кр}}{B_{кр}}, \qquad (7.67)$$

бунда $C_{кр}$, $\chi_{кр}$, $B_{кр}$ — критик чуқурликка тегишли оқимнинг гидравлик элементлари. Агар (7.65) га критик сув сарфи модулини киритсак

$$K_{кр} = \omega_{кр} C_{кр} \sqrt{R_{кр}}, \qquad (7.68)$$

у ҳолда (7.65) ни қуйидагича кўчириб ёзамиз:

$$Q = K_{кр} \sqrt{i_{кр}}, \qquad (7.69)$$

критик нишаб қуйидаги кўринишда бўлади (7.17- расм)

$$i_{кр} = \frac{Q^2}{K_{кр}^2}. \qquad (7.70)$$

7.6-§. ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ СОКИН, ЖЎШҚИН ВА КРИТИК ҲОЛАТЛАРИ

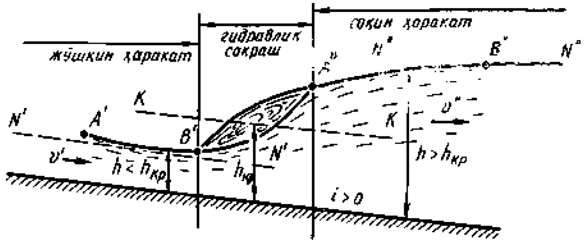
1. $h > h_{кр}$ бўлганда, суюқлик ҳаракати сокин ҳолатда бўлади.

2. $h < h_{кр}$ бўлганда, суюқлик ҳаракати жўшқин ҳолатда бўлади.

3. $h = h_{кр}$ бўлганда эса, суюқлик ҳаракати критик ҳолатда бўлади.

7.12- расмда келтирилган графикдаги $Э = f(h)$ эгри чизиқнинг юқоридаги 1 новдаси сокин ҳаракатга жавоб беради, уни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$\frac{\partial Э}{\partial h} > 0, \qquad (7.71)$$



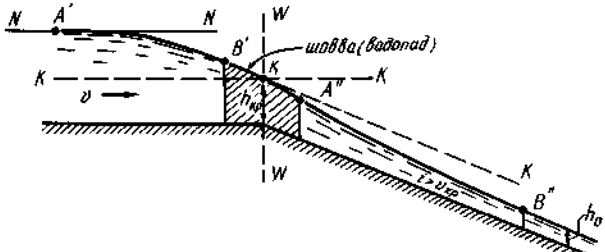
7.18- расм.

ва у (7.71) тенгламада кўрсатилган шарт билан характерланади, яъни сувнинг чуқурлиги ортиши билан кесимнинг солиштирма энергияси $Э$ ўса боради. 7.12- расмда келтирилган графикдаги $Э=f(h)$ эгри чизиқнинг пастки II новдаси жўшқин ҳаракатга жавоб беради ва у қуйидаги кўринишда ёзилади

$$\frac{\partial Э}{\partial h} < 0, \tag{7.72}$$

ва у (7.72) тенгламада кўрсатилган шарт билан характерланади, яъни сувнинг чуқурлиги h ортиши билан $Э$ нинг миқдори камайиб боради. Тажрибалар шуни кўрсатадики:

1. Жўшқин оқим $A'B'$ дан сокин оқим $A''B''$ га ўтиш фақат гидравлик сакраш ёрдамида бажарилади (7.18- расм).

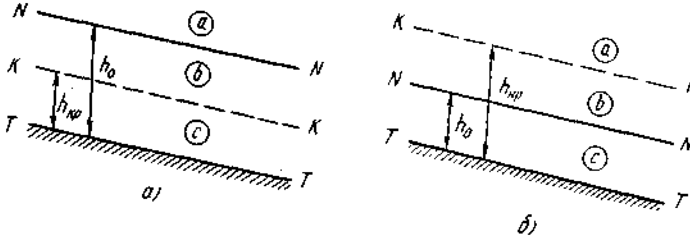


7.19-расм.

2. Оқимнинг $A'B'$ сокин ҳаракати дан $A''B''$ жўшқин ҳаракатга ўтиш ҳолати фақат ш о в в а (в о д о п а д) ёрдамида бажарилади (7.19- расм).

7.7-§. ЭРКИН ЭГРИ СУВ САТҲИ ЧИЗИҒИ (ЭЭССЧ) НИНГ ШАКЛИ

Оқимнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг дифференциал тенгламасини интеграллашдан илгари, шу қидирилаётган эркин эгри сув сатҳи чизиғи ЭЭССЧ қандай шаклда эканлигини аниқлаш лозим. Бунинг учун илгари олинган (7.36) тенгламанинг суратини ва махражини бўлак-бўлак қараб чиқамиз. Шуни эслатиб ўтиш керакки, бу ерда биз призматик ўзанни қараяпмиз. Шу берилган призматик ўзанни узунаси бўйича кесимини қараб чиқамиз (7.20- расм) ва бу ўзандаги суюқлик ҳаракатларининг барча ЭЭССЧ ларини бўлажакда жойлашиши мумкин бўлган суюқлик областини учта бўлак-бўлак *a, b, c* зоналарга бўлиб ажратиб чиқамиз. Бу зоналарни $N-N$ ва $K-K$ тўғри ва ўзан туби $T-T$ чизиғига параллел чизиқлари билан ажратамиз. 7.20 а-расмда $N-N$ чизиғи $K-K$ чизиғидан юқорида жойлашган; аммо, бошқа ҳолатда $K-K$ чизиғи $N-N$ чизиғидан юқорида жойлашган бўлиши мумкин, бу суюқлик ҳаракатининг ҳолатига боғлиқ (7.20 б-расм). Гидравликада қабул қилинганидек, $N-N$ чизиғи h_0 ни, яъни оқимнинг текис илгариланма ҳаракати пайтидаги унинг нормал чуқурлигини ифодалайди; $K-K$ чизиғи эса $h_{кр}$ ни, яъни шу ўзандаги критик чуқурликни билдиради (бу ҳолатда ҳам ҳаракат текис илгариланма бўлади). $K-K$ ва $N-N$ чизиқларининг қандай жойлашишидан қатъи назар $K-K$ би-



7.20- расм.

ини N — N чизиғининг оралиғи b зона улардан юқориси — a зона, пасти c зона деб юритилади (қабул қилинган).

Ўзандаги нотекис илгариланма ҳаракати оқимнинг турига қараб, эркин эгри сув сатҳи чизиғи шу учала зонадан бирида мавжуд бўлиши шарт. Эркин эгри сув сатҳи чизиғи қайси зонада бўлса, ўша зонанинг белгиси билан ифодаланади ва ўша белги билан номланади. Масалан, ЭЭССЧ a зонасида бўлса, уни a шаклдаги ЭЭССЧ деб аталади; b зонасида бўлса, уни b шаклдаги ЭЭССЧ дейилади; c зонасида бўлса, c шаклдаги ЭЭССЧ дейилади.

1°. Ўзан тубининг нишаби $i > 0$ (тўғри нишабли ўзан). (7.36) тенгламанинг чап томонининг суратини c ва махражини $м$ билан белгилаб, уларни бўлак-бўлак ўрганиб чиқамиз:

а) (7.36) тенгламанинг сурати

$$c = i - \frac{Q^2}{K^2} = i - \frac{K_0^2}{K^2} i, \tag{7.73}$$

бу ерда

$$Q = K_0 \sqrt{i}.$$

(7.73) тенгламани қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$c = \left(1 - \frac{K_0^2}{K^2}\right) i; \tag{7.74}$$

б) (7.36) тенгламанинг махражи (7.61) тенгламани назарда тутган ҳолда

$$м = 1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3} = 1 - \frac{\omega_{кр}^3}{B_{кр}} \frac{B}{\omega^3}. \tag{7.75}$$

Белги киритамиз

$$\Lambda_{кр} = \frac{\omega_{кр}^3}{B_{кр}}; \tag{7.76}$$

ва

$$\Lambda = \frac{\omega^3}{B}. \tag{7.77}$$

Бу ерда Λ фақат сувнинг чуқурлигига боғлиқ

$$\Lambda = f(h). \tag{7.78}$$

$\Lambda_{кр}$ эса Λ нинг хусусий ҳоли бўлиб, у $h = h_{кр}$ бўлгандаги миқдори. Белги Λ ва $\Lambda_{кр}$ лардан фойдаланиб, (7.75) тенгламани кўчириб ёзамиз:

$$м = 1 - \frac{\Lambda_{кр}}{\Lambda}. \tag{7.79}$$

Сурат c ва махраж $м$ учун олинган миқдорларни (7.36) тенгламага қўйиб чиқсак, қуйидаги тенгламани оламиз:

$$(III)_{призматик;\ i>0} \qquad \frac{dh}{ds} = \frac{\left(1 - \frac{K_0^2}{K^2}\right) i}{1 - \frac{\Lambda_{кр}}{\Lambda}} = \frac{c}{м}. \tag{7.80}$$

$(III)_{призматик;\ i>0}$ тенглама барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасининг у ч и н ч и кўриниши бўлиб, интеграллаш учун қулай ҳолатга келтирилган.

Ўзаннинг нишаби $i > 0$ бўлганда, оқимнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракати табиатда у ч хил ҳолатда учрайди:

Б и р и н ч и ҳ о л а т и қуйидагича характерланади

$$h_0 > h_{кр} \text{ ва } i < i_{кр}; \tag{7.81}$$

бу шартга биноан эркин эгри сув сатҳи чизиғининг у ч т а шаклини олиш мумкин, булар a_{I}, b_{I}, c_{I} шаклларидир, уларни қуйида алоҳида қараб чиқамиз.

И к к и н ч и ҳ о л а т и қуйидагича характерланади

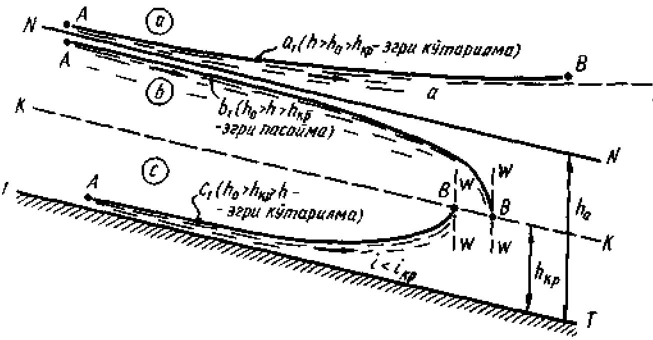
$$h_0 < h_{кр} \text{ ва } i > i_{кр}; \tag{7.82}$$

бу шартга асосан, бу ерда ҳам, ЭЭССЧ нинг у ч т а шаклини олиш мумкин, булар a_{II}, b_{II}, c_{II} шаклларидир, буларни ҳам қуйида алоҳида қараб чиқамиз.

У ч и н ч и ҳ о л а т и эса қуйидагича характерланади

$$h_0 = h_{кр} \text{ ва } i = i_{кр}; \tag{7.83}$$

бу шартга биноан ЭЭССЧ нинг фақат и к к и т а шаклини олиш мумкин, булар a_{III} ва c_{III} шаклларидир, уларни ҳам қуйида алоҳида қараб чиқамиз.



7.21- расм.

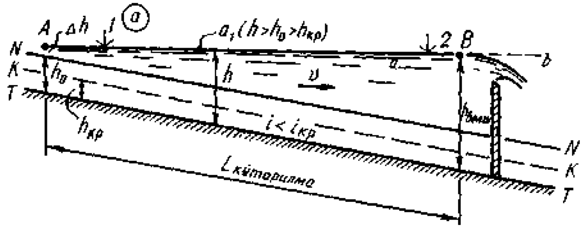
Кўриниб турибдики, $i>0$ бўлган ҳолда, ҳаммаси бўлиб ЭЭССЧ нинг с а к к и з т а шаклини оламиз; улардан о л т и т а с и — э г р и к ў т а р и л м а; и к к и т а с и — э г р и п а с а й м а.

Ўзаннинг узунлиги бўйича оқимнинг чуқурлиги катталашиб борса, ундай ЭЭССЧ э г р и к ў т а р и л м а деб аталади. Эгри пасаймада ўзаннинг узунлиги бўйича оқимнинг чуқурлиги кичиклашиб боради. Юқорида айтилган уч ҳолатнинг ҳар бирини қуйида бўлак-бўлак қараб чиқамиз.

Б и р и н ч и ҳ о л а т. (7.81) шарти билан характерланувчи ҳолат. Бу ҳолатда 7.21- расмда кўрсатилгандек, учта ЭЭССЧ лар мавжуд бўлади. Булар a_1, b_1, c_1 у ч х и л а л о ҳ и д а о қ и м л а р н и и ф о д а л а й д и. Расмда улар бирлаштирилган, кейинчалик уларнинг ҳар бири табиатда қандай ҳолатда учрашини алоҳида кўрсатиб тушунтириб ўтамиз. Бу ерда шуни айтиб ўтиш керакки, расмда кўрсатилган ЭЭССЧлари a_1, b_1, c_1 дан бирортаси ҳам $N-N$ ёки $K-K$ чизиқларини кесиб ўтмайди. ЭЭССЧ ларнинг a_1 ва c_1 шакллари — эгри кўтарилма, b_1 шакли эса — эгри пасайма.

Энди ҳар бир ЭЭССЧ a_1, b_1, c_1 шаклларни алоҳида-алоҳида қараб чиқамиз. Улар худди шу 7.21- расмда қандай кўрсатилган бўлса, аслида ҳам шундай эканлигини исботлаймиз.

ЭЭССЧ нинг a_1 шакли. Бу эгри чизиқ a_1 ш а к л и д а г и э г р и к ў т а р и л м а деб аталади. Бу шаклдаги ЭЭССЧ фақат ўзанда тўғон қурилганда, унинг юқори томонида



7.22-расм.

(юқори бьефда) пайдо бўлади, яъни 7.22- расмда кўрсатилгандек, тўғон қурилган жойда белгиланган $h_{белги}$ чуқурлик пайдо бўлади, у шу ерда сув сатҳида B нуқтасини барпо этади. У ҳолда

$$h_{белги} > h_0 > h_{кр}. \tag{7.84}$$

Кўриниб турибдики, нотекис илгариланма ҳаракатнинг a_1 шаклдаги ЭЭССЧ учун оқимнинг чуқурликлари қуйидаги шартни қониқтириши керак:

$$h > h_0 > h_{кр}. \tag{7.85}$$

Учинчи кўринишдаги (7.80) дифференциал тенгламадан фойдаланиб, барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг a_1 шакли ҳам 7.21 ва 7.22-расмларда кўрсатилгандек эканлигини исботлаймиз.

1. Бу ЭЭССЧ (7.85) тенглама шартига эга экан, унда бу эгри кўтарилма a_1 қуйидаги тенгсизлик билан характерланади

$$K^2 > K_0^2;\ \Lambda > \Lambda_{кр}; \tag{7.86}$$

бу ҳолда

$$c > 0 \text{ ва } м > 0, \tag{7.87}$$

шунинг учун [(7.80) тенгламага қаранг]

$$\frac{dh}{ds} = \frac{+c}{+м} > 0; \tag{7.88}$$

кўриниб турибдики, оқимнинг нотекис илгариланма ҳаракати пайтида сувнинг h чуқурлиги оқимнинг йўналиши буйича катталашиб боради, яъни эгри кўтарилма ҳосил бўлади. Шуни ҳам айтиш керакки, шу эгри кўтарилма бўлишига қарамасдан сув сатҳи белгиси оқим йўналиши бўйича пасайиб боради, масалан $\sqrt{2} < \sqrt{1}$ (7.22-расмга қаранг).

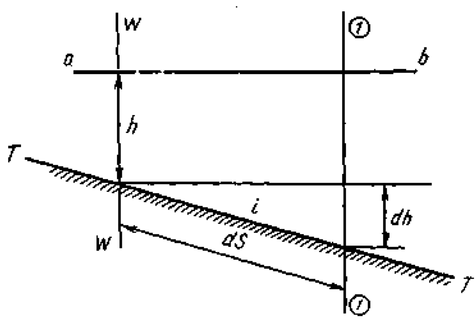
2. Сувнинг h чуқурлиги чексизликка интилса $h \to \infty$ у ҳолда K^2 ва Λ ҳам худди шундай чексизликка интилади; шу пайтда K_0^2 ва $\Lambda_{кр}$ ўзгармасдан, ўзининг қийматини сақлаб қолади. K_0^2 = const ва $\Lambda_{кр}$ = const. Шундай экан, h чексизликка интилса $h \to \infty$ [(7.80) тенгламага қаранг]

$$\left(\frac{dh}{ds}\right)_{h\to\infty} = \left(\frac{c}{м}\right)_{h\to\infty} \to i; \tag{7.89}$$

бундан келиб чиқадики, ЭЭССЧнинг a_1 шакли ўзининг пастки томонида горизонтал a–b асимптотасига эга бўлади. Ҳақиқатан ҳам a–b горизонтал тўғри чизиқ қуйидаги шарт билан характерланади (7.23- расмда кўрсатилган белгиларга қаранг)

$$\frac{dh}{ds} = i. \tag{7.90}$$

Шундай қилиб, оқимнинг йўналиши бўйича барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг a_1 шакли пастга борган сари горизонтал тўғри чизиққа асимптотик равишда яқинлашиб боради, аммо ЭЭССЧ горизонтал чизиққа айланмайди.



7.23- расм.

3. Барқарор нотекис илгариланма ҳаракатдаги сувнинг чуқурлиги $h \to h_0$ га интилса (ЭЭССЧнинг a_1 шаклининг чап томонига қаранг), у ҳолда K^2 миқдори $\to K_0^2$ га интилади, шунинг учун [(7.80га қаранг)]

$$\left(\frac{dh}{ds}\right)_{h\to h_0} = \left(\frac{c}{M}\right)_{h\to h_0} \to 0; \qquad (7.91)$$

бундан келиб чиқадики, ЭЭССЧнинг a_1 шакли юқори томони (чап томони)да $N-N$ чизиқли асимптотага эга бўлиб, қуйидаги шарт билан характерланади

$$\frac{dh}{ds} = 0. \qquad (7.92)$$

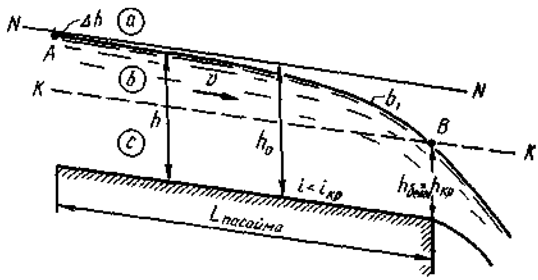
4. ЭЭССЧнинг a_1 шакли иккита асимптотага (ўнг томонидаги тўғри горизонтал чизиқ кўринишидаги $a-b$ ва чап томонидаги ўзан тубига параллел $N-N$ чизиқлари) эга эканлигини назарда тутсак, унинг бўртиб чиққан (выпуклость) томони пастга қараган бўлади.

5. ЭЭССЧ нинг a_1 шакли $N-N$ тўғри чизиғига асимптотик равишда яқинлашгани учун, маълумки, тўғон таъсирида сувнинг кўтарилиши (7.22-расм) оқимга тескари йўналишда, назарий томонидан олганда, чексиз узунликка тарқалади. Амалда эса, ЭЭССЧ нинг оқимнинг нормал чуқурлигига, масалан, $\Delta h = (0{,}01 \div 0{,}02)h_0$ м миқдорда яқинлашган узунлигини, эгри кўтарилма узунлигининг «охири» деб қабул қилинади ва $L_{\text{кўтарилма}}$ белги билан ифодаланади.

6. Кўндаланг кесимнинг солиштирма энергияси ЭЭССЧнинг a_1 шаклида оқимнинг йўналиши бўйича катталашиб боради.

ЭЭССЧ нинг b_1 шакли. Бу эгри чизиқ b_1 шаклидаги эгри пасайма деб аталади. Бу ҳол 7.24- расмда кўрсатилгандек, ўзанда бирор иншоот, масалан, шаршара қурилса, унда сувнинг белгиланган чуқурлиги $h_{\text{белги}}$ пайдо бўлиб, у сув сатҳида B нуқтасини ҳосил қилади. Бундай ЭЭССЧ b зонада жойлашган бўлади (7.24- расмга қаранг).

$$h_0 > h_{\text{белги}} > h_{\text{кр}}. \qquad (7.93)$$



7.24- расм.

Кўриниб турибдики b_1 шаклда ЭЭССЧ қуйидаги шартни қониқтириши керак

$$h_0 > h > h_{кр}. \tag{7.94}$$

(7.80) тенгламани таҳлил қилиб чиқсак:

1. b_1 шаклдаги ЭЭССЧ (7.94) тенглама шарт билан характерланар экан, у ҳолда бу эгри пасайма учун

$$K_0 > K \text{ ва } \Lambda > \Lambda_{кр}, \tag{7.95}$$

демак

$$\frac{dh}{ds} = \frac{-c}{+м} < 0. \tag{7.96}$$

Хулоса: b_1 шаклли ЭЭССЧ да сувнинг чуқурлиги (7.21 ва 7.24- расмларда кўрсатилгандек) оқимнинг йўналиши бўйича кичиклашиб боради, яъни ҳақиқатан ҳам биз бу ерда эгри пасайма чизиғини оламиз.

2. ЭЭССЧ нинг b_1 шакли нотекис илгариланма ҳаракатдаги оқимнинг чуқурлиги $h \to h_0$ га интилса, $K^2 \to K_0^2$ га интилади, бундан келиб чиқадики

$$\left(\frac{dh}{ds}\right)_{h\to h_0} = \left(\frac{c}{м}\right)_{h\to h_0} \to 0, \tag{7.97}$$

яъни b_1 шакли ЭЭССЧ нинг юқори (чап) томонида ўзи-нинг тўғри чизиқли $N-N$ асимптотасига эга бўлади.

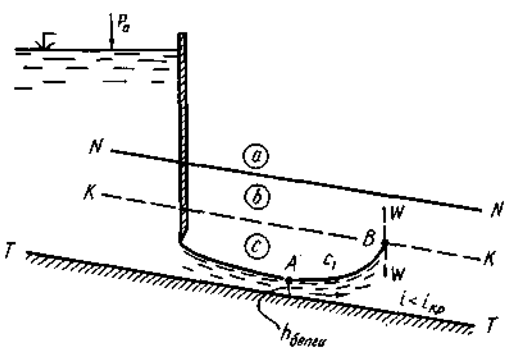
3. $h = h_{кр}$ бўлса, b_1 шаклли эгри чизиқ пастки (ўнг) томонида ўзининг тик (вертикал) $W-W$ уринмасига эга бўлади.

4. ЭЭССЧнинг b_1 шакли ўзининг $N-N$ асимптотасига ва $W-W$ (вертикал) тик уринмасига (7.21- расм) эга бўлганини назарда тутсак, бу эгри сув сатҳи чизиғининг бўртиб чиққан томони юқорига қараган бўлади (7.24-расм).

5. b_1 шаклли ЭЭССЧ узунлиги назарий жиҳатдан қараганда чексизликка эга, чунки $N-N$ чизиғига асимптотик равишда яқинлашади, аммо амалиётда уни чексиз эмас деб қабул қилинади (биринчи ҳолатнинг 5- бандига қаранг). Нотекис илгариланма ҳаракатнинг ЭЭССЧнинг b_1 шаклида унинг чап томонида сувнинг чуқурлиги $h = (h_0 + 0{,}01)$ м га яқин бўлса, уни ЭЭССЧ узунлигининг охири деб қабул қилса бўлади (бу ерда $\Delta h = h - h_0 = 0{,}01$ м).

6. b_1 шаклли ЭЭССЧ учун оқимнинг кўндаланг кесимининг солиштирма энергияси $Э$ сув оқимининг йўналиши бўйича камайиб боради, чунки b_1 эгри чизиғи сув оқимининг йўналиши бўйича $K-K$ чизиғига яқинлашади. Маълумки, $K-K$ чизиғи кесимнинг энг кичик солиштирма энергияси $Э_{min}$ ни ифодаловчи чизиқ.

ЭЭССЧнинг c_1 шакли. Бу эгри кўтарилма бўлиб, ўзанда юқорига кўтариладиган сув туткич дарбоза тагидан ўтаётган суюқлик c_1 шаклга эга бўлади ва у c зонасида жойлашган бўлади (7.21 ва 7.25- расмлар).



7.25-расм.

Бу ерда

$$h_{белги} < h_{кр} < h_0. \quad (7.98)$$

c_1 шаклли ЭЭССЧ билан чегараланган оқимнинг барча h чуқурликлари қуйидаги шартни қониқтириши керак:

$$h_0 > h_{кр} > h. \quad (7.99)$$

c_1 шаклидаги ЭЭССЧ, юқорида айтилгандек, қуйидаги хоссаларга эга:

1) у эгри кўтарилма;

2) сув оқимининг йўналиши бўйича ЭЭССЧ нинг ўнг томонида (охирида) тик уринма $W-W$ га эга;

3) асимптотага эга эмас;

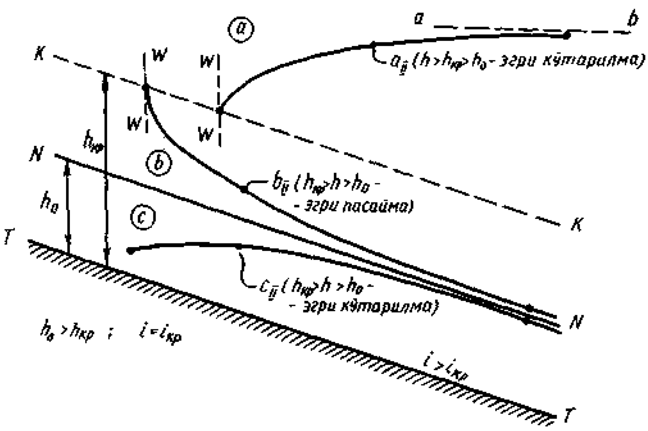
4) эгри сув сатҳи чизиғининг бўртиб чиққан томони пастга қараган (7.25-расм);

5) кесимнинг солиштирма энергияси $Э$ сув оқимининг йўналиши (ЭЭССЧ узунаси) бўйича камайиб боради;

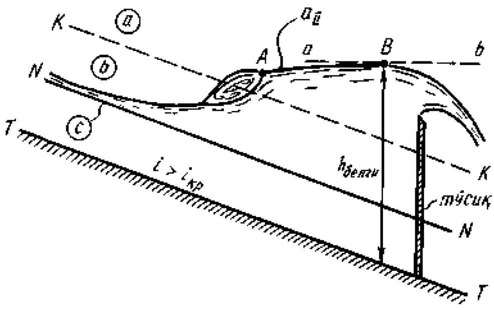
6) ЭЭССЧнинг узунлиги чегараланган (7.25-расм).

Иккинчи ҳолат. (7.82) шарти билан характерланувчи ҳолат. Бу ҳолатда 7.26-расмда кўрсатилгандек учта ЭЭССЧлар мавжуд бўлади

$$h_0 < h_{кр} \text{ ва } i > i_{кр},$$



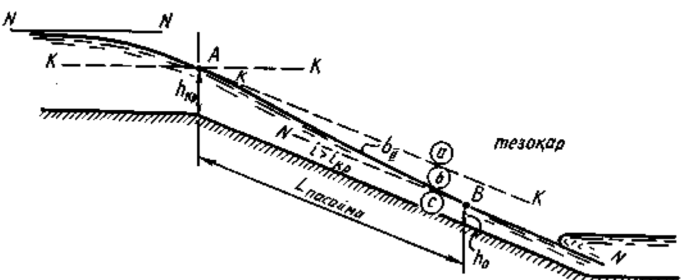
7.26-расм.



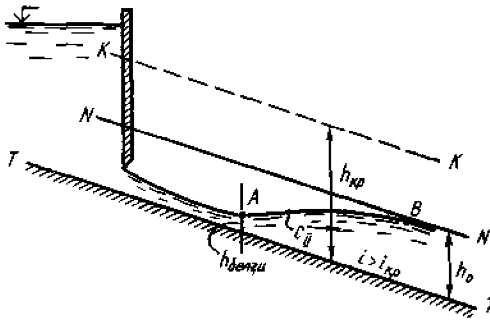
7.27- расм.

бу шартга асосан, булар a_{II}, b_{II}, c_{II} уч хил алоҳида шаклли оқимлардан иборат. Бу ерда ҳам, худди биринчи ҳолатдагидек, барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасининг учинчи кўринишини ўрганиб чиқиб, (7.82) шартга асосан 7.26- расмда кўрсатилган ЭЭССЧ ларни исботлаш мумкин. 7.26- расмдаги чизмадан кўринадики:

1) шу эгри чизиқлардан қайси бири эгри кўтарилма ва қайси бири эгри пасайма; 2) шу эгри чизиқларнинг қайси бири ва қайси томони асимптотага ёки $W-W$ вертикал уринмага эга; 3) сув сатҳи чизиғининг бўртиб чиққан (выпуклость) томони қаёққа қаратилган (пастгами ёки



7.28-расм.

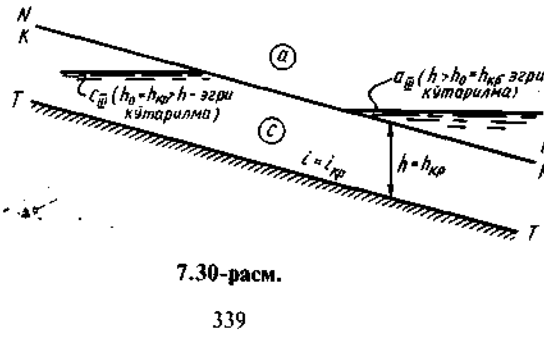


7.29-расм.

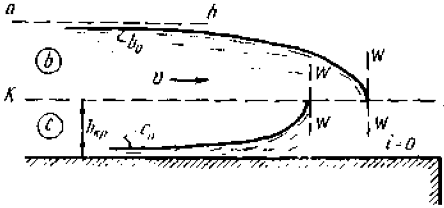
юқоригами); 4) ҳар хил эгри чизиқлар учун Э нинг миқдори сув оқимининг йўналиши бўйича қандай ўзгариб боради.

Юқорида кўрилаётган эгри чизиқлар ҳолати биз қайси зонада белгиланган сув сатҳини олишимизга боғлиқ; *a* зонадами, *b* зонадами ёки *c* зонадами. Масалан, 7.27- расмда кўрсатилгандек, ўзанда бирон-бир тўсиқ пайдо қилдик дейлик. Бунинг натижасида сунъий равишда ўзанда белгиланган сув чуқурлиги пайдо бўлди ва тўсиқ олдида *B* нуқтасини олдик, у *a* зонасида ётади. Натижада a_{II} шаклли ЭЭССЧ ҳосил бўлади (7.26 ва 7.27- расмларга қаранг). Худди шу усулда b_{II} (7.28- расм) ва c_{II} (7.29- расм) шаклдаги ЭЭССЧ ларини олишимиз мумкин.

Учинчи ҳолат. (7.83) шарт билан характерланувчи ҳолат. Бу ҳолатда 7.30- расмда кўрсатилгандек, иккита ЭЭССЧ мавжуд бўлади:



7.30-расм.



7.31-расм.

$$h_0=h_{кр} \text{ ва } i=i_{кр}.$$

Бу ҳолда $N-N$ ва $K-K$ чизиқлари бир-бири билан қўшилиб b зонаси йўқ бўлади. Бу ерда фақат иккита a ва c зоналари қолади. Шунга қараб бу ерда иккита ЭЭССЧ ни оламиз, улар a_{III} ва c_{III} шакллари бўлиб, икки хил алоҳида оқимларни ифодалайди. a_{III} шаклли ЭЭССЧ қуйидагича характерланади:

$$h > h_{кр} = h_0. \tag{7.100}$$

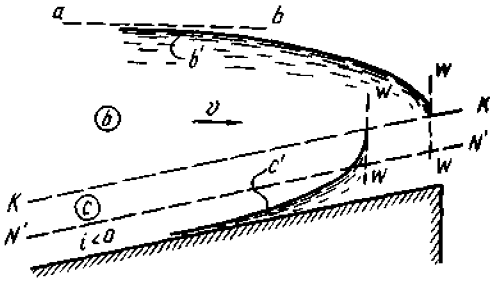
c_{III} шаклли ЭЭССЧ учун эса

$$h < h_{кр} = h_0. \tag{7.101}$$

2°. Ўзан тубининг нишаби $i = 0$ (горизонтал ҳолдаги ўзан). Нотекис илгариланма ҳаракат дифференциал тенгламасининг учинчи кўринишини ўрганиб чиқсак, $i = 0$ бўлганда, 7.31- расмда кўрсатилгандек, биз икки ЭЭССЧ мавжуд эканлигини биламиз. Улар: эгри пасайма b_0 ва эгри кўтарилма c_0. Бу ҳолда $h_0 = \infty$ бўлади, шунинг учун a зонаси йўқ бўлиб кетади (яъни $N-N$ чизиғи ўзаннинг туби чизиғи $T-T$ дан чексиз масофада жойлашган бўлади). Бу ерда фақат икки b ва c зоналари қолади. Бу иккала зоналарда b_0 шаклли эгри пасайма ва c_0 шаклли эгри кўтарилмалар мавжуд.

3°. Ўзан тубининг нишаби $i < 0$ (тескари нишабли ўзан). Бу ерда ҳам фақат иккита ЭЭССЧ ни оламиз; улар b' шаклли эгри пасайма ва c' шаклли эгри кўтарилмалар (7.32-расм).

Хулоса: призматик ўзанда барқарор нотекис илгариланма ҳаракатдаги оқимда биз ҳаммаси бўлиб ЭЭССЧ нинг



7.32-расм.

ўн иккита шаклини олдик. Шуни айтиш керакки, бу ЭЭС-СЧлар $N-N$ чизиғига ҳар доим асимптотик равишда яқинлашади, $K-K$ чизиғига эса у тик $W-W$ га уринма ташкил этиб яқинлашади, чунончи бу ЭЭССЧ лар ҳеч қачон $N-N$ ва $K-K$ чизиқларини кесиб ўтмайди. Кесимнинг солиштирма энергияси $Э$ сувнинг оқими бўйича $K-K$ чизиғидан узоқлашиб бораётган эгри сув сатҳи чизиғи учун ўсиб боради ва $K-K$ чизиғига яқинлашиб бораётган эгри сув сатҳи чизиғи учун сув оқимининг йўналиши бўйича камайиб боради (7.1-жадвалга қаранг).

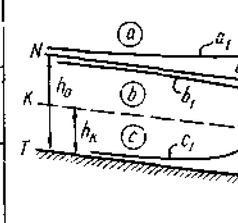
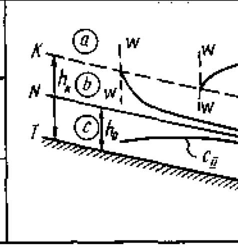
7.8-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИНИНГ ИККИНЧИ КЎРИНИШИНИ ИНТЕГРАЛЛАШ УЧУН ҚУЛАЙ ҲОЛАТГА КЕЛТИРИШ

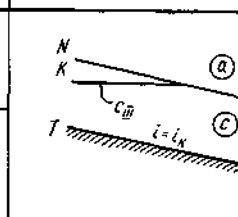
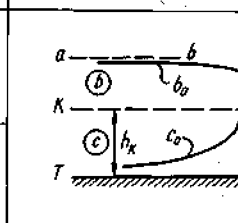
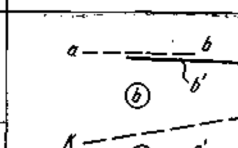
1. Призматик ўзан тубининг нишаби $i>0$ бўлган ҳол. (7.36) тенгламанинг ўнг томони махражини қараб чиқамиз

$$м = 1 - \frac{\alpha Q^2}{g}\frac{B}{\omega^3} = 1 - \frac{\alpha(iK_0^2)}{g}\frac{B}{\omega\omega^2}\frac{C^2R}{C^2R}, \qquad (7.102)$$

бу ерда

$$\omega^2 C^2 R = K^2 \text{ ва } \frac{\omega}{R} = \chi, \qquad (7.103)$$

…ан туби нишаби		ЭЭССЧ шакл белгиси	$1-\left(\frac{K_0}{K}\right)^2$	1-Пк	$\frac{dh}{dl}$	ЭЭССЧ шаклининг номи	ЭЭССЧ шаклинин…
2	3	4	5	6	7	8	9
> 0	$i < i_{кр}$	a_I	>0	>0	>0	эгри кўтарилма	
		b_I	<0	>0	<0	эгри пасайма	
		c_I	<0	<0	>0	эгри кўтарилма	
	$i > i_{кр}$	a_{II}	>0	>0	>0	эгри кўтарилма	
		b_{II}	>0	<0	<0	эгри пасайма	
		c_{II}	<0	<0	>0	эгри кўтарилма	

2	3	4	5	6	7	8	9
> 0	$i = i_{кр}$	a_{III}	>0	>0	>0	эгри кўтарилма	
		c_{III}	<0	<0	>0	эгри кўтарилма	
$i = 0$		b_0	—	>0	<0	эгри пасайма	
		c_0	—	<0	>0	эгри кўтарилма	
$i < 0$		b'	—	>0	<0	эгри пасайма	

бўлгани учун (7.102) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин

$$м = 1 - \frac{\alpha i K_0^2}{g}\frac{BC}{\chi K^2} = 1 - \frac{\alpha i C^2}{g}\frac{B}{\chi}\frac{K_0^2}{K^2}. \tag{7.104}$$

Белги қабул қиламиз:

$$\frac{\alpha i C^2}{g}\frac{B}{\chi} = j; \tag{7.105}$$

у ҳолда (7.104) қуйидаги кўринишга эга бўлади

$$м = 1 - j\frac{K_0^2}{K^2}. \tag{7.106}$$

Ўзан кенг бўлса, унда $B \simeq \chi$ деб қабул қилинади ва (7.105) қуйидагича кўринишда бўлади:

$$j = \frac{\alpha i C^2}{g}. \tag{7.107}$$

(7.36) га (7.74) ва (7.106) тенгламаларни қўйиб чиқсак, қуйидагини оламиз

$$\frac{dh}{ds} = \frac{1 - \frac{K_0^2}{K^2}}{1 - j\frac{K_0^2}{K^2}} i. \tag{7.108}$$

Қўшимча белги киритамиз:

$$\frac{K}{K_0} = \kappa, \tag{7.109}$$

бу ерда κ — **нисбий сув сарфи модули**. Бу белгини қабул қилиб, (7.108) тенгламанинг ўрнига қуйидаги тенгламани оламиз:

$$(\mathrm{IV})_{\text{призматик};\ i>0} \qquad \frac{dh}{ds} = \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2 - j} i. \tag{7.110}$$

$(\mathrm{IV})_{\text{призматик};\ i>0}$ тенглама призматик ўзандаги суюқликнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг дифференциал тенгламасининг т ў р т и н ч и кўриниши бўлиб, интеграллаш учун қулай ҳолатга келтирилган (i > 0 бўлганда)

2. Призматик ўзан тубининг нишаби i = 0 бўлган ҳол.

Бу ерда (7.41) тенгламани худди юқоридаги бандда кўрсатилгандек қараб чиқамиз, натижада қуйидаги тенгламани оламиз

$$(\mathrm{IV})_{\text{призматик};\ i=0} \qquad \frac{dh}{ds} = -\frac{1}{\kappa_{кр} - j_{кр}}\, i_{кр}, \qquad (7.111)$$

бунда $i_{кр}$ — критик нишаб; $\kappa_{кр}$ — янги белги, у қуйидагича ифодаланади:

$$\kappa_{кр} = \frac{K}{K_{кр}}; \qquad (7.112)$$

бу ерда $K_{кр}$ — ўзандаги оқимнинг чуқурлиги критик чуқурликка тенг бўлгандаги критик сув сарфи модули. Бунда $j_{кр}$ қуйидагича ёзилади:

$$j_{кр} = \frac{\alpha i_{кр} C^2}{g}\frac{B}{\chi}, \qquad (7.113)$$

бу ерда C, B, χ лар ҳақиқий оқим чуқурлиги h орқали аниқланади (критик чуқурлиги $h_{кр}$ орқали эмас). Ўзан кенг бўлса, яъни $B \simeq \chi$, у ҳолда

$$j_{кр} = \frac{\alpha i_{кр} C^2}{g}; \qquad (7.114)$$

Агар бу (7.114) тенгламага $i_{кр}$ нинг қийматини (7.67)дан олиб ўрнига қўйсак, у ҳолда $h = h_{кр}$ бўлади. Ўзаннинг кенглиги жуда катта бўлган ҳолда, деб қабул қилсак

$$j_{кр} = \frac{C^2}{C_{кр}^2}; \qquad (7.115)$$

бундан кўриниб турибдики, юқоридаги айтилган ҳолат учун сувнинг чуқурлиги h ўзгариши билан А. Шези коэффициенти C нинг ўзгаришини назарда тутмасак, шунингдек кенг ўзан $B \simeq \chi$ учун $j_{кр}$ нинг миқдори бирга тенг бўлади:

$$j_{кр} = 1. \tag{7.116}$$

3. Призматик ўзан тубининг нишаби $i < 0$ бўлган ҳол. Бу ерда эса (7.42) тенгламани қараб чиқамиз, натижада қуйидаги тенгламани оламиз

$$(\mathrm{IV})_{призматик;\ i<0} \qquad \frac{dh}{ds} = -\frac{\kappa'^2+1}{\kappa'^2-j'}\,i', \tag{7.117}$$

бу ерда

$$\kappa' = \frac{K}{K_0'}, \tag{7.118}$$

ва

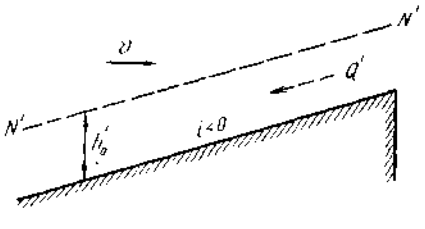
$$j' = \frac{\alpha i' C^2}{g}\frac{B}{\chi}; \tag{7.119}$$

бунда i' — ўзан туби нишабининг мутлақ қиймати: $i' = |i|$. Бу ерда ўзан туби нишаби манфий, яъни $i < 0$ бўлгани учун масалани ечишда унинг фақат мутлақ қиймати олинади

$$i' = |i|, \tag{7.120}$$

K_0' — сувнинг ўнгдан чапга текис илгариланма ҳаракат қилаяпти деб фараз қилган ҳолдаги (7.33-расм) сув сарфи модули (ҳақиқатда, эса сув чапдан ўнгга оқяпти, бу ерда $N'-N'$ ва h_0' лар ҳаёлий, улар фақат тенгламани олиш учун керак).

Барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасини интеграллашнинг бир неча усуллари мавжуд. Улардан Бресс, Толькмитт, Дюпюи-Рюльман, Батикль, Б. А. Бахметев, В. И. Чарномский, Н. Н. Павловский, И. И. Леви, А. Н. Рахманов, Вен Те Чау, М. Д. Чертоусов ва бошқаларнинг усуллари амалда кенг қўлланилмоқда. Биз қуйида фақат Б. А. Бах-



7.33-расм.

метев ва В. И. Чарномский усулларини келтирамиз ва тўлиқ тушунтириб ўтамиз, чунки бу ерда призматик ҳамда нопризматик ўзанлардаги барқарор нотекис илгариланма ҳаракат ўрганилмоқда, улар амалда кенг қўлланилади. Китобнинг ҳажми чегараланганлиги сабабли бу ерда юқорида қайд этилган барча усулларни келтириш имконияти йўқ. Призматик ўзанларда нотекис ҳаракатни ўрганиш ва уни ҳисоблаш усули Б. А. Бахметев томонидан (1911—1914) ишлаб чиқилган.

7.9- §. ДАРАЖА КЎРСАТКИЧЛИ ТЕНГЛАМА, СУВ САРФИ МОДУЛЛАРИ НИСБАТИ УЧУН. ЎЗАННИНГ ГИДРАВЛИК КЎРСАТКИЧИ

Нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасини интеграллашда Б. А. Бахметев алоҳида махсус даража кўрсаткичли тенгламани (сув сарфи модуллари нисбати учун) қўллаб масалани ечган. Қуйида шу усулни мукаммал қараб чиқамиз.

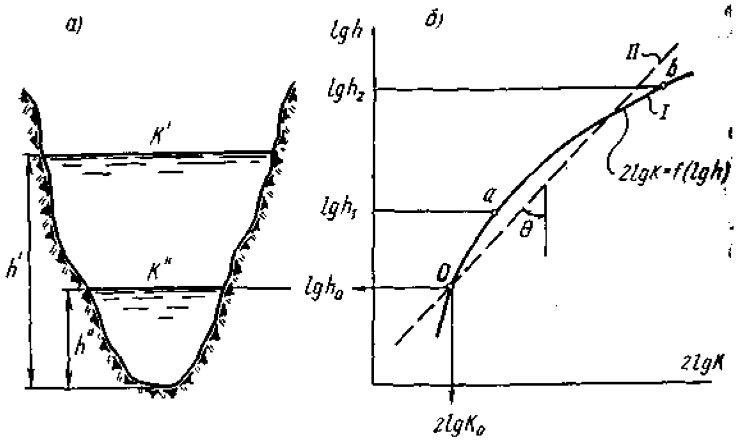
Маълумки, нотекис илгариланма ҳаракат тенгламасига [$IV_{\text{призматик } i>0}$ ёки (7.110) тенгламага қаранг] масалан, сув сарфи модуллари $\frac{K^2}{K_0^2} = \kappa^2$ нисбати киради. Бу нисбат етарли даражада мураккаб ҳолда h га боғлиқ, чунки

$$K = \omega C\sqrt{R}, \tag{7.121}$$

бу ерда ω, C, R лар h билан мураккаб ҳолда боғланган. Шунинг учун барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси IV кўринишининг интегралини топиш анча мураккаб. Юқоридаги масаланинг ечимини енгиллаштириш учун Б. А. Бахметев А. Шези формуласи ўрнига (7.110) тенгламани интеграллаш учун мазкур даража кўрсаткичли тенглама таклиф этган, бунда K билан h ўртасидаги боғланиш ниҳоятда соддалаштирилган, у қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\left(\frac{K''}{K'}\right)^2 = \left(\frac{h''}{h'}\right)^x, \tag{7.122}$$

бу ерда h' ва h'' — ўзаннинг иккита ихтиёрий олинган кўндаланг кесимларидаги сувнинг чуқурликлари; K' ва K'' — шу кесимлардаги чуқурликларга тегишли сув сарфи мо-



7.34-расм.

дуллари (7.34а- расм); x — даража кўрсаткичи ўзаннинг гидравлик кўрсаткичи дейилади. Бу кўрсаткич фақат ўзан кўндаланг кесимининг шаклига боғлиқ, ўзандаги сувнинг чуқурлигига боғлиқ эмас.

Агар $K'' = K$ деб ифодаласак, у ҳолда (7.122) тенгламани қуйидагича кўчириб ёзиш мумкин

$$K = \frac{K'}{\sqrt{(h')^x}}\sqrt{h^x}, \qquad (7.123)$$

бунда

$$\frac{K'}{\sqrt{(h')^x}} = A = \text{const}. \qquad (7.124)$$

(7.122) тенгламани интегралласак, у ҳолда

$$x = \frac{2\lg K'' - 2\lg K'}{\lg h'' - \lg h'}. \qquad (7.125)$$

Шуни айтиб ўтиш керакки, (7.123) тенглама бир хил «тўғри» шаклли ўзанлар учун (7.121) тенглама сингари назарий «аниқ» ечимни берини. Бошқа «нотўғри» шаклли ўзанлар учун «аниқ» ечимини бермаслиги ва (7.121) тенгламадан катта фарқ қилиши мумкин. Шунинг учун (7.122) тенгламани, амалда учрайдиган ўзанларнинг кўндаланг кесимлари учун қўллашда мазкур графикни чизиш лозим, у логарифмик анаморфоза деб аталади (7.34 б- расм). Бу график ҳар бир ўзаннинг берилган кўндаланг кесими учун алоҳида тузилади. 7.34 б-расмдаги графикнинг ордината ўқида $\lg h$ горизонтал ўқида эса $2\lg K$ жойлашган. Бу графикда икки чизиқ мавжуд: I (эгри) ва II (тўғри) чизиқлар, уларнинг ҳар бири

$$2\lg K = f(\lg h), \tag{7.126}$$

тенгламаси ёрдамида тузилган. Бу графикда I чизиқ эса (7.121) тенглама ёрдамида тузилган. Бу графикни тузаётганда шу чизиқ учун h га ҳар хил қийматлар бериб бориб, $\lg h$ ни ва $2\lg K$ ни ҳисоблаймиз [K ни (7.121)тенгламадан аниқлаймиз]. Бу I чизиқ А.Шези чизиғи деб аталади. (7.34 б-расмдаги I чизиқ). II чизиқ бу тўғри (пунктир) чизиқ. Бу чизиқни тузиш учун (7.122), яъни даража кўрсаткичли тенгламадан фойдаланилади (7.34 б-расмдаги II чизиқ).

Бу ерда қуйидагича мулоҳаза қиламиз. Барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасини интеграллаш учун даража кўрсаткичли тенгламани (7.122) $i > 0$ бўлган ҳол учун Б. А. Бахметев усулига биноан қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$\left(\frac{K}{K_0}\right)^2 = \left(\frac{h}{h_0}\right)^x, \tag{7.127}$$

бу ерда h — оқимнинг ихтиёрий кўндаланг кесимидаги сувнинг ўртача чуқурлиги; h_0 — нормал чуқурлик (А. Шези формуласи ёрдамида аниқланади); K_0 — нормал чуқурликка тегишли сув сарфи модули. (7.127) тенгламани интегралласак, унда

$$2\lg K = (2\lg K_0 - x\lg h_0) + x\lg h. \tag{7.128}$$

(7.128) тенгламадан фойдаланиб, II чизиқни қурамиз. Бу тўғри чизиқ бўлиб, уни Б. А. Бахметев чизиғи дейилади. II чизиқ 7.34 б-расмда кўрсатилгандек, албатта I чизиқдаги 0 нуқтадан ўтиши шарт, унинг координаталари $\lg h_0$ ва $2\lg K_0$. Шундай қилиб, графикни (7.34 б-расм) ёки бошқача қилиб айтганда, логарифмик аноморфозани тузиб, I чизиқ (А. Шези чизиғи) ва II чизиқ (Б. А. Бахметев чизиғи) ларни ташкил этгандан кейин кўринадики, агар шу графикда II тўғри чизиқ (I чизиқдаги) O нуқта орқали ихтиёрий бурчак коэффициенти θ ни ташкил этиб ўтса, бу θ бурчак бизга шу қаралаётган ўзан учун x нинг қийматини беради. II тўғри чизиқ I эгри чизиққа яқин жойлашса, у ҳолда қаралаётган ўзанни, даража кўрсаткичли (7.122) тенглама ёрдамида ҳисоблаш маъқул деб ҳисобланади, яъни шу ўзан учун Б. А. Бахметев усулини қўллаш мумкин бўлади. Агар I эгри А. Шези чизиғи ўзининг эгрилиги туфайли II тўғри чизиқдан узоқлашиб кетса, у ҳолда Б. А. Бахметев усулини қўллаш мумкин эмас. Б. А. Бахметев усули қўлланилиши мумкин бўлган ҳолда, шу қаралаётган ўзан учун гидравлик кўрсаткич x нинг қийматини шу қурилган логарифмик анаморфозадан фойдаланиб аниқланади. Бунинг учун қуйидагича иш тутамиз:

а) I эгри А. Шези чизиғида O нуқтани белгилаймиз (у $\lg h_0$ ва $2\lg K_0$ координаталари орқали аниқланадиган нуқта);

б) шу I эгри чизиқда a ва b нуқталарини белгилаймиз, улар $\lg h_1$ ва $\lg h_2$ ларга жавоб беради; бу ерда h_1 ва h_2 — ўзандаги нотекис илгариланма ҳаракатнинг узунлиги бўйича бошланғич ва охирги чуқурликлар (яъни оқимнинг ЭЭССЧ нинг бошланғич ва охирги чуқурликлари);

в) O нуқтаси орқали II тўғри Б. А. Бахметев чизиғи ўтади ва у чизиқ I эгри чизиғидаги a ва b нуқта оралиғидаги бўлакка яқин жойлашиши керак (бошқача қилиб айтганда II чизиқ I чизиқнинг ab бўлагида унга яқин жойлашиши керак);

г) x нинг қиймати II тўғри Б. А. Бахметев чизиғининг бурчак коэффициентидек аниқланади:

$$x = \mathrm{tg}\theta, \qquad (7.129)$$

бу ерда θ — 7.34 б- расмда кўрсатилган бурчак. Энди Б. А. Бахметевни даража кўрсаткичли тенгламасидан фойдаланиб қуйида нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасини интеграллаш усулларини қараб чиқамиз.

7.10 §. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИНИ Б. А. БАХМЕТЕВ УСУЛИДА ИНТЕГРАЛЛАШ

1. Ўзан тубининг нишаби $i > 0$ бўлган ҳол (тўғри нишабли ўзан). Биз юқорида барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси $(IV)_{призматик;\, i>0}$ кўринишини олган эдик, у қуйидагича:

$$\frac{dh}{ds} = \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2 - j}\, j. \tag{7.130}$$

(7.130) тенгламани интеграллаш учун Б. А. Бахметевнинг сув сарфи модуллар нисбати тенгламаси (7.127) ни қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$\kappa^2 = \eta^x, \tag{7.131}$$

бу ерда

$$\kappa = \frac{K^2}{K_0^2} \text{ ва } \eta = \frac{h}{h_0}, \tag{7.132}$$

бунда η — нисбий чуқурлик. (7.131) тенгламани (7.130) тенгламага қўйсак

$$h_0 = \frac{d\eta}{ds} = \frac{\eta^x - 1}{\eta^x - j}\, j. \tag{7.133}$$

бу ерда

$$h_0 d\eta = dh. \tag{7.134}$$

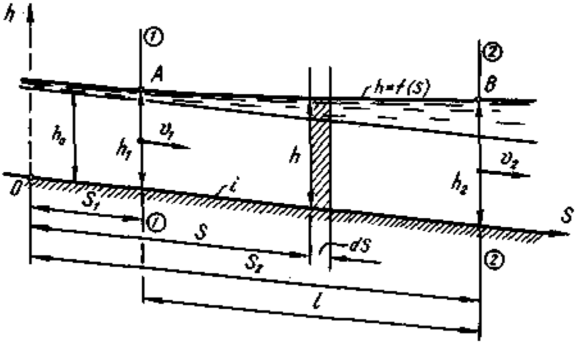
(7.133) ни қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$\frac{i}{h_0} ds = \frac{\eta^x - j}{\eta^x - 1} d\eta = \left(1 - 1 + \frac{\eta^x - j}{\eta^x - 1}\right) d\eta\ , \tag{7.135}$$

бундан қуйидагини оламиз

$$\frac{i}{h_0} ds = d\eta - \frac{1 - j}{1 - \eta^x} d\eta. \tag{7.136}$$

Энди расмга мурожаат этамиз. 7.35- расмда оқимнинг узунлиги бўйича кесими келтирилган, бунда AB қидирила-



7.35-расм.

ётган эркин эгри сув сатҳи чизиғи. Маълумки, барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси оқимнинг ихтиёрий элементар узунлиги dS учун тузилган эди. 7.35- расмда оқимнинг 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесимларини белгилаймиз, уларнинг оралиғи l бўлсин, 1—1 кесим 2—2 кесимдан суюқлик оқимининг йўналиши бўйича юқорида жойлашган. Бундан буён 1—1 кесимга тегишли гидравлик элементларни «1» индекси ва 2—2 кесимга тегишли гидравлик элементларни «2» индекси билан ифодалаймиз.

Шундан кейин (7.136) тенгламани 7.35- расмда кўрсатилгандек 1—1 кесимдан 2—2 кесимгача интеграллаймиз

$$\frac{i}{h_0}(S_2 - S_1) = \eta_2 - \eta_1 - \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{1-j}{1-\eta^x} d\eta. \tag{7.137}$$

бу ерда

$$\eta_1 = \frac{h_1}{h_0} \text{ ва } \eta_2 = \frac{h_2}{h_0}. \tag{7.138}$$

Ҳисоб-китобларга қараганда j сувнинг чуқурлиги h нинг ўзгариши билан жуда кам ўзгарар экан, шуни назарда тутган ҳолда $(1 - j)$ ни интегралдан ташқарига чиқаришимиз мумкин, бу ерда j қандайдир ўртача қийматга эга деб қабул қилиб, бундан кейин j ни $\bar{j}$ деб белгилаймиз. Қўшимча белги

$$S_2 - S_1 = l. \tag{7.139}$$

(7.139) тенгламани назарда тутган ҳолда (7.137) тенглама урнига қуйидагини оламиз

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - (1 - \bar{j}) \int\limits_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1 - \eta^x}. \qquad (7.140)$$

Қаралаётган ўзан учун x ни ўзгармас, яъни

$$x = \text{const}, \qquad (7.141)$$

деб қабул қилсак (7.140) тенгламадаги интеграл остидаги боғланишни (функцияни) фақат η функцияси деб, интегралнинг ўзини қуйидагича ёзамиз

$$\int \frac{d\eta}{1 - \eta^x} = \varphi(\eta) + C, \qquad (7.142)$$

бу ерда C — интеграллашнинг ихтиёрий ўзгармас сони. (7.142) тенгламадан фойдаланиб (7.140) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - (1 - \bar{j}) \left[\varphi(\eta_2) - \varphi(\eta_1) \right]_{i>0}. \qquad (7.143)$$

(7.143) тенглама оқимнинг AB ЭЭССЧнинг тенгламаси, у оқимнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг тенгламаси деб аталади ёки Б. А. Бахметев тенгламаси дейилади (ўзан туби нишаби $i > 0$ бўлган ҳол учун). (7.143) тенгламадан фойдаланиб қуйидаги амалий масалаларни ечиш мумкин:

а) ўзаннинг узунлиги бўйича оралиғи l бўлган 1—1 ва 2—2 кесимлар белгиланган. Шу кесимларда оқимнинг чуқурликлари h_1 ва h_2. Чуқурлик h_1 берилган. h_2 ни аниқлаш керак;

б) оқимнинг иккала чуқурлиги h_1 ва h_2 берилган. Иккала кесим оралиғи l аниқлансин;

в) белгиланган оқимнинг кўндаланг кесимида сувнинг чуқурлиги h_1 (ёки h_2) берилган, AB ЭЭССЧни қуриш керак.

2. Ўзан тубининг нишаби $i = 0$ бўлган ҳол (горизонтал ҳолдаги ўзан). Бу ҳолда даража кўрсаткичли тенглама нисбий сув сарфи модуллари учун қуйидагича кўчириб ёзилади:

$$\left(\frac{K}{K_{\text{кр}}} \right)^2 = \left(\frac{h}{h_{\text{кр}}} \right)^x, \qquad (7.144)$$

ёки бошқача кўринишда

$$\kappa_{кр}^2 = \xi^x, \tag{7.145}$$

бу ерда $\kappa_{кр}$ — нисбий сув сарфи модули

$$\kappa_{кр} = \frac{K}{K_{кр}}, \tag{7.146}$$

ξ — нисбий чуқурлик

$$\xi = \frac{h}{h_{кр}}. \tag{7.147}$$

Бу ерда ҳам, юқоридаги каби (7.111) тенгламадан фойдаланиб $(IV)_{призматик,\ i=0}$ бўлган ҳол учун нотекис илгариланма ҳаракатнинг тенгламасини оламиз:

$$\frac{i_{кр} l}{h_{кр}} = (\bar{j}_{кр} - 1)(\xi_2 - \xi_1) - [\varphi(\xi_2) - \varphi(\xi_1)]_{i=0}. \tag{7.148}$$

3. Ўзан тубининг нишаби $i < 0$ бўлган ҳол (тескари нишабли ўзан). Бу ҳолда даража кўрсаткичли тенглама нисбий сув сарфи модуллари учун қуйидагича кўчириб ёзилади

$$\left(\frac{K}{K_0'}\right)^2 = \left(\frac{h}{h_0'}\right)^x, \tag{7.149}$$

ёки бошқача кўринишда

$$\kappa'^2 = \zeta^x \tag{7.150}$$

бу ерда κ' — нисбий сув сарфи модули; ζ — нисбий чуқурлик;

$$\kappa' = \frac{K}{K_0'};\ \zeta = \frac{h}{h_0'}. \tag{7.151}$$

(7.117) тенгламадан фойдаланиб $(IV)_{призматик;\ i<0}$ бўлган ҳол учун нотекис илгариланма ҳаракат тенгламасини оламиз:

$$\frac{i' l}{h'_0} = -(\zeta_2 - \zeta_1) + (1 + \bar{j}') - [\varphi(\zeta_2) - \varphi(\zeta_1)]_{i<0}. \tag{7.152}$$

(7.143), (7.148) ва (7.152) тенгламалар Б. А. Бахметев томонидан 1911—1914 йй. кашф этилган.

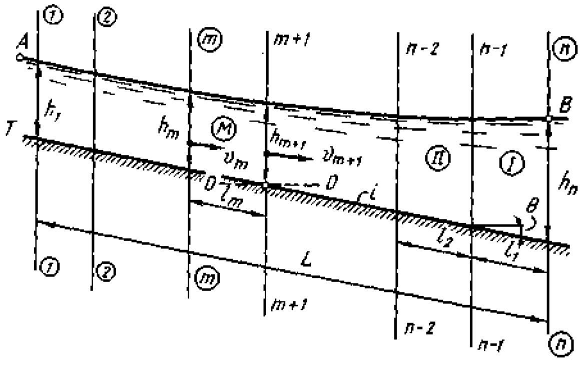
7.11-§. СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ БАРҚАРОР НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИНИ В. И. ЧАРНОМСКИЙ УСУЛИДА ИНТЕГРАЛЛАШ

В. И. Чарномский усули ихтиёрий шаклдаги (призматик ҳам нопризматик)*) ўзанлар учун қўлланилади. Бу усул ўзининг шу хоссаси билан бошқа усуллардан фарқ қилади. Умумий ҳол учун барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси [(7.31) тенгламага қаранг] нисбатан мураккаб. Шунга қарамасдан В. И. Чарномский оқимнинг ЭЭССЧ ни қуриш учун Д. Бернулли тенгламасини қўллаб, барқарор нотекис илгариланма ҳаракатни ҳисоблаш тенгламасини ишлаб чиқди. Бунинг учун ўзаннинг узунлиги бўйича уни бир неча (жуда кичик) алоҳида бўлакларга бўлиб олади. Бўлакларнинг узунлиги қанча кичик бўлса ҳисоб-китоб шунчалик тўғри ва аниқ бўлади, чунки шундай қилинганда ўзаннинг туби ва сув сатҳи шакллари (уларнинг нишаби ва тубининг ғадир-будурлиги) табиий ҳолга яқинроқ бўлади.

Фараз қилайлик, бизга берилган: каналнинг ўзани, сув сарфи Q ва сувнинг чуқурлиги h_n, у каналнинг охиридаги $n-n$ кесим учун олинган (7.36-расм). AB ЭЭССЧ ни қуриш учун узунлиги l бўлган каналнинг алоҳида (нисбатан кичик) бўлакларга бўлиб чиқамиз. Бунда ҳар бир бўлакнинг узунлиги l бўлган, ажратилган бўлакларини алоҳида қараб чиқамиз (суюқлик оқимининг йўналишига қарши). Аввало I бўлагини қараб чиқамиз, кейин II бўлагини, кейин III бўлагини ва ҳоказо. Масалан, M бўлагини ҳисоблашда $m-m$ кесимдаги сувнинг чуқурлиги h_m ни аниқлаймиз (бунда $m+1$ кесимдаги сувнинг чуқурлиги h_{m+1} ва m кесим билан $m+1$ кесим оралиғи l_m қийматлари берилган). Худди шу йўл билан, кема-кет чегаравий кесимлар [$(n-1)$, $(n-2)$, ..., $(2-2)$, $(1-1)$]да сувнинг чуқурликларини аниқлаш мумкин. Кейин шу кесимларда аниқланган чуқурликларни ўрнига қўйиб чиқиб, шу баландликлардаги нуқталарни

---

*) Ўзан узунлиги бўйича кенгайиши ёки торайиши мумкин.



7.36-расм.

чизиқ билан бирлаштириб чиқсак, бизга керакли бўлган AB ЭЭССЧ ни оламиз.

Мисол учун M бўлагини қараб чиқамиз (7.36-расм), бу M бўлаги m ва $m+1$ кўндаланг кесимлар билан чегараланган. $m+1$ кесимда ўзан тубининг энг пастки нуқтасидан $O-O$ таққослаш текислигини ўтказамиз ва Д. Бернулли тенгламаси ёрдамида m ва $m+1$ кўндаланг кесимларини бирбири билан боғлаб чиқамиз

$$il_m + h_m + \frac{\alpha v_m^2}{2g} = h_{m+1} + \frac{\alpha v_{m+1}^2}{2g} + \Delta h_l, \qquad (7.153)$$

бу ерда il_m — канал ўзанининг тубини m кесимдан $m+1$ кесимигача оралиқда пасайиши; v_m ва v_{m+1} — оқимнинг m ва $m+1$ кўндаланг кесимлар юзасининг майдони бўйича тегишли ўртача тезликлари; Δh_l — оқимнинг m кесимдан то $m+1$ кесимгача бўлган l_m масофада йўқотилган напор. Юқорида (7.2-§ га қаранг) ишқаланиш нишаби i_f деган тушунча киритилган эди [(7.14) тенглама], у қуйидагича:

$$i_f = \frac{v^2}{C^2 R}. \qquad (7.154)$$

Бу (7.154) тенгламадан фойдаланиб, йўқотилган напор Δh_l ни қуйидагича ёзиш мумкин

$$\Delta h_l = \bar{i}_f l_m, \qquad (7.155)$$

бу ерда $\bar{i}_f$ — ўзаннинг l_m узунлиги бўйича ўртача ишқаланиш нишаби. (7.155) тенгламани қўллаб, (7.153) Д. Бернулли тенгламасини кўчириб ёзамиз

$$il_m + \left(h_m + \frac{\alpha v_m^2}{2g}\right) = \left(h_{m+1} + \frac{\alpha v_{m+1}^2}{2g}\right) + i_f l_m; \qquad (7.156)$$

ёки

$$l_m(i - \bar{i}_f) + \left(h_m + \frac{\alpha v_m^2}{2g}\right) - \left(h_{m+1} + \frac{\alpha v_{m+1}^2}{2g}\right) = 0. \qquad (7.157)$$

(7.157) тенгламани l_m га нисбатан ечсак

$$l_m = \frac{Э_{m+1} - Э_m}{i - \bar{i}_f}, \qquad (7.158)$$

бу ерда $Э_m$ ва $Э_{m+1}$ — оқимнинг m ва $m+1$ кесимларининг солиштирма энергияси:

$$Э_m = h_m + \frac{\alpha v_m^2}{2g}; \quad Э_{m+1} = h_{m+1} + \frac{\alpha v_{m+1}^2}{2g};$$

$\bar{i}_f$ нинг миқдори қуйидаги икки формуланинг биридан аниқланади.

а) $$\bar{i}_f = \frac{1}{2}(i_{f_m} + i_{f_{m+1}}), \qquad (7.159)$$

бу ерда i_{f_m} ва $i_{f_{m+1}}$ — оқимнинг h_m ва h_{m+1} чуқурликларига эга бўлган m ва $m+1$ кесимлар учун аниқланган ишқаланиш нишаби.

б) $$i_f = \frac{\bar{v}^2}{\bar{C}^2 \bar{R}}, \qquad (7.160)$$

бу ерда $\bar{v}$, $\bar{C}$, $\bar{R}$ — оқимнинг m ва $m+1$ кесимлари учун ўртача гидравлик элементлар, масалан, ўртача чуқурлик учун

$$\bar{h} = \frac{1}{2}(h_m + h_{m+1}). \qquad (7.161)$$

(7.158) тенглама барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси. Бу тенглама В. И. Чарномский тенгламаси деб аталади. Нопризматик ўзанларда оқимнинг ЭЭССЧ ни қуриш учун (7.158) тенглама итерация усулида ечилади. Бунда белгиланган m кесими учун бир неча чуқурликлар h_{m_1}, h_{m_2}, ..., h_{m_i}, ... қабул қилиб, уларнинг ҳар бири учун $Э_m$ ва i_f қийматларини ҳисоблаймиз. Натижада шундай чуқурлик h_m ни топамизки, бунда (7.158) тенглиги бажарилсин. Призматик ўзанларда оқимнинг ЭЭССЧ ни ҳисоблаш итерациясиз тўғридан-тўғри жадвалда бажарилади. В. И. Чарномский усули универсал усул бўлиб, у юқорида кўрсатилгандек, призматик ва нопризматик ўзанлардаги нотекис илгариланма ҳаракатларни ҳисоблашда жуда қулай ва услубий аҳамиятга эга. Бундан ташқари В. И. Чарномский усули бир-бири билан боғловчи ҳар хил кўндаланг кесимли призматик ва нопризматик ўзанларнинг ўтувчи бўлакларини ҳисоблашда қўлланилади. Қуйида суюқлик оқимининг нотекис ҳаракатининг ЭЭССЧ ни В. И. Чарномский усули билан ҳисоблаш ЭҲМ ёрдами билан бажарилади. Бунинг учун (7.158) тенгламани қуйидаги энергетик шаклда кўчириб ёзамиз

$$\frac{dЭ}{ds} = i - \bar{i}_f, \tag{7.162}$$

бундан

$$ds = \frac{dЭ}{i - \bar{i}_f}, \tag{7.163}$$

ёки n ва $n+1$ кесимларнинг h_n ва h_{n+1} чуқурликлари орасидаги узунлик s ни аниқловчи тенглама

$$s_{n \div (n+1)} = \frac{Э_{n+1} - Э_n}{i - \bar{i}_f}, \tag{7.164}$$

бу ерда

$$Э_n = h_n + \frac{\alpha}{2g}\frac{Q^2}{K_n^2}; \quad Э_{n+1} = h_{n+1} + \frac{\alpha}{2g}\frac{Q^2}{K_{n+1}^2}, \tag{7.165}$$

i — ўзан тубининг нишаби;

$\bar{i}_f$ — бўлаклардаги ўртача ишқаланиш нишаби:

$$\bar{i}_f = \frac{1}{2}(i_{f_n} + i_{f_{n+1}}); \qquad (7.166)$$

ёки

$$\bar{i}_f = \left(\frac{Q}{\bar{\omega}\bar{W}}\right)^2 = \frac{Q^2}{K^2}, \qquad (7.167)$$

бунда

$$i_{f_n} = \frac{Q^2}{K_n^2}; \; i_{f_{n+1}} = \frac{Q^2}{K_{n+1}^2}. \qquad (7.168)$$

Юқоридаги тенгламалар икки кесим оралиғидаги ўртача чуқурлик ёрдамида ечилади

$$\bar{h} = \frac{1}{2}(h_n + h_{n+1}). \qquad (7.169)$$

Нотекис ҳаракатни ҳисоблашда ишончли натижа олиш учун қаралаётган ўзаннинг узунлиги бўйича иложи борича кесимлар сонини кўпроқ тайинлаш зарур. У ҳолда ЭЭССЧ узунлиги шу қабул қилинган кесимлар оралиқлари узунлигининг йиғиндисига тенг

$$L_{ЭЭССЧ} = S_{1-2} + S_{2-3} + \ldots + S_{(n-1)+n} + \ldots \; . \qquad (7.170)$$

В. И. Чарномский усулида ЭЭССЧ қуриш ҳисоб-китобнинг хатосини камайтиради, чунки ҳақиқий ўзаннинг ишқаланиш нишаби ўрнига унинг икки кесим оралиғидаги ўртача миқдори қабул қилинган.

а. Суюқлик оқимининг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлигини қўл усулида ҳисоблаш намунаси

7.1-масала. Дарёда гидроузел иншооти лойиҳаланган. Бунга бетондан ва грунтдан ишланган тўғон киради. Дарёга қурилган ушбу тўғон таъсирида юқори бьефда сув кўтарилади. Сувнинг кўтарилиши натижасида қирғоқлар сувга кўмилади. Шу қирғоқлар дарёнинг ҳар хил жойларида қандай даражада кўмилганини билиш учун *АВ* ЭЭССЧ ни тузиш керак. Ундан ташқари *АВ* ЭЭССЧ нинг дарёдаги (юқори бьефдаги) узунлиги бўйича оқимнинг чуқурликларини билиш керак. Дарёнинг ўзани майда қумлардан ташкил топган ва у тахминан трапецеидал шаклда бўлиб, тубининг нишаби $i = 0{,}00020$; ўзан тубининг кенглиги $b = B - 2mh$; ўзандаги сув сатҳининг кенглиги $B = 200$ м. *АВ* ЭЭССЧ охиридаги сувнинг чуқурлиги $h_{охир}$ = 95 м (тўғоннинг олдидаги сувнинг чуқурлиги $h_{белги} = h_{охир}$). Дарёдаги сувнинг сарфи Q = 2000 м^3/с.

Ечиш. 1. Масалани ечиш учун маълумотномадан фойдаланиб: а) ўзаннинг ғадир-будурлигини ифодаловчи коэффициентини аниқлаймиз, у майда қум учун n = 0,0275; б) ўзан ён деворининг нишаб коэффициенти m = 3,0 (грунт — майда қум учун)ларни оламиз.

2. Керакли сув сарфи модули $K_{керак}$ ни аниқлаймиз

$$K_{керак} = \frac{Q}{\sqrt{i}} = \frac{2000}{\sqrt{0{,}0002}} = 141421{,}40 \text{ м}^3/\text{с}.$$

3. Сувнинг бир неча чуқурликлари h ни қабул қиламиз ва шу асосда нормал чуқурлик h_0 ни аниқлаймиз. Масала итерация усулида ечилади.

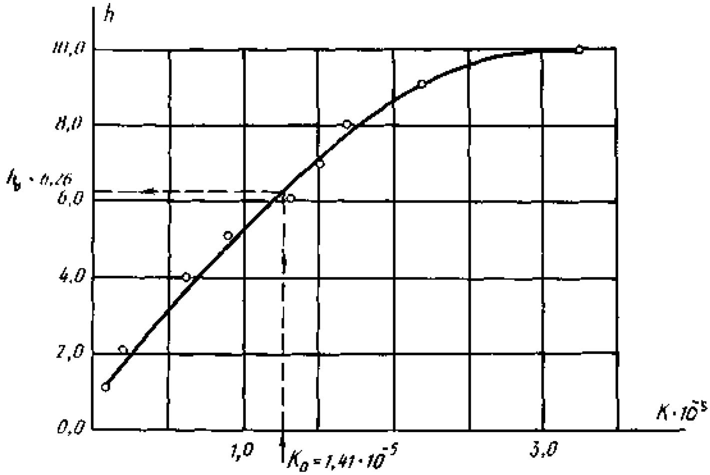
4. Ҳар бир қабул қилинган h чуқурликлар учун оқимнинг тегишли гидравлик элементларини b, ω, C, χ, R ва бошқаларни ҳисоблаймиз. Охирида сув сарфи модули Kни қуйидаги формула ёрдамида ҳисоблаймиз

$$K = \omega C\sqrt{R},$$

ва уни $K_{керак}$ билан таққослаймиз. Агар $K = K_{керак}$ бўлса масаланинг ечими олинган бўлади. У ҳолда $h = h_0$ бўлади. Ҳисоб-китобни жадвал шаклида олиб борамиз (7.2-жадвалга қаранг).

7.2-жадвал

Тартиб сони	h, м	b, м	ω, м^2	χ, м	R, м	C, м$^{0.5}$/с	$K = \omega C\sqrt{R}$, м^3/с	$K_{керак} = \frac{Q}{\sqrt{i}}$, м^3/с
1	1,0	162,5	165,5	162,82	0,98	36,200	5933,13	
2	2,0	162,5	337,0	175,15	1,924	41,870	19574,06	
3	3,0	162,5	514,5	181,47	2,835	45,520	39437,03	
4	4,0	162,5	698,0	187,79	3,717	48,259	64941,30	
5	5,0	162,5	887,5	194,12	4,572	50,462	95760,10	
6	6,0	162,5	1083,0	200,45	5,404	52,313	131689,23	141421,40
7	6,5	162,5	1183,0	203,60	5,810	53,138	151526,66	
8	7,0	162,5	1284,5	206,77	6,212	53,210	172595,90	
9	8,0	162,5	1492,0	213,09	7,001	53,319	218393,43	
10	10,0	162,5	1925,0	225,74	8,527	57,720	324465,65	



7.37-расм.

Маълумки, ҳисоб-китоб асосида ҳар доим $K = K_{керак}$ келиб чиқавермайди, бунинг учун 7.2-жадвалга асосан $K = f(h)$ графигини тузамиз (7.37-расм). Бу графикка $K_{керак}$ = 141421,40 қийматини қўйиб, $K = f(h)$ эгри чизиғи билан учрашган жойидан ординатага горизонтал ўтказиб, керакли h_0 ни аниқлаймиз, h_0 = 6,26 м.

5. Шу оқимнинг нормал чуқурлигини аниқлагандан кейин h_0 = 6,26 м унга тегишли гидравлик элементларни ҳисоблаймиз

$$\omega_0 = (b + mh_0)h_0 = (162,5 + 3 \cdot 6,26)6,26 = 1132,7 \text{ м}^2;$$

$$\chi_0 = b + 2h_0\sqrt{1 + m^2} = 162,5 + 2 \cdot 6,25\sqrt{1 + 3^2} = 202,0 \text{ м},$$

$$R_0 = \frac{\omega_0}{\chi_0} = \frac{1132,7}{202,0} = 5,606 \text{ м};$$

$$C_0 = \frac{1}{n} R_0^{1,3\sqrt{n}} = \frac{1}{0,00275} 5,606^{1,3\sqrt{0,00275}} = 52,73 \text{ м}^{0,5}/\text{с};$$

$$v_0 = C_0\sqrt{iR_0} = 52,73 \cdot \sqrt{0,0002 \cdot 5,606} = 1,766 \text{ м/с};$$

$$Q = \omega_0 v_0 = 1132,7 \cdot 1,766 = 2000,0 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Энди шу юқоридаги масалани ЭҲМ ёрдамида ечамиз ва қўл усули билан таққослаймиз.

7.12- §. ОЧИҚ ЎЗАНЛАРДА ОҚИМНИНГ НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИ В. И. ЧАРНОМСКИЙ УСУЛИДА ЭҲМ ЁРДАМИДА ҲИСОБЛАШ

1. Оқимнинг нормал чуқурлиги h_0 ни ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш.

7.2-масала. Бунинг учун юқорида қўл усулида ишланган 7.1-бандидаги масалада берилган гидравлик характеристикаларидан фойдаланамиз.

Ечиш. Барқарор текис илгариланма ҳаракатнинг нормал чуқурлигини ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш учун ҳисоблаш алгоритми, блок-схемаси ва ҳисоблаш дастурини тузиш керак. Улар қуйида келтирилган (7.38- расм).

А. Масалани ЭҲМ да ҳисоблаш алгоритми

1. Керакли сув сарфи модули аниқланади

$$K_{\text{керак}} = \frac{Q}{\sqrt{i}}.$$

2. Кетма-кет бир неча сув чуқурликлари h ни қабул қиламиз, токи ҳисобланган ва керакли (қабул қилинган) сув сарфи модуллари бир-бирига тенг бўлмагунча, яъни

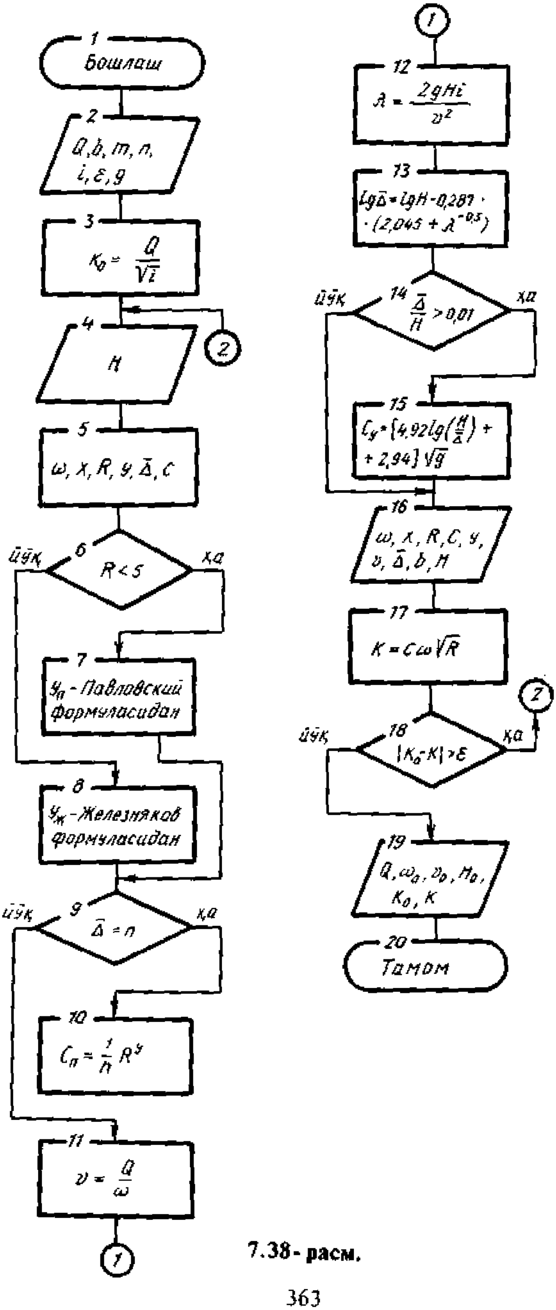
$$K = K_{\text{керак}}.$$

3. Ҳар бир қабул қилинган сув чуқурликлари учун b, ω, χ, R, v, K, Q ва бошқа гидравлик элементлар ҳисобланади.

4. Агар $|K_{\text{керак}} - K| \le \varepsilon$ (бу ерда ε — илгаритдан тайинланган аниқлик сони) тенгсизлик шарти маъқулланса, у ҳолда масаланинг ечими олинади. Борди-ю, шу тенгсизлик шарти бажарилмаса, ундай ҳолда h нинг бошқа янги қийматини қабул қилиб, шу ҳисоблаш алгоритмининг 2-бандидан бошлаб такроран ҳисоблаймиз. Бундай ҳисобни то шу $|K_{\text{керак}} - K| \le \varepsilon$ тенгсизлик шарти бажарилмагунча ЭҲМ да қайтараверамиз. Шундай қилиб оқимнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлигини аниқлаймиз.

5. Оқимнинг барқарор текис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлигини аниқлагандан кейин шу асосда барқарор текис илгариланма ҳаракатга тегишли бошқа гидравлик элементларини, масалан ω_0, χ_0, R_0, C_0, v_0, Q ларни ҳисоблаймиз.

Б. Масалани ЭҲМ да ҳисоблаш блок-схемаси (7.38- расм)


1 Бошлаш
2 Q, b, m, n, i, ε, g
3 $K_0 = \frac{Q}{\sqrt{i}}$
4 H
5 ω, χ, R, y, Δ̄, C
6 R < 5
йўқ
ҳа
7 y_n - Павловский формуласидан
8 $y_ж$ - Железняков формуласидан
9 Δ̄ = n
йўқ
ҳа
10 $C_n = \frac{1}{n} R^y$
11 $v = \frac{Q}{\omega}$
12 $\lambda = \frac{2gHi}{v^2}$
13 $\lg\bar{\Delta} = \lg H - 0{,}287 \cdot (2{,}045 + \lambda^{-0,5})$
14 $\frac{\bar{\Delta}}{H} > 0{,}01$
йўқ
ҳа
15 $C_y = [4{,}92 \lg(\frac{H}{\bar{\Delta}}) + 2{,}94] \sqrt{g}$
16 ω, χ, R, C, y, v, Δ̄, b, H
17 $K = C\omega\sqrt{R}$
18 $|K_0 - K| > \varepsilon$
йўқ
ҳа
19 Q, ω_0, v_0, H_0, K_0, K
20 Тамом

7.38- расм.

В. Масалани ЭҲМда ҳисоблаш дастури*)

Дастур асосида талаб қилинган гидравлик элементларнинг қийматлари машинага киритилади ва машина «ҳисобга» юборилади. Машина дастур бўйича талаб қилинган элементларнинг қийматларини чиқариб беради.

Масалан, юқорида қўйилган масала учун қуйидагиларни оламиз:

$$K_{керак} = 141421{,}35 \text{ м}^3/\text{с};\ h_0 = 6{,}249077 \text{ м};\ v = 1{,}7657505 \text{ м/с};$$
$$K = 141421{,}32 \text{ м}^3/\text{с};\ \omega_0 = 1133{,}12 \text{ м}^2;\ Q = 2000 \text{ м}^3/\text{с}.$$

2. Очиқ ўзанларда оқимнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг ЭЭССЧ ни В. И. Чарномский усулида ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш.

7.3-масала. Масалани В. И. Чарномский усулида ечар эканмиз, унинг ҳисоблаш формуласи тўғрисида озгина тушунча бериб ўтиш зарур. В. И. Чарномский усули юқорида айтилганидек, универсал усул бўлиб у нопризматик ўзанлардаги нотекис илгариланма ҳаракатнинг дифференциал тенгламасини энергетик шаклда ечиб, иккита ихтиёрий кесим оралиғи учун тенгламани олган. Масалан 1—1 ва 2—2 кесимлар ва уларга тегишли h_1 ва h_2 чуқурликлари учун

$$S_{1-2} = \frac{Э_2 - Э_1}{i - \bar{i}_f},$$

бу ерда $Э_1$ ва $Э_2$ — оқимнинг 1—1 ва 2—2 кўндаланг кесимларидаги сувнинг тегишли h_1 ва h_2 чуқурликлари учун солиштирма энергиялари:

$$Э_1 = h_1 + \frac{\alpha}{2g}\frac{Q^2}{\omega_1^2};\quad Э_2 = h_2 + \frac{\alpha}{2g}\frac{Q^2}{\omega_2^2};$$

$\bar{i}_f$ — ўзаннинг 1—1 ва 2—2 кесимлари орасидаги ўртача ишқаланиш нишаби

$$\bar{i}_f = \left(\frac{Q}{\bar{\omega}\bar{W}}\right)^2;\ \text{ёки}\ \bar{i}_f = \frac{Q^2}{\bar{K}^2};$$

---

*) Китобнинг ҳажми чеклангани сабабли бу ерда дастур ва ҳисоблаш формулаларини келтириш имконияти бўлмади.

бунда K — сув сарфи модули; W — тезлик модули; Q — сув сарфи.

Ечиш. а. Суюқликнинг барқарор нотекис илгарилама ҳаракатининг ЭЭССЧни 7.1-масалада берилганларга асосан қўл усулида ҳисоблаш

1. Ўзгармас сон $\frac{\alpha Q^2}{2g}$ ни ҳисоблаймиз

$$\frac{\alpha Q^2}{2g} = \frac{1,1 \cdot 2000^2}{19,62} = 220000.$$

2. Охирги кўндаланг кесим учун (тўғон олдидаги) асосий гидравлик элементлар ва уларнинг қийматлари ($h_{охир} = h_{белги} = 95,0$ м) қуйидагича ҳисобланади:
оқим кўндаланг кесимининг майдони

$$\omega_{охир} = (b_{охир} + mh_{охир})h_{охир} = (162,5 + 3 \cdot 95)95 = 42512,5 \text{ м}^2;$$

ўзан тубининг кенглиги

$$b_{охир} = B - 2mh_0 = 200 - 2 \cdot 3 \cdot 6,249 = 162,5 \text{ м};$$

ҳўлланган периметрининг узунлиги

$$\chi_{охир} = b_{охир} + 2h_{охир}\sqrt{1+m^2} = 162,5 + 2 \cdot 6,249\sqrt{1+3^2} = 763,33 \text{ м};$$

гидравлик радиус

$$R_{охир} = \frac{\omega_{охир}}{\chi_{охир}} = \frac{42512 \cdot 5}{763,39} = 55,69 \text{ м}.$$

3. Охирги кўндаланг кесим учун (тўғон олдидаги) солиштирма энергияни аниқлаймиз

$$Э_{охир} = h_{охир} + \frac{\alpha Q^2}{2g}\frac{1,0}{\omega^2_{охир}} = 95,0 + 220000\frac{1,0}{42512,5^2} = 95,00032 \text{ м}.$$

4. ЭЭССЧ ни аниқлаш ва уни қуриш учун кейинги ихтиёрий кўндаланг кесимларда ихтиёрий чуқурликларни қабул қиламиз ва В. И. Чарномский усулида шу охирги (тўғон олдидаги) кўндаланг кесимдан то қабул қилинган

кўндаланг кесимгача оралиқ узунлигини аниқлаймиз. Бу ерда $h_{охир}$ ни h_1 деб қабул қилиб, бошқа кўндаланг кесимларда оқим чуқурликларини, масалан h_2, h_3, ... ва ҳоказоларнинг қийматларини бериб бориб, тегишли оралиқларнинг узунликларини В. И. Чарномский формуласи ёрдамида ҳисоблаймиз. ЭЭССЧнинг бошланиши кўндаланг кесимидаги сувнинг чуқурлиги h_0 га яқин бўлиши керак, масалан $h_{бошл.} = h_0 + 0{,}01$ м; $h_{охир} = h_{белги} = 95$ м. Бундан буён $h_{бошл}$ ва $h_{охир}$ (кесимлар) оралиғидаги чуқурликларни бериб бориб, уларга тегишли оралиқларнинг узунликларини аниқлаймиз. Масалан,

$h_2 = 75$ м; $h_6 = 10$ м;
$h_3 = 55$ м; $h_7 = 8$ м;
$h_4 = 35$ м; $h_5 = 6{,}3$ м;
$h_5 = 15$ м; $h_9 = h_0 + 0{,}01$ м ва ҳоказо.

5. Юқоридаги кўрсатилган сувнинг чуқурликлари учун асосий гидравлик элементларни ҳисоблаб чиқамиз. Ҳисобкитоб натижаларини 7.3-жадвалга туширамиз.

6. Охирги ва 2−2 кўндаланг кесимлар оралиғи (уларга қарашли $h_{охир}$ ва h_2 чуқурликлар) учун ўртача ишқаланиш нишаби қуйидаги формуладан аниқланади

$$\bar{i}_f = \frac{1}{2}\left(i_{f_{охир}} + i_{f_2}\right);$$

бу ерда

$$i_{f_{охир}} = \frac{Q^2}{K^2} = \frac{Q^2}{\left[(b_{охир} + mh_{охир})h_{охир} \cdot \frac{1}{n} R_{охир}^{y+0,5}\right]^2};$$

$$i_{f_2} = \frac{Q^2}{K_2^2} = \frac{Q^2}{\left\{(b_2 + mh_2 h_2 \cdot \frac{1}{n}\left[\frac{(b_2 + mh_2)h_2}{b_2 + 2h_2\sqrt{1+m^2}}\right]^{y+0,5}\right\}^2}.$$

7. Охирги ва ундан кейинги кесимлар оралиғининг узунлиги қуйидагича аниқланади

$$S_{охир-2} = \frac{Э_2 - Э_{охир}}{i - \bar{i}_f}.$$

Тартиб сони	h, м	ω, м^2	b, м	χ, м	R, м	$Э$, м	C, м^{0,5}/с	W, м/с	K, м^3/с	i	$\frac{\alpha Q^2}{2g}\cdot\frac{1}{\omega^2}$, м
1	$h_{охир}=h_1=95,0$	42513,50	162,5	763,30	55,69	93,00013	86,500	645,550	27449384,0	0,0002	0,000124
2	$h_2=75,0$	29062,91	162,5	636,84	45,63	75,00026	82,860	559,860	16269426,0	0,0002	0,000265
3	$h_3=55,0$	18012,80	162,5	510,35	35,20	55,00069	78,401	465,776	8399933,7	0,0002	0,000691
4	$h_4=35,0$	9362,69	162,5	383,86	24,39	35,00025	72,397	357,549	3347630,5	0,0002	0,002560
5	$h_5=15,0$	3112,58	162,5	257,37	12,09	15,02310	62,236	216,433	673666,1	0,0002	0,002310
6	$h_6=8,0$	1492,04	162,5	213,10	7,00	8,40073	55,319	146,376	218400,5	0,0002	0,100000
7	$h_{бош}=h_7=6,3$	1132,66	162,5	202,01	5,61	6,42300	52,731	124,857	141421,3	0,0002	0,174000

8. Худди шунингдек, 6- ва 7- бандларида кўрсатилгандек, кейинги кесимлараро бўлаклар учун ўртача ишқаланиш нишаблари i_{f_n} ва уларнинг оралиқларининг узунликлари $S_{2\div3}$, $S_{3\div4}$, ... , $S_{n\div бошл}$ ни ҳисоблаймиз. Ҳисоб-китоб натижаларини 7.4-жалвалга туширамиз.

б. Оқимнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатини В. И. Чарномский усулида ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш намунаси

7.4-масала. Бу ерда масалани ечишда берилганларни 7.1-масаладан оламиз.

Ўзаннинг узунлиги бўйича сувнинг чуқурлигини ўзгариш қадами

$$\Delta h = (h_{охир} - h_{бошл})\frac{1}{k_{қадам}},$$

бу ерда $k_{қадам} = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots h$ — ўзаннинг узунлиги бўйича унинг бўлинган бўлакларининг сони; $h_{бошл}$ — ЭЭССЧ бошланишидаги сувнинг чуқурлиги. Уни қуйидагича қабул қилиш мумкин*)

$$h_{бошл} = h_0 + 0{,}01\ \text{м},$$

чунки $h_{бошл}$ ҳеч качон h_0 га тенг бўлмайди, аммо унга (N—N чизиғига) яқинлашиб чексизга кетаверади, шунинг учун N—N чизиғи ЭЭССЧнинг асимптотаси дейилади.

Юқоридаги масалани ЭҲМ ёрдамида ечиш учун ҳисоблаш алгоритми, блок-схема ва ҳисоблаш дастурини тузамиз (7.39- расм).

А. Масалани ЭҲМда ҳисоблаш алгоритми

1. Интеграллаш қадами ҳисобланади

$$\Delta h = (h_{охир} - h_{бошл})\frac{1}{k_{қадам}}.$$

---

*) Барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг ЭЭССЧ қайси зонада (a, b ёки c зонада) жойлашишига қараб $h_{бошл}$ ва $h_{охир}$ сув чуқурликлари тайинланади. Масалан, 7.4 масалада a_1 шакл учун $h_{охир}$ тўғон олдида (у, $h_{белги}$ бўлади), $h_{бошл}$ эса N—N чизиғига (h_0 чуқурликка) яқинлашган жойда олинади, яъни $h_{бошл} = h_0 + 0{,}01$ м.

Ҳисоблаш формулалари	Ихтиёрий икки кўндаланг кесимлар орасидаги оқимнинг ўртача чуқурлиги h, м					
	$h_{охир}(h_1)$ ва h_2	h_2 ва h_3	h_3 ва h_4	h_4 ва h_5	h_5 ва h_6	h_6 ва $h_{бошл}$ $(h_0+0{,}01)$
$\overline{i}_f = \frac{1}{2}(i_{f_n} - i_{f_{n-1}})$	$0{,}001777 \cdot 10^{-5}$	$0{,}006 \cdot 10^{-5}$	$0{,}03 \cdot 10^{-5}$	$0{,}281 \cdot 10^{-5}$	$4{,}021 \cdot 10^{-5}$	$19{,}46 \cdot 10^{-5}$
$i - \overline{i}_f$	$19{,}888 \cdot 10^{-5}$	$19{,}999 \cdot 10^{-5}$	$19{,}96 \cdot 10^{-5}$	$19{,}719 \cdot 10^{-5}$	$15{,}598 \cdot 10^{-5}$	$5{,}4 \cdot 10^{-5}$
$Э_n - Э_{n-1}$, м	19,99984	19,99957	19,992	19,9994	6,62237	1,97693
$S_{n+(n-1)}$, м	$10{,}0008 \cdot 10^4$	$10{,}003 \cdot 10^4$	$10{,}01813 \cdot 10^4$	$10{,}13189 \cdot 10^4$	$4{,}14655 \cdot 10^4$	$4{,}733 \cdot 10^4$
$L_{n+(n-1)} = S_{n+(n-1)}$, м	$10{,}0008 \cdot 10^4$	—	—	—	—	—
$L = L_{n+(n-1)} + S_{(n-1)+(n-2)}$, м	—	$20{,}0039 \cdot 10^4$	$30{,}02193 \cdot 10^4$	$40{,}1538 \cdot 10^4$	$44{,}30037 \cdot 10^4$	$49{,}03337 \cdot 10^4$

2. Охиридан «кейинги»[**] кесимлардаги чуқурликлар қуйидагича ҳисобланади

$$h_j = h_{\text{охир}} + \Delta h,$$

бунда $j = 1, 2, 3, \ldots n$ — ўзан узунлиги бўйича кесимларнинг сони.

3. Икки ихтиёрий кесимлар орасидаги бўлакларда сувнинг ўртача чуқурлиги, масалан, $h_{\text{охир}}$ ва h_j; h_j ва h_{j-1}; h_{j-1} h_{j-2} ва ҳоказо

$$h = \frac{1}{2}(h_{\text{охир}} - h_j)$$

ёки

$$\bar{h} = h_j - \frac{1}{2}\Delta h.$$

4. Кесимлардаги солиштирма энергияни аниқлаш

$$Э_{\text{охир}} \text{ ва } Э_j;\ Э_j \text{ ва } Э_{j-1};\ Э_{j-1} \text{ ва } Э_{j-2};\ Э_{j-2} \text{ ва } Э_{j-3};\ \ldots$$

ва ҳоказо

$$Э_{\text{охир}} = h_{\text{охир}} + \frac{\alpha Q^2}{2g}\frac{1}{\omega^2_{\text{охир}}} = h_{\text{охир}} + \frac{\alpha Q^2}{2g(b_{\text{охир}}h_{\text{охир}} + mh^2_{\text{охир}})^2};$$

$$Э_j = h_j + \frac{\alpha Q^2}{2g}\frac{1}{\omega_j^2} = h_j + \frac{\alpha Q^2}{2g(b_j h_j + mh_j^2)^2}.$$

5. Кесимлараро бўлаклардаги ўртача ишқаланиш нишабини ҳисоблаш

$$\bar{i}_{f_{\text{охир}+j}} = \left[\frac{Q}{\omega_{\text{охир}+j}\frac{1}{n}\sqrt{R_{\text{охир}+j}}}\right]^2 = \left\{\frac{Q}{\omega_{\text{охир}+j}\frac{1}{n}\left[\frac{b\bar{h}+m\bar{h}^2}{b+2\bar{h}\sqrt{1+\bar{m}^2}}\right]^{y+0,5}_{\text{охир}+j}}\right\}^2 =$$

$$= \left\{Q\left[\frac{n}{b\bar{h}+m\bar{h}^2}\right]_{\text{охир}+j}\cdot\left[\frac{b+2\bar{h}\sqrt{1+m^2}}{b\bar{h}+m\bar{h}^2}\right]^{y+0,5}_{\text{охир}+j}\right\}^2,$$

[**] Тўғрироғи олдинги кесим, чунки бу ерда биз ЭЭССЧ ни ҳисоблашда ва қуришда оқимга қарши олиб борамиз.

бу ерда y — Н. Н. Павловский формуласидаги даража кўрсаткичи, уни қуйидаги формула ёрдамида аниқлаш мумкин

$$y = 2{,}5\sqrt{n} - 0{,}13 - 0{,}75\sqrt{R}(\sqrt{n} - 0{,}10)$$

ёки ўзандаги сувнинг чуқурлигига қараб қисқартирилган формуладан фойдаланиш мумкин

$$R < 0{,}10 \text{ бўлганда } y \approx 1{,}7\sqrt{n} \text{ бўлади;}$$

$$0{,}10 < R < 1{,}0 \text{ бўлганда } y \approx 1{,}5\sqrt{n} \text{ бўлади;}$$

$$1{,}0 < R \text{ бўлганда } y \approx 1{,}3\sqrt{n} \text{ бўлади.}$$

Бундан ташқари Г. В. Железняков формуласидан ҳам фойдаланиш мумкин:

$$y = \frac{1}{\lg R}\lg\left\{\left[\frac{1}{2} - \frac{n\sqrt{g}}{0{,}26}(1{,}0 - \lg R)\right] + \right.$$

$$\left. + n\sqrt{\frac{1}{4}\left[\frac{1}{n} - \frac{\sqrt{g}}{0{,}13}(1{,}0 - \lg R)\right]^2 + \frac{\sqrt{g}}{0{,}13}\left(\frac{1}{n} - \sqrt{g}\lg R\right)}\right\}.$$

6. Кесимлар ўртасидаги оралиқларнинг узунликлари В. И. Чарномский формуласи ёрдамида аниқланади

$$S_{\text{охир}+j} = \frac{Э_j - Э_{\text{охир}}}{i - \bar{i}_{f_{\text{охир}}}}.$$

7. Оқимнинг нотекис илгариланма ҳаракатининг ЭЭССЧ умумий узунлиги қуйидагича аниқланади

$$L_{\text{ЭЭССЧ}} = S_{\text{охир}+j} + S_{j+1} + S_{j+2} + \ldots + S_{j+n} + \ldots S_k.$$

8. «Кейинги» чуқурликлар қуйидагича ҳисобланади

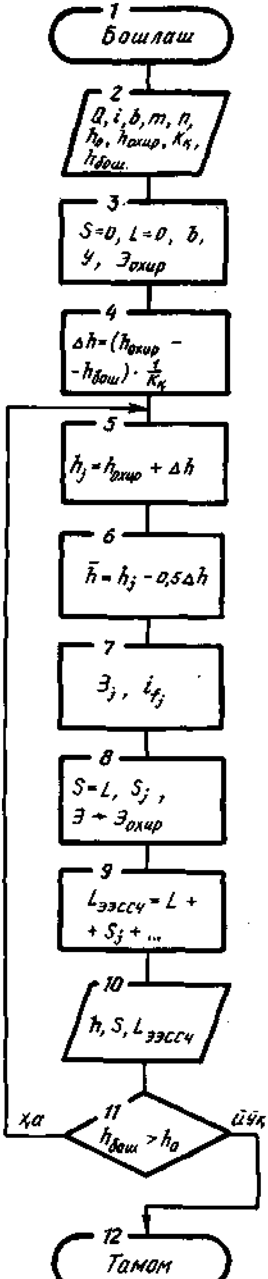
$$h_{j-1} = h_j + \Delta h;$$
$$h_{j-2} = h_{j-1} + \Delta h;$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

9. h_j чуқурликни $h_{\text{бошл}}$ чуқурлиги билан таққослаймиз. Агар $h_{\text{бошл}} < h_j$ бўлса, у ҳолда 3-банддан бошлаб ҳисобни яна да-

вом эттирамиз. Агар $h_{бош} \simeq h_j$ бўлса, масала ечилган ҳисобланади. Натижада ЭЭССЧ ни чизиб, уни қайси зонада ва қандай шакл эканлигини аниқлаймиз. Ҳисоб-китоб натижаларини 7.5 жадвалга туширамиз.

Б. Масалани ЭҲМ да ҳисоблаш блок-схемаси (7.39-расм)

В. Масалани ЭҲМ да ҳисоблаш дастури. Масалани ЭҲМ да ҳисоблаш дастури ЭҲМга киритилади, унда машина берилганларнинг миқдорларини талаб қилади. Машина (дисплейда) талаб қилган миқдорлар қийматларини кетма-кет бериб борилади; машина барча берилган қийматларни олгандан кейин, у ҳисобга юборилади. Натижада ЭҲМ дастур бўйича талаб қилинган ҳисоб-китобларни бажаради ва уларнинг натижаларини чиқариб беради; улардан: h_j — ўзан узунлиги бўйича ҳар бир кесимлар учун сувнинг чуқурликлари; s — кесимлар оралиғидаги бўлакларнинг узунликлари; L — ЭЭССЧнинг (тўғондан бошлаб) умумий узунлиги.



7.39-расм.

Ҳисоблаш формула-лари ва параметр-лари	Кесимлар оралиғи ва ундаги сув чуқурликлари, м							
	$h_{1÷2}$		$h_{2÷3}$		$h_{3÷4}$		$h_{4÷5}$	
	$h_1(h_{охир})$	h_2	h_2	h_3	h_3	h_4	h_4	h_5
h, м	95,00000	90,563211	90,563211	86,125913	86,125913	81,689122	81,689122	77,251821
$h_{j÷n}$, м	92,781477		88,344435		83,907384		79,470339	
$S \cdot 10^{-4}$, м	2,218552		2,218562		2,218571		2,218585	
$L \cdot 10^{-4}$, м	2,218551		4,437113		6,655684		8,874269	

7.5-жадвал (давоми)

Ҳисоблаш формулала-ри ва параметр-лари	Кесимлар оралиғи ва ундаги сув чуқурликлари, м							
	$h_{5÷6}$		$h_{6÷7}$		$h_{7÷8}$		$h_{8÷9}$	
	h_5	h_6	h_6	h_7	h_7	h_8	h_8	h_9
h, м	77,251821	72,8147741	72,814741	68,377721	68,377721	63,940676	63,940676	59,503632
$h_{j÷n}$, м	75,033295		70,596647		66,159201		61,722155	
$S \cdot 10^{-4}$, м	2,218603		2,218630		2,218667		2,218721	
$L \cdot 10^{-4}$, м	11,092874		13,311505		15,530173		17,748894	

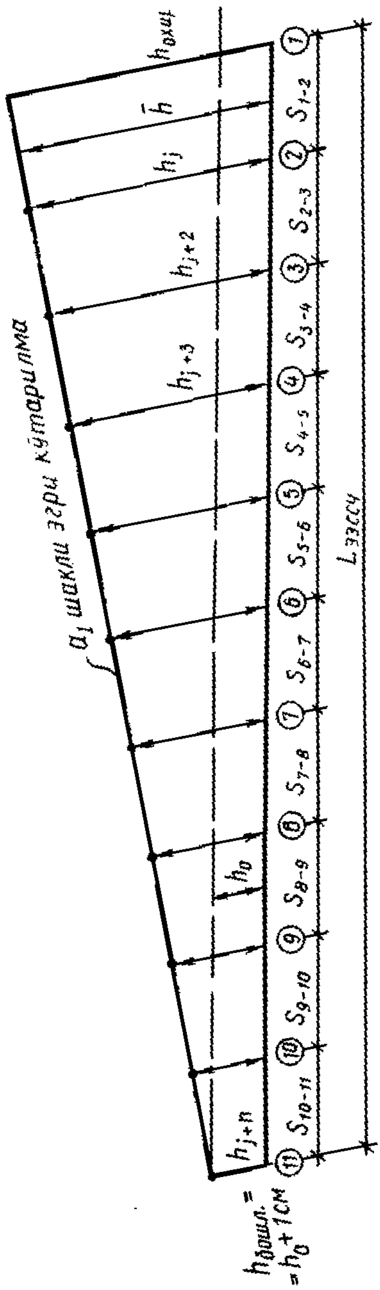
Кесимлар оралиғи ва ундаги сув чуқурликлари, м						
h_{9+10}		$h_{10\div 11}$		h_{11+12}		
h_9	h_{10}	h_{10}	h_{11}	h_{11}	h_{12}	h_{12}
59,503632	55,066586	55,066586	50,629541	50,629541	46,192494	46,1924
57,285109		52,848063		48,411017		4
2,218801		2,2189209		2,219208		2
19,967695		22,186616		24,405725		2

7.5-

Кесимлар оралиғи ва ундаги сув чуқурликлари, м						
h_{13+14}		h_{14+15}		$h_{15\div 16}$		
h_{13}	h_{14}	h_{14}	h_{15}	h_{15}	h_{16}	h_{16}
41,755448	37,318402	37,318402	32,881356	32,881356	28,444312	28,4443
39,536925		35,099879		30,662333		2
2,219931		2,220857		2,222631		
28,845070		31,065927		33,288558		3

7.5

Кесимлар оралиғи ва ундаги сув чуқурликлари, м								
h_{17+18}		h_{18+19}		h_{19+20}		$h_{20\div 21}$		
h_{17}	h_{18}	h_{18}	h_{19}	h_{19}	h_{20}	h_{20}	h_{21}	
,007264	19,570218	19,570218	15,133172	15,133172	10,696126	10,696126	6,259079	6,2
21,788741		17,351695		12,914649		8,477602		
2,235076		2,259510		2,351895		3,072644		
37,749975		40,009566		42,361462		45,4341068		



$h_{охит}$
$\bar{h}$
h_j
h_{j+2}
h_{j+3}
h_0
h_{j+n}
a_1 шаклли эгри кўтарилма
S_{1-2}
S_{2-3}
S_{3-4}
S_{4-5}
S_{5-6}
S_{6-7}
S_{7-8}
S_{8-9}
S_{9-10}
S_{10-11}
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
$L_{эзсч}$
$h_{пошл.} = h_0 + 1 см$

7.40-расм.

ЭҲМдан олинган натижаларга асосан оқимнинг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг ЭЭССЧни қурамиз (7.40-расм) ва унинг шаклини аниқлаймиз, кўриниб турибдики $h_{бошл} = 6{,}259077$ м, бу $h_0 = 6{,}249077$ м га жуда яқин. ЭЭССЧ умумий узунлиги $L \cdot 10^4 = 49{,}033390\ 10^4$ м. Бу ерда ЭЭССЧ a_1 шаклидаги эгри кўтарилма.

Гидравликадан амалий машғулот ўтказиш учун материаллар. Очиқ ўзанларда суюқлик оқимининг барқарор нотекис илгариланма ҳаракатининг эркин эгри сув сатҳи чизиғи ЭЭССЧ ни ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш.

7.5-масала. Трапецеидал шаклдаги канал учун оқим кўндаланг кесимининг солиштирма энергиясининг графигини қуриш керак. Бу қуйида берилганларга асосан бажарилади: сув сарфи $Q = 35{,}0$ м³/с; канал тубининг кенглиги $b = 8{,}2$ м; унинг ён деворининг нишаб коэффициенти $m = 1{,}5$. Оқимнинг критик чуқурлиги $h_{кр}$ ни аниқланг. Масалани итерация усулида ечамиз.

Ечиш. 1. Сувнинг қатор чуқурликларини қабул қиламиз. Масалан, $h_1 = 1{,}0$ м ва h_1 га тегишли оқимнинг барча гидравлик элементларини ҳисоблаймиз:

$$\omega_1 = (b + mh_1)h_1 = (8{,}2 + 1{,}5 \cdot 1{,}0)1{,}0 = 9{,}7 \text{ м}^2;$$

$$v_1 = \frac{Q}{\omega_1} = \frac{35{,}0}{9{,}7} = 3{,}61 \text{ м/с};$$

$$\frac{\alpha v_1^2}{2g} = \frac{1{,}1 \cdot 3{,}61^2}{19{,}62} = 0{,}73 \text{ м};$$

Натижада

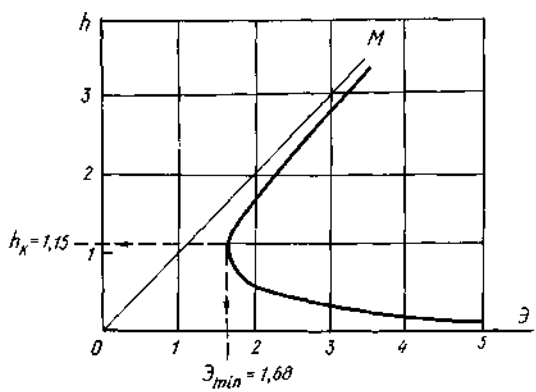
$$Э = h_1 + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = 1{,}0 + 0{,}73 = 1{,}73 \text{ м}.$$

Шундай қилиб, бошқа бир неча h ларни қабул қилиб, $Э$ ни ҳисоблаймиз. Ҳисоб-китоб натижаларини 7.6-жадвалга туширамиз.

Тартиб сони	h, м	ω, м^2	v, м/с	$\frac{\alpha v^2}{2g}$, м	$Э = h + \frac{\alpha v^2}{2g}$, м
1	0,50	4,47	7,830	3,434	3,934
2	0,75	7,00	5,000	1,400	2,150
3	1,00	9,70	3,610	0,730	1,730
4	1,25	12,60	2,780	0,432	1,682
5	1,50	15,68	2,233	0,279	1,779
6	2,00	22,40	1,562	0,187	2,137
7	2,50	29,90	1,170	0,077	2,517
8	3,00	38,10	0,920	0,047	3,047
9	4,00	56,80	0,616	0,021	4,021

7.6- жадвалдаги берилганларга асосан $Э=f(h)$ графигини қурамиз (7.41-расм).

7.41- расмдан кўриниб турибдики, оқим кўндаланг кесими солиштирма энергиянинг энг кичик қиймати $Э_{min} = 1,68$ га тенг экан. $Э=f(h)$ графикда $Э_{min}$ га тўғри келадиган чуқурлик критик чуқурлик бўлади, у $h_{кр} = 1,15$ м. Шуни айтиб ўтиш керакки, бу усулда 7.41- расмдаги графикдан $Э_{min}$ нуқтасини ва унга тегишли критик чуқурлик $h_{кр}$ ни аниқ олиш қийин. Критик чуқурликни аниқ олиш учун бошқача график $\frac{\omega^3}{B} = f(h)$ ни тузиш керак (7.5-



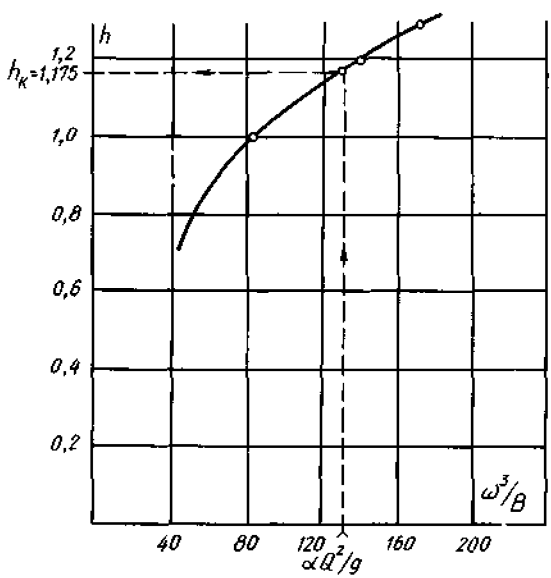
7.41- расм.

§ даги 7.15-расмга қаранг). Бу график $\frac{\omega^3}{B} = f(h)$ ни тузиш учун ҳисоб-китоб жадвал усулида олиб борилади (7.7-жадвал).

7.7-жадвал

Тартиб сони	h, м	b, м	B, м	ω, м^2	$\frac{\omega^3}{B}$, м^5	$\frac{\alpha Q^2}{g}$, м^5
1	1,00	8,20	11,20	9,70	82,00	137,20
2	1,25	8,20	11,95	12,60	167,00	137,20
3	1,18	8,20	11,74	11,77	139,00	137,20
4	1,175	8,20	11,73	11,71	137,20	137,20

7.7-жадвалга биноан $\frac{\omega^3}{B} = f(h)$ графигини кўрамиз (7.42-расм) ва бу график ёрдамида критик чуқурлик $h_{кр}$ ни аниқ-



7.42- расм.

лаш учун $\frac{\alpha Q^2}{g}$ нинг қийматини ҳисоблаб, уни графикка қўйиб, ундан критик чуқурликни топамиз. Бу жараён қуйидагича бажарилади. Бунинг учун 7.42-расмдаги $\frac{\omega^3}{B} = f(h)$

графигининг горизонтал ўқи бўйича $\frac{\alpha Q^2}{g} = 137{,}2$ қийматини қўйиб, графикдаги эгри чизиқ орқали ордината ўқидан критик чуқурлик $h_{кр} = 1{,}175$ м қийматини аниқлаймиз. Маълумки, ўзанда сувнинг чуқурлиги фақат $h = h_1$ бўлганда

$\left(\frac{\omega^3}{B}\right)_{кр} = \left(\frac{\alpha Q^2}{g}\right)_{кр}$ тенглик бажарилади.

7.6-масала. Ўзанда қуйида берилганларга асосан барқарор нотекис илгариланма ҳаракатнинг ЭЭССЧ ни қуринг. $Q = 40{,}0$ м^3/с; канал трапецеидал шаклда; унинг гидравлик элементлари: $b = 10{,}0$ м; $m = 1{,}5$; $i = 0{,}0003$; $n = 0{,}025$. Каналга қурилган тўғон иншоот таъсирида унинг юқори бьефида сувнинг чуқурлиги $h = 4{,}0$ м га кўтарилади. Каналнинг узунлиги бўйича эгри кўтарилмани ҳисоблаш ва қуриш талаб қилинади.

Ечиш. 1. Керакли сув сарфи модулини аниқлаймиз

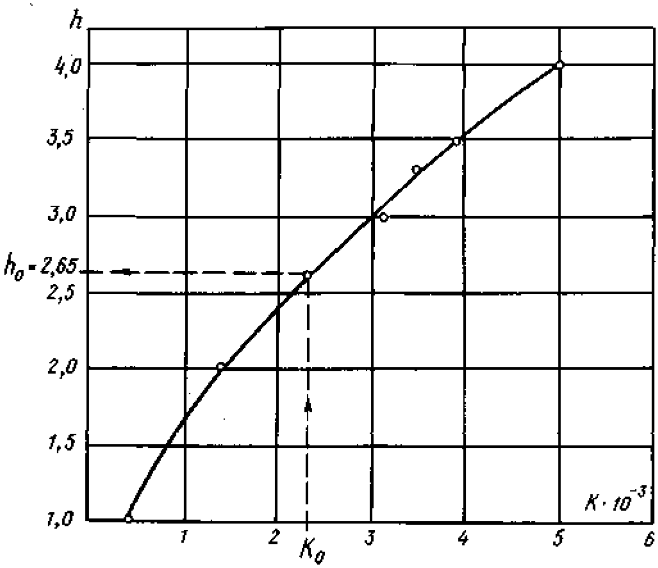
$$K_{керак} = \frac{Q}{\sqrt{i}} = \frac{40{,}0}{\sqrt{0{,}003}} = 2320 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Бу ерда масала итерация усулида ечилади. Бунинг учун сув чуқурликларининг қатор қийматларини қабул қилиб борамиз, масалан $h = 1, 2, 3, 4$ м ва ҳоказо. Шу чуқурликлар учун барча гидравлик элементларни ҳисоблаймиз. Сув сарфи модули қийматини $K = \omega C\sqrt{R}$, формула ёрдамида аниқлаймиз ва уни $K_{керак}$ билан таққослаймиз, агар $K \simeq K_{керак}$ бўлса, у ҳолда шу K га тегишли оқимнинг нормал чуқурлиги h_0 бўлади, яъни масала ечими топилган ҳисобланади.

Ҳисоб-китобни жадвал усулида олиб борамиз (7.8-жадвалга қаранг).

Тартиб сони	h, м	ω, м^2	χ, м	R, м	$C\sqrt{R}$, м/с	$K=\omega C\sqrt{R}$, м^3/с	$K_{керак}=\frac{Q}{\sqrt{i}}$, м/с
1	1,00	11,50	13,60	0,845	3,430	408,4	
2	2,00	26,00	17,20	1,510	53,64	1395,0	
3	3,00	43,50	20,80	2,090	67,02	2908,0	2320,0
4	3,50	53,40	22,70	2,360	72,77	3890,0	
5	4,00	64,00	24,40	2,620	77,90	4980,0	
6	2,66	37,20	19,60	1,900	63,00	2360,0	
7	2,65	37,00	19,55	1,390	62,76	2340,0	2320,0
8	3,325	49,80	21,97	2,260	70,76	3520,0	

7.8-жадвалдан кўриниб турибдики $K_{керак}=2320$ га энг яқини 2340, аммо тенг эмас. Унинг учун h_0 нинг аниқроқ қийматини топиш мақсадида 7.8-жадвалга асосан $K=f(h)$ графигини қурамиз (7.43-расм) ва ундан фойдаланиб



7.43-расм.

оқимнинг нормал чуқурлигининг аниқ қийматини топамиз. Графикка $K_{керак}$ нинг қийматини қўйиб, ундаги эгри чизиқ орқали h_0 ни ордината ўқидан оламиз: $h_0 = 2,65$ м, $h_{белги} = 4,0$ м. Энди, шу h_0 нормал чуқурлик орқали каналнинг бошқа гидравлик параметрларини аниқлаймиз.

Каналдаги оқимнинг ўртача чуқурлиги

$$h = \frac{1}{2}(h_0 + h_{белги}) = \frac{1}{2}(2,65 + 4,0) = 3,325 \text{ м};$$

нисбий кенглик

$$\beta = \frac{b}{h} = \frac{10,0}{3.325} = 3,0\ ,$$

ўзаннинг гидравлик кўрсаткичи $x = 3,75$. Энди h га тегишли бошқа гидравлик элементларни ҳисоблаб чиқамиз:

$$\bar{R} = 2,26 \text{ м}; \ \bar{\omega} = 49,8 \text{ м}^2;$$

$$\bar{\chi} = 21,97 \text{ м}; \ \bar{C}\sqrt{R} = 70,76 \text{ м/с};$$

$$\bar{C} = \frac{70,76}{\sqrt{2,26}} = 47,12 \text{ м}^{0,5}/\text{с};$$

$$\bar{B} = (b + 2mh) = 10 + 2 \cdot 1,5 \cdot 3,325 = 19,97 \text{ м};$$

у ҳолда

$$\bar{j} = \frac{\alpha i \bar{C}^2}{g} \frac{\bar{B}}{\bar{\chi}} = \frac{1.1 \cdot 0,0003 \cdot 47 \cdot 12}{9,81} \frac{19,97}{21,97} = 0,067.$$

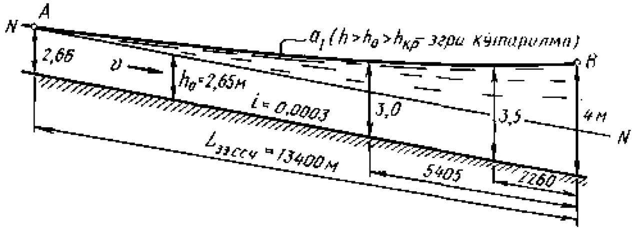
Б. А. Бахметевнинг (7.143) тенгламасидан, $h_1 = 3,5$ м, $h_2 = 3,0$ м ва $h_3 = 2,66$ м учун, бу кесимлар оралиғи l ни ҳисоблаймиз:

$$l = \frac{h_0}{i}\left\{\eta_2 - \eta_1 - (1 - \bar{j})\left[\varphi(\eta_2) - \varphi(\eta_1)\right]\right\}.$$

Ҳисоб-китобни жадвал усулида олиб борамиз (7.9-жадвал).

7.9-жадвал

Тартиб сони	h_2, м	h_1, м	η_2	η_1	$\varphi(\eta_2)$	$\varphi(\eta_1)$	l, м	$l_{[illegible]}$, м
1	4,0	3,5	1,509	1,320	0,130	0,202	2260	2304
2	4,0	3,0	1,509	1,132	0,130	0,381	5405	5550
3	4,0	2,66	1,509	1,005	0,130	0,218	13400	14070



7.44-расм.

7.9-жадвалда берилганларга асосан эгри кўтарилмани қурамиз (7.44-расм) ва ЭЭССЧ шаклини аниқлаймиз. 7.44-расмдан кўринадики, ЭЭССЧнинг шакли a_1 шаклли эгри кўтарилма.

Такрорлаш учун саволлар

7.1. Барқарор нотекис илгариланма ҳаракат. Дифференциал тенгламасининг биринчи кўриниши қандай?

7.2. Дифференциал тенгламасининг иккинчи кўриниши қандай?

7.3. Кўндаланг кесимнинг солиштирма энергияси. Критик чуқурлик ва критик нишаб тушунчаси ва ҳисоблаш усуллари қандай?

7.4. Б. А. Бахметьев тенгламаси қандай ёзилади?

7.5. В. И. Чарномский тенгламаси қандай ёзилади?

7.6. Оқимнинг баркарор текис ва нотекис илгариланма ҳаракатини ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш усуллари қандай?

САККИЗИНЧИ БОБ

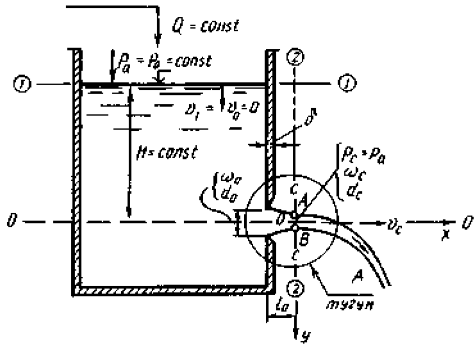
ЮПҚА ДЕВОРДАГИ КИЧИК ТЕШИКЛАРДАН ВА УНГА ЎРНАТИЛГАН ҚИСҚА ҚУВУР (НАСАДКА)ЛАРДАН ОҚИБ ЧИҚАЁТГАН СУЮҚЛИКНИНГ ҲАРАКАТИ

8.1- §. УМУМИЙ ТУШУНЧАЛАР

Юпқа девордаги кичик тешиклардан ва унга ўрнатилган турли шаклдаги қисқа қувур (насадка)лардан оқиб чиқаётган суюқлик жараёнлари ва ҳодисалари билан кўпинча гидротехника ва бошқа соҳаларда, масалан, ҳавзалардан тешик орқали сувни чиқариш, дюкерлар ёрдамида сувни ўтказиш ва ҳоказоларда учраб туради. Шу ва шунга ўхшаш шароитларда кичик тешиклардан ва унга ўрнатилган ҳар хил шаклдаги қисқа қувурлардан суюқликнинг оқиб чиқиши назариясини билиш талаб қилинади. Буни ўрганишдан асосий мақсад — кичик тешикдан ва шу тешикка ўрнатилган қисқа қувурдан оқиб чиқаётган суюқликнинг тезлигини ва сув сарфини аниқлашдан иборат. Ўтказилган тажрибалар шуни кўрсатадики, кичик тешик ва қисқа қувурдан оқиб чиқаётган суюқликнинг тезлигига ва сув сарфи миқдорига шу тешикларнинг ва қисқа қувурларнинг шакллари катта таъсир кўрсатади. Бундай муаммоларни ҳал этишда қатор саволлар келиб чиқади, уларга аниқ тушунча бериб ўтиш керак, масалан, кичик тешикнинг ўзи нима; қисқа қувур нима; юпқа девор нима; катта тешик нима; қалин девор нима; бу тешиклар қачон кичик ва қачон катта бўлади; деворлар қачон юпқа, қачон қалин бўлади? Ҳар қандай суюқлик ўтказадиган тешикни кичик тешик деб аташимиз мумкин, агар у тешик бир вақтнинг ўзида икки шартни қониқтирса:

1. *Биринчи шарт.* Тешикка яқинлашиб келаётган ҳавзадаги суюқлик тезлиги v_0 назарга илмайдиган даражада кичик, яъни

$$\frac{\Omega}{\omega_0} \gg 4{,}0, \tag{8.1}$$



8.1-расм.

бу ерда Ω — ҳавзанинг кўндаланг кесими юзасининг майдони; ω_0 — кичик тешикнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони.

2. *Иккинчи шарт.* Тешикдан оқиб чиқаётган суюқликнинг сиқилган $C-C$ кесимидаги тезликларнинг шу тешик диаметри бўйича тақсимланиш эпюрасининг юқори A ва пастки B нуқталаридаги тезликлари u_A ва u_B тахминан бир-бирига тенг бўлиши мумкин:

$$u_A \simeq u_B, \tag{8.2}$$

яъни, бошқача қилиб айтганда

$$d_0 \leq 0{,}10H' \tag{8.3}$$

тенгсизлик бажарилиши лозим (8.1, 8.2-расм).

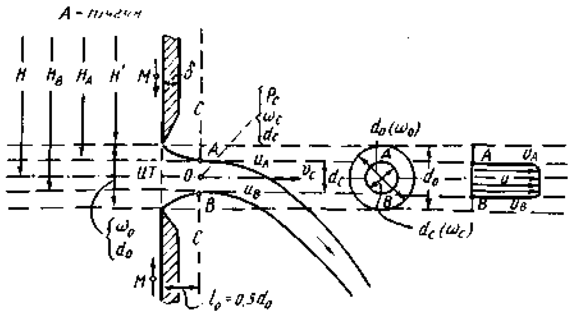
u_A ва u_B тезликлар қуйидагича аниқланади

$$u_A = \varphi_A\sqrt{2gH_A}; \tag{8.4}$$

$$u_B = \varphi_B\sqrt{2gH_B}. \tag{8.5}$$

Агар шу иккала шарт бир пайтда б а ж а р и л м а с а , у ҳолда бу тешик к а т т а т е ш и к ҳисобланади.

Юпқа девор деб шундай деворга айтиладики, унинг қалинлиги сувнинг тешикдан оқиб чиқишига таъсири бўлмасин, яъни



8.2-расм.

тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик деворнинг ташқи юзасига уринмаган ҳолда ҳаракатланиши керак. Деворнинг қалинлиги унинг оқим билан учрашган жойи (0,002÷0,003) м дан кўп бўлмаслиги керак. Кичик тешикдан (ёки насадкадан) оқиб чиқаётган сувнинг бирдан-бир характерли муҳимлиги шундаки, тешикдан оқиб чиқаётган оқимнинг сиқилган кўндаланг кесими юзасининг майдони ω_c девордаги тешикнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони ω_c га тенг эмас, яъни

$$\omega_c < \omega_0. \tag{8.6}$$

8.2- §. НАПОР ЎЗГАРМАС БЎЛГАН ҲОЛДА ЮПҚА ДЕВОРДАГИ КИЧИК ТЕШИКДАН ВА УНГА ЎРНАТИЛГАН ИХТИЁРИЙ ШАКЛЛИ ҚИСҚА ҚУВУР (НАСАДКА)ЛАРДАН ОҚИБ ЧИҚАЁТГАН СУЮҚЛИКНИНГ ҲАРАКАТИ

Кўмилмаган доиравий кичик тешик. Ўтказилган тажрибаларга асосан, суюқликнинг бирон бир идишдан унинг тик юпқа деворидаги кичик тешикдан оқиб чиқиши 8.1-расмда кўрсатилгандек кўринишда бўлади. Расмда кўрсатилган белгиларни тушунтириб ўтамиз. p_0 — идишдаги суюқликнинг эркин сув сатҳига таъсир этаётган босими. Бу босим, бошқача қилиб айтганда, ташқи босим дейилади, атмосфера босимидан фарқ қилади $p_a \gtrless p_0$. Сув тўлатилган идиш фақат очиқ бўлганда ташқи босим атмосфера босимига $p_0 \simeq p_a$ тенг бўлади. Бу ерда ω_0 — идиш деворидаги доиравий кичик тешик юзасининг майдони; d_0 — идиш деворидаги доиравий кичик тешикнинг диаметри; ω_c — идиш деворидаги тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик оқимининг сиқилган $C-C$ кўндаланг кесимидаги (оқимнинг энг сиқилган кесими) юзасининг майдони. Бу ерда шуни айтиб ўтиш керакки, шу кичик тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик заррачалари бир-бирига нисбатан параллел бўлмаган траектория чизиғи билан ҳаракат қилади, бундай ҳол тешикнинг шакли ва деворнинг таъсири натижасида рўй беради. Суюқлик оқими юпқа девордаги доиравий тешикдан бир оз узоқлашган жойидан бошлаб, унинг заррачаларининг ҳаракат траекториялари тўғрилана бошлайди (яъни траекторияларнинг эгрилиги камайиб боради), бирон бир алоҳида кўндаланг кесимида (у юпқа девордан l_0 узунликда) оқимнинг сиқилган $C-C$ кўндаланг кесимида оқим заррачаларининг траекториялари тўғри, бир-бири билан параллел чизиқларга айланади. Бунда оқимнинг сиқилган кесими ҳосил бўлади (яъни оқимнинг энг кичик кўндаланг кесими, у кесим 8.1-расмда $C-C$ деб ифодаланган). *Юпқа девордаги кичик тешикка энг яқин жойлашган оқимнинг кўндаланг кесимида суюқлик заррачаларининг ҳаракат траектория чизиқлари бир-бирига параллел бўлган ҳолдаги кўндаланг кесими оқимнинг сиқилган кесими дейилади.* Бу кесимга $C-C$ кесими номи берилган, $C-C$ «сиқилган» деган сўзни англатади (8.1- расмнинг A тугунига қаранг) (8.2-расм). Оқимнинг $C-C$ кўндаланг кесими юзасининг майдони бўйича нуқталардаги ўрталаштирилган тезликларнинг тақсимланиш эпюраси тўғри тўртбурчак шаклига жуда ҳам яқин бўлади.

Агар юпқа девордаги кичик тешик доиравий бўлса, у ҳолда деворнинг ички сатҳидан то энг сиқилган $C-C$ кесимигача бўлган масофа (8.2-расм)

$$l_0 \simeq 0,5\ d_0. \tag{8.7}$$

Оқимнинг энг сиқилган кўндаланг кесими майдони ω_c нинг юпқа девордаги кичик тешикнинг кўндаланг майдони ω_0 га нисбати оқимнинг **сиқилиш коэффициенти** дейилади ва ε шартли белги билан ифодаланади

$$\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega_0}, \qquad (8.8)$$

H — юпқа девордаги кичик тешик майдони ω_0 нинг оғирлик марказидан ўтказилган текислик билан идишдаги эркин сув сатҳи ўртасидаги оралиқ. Энг сиқилган кўндаланг кесим майдонининг оғирлик марказида, юпқа девордан l_0 оралиқда оқим траекторияси пасаймайди деб қабул қиламиз, чунки юқорида айтилгандек l_0 оралиқ жуда кичик масофани ташкил этади. *Шунинг учун* H худди кичик тешикка нисбатан олингандек, оқимнинг энг сиқилган кўндаланг кесими майдониниг оғирлик марказига нисбатан ҳам ўшандай олинади, яъни

$$H_0 \simeq H_c = H. \qquad (8.9)$$

Юпқа девордаги кичик тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик ҳаракати $C-C$ кўндаланг кесимгача кескин ўзгарувчан ҳаракатда бўлади; $C-C$ кўндаланг кесимдан кейин текис ўзгарувчан ҳаракатда бўлади; $C-C$ кўндаланг кесимида эса, оқимнинг энг сиқилган кесимида, параллел струяли оқим бўлади. Юпқа девордаги ихтиёрий шаклдаги тешиклардан ёки уларга ўрнатилган қисқа қувурлардан оқиб чиқаётган суюқликларни гидравлик ҳисоблашда оқимнинг энг сиқилган кўндаланг кесими катта аҳамиятга эга, чунки $C-C$ кесимда оқим ҳаракати параллел чизиқли ҳаракатда бўлади. Шунинг учун Д. Бернулли тенгламасини қўллаётганда кесимлардан бирини фақат шу $C-C$ кесимдан олиш керак.

Юпқа девордаги ихтиёрий шаклдаги кичик тешикдан ёки унга ўрнатилган қисқа қувур (насадка)дан чиқаётган суюқлик оқимини, унинг энг сиқилган кўндаланг кесими бўйича ўртача тезлиги v_c ни ва сув сарфи Q_c ни аниқлаш керак. Бунинг учун Д. Бернулли тенгламасидан фойдаланиб, 1—1 ва 2—2 кесимларни бирлаштирамиз (8.1-расм). У кесимлардан бири — идишдаги суюқликнинг эркин сув сатҳи чизиғида, иккинчиси эса оқимнинг энг сиқилган $C-C$ кесимида белгиланади. 0—0 таққослаш текислигини эса оқимнинг энг сиқилган кўндаланг кесими майдонининг оғирлик марказидан ўтказилади. Юқоридаги айтилганларга асосан Д. Бернулли тенгламасини ёзамиз:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_f. \qquad (8.10)$$

(8.10) тенгламанинг барча ҳадларининг маъноларини 8.1-расмдаги чизмаларга қараб аниқлаймиз. 8.1- расмдаги чизмага кўра:

$$\left.\begin{aligned} & z_1 = H; \ \frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma}; \ \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} \simeq 0; \\ & \text{чунки 1-шартга биноан } v_1 = v_0 \approx 0; \\ & z_2 = 0; \ \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma}; \ \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} = \frac{\alpha_0 v_c^2}{2g}. \end{aligned}\right\} \qquad (8.11)$$

1—1 кесимдан 2—2 кесимгача бўлган оралиқда тўлиқ йўқотилган напор қуйидаги кўринишда бўлади

$$h_f = \xi_f \frac{\alpha_c v_c^2}{2g}, \qquad (8.12)$$

бунда ξ_f — тўлиқ ишқаланиш коэффициенти, у 1—1 кесимдан 2—2 кесимгача бўлган масофада тўлиқ йўқотилган напорни ифодаловчи коэффициент. Шуни айтиб ўтиш керакки, 8.1-расмга кўра, напор асосан, юпқа девордаги кичик тешик атрофида йўқолади, чунки бу ерда оқим тезлиги ниҳоятда катта. Шундай экан, бу ерда тўлиқ ишқаланиш коэффициенти $\xi_f = \xi_l = \xi_j$, қаралаётган ҳол учун эса фақат маҳаллий қаршилик коэффициентига тенг, чунки $\xi_l \simeq 0$, у ҳолда

$$h_f = h_j = \xi_{jc} \frac{\alpha_c v_c^2}{2g}. \qquad (8.13)$$

(8.11) ва (8.13) ларни (8.10) тенгламага қўйиб чиқсак

$$H = \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + \xi_{jc} \frac{\alpha_c v_c^2}{2g}; \qquad (8.14)$$

ёки

$$H = \left(1{,}0 + \xi_{jc}\right)\frac{\alpha_c v_c^2}{2g}. \qquad (8.15)$$

(8.15) тенгламани тезлик v_c га нисбатан ечсак, у ҳолда

$$v_c = \sqrt{\frac{1{,}0}{1{,}0+\xi_{j_c}}}\sqrt{2gH}, \qquad (8.16)$$

бунда $\sqrt{\frac{1{,}0}{1{,}0+\xi_{j_c}}} = \varphi$ — тезлик коэффициенти.

(8.16) тенгламани қуйидагича кўчириб ёзамиз

$$v_c = \varphi\sqrt{2gH} \qquad (8.17)$$

Идеал суюқлик учун $h_f = \xi_f \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} = 0$, у ҳолда $\xi_f = 0$ ва $\varphi = 1{,}0$ бўлади. Бундан келиб чиқадики, идеал суюқлик учун

$$v_c = \sqrt{2gH}. \qquad (8.18)$$

(8.18) формула Торичелли (1643 й.) формуласи дейилади. Юпқа девордаги доиравий тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик оқимининг энг сиқилган кўндаланг кесимидаги ўртача тезлик v_c ни аниқлагандан кейин, ундаги сув сарфини ҳисоблаймиз ($p_0 = p_a$ тенг бўлганда, яъни сув тўлдирилган идиш очиқ бўлганда).

Сув сарфини аниқлаш учун узлуксизлик тенгламасидан фойдаланамиз. Бу ерда сиқилган кўндаланг кесим $C-C$ қаралаётгани учун узлуксизлик тенгламасини қуйидагича ёзамиз:

$$Q = \omega_c v_c = \omega_c \varphi\sqrt{2gH} = \omega_0 \frac{\omega_c}{\omega_0}\varphi\sqrt{2gH}, \qquad (8.19)$$

бу ерда (8.8) дан

$$\frac{\omega_c}{\omega_0} = \varepsilon. \qquad (8.20)$$

Сув сарфини аниқлаймиз

$$Q = \varepsilon\varphi\omega_0\sqrt{2gH}, \qquad (8.21)$$

ёки

$$Q = \mu_0 \omega_0 \sqrt{2gH}, \tag{8.22}$$

бу ерда

$$\mu_0 = \varepsilon\varphi, \tag{8.23}$$

μ_0 — юпқа девордаги кичик тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик сарфи коэффициенти. Бу коэффициент кичик тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик оқимининг сиқилиш даражасини ва йўқотилган напорни ифодаловчи коэффициент.

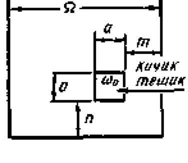
Шундай қилиб, юпқа девордаги кичик тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик оқимини ўрганишда тўртта янги коэффициент мавжуд, улар: сиқилиш коэффициенти ε; ишқаланиш коэффициенти ξ_j; тезлик коэффициенти φ; кичик тешикнинг сув сарфи коэфициенти μ_0.

8.3- §. ОҚИМНИНГ СИҚИЛИШ ТУРЛАРИ. ЮПҚА ДЕВОРДАГИ КИЧИК ТЕШИКЛАРДАН ОҚИБ ЧИҚАЁТГАН СУЮҚЛИК ҲАРАКАТИНИ ЎРГАНИШДАГИ ε, ξ_j, φ, μ_0 КОЭФФИЦИЕНТЛАРНИНГ ҚИЙМАТЛАРИ

Оқимнинг сиқилиш даражасига идишнинг ён деворлари ва унинг туби таъсир этади. Кичик тешик шу ён девордан ва идишнинг тубидан қанча узоқликда жойлашганига қараб, оқимнинг сиқилиш турлари қуйидагича бўлади.

1. Тўлиқ сиқилиш. Тўлиқ сиқилишни ҳосил қилиш учун сув тўлдирилган идишнинг ён деворлари ва унинг туби деворлари кичик тешикдан шундай узоқликда бўлиши кераки, улар тешиклардан сувнинг оқиб чиқишига таъсир этмаслиги керак (8.3-расм), яъни қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$\left.\begin{aligned} m &> 3a; \\ n &> 3a, \end{aligned}\right\} \tag{8.24}$$



8.3-расм.

бу ерда a — квадрат шаклдаги тешикнинг томонлари; m — кичик тешикдан ён деворгача бўлган оралиқ; n — кичик тешикдан идишнинг тубигача бўлган масофа. Тажрибалардан маълумки, агар (8.24) шарт бажарилса, амалиётда оқимнинг сиқилиш коэффициенти ε, *m* ва *n* ларнинг миқдорларига боғлиқ эмас экан.

Тўлиқ сиқилиш (доиравий ва квадрат шаклдаги кичик тешиклар) учун иккинчи даражали қаршилик соҳасида юқорида келтирилган коэффициентлар қуйидаги қийматларга тенг бўлади:

$$\varepsilon = 0,63 \div 0,64; \ \varphi = 0,97; \ \xi_j = 0,06; \ \mu_0 = 0,62.$$

2. Тўлиқ бўлмаган сиқилиш. (8.24) шарти бажарилмаган ҳолда тўлиқ бўлмаган сиқилиш ҳодисаси рўй беради.

Сиқилиш тўлиқ бўлмаган ҳол учун сув сарфи коэффициенти

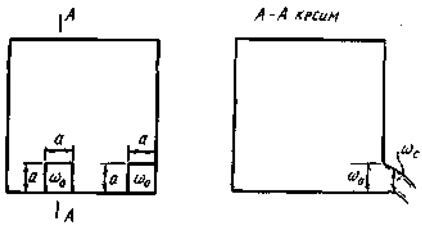
$$\mu_0 \simeq (\mu_0)_{TC}\left(1,0 + \frac{\tau}{100}\right) = 0,62\left(1,0 + \frac{\tau}{100}\right), \qquad (8.25)$$

бу ерда $(\mu_0)_{TC}$ — тўлиқ сиқилиш бўлган ҳолдаги коэффициент, $(\mu_0)_{TC} = 0,62$ (8.3-§ нинг 1-бандига қаранг); τ — майдонлар нисбатига боғлиқ $\frac{\omega_0}{\Omega}$ коэффициент:

$$\tau = f\left(\frac{\omega_0}{\Omega}\right), \qquad (8.26)$$

бунда Ω — тешик олдидаги суюқлик кўндаланг кесими юзасининг *майдони (мазкур ҳолда идишдаги суюқликнинг* эркин сув сатҳи майдони):

$$\omega_0 : \Omega = 0,10 \text{ бўлса, унда } \tau \simeq 1,5 \text{ бўлади;}$$
$$\omega_0 : \Omega = 0,20 \text{ бўлса, унда } \tau \simeq 3,5 \text{ бўлади.}$$



8.4-расм.

3. Ярим сиқилиш. Бу сиқилиш m ёки n нолга тенг бўлса, ёки m ва n иккаласи нолга тенг бўлган ҳолда юзага келади (8.4-расм).

8.4-§. ОҚИМНИНГ ТРАЕКТОРИЯСИ

Тик юпқа девордаги кичик доиравий тешикдан оқиб чиқаётган суюқлик оқимининг ҳаракатини ўрганамиз. Кичик тешикдан бўшлиққа оқиб чиқаётган ва ўзининг оғирлиги натижасида бемалол ҳаракатланаётган оқимнинг босиб ўтган йўлидаги ўқ чизиғи оқимнинг траекторияси дейилади. Юқорида айтилган тажрибаларга асосан суюқликнинг кичик тешикдан оқиб чиқиши 8.5-расмда келтирилгандек кўринишда бўлади. 8.5-расмда оқимнинг энг сиқилган кўндаланг кесимини $C-C$ билан, унинг жойлашган жойини l_0 орқали белгилаб, шу $C-C$ кесимнинг оғирлик марказида 0 нуқтада координата ўқлари x, y нинг бошланишини жойлаштирамиз. O нуқтага M массага эга бўлган бирон суюқлик заррачасини жойлаштирамиз ва бу массага эга бўлган заррача v_c тезликда ҳаракат қила бошлайди. Шу M массага эга бўлган заррачага назарий механикадан маълум бўлган ҳаракат тенгламасини қўллаб

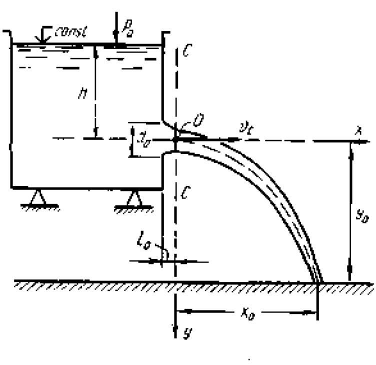
$$x = v_c t; \; y = \frac{gt^2}{2}, \tag{8.27}$$

шу массага эга бўлган заррача траекториясининг тенгламасини оламиз:

$$y = \frac{gx^2}{2v_c^2}, \tag{8.28}$$

бу ерда t — вақт; v_c — массаси M га тенг бўлган суюқлик заррачасининг бошланғич тезлиги

$$v_c = \varphi\sqrt{2gH}. \tag{8.29}$$



8.5-расм.

(8.28) тенглама оқим ўқининг тенгламаси, у парабола кўринишда бўлади. (8.28) га берилган y_0 миқдорини қўйсак, x_0 миқдорини олиш мумкин.

8.5-§. ЮПҚА ДЕВОРДАГИ КИЧИК ТЕШИКДАН ОҚИБ ЧИҚАЁТГАН СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ТАШҚАРИДАН СУЮҚЛИК БИЛАН КЎМИЛГАН ҲОЛАТИДАГИ ҲАРАКАТИ

8.2-§ да кўрсатилгандек, 1–1 ва 2–2 кесимлари учун Д. Бернулли тенгламасини қўллаб, сув сарфи формуласини оламиз

$$Q = \mu_0 \omega_0 \sqrt{2gz}, \tag{8.30}$$

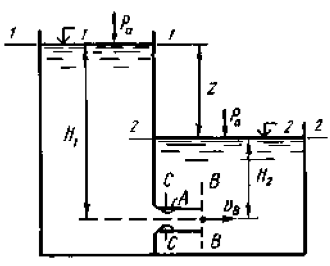
бунда белгиларни 8.6- расмдаги чизмадан оламиз. Бу ерда μ_0 ни $(\mu_0)_{TC}$ га тенг деб олсак ҳам бўлаверади ($\mu_0 = 0{,}62$). У ҳолда йўқотилган напор

$$h_f = Z = (\xi_{1-c} + \xi_{c-2})\frac{v_c^2}{2g}, \tag{8.31}$$

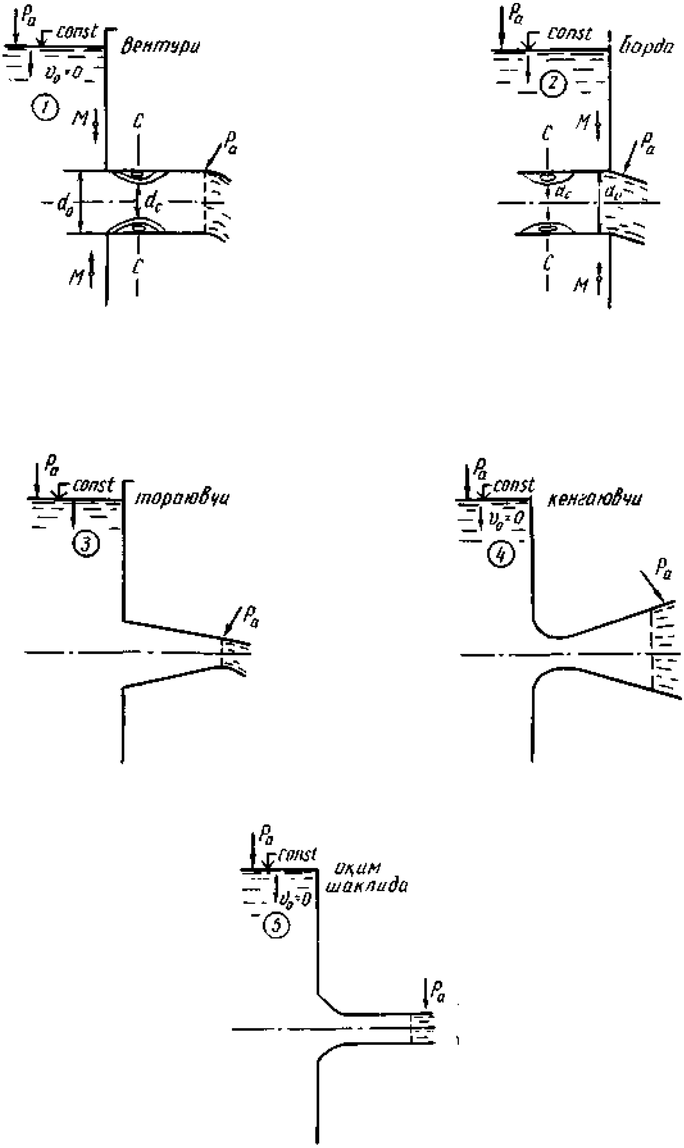
бунда $\xi_{c-2} = 1{,}0$.

8.6- §. НАПОР ЎЗГАРМАС БЎЛГАН ҲОЛДА ЮПҚА ДЕВОРДАГИ ТЕШИККА ЎРНАТИЛГАН ҚИСҚА ҚУВУР (НАСАДКА)ДАН ОҚИБ ЧИҚАЁТГАН СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ҲАРАКАТИ

Девордаги тешикка ўрнатилган қисқа қувур (насадка) турлари. Юқорида қисқа ва узун қувур ҳақида тушунча берган эдик. Агар қувур узун бўлса, унда йўқотилган напорни ҳисоблашда фақат ўзаннинг узунлиги бўйича йўқотилган напор h_l ҳисобга олинади; қувур қисқа бўлганда эса, ҳам узунлиги бўйича h_l, ҳам маҳаллий йўқотилган напор h_j ҳисобга олинади. Агар қувур жуда ҳам қисқа бўлса, у ҳолда фақат маҳаллий йўқотилган напор h_j ҳисобга олинади, яъни $h_l \simeq 0$.



8.6-расм.



8.7-расм.

Қисқа қувур турлари. 1. Вентури қисқа қувури. 2. Борда қисқа қувури. 3. Тораювчи қисқа қувур. 4. Кенгаювчи қисқа қувур. 5. Оқим шаклидаги қисқа қувур ва бошқалар (8.7-расм).

Доиравий ташқи қисқа қувур (Вентури қисқа қувури). Девордаги тешикка ўрнатилган қисқа қувур орқали суюқлик оқиб чиқаётганда оқим қандайдир бир узунликда сиқилиб ω_c, кейин яна кенгаяди ва қувур тўлиб оқади (8.8- расм). Бунда сиқилган кесим атрофида қувурнинг периметри бўйича гирдоб *A* ҳосил бўлади. Бундай қисқа қувурда

$$\omega_{B-B} = \omega_0, \tag{8.32}$$

бу ерда ω_0 — қисқа қувур ўрнатилган девордаги тешикнинг кўндаланг кесими майдони; ω_{B-B} — қисқа қувур охиридаги кўндаланг кесими майдони. Бундай қисқа қувурларда сувнинг ҳаракати пайтида вакуум пайдо бўлади ва унинг энг катта миқдори оқимнинг энг сиқилган кўндаланг кесимида бўлади. Қисқа қувурнинг узунлиги бўйича босим худди расмда кўрсатилгандек ўзгаради (8.8-расм).

8.7- §. ДЕВОРДАГИ ТЕШИККА ЎРНАТИЛГАН ҚИСҚА (ДОИРАВИЙ) ҚУВУРДАН ОҚИБ ЧИҚАЁТГАН СУЮҚЛИК ОҚИМИНИНГ ТЕЗЛИГИ ВА СУВ САРФИНИ АНИҚЛОВЧИ ФОРМУЛАЛАР

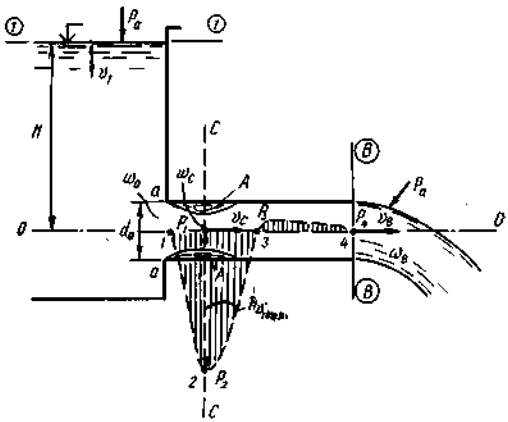
Бу ерда ҳам 8.2- § дагига ўхшаш 1—1 ва *B—B* кесимлари учун Д. Бернулли тенгламасини қўллаб, оқимнинг тезлиги v_{B-B} ва сув сарфлари *Q* ни аниқлаймиз.

а) девордаги тешикка ўрнатилган қисқа қувур ташқи томондан сув билан кўмилмаган ҳолат (8.8-расм).

1. Қисқа қувурдан оқиб чиқаётган суюқлик оқимининг тезлиги *B—B* кесимида

$$v_{B-B} = \varphi\sqrt{2gH}, \tag{8.33}$$

бунда v_{B-B} қисқа қувур охиридаги кўндаланг кесими *B—B* юзасининг майдонидаги ўртача тезлик; *H* — қисқа қувур



8.8- расм.

ўқидан то идишдаги сувнинг эркин сатҳи чизиғигача бўлган масофа. Қисқа қувурда маҳаллий йўқотилган напор

$$h_{j_{1-B}} = \xi_{\text{ққ}_{a-a}} \frac{\alpha_{B-B} v^2_{B-B}}{2g}, \qquad (8.34)$$

бу ерда $\xi_{\text{ққ}_{a-a}}$ — қисқа қувур учун $a-a$ кесимидаги, яъни қувурга кириш жойидаги маҳаллий қаршилик коэффициенти.

2. Қисқа қувурдан оқиб чиқаётган суюқликнинг сув сарфи

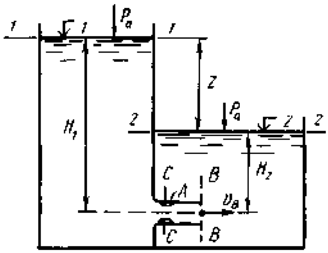
$$Q = \mu_{\text{ққ}} \sqrt{2gH}, \qquad (8.35)$$

бунда $\mu_{\text{ққ}}$ — қисқа қувур учун сув сарфи коэффициенти;

$$\mu_{\text{ққ}} = \varepsilon_{B-B}\varphi = 1{,}0 \cdot \varphi = \varphi, \qquad (8.36)$$

бу ерда ε_{B-B} — қисқа қувурнинг охирги кўндаланг кесими $B-B$ даги майдонида сиқилиш коэффициенти (бу ерда босим атмосфера босимига тенг бўлган ҳолда)

$$\varepsilon_{B-B} = \frac{\omega_{B-B}}{\omega_0} = 1{,}0\,. \qquad (8.37)$$



8.9-расм.

б) девордаги тешикка ўрнатилган қисқа қувур ташқаридан сув билан кўмилган ҳолат.

1. Қисқа қувурдан оқиб чиқаётган суюқлик оқимининг тезлиги

$$v_{B-B} = \varphi\sqrt{2gZ}, \qquad (8.38)$$

бу ерда Z — иккала идишдаги эркин сув сатҳи чизиқларининг фарқи $\nabla 1 - \nabla 2 = Z$ (8.9-расм).

$$\varphi = \sqrt{\frac{1{,}0}{\xi_{\text{ққ}a-a} + \xi_{\text{чиқ}}}};\ \xi_{\text{чиқ}} \simeq 1{,}0. \qquad (8.39)$$

2. Қисқа қувурдан оқиб чиқаётган суюқликнинг сарфи

$$Q = \mu_{\text{ққ}}\sqrt{2gZ}, \qquad (8.40)$$

бу ерда $\mu_{\text{ққ}}$ — сув сарфи коэффициенти, бу коэффициент (8.42) формуладан аниқланади. Олинган ε, ξ, φ, $\mu_{\text{ққ}}$ коэффициентларнинг қийматлари қуйидагича:

1. $\varepsilon_{B-B} = 1$; $\varepsilon_{C-C} = 0{,}63 \div 0{,}64$.

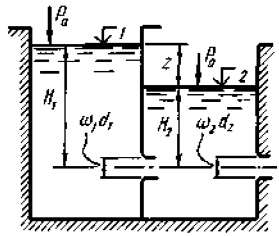
2. $\xi_{\text{ққ}a-a} = \xi_{\text{кириш}} = 0{,}5$ (қувур ташқаридан сув билан кўмилмаган).

3. $\xi_{\text{ққ}a-a} = \xi_{\text{кир}} + \xi_{\text{чиқ}} = 0{,}5 + 1{,}0 = 1{,}5$ (қувур ташқаридан сув билан кўмилган)

4. $\varphi = \mu_{\text{ққ}} = \sqrt{\dfrac{1{,}0}{1{,}0+\xi_{\text{ққ}a-a}}} = \sqrt{\dfrac{1{,}0}{1{,}0+0{,}5}} = 0{,}82.$

Юпқа девордаги кичик тешик ва унга ўрнатилган қисқа қувур (насадка)лардан оқиб чиқаётган суюқлик оқимининг тезлигини ва сув сарфини аниқлаш бўйича амалий машғулот.

8.1-масала. Икки бўлакка ажратилган ҳавзанинг чап томонидаги идишда эркин сув сатҳи ўзгармас. Унда доиравий тешик бор, у тешикдан иккинчи, сув тўлдирилган идишга суюқлик оқиб ўтади. Бу тешик ташқаридан кўмилган, унинг диаметри $d_1 = 0,10$ м. У сув сатҳидан $H = 3,07$ м чуқурликда жойлашган. Иккинчи идишда ҳам кичик доиравий тешик мавжуд бўлиб, у сув сатҳидан H_2 чуқурликда жойлашган, унинг диаметри $d_2 = 0,12$ м. Сув сарфи ва чуқурлик H_2 ни аниқлаш керак (8.10-расм).



8.10-расм.

Ечиш. Иккала идишда эркин сув сатҳлари ўзгармас бўлади, чунки иккала тешикдан оқаётган сув сарфлари бир-бирига тенг бўлса, шу тенгликка асосан H_2 ни аниқлаймиз. $Q_1 = Q_2$ ни назарда тутган ҳолда, бири кичик тешик (биринчиси биринчи идишда) кўмилган; иккинчиси иккинчи идишда, кичик тешик ташқаридан кўмилган. Шу юқорида айтилган иккала ҳол учун сув сарфи формулаларини ёзамиз ва уларни юқоридаги шартга асосан бир-бирига тенглаштирамиз:

$$Q_1 = \mu\omega_{0_1}\sqrt{2g(H_1 - H_2)};$$
$$Q_2 = \mu\omega_{0_2}\sqrt{2gH_2} \qquad (8.41)$$

уларни бир-бирига тенглаштириб олсак,

$$\mu\frac{\pi d_1^2}{4}\sqrt{2g(H_1 - H_2)} = \mu\frac{\pi d_2^2}{4}\sqrt{2gH_2}\ , \qquad (8.42)$$

ёки қийматларини ўрнига қўйиб чиқсак,

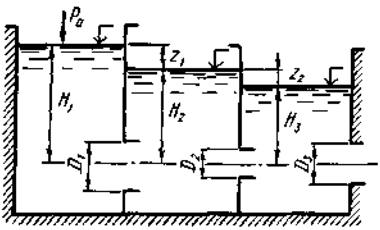
$$0,10^2\sqrt{3,07 - H_2} = 0,12^2\sqrt{H_2}, \qquad (8.43)$$

бундан $H_2 = 1,0$ м.

Энди сув сарфини аниқлаймиз

$$Q_1 = Q_2 = \mu\omega_{0_1}\sqrt{2g(H_1 - H_2)} =$$
$$= 0,62\frac{3,14\cdot 0,10^2}{4}\sqrt{19,62\cdot 2,07} = 0,031 \text{ м}^3/\text{с}.$$

8.2-масала. Берилган бир-бири билан қўшилган учта туташ идиш суюқлик билан тўлдирилган (8.11-расм).



8.11-расм.

I-идишдан II-идишга суюқлик диаметри D_1 бўлган кичик тешикдан; II идишдан III-идишга диаметри D_2 бўлган кичик тешикдан ва III идишдан ташқарига диаметри D_3 бўлган шу тешикка ўрнатилган узунлиги l бўлган қисқа қувур (насадка)дан оқиб чиқади. Сув сарфи Q ва Z_1, Z_2 ларни аниқлаш керак.

Берилган: $H = 1{,}0$ м; $D_1 = 30$ мм; $D_2 = 15$ мм; $D_3 = 20$ мм; $l = 0{,}09$ м.

Жавоб $Q = 0{,}001140$ м^3/с
$Z_1 = 0{,}345$ м;
$Z_2 = 0{,}552$ м.

Такрорлаш учун саволлар

8.1. Қисқа қувур (насадка) тушунчаси қандай?

8.2. Юпқа девордаги кичик тешикдан оқиб чиқаётган сувнинг тезлиги ва сарфи формуласини ёзинг

8.3. Сиқилиш, тезлик, ишқаланиш ва сув сарфи коэффициенти қандай?

8.4. Тўлиқ ва тўлиқ бўлмаган сиқилиш нима?

ТЎҚҚИЗИНЧИ БОБ

ГИДРАВЛИК ЖАРАЁНЛАРНИ (ҲОДИСАЛАРНИ) ФИЗИКАВИЙ МОДЕЛЛАШ НАЗАРИЯСИ АСОСЛАРИ. ГИДРАВЛИК ЭЛЕМЕНТЛАРНИ ҲИСОБЛАШДА ЭҲМ НИ ҚЎЛЛАШ

Асосий тушунчалар. Бирон бир гидротехник ва бошқа иншоотларни қуришни бошлашдан илгари уни лойиҳалаш даврида муҳандислар барча гидравлик жараёнлар ва ҳодисаларни яхши ўрганиб чиқишлари керак, чунки иншоотни қуриш ва ишлатишда шу гидравлик жараёнларга дуч келишлари мумкин. Шунинг учун ҳам бу жараёнларни ҳам сифат, ҳам сон жиҳатидан мукаммал баҳолаш керак. Масалан, гидроузелни лойиҳалаётганда қуйидагиларни баҳолаб чиқиш керак: оқимнинг гидравлик элементлари қандай ўзгаради, чунончи, сувнинг чуқурлиги, тезликларни ва босимларнинг оқимнинг кўндаланг кесими майдони бўйича тақсимланиши, ўзаннинг кенглиги ва ҳоказо; гидроузелнинг юқори бьефида ЭЭССЧ, масалан, эгри кўтарилма қандай шаклда бўлади; ўзан тубининг умумий ва маҳаллий ювилиши қандай бўлади; юқори бьефда қанча жойни сув босади; иншоот тагидан ўтаётган ер ости сув ҳаракати қандай бўлади ва ҳоказо. Амалиётда шундай бўладики, баъзи бир гидравлик жараёнларни (ҳодисаларни) дифференциал тенгламалар билан ёзиб чиқиш жуда мураккаб ёки мутлақо мумкин эмас. Масалан, умумий ҳолда суюқликнинг турбулент ҳаракатини, ўзандаги қуйқумларнинг (қумтошларнинг) ҳаракати, уларнинг иншоотларга таъсири ва ҳоказо. Шунинг учун гидравлик жараёнларни (ҳодисаларни) математик моделлаш, айниқса, суюқликнинг турбулент ҳаракатини ҳамда улардаги қум-тошлар ҳаракатини назарда тутсак, булар гидромеханика фанида илмий изланишларнинг негизи ҳисобланади.

Афсуски, кўпчилик математик моделлашда кўпинча қўйилган масаланинг ечимини олиш (энг қудратли ЭҲМ ёрдамида ҳам), ҳисоблаш жараёнида анча қийинчиликларга дуч келаётгани учун, мумкин бўлмаяпти. Бундай ҳолларда гидравлик ҳодисаларни тажриба усулида физикавий моделлаш ёрдамида лабораторияда ҳал қилинади.

9.1-§. ГИДРАВЛИК ЖАРАЁНЛАРНИ (ҲОДИСАЛАРНИ) МОДЕЛЛАШ УСУЛЛАРИ

Амалиётда ҳар хил моделлаш усуллари мавжуд. Шулардан фақат гидравликага оид бўлганларини қараб чиқамиз.

Физикавий моделлаш турлари. Физикавий моделлашда асосан геометрик, кинематик ва динамик параметрлар ўрганилади. Бундай жараёнлар қаторига суюқлик оқими (ёки унинг бирон бўлаги) қаттиқ девор билан боғланган ҳолдаги (қувур, очиқ ўзаннинг ювиладиган туби ва ҳоказо) ва ундаги қуйқумларнинг ҳаракати ва бошқалар киради. Агар моделда аслига ўхшаш физикавий бир хил жисм (суюқлик ва қум-тошлар) ишлатилса, у ҳолда буни физикавий моделлаш деб аталади. Масалан, аслида сув ҳаракатини назарда тутсак, моделда ҳам шу сув ишлатилиши лозим. Агар моделлашда, моделда аслига қараганда бошқа жисм (материал)лар ишлатилса, бундай моделлашни аналог усулида моделлаш дейилади. Масалан, аслида ер остидаги сувнинг ҳаракати (иншоот тагидан ўтаётган сувнинг ҳаракати — фильтрация)ни моделда электр оқими билан алмаштирилади (Электр оқимининг ҳаракати Лаплас тенгламаси ёрдамида бажарилади.) Грунтлар эса электр оқимини ўтказгич материаллар билан алмаштирилади. Шунинг учун аслида ер ости сувининг ҳаракатини ўрганишни моделда электр токини ўтказувчан материаллардан фойдаланиб, унда электр оқимининг шундай миқдорларини, масалан, тезлик потенциали, оқим функцияси ва бошқаларни осонгина ўлчаш мумкин, уларни аслида ўлчашни иложи йўқ. Агар моделлаш назарияси яхши ишончли ишлаб чиқилган бўлса, у ҳолда, математикавий модел ёрдамида ва тегишли тенгламаларнинг бошланғич ва чегаравий шартларини назарда тутган ҳолда ҳеч қандай қийинчиликсиз кўп маблағ ва вақт сарф этмасдан масалани ўрганиш ва ечимини олиш мумкин. Бундай масалалар ЭҲМ ёрдамида ечилади. Охирги пайтларда гидравликага оид кўплаб масалаларни ҳал қилишда, масалан, суюқлик оқимининг текис илгариланма ҳаракати ва нотекис илгариланма ҳаракатларини, сув ўтказгич гидротехник иншоотларини гидравлик ҳисоблашда, ечимларини қулай ҳал ўтишда, катта-катта жадваллар тузишда ҳамда қатор ўхшаш ҳисобларни бажаришда ЭҲМ катта аҳамиятга эга. Автоматик лойиҳалаш тизимида ҳисоблаш машиналарининг алоҳида ўрни бор.

9.2-§. ГИДРАВЛИКАДА ЎХШАШЛИК НАЗАРИЯСИНИНГ АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАРИ

Гидравлик жараёнларни (ҳодисаларни) моделлаш асосан икки хил: математикавий ва физикавий моделлашлар. Математикавий моделлаш усулига юқорида қисқача тушунча бериб ўтилди. Гидравликада асосан физикавий моделлаш кўпроқ қўлланилгани учун қуйида биз шу усул устида кенгроқ тўхталиб ўтамиз.

Физикавий моделлаш усули

Бундай моделлашда ўрганилаётган гидравлик жараёнлар аслида ўзининг масштаби билан фарқ қиладиган моделда механиканинг умумий ўхшашлик назариясига асосан бажарилади. Гидравлик жараёнлар (ҳодисалар) уларда барча геометрик элементларнинг ўлчамлари (узунликлари), зичликлари ва суюқликнинг динамикаси (суюқлик заррачаларига таъсир этаётган кучлар) бир хил нисбатда, бир хил нуқтада, бир хил йўналишда таъсир этаётган ҳолда бўлганда механикавий ўхшаш бўлади. *Бу ҳолатда бундай модел гидротехник ва бошқа иншоотларни, уларда ҳаракат қилаётган суюқликлар билан бирга кичрайтирувчи модел деб аталади.* Оқимнинг тўлиқ гидродинамик ўхшашлигини вужудга келтириш учун уларда геометрик, кинематик ва динамик ўхшашликлар бажарилган бўлиши шарт.

Геометрик ўхшашлик. Икки суюқлик оқими геометрик ўхшаш бўлиши учун уларнинг ўзаро *узунлик ўлчам миқдорлари* орасида қуйидаги ўзгармас нисбат мавжуд бўлиши шарт

$$\frac{l_a}{l_м} = \alpha_l = \text{const}, \qquad (9.1)$$

бу ерда α_l — узунлик масштаби, бу моделнинг узунлик ўлчами $l_м$ нинг аслидаги узунлик ўлчами l_a га нисбатан неча марта кичиклаштирилганини кўрсатади. Бу геометрик ўхшашлик моделда ўзаннинг барча узунлик ўлчамлари (h — сувнинг чуқурлиги; b — ўзан тубининг кенглиги; l — унинг узунлиги ва бошқалар), $\frac{h_a}{h_м} = \alpha_h = \alpha_l$; $\frac{b_a}{b_м} = \alpha_b = \alpha_l$ ва шу қаторда ўзан туби ғадир-будурлигининг геометрик баландликлари ($\bar{\Delta}$ — ғадир-будурликларнинг баландликлари, уларнинг ўртача ўлчамлари, $\frac{\bar{\Delta}_a}{\bar{\Delta}_м} = \alpha_{\bar{\Delta}} = \alpha_l$, ўзан тубида тош-қумларнинг ҳаракати пайтида ҳосил бўладиган қум тўлқинларининг баландликлари ёки микро- ва макрошаклларнинг баландликлари ва уларнинг узунликлари)ни ҳам аслидаги ғадир-будурликларга қараганда α_l марта кичиклаштириш керак бўлади

$$\frac{\bar{\Delta}_a}{\bar{\Delta}_м} = \alpha_{\bar{\Delta}} = \alpha_l . \qquad (9.2)$$

Бундан келиб чиқадики, геометрик ўхшашлик бажарилса, ўзанлардаги суюқлик оқимларида нисбий ғадир-будурликлар $\frac{\bar{\Delta}}{h}$ ўзгармас бўлиб қолади, яъни бу нисбат аслида қандай бўлган бўлса (геометрик ўхшашлик сақланган ҳолда), моделда ҳам худди шундай бўлиши шарт. Бундай ҳолат гидродинамикада қуйидагича ифодаланади:

$$\frac{\bar{\Delta}}{h} = \text{idem}. \qquad (9.3)$$

Оқим кўндаланг кесими нисбатиги майдонининг ва V сув ҳажмининг нисбати ҳам шундай ўзгармас бўлиши керак:

$$\frac{\omega_a}{\omega_м} = \alpha_\omega = \alpha_l^2; \qquad (9.4)$$

$$\frac{V_a}{V_м} = \alpha_V = \alpha_l^3. \qquad (9.5)$$

Кинематик ўхшашлик. Табиий ҳолатдаги оқимда ва моделдаги оқимда тезлик ва тезланиш майдонлари ўхшаш ва ўша оқимлардаги (асл ва модел) бир хил (ўхшаш) нуқталарда тезликлар u ва тезланишлар a тегишли вақтда бир хил нисбатда бўлсалар, у ҳолда икки суюқлик оқими кинематик ўхшаш бўлади.

$$\frac{u_a}{u_м} = \frac{\frac{l_a}{t_a}}{\frac{l_м}{t_м}} = \frac{l_a}{l_м}\frac{t_м}{t_a} = \frac{\frac{l_a}{l_м}}{\frac{t_a}{t_м}} = \frac{\alpha_l}{\alpha_t} = \alpha_u; \qquad (9.6)$$

$$\frac{a_a}{a_м} = \frac{\alpha_l}{\alpha_t^2} = \frac{\alpha_u^2}{\alpha_l} = \alpha_a. \qquad (9.7)$$

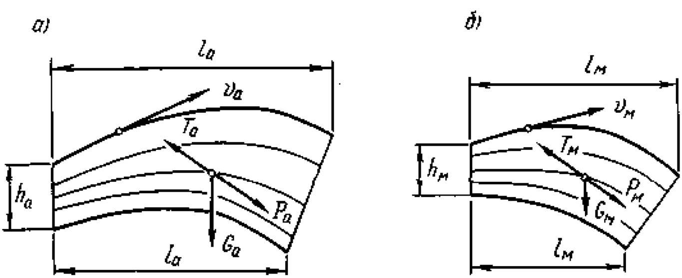
Шу билан бир қаторда улар умумий ҳажм бўйича ўзгармас бўлади:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_u &= \text{const (умумий суюқликнинг ҳажми бўйича)} \\ \alpha_a &= \text{const (умумий суюқликнинг ҳажми бўйича)} \end{aligned}\right\} \quad (9.8)$$

Кинематик ўхшашлик фақат геометрик ўхшашлик мавжуд бўлган ҳолда бажарилади ($\frac{t_a}{t_м} = \alpha_t = \text{const}$ — вақт масштаби).

Динамик ўхшашлик. И.Ньютоннинг ўхшашлик қонуни. Моделда ва аслида суюқлик оқимининг ўхшаш нуқталарида суюқлик заррачаларига таъсир этувчи кучлар бир хил ва ўша қўйилган кучларнинг векторлари геометрик ўхшаш кўпбурчакларни ташкил этса, бундай кучлар динамик ўхшаш кучлар дейилади.

9.1- расмда кўрсатилгандек, суюқлик оқимининг ихтиёрий заррачасига умуман қуйидаги кучлар таъсир этади.



9.1- расм.

1. *Оғирлик кучи,* у суюқликнинг ρ зичлиги, g эркин тушиш тезланишива ва V суюқликнинг ҳажмига тўғри пропорционал (ёки заррачанинг узунлик ўлчамининг учинчи даражаси l^3 га тенг)

$$G = Mg = \rho g V \sim \rho g l^3. \qquad (9.9)$$

2. *Босим кучи,* у гидродинамик босим p бўлиб, таъсир этаётган ω майдонга (ёки заррачаларнинг узунлик ўлчамининг иккинчи даражаси l^2 га) тўғри пропорционал

$$P = p\,\omega \sim p l^2. \qquad (9.10)$$

3. *Ишқаланиш кучи,* у суюқлик заррачасининг динамик қовушоқлик коэффициенти μ га, суюқлик заррачалари тезликларига u (узунлик ўлчамининг биринчи даражаси l га) тўғри пропорционал

$$T = \mu \frac{du}{dh}\omega \sim \mu\, u\, l. \qquad (9.11)$$

(9.9), (9.10), (9.11) тенгламаларда келтирилган кучларнинг тенг таъсир этувчиси F И.Ньютоннинг II қонуни асосида, масса M нинг тезланиш a га кўпайтмасига тенг

$$|\vec{F}| = |\vec{G}| + |\vec{P}| + |\vec{T}| = Ma = \rho V a \sim \rho l^3 \frac{u^2}{l} = \rho l^2 u^2. \qquad (9.12)$$

Бу тенг таъсир этувчи куч $|\bar{F}|$ қиймат нуқтаи назаридан қараганда инерция кучига тенг

$$|\vec{F}| = |\bar{I}| \sim \rho l^2 u^2. \qquad (9.13)$$

Ўхшашлик назариясига асосан барча бир хил қўш кучларнинг нисбатлари аслидаги, яъни табиий ҳолатдаги, (9.1 а-расм) ва моделдаги (9.1 б-расм) суюқлик оқимлари учун бир хил, яъни

$$\frac{G_a}{G_м} = \frac{P_a}{P_м} = \frac{T_a}{T_м} = \frac{F_a}{F_м} = \frac{I_a}{I_м} = \alpha_F = \text{const}, \qquad (9.14)$$

бу ерда α_F — кучларнинг масштаб кўпайтмаси, яъни бу аслидаги табиий оқимдаги ихтиёрий бир нуқтага қўйилган кучнинг моделдаги тегишли нуқтага қўйилган куч миқдоридан неча марта катталигини кўрсатади. α_l, α_u, α_F миқдорлар — *масштаб кўпайтмалари* деб аталади. Бу масштаб кўпайтмаларини ўхшаш оқим учун танлаш ихтиёрий эмас, чунки улар орасида маълум бир боғланиш мавжуд.

Юқорида кўрсатилгандек, ихтиёрий олинган оқимдаги суюқлик заррачаларига таъсир этувчи барча кучларнинг тенг таъсир этувчиси (9.12) тенгламадан қуйидагича аниқланади:

$$F = \rho V a. \tag{9.15}$$

(9.15) тенгламага асосан аслида табиий ҳолатда ва моделда икки ўхшаш суюқлик оқимининг заррачаларига қўйилган кучларнинг тенг таъсир этувчиси

$$\left.\begin{aligned} F_a &= \rho_a V_a a_a; \\ F_м &= \rho_м V_м a_м. \end{aligned}\right\} \tag{9.16}$$

Агар уларнинг нисбатини масштаб кўпайтмалари орқали белгиласак, у ҳолда

$$\frac{F_a}{F_м} = \frac{\rho_a V_a a_a}{\rho_м V_м a_м} = \alpha_F = \alpha_\rho \alpha_l^3 \alpha_a, \tag{9.17}$$

бунда α_ρ — сув зичлигининг масштаб кўпайтмаси. Бу ерда (9.7) тенгламадан

$$\alpha_a = \frac{\alpha_u^2}{\alpha_l}. \tag{9.18}$$

(9.18) тенгламани (9.17) тенгламага қўйсак

$$\alpha_F = \alpha_\rho \alpha_l^2 \alpha_u^2, \tag{9.19}$$

ёки

$$\frac{\alpha_F}{\alpha_\rho \alpha_l^2 \alpha_u^2} = 1,0. \tag{9.20}$$

(9.19) ва (9.20) тенгламалар масштаб кўпайтмалари орқали ифодаланган И. Ньютоннинг ўхшашлик қонуни *дейилади. Масштаб кўпайтмалари ўрнига уларнинг миқдор*ларини қўйиб чиқсак, у ҳолда

$$\frac{F_a}{\rho_a l_a^2 u_a^2} = \frac{F_м}{\rho_м l_м^2 u_м^2}, \tag{9.21}$$

ёки

$$Ne_a = Ne_м, \tag{9.22}$$

бундан келиб чиқадики

$$Ne = idem, \tag{9.23}$$

бу ерда

$$Ne = \frac{F}{\rho l^2 u^2} \text{ — И. Ньютон критерияси} \tag{9.24}$$

И. Ньютон критериясини бошқача кўринишда ҳам ёзиш мумкин, бунинг учун (9.24) тенгламанинг суратини ва махражини l га кўпайтирсак, у ҳолда ($M = \rho\, l^3$ ни назарда тутган ҳолда)

$$Ne = \frac{F\,l}{M\,u^2} = idem, \tag{9.25}$$

бу ҳолатда И. Ньютоннинг ўхшашлик қонуни физикавий миқдорларда қуйидагича ёзилади

$$\frac{F_a l_a}{M_a u_a^2} = \frac{F_м l_м}{M_м u_м^2}. \tag{9.26}$$

Суюқлик оқимининг гидродинамик ўхшашлиги, асосан И. Ньютон критериясини, моделда ва аслида тенглигини таъминлаш орқали бажарилади, яъни

$$Ne_a = Ne_м. \tag{9.27}$$

9.3-§. ДИНАМИК ЎХШАШЛИК КРИТЕРИЯСИ

Гидравлик жараён ва ҳодисаларни моделлашда гидродинамик ўхшашлик шарти, бу аслида ва моделда барча кучлар нисбатларининг тенглигидир. И. Ньютоннинг асосий критерияси (9.25) дан табиатнинг ҳар хил физик кучлари учун хусусий ўхшашлик критерияларини олиш мумкин. Қуйида амалиётда тез-тез учраб турадиган масалаларда асосий таъсир этувчи кучлар учун ўхшашлик критериясини келтирамиз.

I. В. Фруднинг ўхшашлик критерияси. Бу критерия қаралаётган суюқлик ҳаракати пайтида ундаги гидравлик жараёнларда оғирлик кучи бошқа кучларга нисбатан устун бўлган ҳолда қўлланилади. Унинг учун (9.14) тенгламадан келиб чиқадиган шартга асосан

$$\frac{G_a}{G_м} = \frac{l_a}{l_м};$$

ёки

$$\frac{l_a}{G_a} = \frac{l_м}{G_м}. \tag{9.28}$$

(9.9) ва (9.10) тенгламаларни назарда тутган ҳолда

$$\frac{u_a^2}{gl_a} = \frac{u_м^2}{gl_м} = Fr, \tag{9.29}$$

бу ерда Fr — В. Фруд сони (критерияси), Fr сонини масштаб кўпайтмаси орқали ифодаласак

$$\frac{\alpha_u^2}{\alpha_g \alpha_l} = 1,0. \tag{9.30}$$

Бундан келиб чиқадики, В. Фруд сони (критерияси) иккала оқимнинг, моделда ва аслида, ўхшаш кўндаланг кесимларида бир-бирига тенг бўлса, суюқлик оқимини геометрик ва гидродинамик ўхшаш деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$Fr_a = Fr_м; \tag{9.31}$$

ёки

$$Fr = idem. \tag{9.32}$$

Бу ҳолда сув оқимининг тезликлари ва сув сарфлари нисбатлари қуйидагича

$$\frac{u_a}{u_м} = \alpha_u = \alpha_l^{0,5}; \tag{9.33}$$

$$\frac{Q_a}{Q_м} = \alpha_Q = \alpha_l^{2,5}. \tag{9.34}$$

Вақт учун масштаб кўпайтмаси қуйидагича

$$\alpha_t = \alpha_l^{0.5}. \qquad (9.35)$$

Гидравлик жараёнларни В. Фруд критерияси орқали моделлашда, уларнинг гидравлик нишабларини тенг деб олиш мақсадга мувофиқ

$$J_a = J_м;$$

ёки

$$\frac{J_a}{J_м} = 1,0. \qquad (9.36)$$

чунки бу жараён оқимнинг турбулент ҳаракатининг иккинчи даражали қаршилик областига тегишли.

2. О. Рейнольдснинг ўхшашлик критерияси. Бу критерияда суюқлик ҳаракати пайтида ундаги ишқаланиш кучи бошқа кучларга нисбатан устунлик қилган ҳолда қўлланилади. Бу ерда ҳам (9.14) тенгламадан келиб чиқадиган шартга асосан олинади, у ҳолда (9.11)ни назарда тутиб, қуйидагини оламиз

$$\frac{u_a l_a}{\nu_a} = \frac{u_м l_м}{\nu_м} = \mathrm{Re}. \qquad (9.37)$$

Шундай қилиб, суюқлик оқими гидродинамик ўхшаш бўлади, қачонки иккала оқимнинг кўндаланг кесими учун

$$\mathrm{Re}_а = \mathrm{Re}_м; \qquad (9.38)$$

ёки

$$\mathrm{Re} = idem. \qquad (9.39)$$

Агар

$$\frac{\nu_a}{\nu_м} = 1,0. \qquad (9.40)$$

бўлган ҳолда, қуйидаги нисбатлар ҳақиқий деб ҳисобланади:

тезлик

$$\frac{u_a}{u_м} = \alpha_u = \alpha_l^{-1,0}; \qquad (9.41)$$

сув сарфи

$$\frac{Q_a}{Q_м} = \alpha_Q = \alpha_l; \qquad (9.42)$$

вақт

$$\frac{t_a}{t_м} = \alpha_t = \alpha_l^{1};\qquad (9.43)$$

гидравлик нишаб

$$\frac{J_a}{J_м} = \alpha_J = \alpha_l^{-3}.\qquad (9.44)$$

3. Л. Эйлернинг ўхшашлик критерияси. Бу критерия суюқлик заррачаларига таъсир этаётган бошқа кучларга нисбатан босим кучи устунлик қилган ҳолда, (9.14) тенгламадан олинади, (9.10) тенгламани назарда тутган ҳолда

$$\frac{p_a}{\rho_a u_a^2} = \frac{p_м}{\rho_м u_м^2} = Eй.\qquad (9.45)$$

Бу ерда Ей — Л. Эйлер критерияси, у модел ва аслидаги табиий ҳол учун тенг:

$$Eй_a = Eй_м\qquad (9.46)$$

ёки

$$Eй = idem.\qquad (9.47)$$

Агар Re критерияси шарти бажарилса, у ҳолда Л. Эйлер критерияси шарти ўз-ўзидан бажарилади, бунда

$$Eй = \lambda \frac{l}{2d}.\qquad (9.48)$$

4. М. Вебернинг ўхшашлик критерияси. Бу критерия сатҳга тортилиш кучи $F = \sigma l$ устунлик қилган ҳолда олинади. Бу ерда σ — сатҳга тортилиш коэффициенти,

$$\frac{\rho_a u_a^2 p_a}{\sigma_a} = \frac{\rho_м u_м^2 l_м}{\sigma_м} = We,\qquad (9.49)$$

We — М. Вебер критерияси, у, аслида ва моделда бир-бирига тенг бўлиши керак:

$$We_a = We_м;$$

ёки

$$We = idem. \quad (9.51)$$

5. Струхалнинг ўхшашлик критерияси. критерияда суюқлик оқимининг беқарор ҳаракатида инерция кучининг таъсири устун бўлса, қуйидаги шарт бажарилиши керак

$$\frac{u_a t_a}{l_a} = \frac{u_м t_м}{l_м} = st, \quad (9.52)$$

бунда St — Струхал критерияси, у, аслида (табиий ҳолда) ва моделда бир хил бўлиши керак

$$St_a = St_м; \quad (9.53)$$

ёки

$$St = idem, \quad (9.53)$$

бу ерда вақт учун

$$\frac{t_a}{t_м} = \alpha_l^{0,5}. \quad (9.54)$$

6. Махнинг ўхшашлик критерияси. Бу критерияда суюқликнинг сиқилиши назарда тутилади:

$$\frac{u_a}{C_a} = \frac{u_м}{C_м} = M, \quad (9.55)$$

бу ерда C — товушнинг тарқалиш тезлиги; Ma — Мах критерияси, аслида (табиий ҳол) ва модел учун бир хил

$$Ma_a = Ma_м;$$

ёки (9.56)

$$Ma = idem.$$

7. Архимеднинг ўхшашлик критерияси. Бу критерияда икки хил зичликка эга бўлган суюқликлар зичлигининг фарқи натижасида $\rho_г - \rho$ пайдо бўладиган Архимед кучи

$$\frac{g_a l_a}{u_a^2}\left(\frac{\rho_1-\rho}{\rho_1}\right) = \frac{g_м l_м}{u_м^2}\left(\frac{\rho_1-\rho}{\rho_1}\right)_м = Ar \quad (9.57)$$

бу ерда Ar — Архимед критерияси, у аслида ва моделда бир хил бўлиши керак

$$Ar_a = Ar_м; \quad (9.58)$$

ва

$$Ar = idem. \quad (9.59)$$

8. Кошининг ўхшашлик критерияси. Бу критерия зарбага қарши куч таъсири устунлик қилганда (масалан қувурдаги гидравлик зарба) қўлланилади

$$\frac{u_a^2 \rho_a}{E_a} = \frac{u_м^2 \rho_м}{E_м} = Co, \quad (9.60)$$

бу ерда Е — материалнинг зарбани қайтариш хусусияти (модуль упругости); *Co* — Коши критерияси

$$Co_a = Co_м; \quad (9.61)$$

еки

$$Co = idem.$$

9. Ж. Лагранжнинг ўхшашлик критерияси. Бу критерия секин ҳаракатланувчи, қовушоқлиги катта бўлган суюқликларнинг ўхшашлигини ўрганувчи критерия. Бу критерия Л. Эйлер ва О. Рейнольдс критерияларининг кўпайтмасига тенг

$$\mathrm{La} = \mathrm{Eй}\ \mathrm{Re} = idem \quad (9.62)$$

Биз гидравлик жараёнларни моделлашда асосан, амалиётда тез учраб турадиган ва қўлланилаётган гидродинамик ўхшашлик критерияларини келтирдик. Булардан ташқари яна бир нечта критериялар мавжуд, масалан, Л. Прандтль сони, Ҳ. Эйнштейн сони, Ричардсон сони, И.И. Леви критерияси, С.Т. Алтунин, Г.В. Железняков, И.В. Егиазаров, А. Ю. Умаровнинг критериялари ва бошқалар. Гидравликада тез учраб турадиган гидродинамик ўхшашлик критериясининг масштаб кўпайтмалари 9.1-жадвалда келтирилган.

Моделлаш шарти	Масштаб кўпайтмаси, α							
	узунлик	майдон	ҳажм	вақт	тезлик	тезланиш	сув сарфи	куч
Fr	α_l	α_l^2	α_l^3	$\alpha_l^{0,5}$	$\alpha_l^{0,5}$	1,0	$\alpha_l^{2,5}$	α_l^3
Re	α_l	α_l^2	α_l^3	α_l^3	α_l^{-1}	α_l^{-3}	α_l	1,0
Ar	α_l	α_l^2	α_l^3	$\alpha_l^{3,5}$	$\alpha_l^{-2,5}$	α_l^{-6}	$\alpha_l^{-0,5}$	α_l^{-3}
We	α_l	α_l^2	α_l^3	$\alpha_l^{1,5}$	$\alpha_l^{-0,5}$	α_l^{-2}	$\alpha_l^{1,5}$	α_l
Co	α_l	α_l^2	α_l^3	α_l	1,0	α_l^{-1}	α_l^2	α_l^2

9.4- §. ГИДРАВЛИК ЖАРАЁНЛАРНИ (ҲОДИСАЛАРНИ) ФИЗИКАВИЙ МОДЕЛЛАШДА АСОСИЙ КЎРСАТМАЛАР

Гидродинамик ўхшашлик критериясига асосан, бўлажак моделнинг масштабини аниқлашда умумий ўхшащлик қонунидан келиб чиқадиган қуйидаги қатор шартларни бажариш керак.

1. Агар суюқлик оқими аслида турбулент бўлса, моделда ҳам шундай турбулент ҳаракат бўлиши шарт: $Re_м > (Re_{кр})_м$, бу ҳолда моделнинг энг кичик рухсат этилган масштаб кўпайтмаси қуйидагича бўлиши керак:

$$\alpha_l = (30-50)\sqrt[3]{(v_a h_a)^2}, \qquad (9.63)$$

бу ерда ϑ_a, h_a — аслидаги сувнинг тезлиги ва унинг чуқурлиги.

2. Агар суюқлик ҳаракати аслида табиатда сокин ҳолатда $Fr \ll 1,0$ ёки жўшқин ҳолатда $Fr > 1,0$ бўлса, моделда ҳам худди шундай шароит ташкил этилган бўлиши шарт.

3. Гидравлик жараён (ҳодиса)ларни моделлашда ўзан ғадир-будурлигининг геометрик ўхшашлигини таъминлашга ҳаракат қилиш керак, аммо буни амалда бажариш ниҳоятда мураккаб бўлгани учун бу ҳолда ғадир-будурликни ифодаловчи гидравлик ишқаланиш коэффициентини $\lambda = idem$ шарти орқали моделлаш мумкин.

4. Агар моделда қум-тошлар (нанослар)нинг ҳаракатини ўрганиш керак бўлса, у ҳолда қум-тошлар моделда шундай ҳаракатланиши керакки, аслида табиатда қандай ҳаракат қилган бўлса, моделда ҳам худди ўша жараён барпо қилиниши керак. *Агар аслида қум-тошлар ўзан тубида ҳаракат қилган бўлса ва улар қум тўлқинлари шаклида, микро- ва макро шаклда ҳаракатланса, моделда ҳам ўзан тубининг шакли ва ундаги қум-тошларнинг ҳаракати шундай шаклда бўлиши керак.* Албатта, бу жараённи моделлаш ниҳоятда мураккаб, шунга қарамасдан қум-тошлар ҳаракатини кенг ўрганиш устида олимларимиз анча ишлар қилишган. Китобнинг ҳажми чегараланганлиги сабабли бу ерда қум-тош ҳаракатларини моделлаш усулларини келтириш имконияти бўлмади.

Гидравлик жараёнларни физикавий моделлашга оид амалий машғулот

9.1-масала. Қувурнинг ғадир-будурлиги ва ундаги оқимнинг ҳаракатини моделлаш. Аслида бетондан ясалган қувур берилган, унинг диаметри D_0=4,0 м; деворнинг ички ғадир-будурлигининг баландлиги Δ_a= 0,01 м ва λ_a = 0,01; қувур Q_a = 25 м^3/с сувни ўтказади. Шу гидравлик ҳодисани моделлаш керак. Моделдаги қувур девори материалининг ғадир-будурлиги $\Delta_м$=0,00008 м; сувнинг ҳарорати T°C=20°C. Сув сарфини аниқланг.

Ечиш. 1. Геометрик ўхшашлик назарияси бўйича деворнинг ғадир-будурлигини моделлаш учун моделнинг геометрик ғадир-будурлик масштаб кўпайтмасини аниқлаймиз:

$$\alpha_l = \alpha_\Delta = \frac{\Delta_a}{\Delta_м} = \frac{0,001}{0,00008} = 12,5.$$

Худди шундай, моделдаги қувур диаметрини ва гидравлик радиуси қийматини аниқлаймиз

$$d_м = \frac{D_a}{\alpha_l} = \frac{4{,}0}{12{,}5} = 0{,}32 \text{ м};$$

$$R_м = \frac{d_м}{4{,}0} = \frac{0{,}32}{4{,}0} = 0{,}08 \text{ м}.$$

2. $\lambda_a = \lambda_м$ шартини назарда тутган ҳолда, моделда иккинчи даражали қаршилик соҳаси чегарасини И.И. Леви ёки И. Никурадзе формулаларидан аниқлаймиз, масалан

$$\mathrm{Re}_{чегара} = \frac{14{,}0}{\Delta_м}\frac{R_м}{\sqrt{\lambda_м}} = \frac{14{,}0 \cdot 0{,}08}{0{,}00008\sqrt{0{,}01}} = 140000;$$

ва оқимнинг тезлиги

$$\vartheta_a = \frac{Q_a}{\omega_a} = \frac{Q}{\frac{\pi D^2}{4}} = \frac{25{,}0}{\frac{3{,}14 \cdot 4^2}{4}} = 1{,}99 \text{ м/с}$$

бўлган ҳолда, аслидаги О. Рейнольдс сонини аниқлаймиз

$$\mathrm{Re}_a = \frac{v_a R_a}{\nu_a} = \frac{1{,}99 \cdot 1{,}0}{0{,}01 \cdot 10^{-4}} = 199000;$$

бу ерда R_a — аслидаги гидравлик радиус,

$$R_a = \frac{\omega_a}{\chi_a} = \frac{\frac{\pi D^2}{4}}{2\pi\frac{D}{2}} = \frac{D}{4} = 1{,}0 \text{ м}.$$

3. Масштаб кўпайтмаларини аниқлаймиз

$$\alpha_v = \alpha_l^{-1}\frac{\mathrm{Re}_a}{\mathrm{Re}_м} = \frac{1{,}0}{12{,}5}\frac{199000}{140000} = 1{,}14$$

ва

$$\alpha_q = \alpha_\vartheta \alpha_l^2 = 1{,}14 \cdot 12{,}5^2 = 178{,}0.$$

4. Моделдаги қувурда сувнинг тезлиги

$$v_м = \frac{v_a}{\alpha_v} = \frac{1{,}99}{1{,}14} = 1{,}75 \text{ м/с};$$

сув сарфи эса

$$q_м = \frac{Q_a}{\alpha_q} = \frac{25,0}{178} = 0,14\ м^3/с.$$

9.2-масала. Очиқ ўзанларда суюқлик оқимининг барқарор текис илгариланма ҳаракатини моделлаш.

Тажрибавий усулда ихтиёрий физикавий қийматни аниқлаш критериал тенгламасининг умумий кўриниши қуйидагича:

$$\alpha_i = f\left(\mathrm{Fr},\ \mathrm{Re},\ \frac{\bar{\Delta}}{h},...\right). \tag{9.64}$$

Иккинчи даражали қаршилик области учун $\lambda_a = \lambda_м$ ни назарда тутган ҳолда, гидравлик жараёнларни қуйидаги шартларга биноан моделлаш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{Fr} &= \mathrm{idem}; \\ \mathrm{Re} &= \mathrm{idem}; \\ A_{\frac{\bar{\Delta}}{h}} &= \mathrm{idem}. \end{aligned}\right\} \tag{9.65}$$

Иккинчи даражали қаршилик области билан ўтиш области чегарасини $\mathrm{Re}_м > (\mathrm{Re}_м)_{чегара}$ И. Никурадзе формуласидан:

$$(\mathrm{Re}_м)_{чегара} = \frac{84 R_м}{\bar{\Delta}_м \sqrt{\lambda_м}}; \tag{9.66}$$

ёки И.И. Леви формуласидан аниқлаймиз:

$$(\mathrm{Re}_м)_{чегара} = \frac{14 R_м}{\bar{\Delta}_м \sqrt{\lambda_м}}, \tag{9.67}$$

Fr = idem бўлган ҳолда (9.1-жадвал) масштаб кўпайтмасини бир-бири билан таққослаш натижаси қуйидаги кўринишга олиб келади

$$\frac{\mathrm{Re}_a}{\mathrm{Re}_м} = \alpha_l^{3/2} \alpha_v^{-1,8}. \tag{9.68}$$

ёки $\alpha_v = 1,0$ бўлганда

$$\frac{\mathrm{Re}_a}{\mathrm{Re}_м} = \alpha_l^{3/2}, \tag{9.69}$$

$Re_м=(Re_м)_{чегара}$ бўлган ҳолда $\lambda_a=\lambda_м$ шартини бажарсак, мо делнинг энг кичик масштабини олиш мумкин, яъни

$$\alpha_{l_{min}}=\left(\frac{v\cdot\bar{\Delta}_м\sqrt{\lambda_м}}{14\nu}\right)^2. \quad (9.70)$$

Масалада канал берилган t_a=80 с, унда сув сарфи Q=42 м³/с бўлади, оқим тезлиги v_a=1,3 м/с, чуқурлиги h_a=3,2 м. Шу каналнинг ғадир-будурлигини ва сув ҳаракатини моделлаш керак (албатта, бу ерда текис илгариланма ҳаракат назарда тутилади). Моделдаги канал бетонланган, унинг ғадир-будурлиги баландлиги $\Delta_м$=0,001 м ва $\lambda_м$=0,01. Моделнинг мумкин бўлган энг кичик масштабини аниқланг ва моделда тажриба ўтказиш йўли билан қуйидаги (моделдан олинган) гидравлик элементларни ҳисобланг.

Ечиш. 1. Мумкин бўлган энг кичик моделнинг рухсат этилган масштаби *қуйидагича аниқланади:*

$$\alpha_{l_{min}}=\left[\frac{v\Delta_м\sqrt{\lambda_м}}{14\nu}\right]^2=\left[\frac{1,3\cdot0,001\sqrt{0,01}}{14\cdot0,01\cdot10^{-4}}\right]=86,5.$$

$\alpha_{l_{min}}$=80 деб қабул қиламиз.

2. В. Фруднинг ўхшашлик критерияси орқали (9.1-жадвал) гидравлик жараёнларни моделлаб, қуйидаги гидравлик элементларнинг *қийматларини аниқлаймиз:*

$$h_м=\frac{h_a}{\alpha_l}=\frac{3,20}{80}=0,04 \text{ м}; \quad f_м=\frac{f_a}{\alpha_f}=\frac{80}{\alpha_l^{0,5}}=\frac{80}{\sqrt{80}}=8,95 \text{ с};$$

$$v_м=\frac{v_a}{\alpha_v}=\frac{v_a}{\sqrt{\alpha_l}}=\frac{1,30}{\sqrt{80}}=0,145 \text{ м/с}.$$

$$q_м=\frac{Q_a}{\alpha_l^{2,5}}=\frac{Q_a}{\alpha_l\sqrt{\alpha_l}}=\frac{42}{80\sqrt{80}}=0,000734 \text{ м}^3/\text{с}.$$

ёки моделда сув сарфи 0,734 л/с.

3. Ҳаракат тартибини аниқлаш учун О. Рейнольдс сонини ҳисоблашимиз керак

$$Re_a=\frac{v_a h_a}{\nu_a}=\frac{1,3\cdot3,2}{0,01\cdot10^{-4}}=4160000;$$

$$\mathrm{Re}_м = \frac{v_м h_м}{\nu_м} = \frac{0{,}145 \cdot 0{,}04}{0{,}01 \cdot 10^{-4}} = 5800;$$

$$(\mathrm{Re}_м)_{чегара} = \frac{14 R_м}{\Delta_м \sqrt{\lambda_м}} = \frac{14 \cdot 0{,}04}{0{,}001 \cdot \sqrt{0{,}01}} = 5600,$$

моделда

$$\mathrm{Re}_м > (\mathrm{Re}_м)_{чегара},$$

бундан кўринадики, масала шарти учун қабул қилинган иккинчи даражали қаршилик области исботланди.

4. Энди қабул қилинган моделнинг масштабини текшириб кўрамиз.

$$\alpha_l = \left(\frac{\mathrm{Re}_a}{\mathrm{Re}_м}\right)^{2/3} = \left(\frac{4160000}{5800}\right)^{2/3} \simeq 80.$$

Бундан кўринадики, қабул қилинган моделнинг масштаби исботланди, демак, очиқ ўзанда оқимнинг текис илгариланма ҳаракати тўғри моделлаштирилган.

Такрорлаш учун саволлар

9.1. Гидравлик жараёнларни физик ва математик усулларда моделлашни тушунтириб беринг.

9.2. Геометрик, кинематик ва динамик ўхшашликлар. Масштаб кўпайтмалари қандай аниқланади?

9.3. Ньютоннинг ўхшашлик қонуни (масштаб кўпайтмалари кўринишида) қандай ифодаланади?

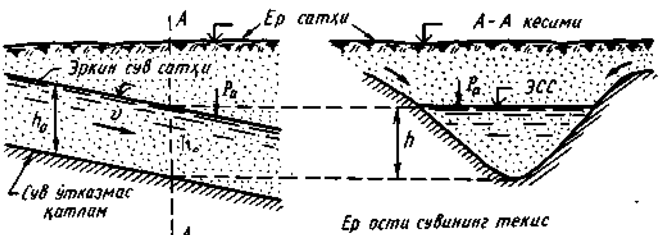
9.4. Гидродинамик ўхшашлик критерияси (Фруд, Рейнольдс, Эйлер, Вебер, Струхаль, Мах, Коши, Архимед ва Ричардсон критериялари ва уларни қўллаш шартлари) ни айтинг.

ЎНИНЧИ БОБ

ЕР ОСТИ СУВЛАРИНИНГ ҲАРАКАТИ (ФИЛЬТРАЦИЯ)

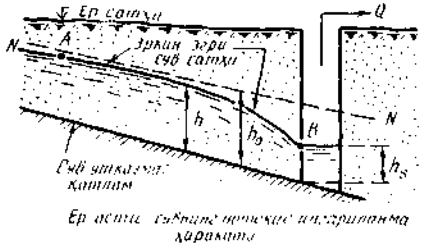
10.1-§. АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР

Сув ўтказгич грунт алоҳида заррачалардан иборат бўлиб, уларнинг орасида бўшлиқлар мавжуд. Амалиётда шу бўшлиқлар ҳажмларининг йиғиндиси умуман барча грунт ҳажмидан (35÷40)% ни ташкил этади (бу ерда грунт деганда сув ўтказувчан грунтлар, масалан, супесь, қум ва шағаллар назарда тутиляпти). Шу грунт бўшлиқларида сувнинг ҳаракатланиш ҳодисалари фильтрация дейилади. Бу бўшлиқларда сувнинг пайдо бўлиш сабаблари ҳар хил, масалан, ер сатҳига ёққан ёмғирдан пайдо бўлган сувлар ер остига шимилади. Бунинг натижасида сув бирон бир чуқурликда, сув ўтказмас грунт қатлами (бу тоғ жинслари ва шунга ўхшаш қаттиқ зич жисмлар)да ушланиб қолиб, шу зич қатлам сиртининг нишаби бўйича ҳаракат қилади. Сув ўтказмас зич қатлам ер ости сув оқими учун **ўзан вазифасини** бажаради. Бу ўзанда ер ости суви ҳаракат қилади, бу ерда эркин сув сатҳли ер ости суюқлик (фильтрация) оқими бўлади. Ундаги ЭССчга атмосфера босими таъсир этади. Бундай ер ости сув оқими **напорсиз оқим** дейилади.



10.1-расм.

Грунт қумлардан ташкил топган бўлса, ундаги ер ости сувларининг ҳаракати, асосан ламинар ҳаракатда бўлади. Агар грунт йирик қум-тошлардан ташкил топган бўлса, (масалан, шағал, тош, шағал-тошлардан қурилган тўғон баланидан силжиб ўтаётган сув) ундаги сувларнинг ҳаракати эса турбулент ҳаракатда бўлади. Бу бобда ер ости сувларининг: а) напорсиз барқарор текис илгариланма ҳаракат (10.1-расм) ва б) нотекис илгариланма ҳаракатларини (10.2-расм) қараб чиқамиз. Ер ости сувлари нотекис илгариланма ҳаракатда бўлса, унинг эркин эгри сув сатҳлари ЭЭСС депрессия сатҳи дейилади; эркин эгри сув сатҳи чизиғи ЭЭССЧ эса депрессия эгри чизиғи деб аталади.



10.2-расм.

Маълумки, очиқ ўзанлар (масалан, канал ва дарёлар) даги суюқлик ҳаракатини гидравлик ҳисоблашда қуйидагича иш юритган эдик:

а) йўқотилган напорни А.Шези формуласидан аниқлаган эдик

$$v = C\sqrt{RJ}, \qquad (10.1)$$

унда v ни $J^{0,5}$ га тўғри пропорционал деб олган эдик;

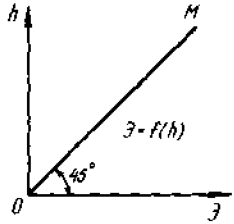
б) тезлик напори $\frac{v^2}{2g}$ нинг қийматини ҳисобга олган эдик, чунки очиқ ўзанлардаги оқим тезлиги ϑ нинг қиймати нисбатан катта эди. Шуни атайлаб айтиб ўтиш керакки, ламинар ҳаракатдаги ер ости сувларини гидравлик ҳисоблашда:

а) А. Шези формуласи ўрнига Х. Дарси формуласидан фойдаланилади, у қуйидагича

$$u = kJ, \qquad (10.2)$$

бу ерда тезлик u нишаб J нинг биринчи даражасига тўғри пропорционал;

б) ер ости сувлари ҳаракатининг тезликлари жуда кичик бўлгани учун тезлик напори $\frac{v^2}{2g}$ ҳисобга олинмайди, яъни $\frac{v^2}{2g} \simeq 0$ деб қабул қилинади. *Бундан кўринадики, ер ости сувларини ўрганаётганда Е—Е напор чизиғи ва Р—Р пъезометр чизиғи бир-бирининг устига тушади (бир чизиқда ётади).* Бу ҳолда гидравлик ва пьезометрик нишаблар бир-бирига тенг бўлади.



10.3- расм.

$$J_e = J. \tag{10.3}$$

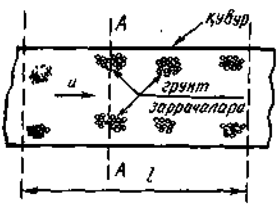
Агар ер ости сув ҳаракатлари учун кесимнинг солиштирма энергияси графигини қараб чиқсак, у 10.3- расмдаги кўринишда бўлади, чунки ер ости суви ҳаракати учун $\frac{v^2}{2g} = 0$ ва улардаги сув сарфи ниҳоят кичик бўлгани сабабли графикдаги Э$=f(h)$ эгри чизиқ расмда ер ости сув ҳаракати учун *ОМ* тўғри чизиғига айланиб қолади. Бундан ниҳоятда муҳим хулоса келиб чиқадики, ер ости сувлари ҳаракати учун амалиётда критик чуқурлик бўлмайди, яъни

$$h_{кр} = 0. \tag{10.4}$$

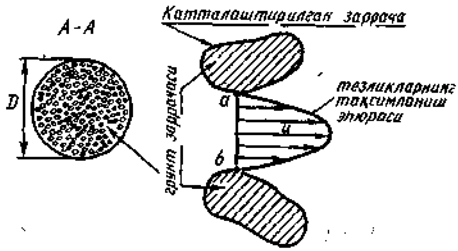
Шунинг учун бизга маълум бўлган *К—К* чизиғи (сувнинг критик чуқурлиги $h_{кр}$ ни белгиловчи тўғри чизиқ) ер ости сув ҳаракати учун амалиётда ўзан тубининг чизиғи (сув ўтказмас қатлам чизиғи) билан бир чизиқда ётади. Бу ҳолда критик нишаб бўлиши мумкин эмас. Шунинг учун напорсиз ер ости сув ҳаракатлари фақат сокин ҳаракатда бўлади.

10.2- §. ЕР ОСТИ СУВ ОҚИМИНИНГ ТЕЗЛИГИ. Х. ДАРСИ ФОРМУЛАСИ

Ер ости сувлари оқимининг (фильтрация) тезлигини ўрганиш учун 10.4- расмда кўрсатилгандек, диаметри *D* бўлган, ичи қум билан тўлатилган, темирдан ясалган



10.4-расм.



10.5-расм.

қувурни оламиз. Қувур ичидаги қумлар орасидаги бўшлиқларни тўлдирган сув қувурнинг боши ва охиридаги кесимлардаги босимлар фарқи таъсирида шу бўшлиқларда ламинар равишда ҳаракат қилмоқда. Қувурнинг A—A кўндаланг кесимини олсак, бунда кесим юзасининг майдони уч хил:

а) кесимдаги грунт бўшлиқларининг майдони $\omega_{бўшлиқ}$; бу майдонни ҳақиқий оқим кўндаланг кесимининг майдони деб қараш мумкин;

б) кесимдаги грунт заррачаларининг майдони $\omega_{заррача}$; ҳақиқатан бу майдон орқали сув ўтмаслиги керак;

в) қувурнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони $\omega_{геом.}$ қуйидагича бўлади

$$\omega_{геом.} = \frac{\pi D^2}{4};$$

ёки

$$\omega_{геом.} = \omega_{бўшлиқ} + \omega_{заррача}. \tag{10.5}$$

Агар қандайдир заррачалар орасидаги бирон бир бўшлиқдаги сувнинг ҳаракатини қараб чиқсак, ундаги a—b элементлар кўндаланг кесимнинг тезлик эпюраси 10.5- расмда келтирилган. Шу тартибда тўлиқ кўндаланг кесим учун фақат бўшлиқларнинг йиғиндисини олсак, у ҳолда «ҳақиқий» ер ости сувлари оқимининг тезлиги қуйидагича бўлади:

$$u'_{бўшлиқ} = \frac{Q}{\omega_{бўшлиқ}}. \tag{10.6}$$

Шу билан бир қаторда қувурдаги тезликни $\omega_{геом}$ орқали ифодалаб, ер ости сувлари оқимининг (фильтрация) тезлиги u тушунчаси киритилади:

$$u = \frac{Q}{\omega_{геом.}} = \frac{Q}{\omega_{бўшлиқ} + \omega_{заррача}}. \qquad (10.7)$$

(10.7) *тенгламадан кўринадики, ер ости сувлари оқимининг (фильтрация) тезлиги u идеал тезлик бўлиб, унда сув фақат бўшлиқда ҳаракатланмасдан, балки «грунт заррачасининг ичидан» ҳам ўтади деган назария қабул қилинган, аммо шунга қарамай бу ердаги сув сарфи қувурдан ҳақиқий ўтаётган сув сарфига тенг.* Юқорида келтирилган ҳақиқий тезлик ва фильтрация тезлиги тушунчаларидан кейин, улар ўртасидаги боғланишларни ўрнатамиз. Унинг учун янги белгилар қабул қиламиз:

а) грунт заррачалари орасидаги бўшлиқларнинг ҳажмий коэффициентини n деб ифодаласак, у қуйидагича аниқланади:

$$n = \frac{\text{грунт бўшлиқларининг ҳажми}}{\text{грунт бўшлиқларининг ҳажми + грунт заррачаларининг ҳажми}} < 1; \qquad (10.8)$$

б) грунтнинг сатҳ бўшлиқлари коэффициентини n_0 деб ифодаласак:

$$n_0 = \frac{\omega_{бўшлиқ}}{\omega_{геом.}} < 1,0. \qquad (10.9)$$

Бундан шундай хулоса келиб чиқадики, грунт заррачалари тенг ўлчамли бир хил таркибли қумлардан ташкил топган бўлса,

$$n = n_0. \qquad (10.10)$$

Агар (10.7) тенгламанинг (10.6) тенгламага нисбатини олсак, тенг ўлчамли грунт заррачалари (қумлар) учун

$$\frac{u}{u'} = \frac{\omega_{бўшлиқ}}{\omega_{геом.}} = n_0 = n, \qquad (10.11)$$

бундан

$$u = nu'. \qquad (10.12)$$

Бу ерда шуни айтиш кераки, $n < 1,0$ бўлгани учун ер ости сувлари оқимининг (фильтрация) тезлиги u ўзининг миқдори бўйича ҳар доим «ҳақиқий» ер ости суви ҳаракатининг тезлиги u′ дан кичик бўлади.

Қумларда сувнинг шимилишини ўрганиб, ер ости сувлари оқимининг (фильтрация) тезлигини ҳисоблаш формуласи ишлаб чиқилган. Бу формула ламинар ҳаракатдаги фильтрациянинг асосий қонунини билдиради. У Х.Дарси формуласи дейилади ва қуйидагича ёзилади:

$$u = kJ, \tag{10.13}$$

бу ерда u — ер ости сув оқими ҳаракатининг берилган маълум бир нуқтадаги фильтрация тезлиги; J — ўша нуқтадаги пьезометрик нишаб; k — пропорционаллик коэффициенти, у фильтрация коэффициенти деб аталади.

(10.13) *дан кўринадики, фильтрация коэффициенти k тезлик ўлчам бирлигига эга бўлиб* (чунки J ўлчам бирлигига эга эмас), *у пьезометрик нишаб* J=1,0 бўлгандаги фильтрация тезлигини билдиради.

Фильтрация коэффициенти k грунтнинг таркибига боғлиқ. Ер ости сувлари оқимининг сув сарфи (асосан ламинар ҳаракатдаги фильтрация учун)

$$Q = \omega kJ. \tag{10.14}$$

(10.14) тенглама Х.Дарси формуласи дейилади.

Бу ламинар ҳаракатга тегишли (10.13) ва (10.14) формулалар маълум қўлланиш чегарасига эга. Агар

$$ud < (0{,}01 \div 0{,}07) \cdot 10^{-2}\ \text{м}^2/\text{с}, \tag{10.15}$$

бўлса, ер ости сувлари оқими (фильтрация) ламинар ҳаракатда бўлади, у ҳолда (10.13) ва (10.14) формулаларни қўллаш мумкин. Агар (10.15) шарти бажарилмаса, у ҳолда ер ости сувлари оқими (фильтрация) турбулент ҳаракатда бўлади, у ҳолда Х. Дарси формуласи (10.13), (10.14) тенгламани қўллаш мумкин эмас. Ер ости сувлари оқими (фильтрация) турбулент ҳаракатда бўлса, унинг тезлиги қуйидаги формуладан аниқланади:

$$u = kJ^{\frac{1}{m}}, \tag{10.16}$$

ёки

$$J = \frac{1}{k^m} u^m, \tag{10.17}$$

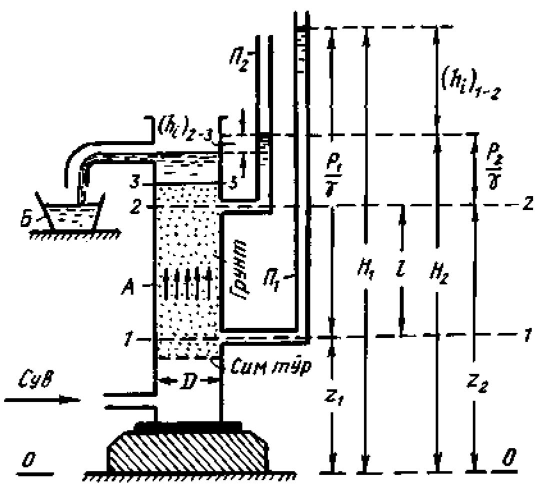
бу ерда m — даража кўрсаткичи, тажрибадан олинади (4.2-§ га қаранг) $1{,}0 \le m < 2{,}0$.

m — иккинчи даражали қаршилик соҳаси учун (4.5-§ га қаранг) m=2,0.

10.3-§. ЕР ОСТИ СУВЛАРИ ҲАРАКАТИНИНГ (ФИЛЬТРАЦИЯ) КОЭФФИЦИЕНТИНИ АНИҚЛАШ УСУЛЛАРИ

Ер ости сувлари ҳаракатининг (фильтрация) коэффициентини аниқлашнинг уч усули мавжуд:

1. Лаборатория усули: k — фильтрация коэффициентини лабораторияда махсус асбоб (Х. Дарси асбоби) ёрдамида аниқланади. Х. Дарси асбоби металлдан ясалган A цилиндр шаклида бўлиб (10.6-расм), тубига яқин жойда сим тўр (сетка) билан жиҳозланган. Сим тўрнинг устига тажриба ўтказиладиган грунт — қум ётқизилган. Тегишли напор таъсирида сув шу қум ичидан цилиндр A бўйлаб пастдан юқорига ҳаракатланади. Шу қум тўлдирилган A цилиндр идишнинг (асбобнинг) баландлиги бўйича 1—1 ва 2—2 кесим оламиз. Уларнинг оралиғини l билан белгилаймиз. 1—1 ва 2—2 кесимларда тегишлича $П_1$ ва $П_2$ пьезометрлар ўрнатилади, улар ёрдамида шу кесимларда



10.6-расм.

H_1 ва H_2 напорлар ўлчанади. Шу грунт (қум) ётқизилган A идишдан ўтган сув Б идишга қуйилади, бу ерда ҳажмий усулда сув сарфи аниқланади. Бу сув сарфини фильтрация сув сарфи дейилади:

$$Q = \frac{W}{t}, \qquad (10.18)$$

бунда W — сувнинг t вақт ичида 1—1 ва 2—2 кесимлардан ўтган сув ҳажми.

Дарси формуласи (10.14) ни k га нисбатан ечсак

$$k = \frac{Q}{\omega J}. \qquad (10.19)$$

(10.19) формула ёрдамида берилган грунт учун k нинг қийматини аниқлаш мумкин. Бунда ω — A цилиндр идишнинг кўндаланг кесими юзасининг майдони

$$\omega = \frac{\pi D^2}{4},$$

бу ерда D — цилиндр A идишнинг ички диаметри. Нишаб J қуйидагича аниқланади

$$J = \frac{h_{l_{1-2}}}{l},$$

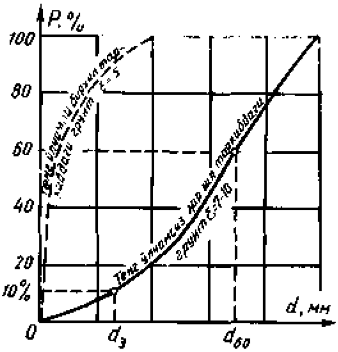
бу ерда $h_{l_{1-2}}$ — икки кесим оралиғи l (узунлиги) бўйича йўқотилган напор

$$h_{l_{1-2}} = H_1 - H_2 \qquad (10.20)$$

2) Ҳисоблаш усули: k — фильтрация коэффициенти эмпирик формулалардан фойдаланиб ҳисобланади. Масалан А. Хазен формуласини келтирамиз (бу формула грунт заррачалари тенг ўлчамсиз бўлган ҳар хил таркибли қумлар учун). А. Хазен формуласи

$$k = Ac\tau d^2_{10\%}, \qquad (10.21)$$

бу ерда A — коэффициент, у k нинг ўлчам бирлигини назарда тутувчи коэффициент, агар k м/кун бирликда ифодаланса, у ҳолда $A = 1,0$ бўлади; c — қумнинг ифлосланиш коэффициенти, қумнинг «ифлосланиш» даражаси ор-



10.7-расм.

тиши билан c нинг қиймати камайиб боради, c нинг қиймати

$$c = 500 \div 1000,$$

τ — ер ости сувининг ҳароратига боғлиқ коэффициент

$$\tau = 0{,}70 + 0{,}03\ T^{\circ}C,$$

$T^{\circ}C$ — сувнинг ҳарорати;

$d_{10\%}$ — грунтнинг эгри гранулометрик таркиби графиги (10.7-расм) бўйича 10% ли миқдорга тегишли диаметри. График (10.7-расм) дан олинган $d_{60\%}$ ва $d_{10\%}$ ларнинг нисбати грунтнинг тенг ўлчамсиз ҳар хил таркибини ифодаловчи коэффициент (коэффициент разнозернистости) дейилади, у қуйидагича ёзилади:

$$\varepsilon = \frac{d_{60\%}}{d_{10\%}}.$$

Агар $\varepsilon > (7 \div 10)$ бўлса, у ҳолда В. С. Кнороз назариясига асосан бундай грунт т е н г ў л ч а м с и з ҳ а р х и л т а р к и б д а г и г р у н т ҳисобланади. Агар $\varepsilon < 5$ бўлса, у ҳолда бундай грунт тенг ўлчамли бир хил таркибдаги грунт ҳисобланади. А. Хазен формуласида эса, бу коэффициент $\varepsilon < 5$ шундай экан. А. Хазен формуласи, асосан т е н г ў л ч а м л и б и р х и л т а р к и б д а г и қ у м л а р у ч у н қўлланилади. Охирги пайтларда амалиётда k ни аниқлашда эмпирик формулалардан деярли фойдаланилмайди. Уларнинг ўрнига юқорида келтирилган, Х. Дарси асбоби ёрдамида k ни аниқлаш усули кенг қўлланилади, чунки Х. Дарси асбоби ёрдамида ўлчаб олинган миқдорлар кўпроқ ҳақиқатга яқинроқ (эмпирик формулалардан олинган миқдорларга нисбатан).

3) Дала усули. Бу усулда далада ер юзасида кичик доиравий майдон тайёрлаб, унга аниқ бир вақт ичида сув қуйиб турилади. Натижада (шу грунтнинг турига қараб) қандай вақт ичида қанча сув грунтга шимилгани ўлчанса, кейин махсус формулалар ёрдамида k нинг миқдорини ҳисоблаш мумкин. 10.1-жадвалда асосан амалда тез-тез учрайдиган, ҳар хил турдаги грунтлар учун k нинг қийматлари келтирилган.

10.1-жадвал

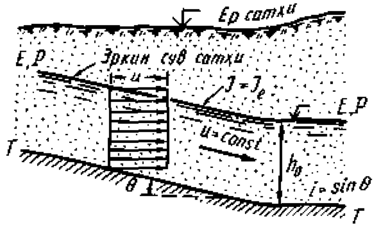
Грунт	Фильтрация коэффициенти, k	
	см/с	м/кун
Шағал	10—0,1	1000—100
Йирик қум	0,1—0,01	100—10
Майда қум	0,01—0,001	10—1,0
Супесь (зич)	0,001—0,0001	1,0—0,1
Суглинок (соз тупроқ)	0,0001—0,0001	0,1—0,01
Глина (лой)	0,00001—0,00001	0,01—0,001

10.4-§. ЕР ОСТИ СУВЛАРИНИНГ НАПОРСИЗ ТЕКИС ВА НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИ

Ер ости сувларининг ҳаракати, асосан, грунтлар таркибига ва уларнинг турларига қараб икки кўринишда бўлади: а) текис илгариланма ҳаракат ва б) нотекис илгариланма ҳаракат.

Напорсиз текис илгариланма ҳаракат

Ер ости сувларининг ҳаракатини ўрганаётганда юқорида айтилгандек, тезлик напорини $\frac{v^2}{2g} \simeq 0$ деб олган эдик, шунинг учун $E—E$ напор чизиғи $P—P$ пьезометрик чизиғи устига тушади. $P—P$ пьезометр чизиғи эса ўз навбатида эркин сув сатҳи чизиғи билан бир чизиқда ётади. Эркин сув сатҳи чизиғи, оқим текис илгариланма ҳаракатда бўлганда, ўзан туби чизиғи $T—T$ га параллел бўлади (10.8-расм).



10.8-расм.

Шундай қилиб, ер ости сувларининг оқими текис илгариланма ҳаракатда бўлганда $E—E$ чизиғи, $P—P$ чизиғи ва эркин сув сатҳи чизиғи бир чизиқда ётади эсси ҳамда улар ўзан туби чизиғи $T—T$ га параллел бўлади:

$$J_e = J = J_{эсси} = i. \qquad (10.22)$$

Ер ости сув оқими напорсиз текис илгариланма ҳаракатда бўлса, Х. Дарси формуласи (10.13) ни қуйидагича кўчириб ёзиш мумкин:

$$u = k\,i, \qquad (10.23)$$

у ҳолда сув сарфи

$$Q = \omega\,k\,i. \qquad (10.24)$$

Бундан оқимнинг бирлик кенглиги учун b=1,0 м, (10.24) тенгламанинг ўрнига солиштирма сув сарфини (текис илгариланма ҳаракат учун) оламиз

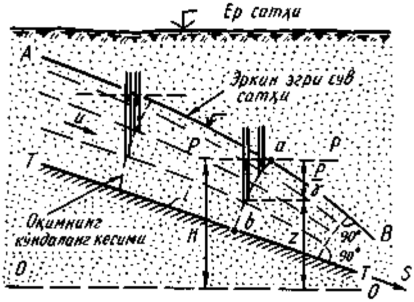
$$q = \frac{Q}{B} = 1h_0 ki. \qquad (10.25)$$

(10.25) тенгламадан ер ости сув оқимининг текис илгариланма ҳаракатининг нормал чуқурлиги

$$h_0 = \frac{q}{ki}. \qquad (10.26)$$

Бу (10.26) *тенглама напорсиз оқимнинг бирлик кенглиги учун текис илгариланма ҳаракат тенгламаси бўлади.*

Напорсиз нотекис илгариланма ҳаракат



10.9-расм.

Ер ости сувларининг напорсиз нотекис илгариланма ҳаракатини ўрганишда Ж. Дюпюи формуласи асос қилиб олинади. Бунинг учун 10.9-расмда «ҳақиқий» фильтрацияни барча гидравлик элементлари билан келтирамиз. 10.9- расмда $T—T$ чизиғи — ўзан тубининг чизиғи; AB чизиғи — эркин эгри сув сатҳи чизиғи. Ер ости сувларининг ҳаракати қаралаётганида AB чизиғи эгри депрессия чизиғи дейилади. Бу ерда оқимнинг кўндаланг кесими чизиғи $a—b$ (10.9-расм) AB, $T—T$ ва оқим чизиқларига ортогонал (тик) йўналишда бўлиши керак. 10.9-расмдан напор қуйидагича ёзилади

$$H = z + \frac{p}{\gamma}. \tag{10.27}$$

Шуни айтиб ўтиш керакки, оқимнинг кўндаланг кесими $a—b$ бўйича ихтиёрий нуқтада ўрнатилган пьезометрлардаги сувнинг сатҳлари бир хил горизонтал текисликда (расмдаги $P—P$ текислигига қаранг) жойлашади. $P—P$ текислиги таққослаш текислиги $O—O$ дан напор H баландлигида жойлашган (оқимнинг $a—b$ кўндаланг кесимига жавоб берувчи напор), у ҳолда

$$H = z + \frac{p}{\gamma} = \text{const (оқимнинг берилган кўндаланг кесими учун)}. \tag{10.28}$$

Қаралаётган ҳол учун оқимнинг берилган кўндаланг кесимлари унинг тенг напорли чизиқлари ҳисобланади, яъни H=const.

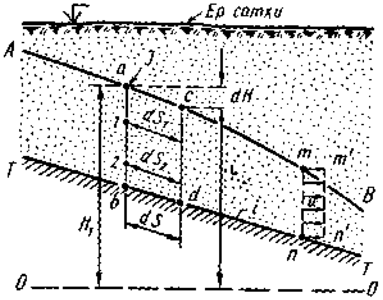
Ер ости сувлари текис ўзгарувчан нотекис илгариланма ҳаракатда оқимнинг кўндаланг кесими ($a—b$ чизиғи) тенг напорли чизиқ бўлиб, оқим чизиғига ортогонал (тик) йўналган бўлади.

Юқорида кўрсатилган (10.9-расм) пьезометрик напор чизиғи ($P—P$ текислиги) мажбурий равишда a нуқтадан ўтиши керак, яъни шу оқимнинг кўндаланг кесими билан депрессия эгри чизиғининг учрашган нуқтасидан ўтиши керак (чунки биз бу ерда атмосфера босимини эътиборга олмаймиз).

Напорсиз ер ости сувининг нотекис илгариланма ҳаракатини ўрганишда қуйидаги соддалаштиришларни қабул қиламиз:

1) оқимнинг кўндаланг кесимини текис деб қабул қиламиз, чунки унинг эгрилиги деярли катта эмас;

2) оқимнинг кўндаланг кесимини тик (вертикал) деб қабул қиламиз, чунки ўзан тубининг нишаби деярли кичик. Шу соддалаштиришларга асосан ҳақиқий ер ости



10.10-расм.

сувлар (фильтрация) оқимининг ҳисоблаш моделини оламиз, бу ҳолда 10.9-расмдаги ҳолат, модел тариқасида 10.10-расмга кўчириб олинади. Бу моделда оқимнинг кўндаланг кесими текис ва тик (вертикал) бўлади, оқимнинг чизиқлари кўндаланг кесим чизиқларига бироз ортогонал бўлмайди. Шунга қарамасдан биз шундай ҳолатга кўнишимиз лозим. 10.10-расмни (яъни моделни) қараб чиқиб, унда иккита кўндаланг кесим, *a—b* ва *c—d* кесимларини белгилаймиз. Шу кўндаланг кесимлар оралигининг барча ерида *a—b* нинг баландлиги бўйича 1,2, ... ва ҳоказо нуқталарида бир хил ва ds га тенг ds_1, ds_2, ..., ds_n ларни тайинлаймиз. Бу кесимларнинг напорлари: *a—b* кесимда $—H_1$; *c—d* кесимда $—H_2$; улардаги йўқотилган напор эса *a—b* кесимдан то *c—d* кесимгача ds оралиғида қуйидагича

$$-dH = H_1 - H_2. \qquad (10.29)$$

Шундай экан, оқимнинг берилган кўндаланг кесимининг (масалан, *a—b* кўндаланг кесимида) *барча нуқталарида пьезометрик нишаб бир хил ва эркин эгри сув сатҳининг нишабига тенг*

$$J = -\frac{dH}{ds} = \text{const (оқимнинг кўндаланг кесими бўйича).} \qquad (10.30)$$

Бундан келиб чиқадики, *ер ости сувлари оқимининг (фильтрация) тезлиги оқим кўндаланг кесимининг* (масалан, *a—b* кесими) *барча нуқталарида бир хил ва тенг.* Уни Х. Дарси назариясига асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$u = kJ = -\frac{dH}{ds} = \text{const (оқимнинг кўндаланг кесими бўйича)} \qquad (10.31)$$

Хулоса: оқимнинг кўндаланг кесими бўйича ихтиёрий нуқталарда фильтрация тезликларининг тақсимланиши (масалан, $m-n$ кесими учун) тўғри тўртбурчак $m\ m'\ n'\ n$ шаклида бўлади. Бу ерда ўртача тезлик оқимнинг берилган кўндаланг кесими учун ихтиёрий нуқтадаги тезлигига тенг (ер ости сувлари оқимининг текис ўзгарувчан нотекис илгариланма ҳаракати учун)

$$v = u, \qquad (10.32)$$

бунда u — қаралаётган кўндаланг кесимнинг ихтиёрий нуқтасидаги тезлик.

(10.31) тенглама ва (10.32) тенгламани назарда тутсак

$$v = -k\frac{dH}{ds}, \qquad (10.33)$$

бунда $-\frac{dH}{ds}$ — депрессия эгри чизиғининг нуқтасидаги нишаби (берилган кўндаланг кесимга тегишли).

(10.33) тенглама Ж.Дюпюи формуласи деб аталади.

10.5-§. ЕР ОСТИ СУВЛАРИ ОҚИМИНИНГ НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИ (ПРИЗМАТИК ЎЗАН УЧУН)

Маълумки, напорсиз очиқ ўзанлардаги суюқлик оқимининг нотекис илгариланма ҳаракатининг ЭЭССЧ нишаби J (10.11-расм) қуйидаги икки хил тенглама билан ифодаланиши мумкин (7.23 ва 10.30 формулаларга қаранг).

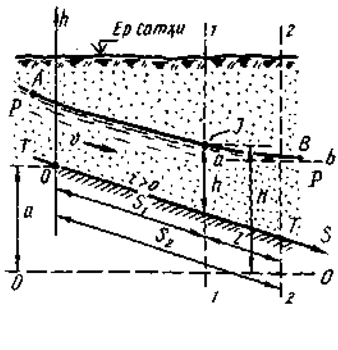
$$J = i - \frac{dh}{ds}. \qquad (10.34)$$

$$J = -\frac{dH}{ds}. \qquad (10.35)$$

(10.34) ва (10.35) тенгламаларни назарда тутган ҳолда (10.33) тенгламани, яъни Ж. Дюпюи формуласини қуйидагича кўчириб ёзиш мумкин

$$v = k\left(i - \frac{dh}{ds}\right). \qquad (10.36)$$

Ўртача тезликни аниқлагандан кейин сув сарфини узлуксизлик тенгламасидан қуйидагича ёзиш мумкин:



10.11-расм.

$$Q = \omega v = \omega k\left(i - \frac{dh}{ds}\right). \quad (10.37)$$

Олинган (10.37) тенглама напорсиз ер ости сув оқимининг нотекис илгариланма ҳаракатининг асосий дифференциал тенгламаси (туби нишаби $i > 0$ бўлган призматик ўзан учун). Ўзаннинг бирлик кенглиги учун солиштирма сув сарфи:

а) ўзан туби нишаби $i > 0$ бўлган ҳол учун (10.11-расм)

$$q = hk\left(i - \frac{dh}{ds}\right); \quad (10.38)$$

б) ўзан туби нишаби $i = 0$ бўлган ҳол учун (10.12-расм)

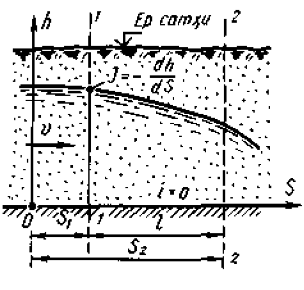
$$q = -hk\frac{dh}{ds}. \quad (10.39)$$

Эркин эгри сув сатҳи чизиғи ЭЭССЧ шаклини ўрганиш

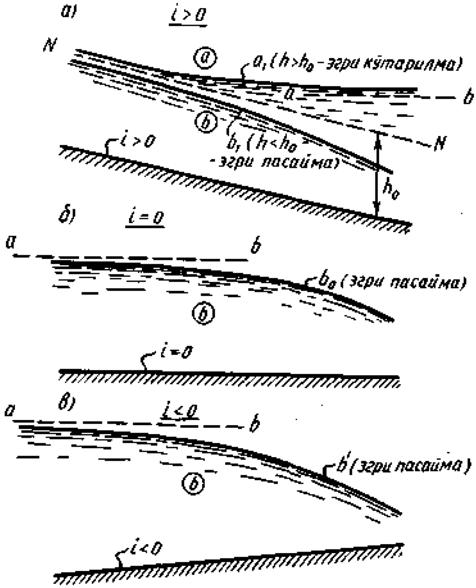
Ер ости сувларининг нотекис илгариланма ҳаракатини ўрганишда ер ости сувининг ҳаракати призматик ўзанда напорсиз бўлган ҳолда, оқимнинг эни 1 метр деб қабул қилинади, яъни бирлик кенгликдаги оқимнинг ҳаракати қаралади. Юқорида кўрсатилгандек, ер ости сув оқими қаралаётганда ҳаракат шартлари ҳар доим қуйидагича бўлиши керак

$$i < i_{кр} \text{ ва } h_{кр} = 0. \quad (10.40)$$

Бу ерда шуни айтиб ўтиш кераккі, ер ости сув ҳаракати пайтида c зонаси бўлмайди, фақат a ва b зоналари мавжуд (бунда a ва b зонасини $i > 0$ бўлганда, ундан ташқари b зонасини $i \le 0$ бўлганда ҳам учратиш мумкин). Бундан кўринадики, ер ости суви оқимининг нотекис илгариланма ҳаракатини қараётганда фақат тўртта ЭЭССЧ шаклини учратишимиз мумкин (10.13 *а, б, в*- расмлар). 10.13- расмда кўрсатилган депрессия эгри чизиғининг шаклини қанчалик ҳақиқатга яқинли-



10.12-расм.



10.13-расм.

гини юқорида келтирилган дифференциал тенгламани таҳлил қилиш йўли билан тасдиқлаймиз.

10.6-§. НАПОРСИЗ ЕР ОСТИ СУВ ОҚИМИНИНГ НОТЕКИС ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАСИНИ ИНТЕГРАЛЛАШ

1. Ўзан тубининг нишаби $i > 0$ бўлган ҳол учун (тўғри нишабли ўзан). (10.38) тенгламанинг чап томонидаги солиштирма сув сарфини текис илгариланма ҳаракатнинг гидравлик элементларини ҳисоблаш (10.25) тенгламасидаги нормал чуқурлик h_0 орқали аниқласак, $q = kh_0 i$, у ҳолда (10.38) тенглама қуйидагича ёзилади:

$$kh_0 i = kh\left(i - \frac{dh}{ds}\right). \tag{10.41}$$

(10.41) тенгламани k га қисқартиргандан кейин, уни $\frac{dh}{ds}$ га нисбатан ечсак:

$$\frac{dh}{ds} = i\,\frac{h-h_0}{h} \quad (10.42)$$

ва қуйидаги белгиларни қабул қилган ҳолда (10.11-расм)

$$\eta_1 = \frac{h_1}{h_0}, \quad \eta_2 = \frac{h_2}{h_0} \quad \text{ва} \quad l = S_2 - S_1. \quad (10.43)$$

1—1 кесимдан 2—2 кесимгача (10.42) тенгламани интегралласак, *ЭЭССЧ* нинг тенгламасини ёки депрессия эгри чизиғининг тенгламасини оламиз ($i > 0$ ҳол учун):

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 + 2{,}3\lg\frac{\eta_2 - 1}{\eta_1 - 1}. \quad (10.44)$$

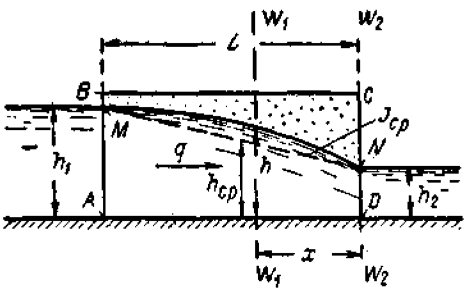
10.44 тенглама депрессия эгри чизиғининг тенгламаси дейилади.

2. Ўзан тубининг нишаби $i = 0$ бўлган ҳол учун (горизонтал ҳолатдаги ўзан) (10.39) тенгламани 1—1 кесимдан 2—2 кесимгача интеграллаб, Ж. Дюпюи тенгламасини оламиз:

$$\frac{q}{k} = \frac{h_1^2 - h_2^2}{2l}; \quad (10.45)$$

$$l = \frac{k}{2q}(h_1^2 - h_2^2). \quad (10.46)$$

Депрессия эгри чизиғи, яъни ЭЭССЧ бизга параболани англатади (10.12-расм). l — оқимининг 1—1 кесимидан 2—2 кесимигача бўлган масофа; h_1 ва h_2 — оқимнинг 1—1 ва 2—2 кесимларидаги сувнинг чуқурлиги. Бу ерда (10.45) тенглама Ж. Дюпюи тенгламаси деб юритилади. (10.45) ни қуйидагича кўчириб ёзамиз:



10.13а-расм.

$$\frac{q}{k} = h_{\text{ўр}} \cdot J_{\text{ўр}}, \quad (10.45')$$

бунда

$$h_{ўр} = \frac{1}{2}(h_1 + h_2), \quad J_{ўр} = \frac{1}{l}(h_1 - h_2).$$

(10.45) тенгламадан фойдаланиб ер ости сув оқимининг депрессия эгри чизиғини осонгина қуриш ҳамда фильтрация сув сарфи q ни аниқлаш мумкин. Солиштирма сув сарфи* q ни аниқлаш учун 10.13а- расмга мурожаат этамиз, у тўғри бурчакли тўртбурчак $ABCD$ шаклида бўлиб, грунт (қум) дан ташкил топган. Унинг узунлиги L, юқори ва пастки бьефлардаги сув чуқурликлари тегишлича h_1 ва h_2. Бу иншоотнинг баданидан ўтган сув фильтрация дейилади. Бу фильтрация сув сарфини (10.45) тенглама ёрдамида аниқлаймиз. Агар бу иншоотнинг узунлигини $l=L$ деб олсак, у ҳолда (10.45) тенглама

$$q = \frac{h_1^2 - h_2^2}{2L} k \tag{10.47}$$

кўринишини олади.

Бу формула ёрдамида q ни ҳисоблаб депрессия эгри чизиғини қуришга киришамиз. Бунинг учун (10.45) тенгламадаги ҳадларни қуйидагича белгилаймиз:

$$h_1 = h; \; l = x.$$

Унда (10.45) формулага $h_1=h$; $l=x$ ни қўйиб чиқсак (бунда h — ихтиёрий W_1—W_1 кесимдаги сувнинг чуқурлиги; у охирги кесим W_2—W_2 дан x оралиқда жойлашган; x — охирги кесимдан то қаралаётган ихтиёрий кесимгача бўлган масофа), қуйидаги тенгламани оламиз

$$\frac{q}{k} = \frac{h_1^2 - h_2^2}{2x}, \tag{10.48}$$

бундан MN депрессия эгри чизиғининг координаталарини унинг узунлиги бўйича, ҳисоблаш формуласини оламиз:

$$h = \sqrt{h_2^2 + \frac{q}{k} 2x}, \tag{10.49}$$

бу тенгламага (10.47) дан q қийматини қўйсак:

---

* 1 м кенгликдаги сув сарфи назарда тутилади.

$$h = \sqrt{h_2^2 + (h_1^2 - h_2^2)\frac{x}{L}}. \qquad (10.50)$$

(10.50) тенглама ёрдамида депрессия эгри чизиғи MN ни қурамиз. (10.50) тенгламадан кўриниб турибдики, депрессия эгри чизиғи k га боғлиқ эмас. Демак h_1 ва h_2 чуқурликлар берилган бўлса ҳар хил грунтлар учун ҳам депрессия эгри чизиғи бир хил бўлади.

10.7- §. ЕР ОСТИ СУВЛАРИНИНГ СУВ ЙИҒУВЧИ ГАЛЕРЕЯ ВА ДРЕНАЛАРГА ОҚИБ КЕЛИШИ

Ер ости сувларини йиғувчи галереялар ихтиёрий чуқурликда жойлашган бўлиши мумкин. Масалан, икки хил чуқурликда жойлашган галереяни қараб чиқамиз.

1. Сув ўтказмас қатламда жойлашган галерея (10.14-расм).

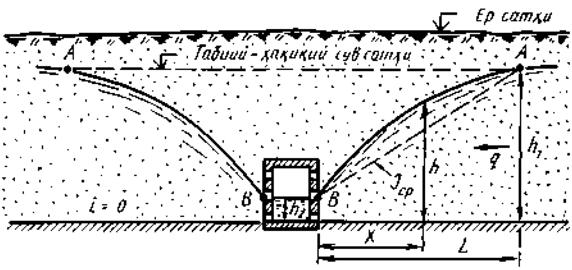
Галереяга бир томондан (галереянинг 1 м узунлиги бўйича) оқиб келаётган солиштирма сув сарфини аниқлашда Ж. Дюпюининг (10.45) формуласидан фойдаланилади

$$q = \frac{k}{2l}(h_1^2 - h_2^2), \qquad (10.51)$$

$l = L$, у ҳолда

$$q = \frac{k}{2L}(h_1^2 - h_2^2), \qquad (10.52)$$

бу ерда h_1 — табиий ҳолатдаги ер ости сувининг чуқурлиги (галерея қурилишидан илгариги ҳол учун); h_2 — галереядаги сув чуқурлиги; L — галерея таъсир этаётган узунлик, у қуйидаги формуладан аниқланади



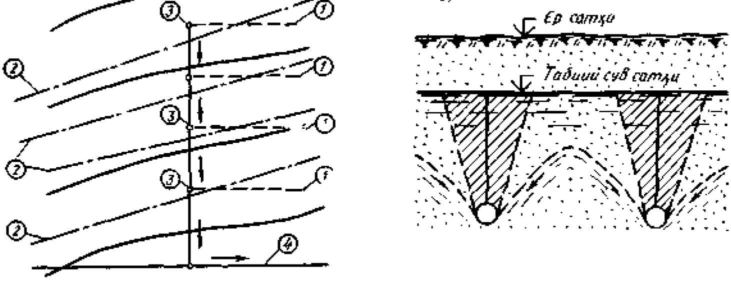
10.14-расм.

$$L = \frac{h_1 - h_2}{J_{ўрта}}, \qquad (10.53)$$

бунда $J_{ўрта}$ — депрессия эгри чизиғининг ўртача нишаби. Маълумки, 1 м узунликдаги галереяга иккала томондан $2q$ солиштирма сув сарфи тушади. Галереяга тушаётган сув сарфи маълум бўлса (10.14-расмга қаранг), у ҳолда депрессия эгри чизиғини қуришимиз мумкин.

2. Осма галерея (ёки дренаж) — сув ўтказмас қатламдан юқорида жойлашган галерея. Галереялар жойлашган чуқурлик сув ўтказмас қатламгача етиб бормаса, бундай галереялар осма галереялар ёки дреналар деб аталади. Дреналар горизонтал ва вертикал жойлашган бўлади. Умуман, бундай дреналарни қуришдан мақсад, ер ости сувлари сатҳини пасайтириш. Улар масалан, котлованларни қуритиш, пахта далаларида ер шўрини ювиш, магистрал йўлларнинг полотносини сув босишдан сақлаш учун ва бошқа қуритиладиган махсус гидротехник иншоотларда қўлланилади.

Горизонтал дренаж. Бундай дренажлар деярли чуқур жойлашмасдан ер ости сувларини нисбатан катта бўлмаган чуқурликка пасайтириш учун ишлатилади. Горизонтал дреналар очиқ (траншеялар, канавалар, лотоклар) ва ёпиқ (қувурлар, галереялар) ҳолида бўлади. Улар битталик дрен ёки дренлар тизимини ташкил этган ҳолда қурилади. Қувурдан ясалган горизонтал дрена схемаси 10.15-расмда келтирилган. 10.15 а-расмдан: горизонтал дрен 1 лар тахминан гидроизогипслар 2 га (булар табиий ҳолатдаги ер



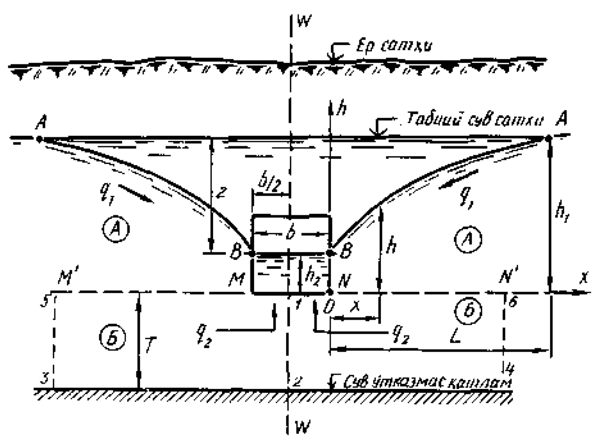
10.15-расм.

ости сувларининг ЭЭССЧ горизонталлар орқали кўриниши) параллел бўлади. Ер ости суви дренлардан сув йиғувчи 3 лар орқали коллектор 4 ларга қуйилади, натижада қуритиш нормалари бажарилади.

Вертикал дренаж. Бундай дренажлар ер ости сувлари чуқур жойлашган ҳолда ва сув сатҳини катта чуқурликларга пасайтириш учун ишлатилади. Вертикал дренларнинг қудуқ ва скважина кўринишидаги турлари ер ости сувларининг сатҳини пасайтиришдан ташқари, аҳолини ичимлик сув билан таъминлаш вазифасини ҳам бажаради.

Осма галереяни ҳисоблаш усули. Шуни айтиб ўтиш керакки, бундай галереяларга сувлар фақат ён томонлардан эмас, балки унинг тубидан ҳам оқиб келади (10.16-расм).

Бундай галереяларни фрагмент усули билан гидравлик ҳисоблашни Р.Р.Чугаев таклиф этган. Бу усулнинг асоси бўлиб оқим чизиғи $M'-M$ ва $N-N'$ галерея тубининг ер билан учрашган нуқтасидан ўтказилган бўлиб, унинг координата боши Ox деб қабул қилинган, амалда эса қабул қилинган оқим чизиғи Ox ўқидан пастроқда бўлиши керак. Бу оқим чизиғи $M'-M$ ва $N-N'$ галереяга оқиб келаётган сув оқими кўндаланг кесимининг майдонини икки: *А* ва *Б* фрагментга ажратади. Ox ўқи шартли сув ўтказмас чизиғи деб қабул қилиниб, галереяга ён томондан оқиб келаётган суюқлик юқорида кўрса-

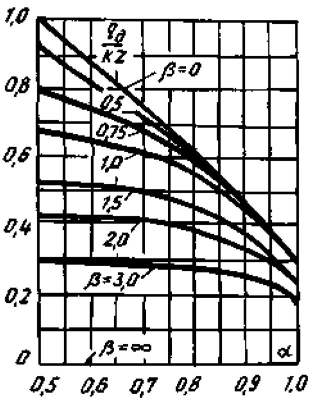


10.16- расм.

илган усулда ҳисобланиб q_1 (10.47) тенгламадан аниқланади (10.16-расм):

$$q_1 = \frac{k}{2L}(h_1^2 - h_2^2), \qquad (10.54)$$

Ер ости сувининг галереяга унинг тубидан оқиб келаётганини (яъни *Б* фрагментидан) q_2 орқали аниқланади (10.16-расм). q_2 ни ҳисоблаш учун галереяга оқиб кираётган (галерея тубининг ярмисидан $b/2$) фильтрация сувининг ҳаракатини напорли деб қабул қилиш керак. Унинг напори



10.17-расм.

$$Z = h_1 - h_2.$$

У ҳолда

$$q_2 = kZq_r. \qquad (10.55)$$

белги киритамиз

$$\frac{q_2}{kZ} = q_r \text{ (белги)}; \qquad (10.56)$$

бу ерда Z — напор, у қуйидагича аниқланади

$$Z = h_1 - h_2,$$

q_r — қабул қилинган сув сарфи миқдори; у коэффициентлар α ва β га қараб Р.Р.Чугаевнинг графигидан (10.17-расм) олинади

$$\alpha = \frac{L}{L+\frac{b}{2}}; \quad \beta = \frac{L}{T}.$$

Тўлиқ солиштирма сув сарфи осма дренанинг (галерея) *А* ва *В* фрагментининг бир томонидан

$$q = q_1 + q_2. \qquad (10.57)$$

Осма галереянинг *А* ва *В* фрагментининг иккала томонидан унинг узунлиги бўйича умумий сув сарфи

$$Q = 2ql_{\text{гал}}. \qquad (10.58)$$

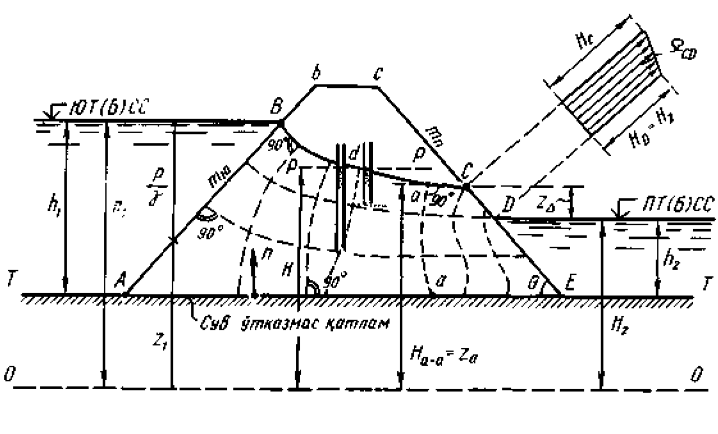
10.8-§. ТЕНГ ЎЛЧАМЛИ БИР ХИЛ ТАРКИБДАГИ ГРУНТДАН ҚУРИЛГАН ТЎҒОН ОРҚАЛИ СИЗИБ ЎТАЁТГАН (ФИЛЬТРАЦИЯ) СУВНИНГ ҲАРАКАТИ

Қаралаётган тўғон тенг ўлчамли бир хил таркибдаги грунтдан қурилган бўлиб, бунда фильтрация коэффициенти $k = \text{const}$ (тўғон баданининг барча нуқтасидан сизиб ўтаётган сув учун). Бу ерда тўғоннинг асоси сув ўтказмас қатламда жойлашган (10.18-расм). 10.18-расмдан *АВСДЕ* шакли — фильтрация области, бу ерда: *ВС* чизиғи — депрессия эгри чизиғи (энг юқори оқим чизиғи); *АЕ* чизиғи — сув ўтказмас қатлам (энг пастки оқим чизиғи); *АВСДЕ* фильтрация области ичидаги пунктир чизиқлар:

а) *ВС* депрессия эгри чизиққа параллел чизиқлар — оқим чизиқлари,

б) уларга ортогонал бўлган *а—а* га ўхшаш чизиқлар — тенг напорли чизиқлар деб аталади.

а—а, *d—d* ва бошқа шунга ўхшаш чизиқлар фильтрация оқимининг кўндаланг кесимлари ёки тенг напорли чизиқлар; h_2 — тўғоннинг пастки томонидаги (пастки бьефдаги) сувнинг чуқурлиги; h_1 — тўғоннинг юқори томонидаги (юқори бьефдаги) сувнинг чуқурлиги; *ЮТ (Б) СС* — юқори томон (бьеф) даги сув



10.18-расм.

сатҳи; $\underline{\nabla}$ *ПТ (Б) СС* — пастки томон (бьеф) даги сув сатҳи. *АВСДЕ* фильтрация области ўз чегараси билан беш бўлакдан иборат (10.18-расм): 1) *АВ* бўлаги. Шу бўлакнинг барча нуқтасида напор бир хил ва H_1 га тенг. Бундан кўринадики, *АВ* чизиғи тенг напорли чизиқ бўлади (H_1=const); 2) *ДЕ* бўлаги. Бу ҳам биринчи бандидагига ўхшаш, тенг напорли чизиқ бўлади (H_2=const); 3) *АЕ* бўлаги (сув ўтказмас қатламининг сатҳи). Бу юқорида айтилгандек, фильтрация оқимининг энг пастки оқим чизиғини беради; 4) *ВС* бўлаги. Бу депрессия эгри чизиғи. Унинг ихтиёрий нуқтасида

$$H = z, \tag{10.59}$$

бунда z — қаралаётган нуқтанинг 0—0 таққослаш текислигига нисбатан жойлашган баландлиги;

5) *СД* бўлаги. Бунда ҳам напор H=z бўлади, аммо у тўғри чизиқ қоидаси бўйича ўзгаради. (Ω_{CD} напор эпюрасига қаранг, 10.18-расмда).

Тўғоннинг пастки ёнбошлаган *СЕ* чизиғи ундаги *С* нуқтада *ВС* депрессион чизиғига уринма бўлади. Демак, *С* нуқтада пьезометрик нишаб тўғоннинг пастки деворининг нишабига тенг sinθ,

$$J = \sin\theta. \tag{10.60}$$

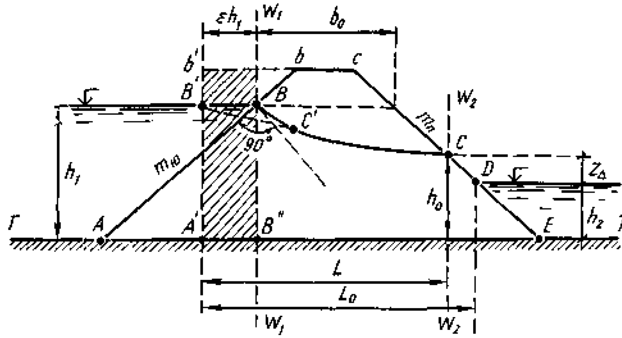
Грунтдан қурилган тўғонни гидравлик ҳисоблаш қуйидагилардан иборат:

а) тўғон баданидан сизиб ўтаётган (фильтрация) солиштирма сув сарфини аниқлаш;

б) тўғонни лойиҳалаш учун, унинг баданидан сизиб ўтаётган сувнинг депрессия эгри чизиғи *ВС* ни аниқлаш ва қуриш.

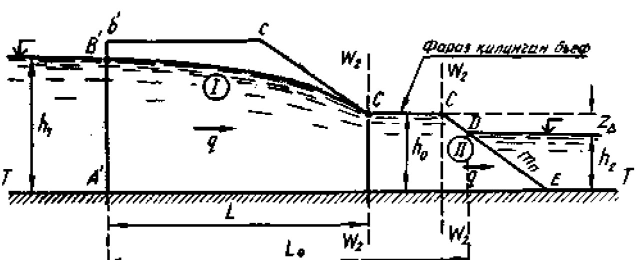
10.9- §. АСОСИ СУВ ЎТКАЗМАС ҚАТЛАМДА ЖОЙЛАШГАН ГРУНТДАН ҚУРИЛГАН ТЎҒОН ОРҚАЛИ СИЗИБ ЎТАЁТГАН СУВ САРФИНИ ҲИСОБЛАШ

Грунтдан ясалган тўғонни гидравлик ҳисоблашда, масалани соддалаштириш учун, тўғоннинг ҳақиқий трапецеидал шакли *А—b—c—E* (10.19-расм) ни шартли трапецеидал шакл *А′—b′—c—E* (юқори девори нишаби тик бўлган шакл *А′b′*)



10.19-расм.

(10.20-расм) билан алмаштириш таклиф этилган. Бунда εh_1 B нуқтадан ўтказилган W_1—W_1 кесим билан шартли тўғон шаклидаги $A'b'$ вертикал орасидаги масофа. Бу масофа шундай қабул қилиниши керакки, унда: а) шартли шаклга $A'b'cE$ га жавоб берувчи (фильтрация) сув сарфи ҳақиқий шакл $AbcE$ дан (фильтрация) сув сарфига тахминан тенг бўлиши керак; б) шартли шаклли тўғондаги депрессия эгри чизиғининг узунлиги $C'C$ ҳақиқий шаклдагига тўғри келиши керак (10.19-расм). Юқоридаги шартларга асосан коэффициент ε фақат тўғоннинг юқори бьефидаги девор нишабига боғлиқ экан. Кўпинча грунтдан қурилган тўғонлар учун $m_ю$=2÷6. Коэффициент ε ни ҳисоблаш учун Р.Р. Чугаев формуласидан фойдаланамиз. Бу формула тўғоннинг асоси сув ўтказувчи қатлам учун ҳам қўлланилиши мумкин:



10.20-расм.

$$\varepsilon = \frac{10{,}44}{1{,}0 + \frac{1}{2m_{ю}}} \approx 0{,}40. \qquad (10.61)$$

Бу шартли шаклни (10.20-расм) Ф. Шаффернак усулида ҳисоблаймиз. Бунинг учун шартли тўғоннинг 10.20-расмда кўрсатилгандек, фильтрация соҳасини вертикал $W_2—W_2$ ёрдамида икки фрагментга, яъни I ва II фрагментга ажратамиз. Бу фрагментлар учун бўлак-бўлак солиштирма сув сарфи аниқланади.

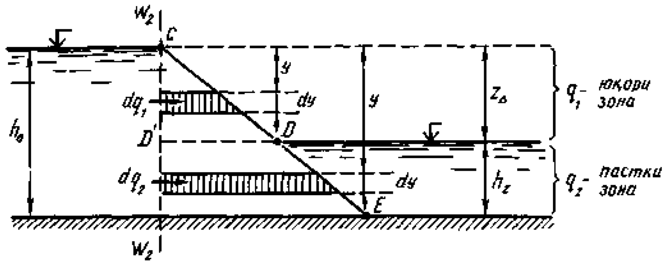
1. Шартли тўғоннинг I фрагменти учун Ж. Дюпюи (10.52) формуласидан фойдаланиб, солиштирма сув сарфини аниқлаймиз (шартли тўғоннинг бу фрагментида суюқлик ҳаракати — текис ўзгарувчан).

$$q = \frac{h_1^2 - h_0^2}{2L} k = \frac{h_1^2 - h_0^2}{2(L_0 - m_n z_\Delta)} k, \qquad (10.62)$$

бу ерда L — фрагмент I нинг узунлиги; z_Δ — силжиш баландлиги, m_n — тўғоннинг пастки деворининг нишаб коэффициенти; L_0—$A'b'$ вертикалдан то пастки бьефдаги сув сатҳигача бўлган масофа

$$L_0 = \varepsilon h_1 + b_0 + (h_1 - h_2) m_n. \qquad (10.63)$$

2. Шартли тўғоннинг фрагменти II учун q_2 ни аниқлаймиз (10.21-расм) (шартли тўғоннинг бу фрагментида суюқлик ҳаракати — кескин ўзгарувчан). Унинг учун фрагмент II ни $D—D'$ горизонтал тўғри чизиқ билан икки зонага бўламиз: $q_{ю.з}$ — юқори зона ва $q_{п.з}$ — пастки зонадан ўтаётган сув сарфи



10.21-расм.

$$q_2 = q_{ю.з} + q_{п.з.} \qquad (10.64)$$

Бу шартли тўғоннинг фрагменти II икки зонадан иборат бўлиб, улардан сизиб ўтаётган (фильтрация) сув сарфини алоҳида ҳисоблаймиз: а) юқори зонаси учун сув сарфи

$$q_{ю.з.} = \frac{k}{m_n} z_\Delta; \qquad (10.65)$$

б) пастки зонаси учун сув сарфи

$$q_{п.з.} = k \frac{z_\Delta}{m_n} \ln \frac{h_0}{z_\Delta}; \qquad (10.66)$$

в) иккала зона учун (фрагмент II) тўлиқ сув сарфи. Бунинг учун (10.65) ва (10.66) тенгламани (10.64) тенгламага қўйсак, Ф. Шафферная тенгламасини оламиз

$$q = k \frac{z_\Delta}{m_n} \left(1 + \ln \frac{h_0}{z_\Delta}\right). \qquad (10.67)$$

3. Шартли шаклли тўғон учун умумий сув сарфини ҳисоблаш тенгламалар системаси (10.20-расм).

Шундай қилиб, грунтдан ясалган тўғоннинг шартли шакли, яъни икки алоҳида фрагменти, фрагмент I ва II учун икки тенгламалар системаси (10.62) тенглама ва (10.67) тенгламани олдик:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{(I)} & \dfrac{q}{k} = \dfrac{h_1^2 - (h_2 + z_\Delta)^2}{2(L_0 - m_n z_\Delta)}; \\ \text{(II)} & \dfrac{q}{k} = \dfrac{z_\Delta}{m_n}\left[1,0 + 2,3 \lg\left(\dfrac{h_2 + z_\Delta}{z_\Delta}\right)\right]. \end{array}\right\} \qquad (10.68)$$

Агар грунтдан қурилган тўғоннинг кўндаланг кесими, унинг юқори ва пастки бьефларида сув чуқурликлари h_1 ва h_2 берилган бўлса, у ҳолда юқоридаги тенгламалар системаси (10.68) да фақат икки номаълум: q ва z_Δ мавжуд. Бу тенгламалар системаси (10.68) кўпинча график усулда ечилади; бунда z_Δ нинг ҳар хил қийматларини қабул қилиб, (I) ва (II) формулалардан $\frac{q}{k}$ ҳисобланади ва $\frac{q}{k} = f(z_\Delta)$ графиги қурилади. Бунинг қизиқарли жойи шундаки, графикда иккита бир хил эгри функция $\frac{q}{k} = f(z_\Delta)$ тегишлича, бири (I) тенглама ёрдамида, иккинчиси эса (II) тенглама ёрдамида тузилади.

Графикда шу иккала эгри чизиқлар учрашган нуқта бизга z_Δ нинг қийматини беради. Мабодо тўғоннинг пастки бьефида сув бўлмаса (h_2=0 бўлса), у ҳолда (10.68) тенгламалар системасининг ечими z_Δ га нисбатан осон ҳал қилинади:

$$z_\Delta = \frac{L_0}{m_n} - \sqrt{\left(\frac{L_0}{m_2}\right)^2 - h_1^2}. \tag{10.69}$$

z_Δ ни билгандан кейин, h_2=0 бўлган ҳол учун, система (10.68) тенгламанинг (II) тенгламасидан $\frac{q}{k}$ нинг қийматини аниқлаймиз

(II′)
$$\frac{q}{k} = \frac{z_\Delta}{m_n}, \tag{10.70}$$

(10.70) дан солиштирма сув сарфи q ни аниқлаймиз

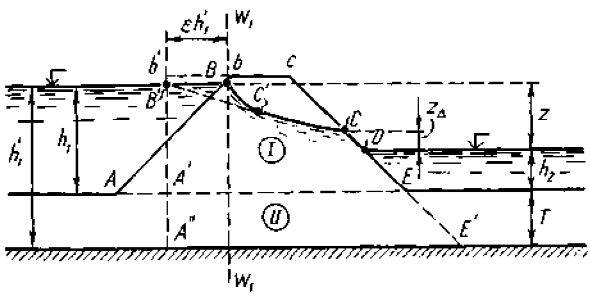
$$q = \left(\frac{z_\Delta}{m_n}\right)k. \tag{10.71}$$

Шундай қилиб, шартли тўғон орқали сизиб ўтаётган (фильтрация) солиштирма сув сарфи ҳақиқий тўғон учун ҳам қўлланилиши мумкин.

4. **Ҳақиқий тўғон шакли учун депрессия эгри чизиғини қуриш.** Шартли тўғоннинг фрагмент I учун z_Δ маълум бўлган ҳолда (10.20-расм) депрессия эгри чизиғи $B'C$ ни Ж. Дюпюи тенгламасидан ($h_2=h_0$ деб қабул қилиб) фойдаланиб қурамиз.

10.10-§. АСОСИ СУВ ЎТКАЗУВЧИ ҚАТЛАМДА ЖОЙЛАШГАН ГРУНТДАН ҚУРИЛГАН ТЎҒОН ОРҚАЛИ СИЗИБ ЎТАЁТГАН СУВ САРФИНИ ҲИСОБЛАШ

Амалиётда ҳар хил конструкцияли тўғонлар мавжуд. Буларнинг асоси сув ўтказгич ва сув ўтказмас қатламларда жойлашган бўлади. Бундай тўғонлар баданида (ўрта қисмида) сувни кам ўтказадиган грунтдан ясалган зич қат-



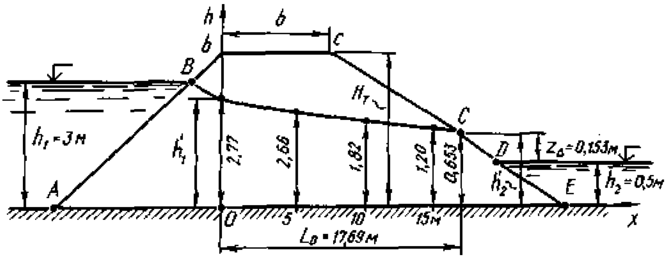
10.22-расм.

лам, яъни «ядро» ўрнатилган бўлиши мумкин. Бундай «ядролар» депрессия эгри чизиғини пасайтириш учун хизмат қилади, шунинг билан бир қаторда грунтдан қурилган тўғоннинг ювилиб, бузилиб кетишидан сақлаб қолади.

Шундай тўғонларни ҳисоблашда қуйидаги тартибда иш олиб борилади (10.22-расм). 10.22-расмдаги *А* нуқтадан бошланадиган оқим чизиғини *АЕ* тўғри чизиғи деб қабул қилинади. *АЕ* чизиғини сув ўтказмас қатлам деб қабул қилиб, ундан юқори қисмини тўғон баданининг фрагменти I деб қабул қилиб, унинг юқорида кўрсатилган асоси сув ўтказмас қатламда ётган тўғонни ҳисоблашда гидравлик, яъни фильтрация усули қўлланилади (аввалги бандига қаранг). Шу асосда ҳисоблаш натижасида депрессия эгри чизиғи чизилади ва тўғон орқали силжиб ўтаётган (фильтрация) сув сарфи аниқланади. Энди *АЕ* чизиғининг пастки томони фрагменти II га келсак, у ҳолда напорли фильтрацияни ҳисоблаш усулини қўллашга тўғри келади, чунки *АЕ* чизиғини гидротехника иншоотларининг флютбетини текис асоси деб қабул қилган ҳолда, бу флютбет тагидаги фрагмент II иншоотдаги *Z* напор таъсирида ишлаяпти деб ҳисоблаймиз.

Амалий машғулот ўтказиш учун ер ости сувларининг галереялардаги, шунингдек, грунтдан қурилган тўғон орқали сизиб ўтаётган (фильтрация) сувнинг ҳаракатини ва унинг сарфини ҳисоблаш.

10.1-масала. Тенг ўлчамли ўрта заррачали, бир хил таркибли грунтдан тузилган тўғон орқали сизиб ўтаётган солиштирма сув сарфини аниқланг ва унда депрессия эгри чизиғини қуринг. Тўғоннинг асоси горизонтал



10.23-расм.

сув ўтказмас қатламда жойлашган. Қуйидаги берилган қийматлар асосида масалани ечиш керак.

Фильтрация коэффициенти k=6,0 м/кун ёки k=6,94×10^{-5} м/с; тўғоннинг баландлиги H_T=4,0 м; h_1=3,0 м; h_2=0,5 м; b=11,0 м; $m_н$=2 (10.23- расм).

Ечиш. 1. (10.68) тенгламалар системасининг (II) тенгламасига асосан $h_1' = h_2 + z_\Delta$ ни қабул қилиб, $\frac{q}{k}$ қийматини аниқлаймиз.

2. Олинган натижалар асосида $\frac{q}{k} = f(h_2')$ графикни тузамиз, бу 10.24-расмдаги 1 эгри чизиқ.

3. (10.63) формуладан L_0 нинг 2- бандида аниқланган h_2' га асосан аниқлаймиз.

4. (10.47) ёки (10.49) формуладан h_1' ни ёки (10.52) дан $h_1' = \sqrt{h_2'^2 + \left(\frac{q}{k}\right)2L_0}$ ни ҳисоблаймиз. Юқорида қабул қилинган h_2' га асосан $h_2' = h_2 + z_\Delta$

5. (10.68) системанинг (I) тенгламасидан h_1' ни ҳисоблаш учун $\frac{q}{k}$ ни аниқлаймиз.

Ҳисоб-китоб натижалари 10.2-жадвалда келтирилган.

h_2', м	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	1,0
$\frac{q}{k}$, м (10.88) (II)	0,095	0,139	0,185	0,223	0,262	0,423
L_0, м	17,90	17,80	17,70	17,60	17,50	17,00
h_1', м	1,829	2,30	2,64	2,90	3,12	3,92
$\frac{q}{k}$, м (10.88) (I)	0,357	0,298	0,194	0,069	—	—

6. $\frac{q}{k}$ миқдори ва қабул қилинган h_2' га асосан 10.24-расмда 2 чизиқни тузамиз:

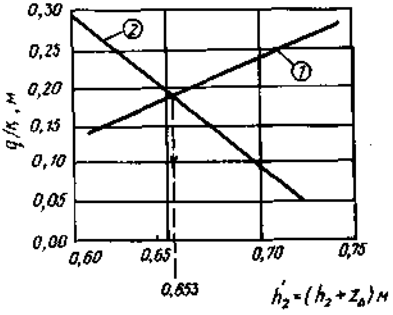
$$\frac{q}{k} = f(h_2').$$

Натижада иккала 1 ва 2 чизиқларнинг учрашган нуқтаси бизга

$$h_2' = h_2 + z_\Delta = 0{,}653 \text{ м}$$

ва $\frac{q}{k} = 0{,}187$ қийматларни беради.

7. Фильтрация оқимининг солиштирма сув сарфи



10.24- расм.

$$q = \left(\frac{q}{k}\right)k =$$

$$= 0{,}187 \cdot 6{,}94 \cdot 10^{-5} =$$

$$= 1{,}3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с.м.}$$

(10.63) тенгламадан L_0 ни аниқлаймиз:

$$L_0 = \varepsilon h_1 + b_0 + m_n(h_1 - h_2) =$$

$$= b + 2(H_T - h_2') =$$

$$= 11 + 2(4 - 0{,}653) =$$

$$= 17{,}69 \text{ м.}$$

(10.51) дан h_1' ни аниқлаймиз

$$h_1' = \sqrt{h_2'^2 + \left(\frac{q}{k}\right)2L_0} = \sqrt{0,653^2 + 0,183 \cdot 2 \cdot 17,69} = 2,66 \text{ м.}$$

8. Депрессия эгри чизиғини (10.53) тенгламага асосан h_1' дан то h_2' гача ораликда ҳисоблаймиз. Ҳисоб-китоб 10.3-жадвалга туширилган.

10.3-жадвал

x, м	0,0	5,0	10,0	15,0	16,0	17,0	17,69
h, м	2,66	2,27	1,82	1,20	1,03	0,83	0,65
L_0, м	—	—	—	—	—	—	17,69

Бажарилган ҳисоб-китобларга асосан депрессия эгри чизиғини тузамиз (10.23-расм).

Такрорлаш учун саволлар

10.1. Фильтрация тушунчаси. Фильтрация коэффициенти. Дарси қонуни нима?

10.2. Ер ости сув оқимининг кўндаланг кесими қандай номланади?

10.3. Фильтрация коэффициентининг физик маъноси қандай?

10.4. Фильтрация оқимининг текис ва нотекис ҳаракатини тушунтиринг?

10.5. Депрессия эгри чизиғи тушунчаси қандай?

АДАБИЁТ

1. *Агроскин И.И., Дмитриев Г.Т., Пикалов Ф.И.* Гидравлика. — М.:—Л.: Госэнергоиздат, 1954.— 487 с.

2. *Большаков В.А., Попов В.Н.* Гидравлика.— Киев.: Вища школа, 1989.— 215 с.

3. *Гончаров В.Н.* Основы динамики русловых потоков.— Л., Гидрометеоиздат, 1954.— 452 с.

4. *Егиазаров И.В.* Движение неоднородной по крупности смеси наносов. Известия АН. Арм. ССР, с.т.н. вып. XVI, 1963. № 2,3 вып. XVII, 1964. № 2.

5. *Зегжда А.П.* Гидравлические потери на трение в каналах и трубопроводах.— Л.;—М.: Госстройиздат, 1957.— 278 с.

6. *Константинов М.М., Петров Н.А., Высотский Л.И,* Гидравлика.— М.: Высшая школа, часть 2, 1987.— 431 с.

7. *Кнороз В.С., Умаров А.Ю.* Движение наносов в открытых руслах. —М.: Наука, 1970. с. 91—95.

8. *Леви И.И.* Моделирование гидравлических явлений.— Л.: Энергия, 1967.— 235 с.

9. *Леви И.И., Умаров А.Ю.* К вопросу о гидравлических сопротивлениях открытых водных потоков при данном влечении наносов. Известия ВНИИГ им. Е.Е. Веденеева. — Л.; —М.: Энергия, 1966. с. 38—42.

10. Справочник по гидравлическим расчетам / Под ред. П. Г. Киселева.— М.: Энергия, 4-е изд. 1974.—312 с.

11. *Умаров А.Ю.* Оценка коэффициента гидравлического сопротивления. Вопросы гидротехники, вып. 27.—Т.: "Фан". 1965. с. 57—67.

12. *Умаров А. Ю.* Потери напора на трение по длине при установившемся равномерном турбулентом движении жидкости.— Т.: ТашПИ, 1961.—22 с.

13. *Умаров А.Ю.* Изучение истечения жидкости из малого отверстия в тонкой стенке и насадка при H=const.— Т.: 1981.—24 с.

14. *Умаров А.Ю.* Особенности и метод расчета микро и макроформ дна русла. Известия АН УзССР, с.т.н. № 3, 1983. с. 53—57.

15. *Умаров А.Ю.* Гидравлика.— Т.: Изд-во Госкомцен, 1987.— 64 с.

16. *Умаров А.Ю.* Суюқлик оқимининг текис илгариланма ҳаракатини очиқ ўзанларда ўрганиш ва ЭҲМ ёрдамида ҳисоблаш.— Т.: ТошПИ, 1991.— 16 б.

17. *Умаров А.Ю.* Гидравлика.— Т.: Изд-во НПО Конструктор, часть 2, 1992.— 58 с.

18. *Умаров А.Ю.* Исследование неравномерного безнапорного установившегося движения жидкости в каналах с применением ЭВМ.— Т.: ТАСИ, 1992,— 21 с.

19. *Чугаев Р.Р.* Гидравлика.— Л.: Энергоиздат, 1982.— 671 с.

20. *Umarov A.Yu.* Methods of computation of hydrodinamic parameters of turbulent mudflows. XX Congress of the International Association for hydraulic research, Seminar 2, vol., VII, Moscow, USSR, September 5—9, 1983. pp. 342—348.

21. *Moukhamedov A.M., Umarov A.Yu.* Proseeding Twelfth Congress of the International Association for hydraulic research. September 11—14, 1967. vol., N 5. State University Fort Collins, Colorado, USA, pp. 212—218.

МУНДАРИЖА

Абдужаббор Юнусович Умаров

ГИДРАВЛИКА

Олий ўқув юртлари талабалари учун дарслик

Ўзбек тилида

700129, Тошкент, «ЎЗБЕКИСТОН» нашриёти, 2002

Муҳаррир *М. Саъдуллаев*
Бадиий муҳаррир *Т. Қаноатов*
Тех. муҳаррир *Т. Харитонова*
Мусаҳҳиҳ *М. Юлдашева*

Теришга берилди 02.10.2000. Босишга рухсат этилди 28.08.2001. Бичими $84\times108^{1}/_{32}$. босма қоғозига тип «Таймс» гарнитурада офсет босма усулида босилди. Шартли бос.т 24,36. Нашр т 24,65. Нусхаси 2000. Буюртма К-24. Баҳоси шартнома асосида

«Ўзбекистон» нашриёти, 700129, Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Нашр № 179—95.

Ўзбекистон Республикаси Давлат қўмитаси ижарадаги Тошкент матбаа комбинатида босилди. 700129, Тошкент, Навоий кўчаси, 30.

Умаров А. Ю.
У 47 Гидравлика: Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги олий техника ўқув юртлари талабалари учун дарслик.— Т.: Ўзбекистон, 2002.—460 б.
ISBN 5-640-01787-2

ББК 30.123я73

№ 456-2002
Алишер Навоий номидаги Ўзбекистон Республикасининг давлат кутубхонаси.

$$У \frac{1603040100-103}{351\ (04)\ 2001} 2002$$