

532
B37



U.Baxramov, A.R.Babayev, B.B.Kaxarov

GIDRAVLIKA VA MUHANDISLIK TARMOQLARI

I qism

O'quv qo'llanma



Toshkent - 2016

“O‘zbekiston temir yo‘llari” AJ
Toshkent temir yo‘l muhandislari instituti

U.Baxramov, A.R.Babayev, B.B.Kaxarov

GIDRAVLIKA VA MUHANDISLIK TARMOQLARI

5340200 – “Bino va inshootlar qurilishi (temir yo‘l binolari)”,
5340200 – “Bino va inshootlar qurilishi (temir yo‘llar)” ta’lim
yo‘nalishlari 3-bosqich bakalavriat talabalari va professor-o‘qituvchilar
uchun o‘quv qo‘llanma

1-qism

Toshkent – 2016

UDK 628.152

Gidravlika va muhandislik tarmoqlari (1-qism). O'quv qo'llanma.
U.Baxramov, A.R.Babayev, B.B.Kaxarov. TTYMI, T.: 2016, 154 bet.

O'quv qo'llanma 5340200 - «Bino va inshootlar qurilishi (temir yo'l binolari)», 5340200 - «Bino va inshootlar qurilishi (temir yo'llar)» ta'lim yo'nalishlarida tahsil olayotgan 3-bosqich bakalavriat talabalari uchun “Gidravlika va muhandislik tarmoqlari” fani uchun mo'ljallangan. O'quv qo'llanmada “Qurilish me'yorlari va qoidalari” – QMQ 02.04.01–97 tavsiyalari inobatga olingan.

O'quv qo'llanma institutning Ilmiy – uslubiy kengashi tomonidan nashrga tavsiya etilgan.

Taqrizchilar: Yu.K. Rashidov – t.f.n., dots. (TAQI);
O.M.Musayev – t.f.n., kat. o'qit.

Soʻz boshi

Hozirgi vaqtda umumtexnika fanlaridan biri boʻlgan “Gidravlika” boʻyicha yangi alifboda yozilgan va nashr qilingan darsliklar va oʻquv qoʻllanmalar yoʻq desa boʻladi. Mualliflar Oʻzbekiston Respublikasining Oliy va oʻrta maxsus taʼlim vazirligi tomonidan tasdiqlangan va amalga kiritilgan standart asosida bakalavrlarni oʻily oʻquv yurtlarining “Qurilish” fakultetida barcha yonalishkar boʻyicha mutaxassislar tayyorlashda oʻtiladigan fanlardah biri “Gidravlika”ning asosiy qonuniyatlarini va unda koʻrilayotgan masalalarini shu oʻquv qoʻllanmada qisqa va sodda koʻrinishda tushuntirishga harakat qilganlar.

Mazkur “Gidravlika” qoʻllanmasida suyuqlikning fizik va mexanik xossalari, gidrostatika asoslari, suyuqlikning uzluksiz va Bernulli tenglamalari, laminar va turbulent harakatlar, suyuqlikning quvur, kanal va oʻzanlardagi harakatlari, filtratsion oqimlar kabi mavzular bayon qilingan. Nazariy materialni mustahkamlash uchun koʻplab misol va masalalar yechilishlari bilan berilgan. Mavzuni yanada chuqurroq oʻzlashtirishga yordam beradigan chizmalarni iloji boricha koʻproq berishga harakat qilingan.

Oʻylaymizki, bu oʻquv qoʻllanmadan talabalarimiz suyuqlikning bir turi va tabiatimizning oliy neʼmatlaridan biri boʻlgan suv misolida quvurlarda, ochiq oʻzan kanallarida va gʻovak muhitlarida qanday harakat qilishi, uning gidrotexnik inshootlariga bosim va kuch bilan taʼsir etishi va ulardan oqib oʻtishi, suv kinetik energiyasini soʻndirish yoʻllari, sath egri chiziqlarini qurish, qiziqib olgan bilimlarini hayotiy masalalarda qoʻllaydigan boʻlsalar, biz oʻz murodimizga yetgan boʻlamiz.

Qoʻllanmani yaratishda mualliflar oʻzlarining Toshkent temir yoʻl muhandislari institutida oʻqigan maʼruzalariga asoslandilar, shunigdek, mavjud adabiyotlardan foydalandilar.

Oʻquv qoʻllanmada mavjud boʻlgan kamchiliklar, shu fanga tegishli boʻlgan fikr-mulohazalarni mualliflar mamnuniyat bilan qabul qiladilar va buning uchun oldindan minnatdorchilik bildiradilar.

Mualliflar

Kirish

Dunyoning uchdan ikki qismini suv tashkil qiladi va o'zida juda katta zaxira energiyani saqlaydi. Shuning uchun suvdan foydalanish va uni har xil sohada ishlatish insoniyat paydo bo'lishidan boshlangan desak adashmaymiz.

Arxeologik tekshirishlar odamlar juda qadim zamonlardan oq qurishni bilganliklarini ko'rsatadi. Qadimgi Xitoyda, Misrda, Yunonistonda, Rimda, O'rta-Osiyoda va boshqa madaniyati rivojlangan davlatlarda suvda harakat qiladigan transport, to'g'onlar, sug'orish tizimlari bunyod etilgani to'g'risida ma'lumotlar keltirilgan.

Gidravlikaga oid bizga yetib kelgan birinchi ilmiy ishlar eramizdan oldin 250-yillarda yashagan Arximedga tegishlidir. Ular gidrostatikaga tegishli "Tashqi kuchlar ta'sirida suyuqlikni muvozanat holati", "Suzib yuruvchi jismlar haqida", "Suyuqlik ichiga kiritilgan jismlarning sirtiga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchini aniqlash" asarlaridir.

XVI - XVII asrlarda yashagan olimlar G.Galiley "Jismlarning suyuqlikdagi harakati", E.Torichelli "Suyuqliklar kichik teshikchadan oqib chiqishi". B. Paskal "Bosimni suyuqlik orqali uzatilishi", I.Nyuton "Suyuqlikda ichki ishqalanish qonuni" va boshqalar tomonidan yaratilgan ilmiy ishlar gidravlika (suyuqlik mexanika) fanini rivojlanishiga asos bo'la oladi.

Lekin, nazariy tomondan fanni rivojlanishiga XVII - XVIII asrlarda yashagan matematik-mexanik rus fanlar akademiyasining akademiklari M.Lomonosov, D.Bernulli, L.Eylerlar katta hissalarini qo'shganlar. Ular tomonidan yaratilgan nazariya amaliyotda, hayotda qo'llash murakkab bo'lganligi sababli o'sha zamon texnikasi qo'ygan talabiga javob berolmas edi.

XVII - XIX asrlarda olimlar Shezi, Venturi, Darsi, Businessk, Veysbax, Reynolds, Gromeka, Jukovskiy va boshqalar tomonidan yaratilgan ilmiy ishlar amaliy suyuqlik mexanika fanning asosi bo'la oladi.

Hozirgi zamon gidravlikasi nazariy tekshirishlarni tajribada sinash, tajriba natijalarini esa nazariy asosda umumlashtirish yo'li bilan taraqqiy etib boruvchi va o'z tekshirishlarida gidromexanikaning usullari hamda yutuqlaridan foydalanib boruvchi fandir. Shu fan rivojiga o'z hissalarini qo'shib kelgan va kelayotgan O'zbekistonlik olimlardan X.A.Raxmatulin, D.F.Fayzullayev, F.B. Abutaliyev, K.Sh. Latipov, A.I.Umarov, S.T. Altunin, A.M. Muxamedov, R.J. Maxmudov, A.Shakirov va boshqalardir.

Gidravlika fanining qonunlari xalq xo'jaligining suyuqlik bilan bog'liq bo'lgan har bir sohasida, suyuqlik bilan ishlaydigan asbob-uskunalar, mexanizmlar va boshqalarda qo'llaniladi.

Umuman olganda, gidravlikani gidrotexnik inshootlar, suv ta'minoti, oqava suvlar, gaz dinamikasi, issiqlik texnikasi, gidromashina va gidroyuritmalar, gidrogeologiya, gidromelioratsiya va suyuqlik bilan bog'liq bo'lgan boshqa fanlar poydevori desak bo'ladi.

Muhandislik tarmoq va jihozlari fani o'quv rejasida suv ta'minoti va kanalizatsiya, nasoslar va havo uzatish stansiyasi, bino va inshootlarning muhandislik jihozlari fani doirasida bu tizimlardan foydalanish va ularni ta'mirlash darajasida ma'lumotlar keltirilgan.

1-bob.

Suyuqlikning fizik va mexanik xossalari

Suyuqlikni muvozanat va harakat qonuniyatlarini o'rganuvchi va ular orqali ishlab chiqarilgan uslublarni hayotiy masalalarga qo'llash bilan mashg'ul bo'lgan fan – *gidravlika fani* deyiladi.

Gidravlikaning qonuniyatlari asosida barcha gidrotexnik inshootlarni (to'g'onlar, kanallar, suv omborlari), quvur orqali harakat qilayotgan suyuqlik uzatuvchilarni (nasoslar, gidroturbinalar, gidrouzatuvchilar), texnikada qo'llanadigan barcha gidravlik qurilmalarni hisoblash mumkin. Undan tashqari, gidravlikaning qonuniyatlari asosida sanitariya texnikasida, xususan, suv ta'minotida, ifloslangan suvni tozalashda, issiqlik va gaz ta'minotida hamda ventilyatsiya sohasida turli texnik masalalarni yechish mumkin.

Suyuqlik fizik jism bo'lib, kichik kuch miqdor ta'sirida o'z shaklini yengil o'zgartirishi mumkin. U oquvchan xususiyatga ega, ya'ni suyuqlik zarrachalari o'z holatini tez o'zgartirishi mumkin va shuning uchun, suyuqlik solingan idish shaklini qabul qiladi.

Mexanik xossasi bo'yicha suyuqliklar ikki sinfga bo'linadi: *kam siqiluvchan* (tomchisimon) va *siqiluvchan* (gazsimon).

Kam siqiluvchan suyuqliklar kichik miqdorda sferik shaklini qabul qiladi, ko'p miqdorda esa yoyilib ozod sirtga ega bo'ladi. Gazlar bosim ta'sirida kichik hajmga ega bo'lishi, bosim ta'sir etmasa cheksiz kengayib ketishi mumkin.

Suyuqliklar quyidagi fizik xossalarga ega:

1. Suyuqlik og'irligini egallagan hajmiga nisbati *solishtirma og'irlik* (γ) deyiladi

$$\gamma = \frac{G}{V} \text{ N/m}^3 \quad (1.1)$$

Xalqaro birlik o'lchovi SI tizimida n/m^3 ga teng. Suv uchun

$$\gamma = 9810 \text{ n/m}^3$$

2. Suyuqlikning massasini egallagan hajmiga nisbati *zichlik* (ρ) deyiladi

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad (\text{kg/m}^3) \quad (1.2)$$

Agar $G = mg$ ni hisobga olsak,

$$\rho = \frac{G}{gV} = \frac{\gamma}{g}, \text{ bundan } \gamma = \rho g$$

3. Suyuqlik egallagan hajmni massasiga nisbati *solishtirma hajm* deyiladi.

$$v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}, \quad (\text{m}^3 / \text{kg}). \quad (1.3)$$

Suyuqlikni zichligi, solishtirma og'irlik hamda solishtirma hajm bosim va harorat o'zgarishiga bog'liq, lekin bu o'zgarishlar tomchi va gazsimon suyuqliklar uchun har xil bo'ladi.

Tomchisimon suyuqlik bosim ta'sirida hajmni kamayishi *hajm kamayish koeffitsiyenti* bilan tavsiflanadi va u bosimning o'zgarishi hisobiga hajmning nisbiy o'zgarishini bildiradi, ya'ni

$$\beta_v = \frac{V_1 - V_2}{V_1(P_2 - P_1)} = \frac{\Delta V}{V \Delta P} \quad (1.4)$$

bu yerda V_1 va V_2 - oldingi va keyingi hajmlar;

P_1 va P_2 - oldingi va keyingi bosimlar.

SI tizimida hajm kamayish koeffitsiyenti Paskal minus birinchi darajasida o'lchanadi (Pa^{-1}). Hajmni kamayish koeffitsiyentiga teskari bo'lgan miqdor *qayishqoqlik* (uprugost) moduli deyiladi.

$$E = \frac{1}{\beta_v} \quad (1.5)$$

Hajmni kamayish koeffitsiyenti tomchi suyuqliklar uchun juda kam o'zgaradi. Suv uchun $\beta_v = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$ va $E_0 = 2 \cdot 10^9 \text{ Pa}$ ga teng.

Hayotda, amaliy hisoblarda bosim ta'sirida hajmni juda kam miqdorida kamayishi nazarga olinmaydi, lekin suyuqlik bosimi yoki tezligi keskin o'zgarganda, hajm kamayish koeffitsiyentini albatta hisobga olish kerak.

Harorat ta'siridan hajmni ortib borishi - harorat *hajm ko'payish koeffitsiyenti* bilan tavsiflanadi va u quyidagicha ifodalanadi:

$$\beta_t = \frac{V_2 - V_1}{V_1(t_2 - t_1)} = \frac{\Delta V}{V \Delta t} \quad (1.6)$$

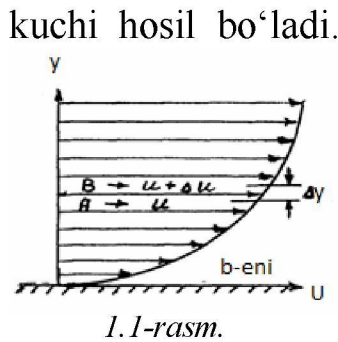
bu yerda t_1 va t_2 - suyuqlikni oldingi va keyingi haroratlari, o'lchov birligi

Selsiy minus birinchi darajasi, yoki Kelvin minus birinchi darajasiga teng (S^{-1} , K^{-1}).

Harorat hajm ko'payish koeffitsiyenti juda kichik miqdor bo'lgani uchun, amaliyotda hisobga olinmaydi. Misol uchun, suvni 10°S dan 20°S gacha isitganda ($0,1 \text{ Mpa}$ da), miqdor $\beta_t = 0,00015^\circ\text{C}^{-1}$ teng.

4. Suyuqlikning *yopishqoqligi* deb zarrachalarni nisbiy harakatga (siljishga) qarshilik ko'rsatganiga aytiladi.

Buni ko'rsatish uchun, faraz qilaylik suyuqlik parallel qatlamlar bilan harakat qilayotgan bo'lsin (I.I-rasm). Qatlam A tezligi u bo'lsa, unda B qatlamni tezligi $u + \Delta u$ bo'ladi. Miqdor Δu B qatlamni A qatlam bo'yicha absolyut siljishini bildiradi. Siljish paytida qatlamlar orasida qarshilik



kuchi hosil boʻladi. Agar shu qarshilik kuchni taʼsir etayotgan yuzaga nisbatini olsak, unda urinma kuchlanish yoki qarshilik kuchning kuchlanishi τ ni hosil qilamiz. Δu siljishga A va B qatlamlar orasidagi masofa Δy ni nisbati nisbiy siljishni bildiradi. Nyuton aniqlagani boʻyicha urinma kuchlanish nisbiy siljishga toʻgʻri mutanosibdir, yaʼni

$$\tau = \mu \frac{\Delta u}{\Delta y} \quad (1.7)$$

Mutanosiblik koeffitsiyenti μ - *dinamik yopishqoqlik koeffitsiyenti* deyiladi. SI tizimida dinamik yopishqoqlik koeffitsiyenti

$$[\mu] = \left[\frac{\tau}{\Delta u / \Delta y} \right] = \frac{N \cdot s \cdot m}{m^2 \cdot m} = \frac{N \cdot s}{m^2} = Pa \cdot s \text{ ga teng.}$$

SGS tizimida esa dinamik yopishqoqlik birligi fransuz shifokori (suyuqliklar yopishqoqligini oʻrgangan) Puazeyl nomi bilan aytiladi.

$$1P = 1 \frac{dina \cdot s}{sm^2} = 1 \frac{g \cdot sm \cdot s}{sm^2 \cdot s^2} = 1 \frac{10^{-3} kg \cdot 10^{-2} m \cdot s}{10^{-4} m^2 \cdot s^2} = 1 \cdot 10^{-1} Pa \cdot s.$$

Dinamik yopishqoqlik koeffitsiyentni zichlikka nisbatini olsak, unda kinematik yopishqoqlik koeffitsiyentini hosil qilamiz, yaʼni

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{s \cdot N \cdot m^3}{m^2 \cdot kg} = \frac{kgm}{m^2 \cdot s^2} \cdot \frac{s \cdot m^3}{kg} = \frac{m^2}{s}.$$

SGS tizimida kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti ingliz fizigi Stoks nomi bilan ataladi.

$$1St = 1 sm^2 / s = 1 \cdot 10^{-4} sm^2 / s$$

1 Stoksga nisbatan 100 barobar kichik boʻlgan kinematik yopishqoqlik koeffitsiyentini (sSt) santistoks deyiladi.

Tomchi suyuqliklarni harorati oshishi bilan yopishqoqligi kamayadi, chunki suyuqlikda bir-biriga yaqin joylashgan molekulalar orasidagi masofa ortadi va shuning hisobiga orasidagi tortish kuchlariga bogʻliq boʻlgan yopishqoqlik kamayadi.

Gazsimon suyuqliqlarda esa harorati oshishi bilan yopishqoqlik ham oshadi, chunki molekulalar orasidagi masofa katta boʻlib, isitgan paytda molekulalar harakati oshadi va ular bir-biri bilan toʻqnashuvi koʻpayadi. Bu esa yopishqoqligini oshishiga olib keladi.

5. Gazlar suyuqlikda aralashishi har xil sharoitida har xil boʻladi va u bosimga bogʻliqdir.

Gazning suyuqlikda aralashishi bosimga toʻgʻri mutanosibdir, yaʼni

$$\frac{V_r}{V_c} = K \frac{P_2}{P_1}, \quad (1.8)$$

bu yerda V_c – suyuqlikda aralashtiriladigan gazning hajmi;

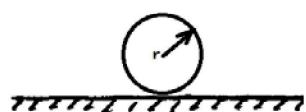
V_r – suyuqlik hajmi;

P_1, P_2 – boshlang'ich va oxirgi bosimlar.

Agar suyuqlikka ta'sir etayotgan bosim kamayib borsa, gaz suyuqlikda aralashishga nisbatan tashqariga tezroq chiqib boshlaydi. Bu hol esa gidravlik mashinalar va gidrotizimlar ishiga juda katta zarar keltirishi mumkin.

6. Suyuqlik qatlam yuzasidan gazga o'tish paytida sirt tortish kuchi paydo bo'ladi. Bu esa suyuqlik molekulalarini orasidagi tortish kuchi gaz molekulalariga nisbatan kuchli bo'lgani hisobiga hosil bo'ladi.

Sirt tortish kuchi tomchi suyuqlik hajmga sferik holatni bermoqchi bo'lib, suyuqlikda ortiqcha bosim hosil qiladi. Lekin, ortiqcha hosil bo'lgan bosim o'zini kichik hajmga ega bo'lgan suyuqliklarda bildiradi (1.2-rasm) va u sferik hajmda quyidagi ifodadan topiladi:

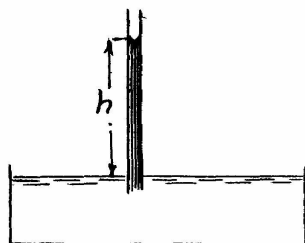


1.2-rasm.

$$P = \frac{2\sigma}{r} \quad (1.9)$$

bunda σ – suyuqlikning sirt taranglik koeffitsiyenti, N/m;

r – sferaning radiusi.



1.3-rasm

Agar suyuqliklar orasidagi molekulalar tortish kuchi qattik jism (shishali naycha) molekulalariga nisbatan kuchli bo'lsa (misol uchun simob), bosim ta'sirida suyuqlik idishiga tushirilgan shishali naychada ko'tarilgan suyuqlikni meniski qavariq hosil qiladi. Menisk qobiq bo'la-di, agar suyuqlik orasidagi tortish kuchiga nisbatan qattiq jism molekulalar orasidagi tortish kuchi kuchli bo'lsa (1.3-rasm).

Molekulalar orasidagi tortish kuchi bilan kapillyar ko'tarilishi orasidagi bog'lanishni kichik dyametrga ega bo'lgan naychalarda ko'rish mumkin. Naychalarda suyuqlikni ko'tarilgan h balandligi quyidagi ifodadan topiladi:

$$h = \frac{4\sigma}{d\gamma}, \quad (1.10)$$

bunda σ – sirt taranglik koeffitsiyenti;

γ – og'irlik birligi.

Gidravlikaning bir qancha masalalarini yechishda soddaroq holga keltirish uchun ideal suyuqlik tushunchasi kiritiladi. Ideal suyuqlik deb shunday xayoliy suyuqlikka aytiladiki, unda zarrachalar absolyut qo'zg'ladigan (yopishqoqlikka ega emas), absolyut siqilmas bo'lgan va absolyut uzilishga qarshi ko'rsatmaydigan bo'lishi kerak.

2-bob.

Gidrostatika asoslari

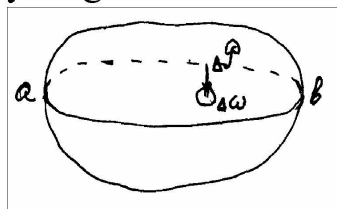
Gidrostatika - gidravlikaning bo'limi bo'lib, tashqi kuchlar ta'sirida suyuqlikni muvozanat qonuniyatlarini o'rganadi. Bu qonuniyatlarni o'rganishda ajratilgan suyuqlik hajmiga ta'sir etayotgan kuchlarni ko'rib chiqish kerak. Bunday kuchlarni ikki sinfga ajratish mumkin:

1. Massali (hajmli) kuchlar ajratilgan suyuqlik hajm massasiga mutanosib bo'lib, har bir hajmdagi zarrachalarga ta'sir etadi. Og'irlik kuchi, markazdan qochirma kuch va boshqalar massali kuchlarga misol bo'la oladi.
2. Sirt kuchlari ajratilgan suyuqlik hajmining tashqi yuzalariga ta'sir etadi va u sirtga to'g'ri mutanosibdir. Sirt kuchlari ajratilgan suyuqlik hajmining yuzalariga uzluksiz tarqalgan. Porshenni suyuqlik sirtiga ta'sir etayotgan bosim, idish devorlari tomonidan ichidagi suyuqlikka ta'sir etayotgan bosim, atmosfera bosimini suyuqlik yuzasiga ta'siri va boshqalar sirt kuchlariga misol bo'la oladi.

Tashqi kuchlar ta'sirida qaralayotgan tinch holatdagi suyuqlik hajmning har bir zarrachasida ichki kuchlar hosil bo'lib, suyuqlik kuchlanish holatda bo'ladi. Suyuqlik zarrachalari kuchlanish holatda bo'lishi bosim kuchi bilan tavsiflanadi.

2.1. Gidrostatik bosimni aniqlash

Muvozanat holatda bo'lgan ixtiyoriy suyuqlik hajmini ko'raylik. Agar shu olingan hajmni (ab) tekislik bilan ikki bo'lakka bo'lsak va xayolan bir bo'lagini olib tashlasak, unda qolgan bo'lak muvozanat holda bo'lishi uchun, tashlab yuborgan suyuqlik hajmini kuchi bilan ta'sir etish kerak. Ajratilgan elementar yuza ($\Delta\omega$) ga elementar kuch ΔF ta'sir etadi. Bu kuch shu elementar yuzaning har bir zarrachasiga ta'sir etayotgan kuchlarning umumiy kuchi bo'ladi (2.1-rasm). Unda umumiy kuchning ta'sir etayotgan $\Delta\omega$ yuzaga nisbati o'rtacha bosimni bildiradi, ya'ni

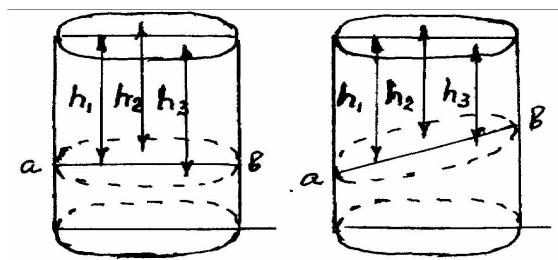


2.1-rasm.

$$\frac{\Delta F}{\Delta\omega} = P_{\text{o'rt}}$$

Agar (ab) kesma gorizontall joylashgan bo'lib suyuqlik sathiga parallel bo'lsa, unda (ab) kesmaning ixtiyoriy nuqtasida o'rtacha gidrostatik bosim bir xil bo'ladi (2.2-rasm). Agar (ab) kesma qiya (burchak ostida) joylash-

gan bo'lsa, unda (*ab*) kesmaning har bir nuqtasida gidrostatik bosim har xil bo'ladi va u suyuqlik sathidan zarracha nuqtaning qancha chuqurlikda joylashganiga bog'liq (2.3-rasm).



2.2-rasm

2.3-rasm

Qancha chuqur joylashgan bo'lsa, shuncha bosim ortib boradi. Shuning uchun, o'rtacha bosim tushunchasidan tashqari nuqtadagi bosim tushunchasi ham kiritiladi.

Nuqtadagi bosim deb kuchning ta'sir etayotgan yuzasi nolga intilgan chegara nisbatiga aytiladi, ya'ni

$$P = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta\omega} \quad (2.1)$$

Gidrostatik bosimni noldan yoki atmosfera bosimidan boshlab o'lchash mumkin. Agar bosim noldan o'lchansa, uni *absolyut bosim* deyiladi. Agar ixtiyoriy bosimni atmosfera bosimidan boshlab o'lchansa, ortiqcha yoki *monometrik bosim* deyiladi.

$$P_{\text{abs}} = P_a + P_{\text{ort}}, P_{\text{ort}} = P_{\text{abs}} - P_a. \quad (2.2)$$

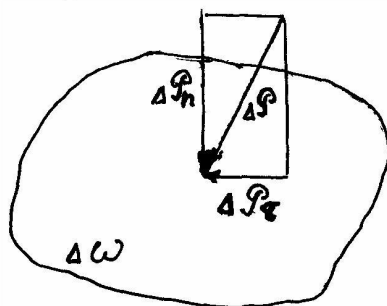
SI tizimida gidrostatik bosim Paskalda (Pa) o'lchanadi. Bu degan so'z 1 m² yuzaga 1 N kuch ta'sir etadi (1 Pa=1N/m²). Paskal kichik miqdor bo'lgani uchun, unga nisbatan 10, 1000, 1000000 barobar katta bo'lgan o'lchovlar kiritiladi. 1dPa=10Pa, 1kPa=1000Pa, 1MPa=1000000 Pa ga teng (dPa - dekapaskal, kPa - kilopaskal, MPa - megapaskal).

2.2. Gidrostatik bosimning xossalari

1. Suyuqlik sirtida gidrostatik bosim doim normal bo'yicha ajratilgan suyuqlik ichiga yo'nalgan bo'ladi. Buni isbot qilish uchun, faraz qilaylik gidrostatik bosimning umumiy ta'sir etayotgan kuchi ΔF sirtga perpendi-kulyar yo'nalmagan bo'lsin (2.4-rasm). Bu ΔF kuchni tashkil etuvchi nor-mal ΔF_n va urinma ΔF_t larga ajratishimiz mumkin. Agar ΔF_t urinma kuch noldan farqli bo'lsa, u holda bu kuch suyuqlikni harakatga keltirar edi.

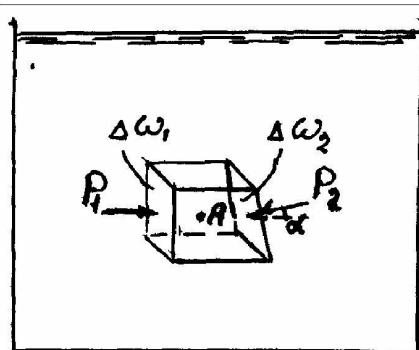
Biz esa suyuqlikka tashqi kuchlar ta'sirida muvozanatligini ko'rishimiz kerak. Demak, gidrostatik bosimni ta'sir etayotgan kuchi faqat normal

bo'yicha $\Delta\omega$ sirtga yo'nalgan bo'lishi kerak. Undan tashqari, qaralayotgan suyuqlik tortish kuchlariga qarshilik ko'rsatmagani uchun, bu kuch suyuqlik hajmiga nisbatan tashqi tomonga yo'nalgan bo'lishi mumkin emas. Shunday qilib, ta'sir etayotgan kuch faqat normal bo'yicha suyuqlik hajmini ichi tomoniga yo'nalgan bo'ladi.



2.4-rasm.

2. Suyuqlikning ixtiyoriy ichki nuqtasida unga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim turli yo'nalish bo'yicha bir xil bo'ladi, ya'ni bosim yuzaning burchagiga bog'liq bo'lmaydi.



2.5-rasm.

Buni isbot qilish uchun, A nuqtaning atrofidan mumkin bo'lgan kichik prizmachani ajratamiz va uning yuqori va pastki tomonlari idish devorlariga nisbatan parallel bo'lib, bir tomoni esa $\angle\alpha$ da bo'lsin. Prizmaning yon tomonlari yuzalari $\Delta\omega_1$, $\Delta\omega_2$ ga ta'sir etayotgan o'rtacha bosimlari P_1 , P_2 bo'lsin. Bosimlar 1 chi xossaga asosan ta'sir etayotgan yuzalarga normal bo'yicha yo'nalgan. Ajratilgan prizma muvozanat holda bo'lishi uchun, unga ta'sir etayotgan kuchlar proyeksiyalarining yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak. Gorizontaal o'qqa kuchlar proyeksiyalarini olaylik:

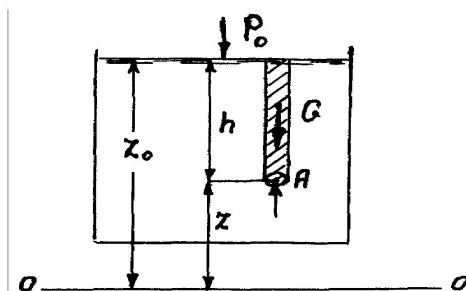
$$P_1 \cdot \Delta\omega_1 - P_2 \cdot \Delta\omega_2 \cdot \cos\alpha = 0 \quad (2.3)$$

bunda $\Delta\omega_2 \cdot \cos\alpha = \Delta\omega_1$ ga teng. Demak, $P_1 \Delta\omega_1 - P_2 \Delta\omega_1 = 0$, ya'ni $P_1 - P_2 = 0$, $P_1 = P_2$ bo'ladi. Biz $\angle\alpha$ ni ixtiyoriy ham qilib olishimiz mumkin. Baribir unda ham bosimlar bir-biriga teng bo'ladi, chunki $\angle\alpha$ ga bog'liq emas.

Prizmani borgan sari kichiklashtirilib borilsa, bosimlar P_1 va P_2 lar A nuqtaga ta'sir etayotgan bosim bo'lib $\angle\alpha$ ga bog'liq emasligini bildiradi.

2.3. Hidrostatikani asosiy tenglamasi

Idishda absolyut tinch holatda turgan suyuqlikni ko'raylik. Suyuqlikka faqat bitta massali kuch - og'irlik kuchi ta'sir etsin. Unda suvning sathi gorizontaal sirt bo'ladi va unga P_0 bosim ta'sir etgan bo'lsin. Suv sathidan h chuqurlikda joylashgan A nuqtaga ta'sir etgan bosimni aniqlaymiz (2.6-rasm). Buning uchun, A nuqta atrofida gorizontaal yuzacha ω ni ajratamiz va unga nisbatan h balandlikga ega bo'lgan silindrik hajmni ko'ramiz.



2.6-rasm

Bunda silindrik hajm muvozanat holda bo'lgani uchun, unga ta'sir etayotgan vertikal kuchlar proyeksiyalarining yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak. Silindrik hajmga ta'sir etayotgan kuchlar:

1) yuqoridan pastga P_0 bosimning ω yuzaga ta'sir etayotgan kuchi $P_{0\omega}$ va og'irlik kuchi $G = \gamma \cdot h \cdot \omega$; 2) pastdan yuqoriga gidrostatik bosimni yuzaga ta'sir etayotgan kuchi $P\omega$

Demak,
$$P_{0\omega} + \gamma h \omega - P\omega = 0 \quad (2.4)$$

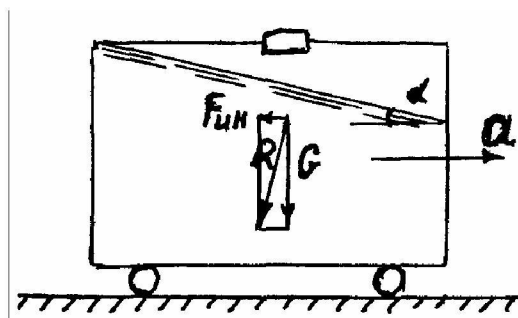
Silindrning yon tomoniga ta'sir etayotgan bosim kuchlari tenglamaga kirmaydi, chunki ular gorizontaal yo'nalgan bo'lib, vertikal o'qqa proyeksiya bermaydi. (2.4) tenglamani ω ga qisqartirib va hadlarni gruppalash-tirsak,

$$P = P_0 + \gamma h \quad (2.5)$$

bo'ladi. Bu esa gidrostatikani asosiy tenglamasi deyiladi. Suyuqlik sathidan h masofada (chuqurlikda) joylashgan suyuqlik zarrachalari to'plami bir xil bosimga ega bo'lgan tekislik hosil qiladi. Bir xil bosimga ega bo'lgan tekisliklar quyidagi xossalarga ega:

1) Ikkita bir xil bosimga ega bo'lgan tekisliklar bir-birovi bilan kesishmaydi. Haqiqatdan ham, ular kesishganda edi kesishgan chizig'ida ikkita tekisliklar bir xil bosimga ega bo'lar edi, bu esa mumkin emas.

- 2) Massali kuchlarni umumiyysi bir xil bosimga ega bo'lgan tekislikka normal yo'nalgan bo'ladi.



2.7-rasm.

Suyuqlik solingan sisterna tekis tezlanish bilan gorizontol yo'nalishda harakat qilganda, bir xil bosimga ega bo'lgan tekisliklar gorizontol bo'lmasdan yo'nalish tomonga burchak $\angle \alpha$ ostida bo'ladi. Bunda suyuqlik nisbiy tinch holatda bo'ladi (2.7-rasm).

Shu suyuqlikni har bir zarrachasiga ikkita massali kuchlar ta'sir etadi: biri og'irlik kuchi $G=mg$, ikkinchisi esa inertiya kuchi $F_{in} = ma$ (tezlanish hisobiga paydo bo'lgan kuch). Umumiy kuchi $R = \sqrt{G^2 + F_{in}^2}$ ga teng hamda, gorizontga burchak $\angle \alpha$ ostida joylashgan bir xil bosimga ega bo'lgan tekislikka perpendikulyar bo'ladi. Ular orasidagi burchak

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{F_{in}}{G} = \frac{a}{g} \quad (2.6)$$

teng bo'ladi.

Gidrostatikaning asosiy tenglamasini boshqa ko'rinishda ham ko'rsatish mumkin; agar A nuqta zarrachani (2.6-rasm) va suyuqlik sathini taqqoslash (0-0) tekislikka nisbatan uzoqligini o'lchasak, A nuqta taqqoslash tekislikdan Z masofada, suyuqlik sathi esa Z_0 masofada bo'ladi. Unda $h = Z_0 - Z$. Tenglama (2.5) da h ni o'rniga $Z_0 - Z$ ni qo'yib,

$$P = P_0 + \gamma(Z_0 - Z) \quad (2.7)$$

va hadlarni γ ga bo'lib, 0 indeksli hadlarni bir tomonda qoldirsak

$$Z_0 + \frac{P_0}{\gamma} = Z + \frac{P}{\gamma} \quad (2.8)$$

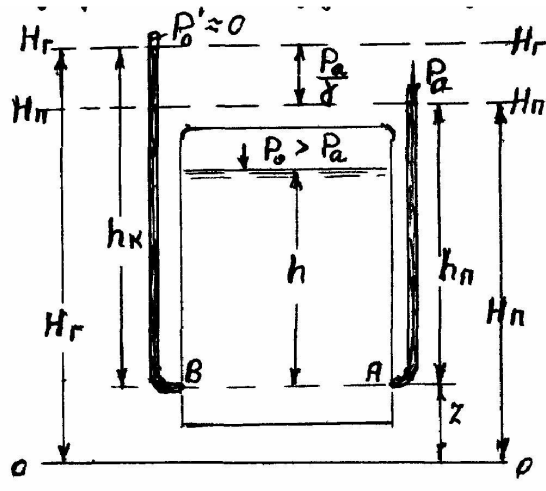
hosil bo'ladi. Bunda Z_0 -idishdagi suv sathidagi ixtiyoriy zarrachadan taqqoslash (0-0) tekislikkacha bo'lgan masofa, P_0 -suyuqlik sathiga ta'sir etayotgan bosim. Z_0 va P_0 o'zgarmas bo'lganlari uchun tenglamaning o'ng tomoni ham o'zgarmas bo'lishi kerak. Bundan kelib chiqadiki, qaralayotgan butun hajm uchun

$$Z + \frac{P}{\gamma} = const \quad (2.9)$$

bo'ladi.

2.4. Pyezometrik va gidrostatik bosimlar

Usti berk va ichida suyuqlik bo'lgan idishni ko'raylik (2.9-rasm). Suyuqlikni A nuqtasiga usti ochiq bo'lgan pyezometr o'rnatilgan bo'lsin. Idish ichidagi suyuqlik sathiga atmosfera bosimidan katta bo'lgan P_0 bosim ta'sir etadi. Unda pyezometr bo'yicha ko'tarilgan suyuqlik sathi idishdagiga nisbatan yuqori ko'tarilgan bo'ladi.



2.9-rasm.

A nuqtadagi absolyut bosim

$$P_{Aabs} = P_a + \gamma h_p \quad (2.10)$$

bunda h_p - suyuqlikni pyezometrda ko'tarilgan balandligi.

Ifoda (2.10) dan h_p ni topamiz.

$$h_p = \frac{P_{Aabs} - P_a}{\gamma} = \frac{P_{ort}}{\gamma} \quad (2.11)$$

Berilgan A yoki B nuqtadagi absolyut bosimni ifodalovchi balandlik keltirilgan balandlik deyiladi. Keltirilgan balandlikni usti berk bo'lgan va ichidan havo haydalgan shishali naychada ko'rish mumkin. Bunday naycha usti berk bo'lgan pezo-metr deyiladi. Usti berk bo'lgan pyezometr ichidagi suyuqlikka $P_{abc} = P_0 + \gamma h$ ifodani qo'llasak,

$$P_{abc} = P_0 + \gamma h_k \quad (2.12)$$

bo'ladi. Agar $P_0 = 0$ bo'lsa, unda $P_{abs} = \gamma h_k$ va $h_k = \frac{P_{abs}}{\gamma}$.

Masalan, $P_{abs} = P_{atm} = 0.1 MPa$ bo'lsa

$$h = \frac{P_{atm}}{\gamma} = \frac{100000}{9800} = 10.2 \approx 10m \text{ bo'ladi.}$$

Pyezometrik h_p geometrik Z balandliklarning yig'indisi pyezometrik dam (napor) (H_p) deyiladi.

$$H_p = Z + h_p = Z + \frac{P_{abs} - P_0}{\gamma} = Z + \frac{P_{ort}}{\gamma} \quad (2.13)$$

Keltirilgan h_k va geometrik Z balandliklarning yig'indisi gidrostatik dam deyiladi.

$$H_g = Z + h_k = Z + \frac{P_{abs}}{\gamma} \quad (2.14)$$

Agar (2.13) va (2.14) ifodalarni solishtirsak,

$$H_p = H_g - \frac{P_0}{\gamma} \quad (2.15)$$

ga ega bo'lamiz. Demak, gidrostatik dam pyezometrik damdan atmosfera bosimini balandlik ko'rinishda ifodalanganligi bilan farq qiladi. Agar (2.14) ifodada $P_{abs} = P_0 + \gamma h$ bilan almashtirsak,

$$H_g = Z + \frac{P_0}{\gamma} + h$$

bo'ladi. Bunda P_0 - bosim idishdagi suyuqlik sathiga ta'sir etayotgan o'zgarmas bosim, $Z+h$ esa suyuqlikdagi ixtiyoriy nuqta uchun bir xil bo'lgan qiymat bo'lib, unda

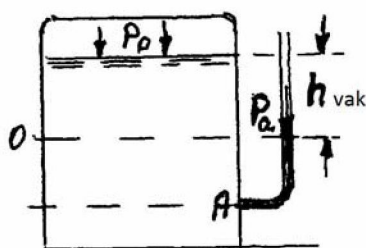
$$H_g = Z + \frac{P_0}{\gamma} + h = \text{const} \quad (2.16)$$

bo'ladi, ya'ni gidrostatik bosim tinch holatda turgan suyuqlikni har bir zarachalari uchun bir xil bo'ladi. Suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasiga o'rnatilgan usti berk pyezometrda suyuqlik faqat bitta balandlikga ko'tariladi va u *gidrostatik bosimning* tekisligi deyiladi.

Atmosfera bosimi suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasiga bog'liq bo'lmagani uchun, pyezometrik bosim

$$H_p = Z + \frac{P_{abs}}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma} = \text{const} \quad (2.17)$$

bo'ladi, ya'ni tinch holatda turgan suyuqlikning ixtiyoriy nuqtasi uchun pyezometrik balandliklari gorizontal tekislikda yotadi va u *pyezometrik bosim tekisligi* deyiladi.



2.10-rasm.

Vakuum. Agar idishdagi suyuqlik sathiga atmosferadan kichik bo'lgan P_0 bosim ta'sir etsa, pyezometrik bosimning tekisligi idishdagi suyuqlik sathiga nisbatan h_{vak} masofaga past joylashgan bo'ladi (2.10-rasm).

Demak P_{abs} bosim atmosfera bosimdan kam bo‘ladi. Atmosfera bosimgacha etmagan bosimga vakuum (bo‘shliq) deyiladi va quyidagicha aniqlanadi

$$P_{vak} = P_a - P_{abs} \quad (2.18)$$

$$h_{vak} = \frac{P_{vak}}{\gamma} = \frac{P_a - P_{abs}}{\gamma} \quad (2.19)$$

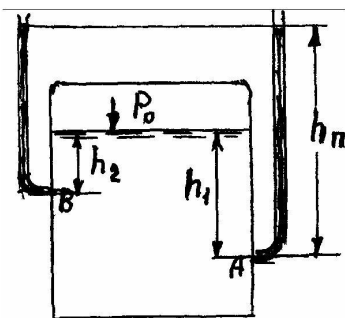
Agar umumiy ko‘rinishdagi $P_{abs} = P_a + P_{ort}$ ifoda (2.19) qo‘ysak,

$$P_{abs} = -P_{ort} \quad (2.20)$$

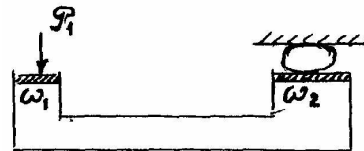
bo‘ladi, ya‘ni vakuum degani ortiqcha bosimning manfiy qiymatiga teng.

2.5. Paskal qonuni

Suyuqlikning sirtiga ta‘sir etayotgan bosim shu suyuqlikning har bir zarrachasi uchun bir xil bo‘lib, har tomon bo‘yicha bir xil tarqalgan bo‘ladi. Ko‘rsatilgan 2.11-rasmda P_0 bosim A va B nuqtalarga ham beriladi. Paskal qonuni asosida gidravlik presslar ishlaydi. Agar kichik silindr ichidagi suyuqlik sirtiga porshen orqali F_1 kuch bilan ta‘sir etsak, unda porshenni tagida bosim hosil bo‘ladi (2.12-rasm).



2.11-rasm/



2.12-rasm.

Bu bosim Paskal qonuni bo‘yicha suyuqlikning har bir zarrachasiga ta‘sir etadi. Demak, bosim P_1 yuzasi ω_2 ga teng bo‘lgan porshenga ham ta‘sir etadi va uning kuchi $F_2 = P_1 \cdot \omega_2$ teng bo‘ladi, ya‘ni

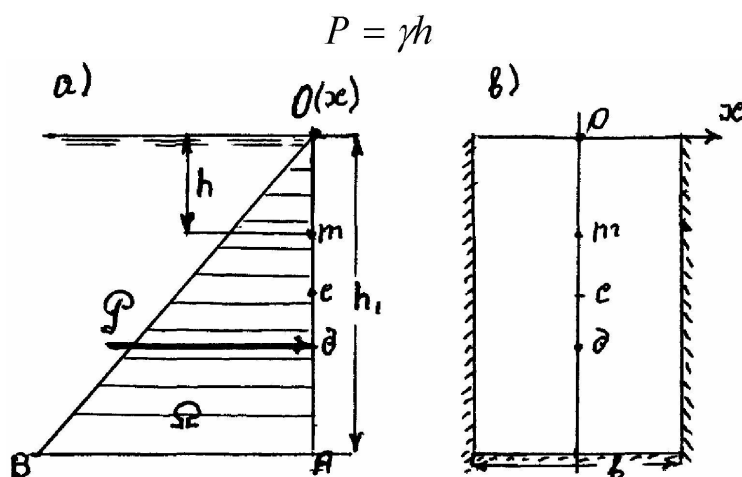
$$F_2 = \omega_2 \cdot \frac{F_1}{\omega_1} = F_1 \cdot \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (2.22)$$

2.6. Bosim kuchining to‘g‘ri burchakli tekis yuzalarga ta‘sir etishi

Eni b masofaga ega bo‘lgan, asosi gorizontal bo‘lgan tekis vertikal figura OA devoriga ta‘sir etayotgan suvning bosim kuchini aniqlaymiz (2.13-rasm).

Vertikal devorni hisoblashda faqat ortiqcha bosimni e‘tiborga olish kerak, chunki suyuqlik sirtiga ta‘sir etayotgan atmosfera bosimi zarrachalar

orqali vertikal devorga chapdan o'ngga ta'sir etadi. O'ngdan chapga devorni o'ziga ta'sir etayotgan atmosfera bosimi bilan tenglashib yig'indisi nolga teng bo'ladi. Nuqta m dagi bosimni aniqlaymiz:



2.13-rasm.

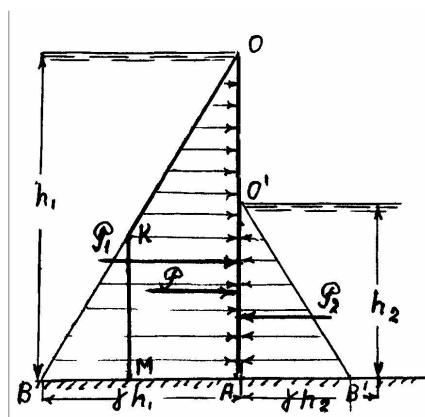
Shu nuqta O dan A gacha o'zgarib borganda, bosim ham o'zgarib boradi. Eng katta bosim $m=A$ ga teng bo'lganda bo'ladi, ya'ni

$$P_A = \gamma h_1 \quad (2.23)$$

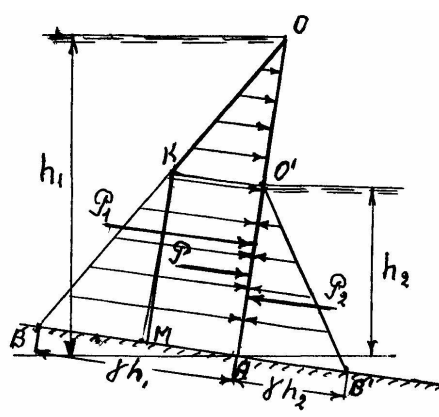
bo'ladi. P_A bosimni masshtab bo'yicha OA ga perpendikulyar bo'lgan asosda belgilaymiz. Hosil bo'lgan B nuqtani A bilan birlashtiramiz. Kelib chiqqan OAB uchburchagi gidrostatik bosimni epyurasi deyiladi. Agar uchburchak OAB yuzasini b eniga ko'paytirsak, unda to'g'ri burchakli figuraga ta'sir etgan gidrostatik bosim kuchi F ni hosil qilamiz.

$$F = \Omega \cdot b = \frac{1}{2} h_1^2 \cdot \gamma b \quad (2.24)$$

Kuch $F_1 \perp OA$ ga va u OAB gidrostatik bosim epyurasining markazidan o'tadi. Bundan xulosa qilish mumkinki, F kuchning qo'yilgan nuqtasi to'g'ri burchakli figurani asosidan masofada joylashgan bo'ladi.



2.14-rasm.



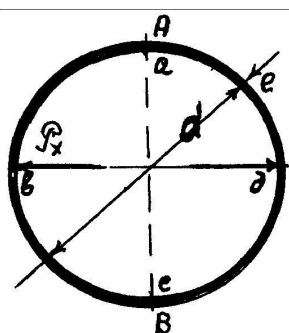
2.15-rasm.

Agar devorga ikki tomondan suyuqlik ta'sir etsa, unda OA devorning ikki tomoni bo'yicha gidrostatik bosimning epyuralari quriladi (2.14-rasm). Keyin uchburchak OAB dan $O'AB'$ ayiriladi.

Hosil bo'lgan trapetsiya $OAMK$ yuzasini devor eni b ga ko'paytirilsa, qidirilayotgan P kuch kelib chiqadi va u trapetsiyaning markazidan o'tib devorga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi. Burchak ostida joylashgan devorda ham qidirilayotgan F kuch xuddi oldingiga o'xshab topiladi (2.15-rasm).

2.7. Bosim kuchining silindrik sirtlarga ta'sir etishi

Suyuqlikka to'la bo'lgan quvurning kesmasini ko'raylik (2.16-rasm).



2.16-rasm.

Quvurning markazidagi bosimni P deb belgilaymiz. Unda eng yuqori a nuqtada bosim $P - \frac{d}{2}\gamma$, c nuqtada esa $P + \frac{d}{2}\gamma$ bo'ladi. Odatda, $\frac{d}{2}\gamma$ bosim miqdori kichik bo'lgani uchun, uni hayotda hisobga olinmaydi. Bosim P ta'sirida quvur, masalan AB kesma bo'yicha yorilib ketishi mumkin. Yorilmasligi uchun, quvurning devor qalinligi e ni hisoblashda, biz F_x bosim kuchini abc yoki $a\delta c$ devorga ta'sir etishini bilishimiz kerak. Bu kuch ac to'g'ri burchakli figuraga ta'sir etayotganga tengligini ko'rsatish mumkin (ac -yarim silindrik sirtning vertikal tekislikka olingan proyeksiyasidir). ac to'g'ri burchakli figuraning tomoni quvur diametri bo'yicha olingan kesmani bildirgani uchun, kuch quyidagiga teng

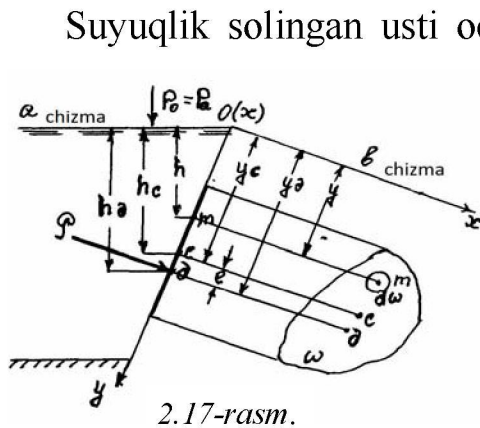
$$F_x = dlP \quad (2.25)$$

bunda l - quvurning uzunligi;

P - quvur ichidagi bosim.

Bu F_x kuch ko'rilayotgan quvurni ikki joydan (a va c nuqtalar) uzishga harakat qilmoqchi bo'lgani uchun, quvur devor qalinligi e ni $0,5 P_x$ kuch orqali hisoblash kerak.

2.8. Ixtiyoriy shaklga ega bo'lgan tekislikdagi figuraga ta'sir etayotgan bosim kuchi



Suyuqlik solingan usti ochiq idish bo'lsin va uning OM yon tomoni burchak $\angle \alpha$ ostida bo'lsin (2.17-rasm). OX va OY koordinata o'qlarini belgilaymiz. OMX yon tomonida ixtiyoriy figuraga ega bo'lgan yuzani ajratamiz. OX o'qni 90° ga bursak (OY o'qi atrofida), u holda b chizmada ajratgan ixtiyoriy figurali yuza o'z ko'rinishiga ega bo'ladi. Hidrostatikani 1-xossasiga asosan gidrostatik bosim ajratilgan yuzaga perpendikulyar yo'nalgan. Bundan xulosa qilish mumkinki, absolyut gidrostatik bosimni kuchi ham yuzaga perpendikulyar bo'ladi.

Umumiy absolyut bosim kuchi F va uni suyuqlik sathidan qo'yilgan nuqtasigacha bo'lgan masofani topamiz. Buning uchun ixtiyoriy m nuqtani ko'raylik. Bu m nuqta suyuqlik sathidan h chuqurlikda joylashgan bo'lsin. Nuqta m atrofida elementar yuza $d\omega$ ajratamiz, unda gidrostatik bosim kuchi

$$dF = P d\omega \quad (2.26)$$

yoki

$$dF = (P_a + \gamma h) d\omega = P_a d\omega + \gamma h d\omega = P_a d\omega + \gamma y \sin \alpha d\omega. \quad (2.27)$$

(2.27) ifodani butun ω bo'yicha integrallasak,

$$F = \int_{\omega} P_a d\omega + \gamma \sin \alpha \int_{\omega} y d\omega \quad (2.28)$$

bunda $\int_{\omega} y d\omega = S_{0x} = y_c \omega$ - tekislikdagi figurani OX o'qiga olingan statik momenti; y_c - tekislikdagi figuraning og'irlik markazi.

Bundan (2.28) ifoda quyidagiga teng:

$$F = P_a \omega + \gamma \omega y_c \sin \alpha. \quad (2.29)$$

$y_c \sin \alpha = h_c$ deb belgilasak, u figuraning og'irlik markazidan suyuqlik sathigacha bo'lgan masofasidir. Unda

$$F = P_a \omega + \gamma \omega h_c = (P_a + \gamma h_c) \omega \quad (2.30)$$

Demak, ixtiyoriy shaklga ega bo'lgan tekislikdagi figuraga ta'sir etuvchi gidrostatik bosimni kuchi (absolyut yoki ortiqcha) teng figuraning og'irlik markaziga ta'sir etuvchi gidrostatik bosimni $[(P_a) \text{ yoki } P_c]$ figura yuzasining ko'paytmasiga teng.

Ta'sir etuvchi kuch F figura bilan kesishgan nuqtani bosim kuchi markazi deyiladi. Suyuqlik sathidan shu nuqttagacha bo'lgan masofani topamiz.

Atmosfera bosimi P_a ko'rilyotgan yuza bo'yicha tekis tarqalgan bo'ladi. Ortiqcha bosim esa yuza bo'yicha tekis tarqalmagan. Qancha figuraning nuqtasi chuqurroq joylashgan bo'lsa, shuncha bosim ortib boradi. Shuning uchun figuraga ta'sir etayotgan suyuqlikni bosim kuchi markazini joylashgan chuqurligiga bog'liq.

F bosim kuchining qo'yilgan nuqtasidan suyuqlik sathigacha bo'lgan y_∂ masofani topamiz (2.17-rasm). Masofa y_∂ ni topish uchun quyidagi shartdan foydalanamiz. Suyuqlikni figuraga ta'sir etayotgan elementar kuchlar yig'indisining momenti umumiy F kuchning shu OX o'qiga olingan momentiga teng

$$\int_{\omega} (Pd\omega)y = Fy_\partial \quad \text{yoki} \quad \int_{\omega} (\gamma h d\omega)y = (\gamma h_c \omega)y_\partial, \quad (2.31)$$

$$\int_{\omega} (\gamma \sin \alpha \cdot y \cdot d\omega)y = (\gamma \sin \alpha y_c \omega)y_\partial.$$

Bunda

$$y_\partial = \frac{\int y^2 d\omega}{y_c \cdot \omega} = \frac{J_{0x}}{S_{0x}} \quad (2.32)$$

bunda $\int_{\omega} y^2 d\omega = J_{0x}$ - tekislikdagi figuraning OX o'qiga nisbatan olingan inertsia momenti;

S_{0x} - shu figuraning OX o'qiga nisbatan olingan statik momenti.

Agar figuraning markaziga nisbatan momentlarni oladigan bo'lsak, (2.32) ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$y_\partial = \frac{J_{0x}}{S_{0x}} = \frac{J_c + y_c^2 \omega}{\omega y_c} = y_c + \frac{J_c}{y_c \omega} \quad (2.33)$$

yoki

$$y_\partial = y_c + e, \quad (2.34)$$

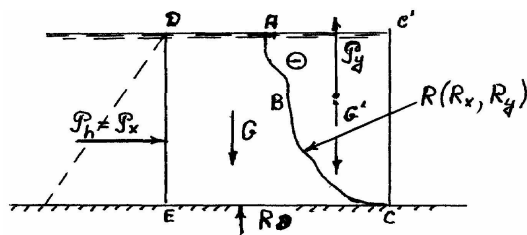
bunda e - eksentrisitet;

J_s - inertsia momenti, figuraning shakliga bog'liq.

2.9. Egri chiziqli sirtga ta'sir etayotgan suyuqlikni gidrostatik bosim kuchi

Berilgan ABC egri chiziqli sirt chizmaga perpendikulyar va uning eni b masofaga teng bo'lsin (2.18-rasm).

C nuqtadan eni bo'yicha vertikal CC' tekislik o'tkazilib, va (xy) koordina o'qlari ko'rsatilgan bo'lsin. Suyuqlik egri sirtga ta'sir etayotgan umumiy kuchini aniqlashda oldin uni tashkil etuvchi kuchlar F_x va F_y ni topib olamiz. Buning uchun DE vertikal tekislik o'tkazamiz. Bu tekislik



2.18-rasm.

ikkinchi tomondan ABC egri sirtni proyeksiyasi ham bo'ladi. DE va ABC orasida suyuqlik hajmi ajralib qoladi. Bu ajralgan $ABCE$ orasidagi hajmga quyidagi kuchlar ta'sir etadi:

- 1) Kanal tagidan suyuqlikka R_D kuch ta'sir etadi.

$$R_D = S_{DECC'} \cdot b \cdot \gamma \quad (2.35)$$

- 2) Egri sirt tomonidan suyuqlikka reaksiya R kuchi ta'sir etadi. Bu kuchning tashkil etuvchilarini R_x va R_y deb belgilaymiz.
- 3) Chap tomondan DE tekislikka $F_x = F_h$ kuch ta'sir etadi.
- 4) Suyuqlik hajmining og'irlik kuchi

$$G = S_{ABCE} \cdot b \cdot \gamma \quad (2.36)$$

Suyuqlik muvozanat holatda bo'lishi uchun, unga ta'sir etayotgan kuchlarning X va Y o'qlariga olingan proyeksiyalari yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$F_x + R_x = 0, \quad F_x = -R_x \quad (2.37)$$

$$G + F_y - R_D = 0, \quad F_y = R_D - G, \quad R_y = -F_y \quad (2.38)$$

ga teng bo'lgani uchun

$$F_y = -(R_D - G) \text{ bo'ladi.} \quad (2.39)$$

$$F_y = -[S_{DECC'} - S_{ABCE}] \cdot \gamma \cdot b \text{ yoki } F_y = -[S_{ABCE} \cdot \gamma \cdot b].$$

Bundan quyidagicha xulosa chiqarish mumkin:

1. Qidirayotgan F kuchning tashkil etuvchi F_x kuchi suyuqlik bosim kuchining vertikal tekislikka ta'sir etganiga teng. Bu tekislik esa egri sirtning vertikal tekislikka olingan proyeksiyasi.
2. F kuchning tashkil etuvchi F_y kuchi manfiy ishorasi bilan olingan xayoliy suyuqlik hajmining W_{ABCE} og'irligiga teng.

Tashkil etuvchi F_x va F_y kuchlar ma'lum bo'lgandan keyin umumiy F kuch quyidagi ifodadan topiladi:

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} \quad (2.40)$$

3-bob.

Suyuqlikning uzluksiz va d.bernulli tenglamalari

3.1. Gidrodinamika asoslari

Gidrodinamika – gidravlikaning qismi bo‘lib, unda suyuqlik harakat qonuniyatlari va nisbiy harakat qilayotgan suyuqlik bilan qattiq jism orasidagi bog‘lanish o‘rganiladi.

Suyuqlik har xil kuchlar ta‘sirida (og‘irlik kuchi, tashqi bosim, inertsia kuchi va boshqalar) harakat qiladi. Harakat qilayotgan suyuqlikni qonu-niyatlarini o‘rganishda asosan ikki masala ko‘riladi:

1. Tashqi masala: bunda harakat qilayotgan suyuqlik oqimini gidrodinamik tavsiflari berilgan bo‘lib, ta‘sir etayotgan tashqi kuchlarni aniqlash kerak.
2. Ichki masala: bunda suyuqlik oqimiga ta‘sir etayotgan tashqi kuchlar berilgan bo‘lib, gidrodinamik tavsiflarni aniqlash kerak.

Oqimning gidrodinamik tavsiflariga gidrodinamik bosim (P) va suyuqlik zarrachalarining tezligi (u) kiradi.

Gidrodinamik bosim – bu harakat qilayotgan suyuqlikni ichki bosimi.

Ko‘rilayotgan zarrachaning harakat tezligi deb shu nuqtadagi zarrachani fazodagi harakat o‘zgarish tezligiga aytiladi.

Suyuqlikni harakati barqaror va beqaror bo‘lishi mumkin. Suyuqlik barqaror harakatda bo‘ladi, agar uning tezligi va bosimi suyuqlik bilan egallagan fazoning ixtiyoriy nuqtasida vaqtga nisbatan bog‘liq bo‘lmagan bo‘lib, faqat zarrachalarning koordinatalariga bog‘liq bo‘lsa, ya’ni

$$P = f(x, y, z), \quad u = f(x, y, z) \quad (3.1)$$

Barqaror harakatga suyuqlikni quvurdagi tekis harakati, bir xil bosim ta‘sirida idish teshikchasidan oqib chiqayotgan suyuqlik va boshqalar misol bo‘la oladi.

Agar suyuqlik harakati zarrachalarining koordinatalari x, y, z dan tashqari vaqtga ham bog‘liq bo‘lsa, bunday harakat beqaror deyiladi, ya’ni

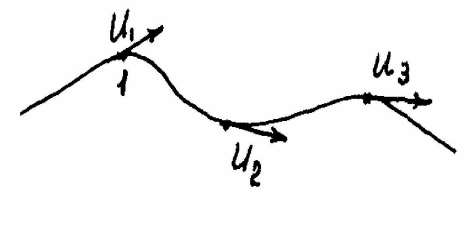
$$P = f(x, y, z, t), \quad u = f(x, y, z, t) \quad (3.2)$$

Beqaror harakatga porshenli nasos ta‘sirida quvurdagi harakat qilayotgan suyuqlik, idish teshikchasidan oqib chiqayotgan suyuqlik va boshqalar misol bo‘la oladi.

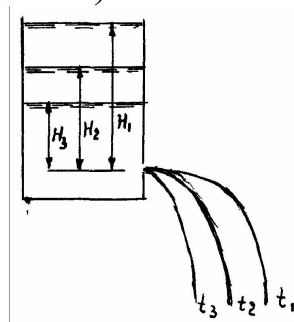
Suyuqlik harakat qonuniyatlarini o‘rganishda quyidagi tushunchalar kiritiladi: trayektoriya, tok chizig‘i va elementar oqimcha.

Traektoriya deb vaqt t ichida suyuqlik zarrachani qoldirgan iziga aytiladi.

Tok chizig'i deb harakat qilayotgan suyuqlikdagi shunday chiziqqa aytiladiki, shu chiziqdagi yotgan barcha nuqtalarga (zarrachalarga) o'tkazilgan urinmalar yo'nalishi o'sha nuqtalarda yotgan zarrachalarning vaqtga nisbatan yo'nalish oniy tezligini bildiradi (3.1-rasm).



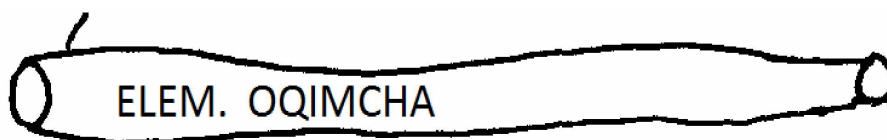
3.1-rasm.



3.2-rasm.

Trayektoriya va tok chizig'ini bir-biridan ajrata bilish kerak. Bu chiziqlar faqat o'zgarmas harakat paytida bir-biri bilan ustma-ust tushadi. Beqaror harakat paytida esa tok chizig'i va traektoriya bir-biri bilan ustma-ust tushmaydi. Bunga idishdagi suyuqlikni teshikchadan chiqib ketayotganligi misol bo'la oladi (3.2-rasm). Idishdagi suv balandligi o'zgarishi hisobiga teshikchadan chiqib ketayotgan zarrachalar oqimining traektoriyasi va tok chizig'i o'zgarib boradi. Tok chizig'i va trayektoriyalar vaqtga bog'liq bo'lib, har xil chiziqlarga ega bo'ladi va bir-biri bilan ustma – ust tushmaydi.

Agar harakat qilayotgan suyuqlikda mumkin bo'lgan kichik yopiq kontur olsak va uning har bir nuqtalaridan tok chizig'ini o'tkazsak, unda quvurchaga o'xshagan sirt hosil bo'lib, uni tok quvurchasi deyiladi. Undagi harakat qilayotgan suyuqlikni elementar oqimcha deb nomlanadi (3.3-rasm).



3.3-rasm.

Elementar oqimcha quyidagi xossalarga ega:

- 1) Elementar oqimcha barqaror harakat qilgan paytda o'zini fazodagi shakli va oriyentatsiyasini o'zgartirmaydi.
- 2) Tashqaridan bitta ham zarracha elementar oqimchanning ichiga kirolmaydi va tashqariga tok quvurchasidan chiqolmaydi, ya'ni tok quvurchasi bo'ylab harakat qilayotgan zarrachalarning tezligi urinma bo'yicha yo'nalgan, normal bo'yicha tashkil etuvchi zarrachalarning tezligi esa nolga teng (yo'q bo'ladi).

Elementar oqimchalar to'plamini yuzasi katta bo'lgan kesmadan o'tishiga oqim suyuqligi deyiladi. Suyuqlik oqim harakatini uch xil guruhga bo'lish mumkin: damli (naporli), damsiz, oqimli (struya).

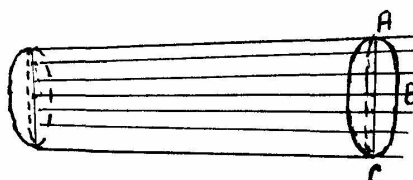
Damli oqim har tomonlama qattiq, devorlar bilan chegaralangan bo‘ladi. Bunga bosim ta’sirida quvurdagi suyuqlik harakati misol bo‘la oladi.

Damsiz harakatda oqim ozod sathi bilan suyuqlik og‘irligi ta’sirida harakat qiladi.

Oqim har tomonlama suyuqlik yoki gazsimon modda bilan o‘ralgan. Bu holda suyuqlik inertsia yoki oldingi tezlik bo‘yicha harakat qiladi.

Oqim kesma o‘lchovini va shaklini tavsiflash uchun oqimning gidravlik elementlari tushunchasi kiritiladi. Ularga jonli kesma, namlangan perimetr, gidravlik radiusi va ekvivalent diametri kiradi.

Jonli kesma deb tok chiziqlariga nisbatan perpendikulyar oqim kesmasiga aytiladi. Umumiy holda jonli kesma egri bo‘lgan sirt ko‘rinishiga ega. Masalan, suyuqlik konik kengaygan quvurda harakat qilayotgan paytda jonli kesma egri bo‘lgan ABC sirt bo‘ladi (3.4-rasm).



3.4-rasm.

Agar tarqalgan tok chiziqlar orasidagi burchaklar egriligi juda kichik bo‘lsa, unda oqimning markazi bo‘yicha o‘tgan tok chizig‘iga o‘tkazilgan perpendikulyar sirtning yuzasini jonli kesma deb olish mumkin. Jonli kesma yuzasi ω bilan belgilanadi. Kanal yoki quvurda oqayotgan oqimni kesma bo‘yicha devorning namlangan qismi namlangan perimetri deyiladi va u χ harfi bilan belgilanadi.

Quvur yoki kanalning jonli kesmasiga namlangan perimetрни nisbati *gidravlik radius* deyiladi.

$$R = \frac{\omega}{\chi}$$

Uylar va korxonalarni isitishda va ventilyatsiya bo‘yicha hisoblashda ko‘pincha *ekvivalent diametr* tushunchasi kiritiladi.

Ekvivalent diametr to‘rt gidravlik radiusiga teng, ya’ni

$$d_{\text{э}} = 4R = \frac{4\omega}{\chi}$$

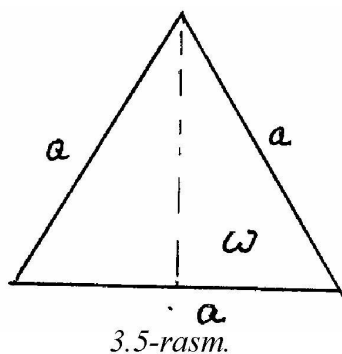
Masalan, tomonlari a bo‘lgan teng tomonli uchburchak (3.5-rasm) quvur uchun:

$$\text{jonli kesma yuzasi } \omega = \frac{\sqrt{3}}{4} a^2;$$

$$\text{gidravlik radius } R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{a}{4\sqrt{3}};$$

$$\text{namlangan perimetr } \chi = 3a;$$

$$\text{ekvivalent diametr } d_{\text{э}} = \frac{a}{\sqrt{3}}.$$



Agar suyuqlik barqaror harakat qilib olingan oqim bo'yicha ixtiyoriy kesmalar nuqtalarida jonli kesma va tezliklar bir xil bo'lsa, bunday harakat *barqaror tekis oqimli harakat* deyiladi. Agar suyuqlik harakati bo'yicha uning jonli kesma shakli o'zgarsa yoki jonli kesma o'zgarmasdan tezliklar har xil kesmalarda tarqalishi har xil bo'lsa, bunday harakat *barqaror notekis harakat* deyiladi. Notekis harakat ko'rilayotgan paytda *silliq o'zgaruvchan harakat* tushunchasi kiritiladi. Silliq o'zgaruvchan suyuqlikni harakati deb shunday harakatga aytiladiki, unda tok chiziqlarning egriligi va ular orasidagi burchak tafovuti hisobga olinmaydi. Bunda jonli kesma tekis yuzaga ega deb, u oqim o'qiga normal bo'ladi. Suyuqlikni silliq o'zgaruvchan harakatida kesma bo'yicha olingan gidrodinamik bosim gidrostatikani asosiy tenglamasiga bo'ysunadi.

3.2. Suyuqlik oqimining uzluksiz tenglamasi

Oqimni jonli kesma bo'yicha birlik vaqt ichida o'tgan suyuqlik miqdoriga suyuqlik sarfi deyiladi. Bu miqdorni vaqtga nisbatan birlik hajmida (m^3/s), massasida (kg/s), og'irligida (kN/s) o'lchash mumkin. Shuning uchun, sarflar hajmiy, og'irlikli, massali bo'lishi mumkin. Sarflar orasidagi bog'lanishlar

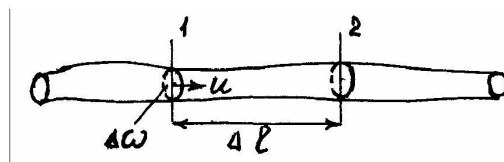
$$Q = \frac{W}{t} = \frac{G}{\gamma} = \frac{Mg}{\rho g t} = \frac{M}{\rho t} \quad (3.5)$$

bunda γ - og'irlik birligi,

ρ - suyuqlik zichligi.

Hayotda ko'proq qo'llanadigan birlik - bu hajmiy suyuqlik sarfidir (m^3/s , $m^3/soat$, l/min , l/s).

Cheksiz kichik yuzaga ega bo'lgan va tezligi u bo'lgan elementar oqimchani ko'raylik (3.6-rasm).



3.6-rasm.

Vaqt Δt ichida suyuqlik zarrachalari I kesmadan o'tib Δl masofaga siljiydi. Shunda $\Delta l = u \Delta t$ ga teng. Zarrachalar o'rnini boshqa ulardan keyingi suyuqlik zarrachalari egallab, Δt vaqt ichida I kesmadan ΔW hajm o'tadi, ya'ni

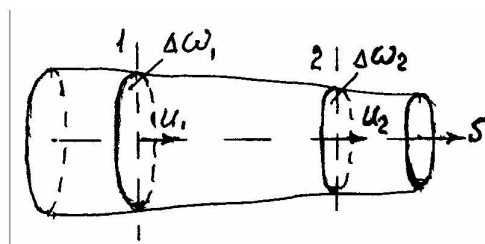
$$\Delta W = \Delta \omega \cdot \Delta l \quad (3.6)$$

(3.6) ifodani Δt ga bo'lsak,

$$\Delta Q = \frac{\Delta W}{\Delta t} = \Delta \omega \cdot u \quad (3.7)$$

hajmiy suyuqlik sarfi kelib chiqadi.

Endi elementar oqimchani ikkita kesmasini ko'raylik Δt (3.7-rasm).



3.7-rasm.

Shu kesmalar yuzacha $\Delta \omega_1$, $\Delta \omega_2$ lardagi zarrachalar tezliklarini u_1 va u_2 desak, unda

$$\Delta Q_1 = u_1 \Delta \omega_1, \quad \Delta Q_2 = u_2 \Delta \omega_2 \quad (3.8)$$

Faraz qilaylik, elementar oqimchanning harakatida bo'shliqlar hosil bo'lishi mumkin emas, ya'ni zarrachalar harakati uzluksizdir. Unda suyuqlik harakati va hajmi hamda elementar oqimchanning vaqtga nisbatan shakli o'zgarmasligi, yon tomondan ortiqcha suyuqlik hajmi qo'shilishi yoki ayirilishi mumkin emasligidan hulos qilish mumkinki, $\Delta Q_1 = \Delta Q_2$. Ixtiyoriy kesmalar uchun

$$\Delta Q_1 = \Delta Q_2 = \Delta Q_3 = \dots = \Delta Q_n = \text{const} \quad (3.9)$$

$$u_1 \Delta \omega_1 = u_2 \Delta \omega_2 = u_3 \Delta \omega_3 = \dots = u_n \Delta \omega_n = \text{const} \quad (3.10)$$

Hosil bo'lgan tenglama elementar suyuqlikning uzluksiz tenglamasidir. Endi bu tenglamani oqim uchun chiqaramiz. Oqim elementar suyuqchalar to'plamidan-yig'indisidan tashkil topgan bo'lib, uning butun umumiy kesmasini egallagan. Unda oqim uchun suyuqlik sarfi teng

$$Q = \sum \Delta Q_i = \sum u_i \Delta \omega_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (3.11)$$

Oqimda olingan ixtiyoriy kesmada zarrachalar tezligi har xil bo'lgani sababli suyuqlik sarfini hisoblash ancha qiyinliklarga olib keladi, chunki biz shu kesmada har bir oqimchanning tezligi u_2 va yuzacha $\Delta \omega_i$ larni bilishimiz kerak. Masalani soddalashtirish uchun, shu ko'rilayotgan kesma uchun olinadigan hayoliy o'rtacha tezlik v tushunchasi kiritiladi. Bunday o'rtacha tezlik deb kesmadan o'tayotgan hajmiy suyuqlik sarfi Q shu kesmadan haqiqiy oqimchalar tezliklari bilan o'tgan hajmiy sarfiga teng bo'ladi. Demak,

$$Q = \sum u_i \Delta \omega_i = v \cdot \omega, \quad (3.12)$$

bundan

$$v = \frac{\sum u_i \Delta \omega_i}{\omega}, \quad (3.13)$$

ya'ni ko'rilayotgan kesmada suyuqlik sarfi shu kesma uchun olingan o'rtacha tezlikni umumiy jonli yuza ko'paytmasiga teng. Agar endi oqim harakatida ixtiyoriy ikkita kesma olsak va shu kesmalardan elementar oqimchalar yig'indisi o'tayotgan bo'lsa, unda suyuqlik sarfi

$$Q = \sum \Delta Q_{1i} = \sum \Delta Q_{2i} \quad (i=1,2,3,\dots \text{ oqimchalar soni}); \quad (3.14)$$

$$\sum u_{1i} \cdot \Delta \omega_{1i} = \sum u_{2i} \cdot \Delta \omega_{2i} \quad (3.15)$$

Kesmalar uchun o'rtacha tezliklar kiritsak, oqim uchun yozilgan uzluksiz tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$Q_1 = Q_2 = \text{const}, \quad (3.16)$$

$$v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2 = \text{const}. \quad (3.17)$$

Ixtiyoriy kesmalar uchun

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q_n = \text{const}; \quad (3.18)$$

$$v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2 = v_3 \omega_3 = \dots = v_n \omega_n = \text{const} \quad (3.19)$$

Bu tenglamadan ko'rinadiki,

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}, \quad (3.20)$$

ya'ni oqimda ko'rilayotgan ikkita har xil kesmalarda tezliklarni nisbati yuzalarga teskari mutanosibdir.

3.3. D.Bernulli tenglamasi

Oldin D.Bernulli tenglamasini elementar oqimcha uchun chiqaramiz. Buning uchun mexanika kursida ma'lum bo'lgan kinetik energiyaning o'zgarishi haqidagi teoremani qo'llaymiz. Ko'rilayotgan suyuqlikni yo'nalishi bo'yicha o'zgargan kinetik energiyasi shu yo'nalish bo'yicha ta'sir etayotgan tashqi kuchlar ishlarini yig'indisiga teng.

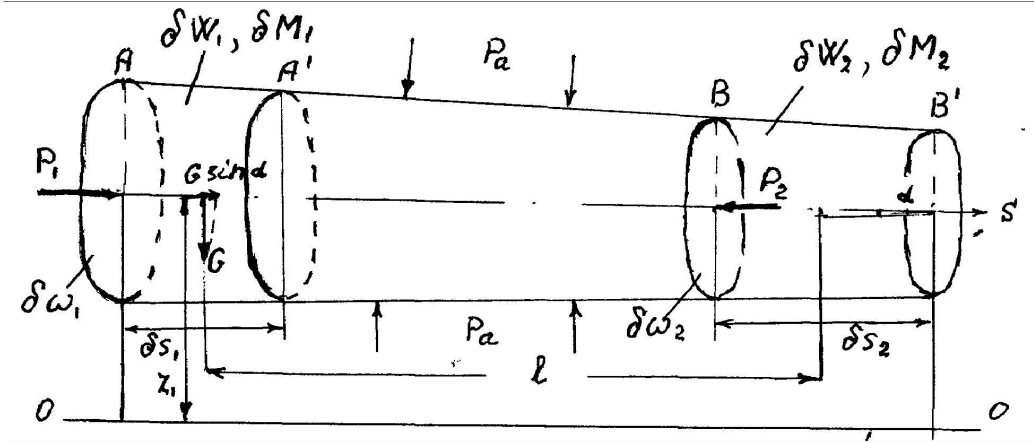
AB kesma orasidagi suyuqlikni Δt vaqt ichida Δl ga siljiganda kinetik energiyaning o'zgarishi (3.8-rasm) quyidagicha bo'ladi

$$\delta(K\mathcal{E}) = (K\mathcal{E})(A'B') - (K\mathcal{E})(AB) = [(K\mathcal{E})(A'B') + (K\mathcal{E})(BB')] - [(K\mathcal{E})(AA') + (K\mathcal{E})(A'B)] \cdot \\ \cdot (K\mathcal{E})(BB') - (K\mathcal{E})(AA')$$

$$\delta(K\mathcal{E}) = \frac{u_2^2 \delta M}{2} - \frac{u_1^2 \delta M}{2} \quad (3.21)$$

Agar $\delta M = \frac{\gamma}{g} \delta W$ bilan almashtirsak, $\delta M_1 = \delta M_2 = \delta M$; $\delta W_1 = \delta W_2 = \delta W$ bo'lib

$$\delta(K\mathcal{E}) = \left(\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g} \right) \gamma \delta W. \quad (3.22)$$



3.8-rasm.

Endi suyuqlikka ta'sir etayotgan kuchlar δt vaqt ichida bajargan ishlarini topamiz.

- 1) P_1 bosim kuchini bajargan ishini topamiz.

$$A_1 = P_1 \cdot \delta \omega_1 \delta s_1 \quad (3.23)$$

- 2) P_2 bosim kuchi bajargan ishni topamiz.

$$A_2 = P_2 \cdot \delta \omega_2 \delta s_2 \quad (3.24)$$

- 3) Ajratilgan suyuqlikka tashqi tomondan ta'sir etayotgan bosimning kuchi oqimchaning yo'nalishi tomoniga perpendikulyar bo'lgani uchun hech qanday ish bajarmaydi, chunki uning proyeksiyasi nolga teng.
- 4) Ajratilgan suyuqlikni og'irligi bajargan ishi teng bo'ladi

$$G \sin \alpha \cdot l = \gamma \delta W \cdot \sin \alpha = \gamma \delta W l \cdot \frac{z_1 - z_2}{l} = \gamma \delta W (z_1 - z_2) \quad (3.25)$$

Endi kuchlar δt vaqt ichida bajargan ishlarini kinetik energiya o'zgarishiga tenglashtiramiz.

$$\left(\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g} \right) \cdot \gamma \delta W = P_1 \delta \omega_1 \delta s_1 - P_2 \delta \omega_2 \delta s_2 + \gamma \delta W (z_2 - z_1) \quad (3.26)$$

Agar endi ifoda (3.26) ni $\gamma \delta W$ ga bo'lib yuborsak va indeksi 1 bo'lgan hadlarni chapga o'tkazib, indeks 2 bo'lganlarni o'ngga o'tkazsak, unda quyidagi ifodalarga ega bo'lamiz

$$-\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \right) = -\left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \right) \cdot (-1) \quad (3.27)$$

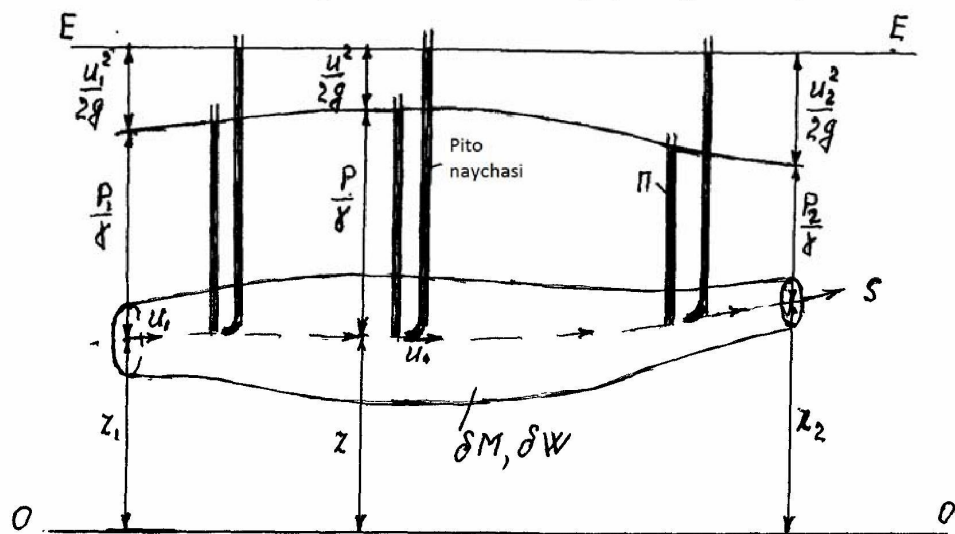
$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \quad (3.28)$$

Olingan kesmalar ixtiyoriy bo'lgani uchun, ifoda (3.28) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = \text{const} \quad (3.29)$$

3.4. O'zgarmas harakat qilayotgan benuqson (ideal) suyuqlik uchun D.Bernulli tenglamasining geometrik sharhi

Geometrik nuqtai nazar bo'yicha D.Bernulli tenglamasi (3.28) dagi hadlar 3.9-rasmda ko'rsatilgan bo'lib, ular quyidagicha aytiladi:



3.9-rasm.

- 1) z - taqqoslash tekisligi (0-0) dan ko'rilayotgan kesmaning markazigacha bo'lgan masofa, geometrik balandligi;
- 2) $\frac{P}{\gamma}$ - ko'rilayotgan kesmaning markazidan pyezometrda ko'tarilgan suyuqlikni sathigacha bo'lgan masofa, pyezometr balandligi;
- 3) $\frac{u^2}{2g}$ - tezlik dami bo'lib, uni Pito naychasi orqali aniqlash mumkin;
- 4) $z + \frac{P}{\gamma}$ - ko'rilayotgan kesmada harakat qilayotgan suyuqlikni pyezometrik dami;
- 5) $z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}$ - ko'rilayotgan kesmada harakat qilayotgan suyuqlikni to'la dami.

Pito naychasida pyezometrning pastki qismi 90° burchak ostida qayilgan bo'lib uchi silliq toraygan bo'ladi (3.9-rasm). U bilan harakat qilayot-

gan suyuqlikni ixtiyoriy kesmadagi nuqtaning zarracha tezligini aniqlash mumkin. Buning uchun Pito naycha uchini suyuqlik ichiga kiritib topmoqchi bo'lgan ixtiyoriy kesmadagi nuqtaga o'rnatiladi. Shu nuqtada suyuqlik zarrachasining bosimi va tezligi hisobiga Pito naychada ko'tarilgan suyuqlik sathi to'g'ri pyezometrda nisbatan $\frac{u^2}{2g}$ ga balandroq bo'ladi. Agar o'sha balandlikni h deb belgilasak, $h = \frac{u^2}{2g}$ bo'ladi. Bundan tezlik u ni topamiz:

$$u = \sqrt{2gh}. \quad (3.30)$$

Bu ifoda suyuqlik zarrachasining aniq tezligini bermaydi, chunki Pito naychasini suyuqlikka kiritish natijasida ortiqcha qarshilik hosil bo'ladi. Shuning uchun zarrachani haqiqiy tezligini aniqlashda tezlik ifodasiga koeffitsiyent K (tajribadan topilgan tuzatish koeffitsiyent) kiritiladi, ya'ni

$$u = K\sqrt{2gh} \quad (3.31)$$

Taqqoslash tekislikdan z masofada joylashgan oqimning o'qi bo'yicha yotgan nuqtalarga pyezometrlar o'rnatilgan bo'lsin. Shu pyezometrlardagi ko'tarilgan suyuqlik sathlarini chiziq bilan birlashtirsak, pyezometr chizig'i hosil bo'ladi. Agar endi suyuqlikning o'qi bo'yicha yotgan nuqtalarga Pito naychalarini o'rnatib, ulardagi suyuqliklar sathini chiziq bilan birlashtirsak, biz to'la dam chizig'ini hosil qilamiz. To'la dam chizig'i va pyezometr chiziqlar orasidagi masofa oqim bo'yicha o'zgarayotgan tezlik damini bildiradi.

3.5. Benuqson elementar oqim uchun D.Bernulli tenglamasini energetik sharhi

3.9-rasmda elementar suyuqlik massasi δM ga teng bo'lib, s yo'nalish bo'yicha harakatda bo'lsin. Shu suyuqlikni ixtiyoriy kesma uchun to'la energiyasini topamiz. To'la energiya suyuqlikni potensial va kinetik energiyalarning yig'indisiga teng.

0-0 taqqoslash tekislikka nisbatan potensial energiya suyuqlik og'irligini geometrik z va pyezometrda ko'tarilgan balandlik $\frac{P}{\gamma}$ yig'indisi ko'paytmasiga teng

$$\gamma \delta W \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) = g \delta M \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) \quad (3.32)$$

Xuddi shunga o'xshab suyuqlik ixtiyoriy kesmasi uchun ifoda (3.32) ni yozish mumkin.

Elementar oqim uchun ko‘rilayotgan kesmadagi kinetik energiyasi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\frac{\delta M u^2}{2} \quad (3.33)$$

Suyuqlikni kesmadagi to‘la energiyasi

$$\delta E = g \delta M \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) + \delta M \frac{u^2}{2} \quad (3.34)$$

Agar (3.34) ifodaning birinchi hadini suyuqlik og‘irligi $g \delta M$ ga bo‘lsak, unda biz kesmadagi solishtirma potensial energiyani, ikkinchi hadga bo‘lsak solishtirma kinetik energiyalarni hosil qilamiz.

Demak, harakat qilayotgan suyuqlik ixtiyoriy kesmadagi olingan to‘la solishtirma energiya shu kesmadagi uchta solishtirma energiyalarning yig‘indisidan tashkil topadi:

z - solishtirma potensial energiyaning holati;

$\frac{P}{\gamma}$ - solishtirma potensial energiyaning bosimi;

$z + \frac{P}{\gamma}$ - solishtirma potensial energiya;

$\frac{u^2}{2g}$ - solishtirma kinetik energiya.

To‘la solishtirma energiya teng

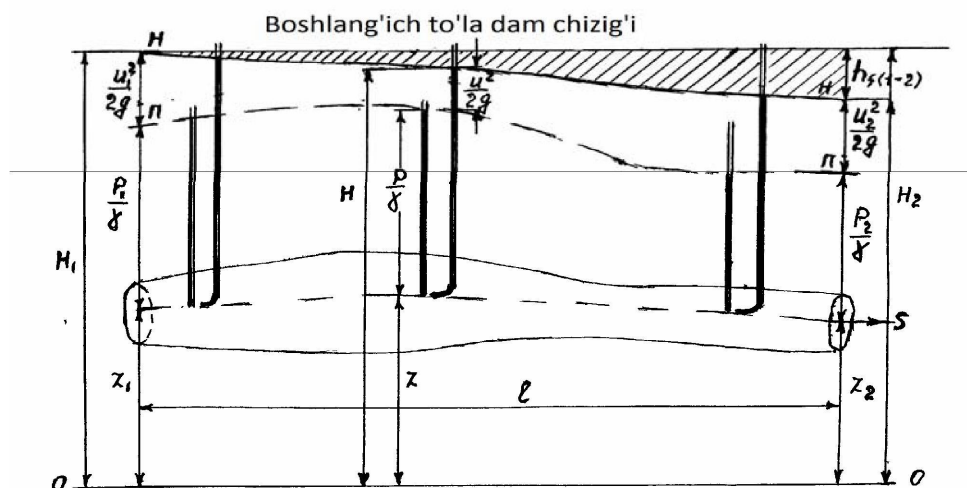
$$\delta E = z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \quad (3.35)$$

Benuqson harakat qilayotgan suyuqlik uchun uch had yig‘indisi, to‘la solishtirma energiya yo‘nalish bo‘yicha o‘zgarmasdir.

3.6. Mavjud elementar oqimcha uchun D.Bernulli tenglamasi

Mavjud elementar oqimchada yopishqoqlik hisobiga zarrachalar harakati bir-biriga qarshilik ko‘rsatadi. Shuning uchun suyuqlik yo‘nalishi bo‘yicha solishtirma to‘la energiya boshqa tur energiyaga (masalan, issiqlik energiya) o‘tib ketadi. Buni gidravlikada yo‘qolgan dam h_f deyiladi. Suyuqlik boshlang‘ich kesma 1-1 dan qancha uzoqlashgan sari, shuncha yo‘qolgan dam ortib boradi (3.10-rasm).

Buni suyuqlik harakati bo‘yicha o‘rnatilgan Pito naychalardagi suv sathlarni kamayib borishi ko‘rsatadi. Agar Pito naychalardagi suv sathlarini chiziq bilan birlashtirsak mavjud bo‘lgan elementar oqimcha uchun to‘la dam chizig‘ini hosil qilamiz.



3.10-rasm.

Oqimchani ikkita kesmada o'rnatilgan Pito naychalardagi suv sathlarining farqi shu oraliq S da yo'qolgan dam $h_{f(l-2)}$ ni bildiradi

$$H_1 - H_2 = h_{f(l-2)} \quad (3.36)$$

yoki

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{f(l-2)} \quad (3.37)$$

(3.37) ifoda elementar mavjud bo'lgan suyuqlik uchun yozilgan D.Bernulli tenglamasidir.

Mavjud bo'lgan suyuqlikni tavsiflash uchun gidravlik va pyezometrik nishab tushunchasi kiritiladi.

Elementar oqimcha yo'nalishi bo'yicha olingan ikki kesma uchun topilgan to'la damlar ayirmasini shu kesmalar orasidagi masofaga nisbati gidravlik nishab I_g deyiladi.

$$I_g = \frac{\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \right)}{l} = \frac{h_{f(l-2)}}{l} \quad (3.38)$$

Agar ikki kesma uchun topilgan pyezometrik damlar ayirmasini shu kesmalar orasidagi masofaga nisbatini olsak, uni pyezometrik nishab I_p deyiladi.

$$I_p = \frac{\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} \right)}{l} \quad (3.39)$$

3.7. Mavjud suyuqlik oqimi uchun d.bernulli tenglamasi

Oqim deganda, uning yuzasidan oqib o'tayotgan elementar oqimchalar yig'indisi tushuniladi. Demak, oqim uchun yozilgan D.Bernulli (3.37)

tenglamalarining yig'indisi, ya'ni integraliga teng bo'ladi. Integrallashdan avval D.Bernulli tenglamasini og'irlik sarfi γdQ ga kupaytiramiz va keyin integrallaymiz:

$$\int_{\omega_1} \left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} \right) \gamma dQ + \int_{\omega_1} \frac{u_1^2}{2g} \gamma dQ = \int_{\omega_2} \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} \right) \gamma dQ + \int_{\omega_2} \frac{u_2^2}{2g} \gamma dQ + \int h_f \gamma dQ \quad (3.40)$$

Agar, endi shu integralni hisoblab chiqsak, D.Bernulli tenglamasini mavjud oqim uchun topgan bo'lamiz. Birinchi integral ichidagi had $z + \frac{P}{\gamma}$ elementar oqimcha va umumiy oqim uchun ham o'zgarmas. Shuning uchun $\gamma \left(z + \frac{P}{\gamma} \right)$ hadni integral tashqarisiga chiqarib yuborish mumkin.

$$\gamma \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) \int_{\omega} u d\omega = \gamma \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) Q, \quad (3.41)$$

$z + \frac{P}{\gamma}$ ikki hadning o'zgarmasligi parallel va silliq o'zgaruvchan oqimchalar uchun olingan jonli kesmaning ixtiyoriy nuqtasida haqlidir.

$$\int_{\omega_1} \left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} \right) \gamma u d\omega = \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) \gamma \int dQ = \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) \gamma Q \quad (3.42)$$

D.Bernulli tenglamasidagi ikkinchi hadi $\int_{\omega} \frac{u^2}{2g} \gamma dQ$ elementar oqimchalar yig'indisining kesma yuzadan o'tib borayotgan kinetik energiyani bildiradi. Bunda $dQ = u d\omega$ desak, unda

$$\int_{\omega} \frac{u^2}{2g} \gamma dQ = \int_{\omega} \frac{u^3}{2g} \gamma d\omega = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} u^3 d\omega \quad (3.43)$$

(3.43) ifoda bo'yicha olingan kesma yuzasidan o'tayotgan oqimning kinetik energiyasi aniqlanadi; $u = f(y, z)$ esa o'zgaruvchan mahalliy tezlikdir.

Gidravlikada (3.43) ifodani integrallash uchun, butun jonli kesma bo'yicha oqim zarrachalarining tezliklari o'rtacha tezlikka teng deb faraz qilinib, integral hisoblanadi.

$$K_{sh} = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} u^3 d\omega = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} v^2 v d\omega = \frac{\gamma v^2 Q}{2g} \quad (3.44)$$

K_{sh} ni "shartli" kinetik energiyasi desa bo'ladi va u haqiqiy kinetik energiya K_x dan farqli bo'ladi, chunki u jonli kesma bo'yicha olingan zarrachalarning haqiqiy tezliklari orqali topiladi.

$$K_x = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} u^3 d\omega \quad (3.45)$$

Shuni aytib o'tish kerakki, "shartli" kinetik energiya doim haqiqiy kinetik energiyadan kam bo'ladi. Agar haqiqiy kinetik energiyaga "shartli" kinetik energiyani bo'lsak, unda

$$\frac{K_x}{K_{sh}} = \frac{\frac{\gamma}{2g} \int u^3 d\omega}{\frac{\gamma}{2g} v^2 Q} = \frac{\int u^3 d\omega}{v^2 Q} = \alpha, \quad (4.46)$$

bunda: α - kinetik energiyaning koeffitsiyenti, uning miqdori olingan jonli kesmadagi oqimning notekis tarqalgan tezligiga bog'liq.

α koeffitsiyenti tajriba orqali, ya'ni suyuqlik oqimini har xil nuqtalardagi maxsus qurilma yordamida o'lchangan tezliklar bo'yicha aniqlanadi.

Quvur va kanallarda silliq o'zgaruvchan suyuqlik turbulent holatda harakat qilayotgan oqim uchun kinetik energiya koeffitsiyentining o'rtacha qiymati $\alpha = 1,05 \div 1,10$. $\alpha > 1$ ligini nazariy yo'l bilan ham ko'rsatish mumkin. Agar (3.46) ifodada haqiqiy tezlikni o'rtacha tezlik bilan almashtirilsa, $u = v \pm \Delta u$

$$\frac{\int u^3 d\omega}{v^3 \omega} = \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{u}{v} \right)^3 d\omega = \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{v \pm \Delta u}{v} \right)^3 d\omega = \frac{1}{\omega} \int \left(1 \pm \frac{\Delta u}{v} \right)^3 d\omega \quad (3.47)$$

Agar integral ichidagi qiymatni yoysak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega} \int \left[\left(1 \pm 3 \frac{\Delta u}{v} + 3 \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^2 \pm \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^3 \right) \right] d\omega &= \frac{1}{\omega} \int d\omega \pm \frac{3}{\omega} \int \frac{\Delta u}{v} d\omega + \\ &+ \frac{3}{\omega} \int \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^2 d\omega \pm \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^3 d\omega \end{aligned} \quad (3.48)$$

(3.48) ifodada 4-haddagi $\left(\frac{\Delta u}{v} \right)^3$ ko'paytuvchi juda kichkina bo'lgani uchun,

$$\pm \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^3 d\omega = 0, \quad (3.49)$$

2-had esa $\pm \frac{\Delta u}{v} = 0$. Buni ko'rsatish uchun suyuqlik sarfini ko'ramiz:

$$Q = \int u d\omega \quad \text{va} \quad Q = v \cdot \omega \quad (3.50)$$

Agar haqiqiy tezlikni $u = v \pm \Delta u$ desak, unda

$$Q = \int (v \pm \Delta u) d\omega = \int v d\omega \pm \int \Delta u d\omega = Q \pm \int \Delta u d\omega \quad (3.51)$$

$\pm \int_{\omega} \Delta u d\omega = 0$ teng. Shuning uchun (3.46) ifoda quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\alpha = 1 + \frac{3}{\omega} \int_{\omega} \left(\frac{\Delta u}{v} \right)^2 d\omega \quad (3.52)$$

Bundan ko‘rinadiki, kinetik energiyani ko‘effitsiyenti α doim 1 dan katta ekan.

D.Bernulli tenglamasi (3.37) ning o‘ng tomonidagi 4-hadini ko‘rib chiqaylik. Harakat qilayotgan suyuqlikni haqiqiy tezligi o‘rtacha tezlik bilan almashtirilganday, yo‘qolgan dam uchun ham o‘rtacha qiymat $h_{f\ddot{o}rt}$ ni kiritamiz. Unda

$$\int_{\omega} h_f \gamma dQ = \int_{\omega} h_{f\ddot{o}rt} \gamma dQ = \gamma h_{or} \int_{\omega} dQ = \gamma Q h_{f\ddot{o}rt} \quad (3.53)$$

Endi D.Bernulli tenglamasini oqim uchun yozamiz:

$$\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} \right) \gamma Q + \frac{\gamma Q \alpha_1 v_1^2}{2g} = \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} \right) \gamma Q + \frac{\gamma Q \alpha_2 v_2^2}{2g} + \gamma Q h_{f\ddot{o}rt} \quad (3.54)$$

Agar bu ifodani γQ ga bo‘lib yuborsak,

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_{f\ddot{o}rt} \quad (3.55)$$

3.8. D.Bernulli tenglamasini qo‘llash shartlari

D.Bernulli tenglamasi yordamida amaliy masalalarni yechishda quyidagi shartlar bajarilishi kerak:

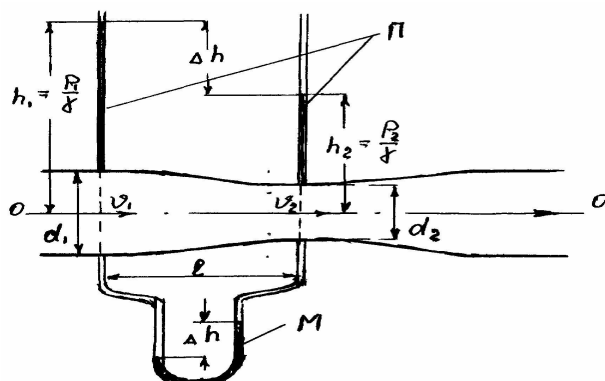
- 1) Oqimda olingan ikkita jonli kesma (I-I va 2-2) uchun D.Bernulli tenglamasini qo‘llashda shu kesmalar yonida suyuqlikni silliq o‘zgaruvchan yoki tekis harakati bo‘lishi kerak. Ixtiyoriy olingan ikkita kesmalar orasida bu shart bajarilmasligi ham mumkin.
- 2) Silliq o‘zgaruvchan harakatda olingan jonli kesmaning ixtiyoriy nuqtasida ikki had $z + \frac{P}{\gamma}$ o‘zgarmas bo‘lganligi uchun, uni kesmaning xohlagan nuqtasiga nisbatan qarash mumkin. Odatda, tenglamani soddalash-tirish uchun, bu ikki hadni oqimning ozod sathiga yoki quvurning o‘qiga nisbatan qaraladi.

3.9. D.Bernulli tenglamasiga asoslangan asbob-uskunalar

D.Bernulli tenglamasi yordamida Venturi suv o‘lchagichi, Pito naychasi, ichki yong‘in yurgazgich va hokazolarni ishlash tamoilini tushuntirib borish mumkin. Misol tariqasida Venturi suv o‘lchagichi va Pito naychasi-

ni ko'rib chiqaylik.

Venturi suv o'lchagichi qurilma bo'lib, uni quvurga o'rnatib suv sarfini topish mumkin (3.11-rasm).



3.11-rasm.

U ikki bo'limdan iborat: silliq toraygan va sekin asta kengaygan qismlar. Qurilmaning toraygan joyida oqimning tezligi oshadi, bosim esa Bernulli tenglamasiga asosan kamayadi. Shunday qilib, olingan ikkita kesmada (I-I) va (2-2) har xil bosimlar bo'ladi va ularni aniqlashda pyezometr P yoki differensial manometr o'rnatiladi, ular yordamida kesmalardagi bosimlar farqi - balandligi Δh bilan o'lchanadi.

Kesmalardagi bosimlar farqi qancha ko'p bo'lsa, quvurdan o'tuvchi suvning sarfi shuncha oshadi. Buni isbotlash maqsadida (I-I) va (2-2) kesmalar uchun (0-0) taqqoslash tekisligiga nisbatan D.Bernulli tenglamasini yozamiz. Kesma (I-I) dagi tezlikni - v_1 , bosimni - P_1 va kesmaning yuzasini - ω_1 ; (2-2) kesmada esa tezlikni - v_2 , bosimni - P_2 va yuzani - ω_2 dey-miz. Shu kesmalarga o'rnatilgan pyezometrlar ko'rsatgichlarining ayirmalarini Δh deb belgilaymiz. Olingan kesmalarda harakat qilayotgan oqim tekis harakat qiladi desak, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,0$ bo'ladi. Quvurning toraygan joyida oqimlar orasidagi yo'qolgan dam hisobga olinmasa (ya'ni $h_l = 0$), D.Bernulli tenglamasi (3.55) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{P_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{P_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \quad \text{yoki} \quad \frac{P_1 - P_2}{\gamma} = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}. \quad (3.56)$$

Taqqoslash tekislik (0-0) quvur o'qi bo'yicha o'tkazilganligi sababli D.Bernulli tenglamasidagi z_1 va z_2 hadlar nolga teng bo'ladi. (3.56) ifodada chap tomondagi qiymat Δh ga teng, shuning uchun,

$$\Delta h = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} \quad (3.57)$$

(3.57) ifodadagi v_1 tezlikni o'zgarmas suyuqlik sarfi $Q = \omega_1 v_1 = \omega_2 v_2$ dan foydalanib, v_2 tezlik bilan almashtiramiz.

$$v_1 = v_2 \frac{\omega_2}{\omega_1} = v_2 \frac{d_2^2}{d_1^2} . \quad (3.58)$$

(3.58) ifodani (3.57) ga qo‘ysak,

$$\Delta h = \frac{v_2^2 - v_1^2 \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^4}{2g} = \frac{v_2^2}{2g} \left[1 - \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^4 \right]. \quad (3.59)$$

Bundan

$$v_2 = \sqrt{\frac{2g\Delta h}{1 - (d_2/d_1)^4}} \quad (3.60)$$

Suyuqlik sarfi esa teng

$$Q = \omega_2 v_2 = \frac{\pi d_2^2}{4} \sqrt{\frac{2g\Delta h}{1 - (d_2/d_1)^4}} \quad (3.61)$$

yoki

$$Q = K \sqrt{\Delta h} \quad (3.62)$$

Bunda K Venturi suv sarfi o‘lchagichining o‘zgarmas koeffitsiyenti.

$$K = \frac{\pi d_2^2}{4} \cdot \sqrt{\frac{2g}{1 - (d_2/d_1)^4}} \quad (3.63)$$

Nazariy yo‘l bilan topilgan suyuqlik sarfi tajriba yo‘li bilan olingan suyuqlik sarfidan farq qiladi. Shuning uchun (3.62) ifodaga μ suyuqlik sarfi koeffitsiyenti kiritiladi.

$$Q = \mu K \sqrt{\Delta h} \quad (3.64)$$

Suyuqlik sarfi koeffitsiyenti $\mu < 1$ bo‘ladi. Yangi suv sarfi o‘lchagichlar uchun $\mu = 0,985$ ga, eskilari uchun $\mu = 0,98$ ga teng.

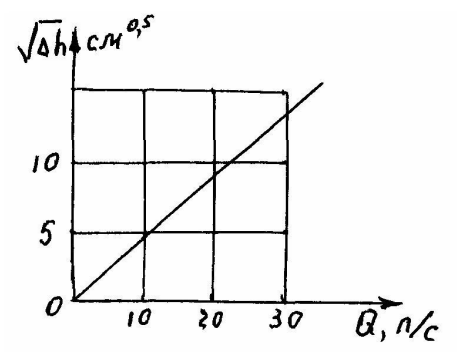
Hayotda Venturi suv sarfi o‘lchagichlari uchun berilgan grafikdan foydalaniladi (3.12-rasm).

Buning uchun tajribadan topilgan Δh ga grafikdan to‘g‘ri keladigan suv sarfini topib olish mumkin.

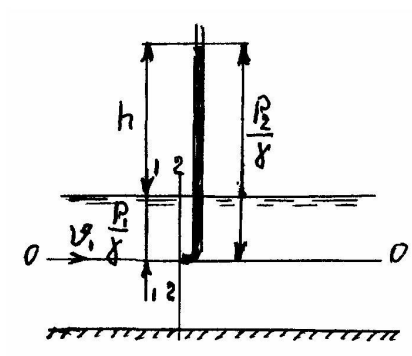
Pito naychasi. Pito naychasi ingichka shisha naychadan iborat bo‘lib, uning pastki qismi to‘g‘ri burchak bo‘yicha qayrilgan. Shu naycha orqali kesmaning ixtiyoriy nuqtasida harakat qilayotgan suyuqlik tezligini aniqlash mumkin. Buning uchun kanalda oqayotgan suyuqlik yo‘nalishi tomoniga qaratib Pito naychasini qiziqtirayotgan jonli kesmaning nuqtasiga o‘rnatish kerak (3.13-rasm).

Shunda naychadagi suyuqlik ko‘tarila boshlaydi hamda kanaldagi su-

yuqlik sathiga nisbatan h ga oshadi va tezlik dami $\frac{v_1^2}{2g}$ ga teng bo'ladi.



3.12-rasm.



3.13-rasm.

Buni isbotlash uchun (0-0) taqqoslash tekislikka nisbatan (I-I) va (2-2) kesmalardagi elementar oqimchalarga D.Bernulli tenglamasini yozamiz.

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_f, \quad (3.65)$$

bunda $z_1 = z_2 = 0$, $\frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} = h$, $h_f = 0$ ga teng.

(I-I) va (2-2) kesmalar bir-biriga yaqin. Suyuqlik Pito naychasiga kirish joyida tezligi $v_2 = 0$ bo'lgani uchun

$$\frac{P_2}{\gamma} - \frac{P_1}{\gamma} = \frac{u_1^2}{2g} - \frac{u_2^2}{2g} \quad \text{dan}$$

$$h = \frac{u_1^2}{2g}. \quad (3.66)$$

Bundan

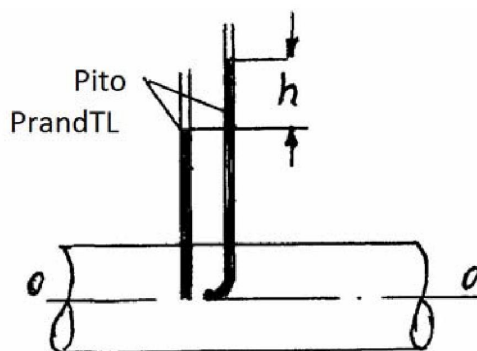
$$u_1 = \sqrt{2gh} \quad (3.67)$$

Topilgan tezlik tajribadan olingan tezlikdan farqli bo'ladi, chunki nazariy yo'l bilan topilgan tezlikda yo'qolgan dam va suyuqlikka Pito naychasi kiritilganda hosil bo'lgan qarshilik hisobga olinmagan. Shu sababli haqiqiy tezlikni topishda (3.67) ifodaga tuzatish koeffitsiyenti φ kiritiladi. Unda haqiqiy tezlikni quyidagi ifodadan topish mumkin:

$$u = \varphi \sqrt{2gh} \quad (3.68)$$

Bunda φ turli xil Pito naychalari uchun tajriba yo'l bilan aniqlanadi va u etalonga qabul qilib olingan Pito naychasi bilan solishtiriladi.

Quvurning ixtiyoriy jonli kesmasi nuqtasidagi tezlikni topishda ikkita oddiy va Pito naychalaridan iborat bo'lgan Pito-Prandtl naychasi ishlatiladi (3.14-rasm).



3.14-rasm.

Shu naychalardagi ko'tarilgan suyuqliklar balandliklari orasidagi farq tezlik damiga teng bo'ladi, ya'ni

$$h = \frac{u^2}{2g}, \quad u = \sqrt{2gh}. \quad (3.69)$$

3.10. Suyuqlik tekis harakatining asosiy tenglamasi

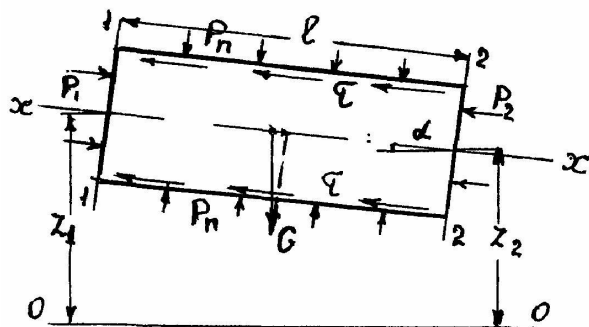
D.Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f$$

Suyuqlik tekis harakat qilgan paytda $v_1 = v_2$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,0$ bo'ladi va

$$z + \frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + h_f \quad (3.70)$$

Bu tenglamani ajratilgan suyuqlik qismiga ta'sir etayotgan kuchlar yordamida topib olish ham mumkin. Suyuqlikka ta'sir etayotgan kuchlarni ko'rib chiqamiz (3.15-rasm).



3.15-rasm.

Suyuqlikni og'irlik kuchi

$$G = \gamma \cdot \omega \cdot l \quad (3.71)$$

Kesma (I-I) va (2-2) larga ta'sir etayotgan kuchlar teng

$$F_1 = P_1 \cdot \omega; F_2 = P_2 \cdot \omega \quad (3.72)$$

Qarshilik kuch ta'siri

$$T = \tau \cdot \chi \cdot l \quad (3.73)$$

Endi kuchlarni suyuqlik yo'nalishiga proektsiyalarini olib, ular yig'indisini nolga tenglashtiramiz, ya'ni

$$\sum_{i=1}^4 F_{ix} = 0 \quad F_1 - F_2 - G \sin \alpha - T = 0 \quad (3.74)$$

yoki

$$P_1 \omega - P_2 \omega - \gamma \omega l \sin \alpha - \tau \chi l = 0 \quad (3.75)$$

Topilgan ifodani $\gamma \cdot \omega$ ga bo'lamiz va $\sin \alpha = \frac{z_2 - z_1}{l}$ deb qabul qilamiz, shunda

$$\frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} + (z_1 - z_2) - \frac{\tau \cdot \chi \cdot l}{\gamma \cdot \omega} = 0 \quad (3.76)$$

Hadlarni gruppalashtirilgandan so'ng, ifoda

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\tau \cdot \chi \cdot l}{\gamma \cdot \omega} \quad (3.77)$$

ko'rinishga keladi.

Agar (3.70) ifodani (3.77) bilan solishtirsak, D.Bernulli tenglamasining oxirgi hadi

$$h_f = \frac{\tau \cdot \chi \cdot l}{\gamma \cdot \omega} \quad (3.78)$$

ga tegishligini ko'rish mumkin.

Gidravlik radius $R = \frac{\omega}{\chi}$ va gidravlik nishab $I = i = \frac{h_f}{l}$ bo'lgani uchun (3.78) ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\tau}{\gamma} = R \cdot i \quad (3.79)$$

Bu tenglama ***suyuqlik tekis harakatining asosiy tenglamasi*** deyiladi.

4-bob.

Suyuqlikning laminar va turbulent harakat xususiyatlari

4.1. Hidravlik qarshiliklar

Suyuqlik harakat qilayotgan paytda ko'rilayotgan kesmada bosim va tezliklar bir-birovi bilan bog'langanligini uzluksiz va D.Bernulli tenglamalarida ko'rish mumkin.

$$Q = \omega v \quad (4.1)$$

$$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} + h_f = \text{const} \quad (4.2)$$

Lekin bu tenglamalar uchta noma'lum P , v , h_f ga ega; uchinchi had h_f tajribadan olinadi. Yo'qolgan dam h_f ko'p hollarda tezlik $\frac{v^2}{2g}$ ga mutanosibdir.

$$h_m = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad (4.3)$$

bunda: ζ - o'lchovsiz mahalliy qarshilik koeffitsiyenti.

Bu topilgan ifoda *Veysbax ifodasi* deyiladi. Odatda, uni quvurdagi mahalliy qarshiliklarda yo'qolgan damlarni aniqlashda ishlatiladi (mahalliy qarshiliklarga kranlar, diafragmalar, batareyalar, quvurning qayrilish joyi, quvurning keskin kengaygan, toraygan joylari va boshqalar kiradi).

Tajribada mahalliy qarshiliklar koeffitsiyentlarini aniqlash uchun quyidagicha ish tutiladi: quvurdagi ko'rilayotgan mahalliy qarshilik oldiga va undan keyin pyezometrlar o'rnatiladi. Ikki kesmaga o'rnatilgan pyezometrlar ko'rsatkichlariga shu kesmalardagi tezliklar damini qo'shib, ularning ayirmasini topamiz. Topilgan qiymat shu mahalliy qarshilikdagi yo'qolgan dam bo'ladi. Endi yo'qolgan damni (4.3) ifodaga qo'yib, undan shu mahalliy qarshilikka tegishli bo'lgan koeffitsiyentni aniqlaymiz.

Mahalliy qarshiliklardan tashqari yo'qolgan dam quvurning butun uzunasi bo'yicha ham bo'ladi. Quvur qancha uzun bo'lsa, shuncha ko'p dam yo'qotiladi, ya'ni u quvurning uzunligiga va diametriga bog'liq. Shuning uchun uzunlik bo'yicha topish kerak bo'lgan, yo'qolgan dam ifodasiga quvurning nisbiy uzunligi $\frac{l}{d}$ kiritiladi va Veysbax ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}, \quad (4.4)$$

(4.4) ifoda Veysbax-Darsi ifodasi deyiladi.

Shunday qilib, quvurdagi mahalliy qarshiliklarda va quvurni butun uzunasi bo'yicha ikki xil damlar yo'qoladi. Quvurlar tizimida umumiy yo'qolgan dam teng

$$h = \sum_{i=1}^n h_{li} + \sum_{j=1}^m h_{lj} \quad (4.5)$$

λ va ζ koeffitsiyentlarni topish gidravlikaning asosiy masalalaridan biri hisoblanadi va u har xil faktorlarga bog'liq; xususan, suyuqlik harakatining tartibiga ham. Harakat tartiblari ikki xil bo'lishi mumkin: laminar (parallel oqimchalar) va turbulent (tartibsiz). Bu harakatlarni Reynolds qurilmasida ko'rish mumkin. Laminar harakatdan turbulentga o'tish kritik Reynolds soni bilan aniqlanadi.

Masalan, yumaloq bo'lgan quvurlar uchun,

$$Re = \frac{v_{kp} \cdot d}{\nu}, \quad (4.6)$$

4.2. Laminar tartibda harakat qilayotgan suyuqlikning xususiyatlari

Yumaloq bo'lgan quvurdagi suyuqlik laminar harakatini asosiy qonuniyatlarini ko'rib chiqamiz.

Tekis harakatning asosiy tenglamasidan

$$\tau = \gamma \cdot R \cdot i \quad (4.7)$$

Agar endi gidravlik R radiusi o'rniga yumaloq bo'lgan quvur radiusi r ni ifodaga qo'ysak, unda kuchlanish τ teng bo'ladi

$$\tau = \gamma \cdot i \cdot \frac{r}{2} \quad (4.8)$$

Chegaraviy qiymatlarda

$$r = 0 \quad \text{da} \quad \tau = 0 ; \quad (4.9)$$

$$r = r_0 \quad \text{da} \quad \tau_{\max} = \gamma \frac{r_0}{2}. \quad (4.10)$$

Demak, quvurning o'qi bo'yicha urinma kuchlanish 0 ga teng, quvurning ichki devori bo'yicha $\tau_{\max}$ ga teng.

Bizga ma'lumki, Nyuton qonuni bo'yicha urinma kuchlanish laminar harakat qilayotgan suyuqlik uchun tezlik gradientiga mutanosibdir.

$$\tau = \mu \frac{du}{dr} \quad (4.11)$$

Unda

$$\mu \frac{du}{dr} = \gamma \cdot i \cdot \frac{r}{2} \quad (5.12)$$

(4.12) ifodadan tezlik u ni topamiz.

$$\int_0^u du = \frac{\eta}{2\mu} \int_r^{r_0} r dr; \quad (4.13)$$

$$u = \frac{\eta}{4\mu} (r_0^2 - r^2) \quad (4.14)$$

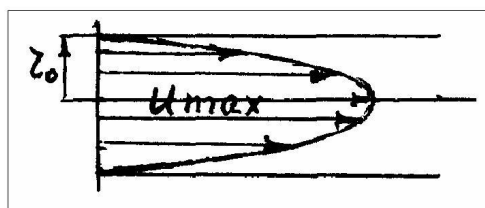
Topilgan tezlik quvurda olingan ixtiyoriy kesmaning jonli yuzasi bo'yicha o'zgarayotgan tezlikni bildiradi (4.1-rasm), ya'ni $u=f(r)$.

$$1. \ r=0 \text{ da } ; u_{\max} = \frac{\eta}{4\mu} r_0^2 \quad (4.15)$$

$$2. \ r = r_0 \text{ da } u = 0. \quad (4.16)$$

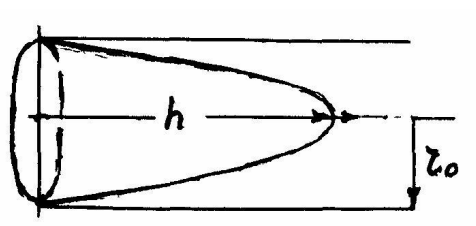
Bundan ko'rinadiki, quvurning o'qi bo'yicha oqimning zarrachalar tezligi eng katta, devorlari yaqinida esa 0 ga teng.

Olingan kesma bo'yicha tezlik taqsimlanishini (4.1-rasmga qarang) quvurdagi oqayotgan suyuqlik sarfini aniqlash uchun qo'llaymiz.



4.1-rasm.

Dumaloq quvurda harakat qilayotgan suyuqlikni ixtiyoriy kesmasining jonli yuzasi bo'yicha taqsimlangan tezlik epyurasi quvurning o'qida tezlikning maksimum qiymatiga ega bo'lgan aylanma paraboloidga o'xshaydi (4.2-rasm).



4.2-rasm.

Bu paraboloidning hajm miqdori suyuqlikning hajmiy sarfiga teng. Geometriya fanidan ma'lumki, paraboloidni hajmi

$$V = \pi r_0^2 \cdot \frac{h}{2}, \quad (4.17)$$

ga teng, bunda h - paraboloid balandligi.

Bizning holimiz uchun h maksimal tezlikka teng bo'ladi. Demak,

$$V = Q = \pi r_0^2 \frac{u_{\max}}{2} = \pi r_0^2 \cdot \frac{\gamma}{8\mu} \cdot r_0^2. \quad (4.18)$$

(4.18) ifodadan o'rtacha tezlikni topib olishimiz mumkin.

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{\gamma r_0^2}{8\mu}. \quad (4.19)$$

Agar endi maksimum tezlik bilan o'rtacha tezlikni solishtirsak,

$$v = \frac{u_{\max}}{2} \text{ yoki } v = 0,5u_{\max}. \quad (4.20)$$

Quvurdagi harakat qilayotgan suyuqlikni uzunlik bo'yicha yo'qolgan damini topishda (4.19) ifodadan foydalanamiz.

$$i = \frac{h_f}{l} = \frac{8\mu v}{r_0^2}; \quad (4.21)$$

bundan

$$h_f = \frac{8\mu l v}{r_0^2}. \quad (4.22)$$

(4.22) ifodada $\mu = \nu\rho$, $\gamma = \rho g$, $r_0 = \frac{d}{2}$ deb almashtirsak,

$$h_f = \frac{32\nu l v}{gd^2} \quad (4.23)$$

bo'ladi.

Bu ifoda *Gagen-Puazeyl* ifodasi deyiladi.

(4.23) bo'yicha tekis harakat qilayotgan suyuqliklar uchun uzunlik bo'yicha yo'qolgan damlarni aniqlash mumkin.

Gagen-Puazeyl ifodasini Veysbax-Darsi umumiy ifodaga keltirish uchun, (4.23) ifodaning surat va maxrajlarini 2ν ga ko'paytiramiz.

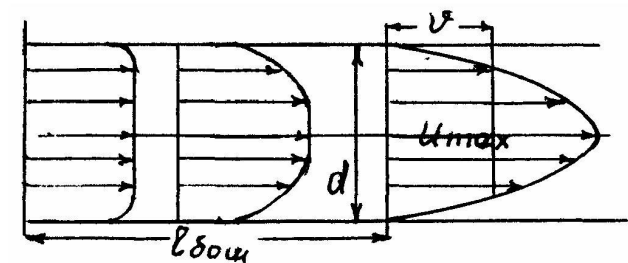
$$h_l = \frac{32\nu l v \cdot 2\nu}{gd^2 \cdot 2\nu} = \frac{64}{\nu d/\nu} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{\nu^2}{2g} = \frac{64}{\text{Re}} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{\nu^2}{2g} \quad (4.24)$$

Agar endi ifoda (4.24) ni Veysbax-Darsi ifodasi $h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{\nu^2}{2g}$ bilan solishtirsak, unda

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (4.25)$$

bo'ladi. Bundan xulosa qilish mumkinki, quvurdagi suyuqlikni laminar harakatning ishqalanish λ koeffitsiyenti Reynolds soniga teskari mutanosibdir. Suyuqlik quvurga kirish joyida laminar harakatda bo'lmaydi. Agar suyuqlik qandaydir idishdan quvurga o'tayotgan bo'lib, unda laminar harakat qilayotgan bo'lsa, quvurga kirish joyida suyuqlik tezliklari butun jonli

kesma bo'yicha bir xil bo'ladi. Kirish joydan uzoqlashgan sari quvurning o'qidan boshlab ichki devorlariga yaqinlashayotgan suyuqlik qatlamlarni tezliklari kamaya boshlaydi (4.3-rasm), chunki quvurni ichki devori bilan suyuqlik orasidagi ishqalanish kuchi harakat tezligining o'qi bo'yicha ta'sir etadi.



4.3-rasm.

Shundan keyin laminar harakatning kesma bo'yicha taqsimlanishi tugaydi va harakat tezligi chizmadagi oxirgi ko'rinishiga ega bo'ladi. Quvurni boshidan, to tartib bilan taqsimlangan harakat qilayotgan kesmagacha bo'lgan masofa boshlang'ich quvur bo'limi deyiladi. Boshlang'ich bo'limni topishda quyidagi taqribiy ifodadan foydalanish mumkin:

$$\frac{l_{bosh}}{d} = 0,027 Re . \quad (4.26)$$

Agar shu ifodaga yumaloq bo'lgan quvurlar uchun berilgan kritik Reynolds soni $Re_{kp} = 2300$ ni qo'ysak, unda biz boshlang'ich bo'limning eng katta uzunligini topamiz va u quvurning 66,5 diametriga (kalibr) teng.

$$l_{bosh} = 0,027 \cdot 2300 \cdot d = 66,5d . \quad (4.27)$$

Boshlang'ich bo'limda yo'qolgan dam tartib bilan harakat qilayotgan suyuqlik uchastkasiga nisbatan ko'proq bo'ladi va $l < l_{bosh}$ bosh bo'lsa, quyidagi ifodadan topish mumkin:

$$h_l = K \frac{64}{Re} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} . \quad (4.28)$$

bunda K - tuzatish koeffitsiyenti;

Tuzatish K koeffitsiyenti suyuqlikni quvurga kirish shartiga, Reynolds soniga va boshqa omillarga bog'liq.

4.3. Tekis harakat qilayotgan suyuqlik uchun o'rtacha tezlik va suyuqlik sarfi ifodalari. Shezi ifodasi

Yo'qolgan dam uchun ishlatiladigan Darsi-Veysbax ifodasini gidravlik radius orqali yozamiz, ya'ni

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} = \lambda \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g} , \text{ bunda } R = \frac{d}{4} . \quad (4.29)$$

Bu ifodaga ko'ra o'rtacha tezlik teng

$$v = \sqrt{\frac{8gR}{\lambda} \cdot \frac{h_l}{l}} \quad (4.30)$$

Agar $\sqrt{\frac{8g}{\lambda}} = C$ va $\frac{h_l}{l} = i$ deb belgilasak, unda

$$v = C\sqrt{Ri} \quad (4.31)$$

ga ega bo'lamiz.

(4.31) ifoda *Shezi ifodasi* deyiladi (bunda C - Shezi koeffitsiyenti, i - gidravlik nishabi).

Koeffitsiyent C ni o'lchovi $[C] = \frac{[L]^{0,5}}{[T]} = \frac{m^{0,5}}{s}$ teng. Agar suyuqlik sarfi $Q = \omega v$ ni e'tiborga olsak, tekis laminar harakat uchun suyuqlik sarfi ifodasi kelib chiqadi:

$$Q = \omega C \sqrt{Ri} \quad (4.32)$$

Shezi ifodasini o'zgartirib yozganimiz:

$$v = C\sqrt{Ri} = \sqrt{\frac{8gR}{\lambda}} \cdot i = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \cdot \sqrt{gRi}. \quad (4.33)$$

Bu yerdagi $\sqrt{gRi}$ had tezlik o'lchoviga ega bo'lgani uchun, uni u^* belgilab, dinamik tezlik deymiz.

$$u_* = \sqrt{gRi} \quad (4.34)$$

Unda

$$v = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \cdot u \quad (4.35)$$

Yo'qolgan damni Shezi ifodasi bo'yicha aniqlaydigan bo'lsak, u quyidagiga teng bo'ladi

$$h_l = \frac{v^2 l}{C^2 R} \quad (4.36)$$

Odatda Shezi koeffitsiyentini emperik ifodalardan topiladi:

Manning ifodasi; $C = \frac{1}{n} R^{1/\sigma} \quad (4.37)$

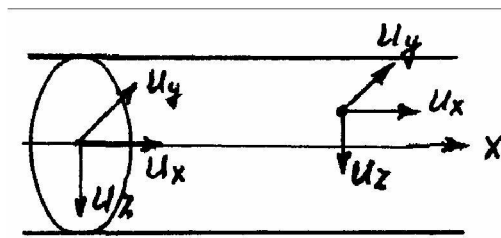
Pavlovskiy ifodasi $C = \frac{1}{n} R^\gamma \quad (4.38)$

Agroskin ifodasi. $C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R \quad (4.39)$

Bunda, n - quvurni ichki devorining g'adir-budirliqi; R - gidravlik radius; $y = f(n, R)$ - daraja ko'rsatgichi n va R ga bog'liq.

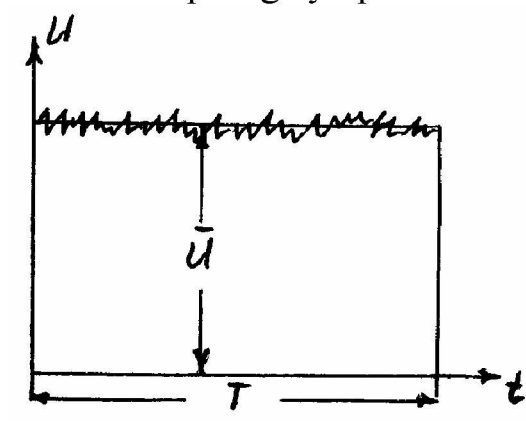
4.4. Turbulent harakat qilayotgan suyuqlik xususiyatlari

Turbulent harakatda suyuqlik zarrachalari bir-biri bilan aralashib tartibsiz harakat qilish hisobiga tezlik va bosimning uzilib-uzilib turishi (pulsatsiya) namoyon bo'ladi. Oqimdagi olingan ixtiyoriy zarracha o'z yo'nalish miqdorini va yo'nalish tezligini o'zgartiradigan bo'lsin. Hozirgi vaqt lahzasiga nisbatan ko'rilayotgan nuqtadagi zarracha tezligiga oniy mahalliy tezlik deyiladi. Ixtiyoriy zarrachaning oniy tezligini 3 ta tashkil etuvchilarga ajratish mumkin: birinchisi oqim yo'nalishi bo'yicha, qolgan ikkitasini esa oqim yo'nalishiga ko'ndalang bo'lgan kesmada ko'rish mumkin (4.4-rasm).



4.4-rasm.

Oniy tezlikni tashkil etuvchilaridan birining o'zgarishi tezlik pulsatsiyasi deyiladi. Tezlik pulsatsiyasini aniqlashda va uning vaqtga nisbatan ko'rilayotgan nuqtada o'zgarishini yozib olishda juda sezgir bo'lgan o'zi yozadigan (samopisets) asbob ishlatiladi. Asbob orqali yozib olingan zarracha tezligini o'zgarishidan ko'rinadiki, u tartibsiz harakat qilib vaqtga nisbatan olingan o'rtacha tezlik miqdoriga yaqin bo'ladi (4.5-rasm).



4.5-rasm.

Bunday hodisa biz ko'rib chiqayotgan turbulent oqimda zarrachalar uchun o'rtacha tezlikni kiritishga imkon beradi. Zarrachaning o'rtacha tezligi deb qaralayotgan nuqtada yetarlicha vaqt ichida topilgan tezliklarning o'rtacha qiymatiga aytiladi va uni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\bar{u} = \frac{u_1\Delta t_1 + u_2\Delta t_2 + u_3\Delta t_3 + \dots + u_n\Delta t_n}{T} = \frac{\sum_{i=1}^n u_i\Delta t_i}{T}, \quad (4.40)$$

bunda, $u_1, u_2, u_3, \dots, u_n$ - koʻrilayotgan nuqtada zarrachaning juda kichik vaqt miqdori $\Delta t_1, \Delta t_2, \Delta t_3, \dots, \Delta t_n$ lardagi tezligi; T - umumiy kuzatilgan vaqt davri.

Zarracha uchun kiritilgan oʻrtacha tezlik tushunchasi turbulent oqim tuzilishini oʻrganish masalasini ancha yengillashtiradi, va tartibsiz (xaotik) harakatni tartibli, parallel oqimchalardan iborat deb qarashga imkon beradi. Shuning uchun, bu harakatga D.Bernulli tenglamasini qoʻllash mumkin boʻladi.

Turbulent oqimda zarrachalar uzluksiz aralashishi natijasida ortiqcha ishqalanish kuchi hosil boʻlib, u laminar harakatda qilayotgan suyuqlikning zarrachalar orasidagi ishqalanish kuchiga nisbatan bir necha oʻn marotaba ortiq boʻladi. Shu boisdan, laminar harakat uchun berilgan Nyuton qonuni

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (4.41)$$

ni qoʻllash mumkin emas. Umumiy holda turbulent oqim uchun ishqalanish kuchni topishda quyidagi ifodadan foydalanish mumkin:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (4.42)$$

bunda: ρ - suyuqlik zichligi;

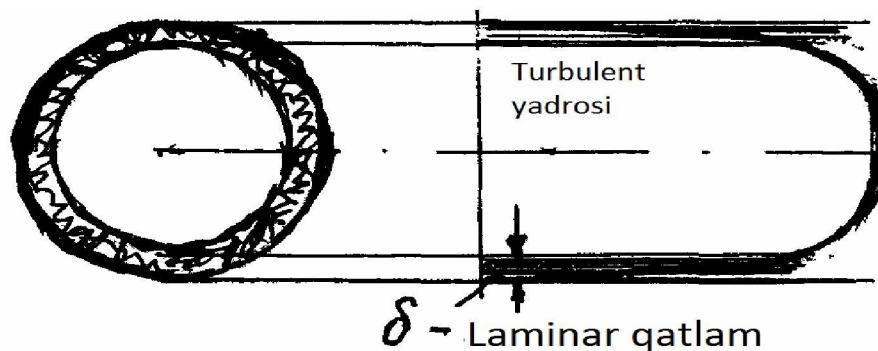
l - zarrachalar aralashishini cheklangan uzunligi;

$\frac{du}{dy}$ - tezlik gradienti;

μ - suyuqlikni dinamik yopishqoqlik koeffitsiyenti.

(4.42) ifodaning birinchi hadi - $\mu \frac{du}{dy}$ zarrachalarning ichki ishqalanish natijasida hosil boʻlgan qovushqoqlik kuchlanishini bildiradi. Ikkinchi hadi $\rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$ esa turbulent oqimda zarrachalar aralashishi natijasida hosil boʻlgan inertsia kuchlanishi deyiladi.

Nemis olimi Prandtl tuzgan chizmasi boʻyicha quvurdagi turbulent harakatning asosiy oqimi turbulent yadrosida, devorning yaqinida esa juda yupqa boʻlgan laminar qatlamda laminar oqimi boʻladi (4.6-rasm). Laminar qatlamda tezlik 0 dan keskin koʻpayib chekli tezlik u_η gacha boradi ($0 \leq u \leq u_\eta$). Tezlik u_η laminar harakatning chegarasida boʻladi.

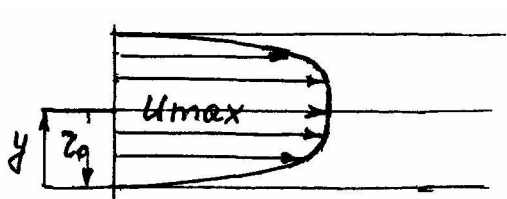


4.6-rasm.

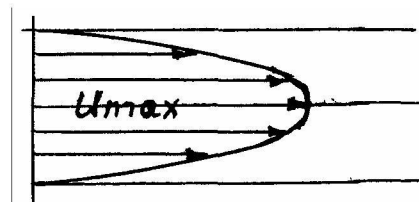
Laminar qatlamning qalinligi δ juda yupqa bo'ladi va hisoblangan Reynolds soni shu qatlam uchun o'zgarmasdir, ya'ni

$$Re = \frac{u_n \cdot \delta_n}{\nu} = const \quad (4.43)$$

Demak, laminar qatlamdagi tezlik qancha oshib borsa, shuncha qatlamning qalinligi kamaya boradi va u katta Reynolds sonlarda umuman yo'q desa bo'ladi. Quvurni ichki devorlarining g'adir-budurligi hisobiga chegaraviy qatlamda tez o'zgaruvchan harakat (вихреобразование) hosil bo'lib, asosiy yadro oqimiga ham ta'sir etadi va u yerda sekin-asta so'na boshlaydi. Asosiy yadro o'qi bo'yicha harakat qilayotgan suyuqlik bir vaqt ichida pulsatsiya ta'siridan ko'ndalang harakat ham qiladi. Buning natijasida suyuqliklar zarrachalari aralashadi va yadrodagi oqimning tezliklari tinchlanadi. Kesma bo'yicha turbulent harakat uchun olingan o'rtacha tezliklari laminar oqimning taqsimlangan tezliklaridan qat'iyan (сушественно) farq qiladi (4.7, 4.8-rasmlar).



4.7-rasm.



4.8-rasm.

Agar laminar va turbulent harakat tezliklarini solishtiradigan bo'lsak, turbulent harakatda (rasm 6.4) laminar (rasm 6.5) ga nisbatan taqsimlanish tezligi tekisroq bo'ladi, devorga yaqin bo'lgan qatlamdagi tezlik esa tez o'sib boradi.

Quvurda turbulent harakat uchun olingan ixtiyoriy kesma yuzasi bo'yicha taqsimlangan tezlik quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$u = u_{\max} \left(\frac{y}{r_0} \right)^m \quad (4.44)$$

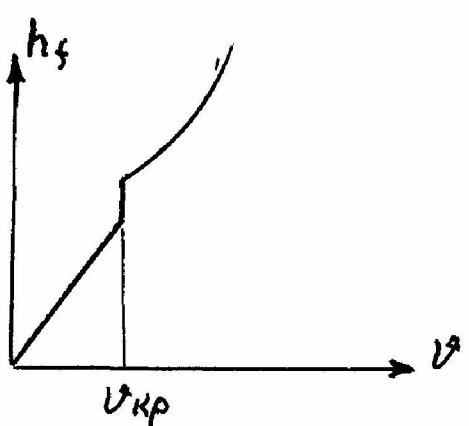
bunda: $u_{\max}$ - quvur o'qidagi suyuqlikni maksimal tezligi;

y - devordan o'qqacha bo'lgan masofa;
 r_0 - quvur o'qidan devorgacha bo'lgan masofa, radiusi;
 m - ko'rsatgich darajasi.

A.D.Altshul bo'yicha, $m = 0,9\sqrt{\lambda}$ teng. Agar $0,1 \leq m \leq 0,25$ oraliqda bo'lsa, g'adir-budur quvurlar uchun; agar $m < 0,1$ bo'lsa, silliq quvurlar uchun qo'llash mumkin. Agar $m = \frac{1}{7}$ ga teng bo'lsa, unda kesma bo'yicha quvurdagi tezlik taqsimlanishi Karman qonuniga bo'ysunadi:

$$u = u_{\max} \left(\frac{y}{r_0} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (4.45)$$

Turbulent harakat qilayotgan suyuqlik uchun topiladigan yo'qolgan dam laminar harakatdagi yo'qolgan damdan farq qiladi. Agar laminar harakatda uzunlik bo'yicha yo'qolgan dam o'rtacha tezlikning birinchi darajasiga mutanosib, ya'ni chiziqli bog'langan bo'lsa, turbulent harakatga o'tayotgan paytda qarshilik birdan ko'payishi hisobiga sakrash (4.9-rasm) hosil bo'ladi.



4.9-rasm.

Turbulent harakatda esa yo'qolgan dam tez o'sa boshlaydi va u parabolaning chizig'iga o'xshaydi, ya'ni tezlikni ikkinchi darajasiga bog'liq bo'ladi. Suyuqlikni quvurdagi yo'qolgan damini o'rtacha tezlik bilan bog'lanishni (4.42) ifoda bilan ko'rsatish mumkin. Haqiqatdan ham laminar harakatda ifoda (4.42) ifodada zarrachalar aralashish masofasi $l=0$ bo'ladi va u Nyuton qonuni (4.41) ga aylanadi. Turbulent harakatda esa (4.42) ifoda ikkinchi hadining miqdori keskin ko'payib ketadi. Bu holda, Reynolds sonlarning katta qiymatlarida ($Re > 10^5$) birinchi hadni hisobga olmasa ham bo'ladi. Unda urinma kuchlanish

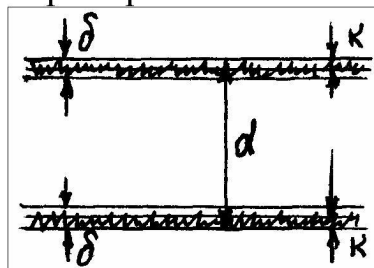
$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (4.46)$$

teng bo'lib, tezlik gradiyentini kvadratiga mutanosib bo'ladi. Agar turbulent harakat uchun Reynolds sonlari uncha katta bo'lmasa ($3000 < Re < 10000$) va qovushqoqlik, inertsion kuchlanishlar qiymati bir tartibda bo'lsa, to'la urinma kuchlanish tezlik gradientining ikkinchi darajasiga nisbatan kam mutanosibdir.

Yo'qolgan damni aniqlashda laminar va turbulent harakatlar uchun asosan Darsi-Veysbax ifodasi ishlatiladi.

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} \quad (4.47)$$

Bu ifodada qarshilik koeffitsiyenti λ ni qiymati quvurda oqayotgan suyuqlik qanday harakat qilayotganiga bog'liq. Laminar harakatda faqat Reynolds soniga bog'liq bo'lgan bo'lsa, turbulent harakatda Reynolds soni bilan quvur devorining ichki g'adir-budurligiga ham bog'liq bo'ladi. G'adir-budurlikni asosiy xususiyatlaridan biri absolyut g'adir-budurlik bo'lib, u uzunlik birligida o'lchanadi va quvur ichki devoridan chiqib turgan va notekis bo'lgan o'lchovlarning o'rtacha qiymatiga teng. Agar chiqib turgan g'adir-budurlikni o'rtacha qiymati κ laminar qatlam qalinligi δ dan kichik $\kappa < \delta$ bo'lsa va gidravlik qarshilik λ qiymatiga xech qanaqa ta'sir etmasa, bunday quvurni gidravlik silliq quvur deyiladi (4.10-rasm). Agar $\kappa > \delta$ bo'lib, g'adir-budurlik asosiy turbulent yadrosida harakat qilayotgan oqimga ta'sir etsa, bunday quvurni g'adir-budur bo'lgan quvur deyiladi. Bunday quvurlarda qarshilik koeffitsiyenti λ g'adir-budurlikka ham bog'liq bo'ladi. λ ni aniqlash uchun juda ko'p empirik ifodalar mavjud.



4.10-rasm.

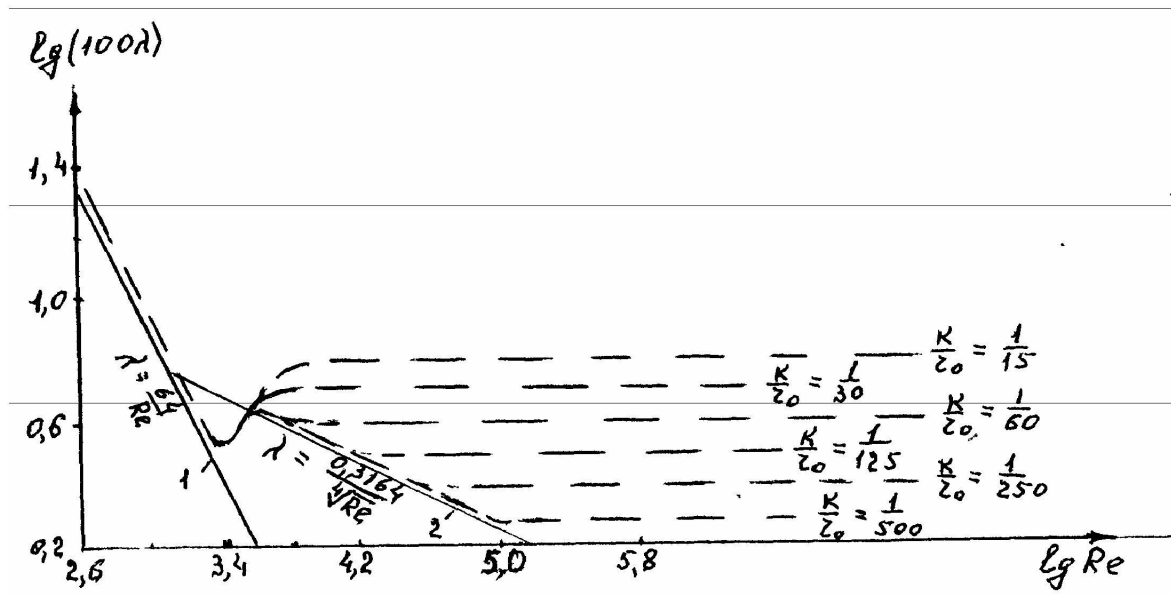
Gidravlik silliq quvurlar uchun *Blazius ifodasidan* foydalanish mumkin.

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}} \quad (6.9)$$

G'adir-budur bo'lgan quvurda turbulent harakat qilayotgan suyuqlik uchun λ ni topishda Reynolds sonidan tashqari g'adir-budurlik qiymatini quvurning radiusi yoki diametriga olingan nisbati $\frac{\kappa}{r_0}$, $\frac{\kappa}{d}$ ga ham bog'liq.

Nisbatni olish sababi shundaki, g'adir-budurlik qiymati (κ) ni o'zi katta bo'lgan diametrli quvurda harakat qilayotgan suyuqlikka kam ta'sir etadi; lekin diametrlari kichik bo'lgan quvurlarda uning ta'siri katta bo'lishi mumkin. Reynolds soni va nisbiy g'adir-budurlikni qarshilik koeffitsiyenti λ ga ta'sir etishini Nikuradze grafigida ko'rish mumkin (4.11-rasm).

I.I.Nikuradze o'z tajribasida quvurni ichki devorlariga bir xil o'lchovga ega bo'lgan mayda qum zarrachalarini bir tekisda yopishtirgan. Bunday quvurni tekis taqsimlangan g'adir-budurlik quvuri deyiladi.



4.11-rasm.

U har xil sun'iy yo'l bilan hosil qilingan g'adir-budurlikli quvurda suyuqlik harakatini o'rgangan. Reynolds soni $Re = 500 \div 10^6$ va nisbiy g'adir-budurlik $\frac{\kappa}{r_0} = \frac{1}{15} \div \frac{1}{500}$ o'zgarish sohasida o'tkazilgan bo'lib, undan quyidagi xulosani chiqarish mumkin:

- 1) Har xil g'adir-budurlikka ega bo'lgan quvurda laminar harakat qilayotgan ($Re < 2300$ yoki $lg Re < 3,36$) suyuqlik uchun topilgan nuqtalar $\lambda = \frac{64}{Re}$ bo'yicha qurilgan to'g'ri chiziq ustiga joylashadi, ya'ni, qarshilik koeffitsiyent λ laminar harakatda faqat Re soniga bog'liq.
- 2) Re kritik soni deyarli quvurning har xil g'adir-budurlik qiymatiga bog'liq bo'lmaydi, chunki tajribada aniqlanishicha olingan to'g'ri chiziqdan ajralishi taxminan Re_{kp} sonidan boshlanadi.
- 3) Turbulent harakat hududida ($Re > 3000$ yoki $lg Re > 3,48$) uncha katta bo'lmagan Reynolds sonlarida va $\frac{\kappa}{r_0}$ lar uchun tajribadan olingan nuqtalar rasmda ko'rsatilgan ikkinchi to'g'ri chiziqni ustiga joylashadi

($3000 < Re < 30000$; $\frac{\kappa}{r_0} = \frac{1}{250}$). Demak, bu holatlar uchun ham λ faqat Reynolds soniga bog'liq bo'ladi.

- 4) Katta Reynolds sonlari ($Re > 30000$) va $\frac{\kappa}{r_0}$ lar uchun qarshilik koefitsiyenti λ Reynolds soniga bog'liq bo'lmagan faqat nisbiy g'adir-budurlikka bog'liq, ya'ni tajribadan olingan $\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}$ ifoda bo'yicha quyilgan ikkinchi to'g'ri chiziqdan ajralib absissa (Reynolds) o'qiga parallel bo'lib joylashadi.

Shunday qilib, turbulent harakat qilayotgan suyuqlik uchun topiladigan gidravlik qarshilikni uchta sohaga bo'lish mumkin:

1. Silliqlik gidravlik quvur sohasi

$$\lambda = f(Re). \quad (4.49)$$

2. λ ni aniqlashda kvadratikka bo'lgan soha

$$\lambda = f\left(Re, \frac{\kappa}{r_0}\right). \quad (4.50)$$

3. Kvadratik (avtomodel) soha, ya'ni

$$\lambda = f\left(\frac{\kappa}{r_0}\right). \quad (4.51)$$

Yuqorida aytilgan bo'yicha I.I.Nikuradze tajribalari sun'iy tekis taqsimlangan g'adir-budur quvurlarda o'tkazilgan. Hayotda qo'llanadigan quvurlarning g'adir-budurligi esa tekis taqsimlangan bo'lmaydi. Shuning uchun sanoatda qo'llanadigan quvurni g'adir-budurligini tavsiflashda ekvivalent g'adir-budurlik tushunchasi kiritiladi. Ekvivalent g'adir-budurlik deb shunday tekis taqsimlangan absolyut g'adir-budurlik o'lchamiga aytiladiki, undagi hisob bo'yicha yo'qolgan dam haqiqiy quvurdagi yo'qolgan damga teng bo'ladi. Ekvivalent g'adir-budurlik qiymati quvurning gidravlik sinovi asosida hamda tegishli ifodalar bo'yicha hisoblab topiladi.

Tabiiy g'adir-budurlikka ega bo'lgan quvur uchun qarshilik koefitsiyenti λ ni topishda keng tarqalgan ifodalardan biri - A.D.Altshul ifodasi qo'llaniladi.

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\kappa_s}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}. \quad (4.52)$$

Reynoldsning kichik qiymatlari uchun ($Re < 10 \frac{d}{\kappa_s}$), ifoda (4.52) boshqa

yuqorida keltirilgan Blazius (4.48) ifodasiga o'tadi. Agar Reynolds sonlari juda katta bo'lsa ($Re > 500 \frac{d}{\kappa_9}$), unda (4.52) ifoda Shifrinson ifodasiga, ya'ni g'adir-budur bo'lgan quvurlarda suyuqlikni harakati kvadratik sohaga tegishli ifodaga o'tadi:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\kappa_9}{d} \right)^{0,25}. \quad (4.53)$$

(4.52) ifoda ilmiy tomondan asoslangan bo'lib hisoblash uchun qulay. Shuning uchun suyuqlikni turbulent harakatida qarshilik koeffitsiyenti λ ni topishda issiqlik ta'minotida, ventilyatsiyada va boshqa sohalarda qo'llash tavsiya etiladi.

4.5. Mahalliy qarshiliklar

Mahalliy yo'qolgan dam Veysbax ifodasi orqali topiladi.

$$h_\mu = \zeta_\mu \frac{v^2}{2g}. \quad (4.54)$$

Bu ifodadan yo'qolgan damni aniqlash uchun, odatda, quvurda o'rnatilgan mahalliy qarshilikdan keyin oqayotgan suyuqlikning o'rtacha tezligi v_2 dan foydalaniladi, ya'ni biz mahalliy qarshilikdan oldin suyuqlikni oqib kelayotgan tezligini v_1 desak, v_2 - qarshilikdan keyingi tezligi bo'ladi. Ko'pincha eslatish kitoblarida (spravochnik) keltirilgan mahalliy qarshiliklardagi koeffitsiyentlar ζ tezlik v_2 ga nisbatan berilgan bo'ladi. Ba'zi paytlarda qarshilik koeffitsiyenti ζ ni $\frac{v_1^2}{2g}$ damiga nisbatan, ya'ni mahalliy qarshilikdan oldingi harakat qilayotgan suyuqlikni tezligi v_1 ga nisbatan olingan bo'ladi. Shuning uchun, eslatish kitobidan foydalanganda tezlikni mahalliy qarshilikdan oldin yoki keyin olganiga e'tibor berish kerak.

v_1 va v_2 tezliklar orqali mahalliy qarshilikdagi yo'qolgan dam quyidagicha hisoblanadi:

$$h_\mu = \zeta'_\mu \frac{v_1^2}{2g} = \zeta''_\mu \frac{v_2^2}{2g}; \quad (4.55)$$

$$\frac{\zeta'_\mu}{\zeta''_\mu} = \frac{v_1^2}{v_2^2} = \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}, \quad (4.56)$$

bunda ω_1 va ω_2 - kesmalarning mahalliy qarshilikdan oldin va undan keyin olingan yuzalari, m^2 .

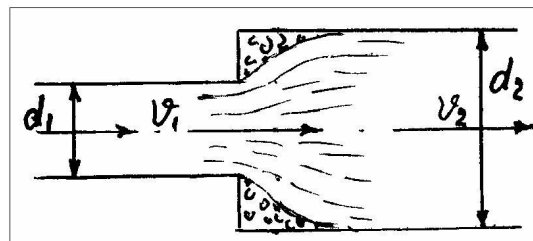
Gohida mahalliy qarshilikdagi yo'qolgan damni o'rniga ekvivalent bo'lgan quvur uzunligi l , bo'yicha topilgan dam bilan aniqlanadi. Ekviva-

lent uzunlik l , deb shunday quvurni uzunligiga aytiladiki, undagi harakat qilayotgan suyuqlikni l , yo‘l bo‘yicha yo‘qolgan dami quvurda o‘rnatilgan mahalliy qarshilikda, shu suyuqlik sarf bilan o‘tganda, topilgan yo‘qolgan damini tengligiga aytiladi, ya’ni

$$\lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} = \zeta \frac{v^2}{2g} \text{ bundan } \zeta = \frac{l}{d} \lambda. \quad (4.57)$$

Oddiy mahalliy qarshiliklarni uch xilga bo‘lish mumkin: quvurning kengaygan, toraygan va qayrilgan joylari.

Oqimning keskin kengaygan (4.12-rasm) joyida turbulent harakat qilayotgan suyuqlikning yo‘qolgan damini yetarli darajada nazariy yo‘l bilan topish mumkin.



4.12-rasm.

D.Bernulli tenglamasi va kuchlar impulsi teoremasiga asosan quyidagi ifodani keltirib chiqarish mumkin:

$$h_{\text{kk}} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} \quad (4.58)$$

ya’ni keskin kengaygan joydagi yo‘qolgan dam quvurning kichik diametridan katta diametrga o‘tish paytda suyuqlikni yo‘qolgan tezlik damiga teng. (4.56) ifodani Veysbax (4.54) ifodasi ko‘rinishda yozish uchun tezlik v_1 ni qavsdan tashqariga chiqaramiz:

$$h_{\mu} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_1 \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.59)$$

bunda

$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2.$$

Agar suyuqlikni uzluksiz tenglamasini hisobga olsak,

$$Q = \omega_1 v_1 = \omega_2 v_2$$

bunda

$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = \left(1 - \frac{d_1^2}{d_2^2}\right)^2 \quad (4.60)$$

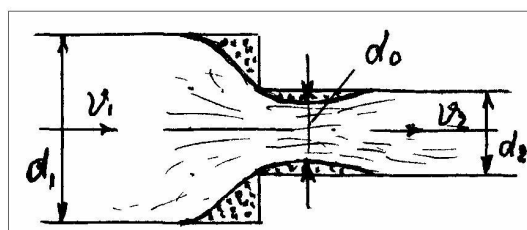
(4.58) ifodadan $\frac{v_2^2}{2g}$ ni qavsdan tashqariga chiqarilsa,

$$h_{\mu} = \zeta_2 \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.61)$$

ga ega bo'lamiz, bunda

$$\zeta_2 = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 = \left(\frac{d_2^2}{d_1^2} - 1 \right)^2 \quad (4.62)$$

Oqim keskin toraygan joydan o'tganda (4.13-rasm) uning diametri quvur diametri d_2 dan kichik bo'ladi. Toraygan joy oldida aylanma, halqasimon harakat hosil bo'ladi.



4.13-rasm.

Tajribalardan ma'lumki, keskin toraygan joyda yo'qolgan dam asosan oqimning eng tor joyidagi do diametridan quvurning d_2 diametriga o'tayotgan paytda, ya'ni oqimning eng tor joyidagi kesma ω_0 yuzasidan quvurning ω_2 yuzasigacha kengaygan joyida hosil bo'ladi. Shuning uchun, qarshilik koeffitsiyenti ζ ni quyidagi ifodadan topib olish mumkin:

$$\zeta_2 = \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - 1 \right)^2 \quad (4.63)$$

Agar bu ifodaga torayish koeffitsiyent $\varepsilon = \frac{\omega_0}{\omega_2}$ ni kiritsak,

$$\zeta_2 = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 \quad (4.64)$$

bo'ladi.

Torayish ε koeffitsiyenti bilan quvurlar yuzalari ω_1 va ω_2 ning nisbatlari orasidagi bog'lanishni N.E.Jukovskiy tomonidan nazariy yo'l bilan aniqlangan va quyidagi jadvalda keltirilgan:

4.1-jadval

$\frac{\omega_2}{\omega_1}$	0,01	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
ε	0,611	0,612	0,616	0,622	0,633	0,644	0,662	0,687	0,722

Hayotda qarshilik koeffitsiyenti ζ ni topishda quyidagi empirik ifodadan foydalanish mumkin:

$$\zeta_2 = 0,5 \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right). \quad (4.65)$$

Agar $\omega_1 \gg \omega_2$ ancha katta bo'lsa, unda $\zeta = 0,5$ deb toraygan joyda yo'qolgan dam teng:

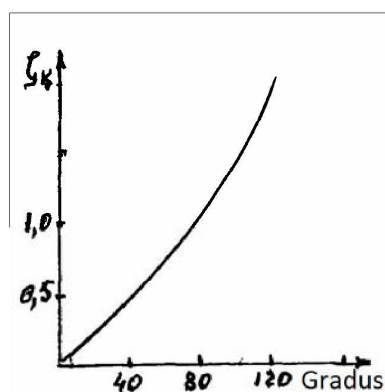
$$h_{km} = 0,5 \frac{v_2^2}{2g}. \quad (4.66)$$

Quvurni qayrilgan joyidagi yo'qolgan dam

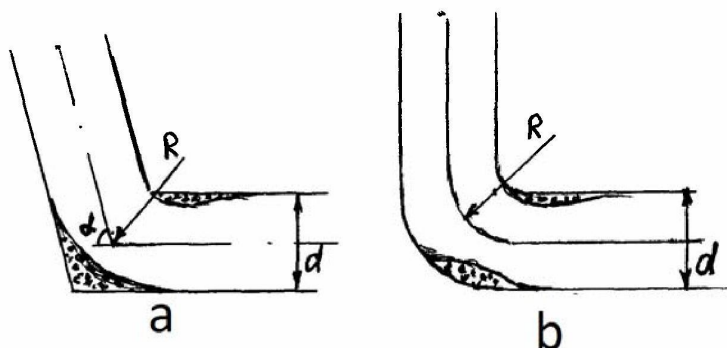
$$h_k = \zeta_k \frac{v_2^2}{2g} \text{ ga teng} \quad (4.67)$$

Agar quvur α burchakka qayrilgan bo'lsa (4.15, *a*-rasm), qarshilik ζ koeffitsiyenti grafik (4.14-rasm) dan olinadi. Silliqliq qayrilgan quvurda (4.15, *b*-rasm) suyuqlikni aylanma harakati kamayishi hisobiga qarshilik koeffitsiyenti kamayadi (o'tkir burchak ostida qayrilgan quvurlarga nisbatan). Bu kamayish quvurni nisbiy egrilik radiusiga bog'liq. α burchak qancha katta bo'lsa, qarshilik koeffitsiyenti shuncha kichik bo'ladi. Burchak $\alpha = 90^\circ$ bo'lgan silliq, qayrilgan quvurda qarshilik ζ koeffitsiyentni quyidagi ifoda orqali topish mumkin:

$$\zeta_{90^\circ} = \left[0,2 + 0,01(100\lambda)^8 \right] \sqrt{\frac{d}{R}} \quad (4.68)$$



4.14-rasm.



4.15-rasm.

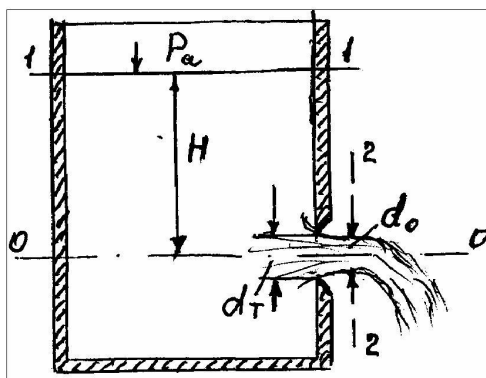
5-bob.

Teshikcha va qo'ndirgichlardan suyuqlikning oqib chiqishi

Suyuqlikni teshikcha va qo'ndirg'ichlardan oqib chiqishini hayotda ko'plab kuzatish mumkin, masalan, devor teshikchasidan oqib chiqishda, to'g'on tagidagi zatvor va shlyuzlardan oqib chiqishini, yong'in brandspoytlari, forsunkalar va boshqa qo'ndirg'ichlarda kuzatish mumkin. Suyuqlik teshikchadan va qo'ndirg'ichlardan oqib chiqayotganda uning tezligi va sarfini aniqlash asosiy masalalardan biri hisoblanadi.

5.1. Yupqa devordagi teshikchadan suyuqlikning oqib chiqishi

O'zgarmas H damga ega bo'lgan idishning yupqa devordagi yumaloq teshikchadan barqaror oqim oqib chiqishini ko'raylik (5.1-rasm). Teshik yupqa devorda deyiladi, agar uning qirrası o'tkir bo'lib, oqib chiqayotgan suyuqlikka idish devorini qalinligi ta'sir etmasa.



5.1-rasm.

Idishdagi suyuqlik zarrachalari teshikga yaqinlashganda, ular o'z harakat yo'nalishini o'zgartiradi, oqimda markazdan qochirma kuch hosil bo'ladi. Markazdan qochirma va suyuqlikni og'irlik kuchlari ta'sirida oqim torayib chiqadi va uning d_0 diametri teshikcha d_t diametriga nisbatan kichik bo'ladi. Eng tor joyda zarrachalarni tok chiziqlari parallel bo'ladi. Oqimni torayish darajasi torayish koefitsienti ε bilan aniqlanadi.

$$\varepsilon = \frac{\omega_0}{\omega_t} = \left(\frac{d_0}{d_t} \right)^2 \quad (5.1)$$

Torayish koefitsiyenti oqimni torayish xususiyatiga bog'liq bo'lib, to'la va to'liqsiz bo'lishi mumkin. Agar teshikcha idish devorlaridan yetarli darajada uzoqda bo'lib oqib chiqayotgan suyuqlikka ta'sir etmasa, oqim *to'la toraygan* deyiladi; agar idishni devorlaridan biri teshikdan oqib chiqayotgan suyuqlikka ta'sir etsa, suyuqlik oqimi *to'la toraymagan* deyiladi. Oddiy hollarda katta idishning kichik teshikchasidan chiqib ketayotgan su-

yuqlik to'la toraygan bo'lib, uning torayish koeffitsiyenti $\varepsilon=0,61\div0,63$ teng.

Teshikdan chiqayotgan suyuqlik tezligini aniqlash uchun idishdagi suv sathining kesmasi 1-1 va idish teshigidan chiqayotgan suyuqlikni eng tor joydagi kesmasi 2-2 lar uchun D.Bernulli tenglamasini yozamiz. Taqqoslash tekislik sifatida idish teshigi markazidan o'tgan tekislikni olib, 1-1 va 2-2 kesmalardagi tezliklar tekis harakatda, ya'ni $\alpha_1=\alpha_2=1,0$ deb qabul qilsak D. Bernulli tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$H + \frac{P_a}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{P_a}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{f(1-2)}, \quad (5.2)$$

bunda $h_{f(1-2)}$ - mahalliy yo'qolgan dam; u Veysbax $h_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g}$ ifodasidan topiladi. Idish yuzasi undagi teshikcha yuzasiga nisbatan juda katta bo'lgani uchun, 1-1 kesmadagi tezlik o'zgarishi juda kichkina yoki $v_1=0$ desak bo'ladi va D.Bernulli tenglamasi quyidagiga ega bo'ladi

$$H = \frac{v_2^2}{2g} + \zeta \frac{v_2^2}{2g}. \quad (5.3)$$

(5.3) ifodadan v_2 tezlikni topish mumkin.

$$v_2 = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta}} \sqrt{2gH} \quad \text{yoki} \quad v_2 = \varphi \sqrt{2gH}, \quad (5.4)$$

bunda $\frac{1}{\sqrt{1+\zeta}} = \varphi$ - tezlik koeffitsiyenti.

Teshikchadan ideal suyuqlik oqib chiqadigan bo'lsa, mahalliy qarshilik $\zeta = 0$, tezlik koeffitsiyenti $\varphi = 1,0$ bo'ladi va (5.4) ifoda bizga fizikadan ma'lum bo'lgan Torrichelli nazariy ifodasiga aylanadi.

$$v_{nH} = \sqrt{2gH} \quad (5.5)$$

Agar (5.4) va (5.5) larni solishtirsak, tezlik koeffitsiyenti φ haqiqiy tezlikni nazariy yo'l bilan topilgan tezlik nisbatiga teng bo'ladi.

$$\varphi = \frac{v_2}{v_n}$$

Teshikdan oqib chiqayotgan suyuqlikning hajmiy sarfi haqiqiy tezlikni eng tor joydagi kesma yuzasiga bo'lgan ko'paytmasiga teng, ya'ni

$$Q = v_2 \cdot \omega_0 \quad (5.6)$$

(5.6) ifodaga torayish koeffitsiyenti $\varepsilon = \frac{\omega_0}{\omega_\tau}$ va tezlik $v = \varphi \sqrt{2gH}$ larni qo'ysak,

$$Q = \varepsilon \varphi \omega_{\tau} \sqrt{2gH} \quad (5.7)$$

ga teng bo'ladi.

Torayish koeffitsiyenti ε bilan tezlik φ ga ko'paytmasini sarf koeffitsiyenti μ deb belgilanadi, ya'ni

$$\mu = \varepsilon \varphi \quad (5.8)$$

Unda suyuqlik sarfi

$$Q = \mu \cdot \omega_{\tau} \sqrt{2gH}. \quad (5.9)$$

$\omega_{\tau} \sqrt{2gH}$ ko'paytmasi nazariy suyuqlik sarfi Q_n ga teng. Tajribadan olingan suyuqlik sarfi Q ni nazariy sarf Q_n ga nisbati koeffitsiyent μ ni beradi

$$\mu = \frac{Q}{Q_n} \quad (5.10)$$

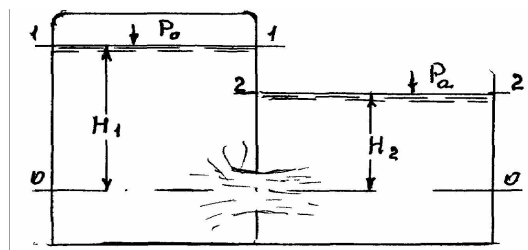
ε , φ , ζ , μ koeffitsiyentlar teshikchaning shakliga va Reynolds soniga bog'liq. Suyuqlik teshikchadan katta Reynolds soniga teng ($Re > 10^5$) oqimda chiqib ketayotgan bo'lsa (hayotda tez uchrab turadigan hol), unga tegishli o'rtacha koeffitsiyentlar $\varepsilon = 0,52 \div 0,63$; $\varphi = 0,97 \div 0,98$; $\mu = 0,61 \div 0,62$; $\zeta = 0,06$ teng bo'ladi.

Agar usti berk idish teshikchasidan sathiga P_0 bosim ta'sirida oqib chiqayotgan suyuqlik, ikkinchi usti ochiq idishga tushsa (5.2-rasm), unda tezlik va suyuqlik sarfi quyidagi D.Bernulli tenglamasini qo'llash natijasida hosil qilingan ifodadan topiladi:

$$v = \varphi \sqrt{2g \left(\Delta H + \frac{P_0}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma} \right)}; \quad (5.11)$$

$$Q = \mu \omega_{\tau} \sqrt{2g \left(\Delta H + \frac{P_0}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma} \right)} \quad (5.12)$$

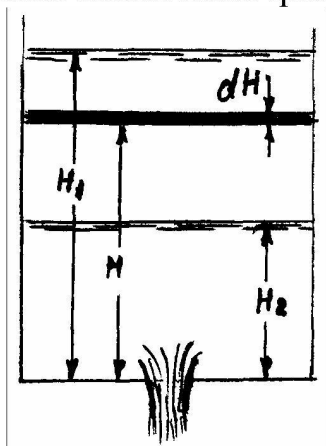
Bunday holda ε , φ , ζ , μ koeffitsiyentlari son qiymat jihatidan juda kam o'zgarganligi uchun, o'zlarini qoldirish mumkin. Shunday qilib, oqib chiqayotgan suyuqlikni tezligi va sarfi teshikchaning joylashganiga bog'liq bo'lmasdan, balki suyuqlik sathiga ta'sir etayotgan bosimga va uni teshikkacha bo'lgan masofasiga bog'liqdir (5.2-rasm).



5.2-rasm.

5.2. Idishdagi suyuqlikni yupqa devordagi teshikchadan bo'shatish

Yuzasi o'zgarmas $\Omega = const$ bo'lgan prizmatik idishdagi suyuqlikni bo'shatish uchun uning asosida teshik hosil qilamiz (5.3-rasm).



5.3-rasm.

Yuzasi ω_m boshlang'ich dami H_1 oxirgisi esa H_2 ga teng bo'lsin. Idishdagi suyuqlikni H_1 dan H_2 gacha bo'shatishda sarflangan vaqtni aniqlaymiz. Idish teshigidan dt vaqt ichida undan dW suyuqlik oqib chiqadi

$$dW = \mu \omega_{\tau} \sqrt{2gH} dt \quad (5.13)$$

bunda H - teshik markazidan suyuqlik sathigacha bo'lgan masofa (dami). Teshikchadan oqib chiqish hisobiga idishdagi suv chuqurligi kamayadi, ya'ni

$$dH = \frac{dW}{\Omega}. \quad (5.14)$$

Demak,

$$-dH \cdot \Omega = \mu \omega_{\tau} \sqrt{2gH} dt \quad (5.15)$$

Idishdagi dami kamayishi hisobiga manfiy ishora qo'yilgan. Bu ifodadan

$$dt = -\frac{dH \cdot \Omega}{\mu \omega_{\tau} \sqrt{2gH}}. \quad (5.16)$$

Agar endi (5.16) ifodani H_1 dan H_2 gacha integrallasak

$$t = -\int_{H_1}^{H_2} \frac{\Omega dH}{\mu \omega_{\tau} \sqrt{2gH}} = \frac{2\Omega(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2})}{\mu \omega_{\tau} \sqrt{2g}}. \quad (5.17)$$

Idishdagi suyuqlikni to'la bo'shatishda $H_2=0$ bo'lib (5.17) ifoda quyidagiga ega bo'ladi

$$t = \frac{2\Omega \cdot \sqrt{H_1}}{\mu \omega_{\tau} \sqrt{2g}} \quad (5.18)$$

yoki

$$t = \frac{2\Omega \cdot H_1}{\mu \omega_r \sqrt{2gH_1}} = \frac{2W}{Q}$$

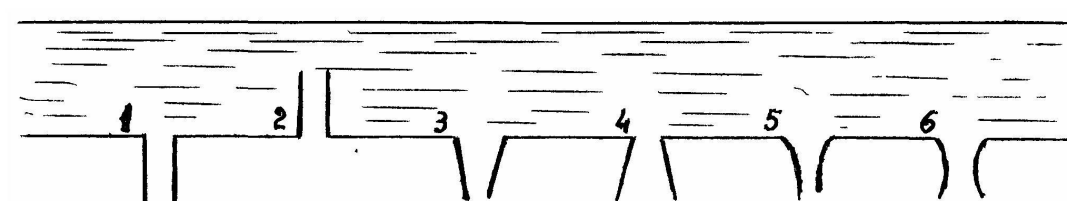
bunda W - idishdagi suyuqlik hajmi;

Q - idishdagi suyuqlik dami H_1 ga teng bo'lgan holdagi suyuqlik sarfi.

Shunday qilib idishdagi suyuqlik hajmi W ni teshikchadan bo'shatish uchun ketgan vaqt, shu idishdagi dami $H_1 = \text{const}$ bilan oqib W hajm vaqtning ikki barobariga teng.

5.3. Idishdagi suyuqlikning qo'ndirg'ichlardan oqib chiqishi

Idishdagi teshikchaga o'rnatilgan kalta $l = (3 \div 4)d$ quvurga qo'ndirg'ich deyiladi. Hayotda uchraydigan qo'yidagi qo'ndirg'ichlar mavjud (5.4-rasm).



5.4-rasm.

1. Tashqi silindrik qo'ndirg'ich; 2. Ichki silindrik qo'ndirg'ich;
3. Konik toraygan qo'ndirg'ich; 4. Konik kengaygan qo'ndirg'ich;
5. Konoidal qo'ndirg'ich; 6. Kombinatsiyalashgan qo'ndirg'ich.

Qo'ndirg'ichlarni qo'llashdan maqsad teshikchaga nisbatan suyuqlik sarfini oshirish va uzoq masofaga yetadigan kuchli oqimni hosil qilishdir. Yuqorida keltirilgan qo'ndirg'ichlarni ko'rib chiqamiz.

I. Tashqi silindrik qo'ndirg'ich. Bunday qo'ndirg'ich hayotda tez-tez uchrab turadi. Uni hosil qilish uchun qalin devorga ega bo'lgan idish teshilsa bas. Shu tashqi silindrik qo'ndirg'ichdan suyuqlik oqib chiqayotganda, uni ikki hol ko'rinishda kuzatish mumkin: uzluksiz va uzlukli. Uzluksiz oqib chiqishda suyuqlik qo'ndirg'ichga kirishi bilan torayadi, keyin esa qo'ndirg'ichdan chiqishdan oldin kengayib, quvur devorlariga tegib chiqadi. Oqimning diametri quvur diametriga teng bo'lib, torayish koeffitsiyenti $\varepsilon = 1,0$ da $\mu = \varepsilon \cdot \varphi = \varphi$ teng bo'ladi. Ko'p tajribalar o'tqazish natijasida suyuqlikni rivojlangan turbulent harakatida, Reynolds sonlari $Re > 105$ bo'lganda qarshilik koeffitsiyentlari quyidagi qiymatlarga ega: $\mu = \varphi = 0,82$; $\varepsilon = 1,0$; $\zeta = 0,5$.

Teshikcha va tashqi silindrik qo'ndirg'ich uchun oqimning rivojlangan turbulent harakatida topilgan qarshilik koeffitsiyentlarni solishtiradigan bo'lsak, quyidagi xulosaga kelishimiz mumkin: Tashqi silindrik qo'ndir-

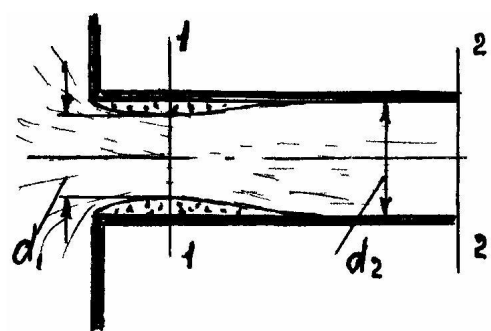
g'ichda suyuqlik sarfi 35% oshadi, tezlik esa 15% kamayadi. Bunday o'zgarishni fizik ma'nosi, qo'ndirg'ich devori bilan toraygan oqim orasidagi hosil bo'lgan bo'shliq (vakuum) va shu joyda oqim zarrachalarini halqasimon, aylanma sohasi paydo bo'lishidir. Suyuqlikni tashqi silindrik qo'ndirg'ich ichida torayishi va undan chiqish oldidan kengayishi yo'qolgan damni ko'payishiga olib keladi. Bu esa tezlikni kamayishiga sabab bo'ladi.

Toraygan joyda bo'shliq hosil bo'lishi hisobiga qo'ndirg'ich nasosga o'xshab ishlaydi, ya'ni idishdagi suyuqlikni tortib olishga harakat qiladi. Shuning uchun, bu qo'ndirg'ichda yo'qolgan dami ortsa ham suyuqlikni sarfi teshikchadan oqib chiqqanga nisbatan ko'p bo'ladi.

Qo'ndirg'ich ichida bo'shliq hosil bo'lishni ko'rish uchun D.Bernulli tenglamasini 1-1 va 2-2 kesmalarga qo'llaymiz. 0-0 taqqoslash tekislikka nisbatan.

1-1 kesma suyuqlikni eng toraygan joyidan, 2-2 kesma esa suyuqlikni qo'ndirg'ichdan chiqib ketayotgan joyidan olinadi (5.5-rasm).

$$\frac{P_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{P_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{f(1-2)}, \quad (5.19)$$



5.5-rasm.

bunda $h_{f(1-2)}$ - 1-1 va 2-2 kesmalar orasidagi yo'qolgan dam. Bu $h_{f(1-2)}$ ichiga quvur uzunligi va suyuqlik toraygan joydan kengaygan joygacha bo'lgan yo'qolgan damlar kiradi. Uzunlik bo'yicha yo'qolgan dam juda kichik bo'lgani uchun, uni hisobga olmasa ham bo'ladi.

Mahalliy yo'qolgan damni esa keskin toraygan joydan kengaygan joyga o'tishda *Borda* ifodasidan foydalansa bo'ladi.

$$h = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} \quad (5.20)$$

(5.19) ifodaga (5.20) ni qo'yamiz. Keyin o'zgarmas sarf tenglamasi $Q = \omega_1 v_1 = \omega_2 v_2$ dan foydalanib, v_1 tezlikni v_2 tezlik bilan torayish ε koeffitsiyenti orqali ifodalaymiz, ya'ni

$$v_1 = \frac{v_2 \cdot \omega_2}{\omega_1}, \quad \text{bunda} \quad \frac{\omega_1}{\omega_2} = \varepsilon$$

Endi quyidagini yozishimiz mumkin;

$$\frac{P_1 - P_2}{\gamma} = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = \frac{v_2^2 - v_1^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}{2g} + \frac{\left(v_2 \frac{\omega_2}{\omega_1} - v_2 \right)^2}{2g} \quad (5.21)$$

$$P_1 - P_2 = \gamma \frac{v_2^2 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^2} \right) + v_2^2 \left(\frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{2}{\varepsilon} + 1 \right)}{2g}$$

$$P_1 - P_2 = v_2^2 \cdot \gamma \frac{\left(1 - \frac{1}{\varepsilon} \right)}{g} \quad (5.22)$$

Ifodada v tezlik o'rniga $\varphi \sqrt{2gH}$ ni qo'ysak,

$$P_1 - P_2 = \varphi^2 \cdot 2gH\gamma \frac{\left(1 - \frac{1}{\varepsilon} \right)}{g} \quad (5.23)$$

bo'ladi va uni o'ng va chap tomonlarini - 1 ga ko'paytiramiz va quyidagini hosil qilamiz.

$$P_2 - P_1 = \varphi^2 \cdot 2gH\gamma \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right). \quad (5.24)$$

Agar endi (5.24) ga $\varphi = 0,82$ va $\varepsilon = 0.62$ ni qo'ysak,

$$P_2 - P_1 = 0,75\gamma H \quad (5.25)$$

bo'ladi.

Suyuqlik qo'ndirg'ichdan atmosferaga chiqqanda $P_2 = P_{atm}$ teng bo'lib, qo'ndirg'ich ichida 1-1 kesmada bo'shliq hosil bo'ladi. H dami ko'paygan sari bo'shliq qiymati P_1 0 ga yaqinlashib boradi, H - kritik qiymatga yetganda esa qo'ndirg'ich ichidagi absolyut bosim P_1 taqriban nolga teng bo'ladi: aniqrog'i, parlangan zarrachalar bosimi P_p ga teng bo'ladi va shuning uchun

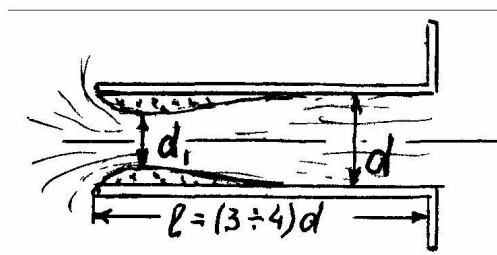
$$H = \frac{P_a}{0,75\gamma} \quad (5.26)$$

bo'ladi. Xususiyl holda

$$H_{kp} = \frac{P_a}{0,75\gamma} = \frac{10^5}{0,75 \cdot 9790} \approx 14m.$$

Agar $H > H_{kr}$ bo'lsa, P_1 bosim manfiy qiymatga ega bo'lishi kerak, lekin manfiy bosim bo'lmagani uchun, uzluksiz oqib chiqayotgan suyuqlik uzlukli oqimga aylanadi. Bunday uzlukli oqim qo'ndirg'ichni uzunligi $l < 2d_0$ bo'lganda ham kuzatiladi.

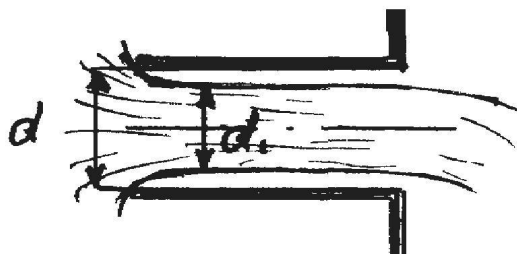
2. Ichki silindrik qo'ndirg'ich ham tashqi silindrik qo'ndirg'ichga o'xshab ishlaydi (5.6-rasm).



5.6-rasm.

Lekin, suyuqlik qo'ndirg'ich ichiga kiringanda ko'proq torayadi va sarf hamda tezlik koeffitsiyentlari tashqi silindrik qo'ndirg'ichga nisbatan kichik, qarshilik va torayish koeffitsiyentlari esa 1 ga teng bo'ladi.

$$\mu = \varphi = 0,71; \quad \varepsilon = 1,0; \quad \zeta = 1,0; \quad \varphi = 0,98; \quad \varepsilon = 1,0; \quad \mu = 0,49.$$

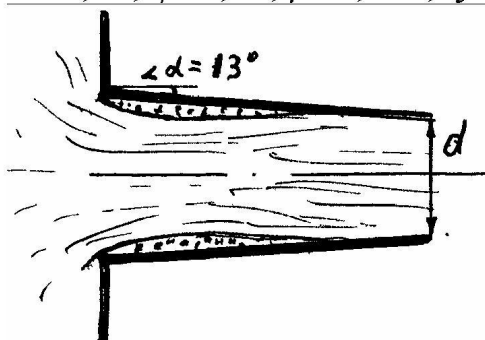


5.7-rasm.

Qo'ndirg'ich uzunligi $L < 2d_0$ bo'lganda (5.7-rasm), oqim uzlukli harakatlanadi.

Bu holda torayish va sarf koeffitsiyenti yupqa devordagi teshikcha uchun topilgan koeffitsiyentlarga nisbatan kichik bo'ladi. Ko'pincha ichki silindrik qo'ndirg'ichni tashqi silindrik qo'ndirg'ichni qo'llash mumkin bo'lmagan joyda ishlatiladi.

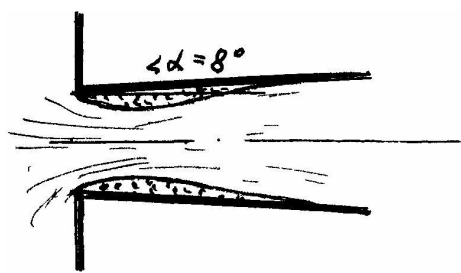
3. Konussimon toraygan qo'ndirg'ich (5.8-rasm) ga kirish joyida oqimni torayishini tashqi silindrik qo'ndirg'ichga nisbatan kichikroq, yo'qolgan dam ham kamroq bo'ladi. Oqim tezligi qo'ndirg'ichdan chiqish joyda ancha katta bo'ladi. Qarshilik koeffitsiyentlari konik toraygan qo'ndirg'ichda burchak konusligiga bog'liq. Optimal burchak konussimonligi 13° ni tashkil qiladi va $\varepsilon=0,98$; $\varphi=0,96$; $\mu=0,945$; $\zeta=0,07$ ga teng bo'ladi.



5.8-rasm.

Bunday qo'ndirg'ichlar ko'pincha suyuqlikni uzoq masofaga yetkazish, katta tezlik hamda katta kuch zarbini hosil qilishda ishlatiladi. Masalan, aktiv gidroturbinalarda, yongin o'chirish brandspoytlari, gidromonitor va boshqalarda qo'llaniladi.

4. Konussimon kengaygan qo'ndirg'ich (5.9-rasm) larni kirish joyida suyuqlik ancha torayadi, keyin esa kengayib chiqishning butun yuzasi bo'yicha oqib chiqadi. Shuning uchun torayish koeffitsiyenti $\varepsilon=1,0$ bo'ladi.

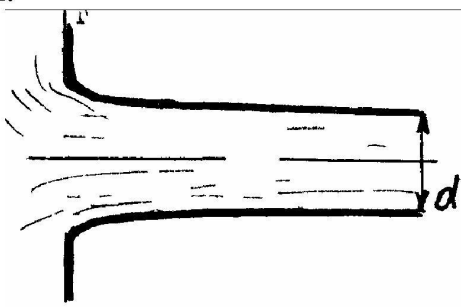


5.9-rasm.

Suyuqlik toraygan joyda katta bo'shliq hosil bo'lib, u idishdagi suyuqlikni tortib olish qobiliyatiga ega. Tashqi silindrik qo'ndirg'ichga nisbatan suyuqlik sarfi oshadi. Yo'qolgan dam keskin kengaygan joyda ko'payadi. Qo'ndirg'ich ichi kengayishi hisobiga oqim tezligi kamayadi. Bu qo'ndirg'ichda ham qarshilik koeffitsiyentlar burchak konusligiga bog'liqdir. Qo'ndirg'ichni optimal konuslik burchagi $\angle\alpha=8^\circ$. Bu holda suyuqlikni rivojlangan turbulent harakatida $\mu = \varphi = 0,45$; $\zeta=3\div4$; $\varepsilon=1,0$.

Keltirilgan koeffitsiyentlar suyuqlikni qo'ndirg'ichdan chiqishdagi katta yuzasiga nisbatan olingan. Bunday qo'ndirg'ichlar ko'pincha tezlik kamaytiriladigan joylarda qo'llaniladi; masalan, nasosga kirish patrulkalarda, gidroturbinalarda, surtadigan moyni ishlatish uchun qo'llanadigan qo'ndirg'ichlar va boshqalarda.

5. Kanoid ko'rinishdagi qo'ndirg'ich suyuqlikni oqib chiqayotgan shakliga qarab tayyorlangan bo'ladi (5.10-rasm). Qo'ndirg'ichning shakli undagi oqayotgan suyuqlik torayishini yo'q qiladi va dam yo'qolishini minimumga olib keladi.

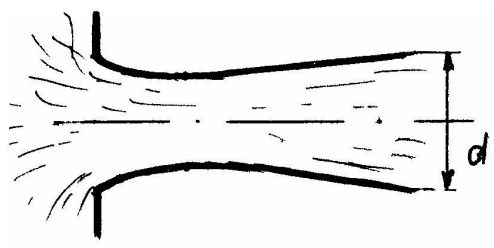


5.10-rasm.

Bu qo'ndirg'ich uchun sarf va tezlik koeffitsiyentlari boshqa qo'ndirg'ichlarga nisbatan eng katta bo'ladi ($\mu=\varphi$; $\varphi=0,97\div0,99$); shu bilan birga,

u oqim tezligini ham eng katta, qarshilik koeffitsiyenti eng kichik ($\zeta=0,04$), va suyuqlik sarfi yupqa devordagi teshikchaga nisbatan 1,5 barobar ko'p bo'lishini ta'minlaydi. Bunday qo'ndirg'ichni tayyorlash qiyin bo'lgani uchun, u kam uchraydi.

6. Kombinatsiyalashgan qo'ndirg'ich yoki Venturi quvuri kanoidsimon qo'ndirg'ich va diffuzor kombinatsiyasidan tashkil topgan (5.11-rasm).



5.11-rasm.

Diffuzorni kanoidsimon qo'ndirg'ichga ulash natijasida toraygan joyidagi bosimni kamayishi suyuqlik sarfini ko'payishiga olib keladi. Agar bizga ikkita idish berilgan bo'lib, biriga kombinatsiyalashgan, ikkinchisiga kanoidsimon qo'ndirg'ichlar o'rnatilgan bo'lsa (kanoidsimon qo'ndirg'ichning diametri kombinatsiyalashgan qo'ndirg'ichning toraygan joyidagi diametriga teng), unda bir xil dam ta'sirida kombinatsiyalashgan qo'ndirg'ichdan oqib chiqayotgan suyuqlik sarfi kanoidsimon qo'ndirg'ichga nisbatan 2,5 barobargacha ko'p bo'ladi. Lekin, bunday qo'ndirg'ichlarni idishda kichik damlar ($H=1 \div 4\text{m}$) bo'lganida qo'llash mumkin, aksincha $H > 4\text{ m}$ da toraygan joydagi bosim shunchalik kamayib ketishi mumkinki, unda kavitatsiya boshlanadi. Bu holda qarshilik koeffitsiyenti ko'payib, suyuqlik o'tqazish qobiliyati pasayib ketadi.

6-bob.

Quvurlardagi suyuqlik harakati

6.1. Quvurlar tasnifi

Quvurlar orqali suyuqlik, gaz va boshqa turli xil aralashmalari bir joydan ikkinchisiga yetkazish katta ahamiyatga egadir. Suvli, gazli, neftli, bug‘li quvurlarni *magistral* quvurlarga, ya‘ni manbadan olingan suyuqlik uzoq masofadagi manzilga yetkazib beruvchi hamda *tarqalgan* quvurlarga, ya‘ni suyuqlikni ishlatuvchilarga taqsimlab beruvchilarga ajratiladi. Bir chiziqda joylashgan quvurlarga *oddiy* quvur deyiladi. Asosiy magistral va unga ulangan yoki undan tarqalgan quvurlarga *murakkab* quvurlar deyiladi. Murakkab quvurlar o‘z navbatida quyidagi asosiy ko‘rinishdagilarga bo‘linadi: ketma-ket, parallel, oxiri berk yo‘l bo‘yicha sarflanuvchi va halqasimon quvurlar.

Oddiy va murakkab quvurlar juda ko‘p mahalliy qarshiliklardan iborat bo‘lishi mumkin. Bu quvurlarda umumiy yo‘qolgan dam uzunlik va mahalliy qarshiliklarda yo‘qolgan damlar yig‘indisidan iborat. Mahalliy qarshiliklar va quvur butun uzunasi bo‘yicha yo‘qolgan damlar nisbatiga qarab quvur kalta yoki uzun deyiladi. Agar uzunasi bo‘yicha yo‘qolgan dam shu quvurdagi mahalliy qarshiliklardagi yo‘qolgan damlar yig‘indisiga nisbatan ancha katta bo‘lsa, uzun quvur deyiladi; va aksincha bir-biriga yaqin bo‘lsa, kalta quvur deyiladi.

Quvurlar qanday xomashyodan tayyorlanganiga qarab temirli (po‘lat, cho‘yan, alyuminiy, latunli va hokazo) va temirdan bo‘lmagan (betonli, asbesttsementli, plastmassali, shishali va boshqa) larga, ishlatish joyiga qarab esa magistralli, shaharli, korxonali, zavodli, fabrikalilarga bo‘linadi. O‘tqaziladigan mahsulotga qarab ular suv, neft, benzin, yog‘, gaz, bug‘ o‘tqazuvchilarga ajratiladi. Qanday xomash‘yodan tayyorlanganiga ko‘ra quvurning ichki devorlarini g‘adir-budurligi va qarshilik koeffitsiyenti λ har xil bo‘ladi va uni maxsus eslatma kitoblarda ko‘rish mumkin.

Quvur boshidagi energiya oxiridagiga qaraganda katta bo‘lgani uchun suyuqlik harakatda bo‘ladi. Quvur boshidagi energiya ortig‘i (zaxira)ni turli yo‘l - nasos ishlatish, rezervuarlardagi suyuqlik sathlarini farqi hamda gaz bosimi bilan hosil qilish mumkin.

6.2. Uzun quvurni gidravlik hisoblash

Oddiy uzun quvurni ko‘raylik. Suyuqlik sarfi va diametri o‘zgarmas damli quvurdagi harakat tekis va taqsimlangan bo‘ladi. Undagi uzunlik bo‘yicha yo‘qolgan dam Veysbax-Darsi ifodasi bilan aniqlanadi.

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}, \quad (6.1)$$

bunda λ - umumiy holda ikkita kattalik Re , $\frac{\kappa}{d}$ ga bog'liq bo'ladi. Agar (6.1) ifodadagi v ni o'rnini Q bilan almashtirsak, unda

$$v = \frac{4Q}{\pi d^2} \quad (6.2)$$

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{16Q^2}{\pi^2 d^4 2g} = \frac{16\lambda}{2g\pi^2 d^5} lQ^2 \quad (6.3)$$

bunda $\frac{16\lambda}{2g\pi^2 d^5} = A$ - quvurni solishtirma qarshiligi deyiladi.

Agar quvurdagi harakat qilayotgan suyuqlik uchun hisoblangan Reynolds soni $Re > 10^5$ bo'lsa, quvurning solishtirma qarshiligi A faqat uning ichki devorining g'adir-budurligiga va diametriga bog'liq. Bunday hol uchun eslatma kitoblarda A ning qiymatlari berilgan. Eslatma kitoblardagi jadvaldan foydalanib, quvurni gidravlik hisoblash ishlarini kamaytirish va tezlatish mumkin. Misol tariqasida uzoq vaqt davomida ishlatilgan quvurlar uchun qarshilikning kvadratik sohasiga tegishli solishtirma qarshilik A ning qiymatlari (6.1-jadval) da berilgan.

6.1-jadval

Uzoq vaqt davomida ishlatilgan po'lat va cho'yan quvurlardagi suyuqlik harakati $v \geq 1,2$ m/s uchun topilgan A qiymatlari

d, mm	$A, s/sm^6$ quvurlar		d, mm	$A, s/sm^6$ quvurlar	
	po'lat	cho'yan		po'lat	cho'yan
75	-	1709	350	0.41	0.46
60	1168	-	400	0.206	0.233
100	267	368	450	0.109	0.119
125	106	111	500	0.062	0.068
150	45	41.8	600	0.024	0.026
200	9.27	9.03	800	0.00566	0.00567

Quvurdagi suyuqlik tezligi $v < 1,2$ m/s bo'lib kvadratik sohangacha bo'lsa, solishtirma qarshiligi A quyidagi ifodadan topiladi:

$$A_0 = A \cdot K_t \quad (6.4)$$

bunda K_t - tuzatma koeffitsiyent; u ishqalanish gidravlik koeffitsiyent λ ni Reynolds soniga bog'liqligini hisobga oladi

6.2-jadval

Po'lat va cho'yan quvurlar uchun K_t tuzatish koeffitsiyenti

$V, m/s$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1
K_t	1,41	1,28	1,20	1,15	1,115	1,085	1,06	1,04	1,03	1,015

Quvurlarni gidravlik hisoblashda solishtirma qarshilik A dan tashqari boshqa umumlashgan parametrlar - sarf moduli $K = \frac{1}{\sqrt{A}}$, quvur qarshiligi $S = AI$ va quvur o'tkazuvchanligi $P = \frac{1}{\sqrt{S}} = \frac{1}{\sqrt{AI}}$ qo'llaniladi. Agar quvurda-gi yo'qolgan damni shu parametrlar orqali ifodalasak, u quyidagiga teng bo'ladi:

$$h_l = AIQ^2 = SQ^2 = \frac{lQ^2}{K^2} = \frac{Q^2}{P^2} \quad (6.5)$$

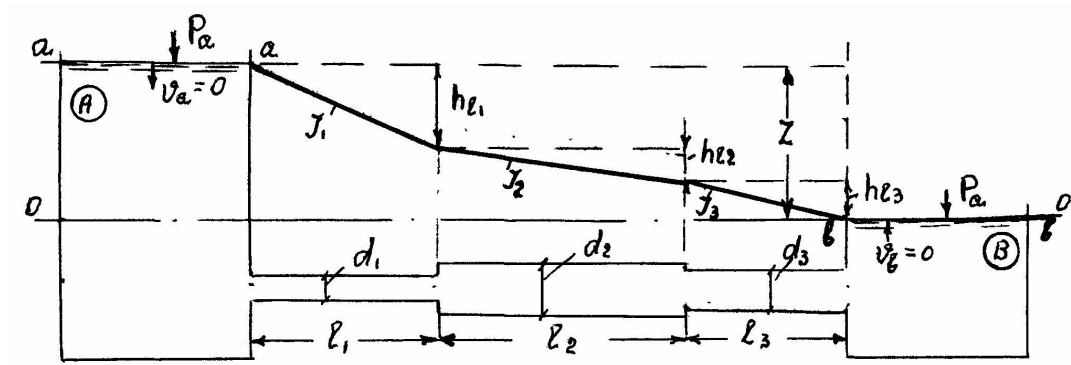
Parametr S , K , P lar uchun ham eslatma kitobning jadvallarida keltirilgan.

6.3. Oddiy quvurni gidravlik hisoblash

Bunday quvurlarni hisoblashdan oldin eslatib o'tamizki, uzun bo'lgan quvurda mahalliy qarshiliklardagi yo'qolgan dam uzunlik bo'yicha yo'qolgan damdan ancha kichik bo'lgani uchun hisobga olinmaydi. Undan tashqari, tezlik dami $\frac{v^2}{2g}$ yo'qolgan damga nisbatan kichik bo'lganligi uchun uni ham hisobga olmasak bo'ladi. Unda pyezometr chizig'i bilan to'la dam chizig'i ustma-ust tushadi.

Endi suyuqlikni bir idishdan quvurlar orqali ikkinchi idishga oqib o'tganini ko'raylik (6.1-rasm). Ikkinchi idishga oqib o'tayotgan suyuqlik sarfini topamiz. Buning uchun taqqoslash tekislik 0-0 ga nisbatan tizimning eng chekki kesmalari $a-a$, va $b-b$ larga tegishli D.Bernulli tenglamasini tuzamiz.

$$z_a + \frac{P_a}{\gamma} + \frac{\alpha_a v_a^2}{2g} = z_b + \frac{P_b}{\gamma} + \frac{\alpha_b v_b^2}{2g} + h_{f(a-b)} \quad (6.6)$$



6.1-rasm.

Har bir had nimaga tengligini topamiz

$$z_a = Z, v_a = 0, v_b = 0, P_a = P_b = P_{atm}, z_b = 0, \alpha_a = \alpha_b = 1, 0,$$

bunda z - idishlardagi suyuqlik sathlarining farqi;

$h_{f(a-b)} = h_{l_1} + h_{l_2} + h_{l_3}$ - quvurlardagi yo‘qolgan damlarni yig‘indisi.

Quvurlarni uzun deb faraz qilsak, yo‘qolgan dam sarf moduli orqali quyidagicha hisoblanadi:

$$h_l = \frac{lQ^2}{K^2} \quad (6.7)$$

Unda

$$h_f = \frac{l_1 Q^2}{K_1^2} + \frac{l_2 Q^2}{K_2^2} + \frac{l_3 Q^2}{K_3^2}, \quad (6.8)$$

bunda K_1, K_2, K_3 - sarf modullari, ular quvur diametriga bog‘liq;

l_1, l_2, l_3 - quvurlarning uzunligi;

Q - quvurlar uchun umumiy suyuqlik sarfi.

Agar ifoda (6.8) dan Q^2 ni qovusdan tashqari chiqarsak,

$$Z = Q^2 \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{K_i^2}, \quad (6.9)$$

bo‘lib

$$Q = \sqrt{\frac{Z}{\sum \frac{l_i}{K_i^2}}}. \quad (6.10)$$

(6.10) ifoda yordamida har xil masalalarni yechish mumkin. Masalan, yo‘qolgan dam $h_f = Z$ ni va quvurlarning l_i, d_i larni bilib, Q ni topish mumkin yoki Q, l_i, K_i larni bilib, Z ni topish mumkin va hokazo.

6.4. Idishdagi suyuqlikning atmosferaga oqib chiqishi

Agar idishdagi suyuqlik atmosferaga oqib chiqadigan bo‘lsa, bunday hollarda quvur uzun bo‘lsa ham chiqib ketayotgan joyidagi mahalliy qarshilikni hisobga olish kerak, chunki tezlik soplo (6.2-rasm) dan chiqishda juda katta bo‘lishi mumkin (yuzasi juda kichik bo‘lgani hisobiga).

Shuning uchun, D.Bernulli tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

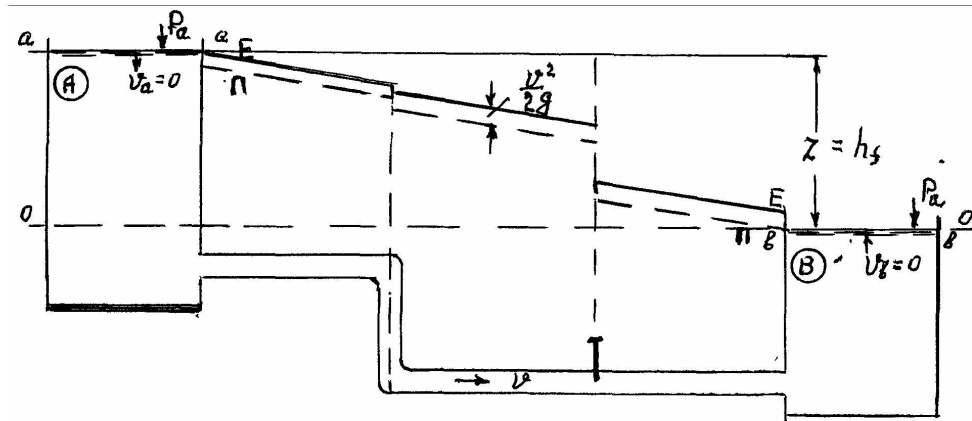
$$H = h_l + h_{cn} + \frac{v_0^2}{2g} \quad (6.11)$$

Soploda mahalliy qarshilikdagi yo‘qolgan damni Veysbax ifodasidan aniqlanadi:

$$h_{cn} = \zeta_{cn} \frac{v_0^2}{2g} \quad (6.12)$$

bunda $z_a = z$, $v_a = 0$, $v_b = 0$, $P_a = P_b = P_{atm}$, $z_2 = 0$, $\alpha_a = \alpha_b = 1,0$ va D.Ber-nulli tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$Z = h_f \quad (6.15)$$



6.3-rasm.

Demak, suyuqlik ikkinchi idishdagi suvning ostiga oqib chiqqanda, yo‘qolgan dam h_f shu idishlardagi suv sathlarining ayirmasiga teng ekan

$$H = \zeta_f \frac{v_1^2}{2g}, \quad (6.16)$$

bunda ζ_f - A va B idishlar orasidagi quvurni umumiy qarshilik koef-fitsiyenti.

(6.16) ifodadan
$$v = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} \cdot \sqrt{2gZ} \quad (6.17)$$

Suyuqlik sarfi $Q = \omega v$ teng. Shunda

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} \cdot \sqrt{2gZ} \quad (6.18)$$

Agar suyuqlik quvur orqali atmosferaga chiqib ketayotgan bo‘lsa,

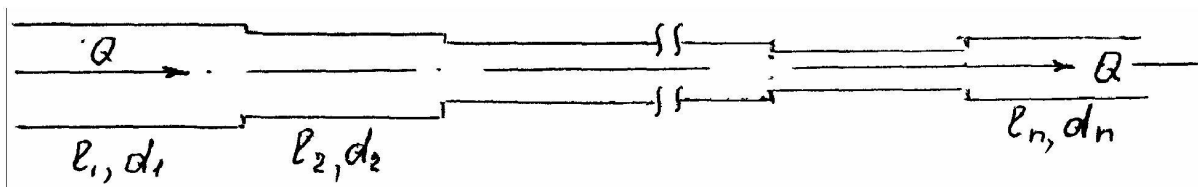
$$H = h_f + \frac{v^2}{2g} = \zeta_f \frac{v^2}{2g} + \frac{v^2}{2g} = (1 + \zeta_f) \frac{v^2}{2g} \quad (6.19)$$

teng bo‘ladi. Demak, birinchi idish ichidagi suvning H dami quvurdagi yo‘qolgan damlarni yengishga va tezlik damini hosil qilishga sarflanadi.

6.6. Murakkab bo‘lgan quvurlarni gidravlik hisoblash

Murakkab quvurlar o‘z navbatida quyidagi asosiy ko‘rinishdagilarga bo‘linadi: ketma-ket, parallel, oxiri berk, yo‘l bo‘yicha sarflanuvchi va halqasimon quvurlar.

1. Ketma-ket ulangan quvur. Bir chiziq bo‘yicha ketma-ket joylash-gan har xil diametrga ega bo‘lgan quvurlarni ko‘rib chiqaylik (6.4-rasm).



6.4-rasm.

Bunday quvurlarda harakat qilayotgan suvni sarfi har birlarida bir xil, ya'ni Q ga teng bo'ladi.

$$Q = Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q_n. \quad (6.20)$$

Umumiy yo'qolgan dam esa har bir quvurdagi yo'qolgan damlar yig'indisiga teng

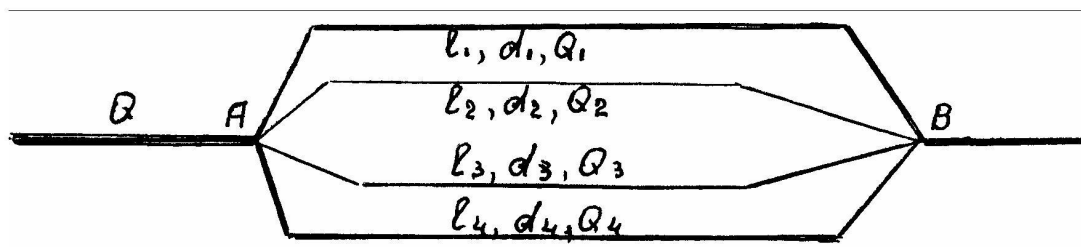
$$H = H_1 + H_2 + H_3 + \dots + H_n. \quad (6.21)$$

Agar endi $H = \frac{lQ^2}{K^2}$ ni ifoda (6.21) ga qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$H = Q^2 \left(\frac{l_1}{K_1^2} + \frac{l_2}{K_2^2} + \frac{l_3}{K_3^2} + \dots + \frac{l_n}{K_n^2} \right). \quad (6.22)$$

(6.22) ifodadan foydalanib uchta turli masalalarni ko'rish mumkin. Birinchi masalada Q , l_i , K_i lar berilgan bo'lib, H ni topish kerak. Ikkinchi masalada H , l_i , K_i lar berilgan bo'lib, Q ni topish kerak. Uchinchi masalada H , Q , l_i lar berilgan bo'lib, sarf modullari K_i larni, ya'ni quvurlar diametri d_i larni topishda noma'lumlar soni K_i lar tenglama soniga nisbatan ko'p bo'lganligi uchun noaniqlikka olib keladi va u yechimga ega bo'lmaydi.

2. Parallel ulangan quvurlarda suyuqlik A nuqtaga kelib parallel quvurlar bo'yicha tarqalib ketadi, keyin B nuqtada yig'ilib o'z harakatini umumiy quvurda davom etadi (6.5-rasm). Bunday quvurlarni hisoblashda asosiy masalalardan biri parallel quvurlardagi suyuqliklar sarfi Q_1 , Q_2 , ..., Q_n larni topish va yo'qolgan damlarni aniqlashdir.



6.5-rasm.

Yo'qolgan dam har bir parallel ulangan quvurda bir xil bo'ladi, chunki ular A va B nuqtalarda yana birlashadi va oralarida faqat bitta yo'qolgan dam bo'lishi mumkin. Undan tashqari, har bir quvurdagi suyuqlik sarflarining yig'indilari umumiy A nuqttagacha va B nuqtadan keyingi magistral

quvurdagi suyuqlik sarfiga teng.

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n; \quad (6.23)$$

$$H = H_1 = H_2 = H_3 = \dots = H_n. \quad (6.24)$$

Agar $H = \frac{lQ^2}{K^2}$ ifodani qo'llasak, unda har bir parallel ulangan quvurlardagi yo'qolgan damlarni quyidagicha yozish mumkin:

$$H_1 = \frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2}, H_2 = \frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2}, H_3 = \frac{l_3 Q_3^2}{K_3^2}, \dots, H_n = \frac{l_n Q_n^2}{K_n^2} \quad (6.25)$$

(6.24) va (6.25) ifodalardan foydalanib, har bir parallel ulangan quvurlarda oqayotgan suyuqlik sarflarini birinchi quvurda oqayotgan suyuqlik sarfi bilan ifodalasa bo'ladi, ya'ni

$$\frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} = \frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2} \quad \text{dan} \quad Q_2 = Q_1 \sqrt{\frac{l_1 K_2^2}{l_2 K_1^2}} = Q_1 \frac{K_2}{K_1} \sqrt{\frac{l_1}{l_2}}; \quad (6.26)$$

$$\frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} = \frac{l_3 Q_3^2}{K_3^2} \quad \text{dan} \quad Q_3 = Q_1 \frac{K_3}{K_1} \sqrt{\frac{l_1}{l_3}}; \quad (6.27)$$

$$\frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} = \frac{l_4 Q_4^2}{K_4^2} \quad \text{dan} \quad Q_4 = Q_1 \frac{K_4}{K_1} \sqrt{\frac{l_1}{l_4}}; \quad (6.28)$$

$$\frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} = \frac{l_n Q_n^2}{K_n^2} \quad \text{dan} \quad Q_n = Q_1 \frac{K_n}{K_1} \sqrt{\frac{l_1}{l_n}}. \quad (6.29)$$

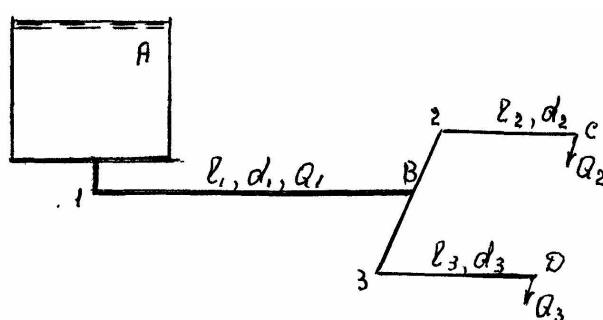
Agar topilgan Q larni ifoda (9.4) ga qo'ysak, unda

$$Q = Q_1 + Q_1 \frac{K_1}{K_2} \sqrt{\frac{l_1}{l_2}} + Q_1 \frac{K_3}{K_1} \sqrt{\frac{l_1}{l_3}} + \dots + Q_1 \frac{K_n}{K_1} \sqrt{\frac{l_1}{l_n}}. \quad (6.30)$$

Bu (6.30) ifodadan Q_1 suyuqlik sarfini topish mumkin bo'ladi.

Endi Q_1 dan foydalanib, (6.26-6.29) ifodalardan qolgan quvurlardagi suyuqlik sarflarini topib olish mumkin. Parallel quvurlardagi yo'qolgan damlarga kelganda, (6.25) ifodaning biri bo'yicha aniqlab olinadi. Bu yo'qolgan dam har bir quvur uchun taalluqlidir.

3. Oxiri berk quvurlar A rezervuardan ta'minlovchi magistral 1-quvur va undan chiqqan 2- va 3-quvurlarning oxirida suyuqlik sarfi Q_2 va Q_3 ga teng bo'lgan tizimni ko'raylik. Bunday tizim (6.6-rasm) ni ko'rganda asosiy masala bo'lib shu Q_2 va Q_3 larni berilgan boshlang'ich dam H orqali topish, yoki shu H damni quvurlar oxiridagi berilgan suyuqlik sarflari Q_2 va Q_3 orqali topishdir.



6.6-rasm.

Chizmadan ko‘rinib turibdiki 1- va 2-quvurlar bir-biri bilan ketma-ket ulangan. Bu 1- va 3-quvurlarga ham tegishlidir.

$$H = H_1 + H_2, \quad H = H_1 + H_3.$$

Agar endi $H = \frac{lQ^2}{K^2}$ ifodani inobatga olsak, yuqoridagi tenglamalarni quyidagicha yozish mumkin:

$$H = \frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} + \frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2}; \quad (6.31)$$

$$H = \frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} + \frac{l_3 Q_3^2}{K_3^2}. \quad (6.32)$$

(6.31) ifoda bilan (6.32) ni tenglashtirsak,

$$\frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2} = \frac{l_3 Q_3^2}{K_3^2} \quad (6.33)$$

bo‘ladi.

Tarqalgan 2- va 3-quvurlarning oxirgi nuqta C va D lardan suyuqlik sarfi Q_2 va Q_3 lar atmosferaga oqib chiqishi va umumiy B boshlang‘ich nuqtaga ega bo‘lganligi uchun, bu quvurlarni parallel ulangan desa bo‘ladi.

$$Q_1 = Q_2 + Q_3 \quad (6.34)$$

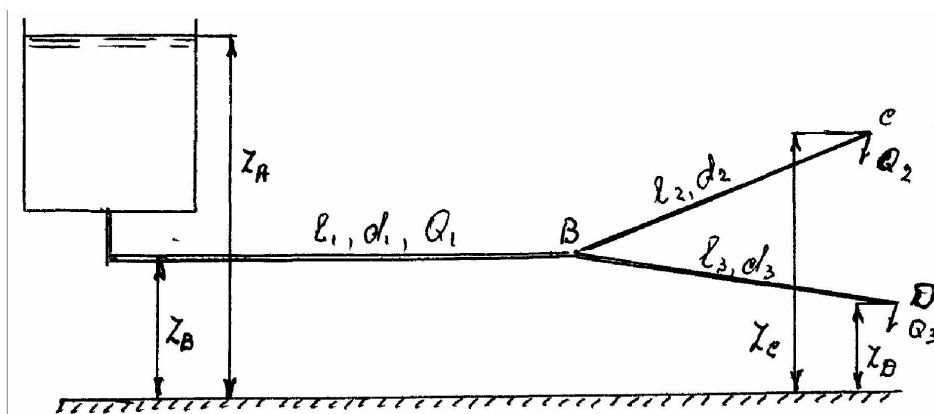
(6.34) ifodadan

$$Q_3 = Q_2 \frac{K_3}{K_2} \sqrt{\frac{l_2}{l_3}}. \quad (6.35)$$

Agar endi Q_3 ni (6.34) ifodaga quysak, Q_1 kelib chiqadi.

$$Q_1 = Q_2 \left(1 + \frac{K_3}{K_2} \sqrt{\frac{l_2}{l_3}} \right). \quad (6.36)$$

(6.36) ifodani (6.31) ga qo‘ysak, berilgan H dam orqali Q_2 ni topib olish mumkin, (6.35) ifodadan Q_3 suyuqlik sarfi topiladi.



6.7-rasm.

Agar C va D nuqtalar har xil gorizontaal tekisliklarda yotgan bo'lsa (6.7-rasm), tenglama quyidagicha yoziladi:

$$z_A - z_C = \frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} + \frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2}; \quad (6.37)$$

$$z_A - z_D = \frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} + \frac{l_3 Q_3^2}{K_3^2}. \quad (6.38)$$

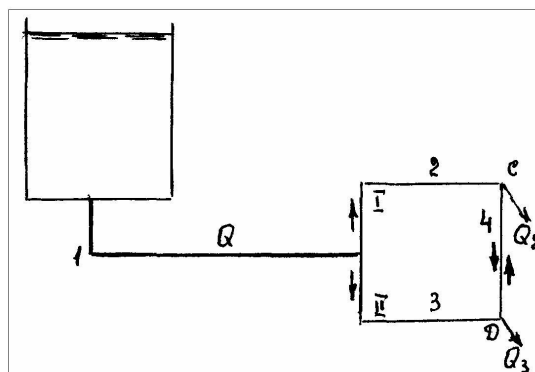
Bu ifodalardan $z_A - \frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2}$ ni topib bir-biriga tenglashtiramiz

$$z_C + \frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2} = z_D + \frac{l_3 Q_3^2}{K_3^2}. \quad (6.39)$$

Undan tashqari $Q_1 = Q_2 + Q_3$. Bu tenglamalarni yuqorida ko'rsatilgan yo'l bilan yechilsa, tarqalgan quvurlar oxiridagi chiqib ketayotgan suyuqlik sarflarini topib olish mumkin.

4. Halqasimon quvurlar tashqi suv o'tkazgich tizimlarda, suv orqali isitgichlarda va boshqalarda ishlatiladi.

Oddiy quvur halqasini va uning C va D nuqtalaridan suyuqlik sarfi olinayotgan holni ko'ramiz (6.8-rasm).



6.8-rasm.

Masalani yechishdan asosiy maqsad C va D lardagi berilgan Q_2 va Q_3 sarflar orqali dam H ni topishdir (bunda quvurlarni uzunliklari, diametrlari berilgan). Bu masalani yechish qiyinligi shundaki, uning CD bo'limida suyuqlik sarfi va uning yo'nalishi noma'lumdir. Agar, misol uchun, suyuqlik C nuqtadan D tomon harakat qilsa, unda 1-bo'limda suyuqlik sarfi

$$Q_I = Q_2 + 0,5Q_3 \quad (6.40)$$

ikkinchi yarmisida esa

$$Q_{II} = 0,5Q_3. \quad (6.41)$$

Agar suyuqlik sarfi D nuqtadan C nuqta tomon harakat qilsa,

$$Q_I = 0,5Q_2; \quad (6.42)$$

$$Q_{II} = Q_3 + 0,5Q_2. \quad (6.43)$$

Bunda biz faraz qilamizki, tizimni CD bo'limida suyuqlikni yo'nalishiga qarab Q_2 yoki Q_3 sarfni yarmisi harakat qilayotgan bo'lsin.

Halqasimon bo'lgan quvurlarni gidravlik hisoblashda, avvalo bitta suyuqlik sarfi mujassamlashgan (tochka sxoda) nuqtani tanlab olish kerak. Mujassamlashgan nuqta deb ikki tomonlama suyuqlik oqib kelayotgan halqasimon quvurlarning tuguniga aytiladi. Bu nuqta shunday xususiyatga egaki, halqa boshlanish B nuqtasidan quvurning tugun nuqtasigacha ikki tomonlama oqib kelayotgan suyuqliklarni yo'qolgan damlari bir xil bo'lishi kerak.

Faraz qilaylik, D nuqta mujassamlashgan nuqta bo'lsin. Agar halqani fikran ikki bo'lakka ajratilsa, unda quvurlar D nuqtasida ikkita oddiy quvurga ajralgan bo'ladi. Bunday bo'lingan quvurlarni esa yuqorida ko'rgan edik. Shunday qilib, halqasimon bo'lgan quvurlarni hisoblashda avvalo CD bo'limda suyuqlik yo'nalishi belgilab olinadi va tugun nuqtasi tayinlanadi, keyin esa halqaning bo'limlari bo'yicha yo'qolgan damlar topiladi. Agar tugun nuqtasi to'g'ri belgilab olingan bo'lsa, yarim halqalardagi yo'qolgan damlar bir-biriga teng bo'lishi kerak. Bizni chizmamizda D nuqtani tugun nuqtasi desak,

$$h_2 + h_4 = h_3$$

bo'ladi. Yo'qolgan damlar orasidagi farq 5% dan oshmasligi kerak. Agar yuqoridagi shart bajarilmasa, demak biz tugun nuqtasini noto'g'ri olgan bo'lamiz va bu nuqtani D dan C ga ko'chiramiz (yo'qolgan dam ko'p bo'lgan tomonga qarab). Qayta urinish usuli bilan yarim halqalardagi yo'qolgan damlar teng bo'lmaguncha hisoblanadi.

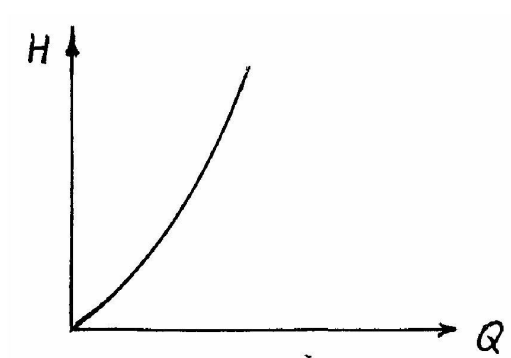
Aholi ko'p joylarda va katta shaharlarni suv bilan ta'minlash uchun o'n va undan ortiq halqasimon quvurlar joylashtiriladi. Bu quvurlarni gidravlik hisoblash ancha murakkab bo'lgani uchun, elektron hisob mashinalar, kompyuterlar qo'llaniladi, yechish usullari esa maxsus suv ta'minoti kurslarida beriladi.

6.7. Oddiy va murakkab bo'lgan quvurlarni grafik usul bilan yechish

Grafik usul hayotda keng qo'llaniladi va u bir qancha qiyin bo'lgan masalalarni yechishni soddalashtirib beradi. Bunday usul quvur tavsifini ko'rishdan iborat. Quvur tavsifi deb quvurdagi uzunlik bo'yicha yo'qolgan dam bilan oqayotgan suyuqlik sarfi orasidagi bog'lanish grafigiga aytiladi. Quvurdagi suyuqlik harakati kvadratik sohaga tegishli bo'lgan holda

$$H = \frac{lQ^2}{K^2} = A l Q^2 = S Q^2 = \frac{Q^2}{P^2} \quad (6.44)$$

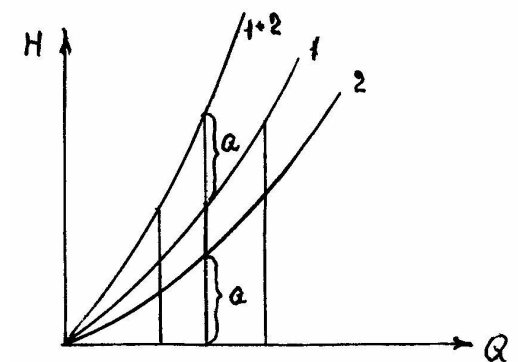
Bundan ko'rinadiki, quvurdagi yo'qolgan dam faqat undagi oqayotgan suyuqlik sarfi funksiyasi bilan bog'liq bo'ladi, ya'ni har xil Q lar uchun H larni hisoblab, $H = \frac{lQ^2}{K^2}$ bog'lanishni grafik yordamida ko'rsatamiz (6.9-rasm).



6.9-rasm.

Topilgan egri chiziq quvurni tavsifini bildiradi.

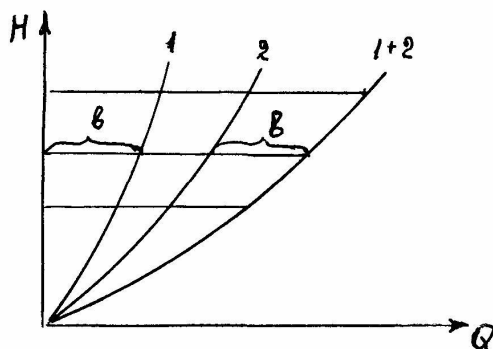
Agar bir qancha quvurlar ketma-ket ulangan bo'lsa, unda har bir quvur uchun alohida grafigi chiziladi. Keyin esa hamma quvur uchun umumiy tavsifini ko'rishda, bitta suyuqlik sarfi uchun topilgan yo'qolgan damlarni yig'indisini olish kerak, ya'ni 1- va 2-chiziqlarni ordinata bo'yicha qo'shish kerak (6.10-rasm).



6.10-rasm.

Bundan keyin ikkinchi suyuqlik sarf uchun ham xuddi shu amallar bajariladi

va hokazo. Topilgan nuqtalarni birlashtirsak hosil bo'lgan egri chiziq quvurlarning umumiy tavsifini beradi. Agar quvurlar bir-biri bilan parallel ulangan bo'lsa, bunda barcha quvurlarni alohida tavsifini chizish kerak. Keyin ular uchun umumiy tavsifini qurishda har bir H_i lar yo'qolgan dam uchun topilgan Q_{1i} , Q_{2i} , Q_{3i} va hokazo suyuqlik sarflari yig'indisi topiladi (6.11-rasm).

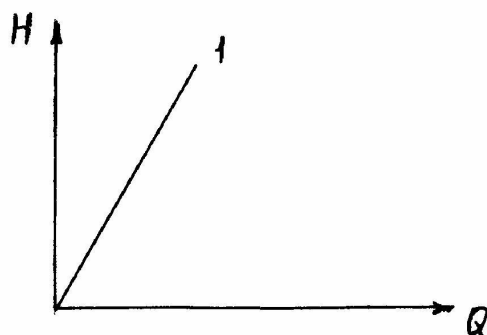


6.11-rasm.

Hosil bo'lgan nuqtalarni birlashtirsak, parallel ulangan quvurlarning umumiy tavsifi kelib chiqadi.

Agar quvurlar parallel va ketma-ket ulangan bo'lsa, ularning umumiy tavsifini qurish uchun quyidagicha yo'l tutiladi: avval hamma parallel ulangan quvurlarni tavsifi quriladi, keyin u ketma-ket ulangan quvurlar tavsifiga qo'shiladi.

Quvurlar tavsifini qurish usuli laminar harakatga ham tegishli. Lekin, bu laminar harakatda yo'qolgan dam va suyuqlik sarfi orasidagi bog'lanish chiziqlidir (6.12-rasm).



6.12-rasm.

$$H = SQ$$

Shuning uchun, quvup tavsifi ham chiziqlidir.

6.8. Quvurdagi gidravlik zarba

Suyuqlikni beqaror harakatiga gidravlik zarba paydo bo'ladi. Gidravlik zarba deb bosim sezilarli darajada o'zgaruvchi beqaror suyuqlik harakatiga aytiladi. Bunday o'zgaruvchi bosim ta'sirida quvurning mustahkamligiga

putur (zarar) yetkazilishi mumkin. Quvurdagi suyuqlikni harakat tezligi va bosimi keskin o'zgarishi zulfinni tez berkitish yoki ochish, to'satdan nasosni to'xtab qolishidan paydo bo'ladi.

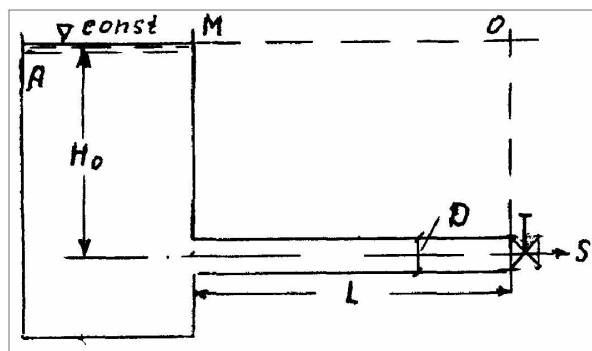
Gidravlik zarba paytida hosil bo'lgan ortiqcha bosim ancha sezilarli. Masalan, agar po'lat quvurda oqayotgan suvni tezligi vaqt birligi ichida 1,0 m/s ga kamaytirilsa, quvur ichidagi bosim birdaniga 981 kPa ga ko'payadi, taxminan 10 atmosferaga oshadi. Hidravlik zarba chuqur bo'shliq (vakuum) da ham paydo bo'ladi. Hidravlik zarbadan kelib chiqqan ortiqcha bosim va hosil bo'lgan chuqur vakuum quvurni ishdan chiqishiga sabab bo'ladi. Hidravlik zarbani o'rganishda suyuqlikni zichlanishi va quvur devorlari tayyorlangan materialning elastikligi e'tiborga olinishi kerak, aks holda katta xatolarga yo'l qo'yilgan bo'ladi.

6.9. Zulfinni bir zumda berkitilganda hosil bo'lgan gidravlik zarba

Gorizontal joylashgan quvurni oxirida o'rnatilgan zulfinni berkitish natijasida hosil bo'lgan gidravlik zarbani ko'ramiz. Buning uchun quyidagi belgilarni kiritamiz: D - quvurning ichki diametri, E - quvur tayyorlangan materialning elastiklik moduli, e - quvur devorining qalinligi, v_0 - zarbadan oldin quvur harakat qilayotgan suyuqlikni o'rtacha tezligi, P_0 - zarbadan oldin bo'lgan quvur ichidagi suyuqlikni gidrodinamik bosimi, $H_0 = \frac{P_0}{\gamma}$ - idishdagi suyuqlik dami, ω_0 - zarbadan keyingi quvurning kesma yuzasi, K - suyuqlikni hajm zichlanish moduli. Hidravlik zarbani ko'rishdan oldin quyidagi hollarni qabul qilamiz:

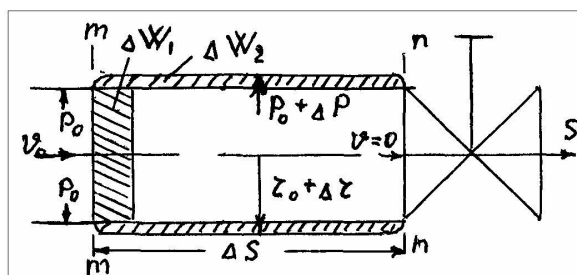
1. Quvurdagi yo'qolgan dam va tezlik dami shunday qiymatlarga egaki, uni hisobga olmasa ham bo'ladi, ya'ni pyezometr chizig'i to'la dam chizig'i bilan ustma-ust tushadi;
2. Idish A ning o'lchovlari shundayki, undagi suyuqlik sathi quvurdagi suv sarfi qanday bo'lishidan qat'iy nazar o'zgarmas bo'ladi;
3. Zulfinni berkitish vaqti $T=0$ deb qabul qilamiz, ya'ni birdaniga berki-lib qoldi deymiz.

Zarbani hisoblashda suyuqlik zichlanish moduli va quvur devorining elastikligini hisobga olamiz. Hidravlik zarbadan oldin quvurda harakat qilayotgan suyuqlikni o'rtacha tezligi v_0 ga, bosimi esa P_0 ga teng deb olamiz. Bir zumda zulfin berkitilgan bo'lsin (6.13-rasm). Agar suyuqlik absolyut zichlanmaydigan, quvur devorlari elastik emas bo'lsa, quvurdagi butun suyuqlik massasi birdaniga to'xtab qolganda, suyuqlik harakat miqdori nolga teng bo'lib, quvur uzunligi bo'yicha juda katta bosimni hosil qilar edi. Haqiqatdan esa suyuqlikni zichlanishi va quvur devorining elastikligi hisobiga bo'ladigan hodisa butunlay boshqacha bo'ladi.



6.13-rasm.

Juda kichik miqdor vaqt Δt ichida zulfın birdan berkilishi natijasida mn qatlam to'xtaydi. Bu qatlam zulfından mm kesmagacha bo'lgan oraliq ΔS da joylashadi va u suyuqlik zichlanish moduli bilan quvur devorining elastikligiga bog'liq. $t + \Delta t$ vaqt ichida mm kesmadan suyuqlik inertsia bo'yicha kirib boradi va u zichlanish moduliga asosan ΔW_1 hajmga ortadi. Shu bilan birga quvur devorlarining elastikligi, ya'ni kengayishi hisobiga ΔW_2 hajmdagi suvga ko'payadi (6.14-rasm).



6.14-rasm.

Demak, Δt vaqt ichida $mm - nn$ kesmalar orasidagi suyuqlik hajmi

$$\Delta W = \Delta W_1 + \Delta W_2 \quad (6.45)$$

ga ko'payadi.

Endi gidravlik zarba ta'sirida mn kesma orasida ortgan ΔP bosimni to'pamiz. Buning uchun, mn oralig'idagi Δt vaqt ichida harakat miqdorining o'zgarish qonunini qo'llaymiz. Bu qonun bo'yicha Δt vaqt ichida suyuqlik harakat miqdorini ortishi tashqi ta'sir etuvchi kuchlar impulsining harakat qilayotgan suyuqlik yo'nalishiga olingan proektsiyalarini yig'indisiga teng bo'ladi. t_0 vaqtda pm kesmada bosim P_0 ga, $t_0 + \Delta t$ vaqtda esa $P_0 + \Delta P$ ga teng. Kesma mm ga P_0 bosim ta'sir etadi. Unda Δt vaqt ichida mn kesma orasiga ta'sir etayotgan kuchlar impulsini yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi:

$$P_0 \omega_0 \Delta t - (P_0 + \Delta P) \omega \Delta t = -\Delta P \omega \Delta t \quad (6.46)$$

Δt vaqt ichida mn qatlam orasidagi suyuqlikni harakat miqdor o'zgarishi teng

$$\rho\omega\Delta Sv - \rho\omega_0\Delta Sv_0 = -\rho\omega_0\Delta Sv_0 \quad (6.47)$$

chunki

$$\rho\omega\Delta Sv = 0 \quad (v = 0)$$

bundan

$$-\Delta P\omega\Delta t = -\rho\omega_0\Delta Sv_0 \quad (6.48)$$

Endi (6.48) ifodaning ikkala tomonini $\omega \approx \omega_0$ teng deb qisqartirsak,

$$\Delta P\Delta t = \rho\Delta Sv_0. \quad (6.49)$$

Agar $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = C$ deb olsak, unda biz *Jukovski* ifodasini keltirib chiqargan bo'lamiz.

$$\Delta P = \rho C v_0 \quad (6.50)$$

yoki

$$\Delta H = \frac{C v_0}{g}, \quad (\Delta P = \rho g \Delta H) \quad (6.51)$$

Miqdor $C = \frac{dS}{dt}$ - quvur bo'yicha gidravlik zarbani tarqalish tezligini, ya'ni zarba to'liqining tezligini bildiradi.

6.10. Gidravlik zarba to'liqining tarqalish tezligi

Gidravlik zarba to'liqini S ning tarqalish tezligini topamiz. $\Delta t = \frac{\Delta S}{C}$ vaqtda ΔS oralig'idagi $W_0 = \Delta S \cdot \omega_0$ hajmga mm kesma orqali ortiqcha hajm qo'shiladi.

$$\Delta W = v_0 \omega_0 \Delta t = v_0 \omega_0 \frac{\Delta S}{C} \quad (6.52)$$

Bu ΔW hajm Δt vaqt ichida suyuqlikni hajmiy zichlanish moduli va quvur devori materialining elastik kengayishi hisobiga ΔS oraliqqa kiradi. Bunda quvur devorlariga ta'sir etadigan ortiqcha bosim $\Delta P = \rho C v_0$ ga teng. Suyuqlikni hajmiy zichlanish moduli hisobiga mn orasidagi W_0 hajm

$$\Delta W_1 = \Delta W_0 \frac{\Delta P}{K} = \Delta S \cdot \Delta \omega_0 \frac{\Delta P}{K} \quad (6.53)$$

ga kamayadi. Quvur devorlarini kengayishi hisobiga mn orasidagi W_0 hajm

$$\Delta W_2 = \Delta S(\omega - \omega_0) = \Delta S \cdot \Delta \omega \quad (6.54)$$

ga ko'payadi. Demak, Δt vaqt ichida mn orasidagi W_0 hajm ΔW ga ortadi

$$\Delta W = \Delta W_1 + \Delta W_2 \quad (6.55)$$

yoki

$$v_0 \omega_0 \frac{\Delta S}{C} = \Delta S \cdot \omega_0 \frac{\Delta P}{K} + \Delta S \cdot \Delta \omega . \quad (6.56)$$

Agar (6.56) ifodani $\Delta S \cdot \omega_0$ ga bo'lib va $v_0 = \frac{\Delta P}{\rho C}$ hisobga olsak unda,

$$\frac{\Delta P}{\rho C^2} = \frac{\Delta P}{K} + \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \quad (6.57)$$

Bu ifodada

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{\pi r^2 - \pi r_0^2}{\pi r_0^2} = \frac{\pi [(r_0 + \Delta r)^2 - r_0^2]}{\pi r_0^2} = \frac{r_0^2 + 2r_0 \Delta r + \Delta r^2 - r_0^2}{r_0^2} = \frac{2r_0 \Delta r + \Delta r^2}{r_0^2} \quad (6.58)$$

bunda ($\Delta r = r - r_0$) .

Agar (6.58) ifodadagi ikkinchi tartibli kichik miqdor $\frac{\Delta r^2}{r_0^2}$ ni hisobga olmasak,

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \approx \frac{2r_0 \Delta r}{r_0^2} \quad (6.59)$$

bo'ladi.

Quvur radiusi nisbiy uzunligini $\frac{\Delta r}{r_0}$ quvur materialining elastiklik moduli E va ortiqcha kuchlanish $\Delta \sigma$ orqali topamiz. *Guk* qonuni bo'yicha

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta \sigma}{E} \quad (6.60)$$

yoki

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2\Delta \sigma}{E} \quad (6.61)$$

Ortiqcha bosim ta'sirida quvur devorining kuchlanishini *Mariotta* ifodasi orqali topish mumkin.

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta P \cdot D}{2e} \quad (6.62)$$

(6.62) ifodani (6.61) ga qo'ysak,

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2 \cdot \Delta P \cdot D}{2 \cdot e \cdot E} = \frac{\Delta P \cdot D}{eE} . \quad (6.63)$$

Agar endi (6.63) ni (6.57) ga qo'yilsa, unda

$$\frac{\Delta P}{\rho C^2} = \frac{\Delta P}{K} + \frac{\Delta P \cdot D}{eE} \quad (6.64)$$

Bu ifodani o'ng va chap tomonlarini ΔP ga qisqartirsak,

$$\frac{1}{\rho C^2} = \frac{1}{K} + \frac{D}{eE}. \quad (6.65)$$

(6.65) ifodadan gidravlik zarba to'liqini tezligi C ni topamiz.

$$\frac{1}{\rho C^2} = \frac{1}{K} + \frac{D}{eE} = \frac{eE + DK}{eEK} \quad \text{yoki} \quad \rho C^2 = \frac{eEK}{eE + DK}$$

$$\rho C^2 = \frac{eEK}{eE \left(1 + \frac{DK}{eE}\right)} = \frac{K}{1 + \frac{DK}{eE}}; \quad (6.66)$$

$$C = \frac{\sqrt{\frac{K}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{DK}{eE}}} \quad \text{yoki} \quad C = \frac{C_0}{\sqrt{1 + \frac{DK}{eE}}}, \quad (6.67)$$

bunda $C_0 = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$ - suyuqlikda tovush tarqalish tezligi;

E - quvur materialining elastiklik moduli;

e - quvur devorining qalinligi;

D - quvur ichki diametri;

K - suyuqlikni hajm zichlanish moduli.

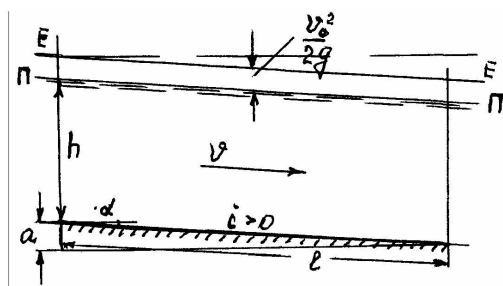
7-bob.

Kanallarda suvning harakati

7.1. Kanaldagi suvning tekis harakati

Suyuqlik hayotda ko‘pincha sun‘iy bo‘lgan silindrik kanallarda tekis harakat qiladi.

Kanal nishabi $i = \sin \alpha$ orqali topiladi. Nishab burchagi uncha katta bo‘lmagani uchun, kanaldagi suv chuqurligini vertikal bo‘yicha o‘lchash mumkin (7.1-rasm), chunki biz shartli ravishda olingan oqimning jonli kesmasini vertikal deb qabul qilamiz.



7.1-rasm.

Kanaldagi suyuqlikni gidravlik qarshiligi kvadratik sohaga tegishli bo‘lgan turbulent harakatini ko‘ramiz. Kanaldagi suyuqlik harakatini hisoblashda asosiy uchraydigan ifodalar

$$Q = v \cdot \omega = \text{const} \quad (7.1)$$

$$v = c\sqrt{RJ} \quad (7.2)$$

Kanalda suv tekis harakat qilgan paytida to‘la dam chizig‘i, pyezometr chizig‘i va kanalning nishabi bir-biriga parallel hamda tengdir, ya’ni

$$J_{\Gamma} = J_{\Pi} = i; \quad (7.3)$$

$$v = c\sqrt{Ri}. \quad (7.4)$$

Bu ifodalardan tashqari yana quyidagi ifodalardan ham foydalanish mumkin:

$$i = \frac{v^2}{c^2 R}; \quad (7.5)$$

$$h_i = il = \frac{v^2}{c^2 R} \cdot l; \quad (7.6)$$

$$Q = \omega c\sqrt{Ri}. \quad (7.7)$$

Agar $\omega c\sqrt{Ri} = K$ - sarf moduli, $c\sqrt{R} = W$ - tezlik moduli desak, unda

$$v = W\sqrt{i}; \quad (7.8)$$

$$Q = K\sqrt{i}; \quad (7.9)$$

$$i = \frac{v^2}{W^2}; \quad (7.10)$$

$$i = \frac{Q^2}{K^2}. \quad (7.11)$$

(7.4) va (7.7) ifodalardagi *Shezi* koeffitsiyenti emperik ifodalardan topiladi. Hayotda ko‘p uchrab turadigan ifodalardan bu:

$$\text{Manning ifodasi} \quad c = \frac{1}{n} R^{1/6}; \quad (7.12)$$

$$\text{Pavlovskiy ifodasi} \quad c = \frac{1}{n} R^y; \quad (7.13)$$

$$\text{Agroskin ifodasi} \quad c = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R, \quad (7.14)$$

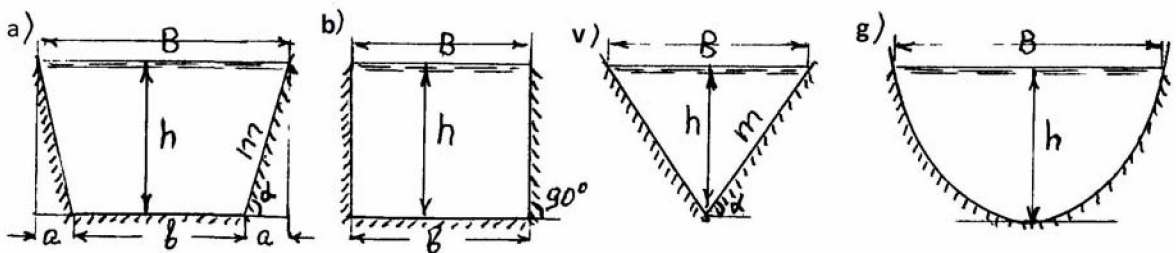
bunda n - kanalning g‘adir-budurliqi; R - kanalning gidravlik radiusi.

G‘adir-budurlik koeffitsiyenti n ni eslatma kitoblarda berilgan jadvallardan va ifodalardan topib olish mumkin.

7.2. Kanal ko‘ndalang kesmasining gidravlik elementlari

7.2-rasmlarda hayotda tez-tez uchrab turadigan kanallarning ko‘ndalang kesmalari ko‘rsatilgan.

$m = \operatorname{ctg} \alpha$ koeffitsiyent va u gidravlik yo‘l bilan hisoblanmasdan gruntning mustahkamligiga bog‘liq. Tog‘li gruntlarda kanal yon tomonlarining qiyaligi ixtiyoriy bo‘lishi mumkin.



7.2-rasm. a) trapetsiyasimon kesmali; b) to‘g‘ri to‘rt burchakli; v) uchburchakli; g) parabolik kesma.

a) **Trapetsial kesmali** kanaldagi suv sathining eni

$$B = b + 2mh \quad (7.15)$$

chunki

$$m = \frac{a}{h}, \quad a = mh. \quad (7.16)$$

bu yerda b - kanal tagining eni, h - kanaldagi suyuqlikni chuqurligi, m - kanal devorining og‘ma koeffitsiyenti (qiyaligi).

Kanalni jonli kesmasi

$$\omega = (b + mh)h \quad (7.17)$$

jonli perimetri $\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} \quad (7.18)$

w va χ larni topgandan keyin gidravlik radius R ni hisoblash mumkin.

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{(b + mh)h}{b + 2h\sqrt{1+m^2}}. \quad (7.19)$$

Gohida kanalni gidravlik hisoblashda uni nisbiy eni β dan foydalani-ladi

$$\beta = \frac{b}{h}. \quad (7.20)$$

Agar jonli kesma va jonli perimetrlarni β orqali ifodalasak,

$$\omega = bh + mh^2 = h^2 \left(\frac{b}{h} + m \right) = h^2 (\beta + m); \quad (7.21)$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} = h \left(\frac{b}{h} + 2\sqrt{1+m^2} \right) = h(\beta + 2\sqrt{1+m^2}). \quad (7.22)$$

b) **To'g'ri burchakli** kanalda oqayotgan suv sathining eni B kanal tagining eni b ga teng ($B=b$), jonli yuzasi $\omega=bh$, jonli perimetri $\chi=b+2h$ (bunda $m=\text{ctg}90^\circ=0$, gidravlik radiusi $R=\frac{bh}{b+2h}$ teng.

Agar kanalni, anhorni eni juda katta bo'lsa ($b \gg h$), $\chi=b$ bo'lib, gidravlik radiusi teng

$$R = \lim_{b \rightarrow \infty} \frac{bh}{b+2h} = \lim_{b \rightarrow \infty} \frac{h}{1+2\frac{h}{b}} = h. \quad (7.23)$$

v) **Uchburchakli kesmada** kanalni tagi $b=0$, jonli kesmani yuzasi $\omega=mh^2$, suv sathining eni $B=2mh$, jonli perimetri esa

$$\chi = 2h\sqrt{1+m^2}$$

g) **Parabolik kesmada** parabola tenglamasi berilgan bo'ladi.

$$x^2 = 2Py, \quad (7.24)$$

bunda P - parabolaning parametri.

Bunday anhor va kanallar uchun suyuqlik sathining eni

$$2x = B = 2\sqrt{2Py} \text{ teng,} \quad (7.25)$$

jonli yuza esa

$$\omega = \frac{2}{3} Bh \quad (7.26)$$

Jonli perimetr kanallardagi suyuqlik chuqurligi bilan undagi suv sathi-ning enini nisbatlariga bog'liq, ya'ni

$$\begin{aligned}\chi &= B, & \text{qachon } (h : B) &\leq 0,15; \\ \chi &= B \left[1 + \frac{8}{3} \left(\frac{h}{B} \right)^2 \right], & \text{qachon } 0,15 < (h : B) &\leq 0,33; \\ \chi &= 1,78h + 0,61B, & \text{qachon } 0,33 < (h : B) &< 2,0; \\ \chi &= 2h & \text{qachon } (h : B) &\geq 2,0.\end{aligned} \quad (7.27)$$

Bu yerda aytib o'tish kerakki, ixtiyoriy shaklga ega bo'lgan kanallarda $b \gg h$ lar uchun namlangan perimetr taxminan kanaldagi suv sathi eniga teng ($\chi=B$); bundan

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\omega}{B} = h_{yp}. \quad (7.28)$$

7.3. Kanalning eng qulay bo'lgan gidravlik jonli kesmasi

Ma'lumki, jonli kesma yuzasi va namlangan perimetr uzunligi kanaldagi oqayotgan suvni (h) chuqurligi va kanal tagining eni (b) parametrlariga bog'liq. Kanalni berilgan jonli kesmasiga har xil namlangan perimetrlar to'g'ri kelishi mumkin. Masalan, ikkita to'g'ri burchakli kanal (7.3-rasm) bo'lib, ularni o'lchovlari:

$$\text{a) } h_1 = 2 \text{ m}, \quad b_1 = 1 \text{ m}; \quad \text{b) } h_2 = 1 \text{ m}, \quad b_2 = 2 \text{ m}.$$

Bunday kanallarni kesma yuzalari bir-biroviga teng.

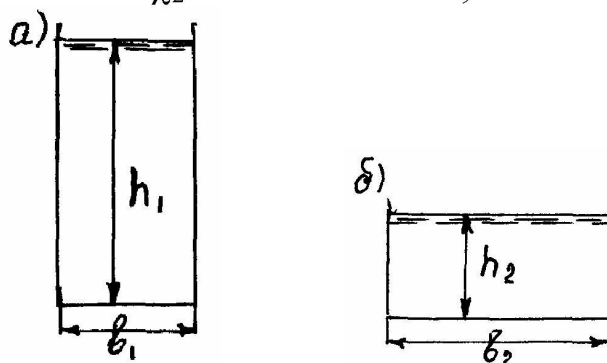
$$\omega_1 = b_1 \cdot h_1 = 1 \cdot 2 = 2 \text{ m}^2;$$

$$\omega_2 = b_2 \cdot h_2 = 2 \cdot 1 = 2 \text{ m}^2.$$

Namlangan perimetrlari esa

$$\chi_1 = 1 + 2 \cdot 2 = 5 \text{ m};$$

$$\chi_2 = 2 + 2 \cdot 1 = 4 \text{ m};$$



7.3-rasm.

Bunday bo'lsa bizga geometriya kursidan ma'lumki, o'zgarmas yuza uchun minimal namlangan perimetr mavjud. Gidravlik eng qulay bo'lgan jonli kesma deb berilgan ω yuza uchun namlangan perimetrning minimal qiymatiga aytiladi. Bunday kanal suyuqlikni o'zidan o'tkazishda maksimal o'tkazuvchanlik qobiliyatiga ega. Bu esa quyidagi *Shezi* ifodasi $Q = \omega c \sqrt{Ri}$ dan kelib chiqadi, ya'ni $R = \frac{\omega}{\chi}$ qancha katta bo'lsa, shuncha Q katta bo'ladi.

Trapetsiya kesmali kanalni eng qulay bo'lgan gidravlik kesmasini topamiz. Yuqorida aytilgandek, berilgan jonli kesma uchun namlangan perimetr uzunligini eng kichik bo'lgan qiymatini topish kerak. Geometriyadan ma'lumki bunday shakl doira bo'ladi. Demak, ideal eng qulay bo'lgan kanal - yarim doiradir, yoki bo'lmasa, doira ichiga chizilgan muntazam olti burchakli yarmisi trapetsiya kesmali kanal bo'ladi va undagi suv sathining eni $B=2b$, yon tomonlarning og'masi $m = \frac{\sqrt{3}}{3} = 0,58$ teng.

Lekin kanal og'masi m ni har xil gruntida qurilgan kanallarga qo'llash mumkin emas, chunki u gruntni xususiyatlariga bog'liqdir. Shuning uchun, ixtiyoriy gruntida trapetsiya kesmali kanal qurishdan oldin uni yon tomonlarining og'masi m berilgan bo'lib, eng qulay gidravlik kesma hisoblanadi. Buning uchun jonli kesma ω va namlangan perimetr χ ni kanalning nisbiy eni β orqali ifodalaymiz

$$\omega = h^2 (\beta + m); \quad (7.29)$$

$$\chi = h(\beta + 2\sqrt{1+m^2}). \quad (7.30)$$

Jonli kesma $\omega = \text{const}$ va $\chi = \text{min}$ qiymatlarda β ni shunday qiymatini topish mumkinki, u kanalning eng qulay bo'lgan gidravlik kesmasiga ega bo'ladi. Buning uchun ω va χ dan β bo'yicha hosila olib nolg tenglashtiramiz, ya'ni

$$\frac{d\omega}{d\beta} = 2h \frac{dh}{d\beta} (\beta + m) + h^2 = 2h\beta \frac{dh}{d\beta} + 2hm \frac{dh}{d\beta} + h^2 = 0; \quad (7.31)$$

$$\frac{d\chi}{d\beta} = \frac{dh}{d\beta} (\beta + 2\sqrt{1+m^2}) + h = \beta \frac{dh}{d\beta} + 2\sqrt{1+m^2} \frac{dh}{d\beta} + h = 0. \quad (7.32)$$

Tizimning birinchi ifodasi (7.31) dan $\frac{dh}{d\beta}$ ni topib, uni (7.32) ga qo'yamiz

$$\frac{dh}{d\beta} = -\frac{h}{2(\beta+m)} ;$$

$$-\frac{\beta \cdot h}{2(\beta+m)} - \frac{2h\sqrt{1+m^2}}{2(\beta+m)} + h = 0 ;$$

$$-\beta h - 2h\sqrt{1+m^2} + 2h\beta + 2hm = 0 ; \quad (7.33)$$

$$\beta h = 2h(\sqrt{1+m^2} - m) ;$$

$$\beta = 2(\sqrt{1+m^2} - m) .$$

Topilgan ifodada berilgan eng qulay trapetsial kanalni, yon tomonlari og'masi m uchun, chuqurlik h va kanal tagining eni b qanday nisbatda bo'lishni bildiradi.

7.4. Trapetsiyasimon kesmali kanalda tekis harakat qilayotgan suyuqlikni hisoblashda ko'riladigan asosiy masalalar

Kanaldagi oqayotgan suv uning shakliga, o'lchov parametrlariga, g'a-dir-budurlik koeffitsiyentiga va nishabiga bog'liq. Demak, trapetsiyasimon kanal quyidagi 6 ta parametrga bog'liq: b , h , m (kanalni butun kesma yuzasini tavsiflovchi), va n , i , Q (yoki $v = Q/\omega$).

Bunday masalani hisoblash shundan iboratki, yuqorida ko'rsatilgan parametrlardan 5 tasi ma'lum bo'lib, 6 chi parametрни topish kerak. Nom'alum parametrga qarab masala 3 turga bo'linadi.

I turdagi masalada kanalning jonli kesmasi berilgan, ya'ni parametrlar ichida b , h , m ham bor.

1 - masala. Jonli kesmaning parametrlari b , h , m , n , i berilgan bo'lib, Q ni topish kerak.

Masalani yechish uchun oldin kanalni jonli yuzasini topamiz.

$$\omega = (b + mh)h$$

Jonli perimetri $\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2}$, gidravlik radiusi $R = \frac{\omega}{\chi}$. Endi Shezi koeffitsiyentini yuqorida ko'rsatilgan (7.12-7.14) ifodalarning biri bo'lgan *Pavlovskiy* ifodasidan topamiz $c = \frac{1}{n}R^y$.

Tezlikni topishda Shezi formulasi $v = c\sqrt{Ri}$ dan foydalanamiz.

Suyuqlik sarfi esa $Q = \omega c\sqrt{Ri}$ dan aniqlaymiz.

2-masala. Berilganlar b, h, m, n, Q bo'lib, kanal i ni topish kerak. Avvalgi masaladagi kabi ω, χ, R, c, v ni topamiz. Keyin esa $Q = \omega c \sqrt{Ri}$ dan $i = \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}$ ni topamiz.

II turdagi masalaga kanalning jonli kesmasi parametrlaridan biri h yoki b berilmagan masalalar kiradi.

1-masala. Berilganlar: $Q = 60 \text{ m}^3/\text{s}$, $i = 0,0004$, $b = 15 \text{ m}$, $m = 1,5$, $n = 0,025$. Kanal chuqurligi h ni topish kerak.

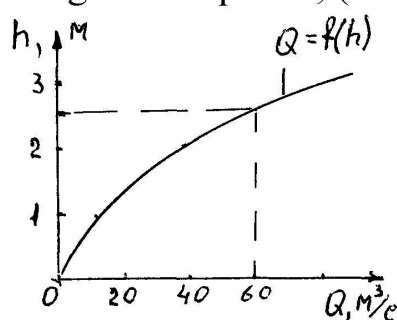
Yechish. h ni topish uchun jadval tuzamiz

7.1-jadval

$h, \text{ m}$	$\omega, \text{ m}^2$	$\chi, \text{ m}$	$R, \text{ m}$	C	$Q, \text{ m}^3/\text{s}$	Eslatma
1	16.5	18.6	0.89	38	11.8	$c = \frac{1}{n} R^y$ $n = 0,025$
2	36.0	22.2	1.62	44	40.4	
3	58.5	25.9	2.26	47	82.8	
4	84.0	29.4	2.86	49	139.2	

Berilgan Q uchun h ni topishda ketma-ket yaqinlashish usuli bilan foydalaniladi.

Jadval asosida suyuqlik sarfi Q_i va chuqurlik h_i lar qiymatlardan foydalanib grafik chizamiz (7.4-rasm) va topilgan egri chizqdan masalani sharti bo'yicha berilgan $Q = 60 \text{ m}^3/\text{s}$ ga h ni topamiz, ($h = 2,5 \text{ m}$).



7.4-rasm.

2-masala. Berilganlar Q, h, m, n, i lar, topish kerak kanal tagining eni b ni.

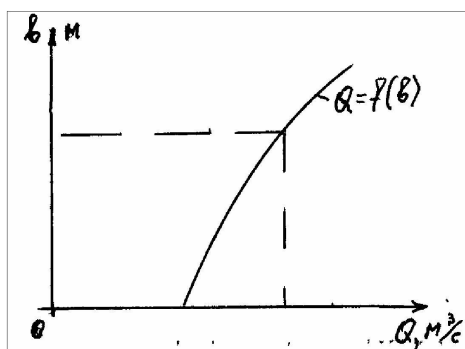
Yechish. Bu masalani yechish uchun yuqoridagi masalaga o'xshab jadval tuzamiz

7.2-jadval

$b, \text{ m}$	$\omega, \text{ m}^2$	$\chi, \text{ m}$	$R, \text{ m}$	C	$Q, \text{ m}^3/\text{s}$	Eslatma
b_1	...	...	...	...	$Q_1 < Q$	$c = \frac{1}{n} R^y$ $n = 0,025$
b_2	...	...	...	...	$Q_2 < Q$	
b_3	...	...	...	...	$Q_3 \approx Q$	
b_4	...	...	...	...	$Q_4 > Q$	

Kanal eni b_1 ga ixtiyoriy qiymat berib, Q_1 ni topamiz. Topilgan Q_1 ni masala sharti bo'yicha berilgan Q bilan solishtiramiz. Agar b_1 uchun topilgan Q_1 berilgan Q dan farqli bo'lsa (kichik yoki katta), unda keyingi b_2

qiymat sharoitga qarab olinadi. Faraz qilaylik, topilgan Q_1 berilgan Q dan kichik bo'lsin, unda b_2 qiymatni kattaroq qilib olamiz va shunday davom etamiz, toki b_i uchun topilgan sarf $Q_i > Q$ bo'lguncha. Topilgan b_i va Q_i lar asosida egri chiziq grafigi (7.5-rasm) ni chizganda qiynalib qolmaslik uchun ular soni 4 tadan kam bo'lmasligi kerak. Qurilgan grafikdan masalani sharti bo'yicha berilgan Q uchun kanal eni b ni topib olamiz.



7.5-rasm.

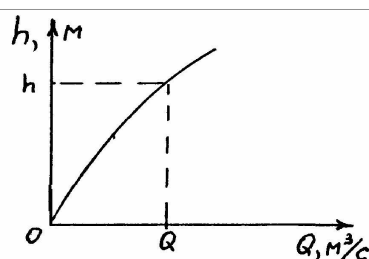
3-masala. Berilganlar: $Q, i, m, n, \beta = b/h$.

Topish kerak kanaldagi suv chuqurligi h va eni b ni.

Bu masalani yechishda yana jadval tuzamiz. So'ng ixtiyoriy h_1 uchun b_1 va Q_1 topamiz va berilgan shart bo'yicha Q bilan solishtiramiz. Agar Q_1 kichik bo'lsa, keyingi h_2 ni h_1 ga nisbatan katta qilib olamiz va hokazo, to h_i uchun topilgan Q_i masala sharti bo'yicha berilgan Q dan katta bo'lib ketmaguncha. Keyin grafik (7.6-rasm) qurib berilgan Q uchun h ni topamiz va $b = \beta h$ dan kanal enini hisoblaymiz.

7.3-jadval

h, m	b, m	ω, m	χ, m	R, m	C	$Q m^3/s$
h_1	b_1					$Q_1 < Q$
h_2	b_2				...	$Q_2 < Q$
h_3	b_3					$Q_3 \approx Q$
h_4	b_4					$Q_4 > Q$



7.6-rasm.

III-turdagi masalada kanaldagi suyuqlik harakati uchun o'rtacha tezligi berilgan bo'ladi. Aniqlash kerak h va b larni.

Masala. Berilganlar Q, i, v, n, m . Kanal chuqurligi h va eni b ni topish kerak. Berilgan shartlardan jonli kesma

$$\omega = \frac{Q}{v} = A.$$

Shezi ifodasidan esa

$$c\sqrt{R} = \frac{v}{\sqrt{i}} = B.$$

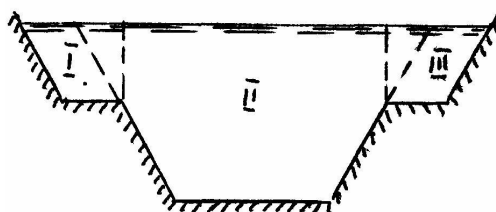
Topilgan ifodalar asosida tenglamalar tizimini tuzamiz.

$$\left. \begin{aligned} A = \omega &= h(b + mh) = f_1(b, h) \\ B = c\sqrt{R} &= \frac{v}{\sqrt{i}} = f_2(b, h) \end{aligned} \right\}.$$

Tenglamalar tizimini yechib kanal chuqurligi h va eni b larni topamiz (grafik yoki qidirish usuli bilan).

7.5. Halqasimon va tashkil etuvchi kanallarni gidravlik hisoblash

Tashkil etuvchi shakldagi kanal (7.7-rasm) ni hisoblashda uni butun jonli kesmasini bir qancha bo'laklarga (I, II, III) bo'lish kerak. Keyin har bir ajratilgan bo'lakni alohida kanal deb ulardagi suyuqliklar sarfi Q_I , Q_{II} , Q_{III} lar topiladi.



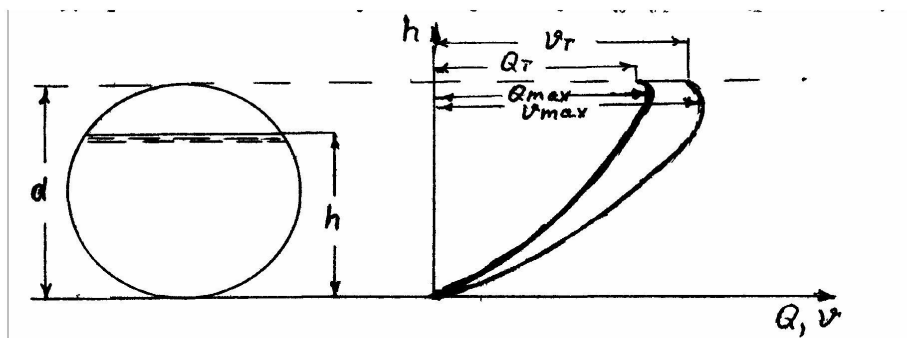
7.7-rasm.

Umumiy suyuqlik sarfi teng bo'ladi: $Q = Q_I + Q_{II} + Q_{III}$.

Halqasimon shaklga oqava suv drenaj quvurlari, gidrotexnik tonnellar kiradi. Bu oqimlar damsiz oqim bo'lgani uchun, ular gidravlik nuqtai nazardan usti ochiq kanallardan farqi bo'lmaydi.

Doira kesmaga ega bo'lgan oqava suv quvurlar (7.8-rasm) ni ko'raylik. h deb quvurni to'lish chuqurligini, d deb uning diametrini belgilaymiz. Nisbat $h/d = a$ deb quvurni to'lish darajasi deyiladi. Hayotda ko'pincha $a = 0,5 \div 0,75$ orasida bo'ladi. Quvurni nishabiga qarab to'lish chuqurligi $h = 0$ dan $h = d$ gacha o'zgaradi. Demak, tezlik v va suv sarfi Q noldan, to qandaydir qiymatgacha o'zgaradi.

To'lish chuqurligi $h = d$ yoki $a = 1$ teng bo'lganda, tezlik va suv sarfini V_T , Q_T bilan belgilaymiz. Shuni aytish kerakki, $Q = f_1(h)$ va $v = f_2(h)$ funksiyalar halqasimon bo'lgan quvurlarda, $Q_{max} > Q_T$, $v_{max} > v_T$ ga egadir (rasm-dagi grafikga qarang). Usti ochiq bo'lgan kanallarda bunday hol yuz bermaydi.



7.8-rasm.

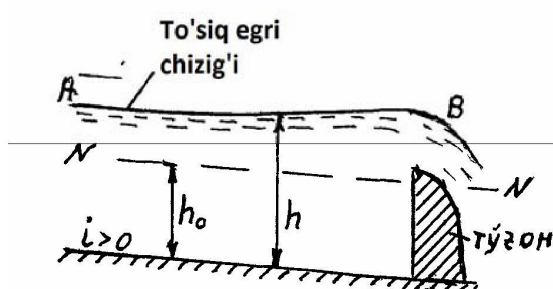
Tezlik va suyuqlik sarflarini Shezi ifodasi bo'yicha hisoblaganda, tezlik v_{max} ga to'g'ri keladigan chuqurlik $h = (0,8 \div 0,85)d$ ga to'g'ri keladi. Q_{max} ga to'g'ri keladigan h chuqurlik $h = (0,93 \div 0,95)d$ chegarada yotadi.

Oqava quvurlar uchun odatda g'adir-budurlik koeffitsiyenti $n=0,012 \div 0,014$ qabul qilib olinadi.

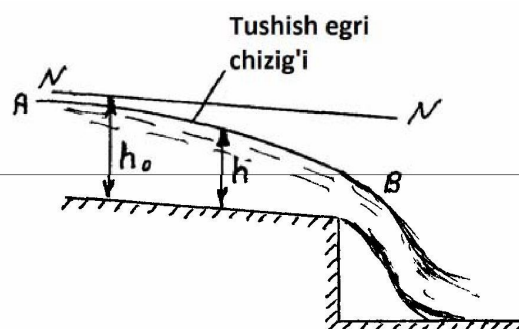
8-bob.

O'zan va kanallarda suyuqlikning notekis harakati

Anhor, kanallarda notekis harakat qilayotgan suyuqlikni o'rganishda, odatda shu oqim harakatining egri sath chizig'ini ko'rish masalasi ko'riladi. Bu egri chiziqni topish bilan biz anhordagi suyuqlik oqimining olingan ixtiyoriy kesmasida uning chuqurligini va o'rtacha tezligini bilib olishimiz mumkin. Hayotda bunday notekis harakat anhorda qurilgan sun'iy inshootlar oldida (to'g'on, kanal asosi pastga tushish joyi, kanalni bir nishabdan ikkinchi nishabga o'tish joyida va hokazo) bo'ladi.



8.1-rasm.



8.2-rasm.

Birinchi chizma (8.1-rasm) da oqimning yo'nalishi bo'yicha suyuqlik chuqurligi ortib boradi. Bunday holda suyuqlik sath chizig'i (AB) ni to'siq egri chizig'i deyiladi. Ikkinchi chizma (8.2-rasm) da oqimning chuqurligi yo'nalishi bo'yicha kamayib boradi. Bu holda esa egri sath chizig'ini tushish egri chizig'i deyiladi.

8.1. Suyuqlik notekis harakatining differensial tenglamasi

Anhordagi oqimning notekis harakati tenglamasini chiqarish uchun 0 - 0 taqqoslash tekisligiga nisbatan ikkita I - I va 2 - 2 jonli kesmalarni olamiz (8.3-rasm). Bular uchun D.Bernulli tenglamasini yozamiz.

$$Z_1 + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f, \quad (8.1)$$

bunda v_1 va v_2 - o'rtacha tezliklar;

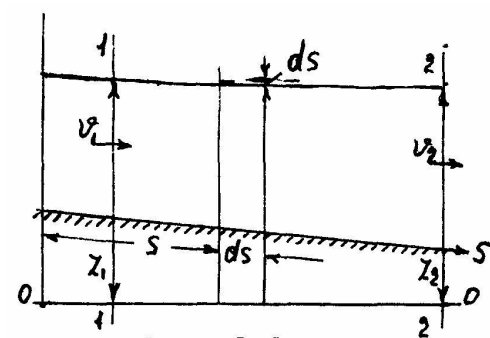
Z_1, Z_2 - taqqoslash tekislikdan suyuqlik sathigacha bo'lgan masofa;

α_1, α_2 - tezlik tuzatmasi bo'lib, u kesmalar bo'yicha notekis taqsimlangan tezlikni hisobga olgan koeffitsiyent;

h_f - 1-1 va 2-2 kesmalar orasidagi yo'qolgan dam.

(8.1) ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$Z_1 - Z_2 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} - \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + h_f. \quad (8.2)$$



8.3-rasm.

(8.2) ifodadan ko‘rinadiki, 1-1 va 2-2 kesmalar orasidagi solishtirma potentsial energiyani o‘zgarishi solishtirma kinetik energiyani o‘zgarishi bilan yo‘qolgan damlarning yig‘indisiga teng.

Endi suyuqlikni harakati bo‘yicha ixtiyoriy kichik bo‘lakcha ΔS ni ajratib olamiz. Unda shu cheksiz kichik bo‘lakcha ΔS uchun D.Bernulli tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi

$$-dz = d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + dh_f. \quad (8.3)$$

(8.3) ifodani ds bo‘lakchaga bo‘lsak,

$$-\frac{dz}{ds} = \frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + \frac{dh_f}{ds}. \quad (8.4)$$

Endi bu ifodani har bir hadini ko‘rib chiqamiz.

1) $\frac{dh_f}{ds}$ hadi yo‘qolgan damni shu ds oraliqqa bo‘linganligini, ya‘ni gidravlik nishabi J_r ni bildiradi ($\frac{dh_f}{ds} = J_r$). Bu gidravlik nishabni topish uchun biz shu kichik ds oraliqda notekis harakat qilayotgan suyuqlikni tekis harakat qilmoqda deb faraz qilamiz. Unda Shezi ifodasi

$$v = c\sqrt{Ri} \quad \text{dan} \quad i = J_r = \frac{v^2}{c^2 R}. \quad (8.5)$$

Demak,

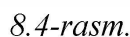
$$\frac{dh_f}{ds} = \frac{v^2}{c^2 R} = \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}. \quad (8.6)$$

2) $-\frac{dz}{ds}$ ni ko‘rish uchun ds oraliqni kattaroq bo‘lgan masshtabda ko‘raylik. Suyuqlik o‘zini og‘irligi bo‘yicha erkin harakat qilgani uchun pyezometrik chiziq suyuqlik sathi ustiga tushadi. 8.4-rasmdan ko‘rinadiki,

$$-dz + dh = ids$$

yoki

$$-\frac{dz}{ds} + \frac{dh}{ds} = i; \quad -\frac{dz}{ds} = i - \frac{dh}{ds}. \quad (8.7)$$


$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right) = \frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g} \right)$$
$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g} \right) = - \frac{\alpha Q^2}{g\omega^3} \cdot \frac{d\omega}{dh} \cdot \frac{dh}{ds}$$
$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right) = - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3} \cdot \frac{dh}{ds} . \quad (8.8)$$
$$i - \frac{dh}{ds} = -\frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3} \cdot \frac{dh}{ds} + \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}. \quad (8.9)$$
$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3}} \quad (8.10)$$

8.2. Kanal kesmasini solishtirma energiyasi va kritik chuqurligi

8.5-rasm.

Endi 0-0 taqqoslash tekisligini o'tkazamiz. Shu olingan kesma uchun to'la dam H quyidagi hadlar yig'inisiga teng, ya'ni

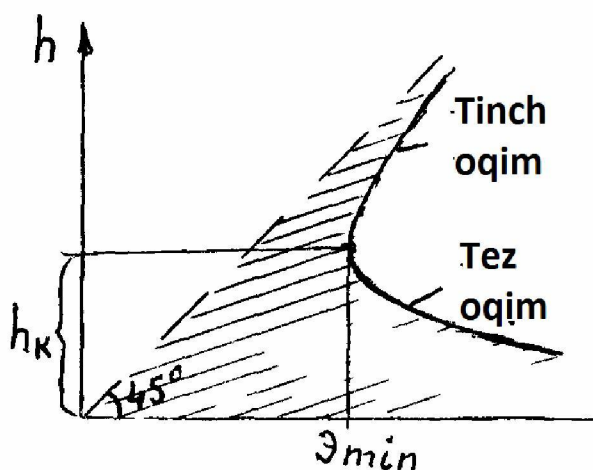
$$H = Z + \frac{P}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} = Z + h + \frac{\alpha v^2}{2g}, \quad (8.11)$$

bunda Z - taqqoslash tekislikdan kesmaning eng pastki nuqtasigacha bo'lgan masofa. Agar endi anhordagi olingan eng pastki nuqtasidan taqqoslash tekisligi $0_E - 0_E$ ni o'tkazsak, u holda to'la dam H solishtirma energiyasi E ga teng bo'ladi, ya'ni solishtirma energiya to'la H damni xususiy holidir

$$E = \exists = h + \frac{\alpha v^2}{2g} = h + \frac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g} \quad (8.12)$$

(8.12) ifodani ($Q = \text{const}$) chuqurlik h ni o'zgarishiga qarab tekshirib ko'ramiz. Faraz qilaylik, $h \rightarrow 0$ da $E \rightarrow \infty$, $h \rightarrow \infty$ da $E \rightarrow \infty$.

Matematikadan ma'lumki agar h ni chegara qiymatlarida E funksiya cheksizga intilganda h larni orasida shunday qiymat borki, u qiymatda funksiya E minimumga ega bo'ladi. $E_{\min}$ da chuqurlik h_k kritik chuqurlikka teng. 8.6-rasmdagi egri chiziq $E=f(h)$ da ikkita asimptotalar bor, biri OM burchak 45° ostida o'tkazilgan chiziq bo'lsa, ikkinchisi gorizontal chiziq OE bo'ladi. Shtrixlangan soha esa tezlik dami o'zgarishini ko'rsatadi. Funksiyaning minimumi egri chiziqni ikki bo'lakka bo'ladi. Egri chiziqni minimum qiymatidan pastki qismi, ya'ni $h < h_k$ qiymatlarga, yuqori qismi esa $h > h_k$ larga ega. Agar $h = h_k$ ga teng bo'lsa, oqim kritik holatda bo'ladi, $h < h_k$ lar uchun oqim tez oqar, $h > h_k$ lar uchun esa tinch oqar deyiladi.



8.6-rasm.

Anhorning kesma yuzasi va suyuqlik sarfi berilgan bo'lsa oqim kritik chuqurligi h_k ni topamiz.

Buning uchun oqimni solishtirma energiyasidan h bo'yicha hosila olamiz,

$$\frac{d\mathfrak{D}}{dh} = \frac{d\left(h + \frac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g}\right)}{dh} = 0 ; \quad (8.13)$$

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{g\omega^3} \cdot \frac{d\omega}{dh} = 0. \quad (8.14)$$

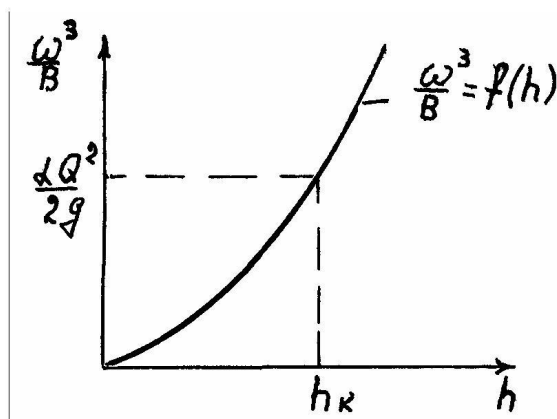
Agar $\frac{d\omega}{dh} = B$ hisobga olsak,

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{g\omega^3} \cdot B = 0. \quad (8.15)$$

Topilgan tenglamada B va ω kritik chuqurlik h_k ga to'g'ri keladi, shuning uchun ularga indeks k qo'yib yozish kerak

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega_k^3}{B_k} \quad (8.16)$$

(8.16) tenglamadan foydalanib, h_k chuqurlikni tanlash yo'li bilan yoki grafik orqali topib olish mumkin. Buning uchun, bir necha h qiymatlarga mos ω^3/B larni hisoblaymiz, keyin shular asosida egri chiziqli grafigini quramiz. Grafikka anhodagi oqayotgan suv sarfi Q orqali topilgan qiymatni $\left(\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega^3}{B}\right)$ qo'yib, unga to'g'ri keladigan h_k ni aniqlaymiz (8.7-rasm).



8.7-rasm.

Xususiyl holda anhorning kesma yuzasi to'g'ri burchakli bo'lsa, ya'ni $B=b$ va $\omega = h_k b$, u xolda (8.16) tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{b^3 h_k^3}{b}; \quad h_k^3 = \frac{\alpha Q^2}{gb^2}$$

Bundan

$$h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{b^2 g}}; \quad h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}}, \quad (8.17)$$

bunda $q = Q/b$ - solishtirma suyuqlik sarfi, oqim eniga olingan nisbat.

(8.17) ifodani boshqa ko‘rinishda ham yozish mumkin:

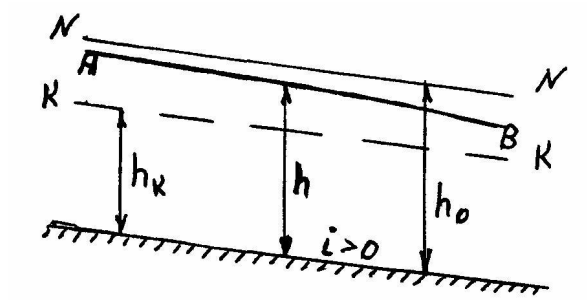
$$h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{b^2 g}} = \sqrt[3]{\frac{\alpha b^2 h^2 v^2}{b^2 g}}; \quad h_k^3 = \frac{h^2 \alpha v^2}{g}; \quad h_k = \frac{\alpha v^2}{g}.$$

Demak
$$\frac{\alpha v^2}{2g} = 0,5 h_k \quad (8.18)$$

Shunday qilib, to‘g‘ri burchakli anhorlar uchun chuqurligi $h = h_k$ bo‘lganda, tezlik dami (solishtirma kinetik energiya) kritik chuqurlikni yarim qiymatiga teng. Agar berilgan suyuqlik sarfi uchun anhordagi oqayotgan suvning harakati tekis bo‘lsa, undagi hosil bo‘lgan chuqurlik normal chuqurlik deyiladi va h_0 bilan belgilanadi (8.8-rasm). Normal chuqurlik h_0 ga to‘g‘ri keladigan anhorning har bir parametrini 0 indeks bilan belgilaymiz, ya‘ni ω_0 , χ_0 , R_0 , c_0 . Unda tekis harakat qilayotgan suyuqlikni tenglamasi

$$Q = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0 i} = k_0 \sqrt{i}, \quad (8.19)$$

bunda $k_0 = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0}$ - normal chuqurlik uchun sarf moduli.



8.8-rasm.

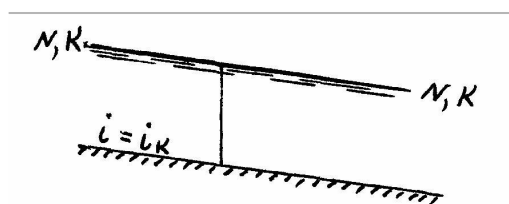
Kanal tagidan h_0 masofada o‘tkazilgan chiziqqa normal chuqurlikning chizig‘i deyiladi; agar kritik h_k masofada o‘tkazilgan bo‘lsa, uni kritik chuqurlikni chizig‘i deyiladi.

8.3. Kanalning kritik nishabi

Kanalning nishabiga va undagi oqayotgan suyuqlik sarfiga to‘g‘ri keladigan normal chuqurlik mavjud. Kanalning nishabi o‘zgarishi bilan normal h_0 chuqurlik ham o‘zgaradi. Nishab qancha katta bo‘lsa, chuqurlik h_0 shuncha kichik bo‘ladi. Kritik h_k chuqurlik esa kanalning nishabiga bog‘liq emas, u faqat suyuqlik sarfiga va ko‘ndalang kesmaning parametrlariga bog‘liq.

Demak, biz kanalni nishabini o‘zgartirish natijasida shunday bir nishab i topib olishimiz mumkinki, bu nishab uchun suyuqlik chuqurliklari h_0 va h_k lar bir-biriga teng $h_k = h_0$ bo‘lishi mumkin.

Bunday holda kanal nishabi ik kritik nishabi deyiladi. Kanalning kritik i_k nishabi deb shunday nishabga aytiladiki, undagi oqayotgan suyuqlik sarfi Q tekis harakati sharti bilan oqib, chuqurligi $h_k = h_0$ teng bo'ladi (8.9-rasm).



8.9-rasm.

Quyidagi hollarni ko'rish mumkin:

$i < i_k$ bo'lsa, $h_0 > h_k$;

$i > i_k$ bo'lsa, $h_0 < h_k$;

$i = i_k$ bo'lsa, $h_0 = h_k$.

Kanal kritik nishabini topish uchun faraz qilaylik, oqayotgan suvning chuqurligi, $h_0 = h_k$, bo'lsin, unda nishab $i = i_k$. Normal NN va kritik KK chiziqlar ustma-ust tushib kanaldagi oqim tekis hrakatda bo'ladi, ya'ni

$$Q = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0 i} = \omega_k c_k \sqrt{R_k i_k} , \quad (8.20)$$

bundan

$$i_k = \frac{Q^2}{\omega_k^2 c_k^2 R_k} . \quad (8.21)$$

Yuqorida aytilganga asosan kritik chuqurlik h_k ni (8.16) ifodadan aniqlab olish mumkin. Agar undan Q^2 ni topib (8.21) ga qo'ysak,

$$i_k = \frac{\omega_k^3 g}{\alpha B_k \omega_k^2 c_k^2 R_k} = \frac{\omega_k g}{\alpha B_k c_k^2 R_k} = \frac{g}{\alpha c_k^2} \cdot \frac{\omega_k}{B_k R_k} = \frac{g}{\alpha c_k^2} \cdot \frac{\chi}{B_k} . \quad (8.22)$$

Agar eni keng bo'lgan kanallar bo'lsa ($\chi = B$), kritik nishabi teng bo'ladi

$$i_k = \frac{g}{\alpha c_k^2} . \quad (8.23)$$

8.4. Notekis harakatning asosiy differensial tenglamasini tekshirish

Differensial tenglamani ko'rinishi quyidagiga teng:

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}}{1 - \frac{\alpha Q^2 \cdot B}{g \cdot \omega^3}} \quad (8.24)$$

Bu tenglamani tekshirish uchun ikki holni ko'rib chiqamiz:

1) (8.24) ifodani surati nolga teng

$$i - \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R} = 0 \quad \text{yoki} \quad Q = \omega c \sqrt{Ri}; \quad (8.25)$$

$$\frac{dh}{ds} = 0, \quad dh = 0, \quad h = \text{const}.$$

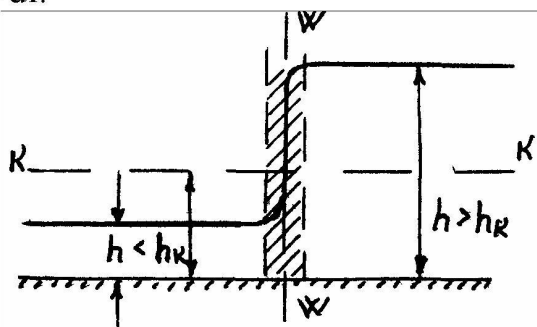
Bundan ko‘rinadiki, surati nol bo‘lgan holda biz kanalda suyuqlikni tekis harakatini olgan bo‘lamiz, ya’ni $h = h_0$.

2) (8.24) ifodada maxraji nolga teng bo‘lsin

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3} = 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{\omega^3}{B} = \frac{\alpha Q^2}{g} \quad \text{va} \quad \frac{dh}{ds} \rightarrow \infty. \quad (8.26)$$

Bilamizki, (8.26) ifoda chuqurlik $h = h_k$ da to‘g‘ri bo‘ladi. Bundan ko‘rinadiki, (8.24) ifodani maxraji nolga teng bo‘lganda $h = f(s)$ funksiyaning hosilasi uzluksizligi uzilib qoladi. Bunda suyuqlik sathi egri chizig‘iga o‘tkazilgan urinma $dh/ds = \infty$ vertikal bo‘lib qoladi. Vertikal chiziqning yaqin oralig‘ida suyuqlik harakati keskin o‘zgarishini ko‘ramiz (8.10-rasm).

Chizmadan ko‘rinadiki, suyuqlik sathi shtrixlangan sohada silliq egri chiziqqa ega bo‘lmaydi; bunday hol faqat kritik chuqurlik chizig‘idan o‘tish paytida uchraydi.



8.10-rasm.

Chuqurlik $h < h_k$ dan $h > h_k$ ga o‘tish paytida, ya’ni tez oqar harakatdan tinch oqar harakatga o‘tishi gidravlik sakrash yo‘li bilan o‘tiladi. Shuni esda tutish kerakki, suyuqlik chuqurligi h_k ga teng bo‘lganda, notekis harakatning differensial tenglamasini maxraji nolga aylanadi va $\frac{dh}{ds} = \infty$ bo‘lib qoladi.

8.5. Anhordagi notekis harakat qilayotgan suyuqlik differensial tenglamasining ikkinchi ko‘rinishi

$\omega^2 c^2 R = K^2$ ni e’tiborga olsak, (8.24) tenglamani quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \frac{Q^2}{K^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2 \cdot B}{g \cdot \omega^3}} \quad (8.27)$$

Bu ifodadagi suyuqlik sarfi Q tekis harakat tenglamasidan aniqlaydigan bo'lsak,

$$Q = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0 i} = K_0 \sqrt{i}, \quad (8.28)$$

bo'ladi, bunda $K_0 = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0}$.

(8.27) ifodadagi ω^3 ni quyidagicha yozamiz:

$$\omega^3 = \omega^2 \cdot \omega = \omega^2 R \chi = \omega^2 R \chi \cdot \frac{c^2}{c^2} = K^2 \frac{\chi}{c^2} \quad (8.29)$$

Yuqorida keltirilgan (8.28) va (8.29) ifodalarni (8.27) tenglamaga qo'ysak

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \frac{K_0^2 i}{K^2}}{1 - \frac{K_0^2}{K^2} \left(\frac{\alpha c^2 i}{g} \cdot \frac{B}{\chi} \right)} \quad (8.30)$$

Agar $\frac{\alpha c i^2}{g} \cdot \frac{B}{\chi} = j$ deb qabul qilsak, (8.30) tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$\frac{dh}{ds} = i \frac{i - \frac{K_0^2}{K^2}}{1 - j \frac{K_0^2}{K^2}} \quad (8.31)$$

Topilgan tenglama suyuqlik notekis harakatining differensial tenglamasini ikkinchi ko'rinishini bildiradi. Bu (8.31) ifodada $K = \omega c \sqrt{R}$ sarf moduli anhorning uzunligi bo'yicha o'zgarib boradi. U anhorning ixtiyoriy kesmasiga to'g'ri keladigan h chuqurlik bilan bog'liqdir. Suyuqlik sarfi $Q = K_0 \sqrt{i}$ esa o'zgarmas miqdor bo'lib normal chuqurlik h_0 ga to'g'ri keladi. Chuqurlik o'zgarishi bilan j ham o'zgaradi.

Topilgan (8.31) ikkinchi ko'rinishdagi differensial tenglamani integrallashda juda ko'p usullar bor. O'sha usullardan biri B.A.Baxmetev usulidir. Bunday usulni ko'pincha har xil geometrik shaklga ega bo'lgan kanallarni hisoblashda tavsiya etiladi.

8.6. Sarf modullari nisbatlari uchun ko'rsatkichli bog'lanish.

Anhorning gidravlik ko'rsatkichi

Suyuqlikni notekis harakatning differensial tenglamasiga kiruvchi K_0^2/K^2 had chuqurlik h bilan juda murakkab funksiya orqali bog'liq ($K = \omega c\sqrt{R}$ da ω , c , R lar ba'zi holda, h orqali juda murakkab ko'rinishda bog'langan bo'ladi). Shu munosabat bilan differensial tenglama (8.31) ni yechishda ancha qiyinchilikka duch kelinadi.

Masalani yengillashtirish uchun, B.A.Baxmetyev taqribiy bo'lgan ko'rsatkichli bog'lanish bilan foydalanishni tavsiya etadi.

$$\left(\frac{K_1}{K_2}\right)^2 = \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^x, \quad (8.32)$$

bunda h_1 va h_2 - prizmasimon kanalda olingan ixtiyoriy chuqurliklar;

K_1 va K_2 - shu chuqurliklarga mos keladigan sarf modullari.

To'g'ri nishab ($i > 0$) ga ega bo'lgan anhordagi chuqurliklardan birini (8.32) ifodada normal h_0 chuqurlik bilan bog'lasak, unda

$$\left(\frac{K_0}{K}\right)^2 = \left(\frac{h_0}{h}\right)^x \quad (8.33)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu ifodadagi x ko'rsatkich anhorni gidravlik ko'rsatkichi deyiladi. Ko'rsatkich x ni topishda (8.33) ifodani logarifmlash kerak bo'ladi.

$$x = \frac{2(\lg K_0 - \lg K)}{\lg h_0 - \lg h} \quad (8.34)$$

Topilgan x miqdor anhorlarni ko'ndalang kesmalarining geometrik shakliga qarab har xil qiymatlarga ega; lekin to'g'ri shaklga ega bo'lgan silindrik anhorlar uchun x miqdorni o'zgarmas deb hisoblash bo'ladi.

(8.33) ifoda taqribiy hisoblanadi, shunday bo'lsa ham kanallarga qo'llaniladi. Lekin shunday anhorlar guruhi borki, ularga (8.33) ifodani butunlay qo'llash mumkin emas (masalan, shakli halqasimon bo'lgan kanallarga).

8.7. Anhordagi suyuqlikni notekis harakatining differensial tenglamasini B.A.Baxmetyev usuli bilan integrallash

(8.31) differensial tenglamaning ikkinchi ko'rinishini quyidagi o'zgarishlar orqali integrallash uchun qulay holga keltiriladi. Shu maqsad bilan, B.A.Baxmetev ifodasi (8.33) dan foydalanib, (8.31) dagi sarf modullar nisbat kvadratini $(K_0/K)^2$ chuqurliklar nisbatini darajasi x bilan $\left(\frac{h_0}{h}\right)^x$ al-

mashtiramiz.

$$\frac{dh}{ds} = i \frac{1 - \left(\frac{h_0}{h}\right)^x}{1 - j \left(\frac{h_0}{h}\right)^x}; \quad (8.35)$$

$$\frac{dh}{ds} = i \frac{h^x - h_0^x}{h^x - j h_0^x}. \quad (8.36)$$

(8.36) ifoda differensial tenglamaning uchinchi ko‘rinishini bildiradi. Bu tenglamani integrallash uchun $h/h_0 = \eta$ o‘zgarish kiritamiz (η - nisbiy chuqurlik), unda $h = \eta h_0$ yoki $dh = h_0 d\eta$ bo‘ladi.

Shu nisbatlarni hisobga olganda (8.36) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{h_0 d\eta}{ds} = i \frac{\eta^x - 1}{\eta^x - j} \quad (8.37)$$

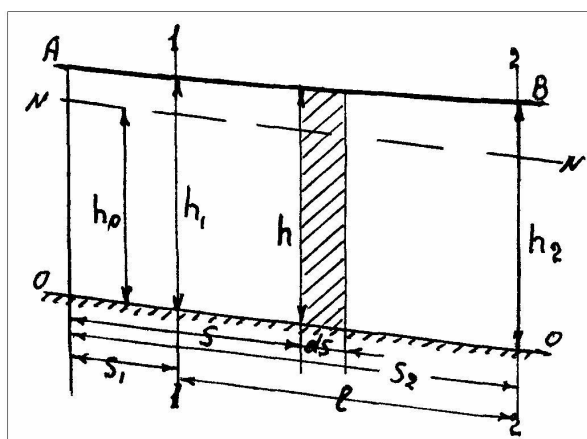
Agar endi o‘zgaruvchilarni ajratib yozadigan bo‘lsak,

$$\frac{ids}{h_0} = \frac{\eta^x - j}{\eta^x - 1} d\eta = \left[\frac{\eta^x - 1 + 1 - j}{\eta^x - 1} \right] d\eta = d\eta + \frac{1-j}{\eta^x - 1} d\eta.$$

Bundan esa

$$\frac{ids}{h_0} = d\eta - \frac{1-j}{1-\eta^x} d\eta. \quad (8.38)$$

Chizma (8.11-rasm) da suyuqlik harakati ko‘rsatilgan.



8.11-rasm.

Bunda AB egri chiziq topish kerak bo‘lgan chiziqdir. 1 – 1 va 2 - 2 kesmalar orasidagi masofa l ga teng. Agar o‘lchov boshidan qaraladigan bo‘lsa, kesma 1 - 1 S_1 masofada, kesma 2 - 2 esa S_2 masofada joylashgan. Agar endi gidravlik elementlari kesma I - I va 2 - 2 ga qarab "1" va "2" indekslar bilan belgilansa va (8.38) ifodani integrallasak, quyidagi ko‘ri-

nishga ega bo‘lamiz:

$$\frac{i(S_2 - S_1)}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{1-j}{1-\eta^x} d\eta, \quad (8.39)$$

bunda

$$\eta_1 = \frac{h_1}{h_0} \quad \text{ba} \quad \eta_2 = \frac{h_2}{h_0}.$$

Odatda, miqdor j oqim chuqurligiga bog‘liq bo‘lsa ham juda kam o‘zgaradi. Shuni hisobga olgan holda, $(1-j)$ ni integral tashqarisiga chiqarib olish mumkin. Chiqarishdan oldin j ni 1 - 1 va 2 - 2 kesmalar orasidagi o‘rtacha qiymati topiladi. Uzunlik $S_2 - S_1 = l$ ni hisobga olsak, (8.39) ifoda quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - (1-j_{yp}) \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1-\eta^x}, \quad (8.40)$$

Agar endi berilgan anhor uchun $x = \text{const}$ bo‘lsa, (8.40) ifodaning integral ichidagi funksiyasini faqat h ga bog‘liq deb qarash mumkin:

$$\int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1-\eta^x} = B(\eta). \quad (8.41)$$

Uni Baxmetyev funksiyasi deymiz va (8.40) ifodaga qo‘yamiz.

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - (1-j_{ort}) [B(\eta_2) - B(\eta_1)] \quad (8.42)$$

Bu esa AB egri chiziq (suyuqlik sathi) ning tenglamasi bo‘ladi va uni **Baxmetyev tenglamasi** deyiladi.

Baxmetev tenglamasiga kirgan $j_{ort} = \frac{j_1 + j_2}{2}$.

Bunda j_1 va j_2 lar chuqurlik h_1 va h_2 lar uchun

$$j = \frac{\alpha ic^2}{g} \cdot \frac{B}{\chi} \quad \text{yoki} \quad j_{ort} = \frac{\alpha ic_{ort}^2}{g} \cdot \frac{B_{ort}}{\chi_{ort}}$$

$\chi_{o'r}$, $B_{o'r}$, $C_{o'r}$ lar chuqurlik $h_{ort} = \frac{h_1 + h_2}{2}$ uchun topiladi.

Baxmetyev funksiyasi $B(\eta)$ har xil η va x lar uchun qatorga yoyib integrali hisoblangan. Topilgan qiymatlar gidravlikani eslatma kitoblarining maxsus jadvallarida beriladi.

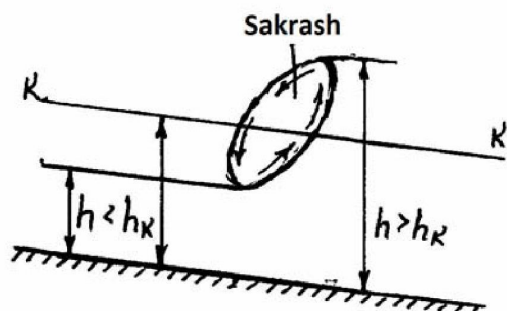
Berilgan anhor uchun gidravlik ko‘rsatkich x ni (8.33) ifodadan topib, maxsus jadvaldan ma‘lum bo‘lgan h_1 va h_2 lar uchun ularga to‘g‘ri keladigan $B(\eta_1)$ va $B(\eta_2)$ funksiyalarni topib olamiz. Notekis harakat tenglamasi yordamida hayotda uchraydigan har xil masalalarni yechish mumkin.

Masalan, suyuqlik sathi egri chizig'ini va ixtiyoriy berilgan oqim kesmasi-ning chuqurligini topib olish mumkin.

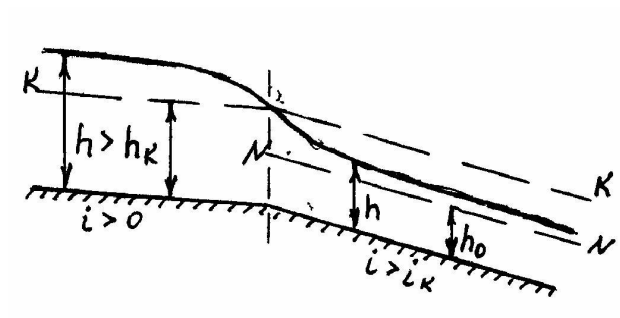
8.8. Prizmatik anhorda notekis harakat qilayotgan suv sathining mumkin bo'lgan shakli

Suv sathining egri chizig'i turli shaklda bo'lishi mumkin. Egri chiziq sathining shakli haqiqiy, normal, va kritik chuqurliklarning qiymatlariga bog'liq. Yuqorida aytilgan bo'yicha $h = h_k$ da $\frac{dh}{ds} = \infty$ bo'lib, $h = f(s)$ funk-siya uzluksizligi uzilib qoladi. Demak, notekis harakat tenglamani suyuqlik chuqurligi kritik chuqurlikka yaqin bo'lgan oqim sohasida qo'llash mum-kin emas.

Tez oqim harakatdan tinch oqimga o'tish (8.12-rasm) gidravlik sakrash bilan amalga oshiriladi. Tinch oqimdan tez oqim harakatiga o'tish (8.13-rasm) esa oqib tushish orqali o'tiladi.



8.12-rasm.



8.13-rasm.

To'g'ri nishabga ega ($i > 0$) anhordagi suyuqlik sathining mumkin bo'lgan shaklini ko'ramiz.

Buning uchun notekis harakatning differensial tenglamasini uchinchi ko'rinishdan foydalanamiz.

$$\frac{dh}{ds} = i \frac{h^x - h_0^x}{h^x - jh_0^x}$$

Bu tenglamaning o'ng tomonini maxraji $h = h_k$ ga teng bo'lgan holda nolga aylanishini hisobga olsak, $h_k^x - jh_0^x = 0$ deb yozishimiz mumkin. Agar $j = \text{const}$ o'zgarmas keng kanallarda $B = \chi$ deb olinsa, $jh_0^x = h_k^x$ bo'ladi. De-mak, differensial tenglamani uchinchi ko'rinishini yana boshqacha yozish mumkin:

$$\frac{dh}{ds} = i \frac{h^x - h_0^x}{h^x - h_k^x} \quad (8.43)$$

Topilgan ifoda notekis harakat qilayotgan suyuqlikni differensial teng-lamasini to'rtinchi ko'rinishi bo'ladi. (8.43) ifodani kanalda oqayotgan suv sathi shaklini aniqlashda ishlatish mumkin.

Asosi to'g'ri nishab bo'lgan anhorda oqayotgan suv sarfi chizig'ining uchta holatini ko'rish mumkin:

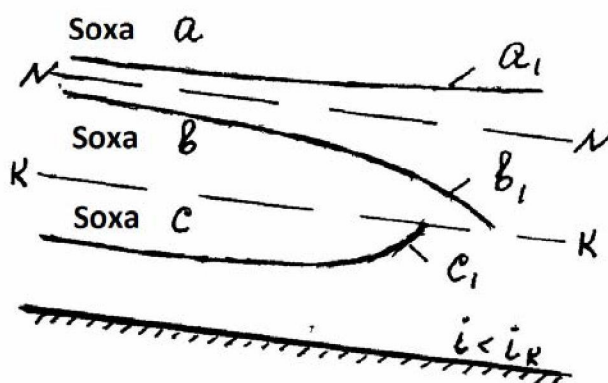
- 1) $h_0 > h_k$ bo'lganda, $i < i_k$ bo'ladi;
- 2) $h_0 < h_k$ bo'lganda, $i > i_k$ bo'ladi;
- 3) $h_0 = h_k$ bo'lganda, $i = i_k$ bo'ladi.

Har bir hol uchun suyuqlik sathini mumkin bo'lgan shaklini ko'ramiz

Birinchi hol: $h_0 > h_k$ va, $i < i_k$.

Suyuqlik yo'nalishi bo'yicha o'tkazilgan NN va KK chiziqlar suv oqayotgan sohani chuqurlik h , h_0 , h_k larga nisbatan uch bo'lakka bo'ladi va bu bo'laklarda uch xil sath egri chizig'i bo'lishi mumkin (8.14-rasm):

- 1) Agar $h > h_0 > h_k$ bo'lsa a_1 egri chiziq bo'ladi. Bu holda egri chiziq a sohada h_0 normal chiziqdan yuqorida yotadi. Bundan (8.43) ifodada, ya'ni differensial tenglamaning to'rtinchi ko'rinishida surat va maxraji musbatdir, ya'ni $dh/ds > 0$.



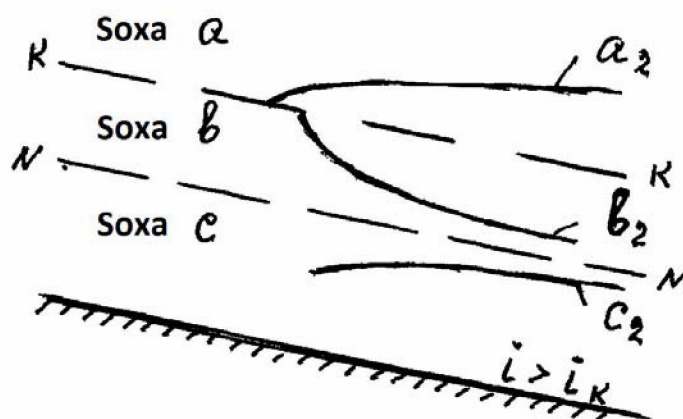
8.14-rasm.

Bundan xulosa qilish mumkinki, oqim chuqurligi yo'nalishi bo'yicha oshib boradi. Hayotda bunday chiziqlar to'g'on oldilarida kuzatiladi.

- 2) Agar $h_0 > h > h_k$ bo'lsa b_1 , egri chiziq bo'ladi. Bu holda egri chiziq b sohaning NN va KK chiziqlari orasida joylashadi. Haqiqiy chuqurlik $h > h_k$ va $h < h_0$ bo'lgani uchun, to'rtinchi tenglamani o'ng tomoni manfiy, ya'ni $dh/ds < 0$ bo'ladi. Suyuqlik sathining egri chizig'i tushish chizig'i deyiladi.
- 3) Agar $h < h_k < h_0$ bo'lsa, c_1 egri chiziq bo'ladi va c sohada KK kritik chiziqdan pastda bo'ladi. Haqiqiy chuqurlik $h < h_k < h_0$ bo'lgani uchun 4-tenglamaning o'ng tomonini surati va maxraji manfiy, nisbati esa musbat, ya'ni $dh/ds > 0$ bo'ladi. Demak, c_1 egri chiziq to'siq chizig'i bo'ladi.

Ikkinchi hol: $h_0 < h_k$ va $i > i_k$.

Normal chuqurlikni chizig'i kritik chuqurlik chizig'iga nisbatan pastda joylashgan. Bunda ham suyuqlik sathining egri chizig'i uch ko'rinishda bo'ladi (8.15-rasm).

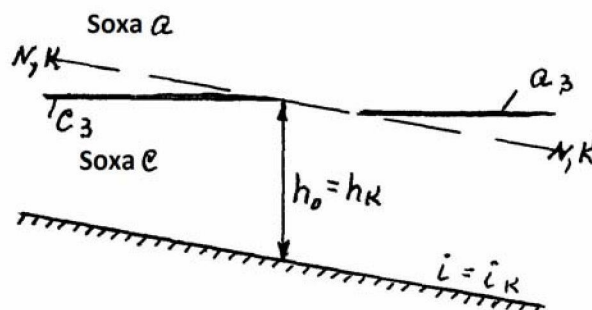


8.15-rasm.

- 1) Agar $h > h_k > h_0$ bo'lsa, a_2 egri chiziq bo'ladi. Bu egri chiziq a sohada bo'ladi. Differensial tenglamaning o'ng tomoni musbat: $dh/ds > 0$. Demak, suyuqlik chuqurligi harakat yo'nalishi bo'yicha ortib boradi va hosil bo'lgan chiziq to'siq egri chizig'i deyiladi.
- 2) Agar $h_k > h > h_0$ bo'lsa, b_2 egri chiziq bo'ladi. Bunday egri chiziq b sohada joylashadi. 4-differensial tenglamani o'ng tomonining surati musbat, maxraji manfiy, nisbati ham manfiy bo'ladi. Demak, $dh/ds < 0$, ya'ni suyuqlik chuqurligi oqim yo'nalishi bo'yicha kamayib boradi va hosil bo'lgan sath egri chiziqni tushish egri chizig'i deyiladi.
- 3) $h < h_0 < h_k$ bo'lganda c_2 egri chiziq bo'ladi. Bunday egri chiziq c sohada bo'ladi. To'rtinchi differensial tenglamani o'ng tomonini surati ham maxraji ham manfiy, nisbati musbat bo'ladi: $dh/ds > 0$. Bu degani suyuqlik chuqurligi oqim yo'nalishi bo'yicha ko'payib boradi va hosil bo'lgan sath egri chizig'i to'siq egri chizig'i deyiladi.

Uchinchi hol: $h_0 = h_k$, $i = i_k$.

Normal NN va KK kritik chiziqlar ustma-ust tushgan. Bunda b soha yo'q bo'ladi (8.16-rasm).



8.16-rasm.

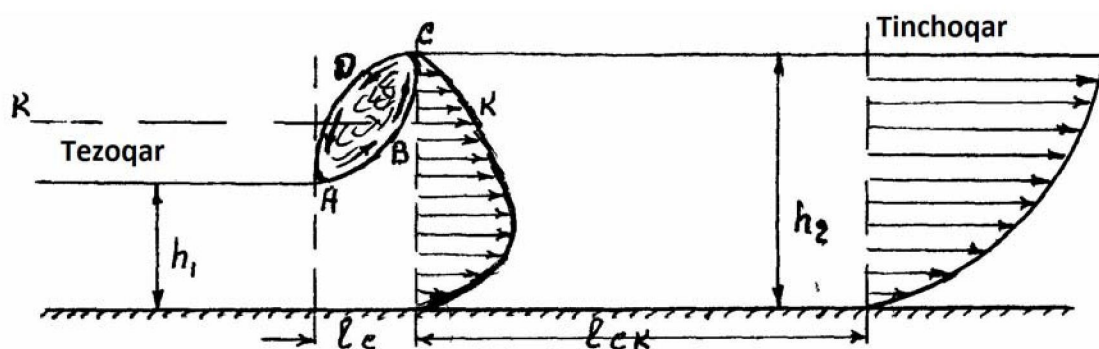
- 1) $h > (h_0 = h_k)$ va $dh/ds > 0$ da to'siq egri chizig'i bo'ladi.
- 2) $h < (h_0 = h_k)$ va $dh/ds > 0$ da to'siq chizig'i bo'ladi.

Maxsus tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, bu a_3 va c_3 egri chiziqlar gorizontol to'g'ri chiziqlarga yaqin bo'ladi.

8.9. Hidravlik sakrash

Gidravlik sakrash deb oqim chuqurligi keskin ko'payishiga, tez oqar holatdan tinch oqar holatga, ya'ni $h_1 < h_k$ chuqurlikdan $h_2 > h_k$ chuqurlikka o'tishga aytiladi. Bunday o'tish kanalning uncha katta bo'lmagan l_c masofada sodir bo'ladi. l_s - sakrash uzunligi deyiladi.

O'lchangan I - I va 2 - 2 kesimlardagi chuqurliklar bir-biri bilan bog'liqdir. Bu chuqurliklar sakrash boshida h_1 sakrashdan keyin h_2 ga teng (8.17-rasm).



8.17-rasm.

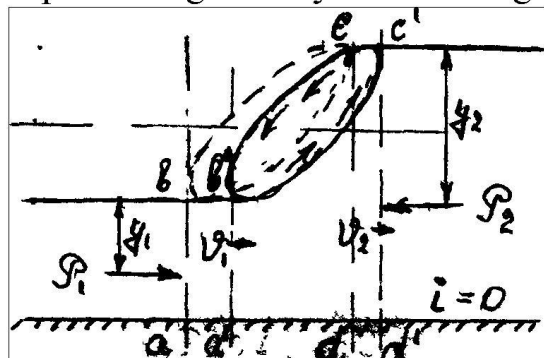
Chuqurliklar ayirmasi $a = h_2 - h_1$ sakrash balandligi deyiladi. Hidravlik sakrash paydo bo'ladi, qachon suyuqlik oqimini chuqurligi ortib borib kritik chuqurligi chizig'idan o'tib ketsa. Sakrash oraliqda suyuqlik quyidagi harakatda bo'lishini kuzatish mumkin:

ABC chiziq halqasimon $ABCD$ dan ajralib turadigan sirt bo'lib tranzit oqayotgan suyuqlikni ajratib turadi. ABC sirt ostida oqimning chuqurligi keskin h_1 chuqurlikdan h_2 ga ortib boradi, yuqorisida esa halqasimon sirt (o'rama suv soha, vodovorotnaya oblast) hosil bo'ladi. Halqaning pasida suyuqlik harakatni o'rtacha tezliklari oqim yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan, yuqori qismida esa zarrachalar harakati. CDA yo'nalish bo'yicha teskari harakatda bo'ladi. Halqadagi suyuqlikni harakati kuchli va havo pufakchalarga to'yingan bo'lganligi uchun ham suyuqlik oqimi tiniq emas bo'ladi. Sakrash bir joyda turmasdan oldiga yoki orqaga siljib turadi. Sakrashdan keyingi oraliqda kesma 2 - 2 dan 3 - 3 gacha suyuqlikni o'rtacha tezliklari taqsimlangani ko'rsatilgan. Bu 2 - 2 kesmaning eng yuqori C nuqtasida tezlik nolga teng. Kanalning tagiga yaqin joylarda tezlik katta, shuning uchun kanalning tagi yuvilib ketish hollari bo'ladi. Tezliklar epyurasi sekin asta o'zgaradi va kesma 3 - 3 ga kelganda, tekis taqsimlangan tezlik epyurasi hosil bo'ladi, ya'ni suyuqlik tekis harakatlanadi. Undan tashqari, shu oraliqda sakrash natijasida tezlikni keskin oshishi, hamda pulsatsiya hiso-

biga anhorning tagi yuvilishi ko'payadi. Demak, anhor tagi yuvilishi asosan sakrashdan keyingi 2 - 2 va 3 - 3 oraliqda bo'ladi. Anhorni 3 - 3 kesmasidan keyin suyuqlik oqimi tekis taqsimlangan bo'lib, tagining yuvilishi ancha kam bo'ladi. Gidravlik sakrash birinchi bo'lib Belanje va Businessk tomonidan XIX asrning oxirlarida o'rganilgan. Ular harakat miqdori teoremasini qo'llab, bir-biriga bog'liq bo'lgan sakrashdan oldingi h_1 chuqurlik bilan sakrashdan keyingi h_2 tenglamasini topishgan va uni sakrashni asosiy tenglamasi deyiladi.

8.10. Gidravlik sakrashni asosiy tenglamasi

To'g'ri shaklga ega bo'lgan prizmatik kanalda gidravlik sakrashni ko'ramiz. Sakrash kichik 1-2 oraliqda bo'lgani uchun, kanal nishabini shu oraliqda hisobga olmaymiz va uni gorizontal ($i=0$) deb qaraymiz (8.18-rasm).



8.18-rasm.

Suyuqlik yo'nalishini S deb belgilaymiz. Sakrash tenglamasini keltirib chiqarish uchun, dt vaqt ichida harakat miqdori o'zgarishini ko'rilayotgan suyuqlik hajmiga ($abcd$) qo'llaymiz. Faraz qilaylik, juda kichik vaqt dt ichida kesma $a - b$ dan $a' - b'$ ga siljiganda kesma $c - d$ esa $c' - d'$ ga suriladi. Shunda suyuqlik hajmi $abcd$ holatdan $a'b'c'd'$ holatga o'tadi. Vaqt dt ichida $abcd$ hajmning harakat miqdori o'zgarishini yo'nalish S tomonga olingan proyeksiyasini topamiz.

$$\delta(XM) = XM(a'b'c'd') - XM(abcd) = XM(a'b'cd + dcc'd') - XM(abb'a' - a'b'cd) \quad (8.44)$$

yoki $\delta(XM) = XM(dcc'd') - XM(abb'a').$

Agar harakat miqdorini suyuqlik sarfi orqali ifodalasak,

$$XM(abb'a') = \frac{\gamma}{g} QV_1 dt; \quad (8.45)$$

$$XM(dcc'd') = \frac{\gamma}{g} QV_2 dt. \quad (8.46)$$

Topilgan (8.45) va (8.46) ifodalar suyuqlikni tezligi v_1 bo'lgan $a - b$ kesmadan va tezligi v_2 bo'lgan $c - d$ kesmadan dt vaqt ichida o'tgan harakat miqdori bo'ladi. Endi dt vaqt ichida harakat miqdorini o'zgarishi quyidagiga teng:

$$\delta(XM) = \frac{\gamma}{g} QV_2 dt - \frac{\gamma}{g} QV_1 dt = \frac{\gamma}{g} Q(V_2 - V_1) dt; \quad (8.47)$$

$$\delta(XM) = \frac{\gamma}{g} Q^2 \left(\frac{1}{\omega_2} - \frac{1}{\omega_1} \right) dt, \quad \text{bunda} \quad V_1 = \frac{Q}{\omega_1}, \quad V_2 = \frac{Q}{\omega_2}.$$

dt vaqt ichida $abcd$ hajmga ta'sir etgan kuchlar impulsini suyuqlik harakat yo'nalishiga olingan proyeksiya yig'indisini topamiz. Buning uchun quyidagi shartlarni qabul qilamiz:

- 1) Kesma $a - b$ va $c - d$ larda suyuqlik harakati silliq o'zgaruvchan bo'lib, bosimni taqsimlanishi gidrostatik qonuniyatga to'g'ri keladigan bo'lsin.
- 2) Sakrash oralig'i kichkina bo'lgani uchun, shu oraliqda kanalning devor tomonidan suyuqlikka ta'sir etayotgan ishqalanish kuchi hisobga olinmasin. Bu shartlarni hisobga olganda, kuchlar impulsini hisoblashda faqat ikkita kuch, F_1 va F_2 ni olamiz. Kuch F_1 kesma ab ga chap tomondan ta'sir etadi, F_2 esa kesma cd ga o'ng tomondan ta'sir etadi. Kuchlar F_1 va F_2 larni solishtirma og'irlik birligi bilan ifodalasak,

$$F_1 = \gamma y_1 \omega_1; \quad F_2 = \gamma y_2 \omega_2, \quad (8.48)$$

bunda y_1 va y_2 -kesma ab va dc larning og'irlik markazidan suyuqlik sathigacha bo'lgan masofalar; ω_1, ω_2 - ab va dc kesmalarning yuzasi.

(8.48) ifodadan foydalanib, dt vaqt ichida suyuqlik yo'nalishi bo'yicha olingan kuchlar impulsi proyeksiyasining yig'indisini topamiz

$$\sum(KI) = \gamma y_1 \omega_1 dt - \gamma y_2 \omega_2 dt = \gamma(y_1 \omega_1 - y_2 \omega_2) dt. \quad (8.49)$$

Agar, endi harakat miqdorini o'zgarishi teoremasiga asosan suyuqlik harakat miqdorini o'zgarishini kuchlar impulsi yig'indisiga tenglashtirsak quyidagiga ega bo'lamiz

$$\frac{\gamma}{g} Q^2 \left(\frac{1}{\omega_2^2} - \frac{1}{\omega_1^2} \right) dt = \gamma(y_1 \omega_1 - y_2 \omega_2) dt. \quad (8.50)$$

(8.50) ifodani γdt ga qisqartirilsa va 1 indeksli hadlarni chap tomonga, 2 indeksli hadlarni o'ng tomonga o'tkazamiz

$$\frac{Q^2}{g\omega_1} + y_1 \omega_1 = \frac{Q^2}{g\omega_2} + y_2 \omega_2. \quad (8.51)$$

Hosil bo'lgan (8.51) ifoda gidravlik sakrashning asosiy tenglamasi deyiladi. Bu tenglamadan ko'ramizki, uning chap tomoni h_1 chuqurlikka tegishli bo'lgan funksiya, o'ng tomoni esa h_2 chuqurlikka tegishli bo'lgan funksiyalarni bildiradi. Agar biz

$$\frac{Q^2}{g\omega} + y\omega = \theta(h) \quad (8.52)$$

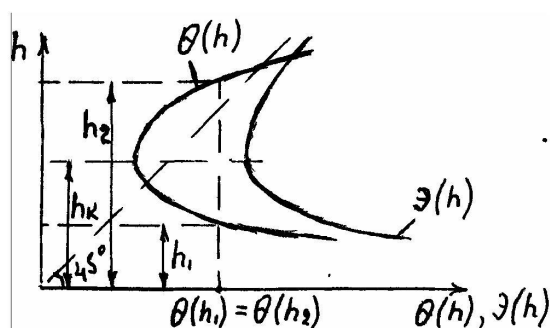
belgi kiritsak, bunda h kesmaga tegishli bo'lgan chuqurlik, y, ω lar esa shu kesmaga tegishli bo'lgan miqdorlar. Bunday $\theta(h)$ funksiyani sakrash

funksiyasi deyiladi. Agar biz sakrash funksiyadan foydalanib uni (8.51) ga qo'ysak unda

$$\theta(h_1) = \theta(h_2), \quad (8.53)$$

bunda $\theta(h_1)$ va $\theta(h_2)$ lar h_1 va h_2 larga to'g'ri keladigan sakrash funksiyalaridir. (8.53) tenglamadan ko'rish mumkinki bir-biriga bog'liq bo'lgan h_1 va h_2 chuqurliklar uchun sakrash funksiyalarining qiymatlari bir xildir. Shundan foydalanib bir-biri bilan bog'liq bo'lgan chuqurliklardan biri ma'lum bo'lsa, ikkinchisini topib olish mumkin.

8.19-rasmda sakrash funksiyasi $\theta(h)$ ning grafigi chizilgan va bizga ma'lum solishtirma energiya $E(h)$ grafigi ham berilgan. Bu grafiklarni solishtirma energiya (8.12) va sakrash (8.52) funksiyalari yordamida qurish mumkin.



8.19-rasm.

Grafikdan ko'rinib turibdiki, sakrash va solishtirma energiya funksiyalarining eng kichik minimum qiymatlari kritik h_k chuqurlikka to'g'ri keladi. Sakrash funksiyasi grafigidan foydalanib, hamda $\theta(h_1) = \theta(h_2)$ bo'lganligini hisobga olgan holda chuqurlik h_1 ma'lum bo'lsa, unga bog'liq bo'lgan chuqurlik h_2 ni topib olishimiz mumkin.

Sakrash uzunligini aniqlashda olimlar tomonidan ko'p tajribalar o'tkazish natijasida topilgan emperik ifodalardan foydalaniladi. Ulardan eng oddiysi

$$l_c = ma \quad (8.54)$$

bunda a - sakrash balandligi;

m - chegara $3 \leq m \leq 6$ da olingan koeffitsiyent.

Sakrash uzunligini topish uchun juda ko'p ifodalar mavjud. Shulardan biri adabiyotlarda tez uchrab turadigan *Safranets* ifodasi

$$l_c = 4,5 h_2 \quad (8.55)$$

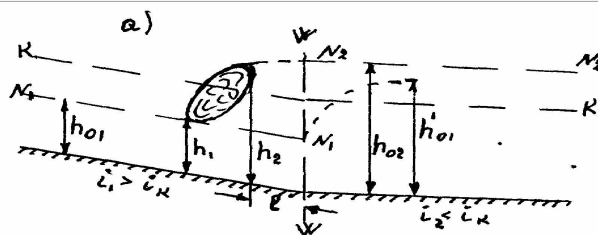
va *Pavlovskiy* ifodasidir

$$l_c = 2,5(1,9 h_2 - h_1), \quad (8.56)$$

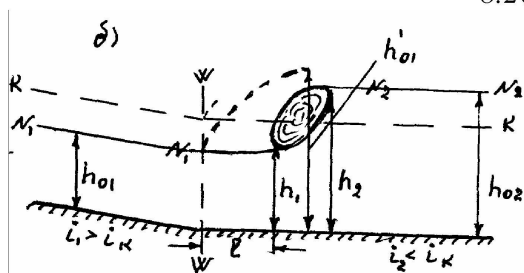
bunda h_1 va h_2 - sakrashdan oldingi va undan keyingi chuqurliklar.

8.11. Silindrik kanal tagining nishabi keskin o'zgargan holda oqim sathining shakllari

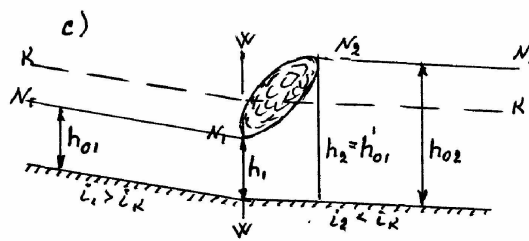
8.20-rasmdagi silindrik kanalning nishabi WW kesmada keskin o'zgar-gan. Bu WW kesmagacha kanalni nishabi $i_1 > i_k$ chuqurligi h_{01} ; kesmadan keyin esa nishabi $i_2 < i_k$ chuqurligi h_{02} bo'lsin. Demak, $h_{01} < h_k$ va $h_{02} > h_k$ bo'ladi. Bu holda oqimni suyuqlik sathi kritik chuqurlik chizig'i KK ni ke-sib o'tadi va suyuqlik sathining shakli uch xil ko'rinishda bo'lishi mumkin (rasmga qarang). Rasmda ko'rsatilgan har bir holatni ko'rib chiqamiz. Bu-ning uchun kanalning WW kesmasigacha bo'lgan chap tomonida tez oqar oqim tekis harakatda va chuqurligi h_{01} deb qabul qilamiz va sakrashning asosiy tenglamasiga ko'ra chuqurlik h'_{01} ikkinchi chuqurlikni topamiz. So'ng aniqlangan h'_{01} chuqurlikni WW kesmadan keyingi o'ng tomondagi normal h_{02} chuqurlik bilan solishtiramiz: agar $h_{02} > h'_{01}$ bo'lsa, unda oqim sathining shakli 8.20a- rasmda ko'rsatilganday bo'ladi; agar $h_{02} < h'_{01}$ bo'l-sa, 8.20b-rasmdagi ko'rinishda bo'ladi; agar $h_{02} = h'_{01}$ bo'lsa 8.20c-rasmda-gi ko'rinishda bo'ladi.



8.20a-rasm.



8.20b-rasm.



8.20c-rasm.

Shunday qilib, oqim sathi shakli aniqlab olingandan so'ng 8.20a va 8.20b-rasmlarda ko'rsatilgan l uzunliklarni osonlikcha topish mumkin. Masalan, 8.20b-rasm uchun: 1) gidravlik sakrashning asosiy tenglamasidan chuqurlik $h_2 = h_{02}$ ga bog'liq bo'lgan h_1 - chuqurlikni topamiz; 2) Baxmetyev tenglamasi (8.42) dan l uzunlikni (to'siq c_1 egri chiziqqa tegishli bo'lgan masofani) topamiz. c_1 chiziq boshidagi (WW kesma) chuqurlik h_{01} , sakrash oldidagi chuqurlik esa (8.51) tenglamadan topilgan h_1 ga teng.

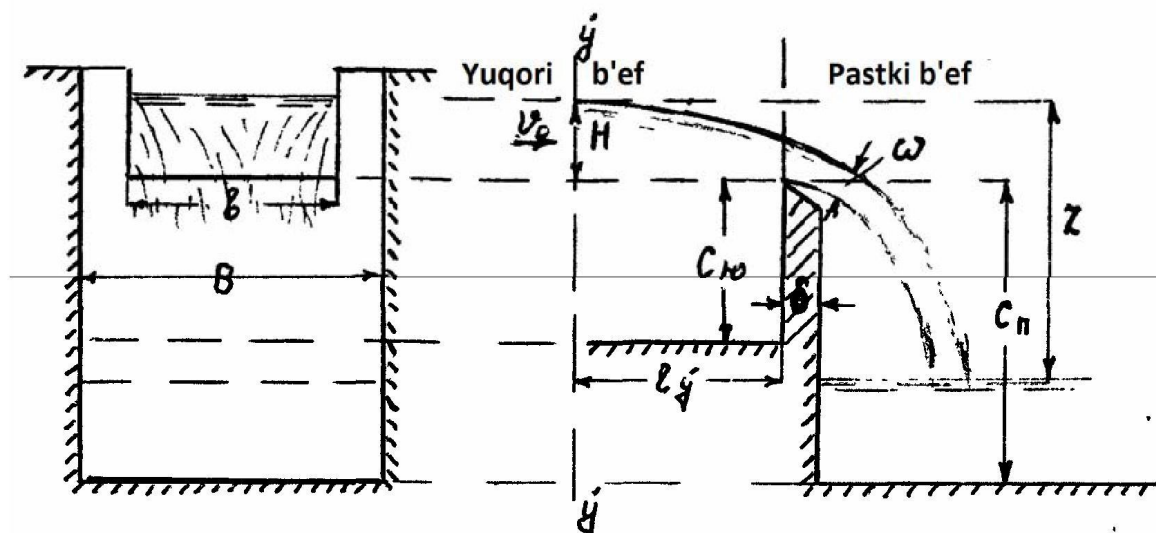
9-bob.

Suv oqib tushar (nov)lar

9.1. Suv oqib tusharlar sinfi

Agar kanaldagi oqim yo'lini devor bilan to'silsa, oqim chuqurligi ortib borib devor qirrasidan o'tib tusha boshlaydi. Bunday devor *suv tushish devori* deyiladi. Agar shu devorni o'zida maxsus teshik uyilgan bo'lsa, uni *suv oqib tushar (nov)* deyiladi. Suv oqib tushar devoridan l masofada $O'O'$ kesmani olamiz. Shu kesmadan boshlab suyuqlik sathi o'zgarishi, chuqurlik kamayishi boshlangan bo'lsin (9.1-rasm).

Suv oqib tushar devor qirrasidan kesmaning suyuqlik sathigacha bo'lgan masofa H , devor oldidagi suv dami deyiladi.



9.1-rasm.

Quyidagi belgilar kiritamiz:

b - suv oqib tushar devordagi uyilgan teshikning eni;

δ - devorni qalinligi;

C_{yu} , C_p -suv oqib tushar devorni yuqori va pastki byefdan qirrasigacha bo'lgan masofa, balandlik;

B - kanalni eni;

Z - yuqori va pastki b'eflardagi suyuqlik sathlari orasidagi masofa;

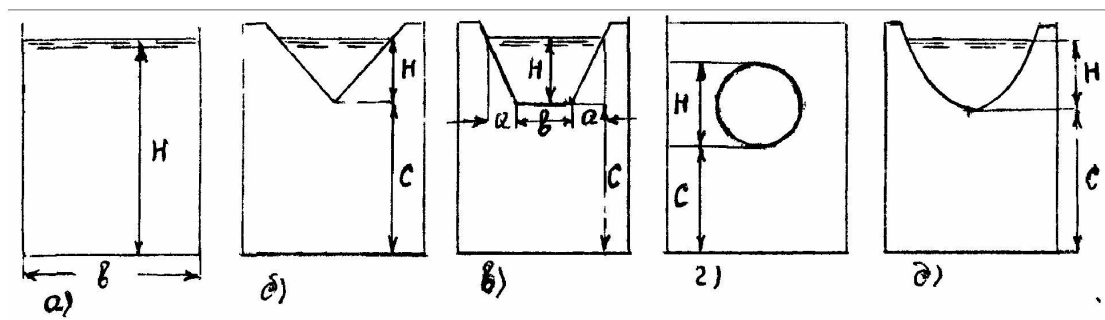
v_0 - suv sathi o'zgarishi boshlangan $O'O'$ kesmada olingan o'rtacha tezlik;

H_0 - suv oqib tushar joy oldidagi to'la dami.

A - oqim tagidagi fazo;

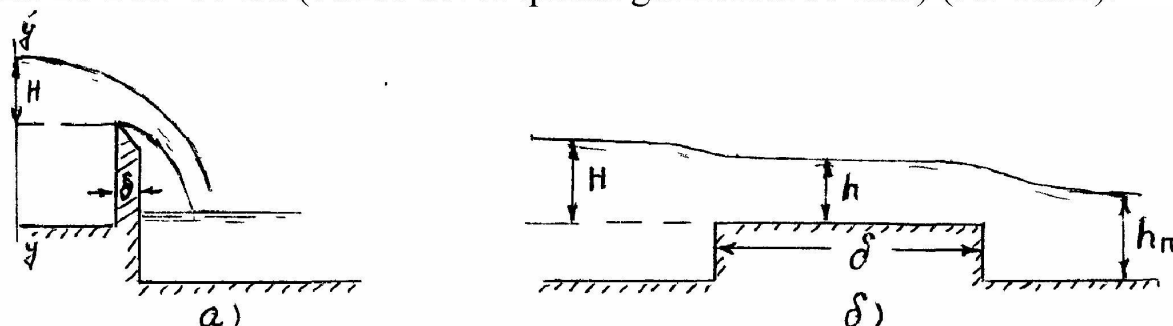
Suv oqib tusharlar ko'rinishiga qarab quyidagi sinflarga bo'linadi:

1-sinf. Geometrik shakliga qarab: a) to'g'ri burchakli, b) uch burchakli, v) trapetsiyasimon, g) doirali, d) parabolik va boshqalar (9.2-rasm).



9.2-rasm.

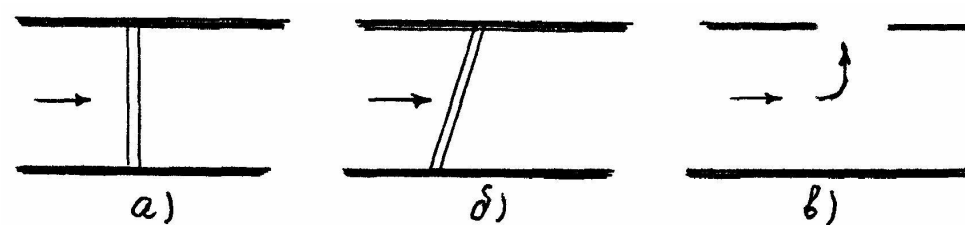
2-sinf. Suv oqib tushish devorining qalinligiga qarab: a) yupqa devorli, agar $\delta \leq (0,1 \div 0,5)H$ bo'lsa, b) keng ostonali suv oqib tusharlar, agar $2H \leq \delta \leq 8H$ bo'lsa (bunda devor qirralari gorizontali bo'ladi) (9.3-rasm).



9.3-rasm.

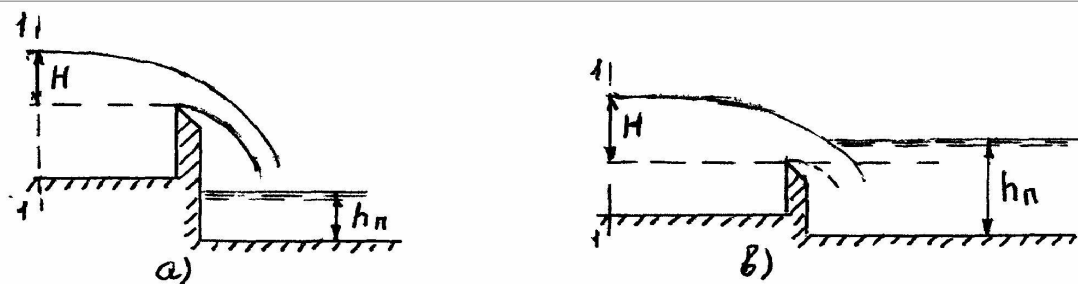
Keng ostonali suv oqib tusharlarda ostonadagi suvni oqimi silliq o'zgaruvchan bo'ladi va undagi yo'qolgan dam kichikligi tufayli hisobga olinmaydi. Faqat ostonaga kirish va chiqish paytdagi mahalliy yo'qolgan damlar hisobga olinadi. Agar $\delta > 8H$ bo'lsa, suv oqib tushar emas, balki kalta kanal deyiladi va uzunligi bo'yicha yo'qolgan dam hisobga olinadi. v) hayotda uchraydigan suv oqib tusharlarga yuqorida qayd etilganlardan tashqarilari kiradi.

3-sinf. Suv oqib tushar yuqoridagi ko'rinishiga qarab: a) to'g'ri, b) og'ma, v) yondan suv oqib tusharlar (9.4-rasm).



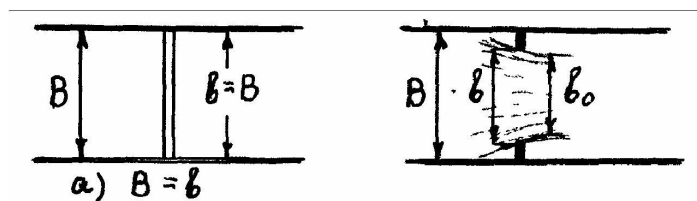
9.4-rasm.

4-sinf. Oqimni pastki bef bilan bog'langanligiga qarab: a) cho'kmagan suv oqib tushar, agar Q , H yoki Q va H pastki byefdagi suyuqlik chuqurligiga h_p ga bog'liq bo'lmasa, b) cho'ktirilgan suv oqib tushar deb Q , H yoki Q va H pastki byefdagi suyuqlik chuqurligi h_p ga bog'liq bo'lsa (9.5-rasm).



9.5-rasm.

5-sinf. Kanal eni B bilan suv oqib tusharning eni b lar orasidagi nisbatga qarab: a) yon tomondan toraymagan, ya'ni $B = b$ b) yon tomondan toraygan $B > b$ bo'ladi (9.6-rasm).



9.6-rasm.

Yon tomoni toraygan suv oqib tushardan o'tgandan keyingi joyda oqimni o'zi torayib diametri $d = b_0 < b$ dan bo'ladi. Gohida oqimni eni b_0 suv oqib tusharni haqiqiy yoki effektiv eni deyiladi. Oxirgi 5-sinf faqat to'g'ri burchakli oqib tusharlarga tegishli.

9.2. To'g'ri burchakli suv oqib tusharlar uchun asosiy hisoblash ifodasi

9.1-rasmda to'g'ri burchakli yupqa devorli suv oqib tushar ko'rsatilgan. Oqib tushayotgan suyuqlik yuzasi ω va uni o'rtacha tezligini v deb belgilaymiz. Unda suv oqib tushardagi suyuqlik sarfi

$$Q = \omega v$$

Yuza ω ni bH ga to'g'ri proporsionalligini hisobga olib va o'rta tezlik v ni $\sqrt{2gH}$ ga mutanosib bo'lganligi uchun, Q ni quyidagicha yozish mumkin:

$$Q = mbH\sqrt{2gH} = mb\sqrt{2gH}^{3/2}, \quad (9.1)$$

bunda m - mutanosiblik koeffitsiyenti.

Anhorda yoki kanalda oqim tezligi v_0 oqib tushardagi suyuqlik sarfi Q ga ta'sir etishini ko'rish uchun (9.1) ifodadagi H ni

$$H_0 = H + \frac{\alpha v_0^2}{2g} \quad (9.2)$$

bilan almashtiriladi, unda

$$Q = mb\sqrt{2gH_0}^{3/2} \text{ bo'ladi.} \quad (9.3)$$

(9.3) ifodadagi o'lchovsiz koeffitsiyent m suv oqib tusharni sarf koeffitsiyenti deyiladi.

9.3. Yupqa devorli cho'kmagan suv oqib tushar (nov)lar

To'g'ri burchakli suv oqib tushar (9.1-rasm) bilan kifoyalanamiz. Suv oqib tushardan oqib tushayotgan oqimni tagidagi A fazoga bemalol havo kirib turgan bo'lsin. Bu holda oqim tagida atmosfera bosimiga ega bo'lamiz. Agar A fazoga atmosfera bosimi kirishga qiynaladigan bo'lsa, unda oqim tagida bo'shliq, hosil bo'ladi va suv sarfi m qiymati ko'payadi. Suv oqib tushar normal deyiladi, agar u yon tomonlaridan toraymagan bo'lsa. Normal bo'lgan suv oqib tushar uchun suyuqlik sarfi Q ni aniqlashda quyidagi ifodadan foydalaniladi:

$$Q = m_0 b \sqrt{2g} H^{3/2} \quad (9.4)$$

Bunda tezlik v_0 koeffitsiyent m_0 orqali hisobga olingan. Koeffitsiyent m_0 ni aniqlashda bir qancha empirik ifodalar mavjud bo'lib, ulardan eng ratsional bo'lgan formula

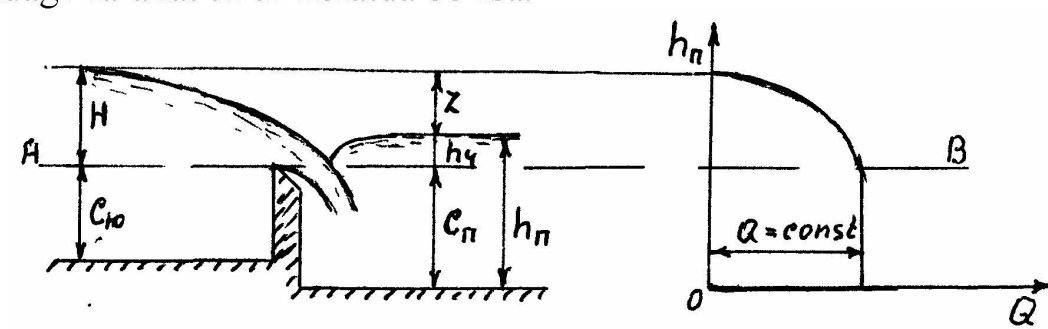
$$m_0 = 0,402 + 0,54 \frac{H}{c_{yu}} \quad (9.5)$$

(9.5) ifodani $C_{yu} \geq 0,5H$ va $H \geq 0,1$ m bo'lgan holda qo'llash mumkin.

Normal bo'lgan novlar uchun yuqoridagi (9.3, 9.4) ifodalar orqali topiladigan suyuqlik sarfi yetarli darajada aniqlanadi. Ko'pincha, bunday novlarda suyuqlik sarfi aniq bo'lgani uchun, ularni kanallarda va anhorlarda suyuqlik sarflarini aniqlashda ishlatiladi, ya'ni nov oldidagi chuqurlikni topib (9.5) ifodaga quyib, sarf m_0 koeffitsiyent hisoblanadi. m_0 koeffitsiyentni (9.4) ifodaga qo'yib, kanaldagi suyuqlik sarfini topib olamiz.

9.4. Yupqa devorli cho'ktirilgan suv oqib tushar (nov)lar

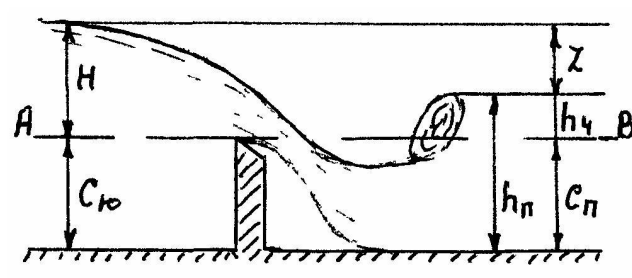
Cho'ktirilgan yupqa devorli nov quyidagi hollarda mavjud: 1) agar pastki byefda suyuqlikni sathi yupqa devorli novni qirrasidan yuqori bo'lsa (9.7-rasm), ya'ni novning cho'kkan balandligi $h_{ch} > 0$. 2) agar pastki byefdagi harakat tinch holatda bo'lsa.



9.7-rasm.

Pastki byefda suyuqlikni tinch yoki tez oqarlighi beflarning bir-birlariga bog‘langanligini hisoblash natijasida ma‘lum bo‘ladi. Xususiyl holda, pastki byefdagi kanalni kesmasi to‘g‘ri burchakli bo‘lganda quyidagi shart bajarilsa, suv tinch holatda oqadi:

$$\frac{z}{C_p} < 0,70 \div 0,75 \quad (9.6)$$



9.8-rasm.

Cho‘kkan va yon tomonlaridan toraymagan novlarda oqayotgan suv sarfini aniqlash uchun quyidagi ifodadan foydalanish mumkin:

$$Q = \sigma_{ch} m_0 b \sqrt{2gH}^{3/2}, \quad (9.7)$$

bunda m_0 - sarf koeffitsiyenti, (9.5) ifodadan topiladi;

σ_{ch} - cho‘ktirilish koeffitsiyenti, *Bazen* emperik ifodasidan aniqlanadi.

$$\sigma_{ch} = 1,05 \left(1 + 0,2 \frac{h_{ch}}{C_p} \right) \sqrt[3]{\frac{z}{H}} \quad (9.8)$$

9.7-rasmda pastki be‘fdagi suvni chuqurlighi h_p ga qarab suyuqlik sarfi Q ning o‘zgarishi ko‘rsatilgan. Grafikdan ko‘rinadiki, pastki byefdagi AB chiziqdan past bo‘lgan holda $Q = const$. Chuqurlik h_p AB chiziqdan yuqori bo‘lgan holda Q suv sarfi h_p ga bog‘liq bo‘lib qoladi. Bunda h_p katta bo‘lgan sari suyuqlik sarfi Q kamayib boradi va $h_{ch} = H$ da $Q = 0$ ga teng bo‘ladi.

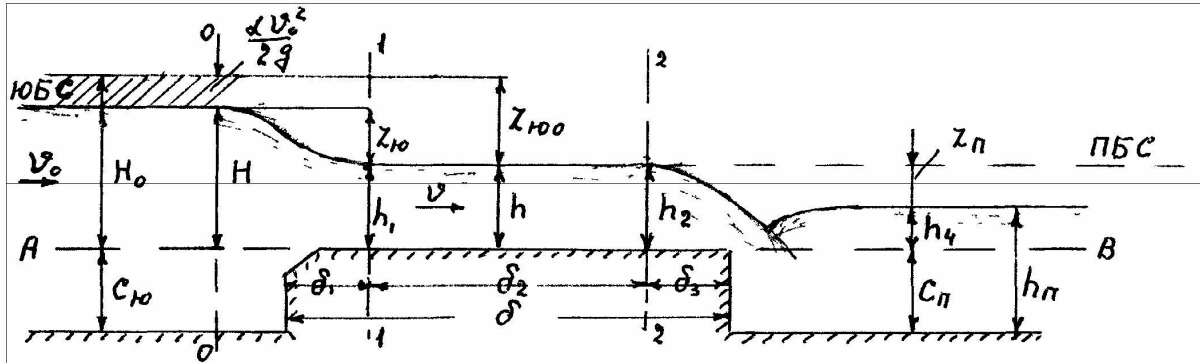
9.5. Keng ostonali to‘g‘ri burchakli cho‘kmagan nov

Keng ostonali cho‘kmagan novda suyuqlik sathi kamayishi ikki joyda (ostonaga kirishda va undan chiqishda) ro‘y beradi va ular z_{yu} , z_p deb belgilanadi (9.9-rasm).

Oqim sathining keskin kamayib ketishiga nov ostonasidagi oqayotgan suyuqlikni olingan kesma 1 - 1 dagi yuzani kamaygani sabab bo‘ladi. Bu joyda jonli kesma kamaygani hisobiga tezlik oshadi, demak, shu joyda kinetik energiya oshib potensial energiya kamayadi.

Shuning uchun, tinch holatda harakat qilayotgan suyuqlik tor joydan yoki ostonadan o‘tayotgan paytda suvning sathi pasayib o‘tadi. Keng

ostonali novning choʻkish shartlari yupqa devorli novni choʻkish shartlaridan butunlay farqli boʻladi.



9.9-rasm.

9.9-rasm dan koʻrinadiki, keng ostonali novning pastki befida suyuqlik sathi AB gorizontaal chiziqdan yuqori boʻlsa ham nov choʻkmagan boʻladi. Bunday nov ostonasida yoʻqolgan damni hisobga olinmaganligi uchun suv sathini gorizontaal hamda $h_1 = h = h_2 = \text{const}$ deb qabul qilamiz. Bunda h kesma I-I va 2-2 chegaralangan, silliq oʻzgaruvchan oqim harakatining chuqurligi. Oqimni nov ostonasidagi tezligini va suv sarfini aniqlash uchun, AB tekislikka nisbatan 0-0 va I-I kesmalarga D.Bernulli tenglamasini tuza-miz.

$$H + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = h + \frac{v^2}{2g} + h_{f(0-1)}, \quad (9.9)$$

bunda $H + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = H_0$ va $h_{f(0-1)} = \zeta \frac{v^2}{2g}$ desak,

$$H_0 = h + \frac{v^2}{2g} + \zeta \frac{v^2}{2g} = h + (1 + \zeta) \frac{v^2}{2g};$$

$$H_0 - h = (1 + \zeta) \frac{v^2}{2g}, \quad (9.10)$$

$$v = \sqrt{\frac{2g(H_0 - h)}{1 + \zeta}}.$$

Agar biz $\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta}}$ ni tezlik koeffitsiyenti desak, unda

$$v = \varphi \sqrt{2g(H_0 - h)} = \varphi \sqrt{(z_{yu})_0} \quad (9.11)$$

Toʻgʻri burchakli nov uchun suyuqlik sarfi teng boʻladi

$$Q = \omega v = bh\varphi \sqrt{2g(H_0 - h)} \quad (9.12)$$

Solishtirma suyuqlik sarfini $q = \frac{Q}{b}$ bilan ifodalasak, $q = \varphi h \sqrt{2g(H_0 - h)}$

$$\text{yoki} \quad q = \varphi h \sqrt{2g(z_{\text{so}})_0}. \quad (9.13)$$

(9.12) va (9.13) tenglamalardan ko‘rinadiki, suyuqlik sarfini aniqlashda nov ostonasidagi chuqurlik h ni bilish kerak. Bu h chuqurlik kanalidagi H ga qarab o‘zgaradi.

Keng ostonali novda chuqurlik h va Q larni topishda juda ko‘p usullar mavjud. Shu usullardan bir nechtasini ko‘rib chiqaylik.

9.6. Belanje usuli (suyuqlik sarfini maksimumlik tamoyili)

(9.13) tenglamani quyidagicha yozish mumkin,

$$q = \varphi h \sqrt{2g(H_0 - h)} = f(h). \quad (9.14)$$

Keng ostonali nov rasmidan ko‘rinadiki, ostonada chuqurlik h H_0 chuqurlikdan katta bo‘la olmaydi. Chuqurlik $0 < h < H_0$ oraliqda o‘zgaradi. Agar bizga H_0 ma’lum desak ($H_0 = \text{const}$), hamda $h = H_0$ bo‘lsa, $f(h) = f(H_0) = 0$ yoki $q = 0$ bo‘ladi. $h = 0$ da ham $q = 0$ bo‘ladi. Bundan ko‘rinadiki, h chegaraviy qiymatlarga ega bo‘lganda $q = f(h) = 0$ ga teng. Bundan xulosa qilish mumkinki, $0 \div H_0$ gacha o‘zgaruvchi chuqurlik h lar orasida shunday chuqurlik mavjudki, unga to‘g‘ri keladigan $f(h)$ funksiyasi eng kattta qiymatga ega bo‘ladi, yani $q = q_{\text{max}}$. Shu holni e’tiborga olib, Belanje chuqurlik h ni topishda quyidagi postulattan (isbotsiz qabul qilanadigan qoida) foydalanishni taklif etadi. Berilgan H dam uchun novning ostonasida o‘zidan-o‘zi shunday h chuqurlik hosil bo‘ladiki, undan o‘tayotgan solishtirma suyuqlik sarfi maksimum qiymatga ega $q = q_{\text{max}}$, boshqacha qilib aytganda, ostonadan oqim harakati o‘tishi shunday holda bo‘ladiki, u bo‘lishi mumkin suyuqlik sarflarining eng maksimumiga tengdir. Bu postuladni odatda eng katta suyuqlik sarfi tamoyili deyiladi. Shu tamoyiliga asosan qidirilayotgan chuqurlik h quyidagi tenglamani qanoatlantirishi shart:

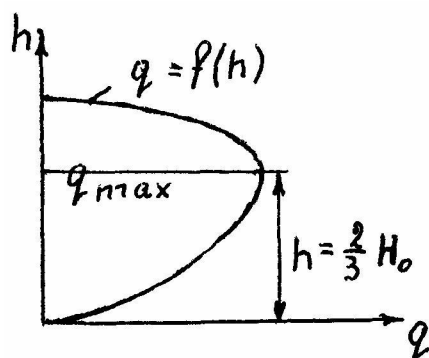
$$\frac{dq}{dh} = \frac{d(\varphi h \sqrt{2g(H_0 - h)})}{dh} = 0, \quad (9.15)$$

(9.15) ifodada $\varphi = \text{const}$ desak, unda

$$\frac{d(h\sqrt{H_0 - h})}{dh} = \sqrt{H_0 - h} - \frac{1}{2} \frac{h}{\sqrt{H_0 - h}} = 0; \quad (9.16)$$

$$H_0 - h - \frac{1}{2}h = 0; \quad H_0 = \frac{3}{2}h; \quad h = \frac{2}{3}H_0.$$

Belanje postulati bo‘yicha novning ostonasida xuddi shu chuqurlikka teng bo‘lgan h mavjud bo‘lishi kerak (9.10-rasm).



9.10-rasm.

Chuqurlik h va H_0 orasidagi nisbat $\frac{h}{H_0} = k = \frac{2}{3}$ ga teng bo'ladi. Agar biz (9.12) tenglamani quyidagicha yozsak,

$$Q = \varphi b \frac{h}{H_0} H_0 \sqrt{2gH_0 \left(1 - \frac{h}{H_0}\right)}; \quad (9.17)$$

$$Q = \varphi k \sqrt{1-k} \cdot b \cdot \sqrt{2gH_0^{3/2}}; \quad (9.18)$$

yoki

$$Q = mb \sqrt{2gH_0^{3/2}}; \quad (9.19)$$

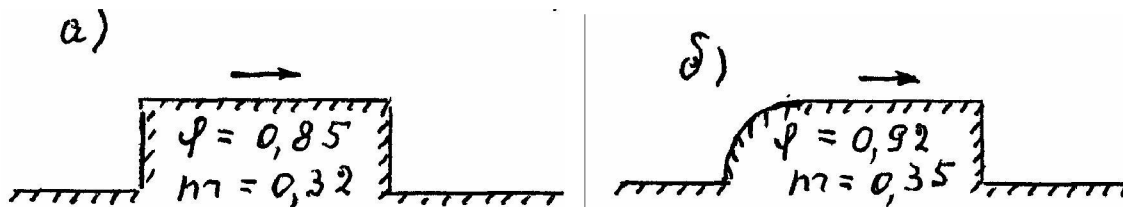
bunda

$$m = \varphi k \sqrt{1-k}. \quad (9.20)$$

Agar endi Belanje bo'yicha $k=2/3$ ni (9.20) ifodaga qo'ysak.

$$m = \varphi \cdot \frac{2}{3} \sqrt{1 - \frac{2}{3}} = 0,385\varphi \quad (9.21)$$

Ba'zi bir mualliflar o'tkazilgan bir qancha tajribalar asosida to'g'ri burchakli keng ostonali novlar uchun $\varphi=0.85$ ni (9.11a-rasm), ostonani boshlanish qismi silliq egri bo'lgan novlar uchun $\varphi=0.92$ ni (9.11b-rasm) qabul qilishni tavsiya etishadi.



9.11-rasm.

Tezlik koeffitsiyenti φ larga asosanib, rasmlardagi ostonalar uchun sarf koeffitsiyentlarini (9.20) ifodadan olish mumkin. Bunda 9.11a-rasm uchun $m=0.32$; 9.11b-rasm uchun $m = 0.35$.

9.7. Baxmetyev usuli

Novning keng ostonadagi chuqurligi h ni topishda B.A. Baxmetyev suv sarfining maksimum tamoili o'rniga boshqa postulatdan foydalanishni tavsiya etadi.

B.A. Baxmetyev bo'yicha ko'rilayotgan novning ostonasida o'z-o'zidan shunday chuqurlik hosil bo'lishi kerakki, uning uchun olingan kesmani solishtirma energiyasini minimum qiymatiga to'g'ri kelishi kerak.

$$\begin{aligned} \text{Baxmetyev bo'yicha } K &= \frac{h_k}{H_0}, \text{ bunda } h_k = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{b^2 g}}; \\ K &= \frac{1}{H_0} \sqrt[3]{\frac{Q^2}{b^2 g}} = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{H_0^3 b^2 g}}. \end{aligned} \quad (9.22)$$

(9.18) ifodani hisobga olganda

$$K = \sqrt[3]{\frac{\varphi^2 K^2 (1-K) \cdot b^2 \cdot 2g \cdot H_0^3}{H_0^3 \cdot g \cdot b^2}} = \sqrt[3]{\varphi^2 K^2 (1-K) \cdot 2}. \quad (9.23)$$

Bu ifodani 3-darajaga ko'tarib, (9.20) ni hisobga olsak,

$$K^3 = \varphi^2 K^2 (1-K) \cdot 2; \quad K^3 = 2\varphi^2 (1-K). \quad (9.24)$$

Endi K ni φ orqali ifodalansa

$$K = \varphi^2 (1-K) \cdot 2; \quad K = 2\varphi^2 - 2K\varphi^2; \quad K + 2K\varphi^2 = 2\varphi^2$$

yoki

$$K = \frac{2\varphi^2}{1 + 2\varphi^2} \quad (9.25)$$

9.11,a va 9.11,b rasmlarda berilgan φ larni qabul qilsak, suyuqlik sarf koeffitsiyentlari Belanje bo'yicha topilgan qiymatlarga teng bo'ladi. Baxmetyev bo'yicha esa 9.11a rasm uchun $k = 0.59$, 9.11b rasm uchun $k=0.63$ ga teng.

Agar $\varphi=1.0$ bo'lsa, unda 9.11- rasmdagi ko'rsatilgan a) va b) lar uchun aniqlangan K qiymati Belanje topgan qiymatga tengdir, ya'ni

$$K=2/3,$$

Nov ostonasidagi chuqurlikni quyidagi ifoda bo'yicha ham hisoblash mumkin:

$$h=KH_0$$

bunda K - koeffitsiyent; $m = \varphi K \sqrt{1-K}$ tenglamadan yoki 9.1-jadvaldan topiladi

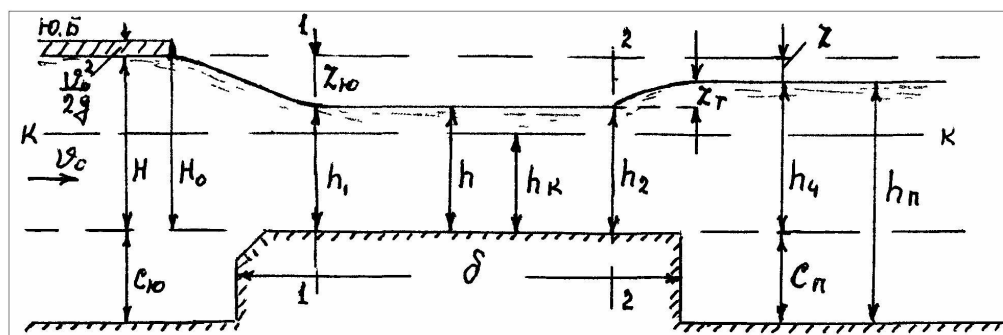
9.1-jadval

m	0,30	0,32	0,34	0,36	0,38
φ	0,943	0,956	0,970	0,983	0,996
K	0,416	0,453	0,483	0,513	0,613

9.8. To'g'ri burchakli keng ostonali novning cho'kish shartlari

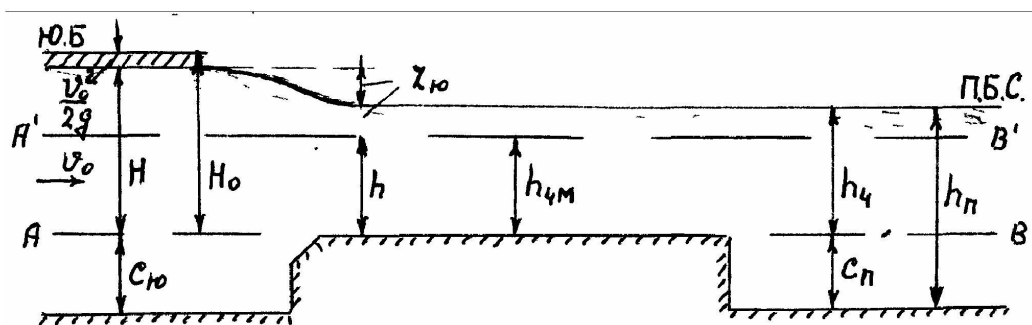
To'g'ri burchakli keng ostonali (9.12-rasm) novlardagi suyuqlik sathida ikki marta o'zgarish ro'y beradi: birinchisi - nov ostonasiga kirish paytida suv sathi pasayib borsa, ikkinchisi esa novdan chiqayotgan paytda ko'tarilib (tiklanib) boradi (z_{yu} , z_t).

Ko'tarilish sababi kinetik energiyaning bir qismi novdan chiqayotgan paytda potentsial energiyaga o'tishidadir. Shu munosabat bilan z_t tiklanish o'zgarishi deyiladi.



9.12-rasm.

Baxmetyev, Belanje usullarida tiklanish o'zgarishi z_t hisobga olinmas edi va novdan oqib chiqish 9.13-rasm da ko'rsatilganga o'xshab bo'ladi, ya'ni cho'kkan novda faqat bir marta novga kirish oldida suyuqlik sathi pasayadi. 9.13-rasmda $A'B'$ punktir chiziq bilan h_{chm} novning cho'kmaslik chuqurligi (berilgan H dam uchun nov ostonasida o'z-o'zidan o'rnatilgan chuqurlik h_{chm}) berilgan.



9.13-rasm.

Baxmetyev va Belanje usullarida asosan keng ostonali nov cho'ktirilgan deyiladi, agar pastki byefdagi suyuqlik sathi ostonada o'z-o'zidan o'rnatilgan sath chuqurligiga nisbatan yuqori bo'lsa, shu boisdan nov cho'ktirilgan bo'lishi uchun quyidagi shartlar bajarilishi kerak:

1) Belanje bo'yicha nov cho'ktirilgan deyiladi, agar

$$h_{ch} > \frac{2}{3}H_0 \quad \text{yoki} \quad h_p > C_p + \frac{2}{3}H_0 \quad \text{bo'lsa,}$$

bunda novni cho'kmaslik chuqurligi $h_{chm} = h_k$ bo'lishi kerak (9.13-rasm).

2) Baxmetev usuli bo'yicha cho'kmaslik chuqurligi $h_{chm} = h_k$ bo'lib, nov cho'ktirilgan deyiladi, agar $h_{ch} > h_k$ yoki $h_p > C_p + h_k$ bo'lsa.

3) R.R.Chugaev kuzatishlari bo'yicha keng nov ostonasidagi suv sathini pasayishi va novdan chiqayotgan paytda uni tiklanishiga qarab nov cho'ktirilgan deyiladi, agar cho'kish balandligi

$$h_{ch} > nH_0 \quad \text{yoki} \quad h_p > C_p + nH_0 \quad \text{bo'lsa,}$$

bunda $n = 0,85 \div 0,75$ ga teng.

Keng ostonali novlardagi suyuqlik sarfini aniqlashda Belanje usuli bo'yicha tiklanish chuqurligi $z_r = 0$ qabul qilinib, ostonadagi chuqurligi h o'rniga h_{ch} qo'yiladi

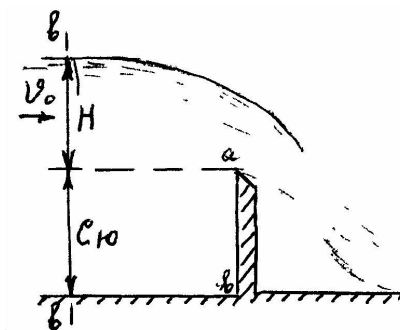
$$Q = bh\varphi\sqrt{2g(H_0 - h)} \quad (9.26)$$

$$Q = bh_{ch}\varphi\sqrt{2g(H_0 - h_u)}. \quad (9.27)$$

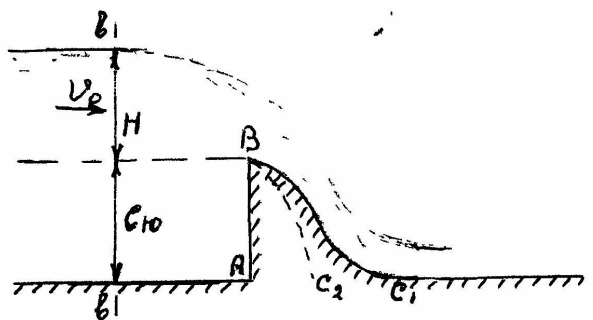
Baxmetyev usuli Belanje usulidan faqat novning cho'kish sharti bilan farq qiladi. Cho'ktirilgan nov uchun berilgan (9.26) va (9.27) ifodalarni o'zi qolaveradi.

9.9. Gidrotexnik inshootlarda uchrab turadigan nov devorlari

To'g'on qurish ishlarida hayotda ko'proq uchraydigan, ostida bo'shliq bo'lmagan novlar qo'llaniladi. Faraz qilaylik, bizga yupqa ab devorli nov ma'lum bo'lsin.



9.14-rasm.



9.15-rasm.

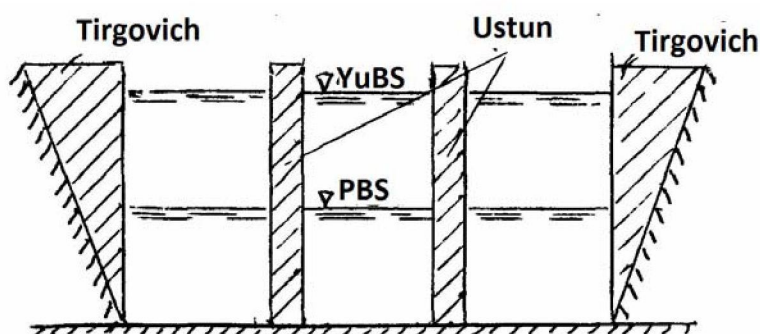
Undan hayotda uchrab turadigan va ostonasida bo'shliq bo'lmagan novni hosil qilish uchun, suyuqlik oqib tushadigan qirrasi BC_1 chiziq bo'yicha o'tqaziladi (9.15-rasm) va bu chiziq oqimning pastki chizig'ini bildiradi. Hosil bo'lgan nov ostidagi bosim atmosfera bosimiga yaqin bo'ladi. Agar biz suv oqib tushadigan devor chizig'ini chaproq, BC_2

bo'yicha o'tkazsak, oqim devordan ajralib oqishga harakat qiladi. Bu holda oqim ostida bo'shliq hosil bo'lib, ostida bo'shliq bo'lgan nov deyiladi.

To'g'on qirrasida bir qancha teshikcha novlar mavjud bo'lishi mumkin va ular bir-biridan ustun bilan ajratiladi (9.16-rasm). Yon tomonlari esa tirgovich bilan mahkamlangan bo'ladi. Bunday ko'plab uchraydigan novlarni hisoblashda

$$Q = \sigma_{ch} \varepsilon m B \sqrt{2g} H^{3/2} \quad (9.28)$$

ifodadan foydalanish qulaydir, bunda $B = \sum_{i=1}^n b_i$ novlar enining yig'indisi; b_i - bitta i novning eni; σ_{ch} - nov cho'kish koeffitsiyenti bo'lib, u pastki byef tomonidan novning cho'kish hisobiga suyuqlik sarfi Q ni o'zgarishini bildiradi. Cho'kmagan novlar uchun $\sigma_{ch} = 1,0$ bo'ladi; ε - suyuqlikni yon tomonidan torayish koeffitsiyenti; B_0 - haqiqiy yoki effektiv bo'lgan novlarning eni, b_{0i} - toraygan oqimning eni (i novdagi eni); m - novning suyuqlik sarf koeffitsiyenti. Agar $\Omega_{yu} \geq 4(BH)$ bo'lsa (bunda Ω_{yu} - yuqori byefda b - b kesma bo'yicha 9.16- rasmda olingan to'g'onning yuzasi), unda oqib kelish tezligi v_0 hisobga olinmaydi va $H_0 = H$ deb qabul qilinadi.



9.16-rasm.

Agar hayotda uchraydigan novlar uchun $\sigma_{ch}, \varepsilon, m$ koeffitsiyentlar mavjud bo'lsa, unda quyidagi uchta masalani yechish mumkin bo'ladi:

- 1) Berilgan B va H uchun Q topiladi;
- 2) Berilgan H va Q uchun B topiladi;
- 3) Berilgan B va Q uchun H topiladi.

9.10. Novdan oqib tushayotgan oqimning eng tor joydagi chuqurligi

Suyuqlik novdan oqib tushib pastki byefdagi oqayotgan suvning chuqurligi bilan bog'lanishi asosiy masala bo'lib, uni yechishda, birinchi galda, oqib tushayotgan suyuqlikni eng tor joydagi chuqurligi h_T aniqlanadi. Buning uchun D.Bernulli tenglamasidan foydalanamiz hamda to'g'on oldidan I - I kesmani, toraygan joydan (to'g'on dan keyin) T - T kesmani va 0-0 taqqoslash tekisligini olamiz (9.17-rasm). Taqqoslash tekisligi 0 - 0 ni

pastki byef tagidan o'tkazamiz. 1 - 1 va T - T kesmalar uchun D.Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$T + \frac{v_0^2}{2g} = h_T + \frac{v_T^2}{2g} + \zeta \frac{v_T^2}{2g} \quad (9.29)$$

yoki

$$T_0 = h_T + (1 + \zeta) \frac{v_T^2}{2g}. \quad (9.30)$$

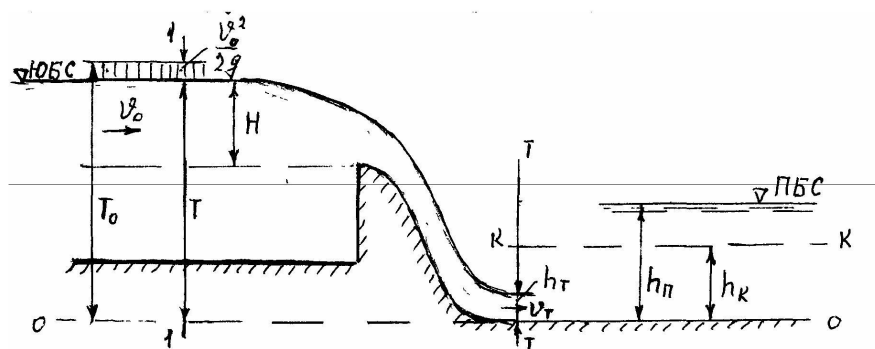
Bunda T_0 - 1 - 1 kesmadagi to'la dam; $T_0 = T + \frac{v_0^2}{2g}$

Agar
$$v_T = \frac{Q}{bh_T} = \frac{q}{h_T} \quad (9.31)$$

va $1 + \zeta = \frac{1}{\varphi^2}$ bo'lsa, (9.30) ifodaga ko'ra

$$T_0 = h_T + \frac{q^2}{2gh_T^2\varphi^2} \quad (9.32)$$

To'g'ri burchakli kanallar uchun (9.32) ifodadan toraygan joydagi h_T chuqurlikni aniqlash mumkin. Bu kubik tenglama bo'lib, uni uchta ildizi mavjud. Shuni aytish kerakki, h_T chuqurlik 0 dan katta bo'lib kritik h_k chuqurlikdan kichik bo'lishi kerak (9.17-rasm). (9.32) tenglama uchun topilgan uchta ildizlaridan biri shu oraliqda yotgan bo'lib, haqiqiy ildizi deb hisoblanadi.

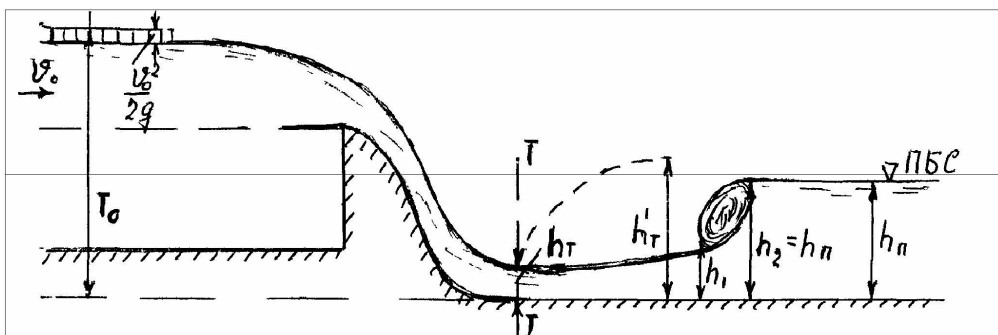


9.17-rasm.

9.11. Yuqori va pastki byeflarning bog'lanish shakllari

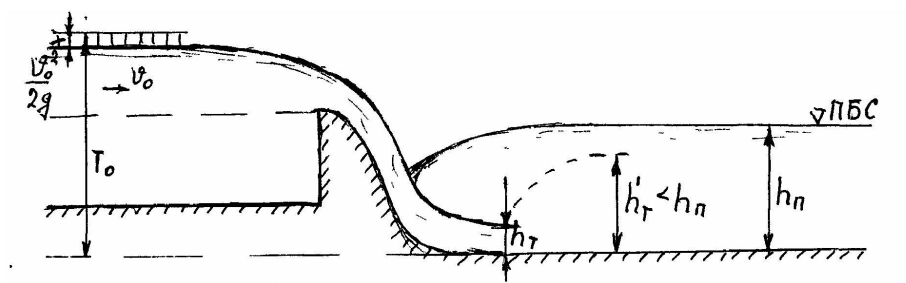
Pastki byefdagi kanalni nishabi $i < i_k$ bo'lsa, byeflarning bog'lanishi uch xil bo'lishi mumkin:

1. Byeflarni uzoq, olis sakrashga bog'liqligi. Bunda sakrash to'g'ondan l uzoqlikda hosil bo'ladi (9.18-rasm). l uzunlik olis sakrash uzunligi deyiladi va u C_1 turiga kirib, tayanch chizig'i deyiladi. Bu oraliqda chuqurlik h_T dan h_l gacha ko'payib, sakrashdan oldin bo'lgan, ikkinchisi h_2 esa sakrashdan keyingi, bir-biriga bog'liq bo'lgan chuqurliklar bo'ladi.



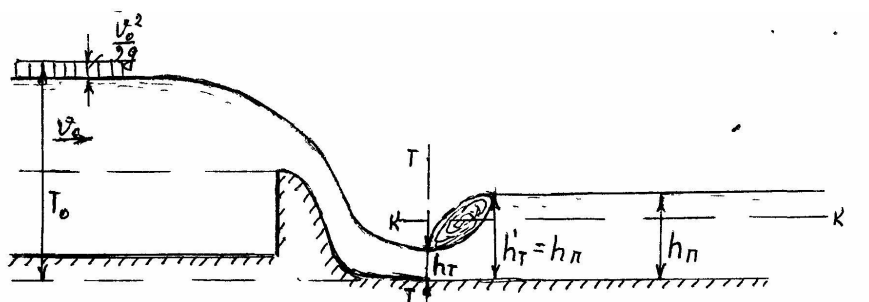
9.18-rasm.

2. Byeflarni cho'ktirilgan sakrashga bog'liqligi. Bu holda pastki byefdagi suvning chuqurligi h_p sakrashni cho'ktirgan bo'ladi, chunki chuqurlik h_p to'g'ondan keyin eng tor joydagi h_T chuqurlik bilan bog'liq bo'lgan h'_T dan katta bo'ladi (9.19-rasm).



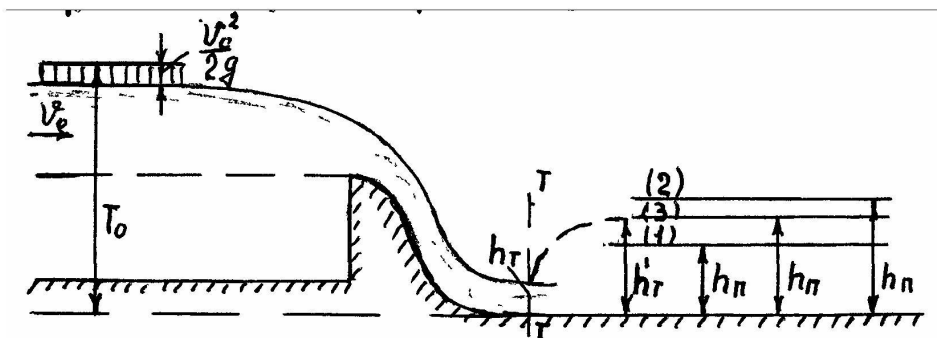
9.19-rasm.

3. Byeflarni haqiqiy sakrashga bog'liqligi. Bu holda pastki byefdagi suyuqlik chuqurligi ta'sirida sakrash cho'ktirilmagan va uzoqlashmagan bo'lib T-T kesmadan, ya'ni eng toraygan joydagi chuqurlikdan boshlanadi (9.20-rasm).



9.20-rasm.

Beflar bog'lanishni topishda, birinchi galda, shu uchta holdan qaysi biri mavjudligini aniqlash kerak. Bu masalani yechishda avval eng tor T - T joydagi chuqurlikni (9.32) ifoda bo'yicha aniqlab, unga bog'liq bo'lgan ikkinchi chuqurlikni (sakrashdan keyingi) sakrash tenglamasi (8.51) dan topamiz. Topilgan chuqurliklar asosida T-T kesmadan xayoliy sakrashni ko'z oldimizga keltiramiz. Bu sakrashga tegishli bo'lgan birinchi chuqurligi $h_1 = h_T$ ga, ikkinchisi esa $h_2 = h'_T$ teng bo'ladi. Keyin quyidagicha mulohaza qilamiz (9.21-rasm):



9.21-rasm.

- 1) Agar pastki byefdagi chuqurlik sakrashga ta'sir etmasa (sakrash cho'k-magan bo'lsa), ya'ni $h_p < h'_r$ bo'lsa, unda T - T kesmadan l uzoqlikda sakrash hosil bo'ladi (9.18-rasm).
- 2) Agar pastki byefdagi chuqurlik sakrashga ta'sir etib $h_p > h'_r$ bo'lsa, unda cho'ktirilgan sakrash bo'ladi (9.19-rasm).
- 3) Agar pastki byefdagi suvni sathi (chuqurligi) sakrashning ikkinchi chuqurligi h'_r bilan teng bo'lsa, u holda xayoliy sakrash haqiqiy sakrashga aylanadi (9.20-rasm).

Shunday qilib, byeflarning bog'lanishi chuqurlik h'_r va h_p larning nisbatlariga bog'liq bo'ladi. Byeflar olis sakrash bilan bog'langanda, (9.18-rasm), l uzunlikni V.I.Charnomskiy notekis harakat tenglamasidan aniqlash mumkin:

$$l_{1-2} = \frac{\mathfrak{D}_2 - \mathfrak{D}_1}{i - i_{\text{ort}}}, \quad (9.33)$$

bunda l_{1-2} - pastki byefda eng tor joydagi kesma T - T dan to sakrash boshlanadigan kesmagacha bo'lgan masofa;

$\mathfrak{D}_1, \mathfrak{D}_2$ - T - T va sakrash boshlanadigan kesmalardagi solishtirma energiya.

(9.33) ifodadagi o'rtacha nishablik teng

$$i_{\text{ort}} = \frac{v_{\text{urt}}^2}{c_{\text{ort}}^2 \cdot R_{\text{ort}}}, \quad (9.34)$$

bunda, $v_{\text{ort}} = \frac{v_1 + v_2}{2}$ - ko'rilayotgan kesmalardagi tezliklarning o'rtacha qiymati;

$c_{\text{ort}} = \frac{c_1 + c_2}{2}$ - kesmalar uchun olingan o'rtacha Shezi koeffitsiyenti;

$R_{\text{ort}} = \frac{R_1 + R_2}{2}$ - o'rtacha gidravlik radiusi;

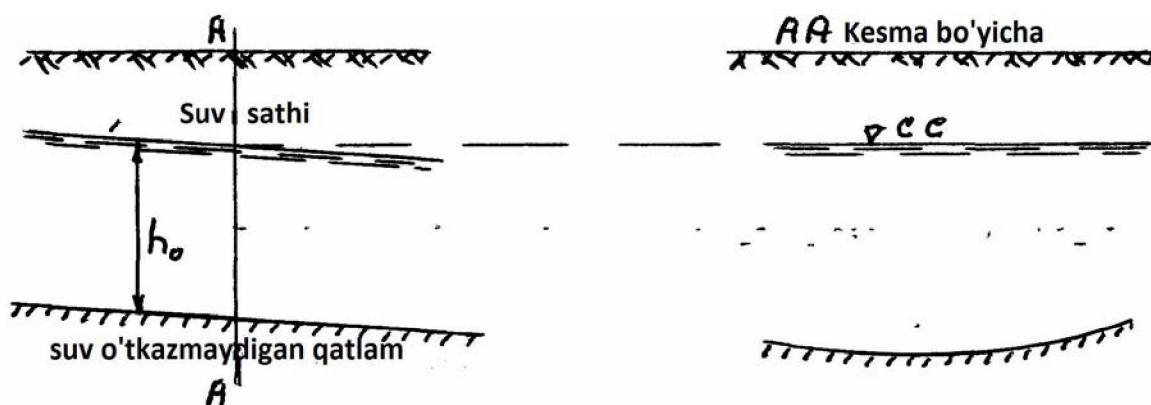
i - kanalning pastki byefdagi nishabi.

10-bob.

Filtratsion oqimlar

10.1. Sizilish (filtratsiya) nazariyasining asosiy tushunchalari

Suyuqlikni g'ovak muhitlardagi harakati sizilish deyiladi. Suv g'ovak muhitga har xil yo'l orqali tushadi. Suv yerga shimilib, o'tkazuvchan qatlamni suvga to'ldiradi. Suv yerni o'tkazuvchi qatlami bo'yicha shimilib borib, o'tkazmas bo'lgan qatlamga yetadi (qattiq zichlangan tuproq, tog'li jins va boshqalar) va uning yuzasi bo'yicha harakat qiladi. Shunday qilib, suv o'tkazmas qatlamni yuzasi kanalni tagiga (tubiga) o'xshab qolib sizib o'tgan oqimning tagi bo'ladi.



10.1-rasm.

10.1-rasmda damsiz bo'lgan sizilib o'tadigan oqim keltirilgan. Damsiz siziladigan oqimni kanallarda, anhorlarda oqayotgan suvga o'xshab suyuqlik sathi mavjud va undagi har bir zarrachaga ta'sir etayotgan bosim bir xil qiymatga ega. Siziladigan qatlamda oqim damli va damsiz bo'lishi mumkin. Damli bo'lgan siziladigan oqim deb ikkita suv o'tkazmaydigan qatlamlar orasidagi harakatga aytiladi. Agar yuqorida yotgan suv o'tqazmaydigan qatlamni parma bilan suv o'tqazuvchi qatlamgacha teshsak, hosil bo'lgan burg'u qudug'idan suv ko'tarila boshlaydi. Bunday burg'u qudug'idan olingan suv artezian suvi deyiladi, quduqni esa artezian qudug'i deyiladi. Damli siziladigan oqimlarga betonli inshootlar (to'g'on) tagidagi suv harakati misol bo'la oladi. Ko'pincha, temir yo'lni loyihalashda va qurish davrida yer osti suvlarini pasaytirish kerak bo'ladi. Bu holda yerning ma'lum bir chuqurligidan namlikni yo'qotish uchun, gorizontel drenaj quvurlar yotqiziladi. Quvurga gruntidagi suvlar har tomonlama yig'iladi va undan zovurlarga oqib ketadi. Drenaj quvurlarni yotqizishdan oldin gruntidagi siziladigan oqimlarni o'rganib chiqish kerak.

Grunt suvlarni oqimi laminar yoki turbulent bo'lishi mumkin. Mayda qumlarda va suv o'tkazuvchan gillarda (loy) suvning harakati laminar bo'ladi. Suvning turbulent harakati yirik zarrachalardan bo'lgan grunt

(qum, shag'al) larda bo'ladi. Biz asosan suvni laminar harakatini o'rganamiz. Ma'lumki, laminar harakatda yo'qolgan dam tezlikni birinchi darajasiga to'g'ri mutanosibdir. Yer osti suvlari harakati asosan kichik tezliklarda bo'lgani uchun, ya'ni kesmadagi to'la dam H ni topishda tezlik damini hisobga olmasa ham bo'ladi. To'la dam H teng

$$H = Z + \frac{P}{\gamma} \quad (10.1)$$

bunda Z -taqqoslash tekislikdan ko'rilayotgan nuqtagacha bo'lgan geometrik balandlik, yoki solishtirma potentsial energiyaning holati;

$\frac{P}{\gamma}$ -ko'rilayotgan nuqtadagi bosimning pyezometrik balandligi yoki solishtirma potentsial energiyaning bosimi.

Grunt suvlarning harakatida dam chizig'i bilan pyezometrik chiziqlar ($\frac{v^2}{2g}$ nolga teng bo'lgani uchun) ustma-ust tushadi va gidravlik qiyaligi pyezometrik qiyaligiga teng bo'ladi, ya'ni

$$J_r = J_p$$

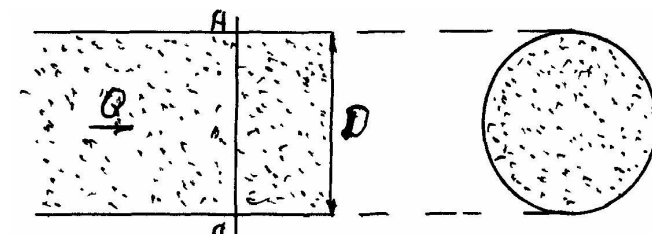
10.2. Laminar sizilishning asosiy qonuni

Olimlar tomonidan o'tkazilgan ko'p tajribalar (XIX asrning o'rtalarida) shuni ko'rsatdiki, suvni sizilish tezligi pyezometrik qiyalikni birinchi darajasiga to'g'ri mutanosibdir

$$U = KJ. \quad (10.2)$$

Bu Darsi ifodasi bo'lib, laminar filtratsiyaning asosiy qonuni hisoblanadi. Bunda K - sizilish koeffitsiyenti va u tezlik o'lchovida o'lchanadi; J - gidravlik (pyezometrik) qiyalik; U - ko'rilayotgan nuqtada o'tayotgan suvning sizilish tezligi.

Sizilish tezligi nimaligini tushuntiramiz. Buning uchun, D diametriga ega bo'lgan va ichi qumga to'ldirilgan quvurni olaylik.



10.2-rasm.

Faraz qilaylik, shu quvurdagi qumning g'ovaklaridan suv harakat qiladi va uning sarfi Q bo'lsin. Shu quvurda $A-A$ kesmani olamiz va unda uch xil yuzalar mavjudligini ko'ramiz:

- a) grunt g'ovaklarining yuzasi ω_g bo'lib, oqayotgan suv shu haqiqiy yuza bo'yicha o'tadi;
- b) grunt zarrachalarining yuzasi ω_z bo'lib, unda suv harakat qilmaydi;
- c) quvurning to'la ichki yuzasi ω o'z ichiga g'ovak va zarrachalarning shu $A-A$ kesmadagi olingan yuzarning yig'indisiga teng.

$$\omega = \omega_\lambda + \omega_3. \quad (10.3)$$

Suvning haqiqiy tezligi g'ovak yuzasidan o'tgan tezlikka teng

$$U_x = \frac{Q}{\omega_r} \quad (10.4)$$

Sizilish tezligi esa

$$U = \frac{Q}{\omega} \quad (10.5)$$

Bundan ko'rinadiki, sizilish tezligi soxta (xayoliy) tezlik bo'lib, suv butun yuza bo'yicha $\omega = \omega_\lambda + \omega_3$ harakat qilayapti deb faraz qilinadi. Agar gruntning hajmiy g'ovaklikni n va yuza g'ovagini n' bilan belgilasak, unda $n = g'ovak\ hajmi / grunt\ hajmi$; $n' = g'ovak\ yuzasi / quvur\ yuzasi$ bo'ladi.

Bir jinsli gruntida $n = n'$ bo'ladi va

$$\frac{U}{U_x} = \frac{\omega_r}{\omega} = n \quad \text{yoki} \quad U = n \cdot U_x \quad (10.6)$$

Odatda, miqdor $n=0,30 \div 0,45$ orasida bo'lib, sizilish tezligi haqiqiy tezlikdan doim kichik bo'ladi.

Darsi ifodasidan foydalanib, suv sarfini quyidagicha yozish mumkin:

$$\omega U = \omega KJ \quad \text{yoki} \quad Q = \omega KJ. \quad (10.7)$$

(10.2) va (10.7) ifodalar gruntida laminar harakat qilayotgan suyuqlik uchun sizilishni asosiy qonunini bildiradi. Bu ifodalarni

$$U \cdot d \leq 0,01 \div 0,07 \text{ sm}^2/\text{s} \quad (10.8)$$

bo'lganda qo'llash mumkin. Bunda U - sizilish tezligi, sm/s ; d - grunt zarrachalarining diametri, sm . Agar yuqoridagi shart bajarilmasa, unda Darsi qonuniyatning chiziqli bog'lanishi buziladi. U holda (10.2) va (10.7) ifodalar o'rniga turbulent sizilish ifodasi ishlatiladi.

$$J = aU + bU^2 \quad (10.9)$$

bunda a va b - ko'rilayotgan grunt uchun va bir haroratga ega bo'lgan suv uchun o'zgarmas koeffitsiyentlar.

Nisbatan katta tezliklarda (10.9) ifodaning birinchi hadini hisobga olmasa ham bo'ladi, unda sizilish tezligi teng bo'ladi.

$$U = K_T \sqrt{J} \quad (10.10)$$

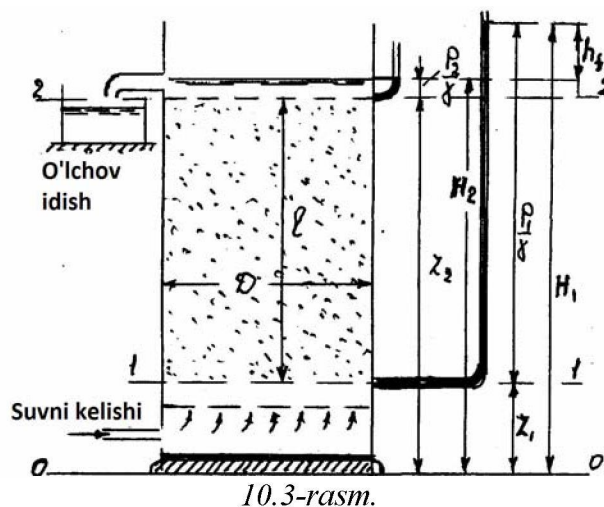
bunda K_T - turbulent sizilishning koeffitsiyenti.

Shunday qilib, sizilish nazariyasiga sohta tezlik kiritib, gruntning g'ovaklaridan o'tayotgan haqiqiy filtratsiya oqimini butun yuza bo'yicha filtratsiya oqimiga almashtiriladi.

10.3. Sizilish koeffitsiyentini aniqlash

Filtratsiya koeffitsiyenti gruntning suv o'tkazuvchanligini tavsiflaydi va u grunt zarrachalarining mayda yoki yirikligiga, shakliga, sizilayotgan suyuqlikning qovushqoqligiga bog'liq. Gruntning zarrachalari qancha yirik bo'lsa, sizilish koeffitsiyenti ham shuncha katta bo'ladi. Bu koeffitsiyentni aniqlash uchun uchta usul mavjud: laboratoriya, dala va emperik ifodasi bo'yicha hisoblash.

Laboratoriya usulini ko'rib chiqaylik. Sizilish koeffitsiyentini aniqlashda Darsi qurilmasi ishlatiladi. U temirdan tayyorlangan vertikal silindrdan iborat bo'lib, pastki joyiga setka o'rnatilgan. Tajriba o'tkazadigan grunt silindr ichiga solinadi (10.3-rasm).



Kesma 1-1 va 2-2 larning silindr devorlariga pyezometrlar o'rnatilib, ular bir-biridan l masofada joylashgan. O'rnatilgan pyezometrlar orqali ko'rilayotgan kesmalarda bosimni va to'la damlarni aniqlash mumkin. Suv bosim ostida silindrik idishga kirib, grunt bo'yicha pastdan yuqoriga sizilib o'tib boradi. Sizilib bo'lgan suv jumrakdan o'lchov idishga tushadi. Shu idish orqali sizilgan suv sarfini aniqlash mumkin. Sizilish K koeffitsiyentini Darsi ifodasidan topish mumkin

$$K = \frac{Q}{J \cdot \omega} \quad (10.11)$$

bunda ω - silindrning ichki kesma yuzasi; J - gidravlik qiyaligi.

10.3-rasmda H_1 va H_2 lar 1-1 va 2-2 kesmalardagi to'la damlarning 0-0 taqqoslash tekislikka nisbatan olinganligi ko'rsatilgan, ya'ni

$$H_1 = Z_1 + \frac{P_1}{\gamma}, \quad H_2 = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma}.$$

Suyuqlik sizilishi natijasida 1 masofada yo'qolgan dam pyezometrlarda ko'tarilgan suyuqlik sathlarining ayirmasiga teng. Tajribadan suyuqlik sarfi Q , masofa l va yo'qolgan dam h_f ni aniqlab, sizilish ko'effitsiyenti K ni topib olish mumkin.

Amalda sizilish ko'effitsiyenti K ni emperik ifodasi bo'yicha aniqlash usuli juda kam qo'llaniladi. Shuning uchun bu usulni ko'rmasak ham bo'ladi.

Dala usuli. Gruntni dala o'zida sizilish ko'effitsiyentini aniqlash uchun maxsus tajriba o'tkaziladi. Buning uchun, maxsus qurilgan quduqlardan suv so'rib olinadi. Uni sarfi va quduqdagi suvning sathi aniqlanadi. Keyin sarf Q ni qo'shni quduqdagi suvlarning sathlarini bilib, mahsus ifodalar orqali sizilish ko'effitsiyenti K topiladi. Dala usuli bo'yicha K ni topish "Muhandislik geologiya" kursida to'la-to'kis keltirilgan. Misol uchun, har xil tuproqlarda taxminiy bo'ladigan sizilish ko'effitsiyentini keltiramiz (10.1-jadval).

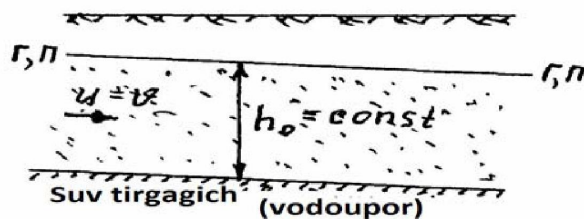
10.1-jadval

Tuproqning nomi	Filtratsiya ko'effitsiyenti sm/s
Yirik zarrachali qumlar (2mm)	0,01 ÷ 0,05
Mayda zarrachali qumlar (0,3÷0,4)mm	0,001÷0,005
Zichlangan supes	0,0001 ÷ 0,0005
Suglinok	0,00001 ÷ 0,00005
Loy (gil)	0,000001 ÷ 0,000005
Shag'al (5 mm)	3 ÷ 3,5

Darsi ifodasi (10,2) da gidravlik (pyezometrik) qiyaligi miqdor jihatdan 1 dan ancha kichik ($J \ll 1$). Shuni hisobga oladigan bo'lsak, grunt da harakat qilayotgan suvning tezligi juda kichik bo'lar ekan (taxminan 0,01÷0,000001 sm/s).

10.4. Suvning damsiz tekis harakati

Faraz qilaylik 10.4-rasmda ko'rsatilgan suvtirgach nishabi i bo'yicha grunt suvi tekis harakat qilayotgan bo'lsin. U holda suvning sath chizig'i suvtirgach chizig'i bilan parallel bo'lib, chuqurligi h_0 oqim bo'yicha o'zgarmas bo'ladi. Sizilish tezligi kichik bo'lgani uchun tezlik damini hisobga olmasak, dam chizig'i pyezometrik chizig'i bilan ustma-ust tushadi.



10.4-rasm.

Demak, suv grunt ichida tekis harakat qilganda, gidravlik, pyezometrik va suvtirgach nishabi bilan bir xil bo'ladi. Shunda Darsi ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$u = v = Ki \quad \text{chunki} \quad J_r = J_n = i, \text{ va} \\ Q = K\omega i. \quad (10.12)$$

Agar suvtirgachning eni juda katta bo'lsa, u holga hisob-kitobni birlik eniga nisbatan ko'rish mumkin.

$$q = Kh_0 i \quad (10.13)$$

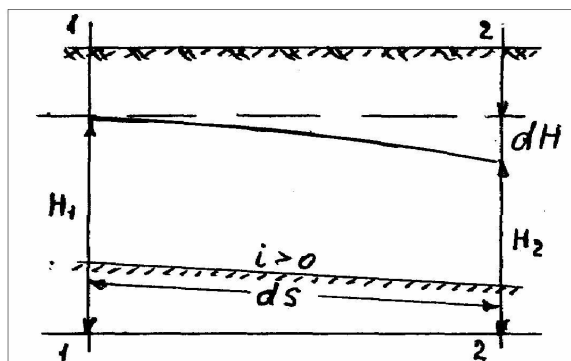
bunda $q = \frac{Q}{b}$ - birlik enidan sizilib o'tgan suv sarfi.

Gruntida tekis harakat qilayotgan suv sizilish tenglamasi

$$h_0 = \frac{q}{Ki} \text{ bo'ladi.} \quad (10.14)$$

10.5. Gruntidagi suvning notekis damsiz harakatining differensial tenglamasi va uni integrallash

Grunt suvining silliq notekis harakatini ko'raylik (10.5-rasm). Buning uchun, bir-biriga juda yaqin bo'lgan 1 - 1 va 2 - 2 kesmalarni olaylik.



10.5-rasm.

Nishabi kichik bo'lgan o'zanda silliq o'zgaruvchan harakat oqimining jonli yuzasi tekis va vertikal deb qaraladi. Unda 1-1 va 2-2 kesmalar orasidagi masofa ds hamma joyda bir xildir. Taqqoslash tekisligi 0-0 ga nisbatan qaralayotgan 1-1 va 2 - 2 kesmalardagi to'la damlari H_1 va H_2 ga teng. Yo'qolgan dam esa ds oralig'ida

$$h_f = H_1 - H_2 \quad (10.15)$$

teng yoki

$$-dH = H_2 - H_1. \quad (10.16)$$

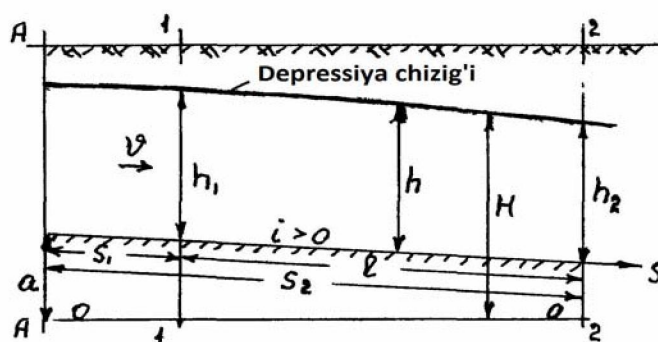
Shu oraliqda ko'rilayotgan jonli kesmaning har bir nuqtasiga nisbatan gidravlik nishabi suyuqlik sathi (pyezometrik) ning nishabiga teng.

$$J = -\frac{dH}{ds} = \text{const}. \quad (10.17)$$

Bu ifodada manfiy ishorani qo'yilganligi to'la damni yo'nalishi bo'yicha kamayib ketishini bildiradi. Shunday qilib, silliq o'zgaruvchan harakatda ko'rib chiqilayotgan jonli kesmaning har bir nuqtasidagi sizilish tezligi u shu kesmadagi o'rtacha sizilish tezligi v ga teng.

$$U = V = -K \frac{dH}{ds}. \quad (10.18)$$

Hosil bo'lgan ifoda *Dyupyui ifodasi* deyiladi yoki, boshqa so'z bilan aytganda ko'rilayotgan vertikal jonli kesmadagi o'rtacha sizilish tezligi shu kesmadagi suv sathining nishabini sizilish koeffitsiyentiga ko'paytmasiga teng. Bu yerda Darsi ifodasi bilan Dyupyui ifodasini adashtirish kerak emas. Darsi ifodasi bo'yicha grunt suvni laminar harakatining ixtiyoriy nuqtasida tezlik sizilishini beradi. Dyupyui ifodasida esa grunt suvning silliq o'zgaruvchan damsiz harakatida olingan jonli kesmadagi o'rtacha tezlik sizilishi v ni beradi. Grunt suvning notekis silliq o'zgaruvchan damsiz harakatini ko'raylik (tekislikdagi masala). Taqqoslash tekislik 0 - 0 ni olamiz. Boshlang'ich $A - A$ kesmadan boshlab suvni harakati s yo'nalishda bo'lsin (10.6-rasm).



10.6-rasm.

Grunt suvning damsiz harakatida dam chizig'i pyezometrik chizig'i bilan ustma-ust tushishni eslatib o'tamiz.

Ixtiyoriy olingan kesmadagi to'la dam H taqqoslash tekislikdan suyuqlik sathigacha bo'lgan masofani bildiradi va uni quyidagicha yozish mumkin

$$H = a + h - is, \quad (10.19)$$

bunda h - olingan kesmadagi oqim chuqurligi;

a – boshlang‘ich kesma, taqqoslash tekisligidan $A-A$ ning tubigacha bo‘lgan balandlik;

i - suvtirgachning nishabi (suv o‘tkazmaydigan qatlam asosi).

(10.19) ifodani differensiallasak, ya’ni cheksiz kichik bo‘lgan masofaga qo‘llasak,

$$dH = -ids + dh \quad \text{bo‘ladi}$$

va

$$-\frac{dH}{ds} = i - \frac{dh}{ds} \quad \text{teng.} \quad (10.20)$$

(10.20) ifodani hisobga olib Dyupyui $V = -K \frac{dH}{ds}$ ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

$$V = K \left(i - \frac{dh}{ds} \right). \quad (10.21)$$

Suyuqlik sarfi teng

$$Q = \omega v = K\omega \left(i - \frac{dh}{ds} \right). \quad (10.22)$$

Agar sizilish oqimining eni juda katta bo‘lsa, hisob-kitoblarni birlik eni bo‘yicha bajarish mumkin. Unda birlik eniga to‘g‘ri keladigan sizib o‘tgan oqimning solishtirma sarfi

$$q = Kh \left(i - \frac{dh}{ds} \right). \quad (10.23)$$

(10.23) tenglama grunt suvining damsiz notekis harakatini differensial tenglamasi deyiladi. Uni integrallash uchun yer ustida kanal va o‘zanlarda notekis harakat qilayotgan suyuqlikning differensial tenglamasiga kiritilgan o‘zgarishlarni bu yerda ham qo‘llaymiz. Grunt suvining differensial tenglamasiga normal h_0 chuqurlikni kiritamiz.

Solishtirma sarf q grunt suvining tekis harakatida quyidagiga teng

$$q = Kh_0 \cdot i$$

Agar q ni (10.23) ifodaga qo‘ysak,

$$Kh_0 i = Kh \left(i - \frac{dh}{ds} \right) \quad \text{yoki} \quad h_0 i = h \left(i - \frac{dh}{ds} \right),$$

bundan

$$\frac{dh}{ds} = i \left(1 - \frac{h_0}{h} \right). \quad (10.24)$$

Endi $\frac{h}{h_0} = \eta$ deb belgilasak, $h = h_0 \eta$ yoki $dh = h_0 d\eta$ bo‘ladi. Ushbu o‘zgarishlarni (10.24) ifodaga kiritilganda,

$$\frac{h_0 d\eta}{ds} = i \left(1 - \frac{1}{\eta} \right) \quad (10.25)$$

yoki

$$\frac{id s}{h_0} = \frac{\eta}{\eta-1} d\eta = \frac{\eta-1+1}{\eta-1} d\eta$$

va differensial tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{id s}{h_0} = d\eta + \frac{d\eta}{\eta-1} \quad (10.26)$$

Endi (10.26) ifoda 1 - 1 va 2 - 2 kesmalar orasida integrallanadi

$$\begin{aligned} \int_{s_1}^{s_2} \frac{id s}{h_0} &= \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta + \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{\eta-1}; \\ \frac{i}{h_0} (S_2 - S_1) &= \eta_2 - \eta_1 + \ln \frac{\eta_2 - 1}{\eta_1 - 1}; \\ \frac{il}{h_0} &= \eta_2 - \eta_1 + \ln \frac{1 - \eta_2}{1 - \eta_1}, \end{aligned} \quad (10.27)$$

bunda $l = S_2 - S_1$ - 1 - 1 va 2 - 2 kesmalar orasidagi masofa.

Natural logarifmdan o‘nli logarifmga o‘tiladigan bo‘lsa,

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 + 2,3 \lg \frac{1 - \eta_2}{1 - \eta_1}. \quad (10.28)$$

(10.28) ifoda grunt sathining egri chiziq tenglamasi yoki depressiya egri chizig‘i deyiladi. (10.28) tenglama yordamida olingan 1 - 1 va 2 - 2 kesmalar orasidagi ixtiyoriy joydagi grunt suvining chuqurligini yoki depressiya egri chizig‘ini topish mumkin.

Suvtirgachni nishabi $i = 0$ bo‘lgan holni ko‘ramiz (10.7-rasm). Nishabi $i = 0$ bo‘lganda, (10.23) differensial tenglama quyidagi ko‘rinishga ega:

$$q = -Kh \frac{dh}{ds} \quad (10.29)$$

Agar (10.29)ni o‘zgaruvchilarga ajratib yozilsa,

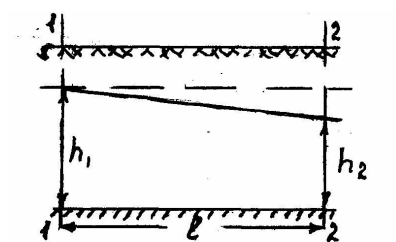
$$\frac{q}{K} ds = -h dh \quad (10.30)$$

bo‘ladi.

Topilgan ifoda 1 - 1 va 2 - 2 oraliqda integrallangandan so‘ng

$$\begin{aligned} \frac{q}{K} (S_2 - S_1) &= - \frac{h_2^2 - h_1^2}{2}; \\ \frac{ql}{K} &= \frac{h_1^2 - h_2^2}{2} \quad \text{va} \quad q = \frac{h_1^2 - h_2^2}{2l} \cdot K \end{aligned} \quad (10.31)$$

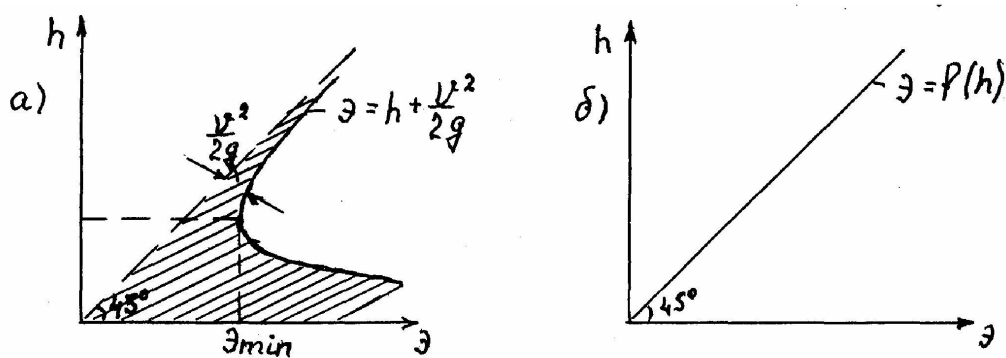
bunda l - kesma 1-1 va 2-2 oralig'idagi masofa; h_1, h_2 — kesmalardagi grunt suvining chuqurliklari.



10.7-rasm.

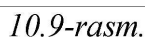
10.6. Notekis harakat qilayotgan grunt suvi sath chizig'ining shakli

Ochiq o'zan va kanallarda oqayotgan suv uchun to'la dam chizig'ini ko'rishda $\frac{v^2}{2g}$ hisobga olinadi, filtratsiya (sizilish) holida esa $\frac{v^2}{2g} \approx 0$ bo'lgani uchun hisobga olinmaydi. Shuning uchun kanallarda, o'zanlarda oqayotgan suvning ixtiyoriy kesmasiga topilgan solishtirma energiya grafigi (10.8a-rasm) grunt da oqayotgan suvning solishtirma energiyasi to'g'ri chizig'iga aylanadi (10.8b-rasm) va kritik chuqurligi doim nolga teng ($h_k=0$). Demak, gruntdagi harakat qilayotgan suvni kritik chuqurligini chizig'i doim suvtirgach bilan ustma-ust tushadi. Yuqorida aytilgandan xulosa qilish mumkinki, grunt suvining mumkin bo'lgan sath chiziqlari faqat ikki soha a va b larda bo'lar ekan (10.9-rasm).

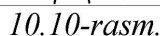


10.8-rasm.

Soha C 8.14 , 8.15 rasmlarga o'xshab bo'lmaydi, chunki $K-K$ kritik chuqurlikni chizig'i suvtirgach osti bilan ustma-ust tushadi. Suvtirgach nishabi $i > 0$ bo'lganda, grunt suvi sathining egri chizig'i ikki shaklda bo'lishi mumkin: 10.9-rasm, a dagi to'siq chizig'i va 10.9-rasm, b dagi tushish chizig'i. Agar $i = 0$ bo'lsa, unda faqat bitta soha b qoladi va undagi suvning sathi tushish b chizig'i bo'ladi.



Suvtirgachdan tabiiy suv sathigacha bo'lgan H_0 masofa suv qatlami-ning qalinligi deyiladi. Quduqdan suv tortib olingan sari uning sathi pasayib boradi va grunt orasidan sizilgan suv quduqqa tusha boshlaydi. Quduqdan qancha ko'p suv olinadigan bo'lsa, shuncha sizilgan suv grunt orasidan, tusha boshlaydi. Agar quduqdan o'zgarmas suv sarfi ($Q=\text{const}$) olinsa shunday holga kelishi mumkinki, grunt orqali sizilib quduqqa tushayotgan suv hajmi undan olinayotgan hajmga teng bo'ladi. Bu holda quduqdagi suv chuqurligi ($h_0=\text{const}$) ham o'zgarmas bo'ladi. Grunt-dagi sizilib kelayotgan suvning harakati barqaror, suv sathi esa depressiya o'ramasini hosil qiladi. AB chiziq depressiya chizig'i deyiladi, uni $0h$ o'qi atrofida aylantirganda depressiya o'ramasi kelib chiqadi. Quduq tomonga oqib kelayotgan suvning ixtiyoriy jonli kesmasi koaksial vertikal silindr sirtlaridan iborat bo'lib o'ziga xos bo'lgan radius r ga ega bo'ladi.



Quduq radiusini r_0 va uni suvli gruntga ta'sir etuvchi radiusi (depressiya o'ramasi radiusi) ni esa R deb belgilaymiz. Radius R dan katta bo'lgan qiymatga quduqni ta'siri bo'lmaydi. Endi sizilish Q sarfini va depressiy AB chizig'ining tenglamasini topamiz. Bu masalani yechish uchun ixtiyoriy quduqni $0h$ o'qidan r masofada joylashgan jonli kesmani olamiz (10.10-rasm). Shu kesmadagi suvning chuqurligi h va undan o'tayotgan suvni sarfi teng

$$Q = \omega v.$$

Bunda $\omega = 2\pi r h$; $v = K \frac{dh}{dr}$ bo'lsa,

$$Q = 2\pi r h \cdot K \frac{dh}{dr}. \quad (10.32)$$

ga teng.

O'zgaruvchilarga ajratib yozganda,

$$\frac{Q}{K \cdot 2\pi} \cdot \frac{dr}{r} = h dh \quad (10.33)$$

bo'ladi. Endi (10.33) ifoda r_0 dan R gacha va h_0 dan H_0 gacha integrallansa

$$\begin{aligned} \frac{Q}{K \cdot 2\pi} \int_{r_0}^R \frac{dr}{r} &= \int_{h_0}^{H_0} h dh, \\ \frac{Q}{2\pi K} \ln \frac{R}{r_0} &= \frac{H_0^2 - h_0^2}{2}. \end{aligned} \quad (10.34)$$

Bundan

$$Q = \pi K \frac{H_0^2 - h_0^2}{\ln \frac{R}{r_0}} \quad (10.35)$$

Agar (10.35) ifodani o'nli logarifmda yozadigan bo'lsak,

$$Q = 1,36 K \frac{H_0^2 - h_0^2}{\lg \frac{R}{r_0}}. \quad (10.36)$$

Depressiya egri chizig'ini topish uchun (10.33) ifodani r_0 dan r gacha va h_0 dan h gacha integrallash kerak.

$$\frac{Q}{2\pi K} \int_{r_0}^r \frac{dr}{r} = \int_{h_0}^h h dh$$

yoki

$$\frac{Q}{2\pi K} \ln \frac{r}{r_0} = \frac{h^2 - h_0^2}{2} \quad (10.37)$$

Bundan

$$h = \sqrt{h_0^2 + 0,73 \frac{Q}{K} \lg \frac{r}{r_0}}. \quad (10.38)$$

(10.38) ifodadan turli radius (r) larga moc h chuqurliklar topib olinadi. Bu chuqurliklarni chiziq bilan birlashtirilsa AB egri chizig'i kelib chiqadi.

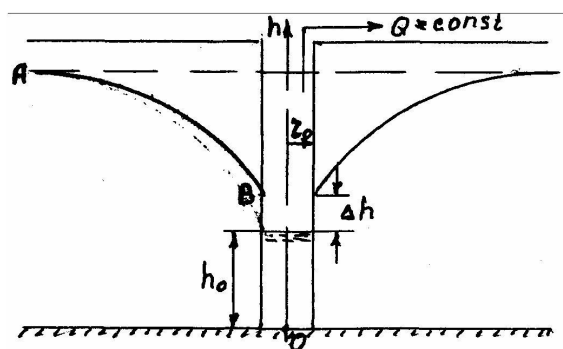
Filtratsiya Q sarfi hamda depressiya AB egri chiziqni topish uchun quduqni yer osti suvli gruntga ta'sir etuvchi R radiusini bilish kerak. Amalda radius R gruntning jinsiga qarab 250÷1000 m orasida o'zgarishi mumkin. Bir xil paytlarda quduqni ta'sir etishi Zixard ifodasidan topiladi.

$$R = 3000z\sqrt{K} \quad (10.39)$$

bunda $Z = H_0 - h_0$ -so'rish chuqurligi, m ; K - filtratsiya koeffitsiyenti, m/s .

Quduqqa gruntan suvni oqib kelishida ikkita holni hisobga olish kerak:

- 1) Gruntan quduqqa oqib kelayotgan suvning depressiya egri chizig'ini B nuqtasi quduqdagi suv sathidan Δh ga yuqori bo'ladi va shimilish oralig'i deyiladi. Doimo haqiqiy depressiya egri chizig'i nazariy yo'l bilan topilgan egri chiziqqa nisbatan yuqori joylashadi (10.11-rasm).



10.11-rasm.

Chuqurlik $h_0 = 0$ ga teng bo'lgan holda shimilish oralig'i Δh ni quyidagi taqribiy ifoda bo'yicha hisoblanadi

$$\Delta h = 2,3r_0 \lg \frac{R}{r_0} \sqrt{\left(2,3r_0 \lg \frac{R}{r_0}\right)^2 + H_0}.$$

- 2) Quduqni suvli gruntga ta'sir etish radiusi R taxminiy va shartli bo'ladi, chunki depressiya egri chiziqning A nuqtasida sath sirtini nishabi nazariy jihatdan nolga teng bo'lishi mumkin emas.

10.8. Suvni o'ziga yutuvchi quduqlar

Yer ustidagi suvlar yutuvchi quduqga tushib, undan shimish qobiliyatiga ega bo'lgan grunt qatlamiga o'tib ketadi. Bunda grunt suvi quduq o'qi tomon emas balki unga teskari yo'nalishda harakat qiladi. Bu hol uchun

ham yuqorida keltirilgan usulni qo'llasak, yutuvchi quduqqa tushayotgan suv sarfi teng bo'ladi

$$Q = -2\pi rhK \frac{dh}{dr}, \quad (10.41)$$

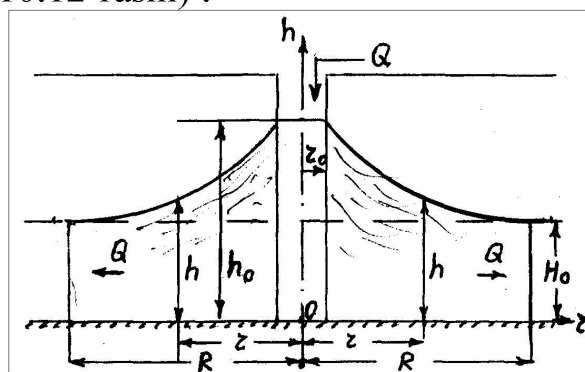
bunda manfiy ishora qo'yilish sababi chuqurlik h quduq o'qi tomon (abstsissa o'qi bo'yicha) kamayib borishidadir, ya'ni $dh < 0$. (10.41) ifodani o'zgaruvchilarga ajratib integrallansa,

$$Q = \pi K \frac{h_0^2 - H_0^2}{\ln \frac{R}{r_0}} \quad (10.42)$$

yoki

$$Q = 1,36K \frac{h_0^2 - H_0^2}{\lg \frac{R}{r_0}}. \quad (10.43)$$

(10.42, 10.43) ifodalardan foydalanib, yutuvchi quduq qobiliyatini aniqlash mumkin (10.12-rasm).



10.12-rasm.

10.9. Tuproqli to'g'onda suvning sizilishi

Suv o'tqazmaydigan asosga tuproqli to'g'on qurilgan bo'lsin deb faraz qilamiz (10.13- rasm). Bu to'g'ondagi sizilish suv sarfini va depressiya egri chizig'i gidravlik hisoblash yo'li bilan aniqlanadi. Topilgan qiymatlar to'g'on va dambalarni loyihalashda, ya'ni yon tomonlar qiyaligi mustahkamligini hisoblashda zarur.

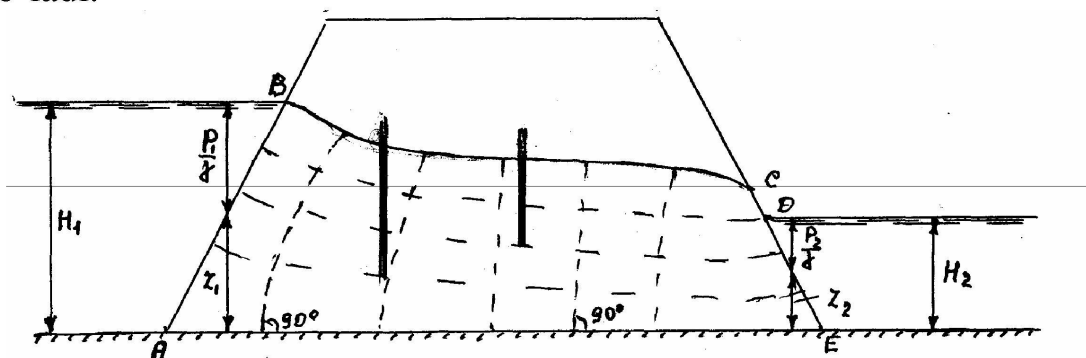
To'g'ondan sizilib o'tayotgan oqim AB , BC , CD , DE , EA chiziqlar bilan chegaralangan bo'lib, undagi chegaraviy shartlarni aniqlaymiz.

1. AB chiziq to'g'onning yuqori yon tomonining qiyaligi bo'lib, har bir nuqtasida bir xil bosimga ega, ya'ni

$$H_1 = Z_1 + \frac{P_1}{\gamma}$$

Bunda taqqoslash 0 - 0 tekislik suvtirgach bo'yicha olingan.

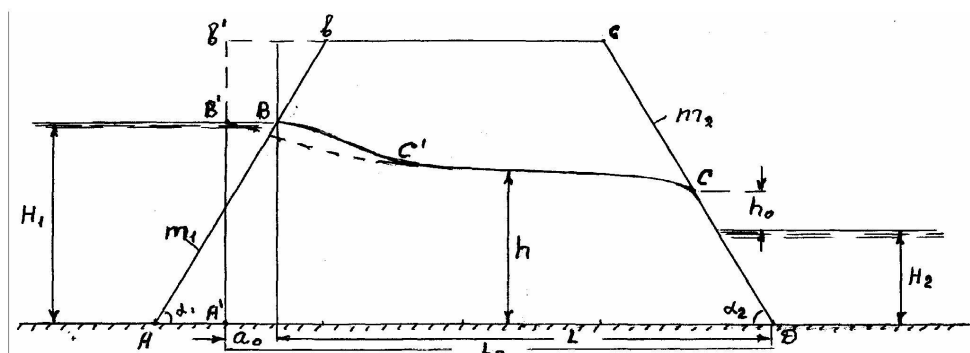
2. BC chiziq (depressiya egri chizig'i) tok chizig'ining eng yuqorisi bo'lib, undagi har bir nuqtasiga ta'sir etayotgan bosim atmosfera bosimiga teng, ya'ni $H=Z$ - geometrik balandlik, taqqoslash $0-0$ tekislikdan BC chiziqning ixtiyoriy nuqtasigacha bo'lgan masofa. Chiziqning C nuqtasida depressiya egri chiziq to'g'onning pastki tomon qiyasiga urinma bo'ladi.



10.13-rasm.

3. DE bir xil bosimga ega bo'lgan chiziq bo'lib, $H_2 = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma}$ ga teng.
4. CD chiziq shimilish oralig'i bo'lib, undagi har bir nuqtasiga ta'sir etayotgan bosim atmosfera bosimiga teng. Lekin, bu chiziq tok chizig'i yoki bir xil damga ega bo'lgan chiziq deb bo'lmaydi.

To'g'onning o'rta joyida suvning harakati silliq o'zgaruvchan, yon tomonlariga yaqin bo'lgan joylarida esa suvning harakati keskin o'zgaruvchan bo'ladi. To'g'onni taqribiy hisoblash paytida uning trapetsiyasimon $AbcD$ kesmani shartli bo'lgan $A'b'cD$ trapetsiyasimon kesma bilan almash-tiramiz (bunda $A'b'$ to'g'onning vertikal tomoni).



10.14-rasm.

Tajribalar ko'rsatadiki, vertikal $A'b'$ tomonni yuqori b'efdagi suv to'g'on bilan kesishgan (B nuqta) joyidan a_0 masofa uzoqlikda olish kerak (10.14-rasm).

$$a_0 = \varepsilon H_1 \approx 0,4H_1. \quad (10.44)$$

ε koeffitsiyent to'g'onning yuqori yon tomonining qiyalik $m = \text{ctg } \alpha$

koeffitsiyentiga bog'liq. Odatda, bu ε koeffitsiyentni taxminan 0,4 ga teng deb qabul qilinadi. Pastki byefda suv bo'lmagan holda ($H_2 = 0$) 10.14-rasmda ko'rsatilgan shimilish oralig'i h_0 quyidagi S.N.Numerov ifodasi bo'yicha topiladi:

$$h_0 = (m_2 + 0,7) \frac{q}{K}, \quad (10.45)$$

bunda $m_2 = \text{ctg } \alpha_2$ – to'g'onni pastki tomonining qiyaligi;

q - suvning solishtirma sizilish sarfi.

Miqdor q ni oldindan etarli aniqlik bilan Dyupyui ifodasi orqali topish mumkin

$$q = K \frac{H_1^2}{2L_0}, \quad (10.46)$$

bunda

$$L_0 = L + 0,4H.$$

Sizilish q sarfi va shimilish h_0 oralig'i ma'lum bo'lganda $B'C$ depressiya egri chiziqni topib olish mumkin. Depressiya egri chiziq tenglamasini yozishda Dyupyui ifodasini qo'llasak,

$$\frac{q}{K} = \frac{H_1^2 - h^2}{2x}$$

$$\text{yoki } h = \sqrt{H_1^2 - 2 \frac{q}{K} x} \quad (10.47)$$

bo'ladi.

(10.47) ifodaga har xil x qiymatlarni quyib chuqurlik h larni H_1 dan h_0 oralig'ida topamiz. Shunday qilib, shartli chizma $A'b'cD$ uchun $B'S$ depressiya egri chizig'ini olib, so'ng $B'C'$ oraliqdagi chiziqni BS' oraliq bilan almashtiramiz. Bu oraliqdagi chiziqni B nuqtasida to'g'onning yuqori qiyaligiga normal o'tqazilgan, C nuqtasida esa yuqorida aytilgandek depressiya egri chiziq pastki qiyalikga urinma bo'lib qoladi.

10.10. Beton inshootlar tagidagi suvning damli sizilishi

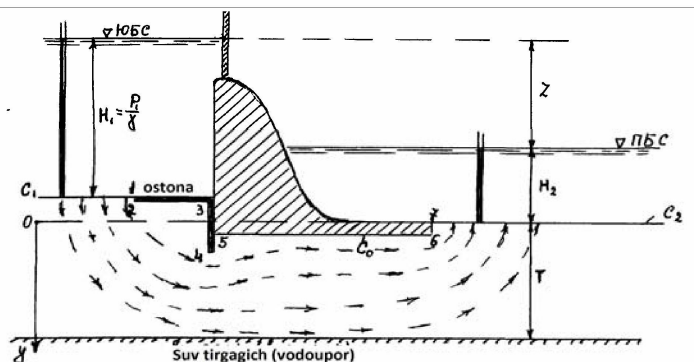
Faraz qilaylik, suv betonli (to'g'on) inshoot tagidan harakat qilayotgan bo'lsin (10.15-rasm). Bu holda juda o'zgaruvchan jonli kesmalardan o'tuvchi suv sizilish oqimini ko'rishimiz mumkin. Chiziq 1-2-3-4-5-6-7 inshootning yer tagidagi konturi bo'lib, suv sizilish oqimiga inshoot tomonidan chegara bo'ladi. To'g'on yer tagidagi konturini ko'paytirish uchun, uni tagiga qoziqlar qatori qoqilib, oldiga esa ostona, ya'ni suv o'tqazmaydigan gruntdan tayyorlangan yupqa qatlam qilinadi. To'g'ondagi dam ($Z = H_1 - H_2$) lar ta'sirida suv yuqori byefdan to'g'on tagidan sizilib

pastki byef tomoniga o'tadi. Bu holda zarrachalarning tok chiziqlari juda o'zgaruvchan bo'ladi.

Damli sizilishni o'rganish betonli inshootlarni yer tagidagi shaklini loyihalashda kerak bo'ladi. Beton inshootlarini yer ostidagi shaklini loyihalash, inshoot tagida suv sizilishi mavjudligi quyidagi shartlar bajarilishini talab etadi:

1. Inshootni yer osti shakli yuzasini yuvib o'tishda suv bosim bilan ta'sir etadi. Bu bosimga qarshi bosim kuchi deyiladi va u inshootni mustahkamligini hisoblashda kerak bo'ladi.
2. Suvni sizilishi natijasida yuqori byefdan bir qancha suv hajmi yo'qoladi, shuning uchun pastki byefga chiqadigan suvni sizilish sarfini aniqlash zarur.
3. Inshoot tagida har xil miqdorda tezlik U lar sizilishi mavjud bo'ladi. Agar ularning tezliklari katta bo'lsa, inshoot tagidagi gruntning sizilish oqimi yuvib ketishi (suffoziya) mumkin. Shuning uchun, ayrim hollarda bunday oqimning turli nuqtalarida tezlikni aniqlashga to'g'ri keladi.
4. Sizilish oqimi grunt dan o'tib, inshoot asosini pastki byef tomoniga siljitishga harakat qiladi. Bu siljishni kuchi asosning turli nuqtalarda o'lgan pyezometrik nishab qiymatiga bog'liq.

Shunday qilib, betonli inshootlarni gidravlik hisoblash masalasi quyidagicha bo'lishi kerak: inshootni yer tagidagi shakli berilgan, inshootdagi $z=H_1 - H_2$ dami, sizilish sohasining shakli, o'lchovi va sizilish koeffitsiyentining miqdori berilgan bo'ladi.



10.15-rasm.

Qarshi kuch R suvning Q sizilish sarfi, asos tagidagi ixtiyoriy nuqtalarda tezlik sizilishi U ni va pyezometrik nishabi J ni topish kerak. Inshoot ostidagi suvning harakati keskin o'zgaruvchan bo'lgani uchun, uni o'rganishda yuqorida qo'llangan oddiy gidravlik hisoblash usulidan foydalanib bo'lmaydi. Bu yerda murakkab matematik hisoblardan foydalanish, yoki maxsus soddalashtirilgan (qarshilik koeffitsiyentlari usuli) hisobot, yoki bo'lmasa eksperimental yo'l orqali elektrogidrodinamik (EGDA) o'xshatish (analogiya) yo'li bilan o'rganiladi.

Adabiyotlar:

1. К.Ш. Латипов. Гидравлика, гидромашиналар, гидроюритмалар. – Т.: Ўқитувчи, 1992.
2. Р.Р.Чугаев. Гидравлика. – Л.,Энергоиздат, 1983.
3. Примеры расчетов по гидравлике. Под редакцией А.Д.Альтшуля. – М., Стройиздат, 1976.
4. Е.А.Чугаева. Гидравлика. (Задания на контрольные работы № 1,2) – М., ВЗИИТ, 1983.
5. В.Г.Кадыков. Гидравлика.(Задания на контрольные работы №1,2), – М., ВЗИИТ, 1980.
6. П.Х.Убайдуллаев, З.П.Сустигалова. Гидравлический расчет напорных систем. (Методические указания). – Т., ТашИИТ, 1982.
7. П.Х.Убайдуллаев, З.П.Сустигалова. Гидравлический расчет напорных систем. (Методические указания). – Т., ТашИИТ, 1983.
8. В.И.Елманова. Гидравлика (Задания на контрольные работы № 1,2 – М., ВЗИИТ, 1983.
9. Ю.А.Реш, П.Х.Убайдуллаев. Гидравлический расчет быстотока (Методические указания). – Т., ТашИИТ, 1982.
10. П.Х.Убайдуллаев, З. П.Сустигалова. Гидравлический расчет систем с насосной подачей жидкости (Методические указания). – Т., ТашИИТ, 1988.
11. П.Х.Убайдуллаев. Калта бўлган гидравлик тизимни Д.Бернулли ва ўзгармас суюқлик сарфи тенгламалари билан ечиш (Методик кўрсатма). – Т. ТошТЙМО, 1993.
12. А.М.Арифжанов. Гидравлика ва гидромашиналар фанидан график ҳисоблаш ишларини бажариш учун услубий кўрсатма. – Т., Гипрозем, 1993.
13. П.Х.Убайдуллаев. Гидравлика (Услубий кўрсатма).-Т.,ТЙМИ, 2001.
14. П.Х.Убайдуллаев. Магистрал ва ундан тарқалиб кетган қувурлар тизимини гидравлик йўли билан ҳисоблаш (Методик кўрсатма). – Т., ТошТЙМИ, 1993.
15. П.Х.Убайдуллаев. Тезоқар арикни гидравлик ҳисоблаш (Услубий кўрсатма). – Т., ТЙМИ, 1999.
16. М.Абдуллаев ва бошқалар. Русча-ўзбекча политехника атамалари луғати. – Т., "Фан", 1995.
17. М.Абдуллаев ва бошқалар. Русча-ўзбекча луғат. – Т., Қомуслар бош тахририяти, 1993 .
18. A.N.Rizayev, P.X.Ubaydullayev. Nasos bilan ta'minlangan quvurlar tizimini gidravlik hisobi (Uslubiy ko'rsatma). –Т., ТУМИ, 2002.

Mundarija

Soʻz boshi	3
Kirish	4
1-bob. Suyuqlikning fizik va mexanik xossalari	6
2-bob. Hidrostatika asoslari	10
2.1. Hidrostatik bosimni aniqlash	10
2.2. Hidrostatik bosimninig xossalari	11
2.3. Hidrostatikani asosiy tenglamasi	13
2.4. Pyezometrik va gidrostatik bosimlar	15
2.5. Paskal qonuni	17
2.6. Bosim kuchining toʻgʻri burchakli tekis yuzalarga taʼsir etishi	17
2.7. Bosim kuchining silindrik sirtlarga taʼsir etishi	19
2.8. Ixtiyoriy shaklga ega boʻlgan tekislikdagi figuraga taʼsir etayotgan bosim kuchi	20
2.9. Egri chiziqli sirtga taʼsir etayotgan suyuqlikni gidrostatik bosim kuchi	21
3-bob. 23Suyuqlikning uzluksiz va d.bernulli tenglamalari	23
3.1. Gidrodinamika asoslari	23
3.2. Suyuqlik oqimining uzluksiz tenglamasi	26
3.3. D.Bernulli tenglamasi	28
3.4. Oʻzgarmas harakat qilayotgan benuqson (ideal) suyuqlik uchun D.Bernulli tenglamasining geometrik sharhi	30
3.5. Benuqson elementar oqim uchun D.Bernulli tenglamasini energetik sharhi	31
3.6. Mavjud elementar oqimcha uchun D.Bernulli tenglamasi	32
3.7. Mavjud suyuqlik oqimi uchun d.bernulli tenglamasi	33
3.8. D.Bernulli tenglamasini qoʻllash shartlari	36
3.9. D.Bernulli tenglamasiga asoslangan asbob-uskunalar	36
3.10. Suyuqlik tekis harakatining asosiy tenglamasi	40
4-bob. Suyuqlikning laminar va turbulent harakat xususiyatlari	42
4.1. Gidravlik qarshiliklar	42
4.2. Laminar tartibda harakat qilayotgan suyuqlikning xususiyatlari	43
4.3. Tekis harakat qilayotgan suyuqlik uchun oʻrtacha tezlik va suyuqlik sarfi ifodalari. Shezi ifodasi	46

4.4. Turbulent harakat qilayotgan suyuqlik xususiyatlari.....	48
4.5. Mahalliy qarshiliklar	55
5-bob. Teshikcha va qo'ndirgichlardan suyuqlikning oqib chiqishi.....	59
5.1. Yupqa devordagi teshikchadan suyuqlikning oqib chiqishi	59
5.2. Idishdagi suyuqlikni yupqa devordagi teshikchadan bo'shatish.....	62
5.3. Idishdagi suyuqlikning qo'ndirg'ichlardan oqib chiqishi	63
6-bob. Quvurlardagi suyuqlik harakati.....	69
6.1. Quvurlar tasnifi.....	69
6.2. Uzun quvurni gidravlik hisoblash.....	69
6.3. Oddiy quvurni gidravlik hisoblash	71
6.4. Idishdagi suyuqlikning atmosferaga oqib chiqishi	72
6.5. Kalta bo'lgan quvurlarni gidravlik hisoblash	73
6.6. Murakkab bo'lgan quvurlarni gidravlik hisoblash.....	74
6.7. Oddiy va murakkab bo'lgan quvurlarni grafik usul bilan yechish.....	80
6.8. Quvurdagi gidravlik zarba.....	81
6.9. Zulfinni bir zumda berkitilganda hosil bo'lgan gidravlik zarba	82
7-bob. Kanallarda suvning harakati.....	87
7.1. Kanaldagi suvning tekis harakati.....	87
7.2. Kanal ko'ndalang kesmasining gidravlik elementlari	88
7.3. Kanalning eng qulay bo'lgan gidravlik jonli kesmasi	90
7.4. Trapetsiyasimon kesmali kanalda tekis harakat qilayotgan suyuqlikni hisoblashda ko'riladigan asosiy masalalar.....	92
7.5. Halqasimon va tashkil etuvchi kanallarni gidravlik hisoblash	95
8-bob. O'zan va kanallarda suyuqlikning notekis harakati.....	97
8.1. Suyuqlik notekis harakatining differensial tenglamasi.....	97
8.2. Kanal kesmasini solishtirma energiyasi va kritik chuqurligi.....	99
8.3. Kanalning kritik nishabi	102
8.4. Notekis harakatning asosiy differensial tenglamasini tekshirish	103
8.5. Anhordagi notekis harakat qilayotgan suyuqlik differensial tenglamasining ikkinchi ko'rinishi	104
8.6. Sarf modullari nisbatlari uchun ko'rsatkichli bog'lanish. Anhorning gidravlik ko'rsatkichi	106
8.7. Anhordagi suyuqlikni notekis harakatining differensial tenglamasini B.A.Baxmetyev usuli bilan integrallash.....	106

8.8. Prizmatik anhorda notekis harakat qilayotgan suv sathining mumkin bo'lgan shakli.....	109
8.9. Gidravlik sakrash.....	112
8.10. Gidravlik sakrashni asosiy tenglamasi.....	113
8.11. Silindrik kanal tagining nishabi keskin o'zgargan holda oqim sathining shakllari.....	116
9-bob. Suv oqib tushar (nov)lar	117
9.1. Suv oqib tusharlar sinfi.....	117
9.2. To'g'ri burchakli suv oqib tusharlar uchun asosiy hisoblash ifodasi.....	119
9.3. Yupqa devorli cho'kmagan suv oqib tushar (nov)lar	120
9.4. Yupqa devorli cho'ktirilgan suv oqib tushar (nov)lar	120
9.5. Keng ostonali to'g'ri burchakli cho'kmagan nov	121
9.6. Belanje usuli (suyuqlik sarfini maksimumlik tamoyili)	123
9.7. Baxmetyev usuli	125
9.8. To'g'ri burchakli keng ostonali novning cho'kish shartlari	126
9.9. Gidrotexnik inshootlarda uchrab turadigan nov devorlari	127
9.10. Novdan oqib tushayotgan oqimning eng tor joydagi chuqurligi	128
9.11. Yuqori va pastki byeflarning bog'lanish shakllari.....	129
10-bob. Filtratsion oqimlar	132
10.1. Sizilish (filtratsiya) nazariyasining asosiy tushunchalari.....	132
10.2. Laminar sizilishning asosiy qonuni	133
10.3. Sizilish koeffitsiyentini aniqlash	135
10.4. Suvning damsiz tekis harakati	136
10.5. Gruntidagi suvning notekis damsiz harakatining differensial tenglamasi va uni integrallash	137
10.6. Notekis harakat qilayotgan grunt suvi sath chizig'ining shakli	141
10.7. Dumaloq gruntli quduqqa suvning oqib kelishi.....	142
10.8. Suvni o'ziga yutuvchi quduqlar.....	144
10.9. Tuproqli to'g'onda suvning sizilishi.....	145
10.10. Beton inshootlar tagidagi suvning damli sizilishi.....	147
Adabiyotlar	149

**Umarhodja Baxramov,
Askar Ro‘zibadalovich Babayev,
Baxadir Baxromovich Kaxarov**

**GIDRAVLIKA VA MUHANDISLIK
TARMOQLARI**

O‘quv qo‘llanma

(1-qism)

Muharrir: Q.E.Axmedov
Texnik muharrir va sahifalovchi: M.X.Tashbaeva

Nashrga ruxsat etildi: 24.03.2016 y.
Qog‘oz bichimi 60×84/16. Hajmi 10,9 b.t.
Adadi 15 nusxa. Buyurtma №14-2/2015
TTYMI bosmaxonasida chop etildi
Toshkent sh., Odilxo‘jaev ko‘chasi, 1

Toshkent temir yo‘l muhandislari instituti, 2016y.