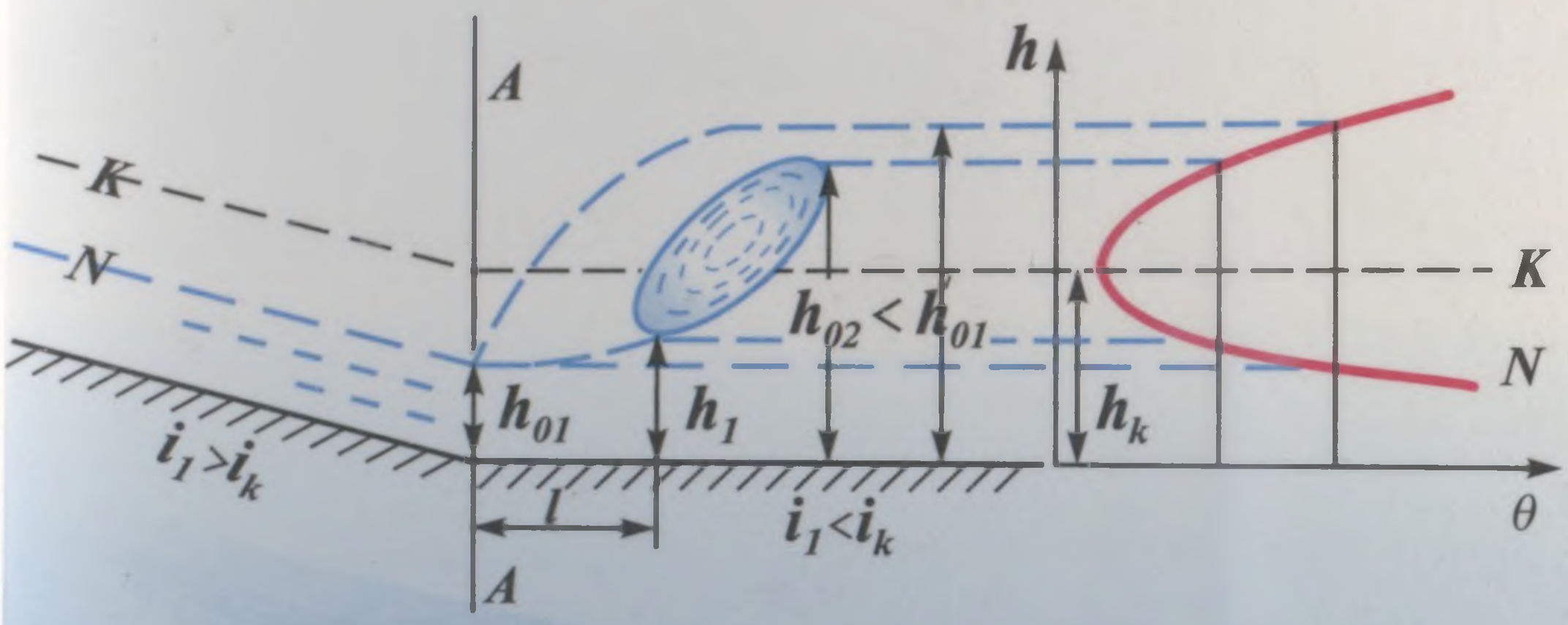
ISBN 978-9943-14-019-6

P.X. UBAYDULLAYEV, B.P. UBAYDULLAYEV

AMALIY SUYUQLIK MEXANIKASI



Taqrizchilar:

SH.A. Abdullayev – Toshkent avtomobil yo‘llari instituti, Ximmotologiya kafedrasi mudiri, t.f.d., professor.

A.N. Rizayev – Toshkent temir yo‘l muhandislari instituti, «Suv ta’minoti va kanalizatsiya» kafedrasi mudiri, t.f.d.

A.I. Umarov – O‘zFA M.T. O‘razboyev nomidagi Mexanika va inshootlar seysmik mustahkamligi instituti, suyuqlik va ko‘p fazali muhitlar mexanikasi laboratoriya mudiri, f-m.f.d., professor.

O‘quv qo‘llanmada suyuqlikning fizik xossalari, gidrostatik bosimini aniqlash va ixtiyoriy sirtga ta’sir etuvchi kuchini topish, uzluksiz va D.Bernulli tenglamalari, yo‘qolgan damlar, qo‘ndirg‘ichlardan suyuqlikning oqib chiqishi, oddiy va murakkab bo‘lgan quvurlarni gidravlik hisoblash, gidravlik zarba, o‘zan va kanallarda suvning tekis va notekis harakatlari, suv oqib tushirgichlardagi suvning harakatlari, yer osti suvlarining sizilish harakatlari ko‘rib chiqilgan.

O‘quv qo‘llanma oliy o‘quv yurtlarining qurilish kulliyotlarida ta’lim olayotgan bakalavrlar uchun mo‘ljallangan bo‘lib, o‘quv rejadagi «Suyuqlik va gaz mexanikasi» fani dasturi asosida tayyorlangan.

U 1603010000 / M361 (04) 2006

ISBN 978-9943-14-019-6

© «Turon-Iqbol», 2006-y.

SO‘ZBOSHI

Hozirgi vaqtda umumtexnika fanlaridan biri bo‘lgan «Suyuqlik va gaz mexanikasi» (Gidravlika) bo‘yicha yangi alifboda yozilgan va nashr qilingan darsliklar va o‘quv qo‘llanmalar yo‘q desa bo‘ladi. Mualliflar O‘zbekiston Respublikasining Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan va amalga kiritilgan standart asosida bakalavrlarni oliy o‘quv yurtlarining «Qurilish» fakultetida barcha yo‘nalishlar bo‘yicha mutaxassislar tayyorlashda o‘tiladigan fanlardan biri «Suyuqlik va gaz mexanikasi»ning asosiy qonuniyatlarini va unda ko‘rilayotgan masalalarini shu o‘quv qo‘llanmada qisqa va sodda ko‘rinishda tushuntirishga harakat qilganlar.

Mazkur «Amaliy suyuqlik mexanikasi» qo‘llanmasida suyuqlikning fizik va mexanik xossalari, gidrostatika asoslari, suyuqlikning uzluksiz va Bernulli tenglamalari, laminar va turbulent harakatlar, suyuqlikning quvur, kanal va o‘zanlardagi harakatlari, filtratsion oqimlar kabi mavzular bayon qilingan. Nazariy materialni mustahkamlash uchun ko‘plab misol va masalalar yechilishlari bilan berilgan. Mavzuni yanada chuqurroq o‘zlashtirishga yordam beradigan chizmalarni iloji borich ko‘proq berishga harakat qilingan.

O‘ylaymizki, bu o‘quv qo‘llanmadan foydalangan talabalarimiz suyuqlikning bir turi va tabiatimizning oliy ne’matlaridan biri bo‘lgan suv misolida quvurlarda, ochiq o‘zan kanallarida va g‘ovak muhitlarida qanday harakat qilishi, uning gidrotexnik inshootlariga bosim va kuch bilan ta’sir etishi va ulardan oqib o‘tishi, suv kinetik energiyasini so‘ndirish yo‘llari, sath egri chiziqlarini qurish, qiziqib olgan bilimlarini hayotiy masalalarda qo‘llaydigan bo‘lsalar, biz o‘z murodimizga yetgan bo‘lamiz.

Qo‘llanmani yaratishda mualliflar o‘zlarining Toshkent temir yo‘l muhandislari institutida o‘qigan ma’ruzalariga asoslandilar, shuningdek, mavjud adabiyotlardan foydalandilar.

O‘quv qo‘llanmada mavjud bo‘lgan kamchiliklar, shu fanga tegishli bo‘lgan fikr-mulohazalarni mualliflar mamnuniyat bilan qabul qiladilar va buning uchun oldindan minnatdorchilik bildiradilar.

Mualliflar

KIRISH

Yer sharining uchdan ikki qismini suv tashkil qiladi va o‘zida juda katta zaxira energiyani saqlaydi. Shuning uchun suvdan foydalanish va uni turli sohalarda ishlatish insoniyat paydo bo‘lishidan boshlangan desak adashmaymiz.

Arxeologik tekshirishlar odamlar juda qadim zamonlardanoq 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 etilganligi to‘g‘risida ma’lumotlar mavjud.

Gidravlikaga oid bizga yetib kelgan birinchi ilmiy ishlar eramizdan oldin 250-yillarda yashagan Arximedga tegishlidir. Ular gidrostatikaga tegishli «Tashqi kuchlar ta’sirida suyuqlikning 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 («Suyuqliklarning kichik teshikchadan oqib chiqishi»), B. Paskal («Bosimning suyuqlik orqali uzatilishi»), I. Nyuton («Suyuqlikda ichki ishqalanish qonuni») va boshqalar tomonidan yaratilgan ilmiy ishlar gidravlika (suyuqlik mexanikasi) fani rivojlanishiga asos bo‘la oladi.

Lekin, nazariy tomondan fanning rivojlanishiga XYII — XYIII asrlarda yashagan matematik-mexanik, Rossiya 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 bera olmas edi.

XVII — XIX asrlarda olimlar Shezi, Venturi, Darsi, Businesk, Veysbax, Reynolds, Gromeka, Jukovskiy va boshqalar tomonidan yaratilgan ilmiy ishlar amaliy suyuqlik mexanikasi fanining 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.Raxmatullin, D.F.Fayzullayev, F.B. Abutaliyev, K.Sh. Latipov, A.I.Umarov, S.T. Altunin, A.M. Muhamedov, R.J. Mahmudov va boshqalardir.

Amaliy suyuqlik mexanikasi 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.

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 suyuqliklar 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 ventilatsiya 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 shaklni 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‘irligining egallagan hajmiga nisbati *solishtirma og‘irlik* (γ) deyiladi:

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

Xalqaro birlik o‘lchovi SI tizimida N/m^3 ga teng. Suv uchun:

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

2. Suyuqlik massasining egallagan hajmiga nisbati *zichlik* (ρ) deyiladi:

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

Agar $G = mg$ ni hisobga olsak,

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

3. Suyuqlik egallagan hajmning massasiga nisbati *solishtirma hajm* deyiladi:

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

Suyuqlikning zichligi, solishtirma og‘irligi hamda solishtirma hajmi bosim va harorat o‘zgarishiga bog‘liq, lekin bu o‘zgarishlar tomchi va gazsimon suyuqliklar uchun har xil bo‘ladi.

Tomchisimon suyuqlikning bosim ta’sirida hajmi kamayishi *hajm kamayish koeffitsiyenti* bilan tavsiflanadi va u bosimning o‘zgarishi hisobiga hajmning nisbiy o‘zgarishini bildiradi, ya’ni

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

bunda: 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 1-darajasida o‘lchanadi (Pa^{-1}). Hajm kamayish koeffitsiyentiga teskari bo‘lgan miqdor qayishqoqlik (упругость) moduli deyiladi:

$$E = \frac{1}{\beta_v}. \tag{1.5}$$

Hajm kamayish koeffitsiyenti tomchi suyuqliklar uchun juda kam o‘zgaradi. Suv uchun $\beta_v = 0{,}5 \cdot 10^{-9}$ Pa^{-1} va $E_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ 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 hajmning ortib borishi harorat *hajm ko‘payish* koeffitsiyenti bilan tavsiflanadi va u quyidagicha ifodalanadi:

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

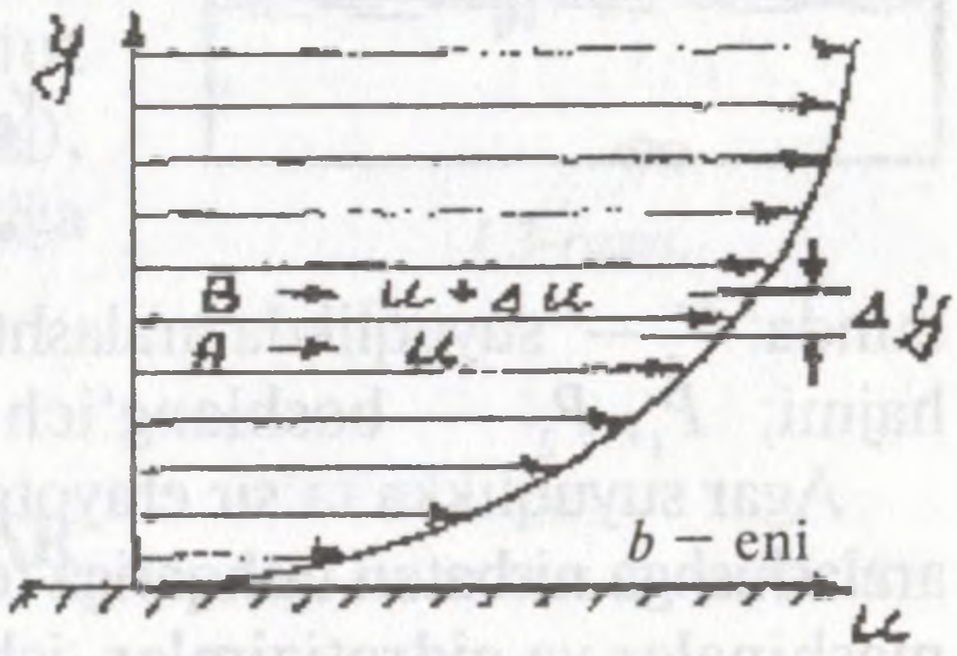
bunda: t_1 va t_2 — suyuqlikning oldingi va keyingi haroratlari, o‘lchov birligi Selsiy minus 1-darajasi, yoki Kelvin minus 1-darajasiga teng (C^{-1}, K^{-1}).

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

4. Suyuqlikning *yopishqoqligi* deb, zarrachalarning nisbiy harakatga (siljishga) qarshilik ko‘rsatishiga aytiladi.

Buni ko‘rsatish uchun, faraz qilaylik, suyuqlik parallel qatlamlar bilan harakat qilayotgan bo‘lsin (1.1-rasm). *A* qatlam tezligi u bo‘lsa, unda *B* qatlamning tezligi $u + \Delta u$ bo‘ladi. Δu miqdor *B* qatlamning *A* qatlam bo‘yicha absolut siljishini bildiradi. Siljish paytida qatlamlar orasida qarshilik kuchi hosil bo‘ladi. Agar shu qarshilik kuchining ta’sir etayotgan yuzaga nisbatini olsak, unda urinma kuchlanish yoki qarshilik kuchining kuchlanishi τ ni hosil qilamiz. Δu siljishning *A* va *B* qatlamlar orasidagi masofa Δy ga nisbati nisbiy siljishni bildiradi. Nyuton aniqlagani bo‘yicha urinma kuchlanish nisbiy siljishga to‘g‘ri mutanosibdir, ya‘ni

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



1.1-rasm.

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

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

kabi aniqlanadi, SGS tizimida esa dinamik yopishqoqlik birligi fransuz shifokori (suyuqliklar yopishqoqligini o‘rgangan) Puazeyl nomi bilan aytiladi:

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

Dinamik yopishqoqlik koeffitsiyentning zichlikka nisbatini olsak, unda kinematik yopishqoqlik koeffitsiyentini hosil qilamiz, ya’ni:

$$\mathrm{n} = \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{r}} = \frac{\mathrm{s \cdot N \cdot m^3}}{\mathrm{m^2 \cdot kg}} = \frac{\mathrm{kgm}}{\mathrm{m^2 \cdot s^2}} \cdot \frac{\mathrm{s \cdot m^3}}{\mathrm{kg}} = \frac{\mathrm{m^2}}{\mathrm{s}}.$$

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

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

1 Stoksga nisbatan 100 barobar kichik bo‘lgan kinematik yopishqoqlik koeffitsiyentni santistoks (sSt) deyiladi.

Tomchi suyuqliklarning harorati oshishi bilan yopishqoqligi kamayadi, chunki suyuqlikda bir-biriga yaqin joylashgan molekulalar orasidagi masofa ortadi va shuning hisobiga ular orasidagi tortish kuchlariga bog‘liq bo‘lgan yopishqoqlik kamayadi.

Gazsimon suyuqliklarda esa harorat oshishi bilan yopishqoqlik ham oshadi, chunki molekulalar orasidagi masofa katta bo‘lib, qizdirilgan paytda molekulalar harakati oshadi va ularning bir-biri bilan to‘qnashuvi ko‘payadi. Bu esa yopishqoqlikning oshishiga olib keladi.

5. Gazlar suyuqlikda aralashishi har xil sharoitda har xil bo‘ladi va u bosimga bog‘liqdir.

Gazning suyuqlikda aralashishi bosimga to‘g‘ri mutanosibdir, ya’ni

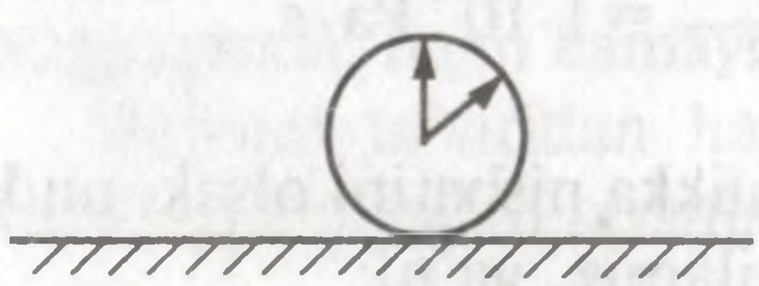
$$\frac{V_g}{V_s} = K\frac{P_2}{P_1}, \qquad (1.8)$$

bunda: V_g — suyuqlikda aralashtiriladigan gazning hajmi; V_s — 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 chiqa 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 molekulalari orasidagi tortish kuchi gaz molekulalariga nisbatan kuchli bo‘lgani hisobiga hosil bo‘ladi.

Sirt tortish kuchi tomchi suyuqlik hajmiga 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.

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

bunda: σ — suyuqlikning sirt taranglik koeffitsiyenti, N/m; r — sferaning radiusi.

Agar suyuqliklar orasidagi molekulalar tortish kuchi qattiq jism (shishali naycha) molekulalariga nisbatan kuchli bo‘lsa (misol uchun simob), bosim ta’sirida suyuqlik idishiga tushirilgan shishali naychada ko‘tarilgan suyuqlikni

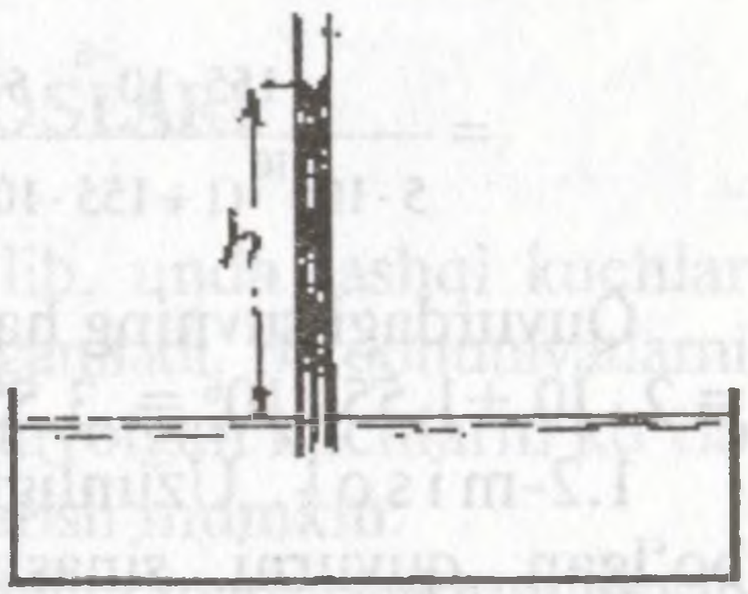
meniski qavariq hosil qiladi. Agar suyuqlik orasidagi tortish kuchiga nisbatan qattiq jism molekulalari orasidagi tortish kuchi kuchli bo‘lsa, menisk qobiq bo‘ladi (1.3-rasm).

Molekulalar orasidagi tortish kuchi bilan kapillar ko‘tarilishi orasidagi bog‘lanishni kichik diametrga ega bo‘lgan naychalarda ko‘rish mumkin. Naychalarda suyuqlik ko‘tarilgan h balandlik quyidagi ifodadan topiladi:

$$h = \frac{4\sigma}{d\gamma}, \tag{1.10}$$

bunda: σ — sirt taranglik koeffitsiyenti;
γ — og‘irlik birligi.

Gidravlikaning bir qancha masalalalarini yechishni soddaroq holga keltirish uchun ideal suyuqlik tushunchasi kiritiladi. Ideal suyuqlik deb shunday xayoliy suyuqlikka aytiladiki, unda zarrachalar absolut qo‘zg‘ladigan (yopishqoqlikka ega emas), absolut siqilmas bo‘lgan va absolut uzilishga qarshilik ko‘rsatmaydigan bo‘lishi kerak.



1.3-rasm.

MISOLLAR

1.1-misol. Po‘lat quvurning diametri $d = 0{,}4$ m, uzunligi $l = 1$ km va uning ichidagi suvning harorati $t_1 = 10°C$ da, bosimi $P = 2 \cdot 10^6$ Pa bo‘lsin. Agar harorat $t = 15°C$ ga ko‘tarilsa, quvur ichidagi suvning bosimi nimaga teng bo‘ladi?

Harorat hajm ko‘payish koeffitsiyenti $\beta_t = 155 \cdot 10^{-6}\ °C^{-1}$, hajm kamayish koeffitsiyenti $\beta_w = 5 \cdot 10^{-10}\ Pa^{-1}$ ga teng.

Yechish. Harorat o‘zgarishi $\Delta t = t_2 - t_1 = 15 - 10 = 5\ °C$. Quvurdagi suv hajmi:

$$W = \frac{\pi d^2}{4} l = \frac{3.14 x 0.4^2}{4} \times 1000 = 125{,}6\ m^3.$$

Quvurdagi suvning harorati o‘zgarishi hisobiga bosim ortishini quyidagi ifodadan aniqlash mumkin:

$$\beta_w = \frac{\Delta W}{(W + \Delta W) \cdot \Delta P} \quad \text{va} \quad \beta_t = \frac{\Delta W}{W \Delta t}.$$

Bu yerdan $W = \beta_W(W + \Delta W)\Delta P$, $\Delta W = \beta_t W \Delta t$. Ifodalarning chap tomonlarini tenglashtirsak,

$$\beta_w(W + \Delta W)\Delta P = \beta_t \Delta t \quad \text{bo‘ladi.}$$

Endi ΔP ni topamiz:

$$\Delta = \frac{\beta_t W \Delta t}{\beta_w \langle W + \Delta W \rangle} = \frac{\beta_t \Delta t}{\beta_w (1 + \frac{\Delta W}{W})} = \frac{\beta_t \Delta t}{\beta_w (1 + \frac{\beta_t W \Delta t}{W})} = \frac{\beta_t \Delta t}{\beta_w (1 + \beta_t \Delta t)}$$

$$= \frac{155 \cdot 10^{-6} \cdot 5}{5 \cdot 10^{-10}(1 + 155 \cdot 10^{-6} \cdot 5)} = 155 \cdot 10^4 \text{ Pa}.$$

Quvurdagi suvning harorati $\Delta t = 5$ °C oshganda, bosim $P_1 = P + \Delta P = 2 \cdot 10 + 1{,}55 \cdot 10^6 = 3{,}55 \cdot 10^6$ Pa ga teng.

1.2-misol. Uzunligi $l = 800$ m va diametri $d = 400$ mm ga teng bo‘lgan quvurni sinashda ichidagi suv bosimini $P_1 = 8$ atm ga yetkazilgan. Sinash davomida quvurdan suvni oqib ketganligi sababli bosim $P_2 = 6$ atm ga tushib qolgan. Shu oqib ketgan suv hajmini toping. $\beta_w = 5 \cdot 10^{-10}$ Pa^{-1} teng deb olinadi.

Yechish. Hajmiy kamayish koeffitsiyenti ifodasidan ΔW ni topamiz:

$$\Delta W = \beta_w \cdot W \cdot \Delta P = \beta_w \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot l \cdot (P_1 - P_2) =$$

$$= 5 \cdot 10^{-10} \frac{3{,}14 \cdot 0{,}4^2}{4} \cdot 800 \cdot (800000 - 600000) = 1{,}0048 \text{ m}^3.$$

1.3-misol. Harorati $t_1 = 10$°C va $t_2 = 80$°C ga teng bo‘lgan hol uchun diametri $d = 1$ mm kapillar shishali naychada suvning ko‘tarilgan balandligi h_1 va h_2 larni toping.

Yechish. Harorat t_1 va t_2 lar uchun suyuqlik zichligini jadvaldan topamiz:

$t_1 = 10$°C uchun $\rho = 998{,}2$ kg/m³ ,
$t_2 = 80$°C uchun $\rho = 971{,}8$ kg/m³.

Suvning sirt tarangligini topishda $\sigma = \sigma_0 - \beta\Delta t$ ifodadan foydalaniladi. Bunda $\sigma_0 = 0{,}076$ N/m harorat $t_0 = 0$ °C ga teng, $t_1 = 10$°C da $\sigma_1 = \sigma_0 - \beta\Delta t = 0{,}076 - 0{,}00015\ 10 = 0{,}0745$ N/m, kapillar naychada suvning ko‘tarilgan balandligini

$h_1 = \frac{2\sigma}{\rho g r}$ dan topamiz, bunda: r — kapillar shishali naychaning radiusi.

$$h_1 = \frac{2\sigma_1}{\rho_1 g r} = \frac{2 \cdot 0,0745}{998,2 \cdot 9,8 \cdot 0,0005} = \frac{0,149}{4,89} = 0,0307 \text{ m},$$

$$h_2 = \frac{2\sigma_2}{\rho_2 g r} = \frac{2 \cdot 0,064}{971,8 \cdot 9.8 \cdot 0,0005} = \frac{0,128}{4,76} = 0,0269 \text{ m}.$$

2-bob. GIDROSTATIKA ASOSLARI

Gidrostatika — gidravlikaning bo‘limi bo‘lib, unda tashqi kuchlar ta’sirida suyuqlikning muvozanat qonuniyatlari o‘rganiladi. Bu qonuniyatlarni o‘rganishda ajratilgan suyuqlik hajmiga ta’sir etayotgan kuchlarni ko‘rib chiqish kerak. Bunday kuchlarni ikki sinfga ajratish mumkin:

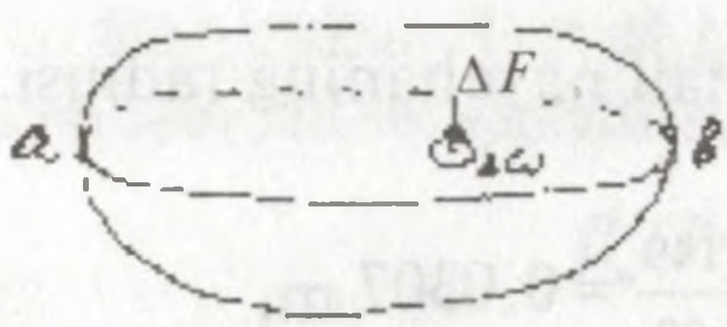
1. Massali (hajmli) kuchlar ajratgan suyuqlik hajm massasiga mutanosib bo‘lib, har bir hajmdagi zarrachalarga ta‘sir etadi. Og‘irlik kuchi, markazdan qochma kuch va boshqalar massali kuchlarga misol bo‘laoladi.

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. Porshenning suyuqlik sirtiga ta’sir etayotgan bosimi, idish devorlari tomonidan ichidagi suyuqlikka ta’sir etayotgan bosim, atmosfera bosimining suyuqlik yuzasiga ta’siri va boshqalar sirt kuchlariga misol bo‘laoladi.

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 hajmi kuchi bilan ta’sir etish kerak. Ajratilgan elementar yuz $\Delta\omega$ ga elementar kuch ΔF ta’sir etadi. Bu kuch shu elementar yuzning har bir zarrachasiga ta’sir etayotgan

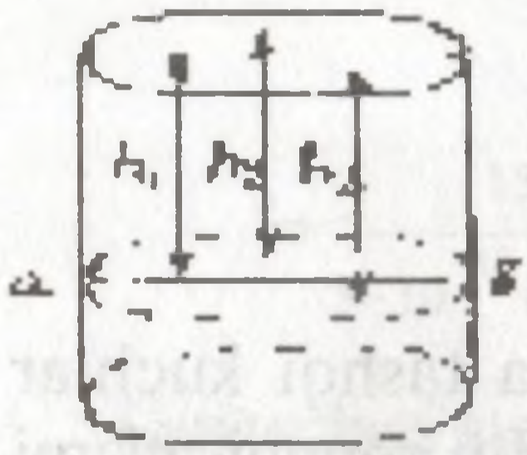


2.1-rasm.

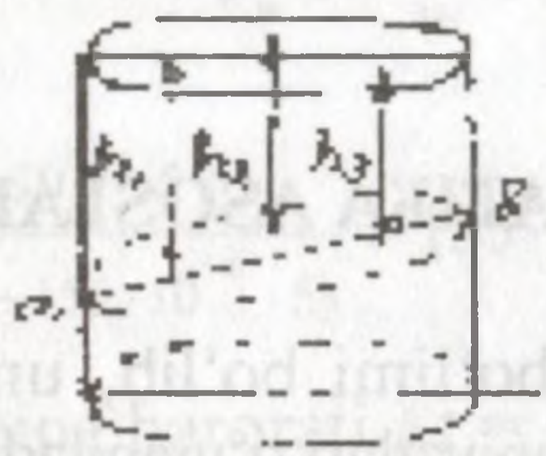
kuchlarning umumiy kuchi bo‘ladi (2.1-rasm). Unda umumiy kuchning ta’sir etayotgan $\Delta\omega$ yuzga nisbati o‘rtacha bosimni bildiradi, ya’ni

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

Agar (*ab*) kesma gorizontal 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) joylashgan 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). Qancha chuqur joylashgan bo‘lsa, shuncha bosim ortib boradi. Shuning uchun, o‘rtacha bosim tushunchasidan tashqari nuqtadagi bosim tushunchasi ham kiritiladi.



2.2-rasm.



2.3-rasm.

Nuqtadagi bosim deb kuchning ta’sir etayotgan yuzi nolga intilganda chegara nisbatiga aytiladi, ya’ni

$$P = \lim_{\Delta\omega \to 0} \frac{\Delta F}{\Delta\omega}. \qquad (2.1)$$

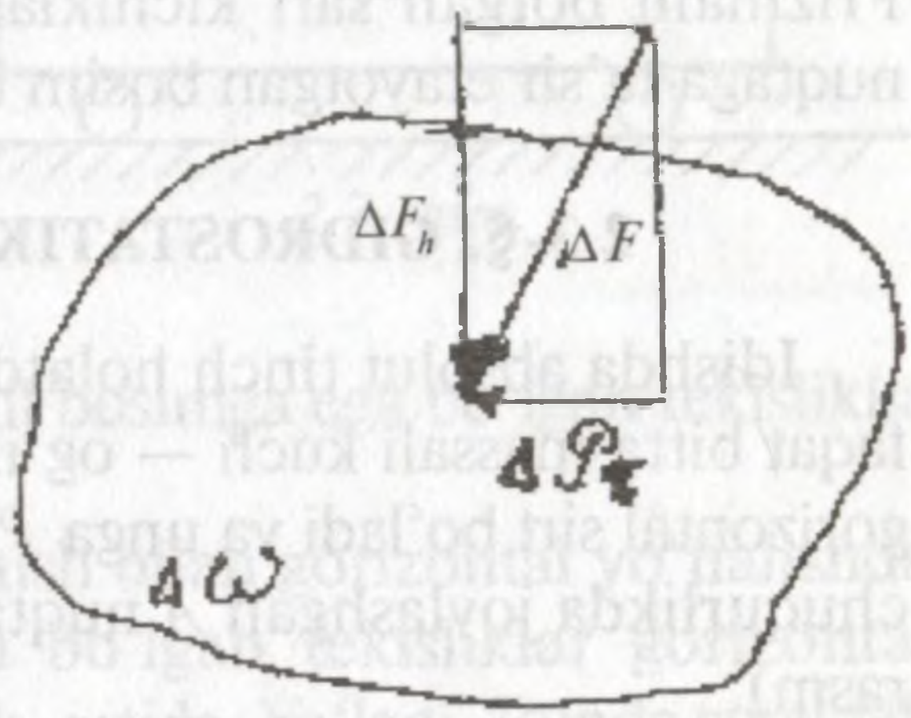
Gidrostatik bosimni noldan yoki atmosfera bosimidan boshlab o‘lchash mumkin. Agar bosim noldan o‘lchansa, uni *absolut bosim* deyiladi. Agar ixtiyoriy bosimni atmosfera bosimidan boshlab o‘lchansa, ortiqcha yoki *manometrik bosim* deyiladi:

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{a}} + P_{\text{ort}}, \; P_{\text{ort}} - P_{\text{abs}} - P_{\text{a}}. \qquad (2.2)$$

SI tizimida gidrostatik bosim Paskalda (Pa) o‘lchanadi. Bu degan so‘z 1 m^2 yuzga 1 N kuch ta’sir etadi (1 Pa=1N/`m^2). 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

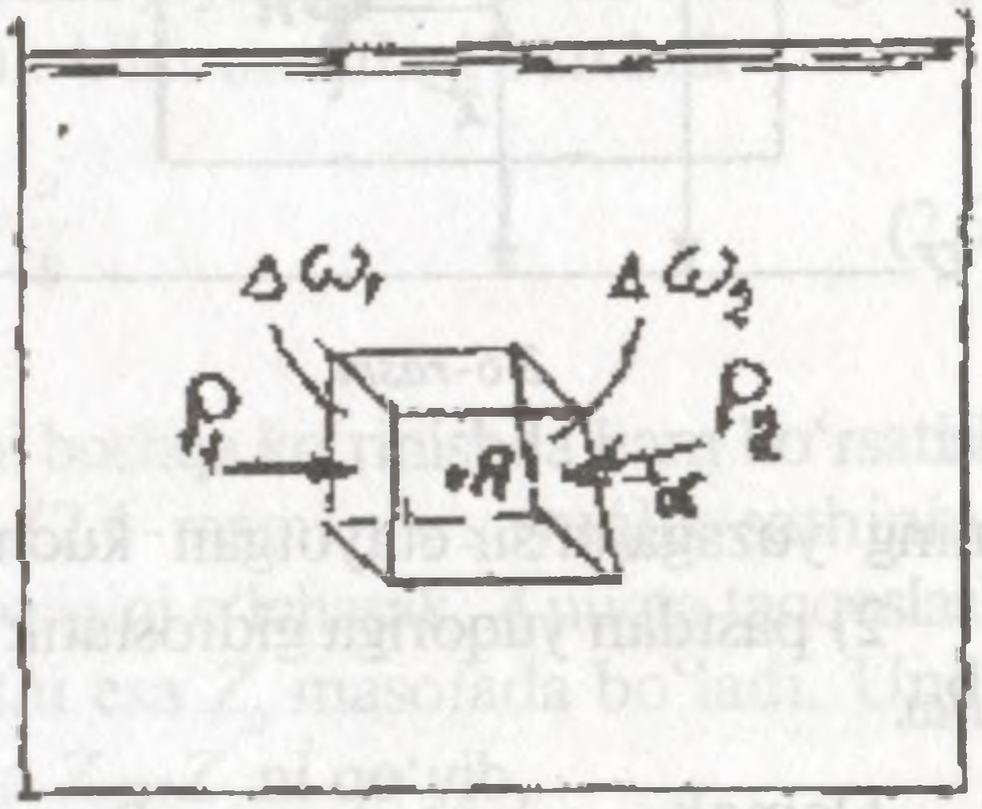
1. Suyuqlik sirtida gidrostatik bosim doim normal bo‘yicha ajratilgan suyuqlik ichiga yo‘nalgan bo‘ladi.Buni isbot qilish uchun, gidrostatik bosimning umumiy ta’sir etayotgan kuchi ΔF sirtga perpendikular yo‘nalmagan bo‘lsin deb faraz qilaylik (2.4-rasm). Bu ΔF kuchni tashkil etuvchi normal ΔF_n va urinma ΔF_t larga ajratishimiz mumkii. 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 bosimning 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 hajmining ichki 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.

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,



2.5-rasm.

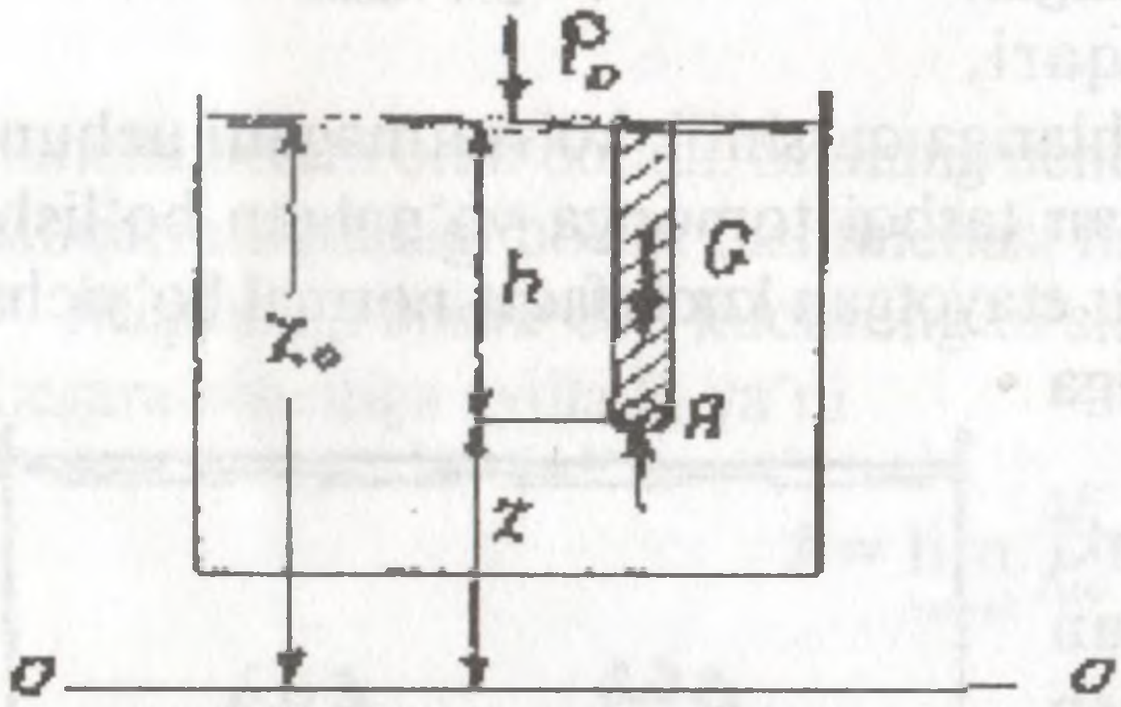
bir tomoni esa $\angle\alpha$ da bo‘lsin. Prizmaning yon tomonlari yuzalari $\Delta\omega_1$, $\Delta\omega_2$ ga ta’sir etayotgan o‘rtacha bosimlari P_1, P_2 bo‘lsin. Bosimlar 1-xossaga asosan ta’sir etayotgan yuzalarga normal bo‘yicha yo‘nalgan. Ajratilgan prizma muvozanat holda bo‘lishi uchun, unga ta’sir etayotgan kuchlar proeksiyalarining yig‘indisi nolga teng bo‘lishi kerak. Gorizontal o‘qqa kuchlar proeksiyalarini olaylik:

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

bunda: $\Delta\omega_2 \cdot \cos\alpha = \Delta\,\omega_1$. Demak, $P_1\omega_1 - P_2\,\omega_1 = 0$, 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-§. GIDROSTATIKANING ASOSIY TENGLAMASI

Idishda absolut tinch holatda turgan suyuqlikni ko'raylik. Suyuqlikka faqat bitta massali kuch — og'irlik kuchi ta'sir etsin. Unda suvning sathi gorizontal sirt bo'ladi va unga P_o bosim ta'sir etgan bo'lsin. Suv sathidan h chuqurlikda joylashgan A nuqtaga ta'sir etgan bosimni aniqlaymiz (2.6-rasm).



2.6-rasm.

Buning uchun, A nuqta atrofida gorizontal yuzcha ω ni ajratamiz va unga nisbatan h balandlikka ega bo'lgan silindrik hajmni ko'ramiz. Bunda silindrik hajm muvozanat holda bo'lgani uchun, unga ta'sir etayotgan vertikal kuchlar proeksiyalarining yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak. Silindrik hajmga ta'sir etayotgan kuchlar:

1) yuqoridan pastga P_0 bosimning yuzaga ta'sir etayotgan kuchi $P_{0\omega}$ va og'irlik kuchi $G = \gamma h\omega$;

2) pastdan yuqoriga gidrostatik bosimning yuzga ta'sir etayotgan kuchi $P\omega$.

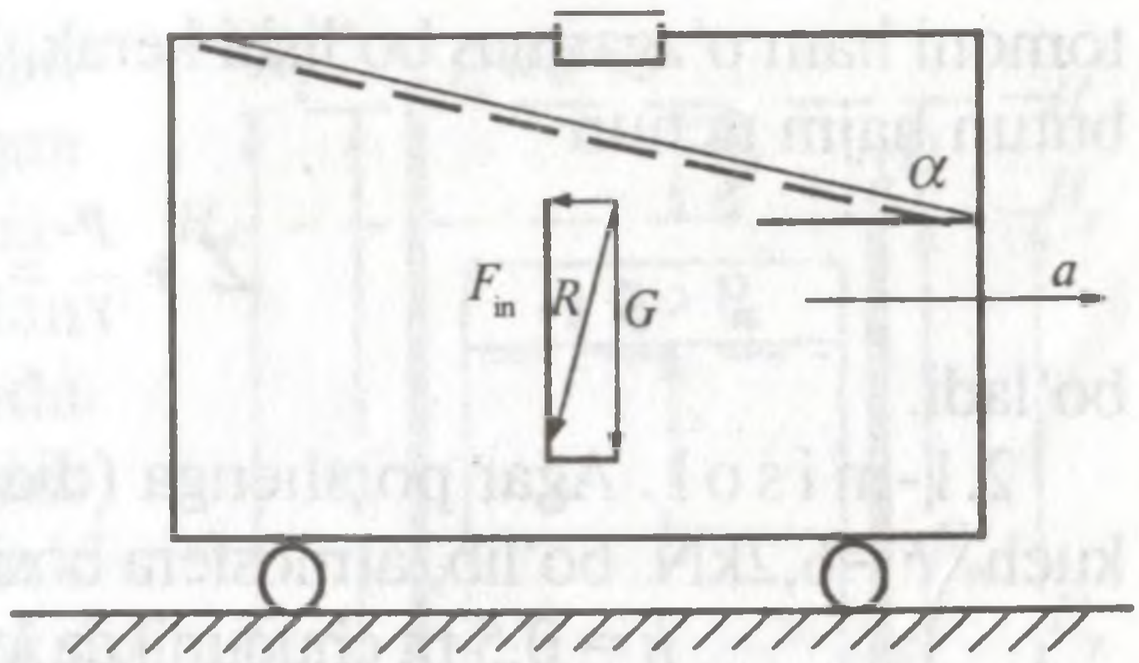
Demak,
$$P_{0\omega} + \gamma h\omega - P\omega = 0\,. \qquad (2.4)$$

Silindrming yon tomoniga ta'sir etayotgan bosim kuchlari tenglamaga kirmaydi, chunki ular gorizontal yo'nalgan bo'lib, vertikal o'qqa proeksiya bermaydi. (2.4) tenglamani ω ga qisqartirib va hadlarni gruppalasak,

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

bo'ladi. Bu esa gidrostatikaning 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:



2.7-rasm.

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 kuchlarning umumiysi bir xil bosimga ega bo‘lgan tekislikka normal yo‘nalgan bo‘ladi.

Suyuqlik solingan sisterna tekis tezlanish bilan gorizontal yo‘nalishda harakat qilganda, bir xil bosimga ega bo‘lgan tekisliklar gorizontal bo‘lmasdan yo‘nalish tomonga $\angle\alpha$ burchak 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 inersiya kuchi $F_{in} = ma$ (tezlanish hisobiga paydo bo‘lgan kuch). Umumiy kuch $R = \sqrt{G^2 + F^2_{in}}$ ga teng hamda gorizontga burchak $\angle\alpha$ ostida joylashgan bir xil bosimga ega bo‘lgan tekislikka perpendikular bo‘ladi. Ular orasidagi burchak

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{F_{in}}{G} = \frac{a}{g} \tag{2.6}$$

bo‘ladi.

Gidrostatikaning asosiy tenglamasini boshqa ko‘rinishda ham ko‘rsatish mumkin; agar A nuqta zarrachaning (2.6-rasm) va suyuqlik sathining taqqoslash tekisligi (0-0) ga nisbatan uzoqligini o‘lchasak, A nuqta taqqoslash tekisligidan Z masofada, suyuqlik sathi esa Z_0 masofada bo‘ladi. Unda $h = Z_0 - Z_1$. Tenglama (2.5) da h o‘rniga $Z_0 - Z$ ni qo‘yib,

$$P = P_0 + \gamma(Z_0 - Z) \tag{2.7}$$

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

$$Z_0 + \frac{P_0}{\gamma} = Z + \frac{P}{\gamma} \tag{2.8}$$

hosil bo‘ladi. Bunda: Z_0— idishdagi suv sathidagi ixtiyoriy zarrachadan taqqoslash tekisligi (0-0) gacha bo‘lgan masofa, P_0— suyuqlik sathiga ta’sir etayotgan bosim. Z_0 va P_0 o‘zgarmas bo‘lganlari uchun tenglamaning o‘ng

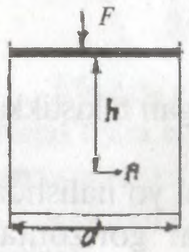
БИБЛИОТЕКА
Бух. ТИП и ЛП
№ У-331

tomoni ham o'zgarmas bo'lishi kerak. Bundan kelib chiqadiki, qaralayotgan butun hajm uchun

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

bo'ladi.

2.1-misol. Agar porshenga (diametri d =200 mm) ta'sir etayotgan kuch F=6,2kN bo'lib, atmosfera bosimi $P_a = 0{,}1$ MPa bo'lsa, porshendan $h = 0{,}5$ m chuqurlikda joylashgan A nuqtada absolut va ortiqcha bosimni toping.



2.8-rasm.

Yechish. Suyuqlikka porshen orqali ta'sir etayotgan ortiqcha bosim:

$$P = \frac{F}{\omega} = \frac{F}{\frac{\pi d^2}{4}} = \frac{4 \cdot 6.2 \cdot 10^3}{3.14 \cdot 0.2^2} = 200 \cdot 10^3 \text{ Pa}.$$

A nuqtaga suyuqlik tomonidan ta'sir etayotgan ortiqcha bosim:

$$P_0 = P_p + P_c = 0{,}2 + 0{,}005 = 0{,}205 \text{ MPa}.$$

Umumiy ortiqcha bosim:

$$P_e = \gamma h = \rho g h = 1000 \cdot 9{,}8 \cdot 0.5 = 4900 \text{ Pa} = 0{,}005 \text{ MPa};$$

A nuqtadagi absolut bosim ushbuga teng:

$$P_{abs} = P_a + P_0 = 0{,}1 + 0{,}205 = 0{,}305 \text{ MPa}.$$

2.4-§. PYEZOMETRIK VA GIDROSTATIK BOSIMLAR

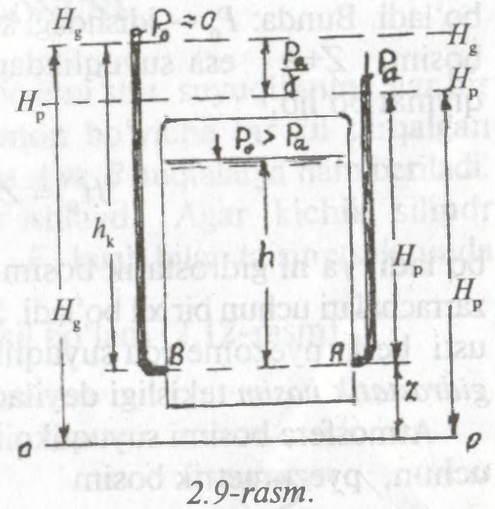
Usti berk va ichida suyuqlik bo'lgan idishni ko'raylik (2.9-rasm). Suyuqlikning A nuqtasiga usti ochiq bo'lgan pyezometr o'rnatilgan bo'lsin. Idish ichidagi suyuqlik sathiga atmosfera bosimidan katta bo'lgan P_0 bosim ta'sir etadi. Unda pyezometr bo'yicha ko'tarilgan suyuqlik sathi idishdagiga nisbatan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

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

Bunda: h_p — suyuqlikning pyezometrdagi ko'tarilgan balandligi. (2.10) ifodadan h_p ni topamiz:

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

Berilgan A yoki B nuqtadagi absolut 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 pyezometr deyiladi. Usti berk bo'lgan pyezometr ichidagi suyuqlikka $P_{abs} = P_0 + \gamma h$ ifodani qo'llasak,



2.9-rasm.

$$P_{abs} = P^1{}_0 + \gamma h_k \qquad (2.12)$$

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,

$$h = \frac{P_{atm}}{\gamma} = \frac{100000}{9800} = 10{,}2 \approx 10\text{m} \quad \text{bo'ladi.}$$

Pyezometrik h_p va geometrik Z balandliklarning yig'indisi *pyezometrik dam* (напор) (H_p) deyiladi:

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

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

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

Agar (2.13) va (2.14) ifodalarni solishtirsak,

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

ga ega bo'lamiz. Demak, gidrostatik dam pyezometrik damdan atmosfera bosimni 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 — idishdagi suyuqlik sathiga ta’sir etayotgan o‘zgarmas bosim, $Z+h$ esa suyuqlikdagi ixtiyoriy nuqta uchun bir xil bo‘lgan qiymat bo‘lib,

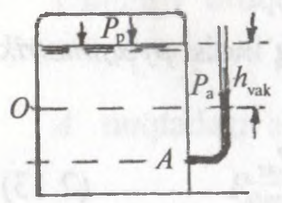
$$H_g = Z + \frac{P_0}{\gamma} + h = \text{const} \qquad (2.16)$$

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

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

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

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 yetmagan bosimga *vakuum* (bo‘shliq) deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

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

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

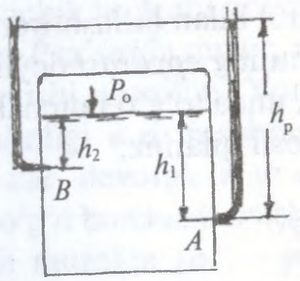
Agar umumiy ko‘rinishdagi $P_{abs} = P_a + P_{ort}$ ifodani (2.19) ga qo‘ysak,

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

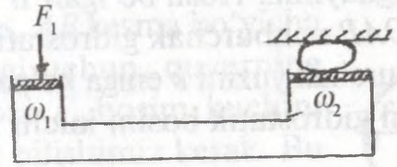
bo‘ladi, ya’ni vakuum degani ortiqcha bosimning manfiy qiymatiga teng.

2.5-§. PASKAL QONUNI

Suyuqlikning sirtga ta’sir etayotgan bosimi 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 porshenning tagida $P_1 = \frac{F_1}{\omega_1}$ bosim hosil bo‘ladi (2.12-rasm).



2.11-rasm.



2.12-rasm.

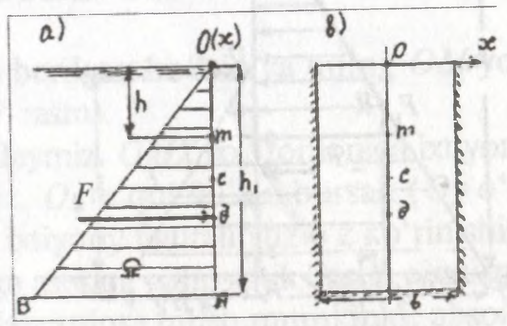
Bu bosim Paskal qonuni bo‘yicha suyuqlikning har bir zarrachasiga ta’sir etadi. Demak, bosim P_1 yuzi ω_2 ga teng bo‘lgan porshenga ham ta’sir etadi va uning kuchi $F_2 = P_1 \cdot \omega_2$ ga teng bo‘ladi, ya’ni

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

2.6-§. BOSIM KUCHINING TO‘G‘RI BURCHAKLI TEKIS YUZLARGA TA’SIR ETISHI

Eni b ga teng, asosi gorizontal bo‘lgan tekis vertikal shakl 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



2.13-rasm.

ta'sir etayotgan atmosfera bosimi bilan tenglashib yig'indisi nolga teng bo'ladi. Nuqta m dagi bosimni aniqlaymiz:

$$P = \gamma h .$$

Shu nuqta 0 dan A gacha o'zgarib borganda, bosim ham o'zgarib boradi. Eng katta bosim $m = A$ bo'lganda, ya'ni

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

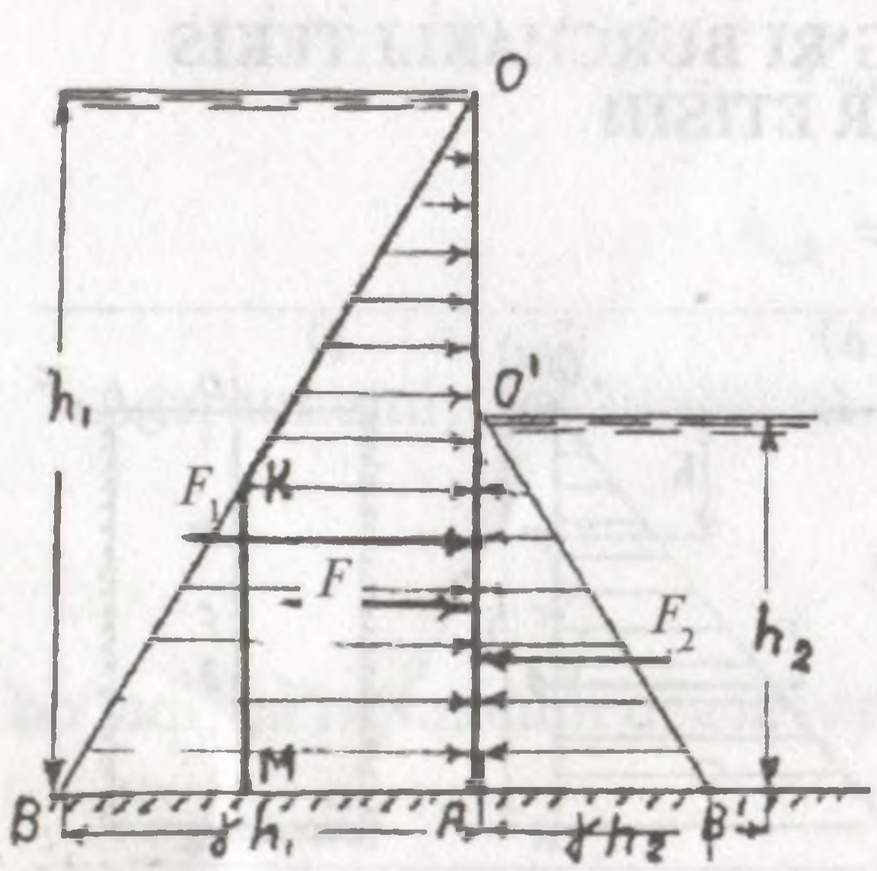
da bo'ladi. P_A bosimni masshtab bo'yicha OA ga perpendikular bo'lgan asosda belgilaymiz. Hosil bo'lgan B nuqtani A bilan birlashtiramiz. Kelib chiqqan OAB uchburchak gidrostatik bosimning *epyurasi* deyiladi. Agar OAB uchburchak yuzini b eniga ko'paytirsak, unda to'g'ri burchakli shaklga ta'sir etgan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

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

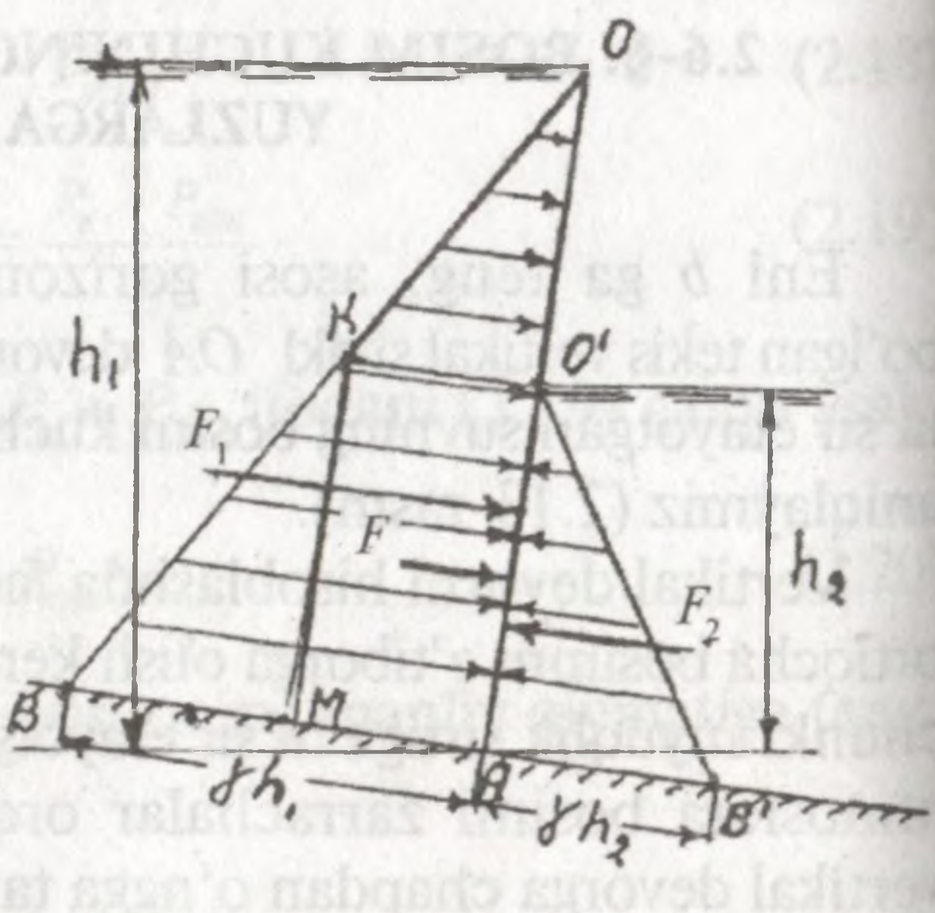
Kuch $F_1 \perp OA$ va u OAB gidrostatik bosim epyurasining markazidan o'tadi. Bundan xulosa qilish mumkinki, F kuchning qo'yilgan nuqtasi to'g'ri burchakli shakl asosidan h_2 masofada joylashgan bo'ladi.

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 $O'AB'$ uchburchak ayiriladi.

Hosil bo'lgan trapetsiya $OAMK$ yuzini devor eni b ga ko'paytirilsa, qidirilayotgan P kuch kelib chiqadi va u trapetsiyaning markazidan o'tib



2.14-rasm.



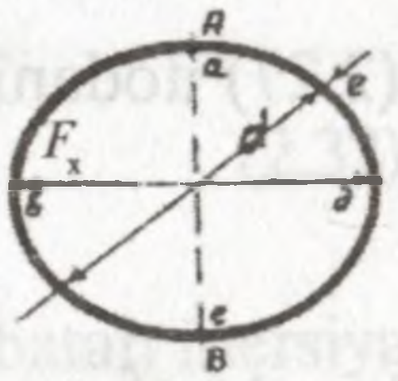
2.15-rasm.

devorga perpendikular 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). 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 amalda 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 adc devorga ta’sir etishini bilishimiz kerak. Bu kuch ac to‘g‘ri burchakli shaklga ta’sir etayotganga tengligini ko‘rsatish mumkin (ac — yarim silindrik sirtni vertikal tekislikka olingan proyeksiyasidir).



2.16-rasm.

ac to‘g‘ri burchakli shaklning tomoni quvur diametri bo‘yicha olingan kesmani bildirgani uchun, kuch quyidagiga teng:

$$F_x = dlP, \tag{2.25}$$

bunda: l — quvurning uzunligi;

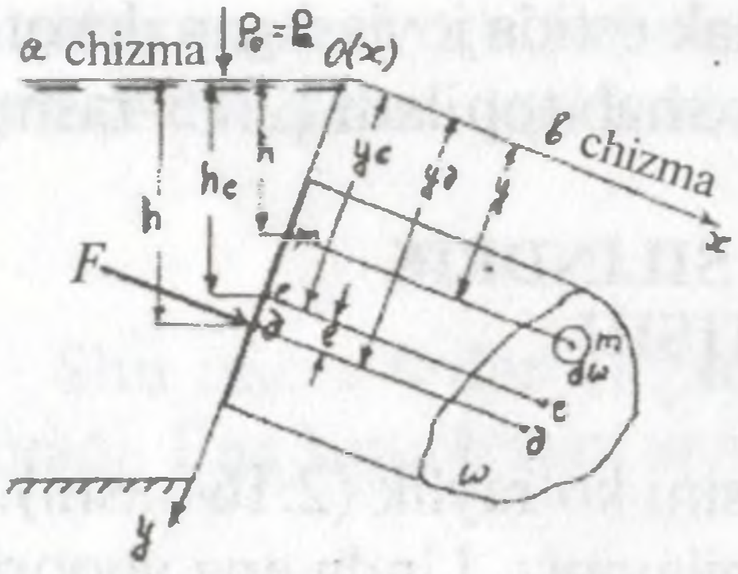
P — quvur ichidagi bosim.

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 berilgan 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 yuz o‘z ko‘rinishiga ega bo‘ladi. Gidrostatikaning 1-xossasiga asosan, gidrostatik bosim ajratilgan yuzga perpendikular yo‘nalgan. Bundan xulosa qilish mumkinki, absolut gidrostatik bosimning kuchi ham yuzga perpendikular bo‘ladi.



2.17-rasm.

Umumiy absolut 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 yuz $d\omega$ ajratamiz, unda gidrostatik bosim kuchi:

$$dF = Pd\omega \qquad (2.26)$$

yoki

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

(2.27) ifodani butun ω bo‘yicha integrallasak,

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

bunda: $\int_{\omega} y d\omega = S_{0x} = y_c \omega$ — tekislikdagi figuraning Ox o‘qiga olingan statik momenti; y_c — tekislikdagi figuraning og‘irlik markazi.

Bundan (2.28) ifoda quyidagiga teng:

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

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

$$F = P_a \omega + \gamma \omega h_c = (P_a + \gamma h_c)\, \omega. \qquad (2.30)$$

Demak, ixtiyoriy shaklga ega bo‘lgan tekislikdagi figuraga ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchi (absolut yoki ortiqcha) figuraning og‘irlik markaziga ta’sir etuvchi gidrostatik bosimning [(P_a) yoki P_c] figura yuzasining ko‘paytmasiga teng.

Ta’sir etuvchi kuch F ning figura bilan kesishgan nuqta *bosim kuchi markazi* deyiladi.

Suyuqlik sathidan shu nuqtagacha bo‘lgan masofani topamiz.

Atmosfera bosimi P_a ko‘rilayotgan yuza bo‘yicha tekis tarqalgan bo‘ladi. Ortiqcha bosim esa yuz bo‘yicha tekis tarqalmagan. Figuraning nuqtasi qancha chuqur joylashgan bo‘lsa, bosim shuncha ortib boradi. Shuning uchun figuraga ta’sir etayotgan suyuqlikning bosim kuchi markaz joylashgan chuqurligiga bog‘liq.

F bosim kuchining qo‘yilgan nuqtasidan suyuqlik sathigacha bo‘lgan y_d masofani topamiz (2.17-rasm). Masofa y_d ni topish uchun quyidagi shartdan foydalanamiz. Suyuqlikning figuraga ta’sir etayotgan elementar kuchlar yig‘indisining momenti umumiy F kuchning shu Ox o‘qiga olingan momentiga teng:

$$\int_{\omega}(Pd\omega)y = Fy_d \quad \text{yoki} \quad \int_{\omega}(\gamma h d\omega)y = (\gamma h_c \omega)y_d,$$
$$\int_{\omega}(\gamma \sin\alpha \cdot y \cdot d\omega)y = (\gamma \sin\alpha \; y_c\omega)y_d. \tag{2.31}$$

Bundan:

$$y_d = \frac{\int_{\omega} y^2 d\omega}{y_c \cdot \omega} = \frac{J_{0x}}{S_{0x}} \tag{2.32}$$

bunda: $\int_{\omega} y^2 d\omega = J_{0x}$ — tekislikdagi figuraning Ox o‘qiga nisbatan inersiya momenti;

S_{Ox} — shu figuraning Ox o‘qiga nisbatan statik momenti.

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

$$y_d = \frac{J_{0x}}{S_{0x}} = \frac{J_c + y_c^2\omega}{\omega y_c} = y_c + \frac{J_c}{y_c\omega} \tag{2.33}$$

yoki

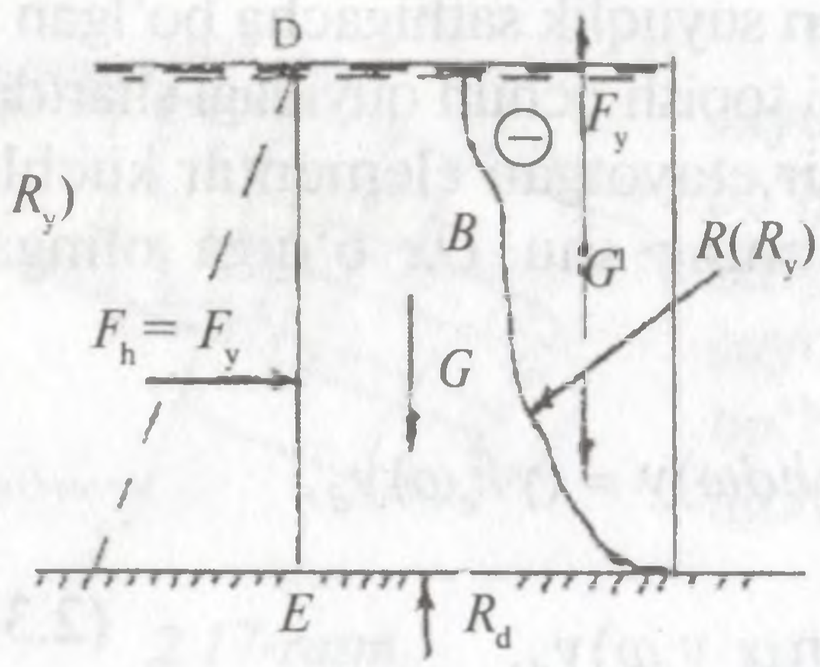
$$y_d = y_c + e\,, \tag{2.34}$$

bunda: e — ekssentrisitet;

J_c — inersiya momenti, figuraning shakliga bog‘liq.

2.9-§. EGRI CHIZIQLI SIRTGA TA’SIR ETAYOTGAN SUYUQLIKNING GIDROSTATIK BOSIM KUCHI

C nuqtadan eni bo‘yicha vertikal CC' tekislik o‘tkazilgan va xy koordinata o‘qlari ko‘rsatilgan bo‘lsin. Suyuqlikning 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 (2.28-rasm). Bu tekislik ikkinchi tomondan ABC egri sirtni proyeksiyasi ham bo‘ladi. DE



2.18-rasm.

va *ABC* orasida suyuqlik hajmi ajralib qoladi. Bu ajralgan *ABCED* orasidagi hajmga quyidagi kuchlar ta'sir etadi:

1) kanal tagidan suyuqlikka R_D kuch ta'sir etadi:

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

2) egri sirt tomonidan suyuqlikka reaksiya kuchi R 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

$$R_D = S_{DECC'} \cdot b \cdot \gamma. \qquad (2.36)$$

Suyuqlik muvozanat holatda bo'lishi uchun, unga ta'sir etayotgan kuchlarning x va y o'qlaridagi proyeksiyalari yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak, ya'ni

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

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

bo'lgani uchun:

$$F_y = -(R_D - G) \qquad (2.39)$$

bo'ladi.

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

Bundan quyidagicha xulosa chiqarish mumkin:

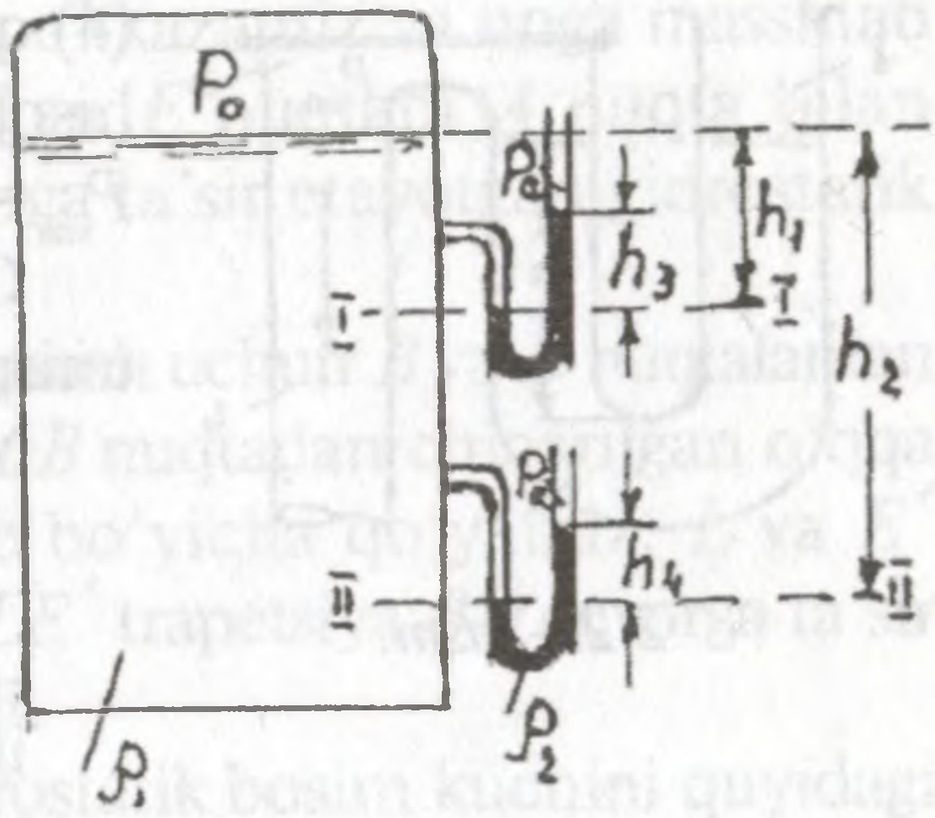
1. Qidirilayotgan F kuchning tashkil etuvchisi F_x kuchi suyuqlik bosim kuchining vertikal tekislikka ta'sir etganiga teng. Bu tekislik esa egri sirtning vertikal tekislikka proyeksiyasidir.

2. F kuchning tashkil etuvchi F_y kuchi manfiy ishora bilan olingan xayoliy suyuqlik hajmning $W_{ABCC'}$ og'irligiga teng.

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

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

2.2-misol. Usti berk bo‘lgan idishdagi suv sathiga P_0 bosim ta’sir etayotgan bo‘lib, unga ikkita simobli differensial manometrlar o‘rnatilgan (2.19-rasm). Agar $h_1 = 120$ mm, $h_3 = 12$ mm, $h_4 = 20$ mm bo‘lsa, o‘rnatilgan pastki manometrdagi simobning pastki sathidan idishdagi suv sathigacha h_2 masofani aniqlang. Suvning og‘irlik birligi $\gamma_1 = 10000$ H/m^3, simobniki $\gamma_2 = 136000$ H/m^3.



2.19-rasm.

Yechish. Misolni yechishda bir xil bosimga ega bo‘lgan tekislik I—I va II—II lar uchun gidrostatikaning asosiy tenglamasini yozamiz.

I—I tekislik uchun:

$$P_0 + \gamma_1 h_1 = P_a + \gamma_2 h_3,$$

II—II tekislik uchun:

$$P_0 + \gamma_1 h_2 = P_a + \gamma_2 h_4,$$

bunda: P_0 — idishdagi suv sathiga ta’sir etayotgan bosim;
P_a — atmosfera bosimi.

Tenglamalardan P_0 ni topib tenglashtiramiz:

$$P_a + \gamma_2 h_3 - \gamma_1 h_1 = P_a + \gamma_2 h_4 - \gamma_1 h_2$$

yoki

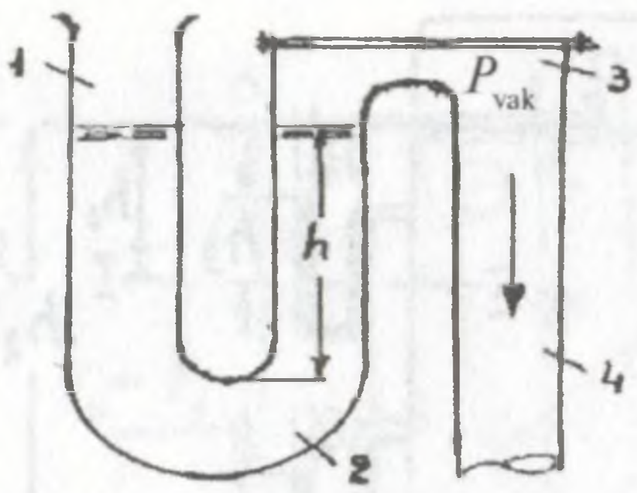
$$\gamma_2 h_3 - \gamma_1 h_1 = \gamma_2 h_4 - \gamma_1 h_2.$$

Oxirgi ifodadan h_2 ni topamiz.

$$h_2 = \frac{\gamma_2 h_4 + \gamma_1 h_1 - \gamma_2 h_3}{\gamma_1} =$$

$$= \frac{136000 \cdot 0,02 + 10000 \cdot 0,12 - 136000 \cdot 0,012}{1000} = 0,229\ \text{m} = 229\ \text{mm}.$$

2.3-misol. Kanalizatsiya tizimidan xonadonga gazlar kirmasligi uchun hojatxonadagi qurilmada sifon (1) mavjud bo‘lib, u suvli gidravlik zatvor (tamba) hosil qiladi (2.20-rasm). (Gidravlik tamba deb sifonning suv bilan to‘ldirilgan qismiga aytiladi.) Sifonni bo‘shatish paytida vertika



2.20-rasm.

(4) quvurda oqava suvning tezligi katta bo‘lganligi hisobiga eng yuqori qismida bo‘shliq (vakuum) P_{vak}=0,005 atm ga teng bo‘ladi.

Gidravlik tambadan suv so‘rilmasligi uchun uning *h* balandligini toping.

Yechish. Ushbu

$$P_{vak} = P_{atm} - P_{abs} = \rho g h_{vak}$$

ifodadan:

$$h_{vak} = \frac{P_{vak}}{\rho g} = \frac{490}{1000 \cdot 9,8} = 0,05 \text{ m}.$$

Demak, sifonda suvli tamba bo‘lishi uchun balandlik $h \geq 50$ mm bo‘lishi kerak. Odatda, h=70 mm qabul qilinadi.

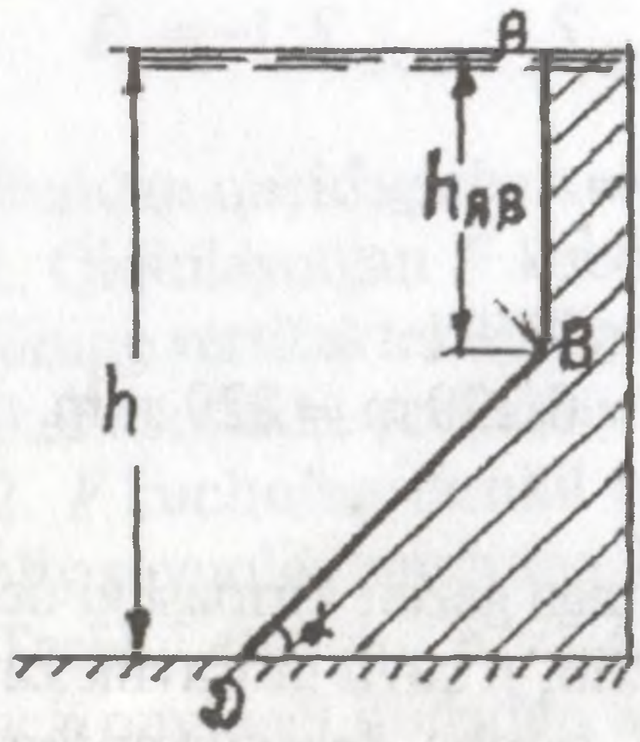
2.4-misol. To‘g‘onning siniq chiziqli bo‘lgan devoriga (2.21-rasm) ta’sir etayotgan ortiqcha gidrostatik bosimning epyurasini quring. To‘g‘onning vertikal va og‘ma devorlarining eni b=3,0 m bo‘lgan qismlariga teng ta’sir etuvchi kuchlarni va shu kuchlarning qo‘yilgan nuqtalarini aniqlang. Agar vertikal devorning chuqurligi h_{AB} =10 m, *BD* devorning gorizontga bo‘lgan og‘ishi $\angle\alpha$ =45° ni tashkil qiladi.

Umumiy chuqurlik h =16 m ga teng.

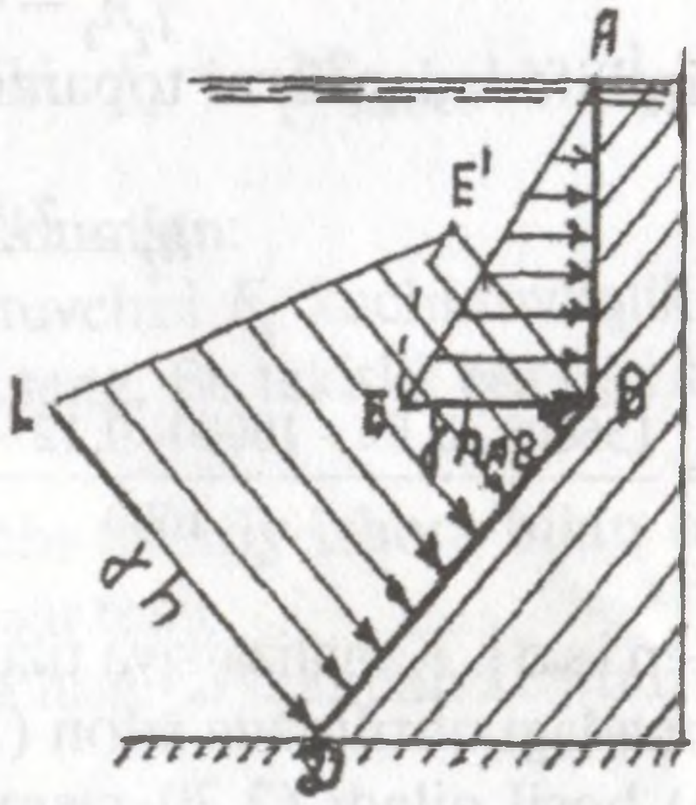
Yechish. Gidrostatik bosim epyurasini qurish uchun *A*, *B*, *D* nuqtalardagi ortiqcha bosimlarni topamiz.

$$P_{A\,or} = 0;\ P_{B\,or} = \gamma h_{AB} = \rho g h_{AB} = 1000 \cdot 9,\ 8 \cdot 16 = 98000 \text{ Pa}.$$

$$P_{D\,or} = \gamma h\ = \rho g h = 1000 \cdot 9,\ 8 \cdot 10 = 156800 \text{ Pa}.$$



2.21-rasm.



2.22-rasm.

B nuqtadan AB tekislikga perpendikular o‘tkazamiz va unga masshtab bo‘yicha $P_{B\text{ or}}$ qiymatini qo‘yamiz. Topilgan E nuqtani A nuqta bilan birlashtiramiz. Hosil bo‘lgan $ABE\,AB$ devorga ta’sir etayotgan gidrostatik bosim epyurasi bo‘ladi (2.22-rasm).

BD devorga gidrostatik bosim epyurasini qurish uchun B va D nuqtalardan devorga nisbatan perpendikular chiqaramiz. B nuqtadan chiqarilgan o‘qqa γh_{AB} ni, D nuqtadan esa γh larni masshtab bo‘yicha qo‘yamiz. L va E' nuqtalarni birlashtiramiz. Hosil bo‘lgan $BDLE'$ trapetsiya BD devorga ta’sir etayotgan gidrostatik bosim epyurasi bo‘ladi.

Endi AB devorga teng ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchini quyidagi ifodadan topamiz:

$$\mathrm{F}_{AB} = P_{c1} \cdot \omega_{AB} = \rho g h_{c1} \cdot AB \cdot b = \rho g \frac{h_{AB}}{2} \cdot h_{AB} \cdot b =$$

$$= 1000 \cdot 9{,}8 \cdot \frac{10}{2} \cdot 10 \cdot 3 = 1470000\mathrm{N}$$

yoki $$\mathrm{F}_{AB} = 1470\ \mathrm{kN}.$$

Kuchning suyuqlik sathidan qo‘yilgan nuqtasigacha bo‘lgan masofa quyidagiga teng:

$$h_{d1} = h_{c1} + \frac{J_{c1}}{h_{c1} \cdot \omega_{AB}},$$

bunda: J_{c1} — AB tekis figuraning markaz C_1 nuqtaga nisbatan olingan inersiya momenti;

ω_{AB} — AB devorning yuzi;

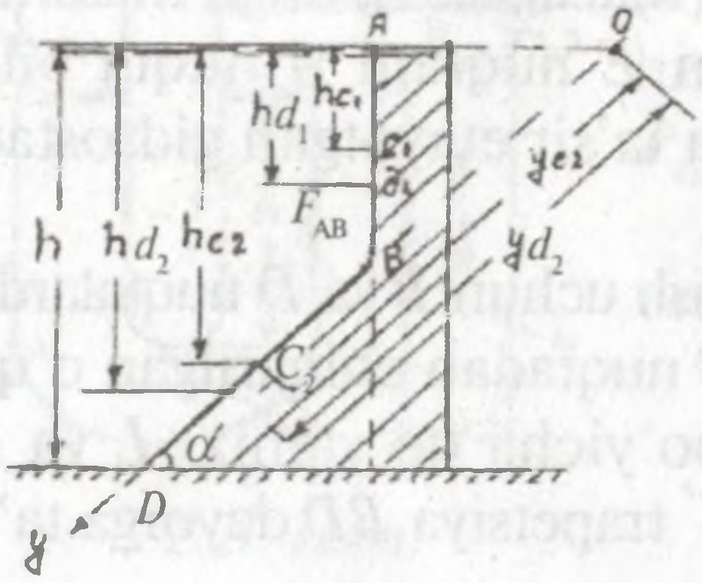
h_{c1} — AB to‘g‘ri burchakli devorning suv sathidan markazigacha bo‘lgan masofa.

$$h_{d1} = \frac{h_{AB}}{2} + \frac{\frac{bh_{AB}^2}{12}}{h_{\frac{AB}{2}} \cdot h_{AB} \cdot b} = \frac{h_{AB}}{2} + \frac{h_{AB}}{6} = \frac{2}{3} h_{AB} = \frac{2}{3} \cdot 10 = 6{,}67\ \mathrm{m}.$$

BD devorga teng ta’sir etuvchi gidrostatik bosim kuchini topamiz (2.23-rasm).

$$\mathrm{F}_{BD} = P_{c2} \cdot \omega_{BD} = \rho g h_{c2} \cdot BD \cdot b = \rho g \left(h - \frac{h - h_{AB}}{2} \right) \cdot \frac{h - h_{AB}}{\sin 45^0} \cdot b =$$

$$= 1000 \cdot 9{,}8 \left(16 - \frac{16 - 10}{2} \right) \cdot \frac{(16 - 10) \cdot 2}{\sqrt{2}} \cdot 3 = 3235960\ \mathrm{N}.$$



2.23-rasm.

Teng ta'sir etuvchi kuch qo'yilgan nuqtasini umumiy ifoda $y_d = y_c + \frac{J_c}{y_c \cdot \omega}$ dan topish uchun, biz xayolan BD chiziqni suv sathi bilan birlashtiramiz va kesishgan nuqtani O deb belgilaymiz, o'qni esa O_y o'qi deymiz.

Unda:

$$y_{d2} = y_{c2} + \frac{J_{c2}}{y_{c2} \cdot \omega_{AB}} = \frac{h_{c2}}{\sin\alpha} + \frac{bBD^3}{\frac{12h_{c2}}{\sin\alpha} \cdot BD \cdot b}.$$

Bu yerda:

$$h_{C2} = h - \frac{h - h_{AB}}{2} = 16 - \frac{16 - 10}{2} = 13\,\text{m};$$

$$BD = \frac{h - h_{AB}}{\sin 45^0} = \frac{(16 - 10)2}{\sqrt{2}} = 17\,\text{m}.$$

Demak,

$$y_{d2} = \frac{13}{\sin 45^\circ} + \frac{3 \cdot 17^3}{12\frac{13}{\sin 45^\circ} 3 \cdot 17} = 18,39 + \frac{289}{220,6} = 19,7\,\text{m};$$

$$h_{d2} = y_{d2} \cdot \sin 45^\circ = 19,7 \cdot 0,707 = 13,93\,\text{m}.$$

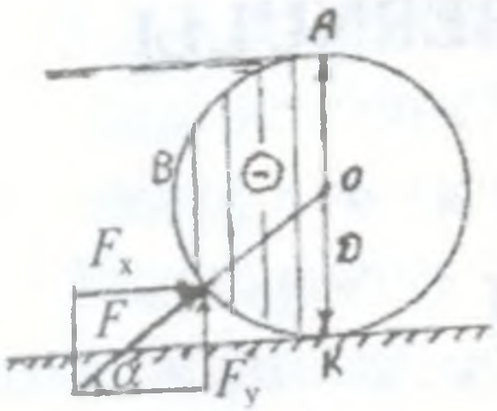
Demak, F_{BD} teng ta'sir etuvchi kuch suv sathidan $h_{d2} = 13,93$ m chuqurlikda qo'yilgan bo'ladi.

2.5-misol. Diametri $D = 2,0$ m bo'lgan yarim silindrik zatvorga gidrostatik bosim kuchi qiymatini va uning yo'nalishini aniqlang. Silindrik zatvorning eni $b = 1,0$ m (2.24-rasm).

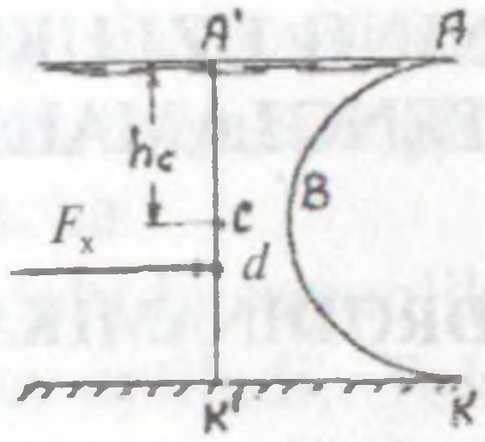
Yechish. Tashkil etuvchi F_x va F_y kuchlarni topamiz. Yarim silindrik ABK sirtni vertikal tekislikga proyeksiyalab olib, shu $A'K'$ proyeksiya tekisligiga ta'sir etayotgan gidrostatik bosim kuchi F_x ni topamiz (2.25-rasm):

$$F_x = P_c \cdot \omega_x = \gamma h_c \omega_x$$

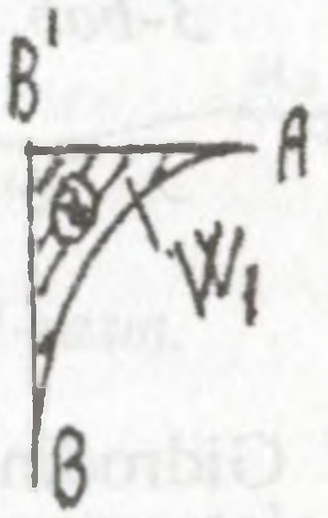
bunda: ω_x — yarim silindrik sirtning vertikal tekislikga proyeksiyasining yuzi;



2.24-rasm.



2.25-rasm.

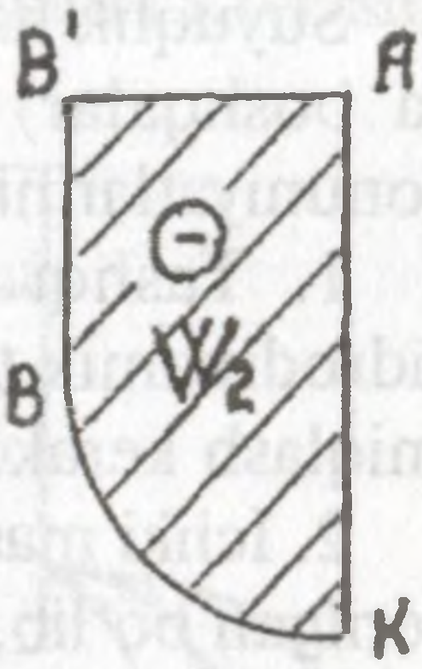


2.26-rasm.

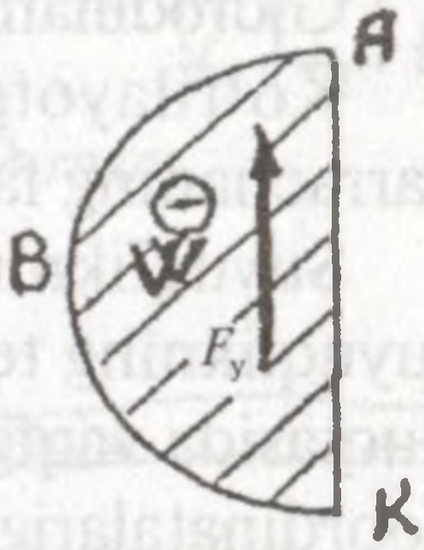
h_c — proyeksiya yuzining markazi.

$$F_x = \rho g \frac{D}{2} \cdot A'K' \cdot b = 1000 \cdot 9{,}8 \cdot \frac{2}{2} \cdot 2 \cdot 1 = 19600 \text{ N}.$$

Tashkil etuvchi F_y kuchni topish uchun jism hajmiy bosimini topamiz. Buning uchun egri sirtni eng chetki nuqtalari A, B, D larni suv sathi bilan birlashtiramiz. A va B larni birlashtirganda hosil bo'lgan W_1 jism hajmiy bosimi (ichida suv bo'lsa) musbat bo'ladi (2.26-rasm). Agar B va K larni suv sathi bilan birlashtirsak, W_2 jismning hajm bosimi bo'lib (suv ichida yo'q, xayoliy) manfiy ishoraga ega (2.27-rasm). Agar endi musbat va manfiy ishorali jism hajmiy bosimlarni qo'shsak, unda umumiy bo'lgan $W = W_1 + W_2$ jism hajmiy bosimini topamiz va u manfiy ishorali bo'lib, F_y kuch yuqori tomon yo'naladi (2.28-rasm).



2.27-rasm.



2.28-rasm.

Endi umumiy teng ta'sir etuvchi kuch F ni topamiz:

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} = \sqrt{19600^2 + 15386^2} = 24926 \text{ N}.$$

Umumiy F kuchning yo'nalishi

$$\text{tg}\alpha = -\frac{F_y}{F_x} = -\frac{15386}{19600} = 0{,}785$$ ga teng (2.24-rasmga qarang).

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 (og‘irlik kuchi, tashqi bosim, inersiya kuchi va boshqalar) ta’sirida harakat qiladi. Harakat qilayotgan suyuqlik qonuniyatlarini 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 suyuqlikning ichki bosimi.

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

Suyuqlikning harakati barqaror va beqaror bo‘lishi mumkin. Agar suyuqlikning tezligi va bosimi suyuqlik bilan egallagan fazoning ixtiyoriy nuqtasida vaqtga nisbatan bog‘liq bo‘lmagan bo‘lib, faqat zarrachalarning koordinatalariga bog‘liq, ya’ni

$$P = f(x, y, z), \qquad u = f(x, y, z) \tag{3.1}$$

bo‘lsa, suyuqlik barqaror harakatda bo‘ladi.

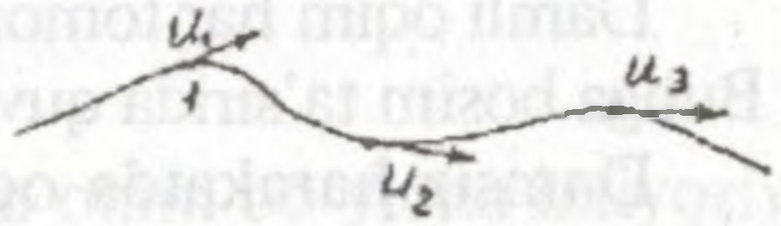
Barqaror harakatga suyuqlikning quvurdagi tekis harakati, bir xil bosim ta’sirida idish teshikchasidan oqib chiqayotgan suyuqlik va boshqalar misol bo‘la oladi. Agar suyuqlik harakati zarrachalarining koordinatalari x, y, z dan tashqari vaqtga ham bog‘liq, ya’ni

$$P = f(x, y, z, t), \qquad u = f(x, y, z, t) \tag{3.2}$$

bo‘lsa, bunday harakat beqaror deyiladi.

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

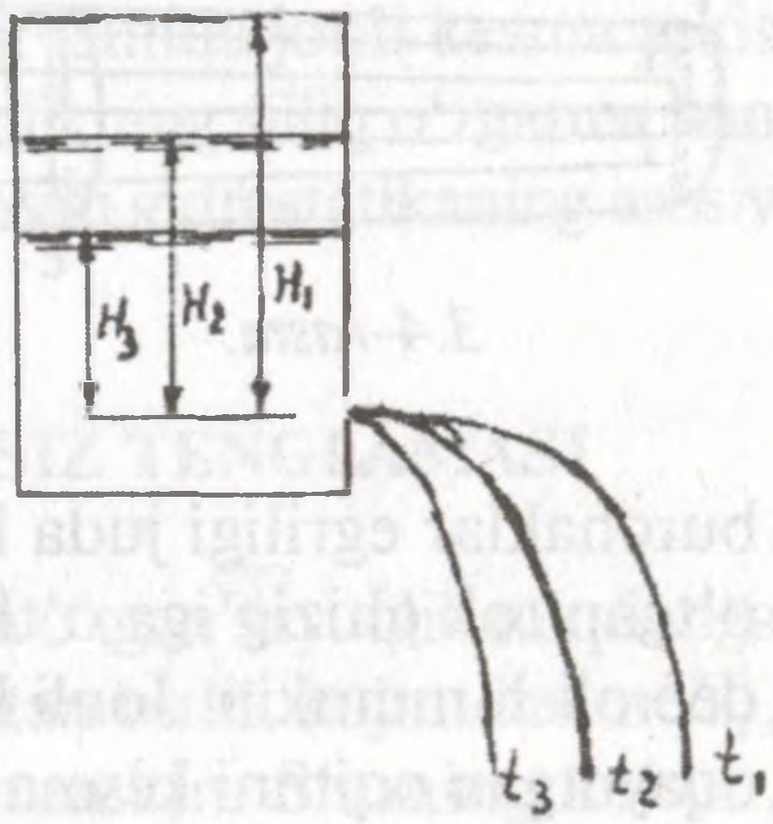
Suyuqlik harakat qonuniyatlarini o‘rganishda quyidagi tushunchalar kiritiladi: trayektoriya, tok chizig‘i va elementar oqimcha.



3.1-rasm.

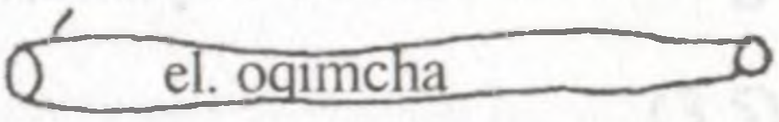
Trayektoriya deb, *t* vaqt ichida suyuqlik zarrachasining qoldirgan iziga aytiladi. Tok chizig‘i deb, harakat qilayotgan suyuqlikdagi shunday chiziqqa aytiladiki, shu chiziqda yotgan barcha nuqtalarga (zarrachalarga) o‘tkazilgan urinmalar yo‘nalishi o‘sha nuqtalarda yotgan zarrachalarning vaqtga nisbatan yo‘nalish oniy tezligini bildiradi (3.1-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 trayektoriya 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 trayektoriyasi 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.



3.2-rasm.

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 oqimchaning 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).

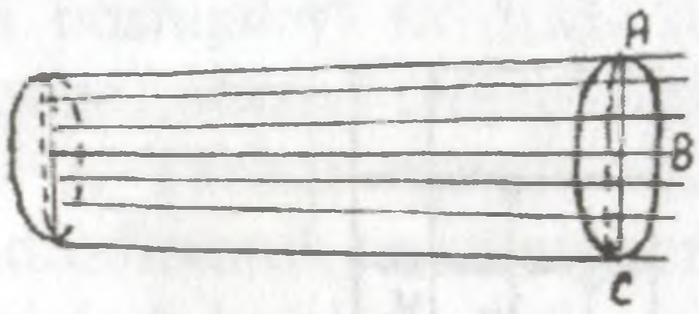
Elementar oqimchalar to‘plamining yuzasi katta bo‘lgan kesmadan o‘tishiga *oqim suyuqligi* deyiladi. Suyuqlik oqim harakatini uch xil guruhga bo‘lish mumkin: damli, damsiz, oqimli.

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 inersiya 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.



3.4-rasm.

Jonli kesma deb tok chiziqlariga nisbatan perpendikular 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).

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

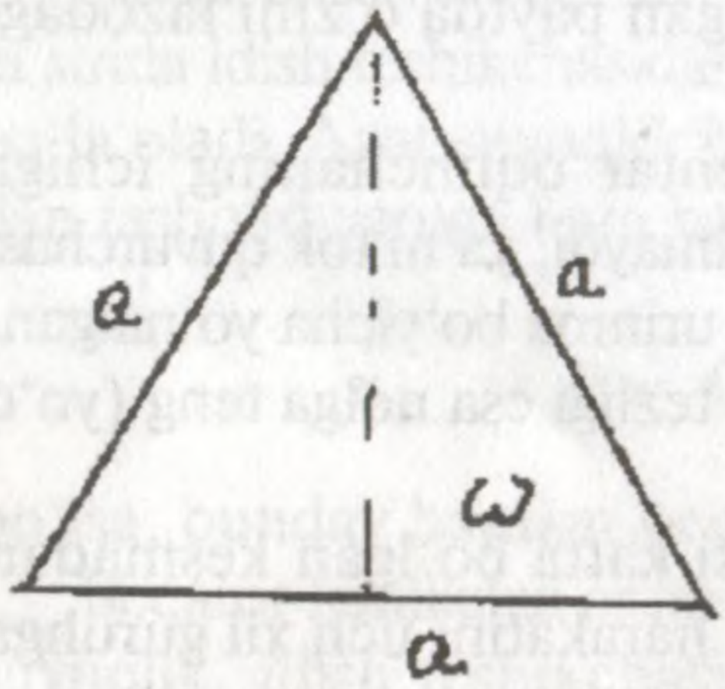
Quvur yoki kanal jonli kesmasining namlangan perimetrga nisbati *gidravlik radius* deyiladi:

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

Uylar va korxonalarni isitishda va ventilatsiya bo‘yicha hisoblashda ko‘pincha *ekvivalent diametr* tushuncha kiritiladi.

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

$$d_e = 4R = \frac{4\omega}{\chi}.$$



3.5-rasm.

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

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

namlangan perimetr: $\chi = 3a$;

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

ekvivalent diametr: $d_e = \frac{a}{\sqrt{3}}$.

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 suyuqlikning harakati deb shunday harakatga aytiladiki, unda tok chiziqlarning egriligi va ular orasidagi burchak tafovuti hisobga olinmaydi. Bunda jonli kesma tekis yuzga ega deb, u oqim o‘qiga normal bo‘ladi. Suyuqlikning silliq o‘zgaruvchan harakatida kesma bo‘yicha olingan gidrodinamik bosim gidrostatikaning asosiy tenglamasiga bo‘ysunadi.

3.2-§. SUYUQLIK OQIMINING UZLUKSIZ TENGLAMASI

Oqimning 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:

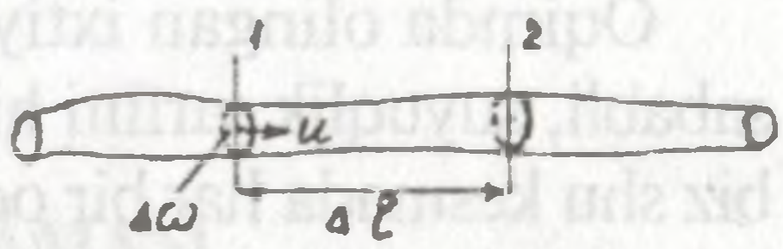
$$Q = \frac{W}{t} = \frac{G}{\gamma t} = \frac{Mg}{\rho g t} = \frac{M}{\rho t}, \qquad (3.5)$$

bunda: γ — og‘irlik birligi,

ρ — suyuqlik zichligi.

Amalda ko‘proq qo‘llanadigan birlik — bu hajmiy suyuqlik sarfidir (m^3/s, $m^3/soat$, l/min, l/s).

Cheksiz kichik yuzga ega bo‘lgan va tezligi u bo‘lgan elementar oqimchani ko‘raylik. Δt vaqt ichida suyuqlik zarrachalari 1 kesmadan o‘tib



3.6-rasm.

Δl masofaga siljiydi. Shunda: $\Delta l = u\Delta t$.

Zarrachalar o‘rnini boshqa — ulardan keyingi suyuqlik zarrachalari egallab, Δt vaqt ichida 1 kesmadan ΔW hajm o‘tadi, ya’ni

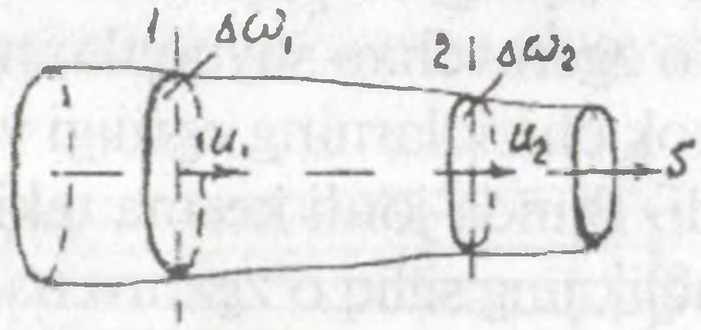
$$\Delta W = \Delta\omega \cdot \Delta l. \qquad (3.6)$$

(3.6) ni Δt ga bo‘lsak,

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

hajmiy suyuqlik sarfi kelib chiqadi.

Endi elementar oqimchaning ikkita kesmasini ko‘raylik (3.7-rasm).



3.7-rasm.

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

$$\Delta Q_1 = u_1\Delta\omega_1, \quad \Delta Q_2 = u_2\Delta\omega_{21}. \qquad (3.8)$$

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

$$\Delta Q_1 = \Delta Q_2 = \Delta Q_3 = \ldots = \Delta Q_n = \text{const}, \qquad (3.9)$$

$$u_1\Delta\omega_1 = u_2\Delta\omega_2 = u_3\Delta\omega_3 = \ldots = u_n\Delta\omega_n = \text{const}. \qquad (3.10)$$

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

$$Q = \sum \Delta Q_i = \sum u_i\Delta\omega_1 \quad (i = 1,2,3,\ldots,n). \qquad (3.11)$$

Oqimda olingan ixtiyoriy kesmada zarrachalar tezligi har xil bo‘lgani sababli, suyuqlik sarfini hisoblash ancha qiyinchiliklarga olib keladi, chunki biz shu kesmada har bir oqimchaning tezligi u_2 va yuzcha $\Delta\omega_i$ larni bilishimiz kerak. Masalani soddalashtirish uchun, shu ko‘rilayotgan kesma uchun olinadigan xayoliy 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,

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

bundan

$$\nu = \frac{\sum u_i \Delta\omega_i}{\omega}, \qquad (3.13)$$

ya'ni ko'rilayotgan kesmada suyuqlik sarfi shu kesma uchun olingan o'rtacha tezlikning umumiy jonli yuzga 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:

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

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

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

$$Q_1 = Q_2 = \text{const}; \qquad (3.16)$$

$$\nu_1\omega_1 = \nu_2\omega_2 = \text{const}. \qquad (3.17)$$

Ixtiyoriy kesmalar uchun:

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = \ldots = Q_n = \text{const}; \qquad (3.18)$$

$$\nu_1\omega_1 = \nu_2\omega_2 = \nu_3\omega_3 = \ldots = \nu_n\omega_n = \text{const}\,. \qquad (3.19)$$

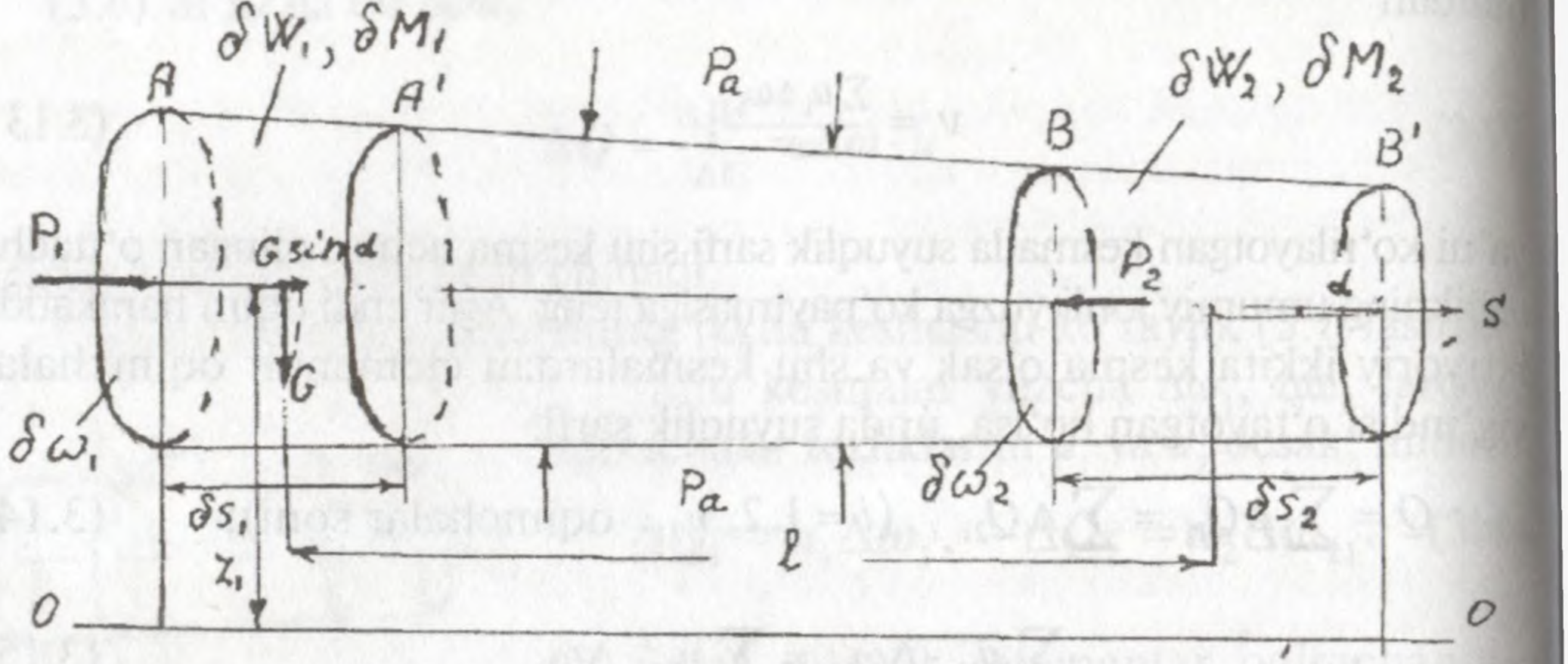
Bu tenglamadan ko'rinadiki,

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}, \qquad (3.20)$$

ya'ni oqimda ko'rilayotgan ikkita har xil kesmalarda tezliklarning nisbati yuzlarga teskari mutanosibdir.

3.3-§. D.BERNULLI TENGLAMASI

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



3.8-rasm.

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

$$\delta(KE) = (KE)(A'B') - (KE)(AB) = \big[(KE)(A'B') +$$

$$+(KE)(BB') - (KE)(AA') + (KE)(A'B)] \cdot$$

$$\cdot(KE)(BB') - (KE)(AA')$$

$$\delta(KE) = \frac{u_2^2 \delta M}{2} - \frac{u_1^2 \delta M}{2}. \qquad (3.21)$$

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

$$\delta(KE) = \left(\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g}\right)\gamma \delta W \qquad (3.22)$$

bo‘ladi.

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

1) P_1 bosim kuchining bajargan ishi:

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

2) P_2 bosim kuchining bajargan ishi:

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

3) ajratilgan suyuqlikka tashqi tomondan ta'sir etayotgan bosimning kuchi oqimchaning yo'nalishi tomoniga perpendikular bo'lgani uchun hech qanday ish bajarmaydi, chunki uning proyeksiyasi nolga teng;

4) ajratilgan suyuqlikning og'irligi bajargan ish:

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

Endi kuchlar δt vaqt ichida bajargan ishlarni kinetik energiya o'zgarishiga tenglashtiramiz:

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

Agar endi (3.26) ni $\gamma\delta W$ ga bo'lsak va indeksi 1 bo'lgan hadlarni chapga o'tkazib, indeksi 2 bo'lganlarni o'ngga o'tkazsak, ushbuga ega bo'lamiz:

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

yoki

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

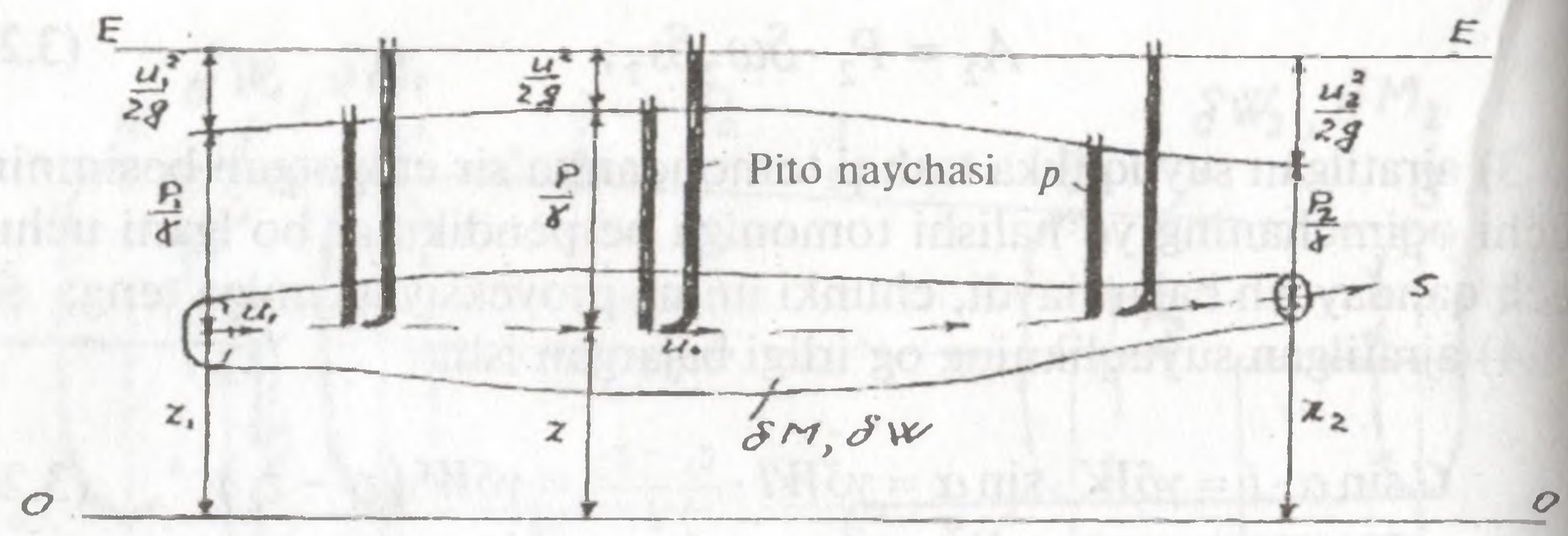
Olingan kesmalar ixtiyoriy bo'lgani uchun (3.28) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

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

3.4-§. O'ZGARMAS HARAKAT QILAYOTGAN BENUQSON (IDEAL) SUYUQLIK UCHUN D.BERNULLI TENGLAMASINING GEOMETRIK SHARHLOVI

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

1) z — taqqoslash tekisligi (0—0) dan ko'rilayotgan kesmaning markazigacha bo'lgan masofa, geometrik balandligi;



3.9-rasm.

2) $\frac{P}{\gamma}$ — ko‘rilayotgan kesmaning markazidan pyezometrda ko‘tarilgan suyuqlikning 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 suyuqlikning pyezometrik dami;

5) $z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}$ — ko‘rilayotgan kesmada harakat qilayotgan suyuqlikning to‘la dami.

Pito naychasida pyezometrning pastki qismi 90° burchak ostida egilgan bo‘lib, uchi silliq toraygan bo‘ladi (3.9-rasm). U bilan harakat qilayotgan suyuqlikning ixtiyoriy kesmadagi nuqtasining zarracha tezligini aniqlash mumkin. Buning uchun Pito naychasi uchini suyuqlik ichiga kiritib, topmoqchi bo‘lgan ixtiyoriy kesmadagi nuqtaga o‘rnatiladi. Shu nuqtada suyuqlik zarrachasining bosimi va tezligi hisobiga Pito naychasida ko‘tarilgan suyuqlik sathi to‘g‘ri pyezometrdagiga 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:

$$u = \sqrt{2gh}. \tag{3.30}$$

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

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

Taqqoslash tekisligidan 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, 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 TENGLAMASINING ENERGETIK SHARHLOVI

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

0—0 taqqoslash tekisligiga nisbatan potensial energiya suyuqlik og‘irligini geometrik z va pyezometrdagi ko‘tarilgan balandlik $\frac{p}{\gamma}$ bilan yig‘indisiga ko‘paytirilganiga teng:

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

Xuddi shunga o‘xshash, suyuqlikning ixtiyoriy kesmasi uchun (3.32) ifodani yozish mumkin.

Elementar oqim uchun ko‘rilayotgan kesmadagi kinetik energiya:

$$\frac{\delta Mu^2}{2} \qquad (3.33)$$

ga teng.

Suyuqlikning kesmadagi to‘la energiyasi:

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

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 energiyani hosil qilamiz.

Demak, harakat qilayotgan suyuqlikning ixtiyoriy kesmadagi olingan to‘la solishtirma energiyasi shu kesmadagi uchta solishtirma energiyalaming 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 quyidagiga teng:

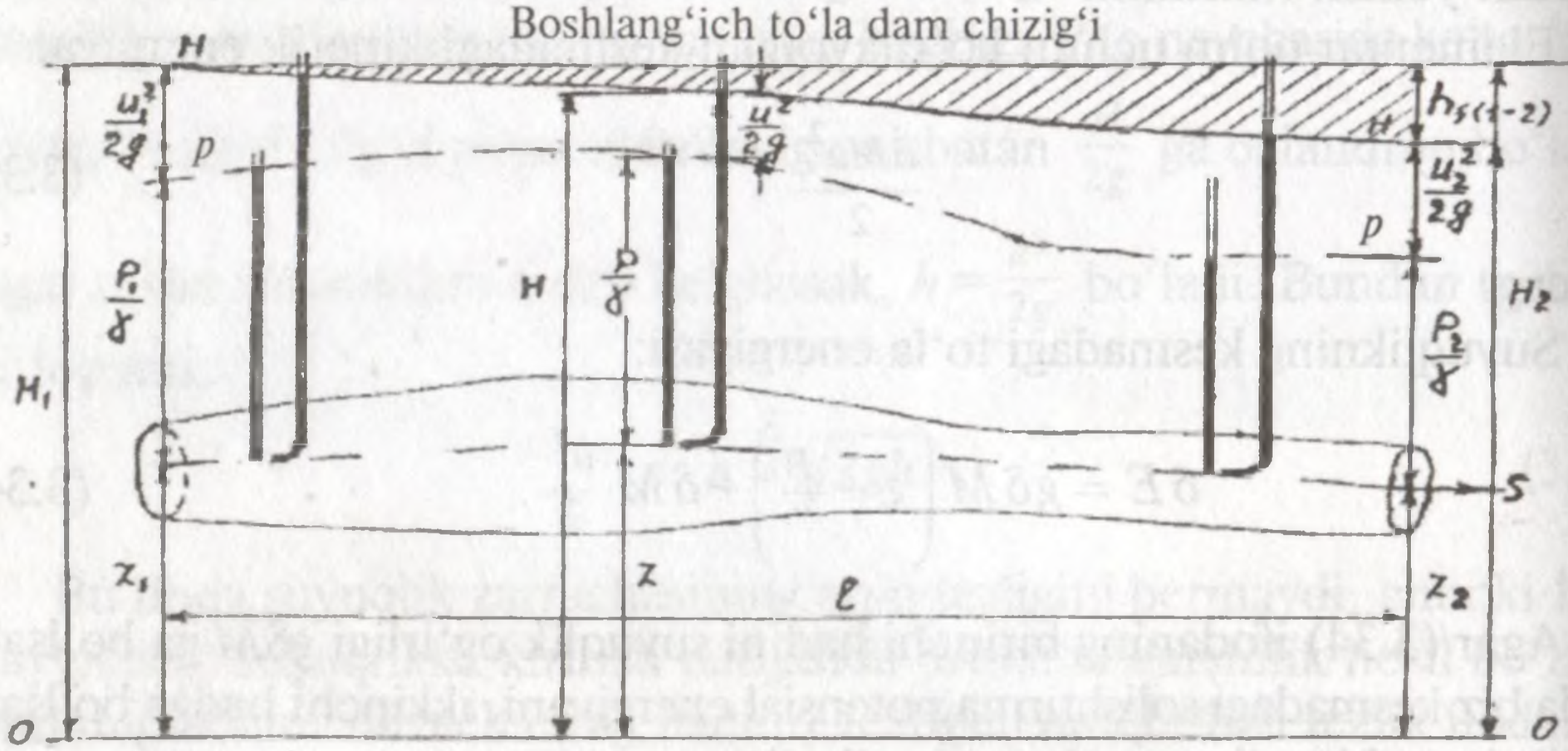
$$\delta E = z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}. \qquad (3.35)$$

Benuqson harakat qilayotgan suyuqlik uchun uchhad 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 energiyasiga) 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).

Boshlang‘ich to‘la dam chizig‘i



3.10-rasm.

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

Oqimchaning ikkita kesmada o‘rnatilgan Pito naychalaridagi suv sathlari farqi shu oraliq l da yo‘qolgan dam $h_{f(1-2)}$ ni bildiradi:

$$H_1 - H_2 = h_{f(1-2)} \tag{3.36}$$

yoki

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{f(1-2)}. \tag{3.37}$$

(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 ayirmasining shu kesmalar orasidagi masofaga nisbati gidravlik nishab I_g deyiladi:

$$I_g = \frac{\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}\right) - \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}\right)}{l} = \frac{h_{f(1-2)}}{l}. \tag{3.38}$$

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

$$I_P = \frac{\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma}\right)}{l}. \tag{3.39}$$

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 ko‘paytiramiz 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 integrallarni 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 $\gamma(z+\frac{P}{\gamma})$ hadni integral tashqarisiga chiqarish mumkin:

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

$z+\frac{P}{\gamma}$ ikkihadning o‘zgarmasligi parallel va silliq o‘zgaruvchan oqimchalar uchun olingan jonli kesmaning ixtiyoriy nuqtasida o‘rinlidir:

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

D.Bernulli tenglamasidagi ikkinchi had $\int_{\omega}\frac{u^2}{2g}\gamma dQ$ elementar oqimchalar yig‘indisining kesma yuzasidan o‘tib borayotgan kinetik energiyasini bildiradi. Bunda $dQ=ud\omega$ desak, unda

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

(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:

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

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:

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

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

$$\frac{K_x}{K_{sh}} = \frac{\frac{\gamma}{2g}\int u^3 d\omega}{\frac{\gamma}{2g} v^2 Q} = \frac{\int_{\omega} u^3 d\omega}{v^2 Q} = \alpha, \qquad (3.46)$$

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

α koeffitsiyent tajriba orqali, ya’ni suyuqlik oqimining 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, $u = v \pm \Delta u$:

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

Agar integral ostidagi ifodani yoysak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{1}{\omega}\int_{\omega}\left[\left(1 \pm 3\frac{\Delta u}{v} + 3\left(\frac{\Delta u}{v}\right)^2 \pm \left(\frac{\Delta u}{v}\right)^3\right)\right]d\omega = \frac{1}{\omega}\int_{\omega} d\omega \pm \frac{3}{\omega}\int_{\omega}\frac{\Delta u}{v}d\omega + \\ + \frac{3}{\omega}\int_{\omega}\left(\frac{\Delta u}{v}\right)^2 d\omega \pm \frac{1}{\omega}\int_{\omega}\left(\frac{\Delta u}{v}\right)^3 d\omega. \quad (3.48)$$

(3.48) ifodaning 4-hadidagi $\left(\frac{\Delta u}{v}\right)^3$ ko‘paytuvchi juda kichik bo‘lgani uchun,

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

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

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

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

$$Q = \int_{\omega}(v \pm \Delta u)d\omega = \int_{\omega} v d\omega \pm \int_{\omega}\Delta u d\omega = Q \pm \int_{\omega}\Delta u d\omega \pm \int_{\omega}\Delta u d\omega = 0. \quad (3.51)$$

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 energiyaning koeffitsiyenti α doim 1 dan katta ekan.

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

$$\int_{\omega} h_f \gamma dQ = \int_{\omega} h_{fo'rt}\gamma dQ = \gamma h_{o'rt}\int_{\omega} dQ = \gamma Q h_{fo'rt}. \quad (3.53)$$

Endi D.Bernulli tenglamasini oqim uchun yozamiz:

$$\left(z_1+\frac{P_1}{\gamma}\right)\gamma Q+\frac{\gamma Q\alpha_1 v_1^2}{2g}=\left(z_2+\frac{P_2}{\gamma}\right)\gamma Q+\frac{\gamma Q\alpha_2 v_2^2}{2g}+\gamma Q h_{fo'n}. \qquad (3.54)$$

Agar bu ifodani γQ ga bo‘lsak,

$$z_1+\frac{P_1}{\gamma}+\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g}=z_2+\frac{P_2}{\gamma}+\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g}+h_{fo'n}. \qquad (3.55)$$

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 (1—1 va 2—2) uchun D. Bernulli tenglamasini qo‘llashda shu kesmalar yonida suyuqlikning silliq o‘zgaruvchan yoki tekis harakati bo‘lishi kerak. Ixtiyoriy olingan ikkita kesmalar orasida bu shart bajarilmasligi ham mumkin;

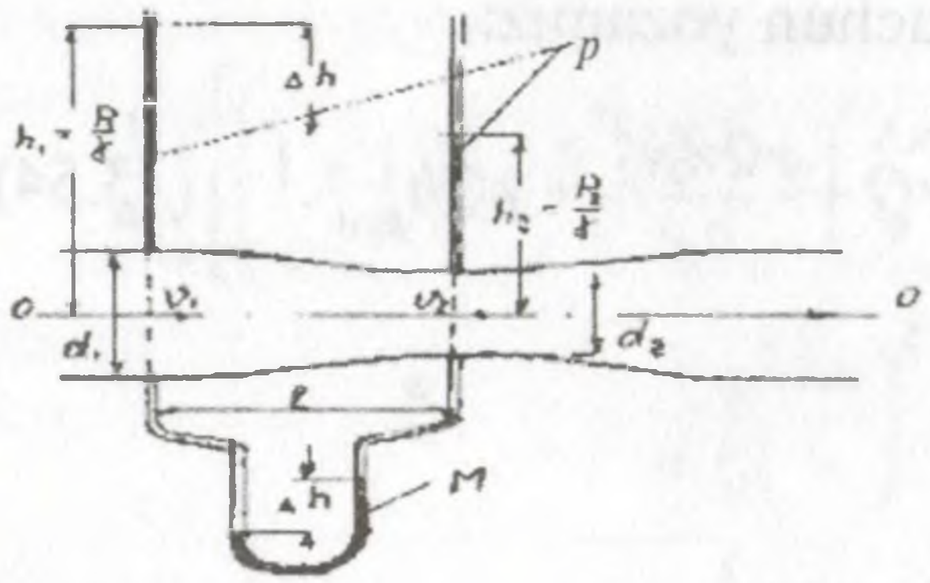
2) silliq o‘zgaruvchan harakatda olingan jonli kesmaning ixtiyoriy nuqtasida $z+\frac{P}{\gamma}$ ikkihad o‘zgarmas bo‘lganligi uchun, uni kesmaning istalgan nuqtasiga nisbatan qarash mumkin. Odatda, tenglamani soddalashtirish uchun, bu ikkihadni oqimning ozod sathiga yoki quvurning o‘qiga nisbatan qaraladi.

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 tamoyilini tushuntirib berish mumkin. Misol tariqasida Venturi suv o‘lchagichi va Pito naychasini ko‘rib chiqaylik.

Venturi suv o‘lchagichi qurilma bo‘lib, uni quvurga o‘rnatib suv sarfini topish mumkin (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 (1—1) va (2—2) har xil bosimlar bo‘ladi va ularni aniqlashda pyezometr P



3.11-rasm.

yoki differensial manometr o‘rnatiladi, ular yordamida kesmalardagi bosimlar farqi — balandligi Δh o‘lchanadi. Kesmalardagi bosimlar farqi qancha ko‘p bo‘lsa, quvurdan o‘tuvchi suvning sarfi shuncha oshadi. Buni isbotlash maqsadida (1—1) va (2—2) kesmalar uchun (0—0) taqqoslash tekisligiga nisbatan D. Bernulli tenglamasini yozamiz. Kesma (1—1) dagi tezlikni v_1, bosimni P_1 va kesmaning yuzini ω_1; (2—2) kesmada esa tezlikni v_2, bosimni P_2 va yuzni $\omega_2$deymiz. Shy kesmalarga o‘rnatilgan pyezometrlar ko‘rsatkichlarining 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_1=0), Bernulli tenglamasi (3.55) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

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

Taqqoslash tekisligi (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:

$$\Delta h = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}. \tag{3.57}$$

(3.57) dagi v_1 tezlikni o‘zgarmas suyuqlik sarfi $Q = \omega_1 v_1 = \omega_2 v_2$ dan foydalanib, v_2 tezlik bilan almashtiramiz:

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

(3.58) ni (3.57) ga qo‘ysak,

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

Bundan:

$$v_2 = \sqrt{\frac{2g\Delta h}{1-\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^4}}\,. \tag{3.60}$$

Suyuqlik sarfi esa

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

yoki

$$Q = k\sqrt{\Delta h} \tag{3.62}$$

ga teng, bu yerda

$$k = \frac{\pi d_2^2}{4}\sqrt{\frac{2g}{1-\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^4}} \tag{3.63}$$

Venturi suv sarfi o‘lchagichining o‘zgarmas koeffitsiyenti.

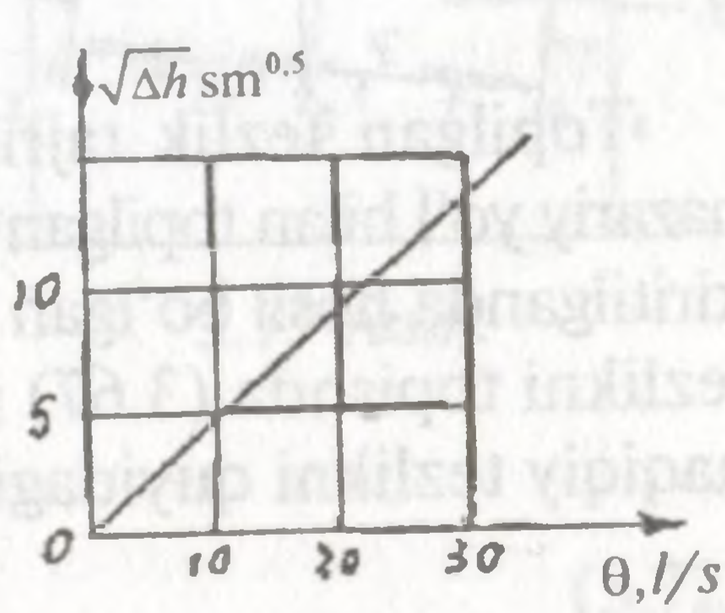
Nazariy yo‘l bilan topilgan suyuqlik sarfi tajriba yo‘li bilan olingan suyuqlik sarfidan farq qiladi. Shuning uchun (3.62) ifodaga μ suyuqlik sarfi koeffitsiyenti kiritiladi:

$$Q = \mu k\sqrt{\Delta h}\,. \tag{3.64}$$

Suyuqlik sarfi $\mu < 1$ bo‘ladi. Yangi suv sarfi o‘lchagichlari uchun $\mu = 0{,}98$ ga teng.

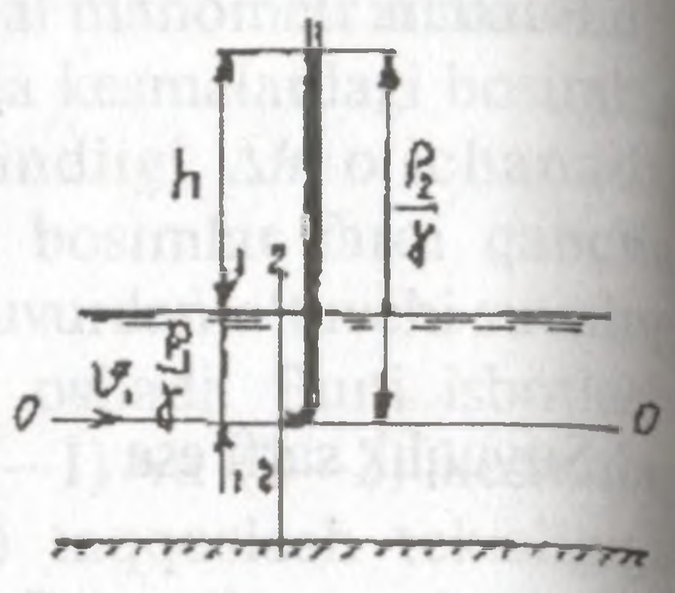
Amalda Venturi suv sarfi o‘lchagichlari uchun berilgan grafikdan foydalaniladi (3.12-rasm). Buning uchun tajribadan topilgan Δh ga grafikdan to‘g‘ri keladigan suv sarfini topib olish mumkin.

Pito naychasi. Pito naychasi ingichka shisha naychadan iborat bo‘lib, uning pastki qismi to‘g‘ri burchak bo‘yicha bukilgan. Shu naycha



3.12-rasm.

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).



3.13-rasm.

Shunda naychadagi suyuqlik ko‘tarila boshlaydi hamda kanaldagi suyuqlik sathiga nisbatan h ga oshadi va tezlik dami $\frac{v_1^2}{2g}$ ga teng bo‘ladi. Buni isbotlash uchun (0—0) taqqoslash tekislikka nisbatan (1—1) va (2—2) kesmalardagi elementar oqimchalari uchun D.Bernulli tenglamasini yozamiz:

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

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

(1—1) va (2—2) kesmalar bir-biriga yaqin. Suyuqlikning Pito naychasiga kirish joyida tezligi $v_2 = 0$ bo‘lgani uchun

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

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

Bundan:

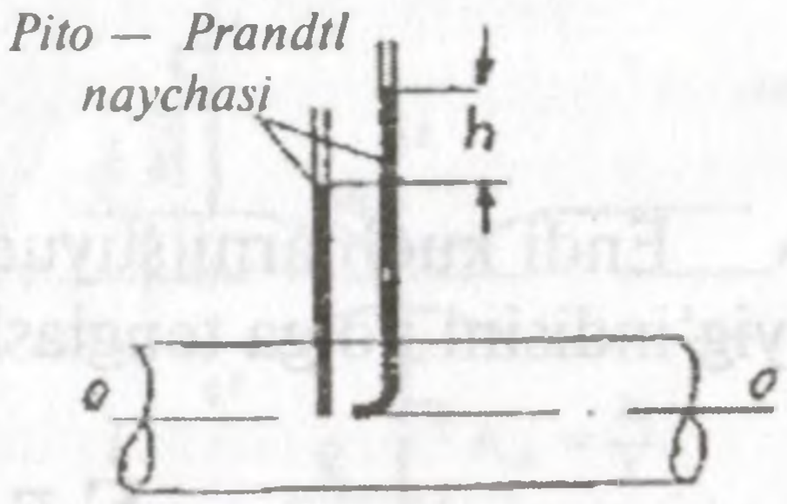
$$u_1 = \sqrt{2gh} . \qquad (3.67)$$

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:

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

Bunda φ turli xildagi Pito naychalari uchun tajriba yo‘li 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). Shu naychalardagi ko‘tarilgan suyuqliklar balandliklari orasidagi farq tezlik damiga teng bo‘ladi, ya’ni



3.14-rasm.

$$h = \frac{u^2}{2g}, \qquad u = \sqrt{2gh}\ . \tag{3.69}$$

3.10-§. SUYUQLIK TEKIS HARAKATINING ASOSIY TENGLAMASI

D. Bernulli tenglamasini yozamiz:

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

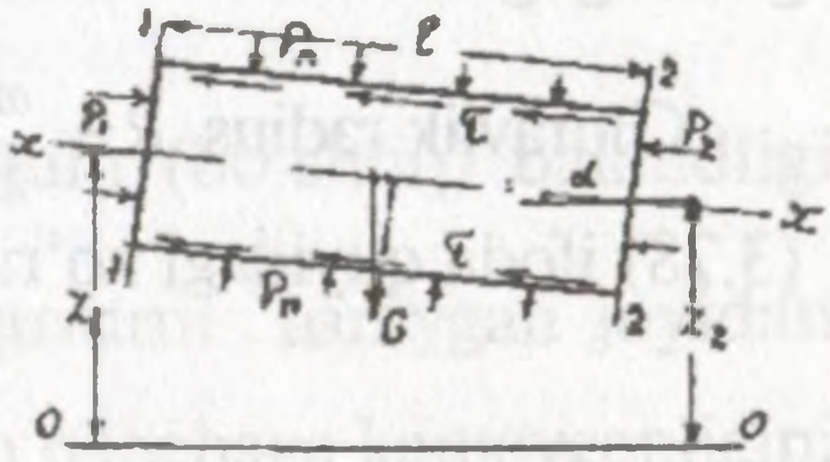
Suyuqlik tekis harakat qilgan paytda $v_1 = v_2$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,0$ bo‘ladi va

$$z + \frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + h_f\ . \tag{3.70}$$

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).

Suyuqlikning og‘irlik kuchi:

$$G = \gamma \cdot \omega \cdot l\ . \tag{3.71}$$



3.15-rasm.

Kesma (1—1) va (2—2) larga ta’sir etayotgan kuchlar teng:

$$F_1 = P_1 \cdot \omega\ ; \quad F_2 = P_2 \cdot \omega\ . \tag{3.72}$$

Qarshilik kuch ta’siri:

$$T = \tau \cdot \chi \cdot l\,. \tag{3.73}$$

Endi kuchlarni suyuqlik yo‘nalishiga proyeksiyalarini olib, ularning yig‘indisini nolga tenglashtiramiz, ya’ni

$$\sum_{i=1}^{4} F_{ix} = 0, \qquad F_1 - F_2 - G\sin\alpha - T = 0 \tag{3.74}$$

yoki

$$P_1\omega - P_2\omega - \gamma\omega l\sin\alpha - \tau\chi l = 0\,. \tag{3.75}$$

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

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

Hadlarni guruhlashtirilgandan so‘ng ifoda

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\tau\chi l}{\gamma\omega} \tag{3.77}$$

ko‘rinishga keladi.

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

$$h_f = \frac{\tau\chi l}{\gamma\omega} \tag{3.78}$$

ga tengligini ko‘rish mumkin.

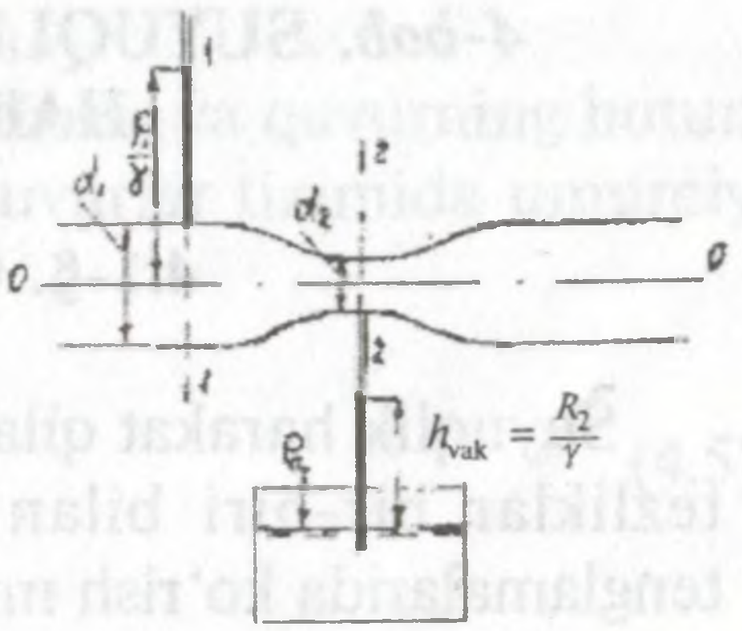
Gidravlik radius $R = \frac{\omega}{\chi}$ va gidravlik nishab $I = i = \frac{h_f}{l}$ bo‘lgani uchun, (3.78) ifoda quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{\tau}{\gamma} = R \cdot i\,. \tag{3.79}$$

Bu tenglama suyuqlik tekis harakatining asosiy tenglamasi deyiladi.

3.1-m i s o l. Quvur ichida harakat qilayotgan suyuqlikni eng toraygan joyida o‘rnatilgan naychaning ikkinchi tomoni idishdagi suvga tushirib qo‘yilgan. Agar quvurdagi oqayotgan suv sarfi $Q = 20$ *l*/s, 1—1 kesmadagi

ortiqcha bosim $P_1=30\cdot10^3$ Paskal, diametrlar $d_1=100$ mm, $d_2=50$ mm bo‘lsa, naychadagi ko‘tarilgan suv balandligi h_{vak} ni aniqlang (3.16-rasm).



3.16-rasm.

Y e c h i s h. Quvur o‘qidan taqqoslash tekisligi o‘tkazib 1—1 va 2—2 kesmalar uchun D.Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g}=\frac{P_2}{\gamma}+\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g}+h_{f(1-2)}.$$

Bu tenglamada $\alpha_1=\alpha_2=1,0$ deb qabul qilamiz. 1—1 va 2—2 kesmalar bir-biriga yaqin bo‘lgani uchun, yo‘qolgan dam $h_{f(1-2)}=0$ deymiz. Unda:

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{v_1^2}{2g}=\frac{P_2}{\gamma}+\frac{v_2^2}{2g}\quad .$$

Uzluksiz tenglama $Q=\omega_1 v_1=\omega_2 v_2$ va $\omega=\frac{\pi d^2}{4}$ larni hisobga olib D.Bernulli tenglamasidan $\frac{P_2}{\gamma}=\frac{P_2}{\rho g}$ ni topamiz.

$$\frac{P_2}{\rho g}=\frac{P_1}{\rho g}+\frac{v_1^2}{2g}-\frac{v_2^2}{2g}=\frac{P_1}{\rho g}+\left(\frac{4Q}{\pi}\right)^2\cdot\frac{1}{2g}\cdot\left(\frac{1}{d_1^4}-\frac{1}{d_2^4}\right)=$$

$$=\frac{30000}{1000\cdot9,8}+\frac{16\cdot0,02^2}{3,14^2}\cdot\frac{1}{2\cdot9,8}\cdot\left(\frac{1}{0,1^4}-\frac{1}{0,05^4}\right)=-1,9\text{ m}.$$

Hisob bo‘yicha chiqqan manfiy son vakuum (bo‘shliq) balandligi bo‘lib, $\frac{P_2}{\rho g}=h_{vak}=1,9$ m ga teng va u shu quvurni toraygan joyidan o‘tayotgan suyuqlik bosimi atmosfera bosimidan qanchaga kamayganligini ko‘rsatadi.

4-bob. SUYUQLIKNING LAMINAR VA TURBULENT HARAKAT XUSUSIYATLARI

4.1-§. GIDRAVLIK QARSHILIKLAR

Suyuqlik harakat qilayotgan paytda ko‘rilayotgan kesmada bosim va tezliklar bir-biri bilan bog‘langanligini uzluksizlik va D.Bernulli tenglamalarida ko‘rish mumkin:

$$Q = \omega v, \tag{4.1}$$

$$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} + h_f = \text{const}. \tag{4.2}$$

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:

$$h_m = \zeta \frac{v^2}{2g}, \tag{4.3}$$

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 qayilish 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:

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

(4.4) ifoda Veysbax — Darsi ifodasi deyiladi.

Shunday qilib, quvurdagi mahalliy qarshiliklarda va quvurning butun uzunasi bo‘yicha ikki xil damlar yo‘qoladi. Quvurlar tizimida umumiy yo‘qolgan dam ushbuga teng:

$$h = \sum_{i=1}^{n} h_{li} + \sum_{j=1}^{m} h_{\mu j} . \qquad (4.5)$$

λ va ζ koeffitsiyentlarni topish gidravlikaning asosiy masalalaridan biri hisoblanadi va u har xil omillarga 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, dumaloq bo‘lgan quvurlar uchun:

$$Re_{kr} = \frac{v_{kr} \cdot d}{\nu} . \qquad (4.6)$$

4.2-§. LAMINAR TARTIBDA HARAKAT QILAYOTGAN SUYUQLIKNING XUSUSIYATLARI

Dumaloq bo‘lgan quvurdagi suyuqlik laminar harakatining asosiy qonuniyatlarini ko‘rib chiqamiz.

Tekis harakatning asosiy tenglamasidan:

$$\tau = \gamma R i . \qquad (4.7)$$

Agar endi gidravlik R radiusi o‘rniga dumaloq bo‘lgan quvur radiusi r ni ifodaga qo‘ysak, unda kuchlanish τ quyidagiga teng bo‘ladi:

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

Chegaraviy qiymatlarda:

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

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

Demak, quvurning o‘qi bo‘yicha urinma kuchlanish 0 ga teng, quvurning ichki devori bo‘yicha esa τ_{max} ga teng.

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

$$\tau = \mu \frac{du}{dr}. \tag{4.11}$$

Unda

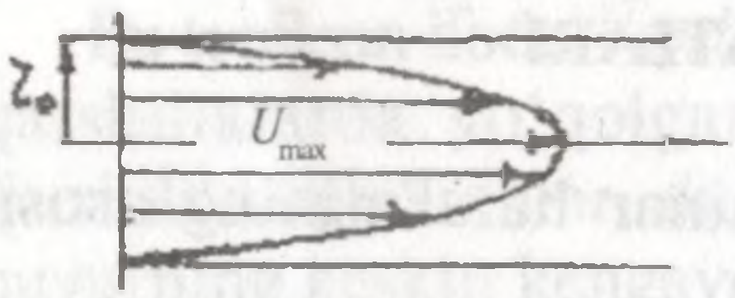
$$\mu \frac{du}{dr} = \gamma i \frac{r}{2}. \tag{4.12}$$

(4.12) dan tezlik u ni topamiz:

$$\int_0^u du = \frac{\gamma i}{2\mu} \int_r^{r_0} r dr; \tag{4.13}$$

$$u = \frac{\gamma i}{4\mu}\left(r_0^2 - r^2\right). \tag{4.14}$$

Topilgan tezlik quvurda olingan ixtiyoriy kesmaning jonli yuzi bo'yicha o'zgarayotgan $u=f(r)$ tezlikni bildiradi (4.1-rasm):



4.1-rasm.

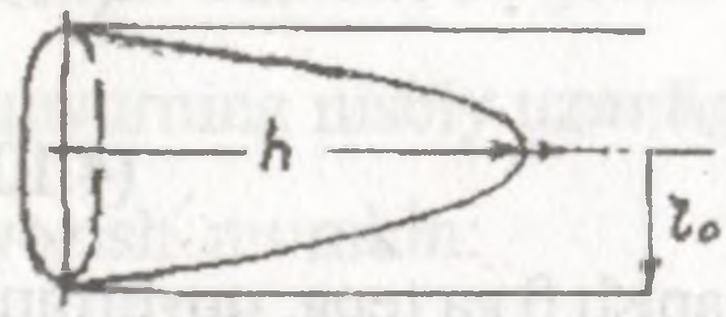
1. $r = 0$ da $u_{max} = \frac{\gamma i}{4\mu} r_0^2$. (4.15)

2. $r = r_0$ da $u = 0$. (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.

Dumaloq quvurda harakat qilayotgan suyuqlik ixtiyoriy kesmasining jonli yuzi 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, paraboloidning hajmi

$$V = \pi r_0^2 \cdot \frac{h}{2} \tag{4.17}$$

ga teng, bunda: h — paraboloid balandligi.

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

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

(4.18) ifodadan o‘rtacha tezlikni topib olishimiz mumkin:

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

Agar endi maksimum tezlik bilan o‘rtacha tezlikni solishtirsak:

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

Quvurdagi harakat qilayotgan suyuqlikning uzunlik bo‘yicha yo‘qolgan damini topishda (4.19) ifodadan foydalanamiz:

$$i = \frac{h_f}{l} = \frac{8\mu v}{\gamma r_0^2} , \qquad (4.21)$$

bundan:

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

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

$$h_f = \frac{32 v l v}{g d^2} \qquad (4.23)$$

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.

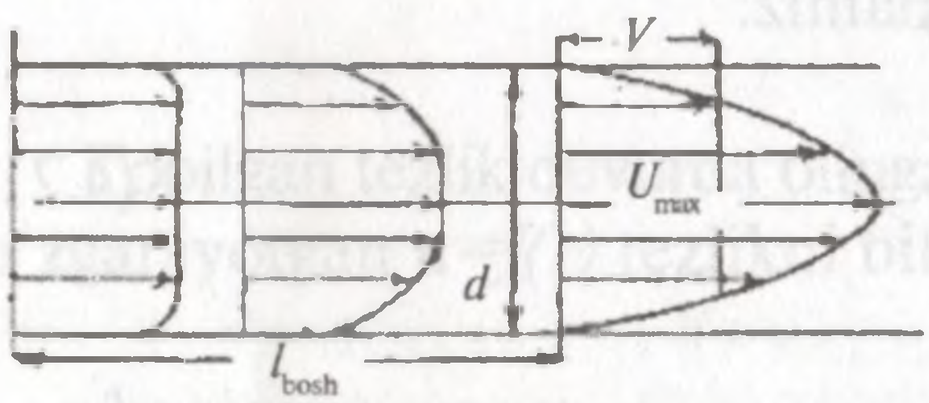
Gagen — Puazeyl ifodasini Veysbax — Darsi umumiy ifodasiga keltirish uchun (4.23) ifodaning surat va maxrajlarini $2v$ ga ko‘paytiramiz:

$$h_l = \frac{32 v l v \cdot 2v}{g d^2 \cdot 2v} = \frac{64}{vd/v} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} = \frac{64}{\mathrm{Re}} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} . \qquad (4.24)$$

Agar endi (4.24) ifodani Veysbax — Darsi ifodasi $h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}$ bilan solishtirsak, unda

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}} \tag{4.25}$$

ga ega bo‘lamiz. Bundan xulosa qilish mumkinki, quvurdagi suyuqlik laminar harakatining ishqalanish koeffitsiyenti λ 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 joyidan uzoqlashgan sari quvurning o‘qidan boshlab ichki devorlariga yaqinlashayotgan suyuqlik qatlamlarining tezliklari kamaya boshlaydi (4.3-rasm), chunki quvurning 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 korinishga ega bo‘ladi. Quvur 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:

$$\frac{l_{\text{bosh}}}{d} = 0,027\,\mathrm{Re}\,. \tag{4.26}$$

Agar shu ifodaga dumaloq bo‘lgan quvurlar uchun berilgan kritik Reynolds soni $\mathrm{Re}_{kr} = 2300$ ni qo‘ysak, unda biz boshlang‘ich bo‘limning eng katta uzunligini topamiz va u quvurning 66,5 diametriga (kalibr) teng:

$$l_{\text{bosh}} = 0,027 \cdot 2300 \cdot d = 66,5d\,. \tag{4.27}$$

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

$$h_l = K \frac{64}{\mathrm{Re}} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}\,, \tag{4.28}$$

bunda: K — tuzatish koeffitsiyenti;

Tuzatish koeffitsiyenti K suyuqlikning quvurga kirish shartiga, Reynolds soniga va boshqa omillarga bog‘liq.

4.1-misol. Uzunligi $l = 1$ km, diametri $d = 100$ mm bo‘lgan quvurda suyuqlik oqayotgan bo‘lib, hajmiy sarfi $Q = 5$ l/s bo‘lsin; qovushqoqlik kinematik koeffitsiyenti $\nu = 0{,}4$ sm^2/s ga teng. Uzunlik bo‘yicha yo‘qolgan h_l damni toping.

Yechish. Quvurni kesim yuzi va o‘rtacha tezligi ushbuga teng:

$$\omega = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3{,}14 \cdot 0{,}1^2}{4} = 0{,}00785 \text{ m}^2; \quad v = \frac{Q}{\omega} = 0{,}64 \text{ m/s}.$$

Suyuqlikning harakat tartibini aniqlash uchun Reynolds sonini topamiz:

$$\text{Re} = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{0{,}64 \cdot 0{,}1}{0{,}4 \cdot 10^{-4}} = 1600.$$

Hisoblangan Reynolds soni Re =1600 va u kritik Reynolds soni 2300 dan kichik. Demak, suyuqlikning harakat tartibi laminar ekan. Laminar tartibda harakat qilayotgan suyuqlik uchun yo‘qolgan dam Gagen — Puazeyl ifodasidan aniqlanadi:

$$h_l = \frac{32\nu l v}{g d^2} = \frac{32 \cdot 0{,}4 \cdot 10^4 \cdot 1000 \cdot 0{,}64}{9{,}81 \cdot 0{,}1^2} = 8{,}35 \text{ m}.$$

4.3-§. TEKIS HARAKAT QILAYOTGAN SUYUQLIK UCHUN O‘RTACHA TEZLIK VA SUYUQLIK SARFI IFODALARI. SHEZI IFODASI

Yo‘qolgan dam uchun ishlatiladigan Veysbax — Darsi ifodasini gidravlik radius orqali yozamiz, ya’ni

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

Bu ifodaga ko‘ra o‘rtacha tezlik

$$v = \sqrt{\frac{8gR}{\lambda} \cdot \frac{h_l}{l}} \tag{4.30}$$

ga teng.

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

$$v = C\sqrt{Ri} \tag{4.31}$$

ga ega bo‘lamiz.

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

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

$$Q = \omega C\sqrt{Ri}\,. \tag{4.32}$$

Shezi ifodasini o‘zgartirib yozamiz:

$$v = C\sqrt{Ri} = \sqrt{\frac{8gR}{\lambda}\cdot i} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}\cdot\sqrt{gRi}\,. \tag{4.33}$$

Bu yerdagi $\sqrt{gRi}$ had tezlik o‘lchoviga ega bo‘lgani uchun, uni u^* orqali belgilab dinamik tezlik ifodasini hosil qilamiz:

$$u^* = \sqrt{gRi}\,. \tag{4.34}$$

Unda

$$v = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}\cdot u\,. \tag{4.35}$$

Yo‘qolgan damni Shezi ifodasi bo‘yicha aniqlaydigan bo‘lsak, u quyidagicha topiladi:

$$h_l = \frac{v^2 l}{C^2 R}\,. \tag{4.36}$$

Odatda, Shezi koeffitsiyentini empirik ifodalardan topiladi:

Manning ifodasi: $$C = \frac{1}{n}R^{1/\sigma}\,; \tag{4.37}$$

Pavlovskiy ifodasi: $$C = \frac{1}{n}R^{y}\,; \tag{4.38}$$

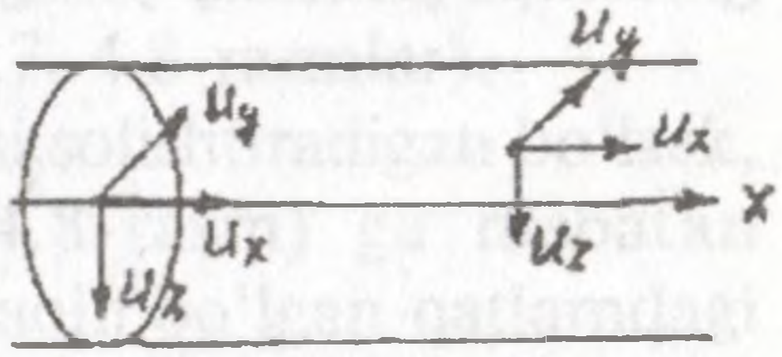
Agroskin ifodasi: $$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R\,, \qquad (4.39)$$

bu yerda: n — quvur ichki devorining g‘adir-budurligi; R — gidravlik radius;

$y = f(n, R)$ — daraja ko‘rsatkichi n va R ga bog‘liq.

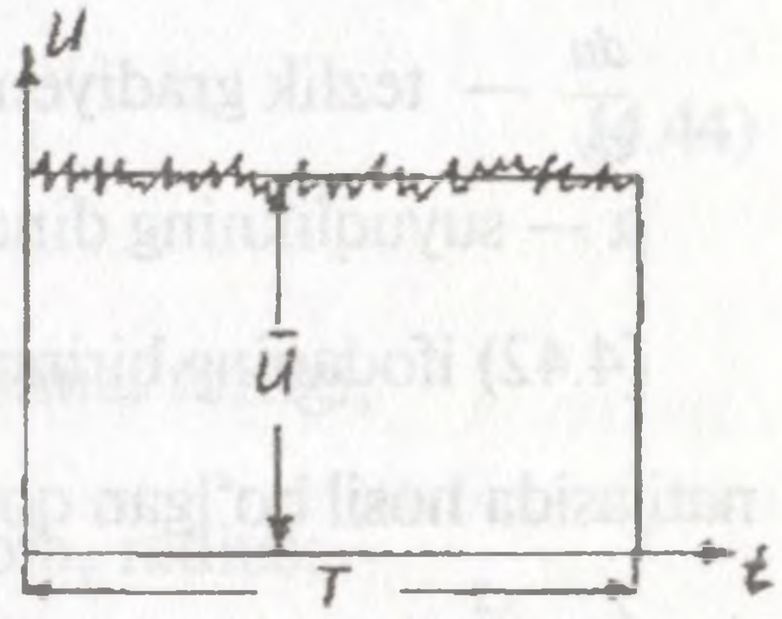
4.4-§. TURBULENT HARAKAT QILAYOTGAN SUYUQLIK XUSUSIYATLARI

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: birinchisini 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 asbob ishlatiladi. Asbob orqali yozib olingan zarracha tezligi 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 tezlik $\bar{u}$ ni kiritishga imkon beradi. Zarrachaning o‘rtacha tezligi deb qaralayotgan nuqtada yetarlicha vaqt ichida topilgan tezliklarning o‘rtacha qiymatiga aytiladi va uni quyidagicha ifodalash mumkin:

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

bunda: u_1, u_2, u_3, ..., u_n — ko‘rilayotgan nuqtada zarrachaning juda kichik vaqt miqdori Δt_1, Δt_2, Δt_3, ..., Δt_n lardagi tezligi; T — umumiy kuzatilgan vaqt davri.

Zarracha uchun kiritilgan o‘rtacha tezlik tushunchasi turbulent oqim tuzilishini o‘rganish masalasini ancha yengillashtiradi va tartibsiz (xaotik) harakatni tartibli, parallel oqimchalardan iborat deb qarashga imkon beradi. Shuning uchun, bu harakatga D. Bernulli tenglamasini qo‘llash mumkin bo‘ladi.

Turbulent oqimda zarrachalar uzluksiz aralashishi natijasida ortiqcha ishqalanish kuchi hosil bo‘lib, u laminar harakat qilayotgan suyuqlikning zarrachalar orasidagi ishqalanish kuchiga nisbatan bir necha o‘n marotaba ortiq bo‘ladi. Shu boisdan, laminar harakat uchun berilgan Nyuton qonuni

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \tag{4.41}$$

ni qo‘llash mumkin emas. Umumiy holda turbulent oqim uchun ishqalanish kuchini topishda quyidagi ifodadan foydalanish mumkin:

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

bunda: ρ — suyuqlik zichligi;

l — zarrachalar aralashishining cheklangan uzunligi;

$\frac{du}{dy}$ — tezlik gradiyenti;

μ — suyuqlikning dinamik yopishqoqlik koeffitsiyenti.

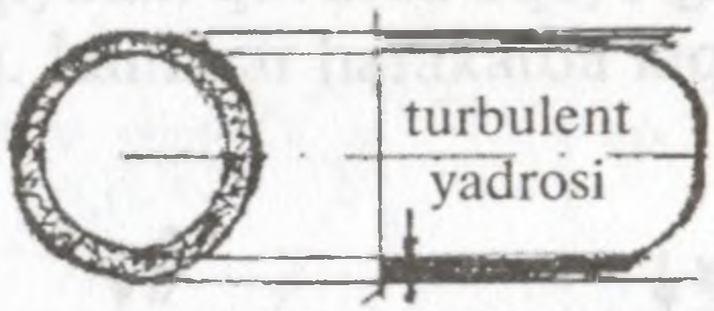
(4.42) ifodaning birinchi hadi — $\mu \frac{du}{dy}$ zarrachalarning ichki ishqalanish natijasida hosil bo‘lgan qovushqoqlik kuchlanishini bildiradi. Ikkinchi hadi: $\rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$ esa turbulent oqimda zarrachalar aralashishi natijasida hosil bo‘lgan inersiya kuchlanishi deyiladi.

Nemis olimi Prandtl tuzgan chizmasi bo‘yicha quvurdagi turbulent harakatning asosiy oqimi turbulent yadrosida, devorning yaqinida esa juda yupqa bo‘lgan laminar qatlamda laminar oqimi bo‘ladi (4.6-rasm). Laminar qatlamda tezlik 0 dan keskin ko‘payib chekli tezlik u_l gacha boradi ($0 \le u \le u_l$). Tezlik u_l laminar harakatning chegarasida bo‘ladi. Laminar

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

$$\mathrm{Re} = \frac{u_n \cdot \delta_n}{\nu} = \text{const} \cdot \tag{4.43}$$

Demak, laminar qatlamdagi tezlik qancha oshib borsa, qatlamning qalinligi shuncha kamaya boradi va u katta Reynolds sonlarda umuman yo‘q desa bo‘ladi. Quvur 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 keskin farq qiladi (4.7, 4.8-rasmlar).



4.6-rasm.

Agar laminar va turbulent harakat tezliklarini solishtiradigan bo‘lsak, turbulent harakatda (4.7-rasm) laminar (4.8-rasm) 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 yuzi bo‘yicha taqsimlangan tezlik quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

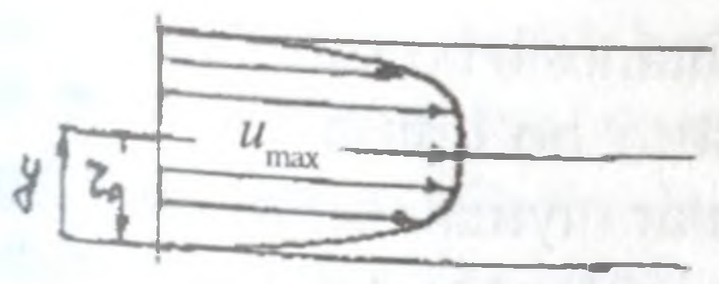
$$u = u_{\max}\left(\frac{y}{r_0}\right)^m, \tag{4.44}$$

bunda: $u_{\max}$ — quvur o‘qidagi suyuqlikning maksimal tezligi;

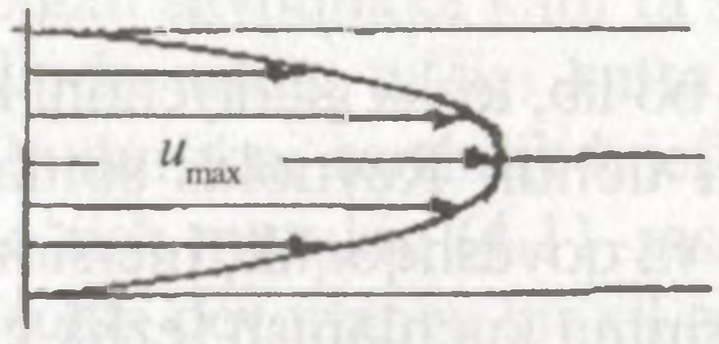
y — devordan o‘qqacha bo‘lgan masofa;

r_0 — quvur o‘qidan devorgacha bo‘lgan masofa, radius;

m — ko‘rsatkich darajasi.



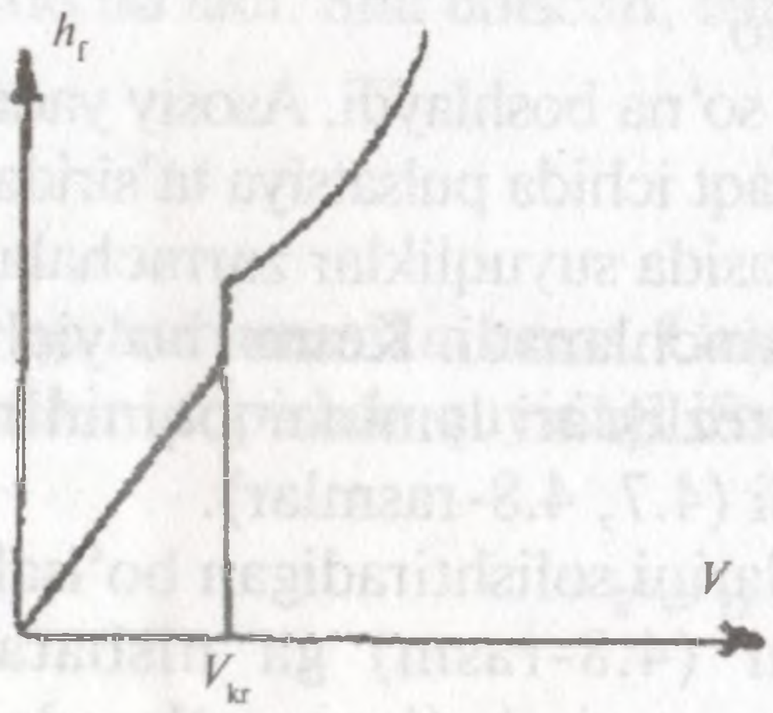
4.7-rasm.



4.8-rasm.

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

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



4.9-rasm.

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. Turbulent harakatda esa yo‘qolgan dam tez o‘sa boshlaydi va u parabolaning chizig‘iga o‘xshaydi, ya’ni tezlikning 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 (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 sonlarining katta qiymatlarida ($Re > 10^5$) birinchi hadni hisobga olmasa ham bo‘ladi. Unda urinma kuchlanish

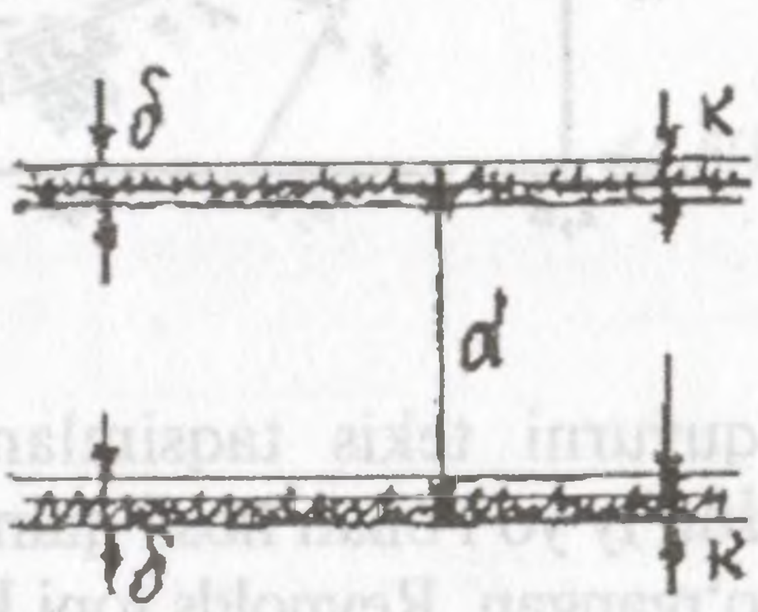
$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy}\right)^2 \qquad (4.46)$$

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

Yo‘qolgan damni aniqlashda laminar va turbulent harakatlar uchun asosan Veysbax — Darsi ifodasi ishlatiladi:

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

Bu ifodada qarshilik koeffitsiyenti λ ning 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-budurlikning asosiy xususiyatlaridan biri absolut 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-budurlikning o‘rtacha qiymati k laminar qatlam qalinligi δ dan kichik ($k < \delta$ bo‘lsa va gidravlik qarshilik λ qiymatiga hech qanday ta’sir etmasa, bunday quvurni gidravlik silliq quvur deyiladi (4.10-rasm). Agar $k > \delta$ 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.

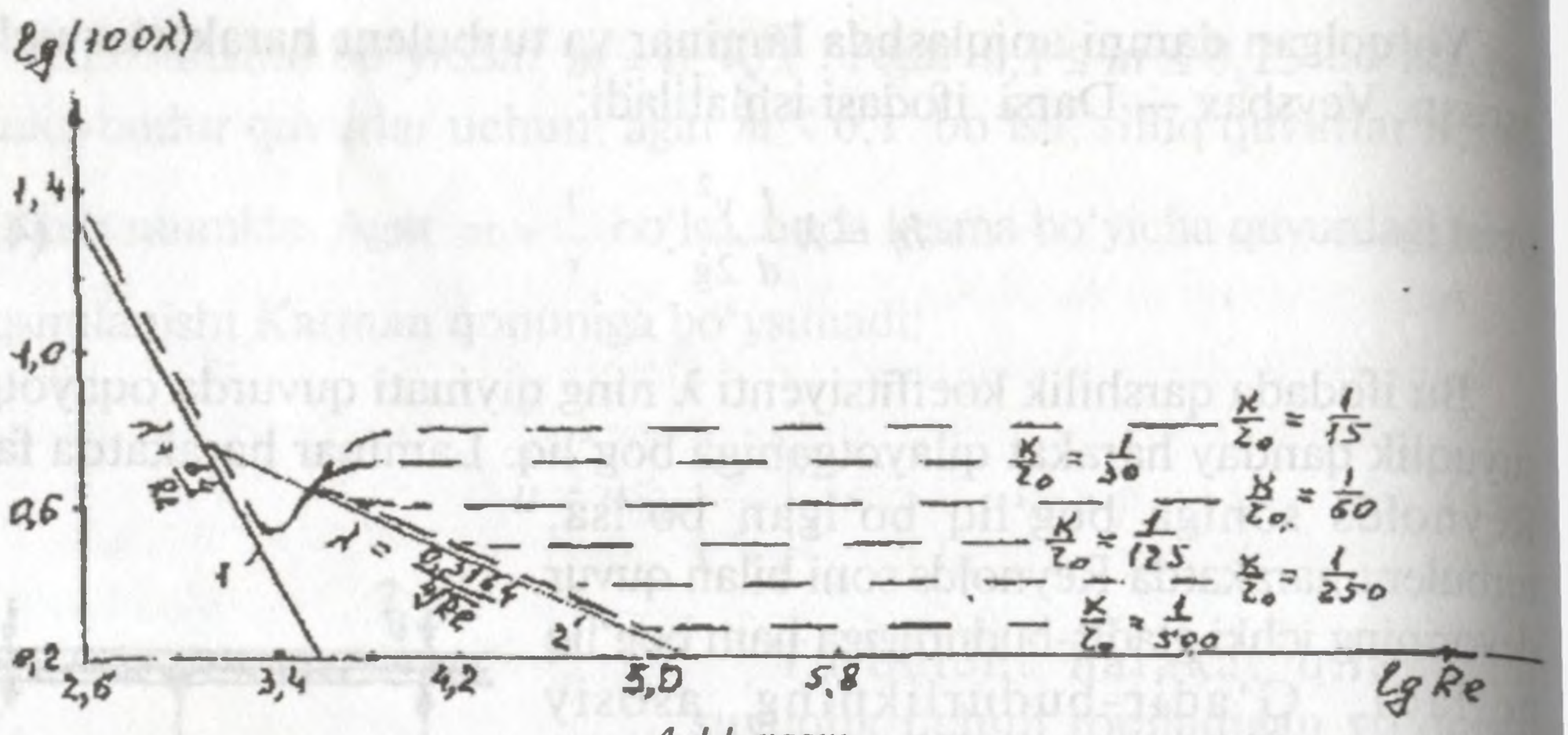
Gidravlik silliq quvurlar uchun *Blazius ifodasidan* foydalanish mumkin:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}}. \qquad (4.48)$$

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 $\frac{k}{r_0}$, $\frac{k}{d}$ ga ham bog‘liq.

Nisbatni olish sababi shundaki, g‘adir-budurlik qiymati (k) 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



4.11-rasm.

quvurni tekis taqsimlangan g‘adir-budurlik quvuri deyiladi. 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 o‘zgarish $\frac{k}{r_0} = \frac{1}{15} \div \frac{1}{500}$ 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 $lgRe < 3,36$) 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 quvurning deyarli har xil g‘adir-budurlik qiymatiga bog‘liq bo‘lmaydi, chunki tajribada aniqlanishicha olingan to‘g‘ri chiziqdan ajralishi taxminan Re_{kr} sonidan boshlanadi;

3) turbulent harakat hududida ($Re > 3000$ yoki $lgRe > 3,48$) uncha katta bo‘lmagan Reynolds sonlarida va $\frac{k}{r_0}$ lar uchun tajribadan olingan nuqtalar rasmda ko‘rsatilgan ikkinchi to‘g‘ri chiziqni ustiga joylashadi ($3000 < Re < 30000$; $\frac{k}{r_0} = \frac{1}{250}$). Demak, bu holatlar uchun ham λ faqat Reynolds soniga bog‘liq bo‘ladi;

4) katta Reynolds sonlari ($Re > 30000$) va $\frac{k}{r_0}$ lar uchun qarshilik koeffitsiyenti λ Reynolds soniga bog‘liq bo‘lmasdan, faqat nisbiy g‘adir-budurlikka bog‘liq, ya’ni tajribadan olingan $\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}$ ifoda bo‘yicha

qurilgan ikkinchi to‘g‘ri chiziqdan ajralib abssissa (Reynolds) o‘qiga parallel bo‘lib joylashadi.

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

1. Silliq gidravlik quvur sohasi:

$$\lambda = f(\mathrm{Re}). \tag{4.49}$$

2. λ ni aniqlashda kvadratikgacha bo‘lgan soha:

$$\lambda = f\left(\mathrm{Re}, \frac{k}{r_0}\right). \tag{4.50}$$

3. Kvadratik (avtomodel) soha, ya’ni:

$$\lambda = f\left(\frac{k}{r_0}\right). \tag{4.51}$$

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 quvurning g‘adir-budurligini tavsiflashda ekvivalent g‘adir-budurlik tushunchasi kiritiladi. Ekvivalent g‘adir-budurlik deb shunday tekis taqsimlangan absolut 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 koeffitsiyenti λ ni topishda keng tarqalgan ifodalardan biri — A.D. Altshul ifodasi qo‘llaniladi:

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

Reynoldsning kichik qiymatlari uchun ($\mathrm{Re} < 10\frac{d}{k_e}$) (4.52) ifoda boshqa ifoda — Blazius (4.48) ifodasiga o‘tadi. Agar Reynolds sonlari juda katta bo‘lsa ($\mathrm{Re} > 500\frac{d}{k_e}$), unda (4.52) ifoda Shifrinson ifodasiga, ya’ni g‘adir-budur bo‘lgan quvurlarda suyuqlikni harakati kvadratik sohaga tegishli ifodaga o‘tadi:

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

(4.52) ifoda ilmiy tomondan asoslangan bo‘lib, hisoblash uchun qulay. Shuning uchun suyuqlikning turbulent harakatida qarshilik koeffitsiyentini λ ni topishda, issiqlik ta’minotida, ventilatsiyada va boshqa sohalarda qo‘llash tavsiya etiladi.

4.5-§. MAHALLIY QARSHILIKLAR

Mahalliy yo‘qolgan dam Veysbax ifodasi orqali topiladi:

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

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 suyuqlikning oqib kelayotgan tezligini v_1 desak, v_2 — qarshilikdan keyingi tezligi bo‘ladi. Ko‘pincha eslatish kitoblari (ma’lumotnoma) larda 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 suyuqlikning 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:

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

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

bunda: ω_1 va ω_2 — kesmalarning mahalliy qarshilikdan oldin va undan keyin olingan yuzlari, m^2.

Gohida mahalliy qarshilikdagi yo‘qolgan dam o‘rniga ekvivalent bo‘lgan quvur uzunligi λ_e bo‘yicha topilgan dam bilan aniqlanadi. Ekvivalent uzunlik λ_e deb shunday quvur uzunligiga aytiladiki, undagi harakat qilayotgan suyuqlikni λ_e 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

$$\lambda \frac{l_e}{d} \frac{v^2}{2g} = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad \text{bundan} \quad \zeta = \frac{l_e \lambda}{d} . \tag{4.57}$$

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



4.12-rasm.

Oqimning keskin kengaygan (4.12-rasm) joyida turbulent harakat qilayotgan suyuqlikning yo‘qolgan damini yetarli darajada nazariy yo‘l bilan topish mumkin. D.Bernulli tenglamasi va kuchlar impulsi teoremasiga asosan quyidagi ifodani keltirib chiqarish mumkin:

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

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

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

bunda

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

Agar suyuqlikning uzluksiz tenglamasini hisobga olsak,

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

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

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

(4.52) ifoda ilmiy tomondan asoslangan bo‘lib, hisoblash uchun qulay. Shuning uchun suyuqlikning turbulent harakatida qarshilik koeffitsiyentini λ ni topishda, issiqlik ta’minotida, ventilatsiyada va boshqa sohalarda qo‘llash tavsiya etiladi.

4.5-§. MAHALLIY QARSHILIKLAR

Mahalliy yo‘qolgan dam Veysbax ifodasi orqali topiladi:

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

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 suyuqlikning oqib kelayotgan tezligini v_1 desak, v_2 — qarshilikdan keyingi tezligi bo‘ladi. Ko‘pincha eslatish kitoblari (ma’lumotnoma) larda 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 suyuqlikning 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:

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

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

bunda: ω_1 va ω_2 — kesmalarning mahalliy qarshilikdan oldin va undan keyin olingan yuzlari, m^2.

Gohida mahalliy qarshilikdagi yo‘qolgan dam o‘rniga ekvivalent bo‘lgan quvur uzunligi λ_e bo‘yicha topilgan dam bilan aniqlanadi. Ekvivalent uzunlik λ_e deb shunday quvur uzunligiga aytiladiki, undagi harakat qilayotgan suyuqlikni λ_e 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

$$\lambda \frac{l_e}{d} \frac{v^2}{2g} = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad \text{bundan} \quad \zeta = \frac{l_e \lambda}{d}. \tag{4.57}$$

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



4.12-rasm.

Oqimning keskin kengaygan (4.12-rasm) joyida turbulent harakat qilayotgan suyuqlikning yo‘qolgan damini yetarli darajada nazariy yo‘l bilan topish mumkin. D.Bernulli tenglamasi va kuchlar impulsi teoremasiga asosan quyidagi ifodani keltirib chiqarish mumkin:

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

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

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

bunda

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

Agar suyuqlikning uzluksiz tenglamasini hisobga olsak,

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

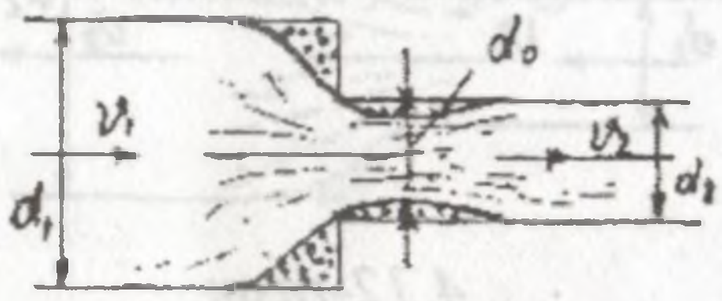
$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = \left(1 - \frac{d_1^2}{d_2^2}\right)^2. \tag{4.60}$$

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

$$h_\mu = \zeta_2 \frac{v_2^2}{2g} \tag{4.61}$$

ga ega bo‘lamiz, bunda

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



4.13-rasm.

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.

Tajribalardan ma’lumki, keskin toraygan joyda yo‘qolgan dam, asosan, oqimning eng tor joyidagi d_0 diametridan quvurning d_2 diametriga o‘tayotgan paytda, ya’ni oqimning eng tor joyidagi kesma ω_0 yuzidan quvurning ω_2 yuzasigacha kengaygan joyida hosil bo‘ladi. Shuning uchun, qarshilik koeffitsiyenti ζ ni quyidagi ifodadan topish mumkin:

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

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

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

bo‘ladi.

Torayish koeffitsiyenti ε bilan quvurlar yuzlari 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

Amalda qarshilik koeffitsiyent ζ ni topishda quyidagi empirik ifodadan foydalanish mumkin:

$$\zeta_2 = 0,5\left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_0}\right). \qquad (4.65)$$

Agar $\omega_1 >> \omega_2$ (ancha katta) bo‘lsa, unda $\zeta = 0,5$ deb toraygan joyda yo‘qolgan dam quyidagicha hisoblanadi:

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

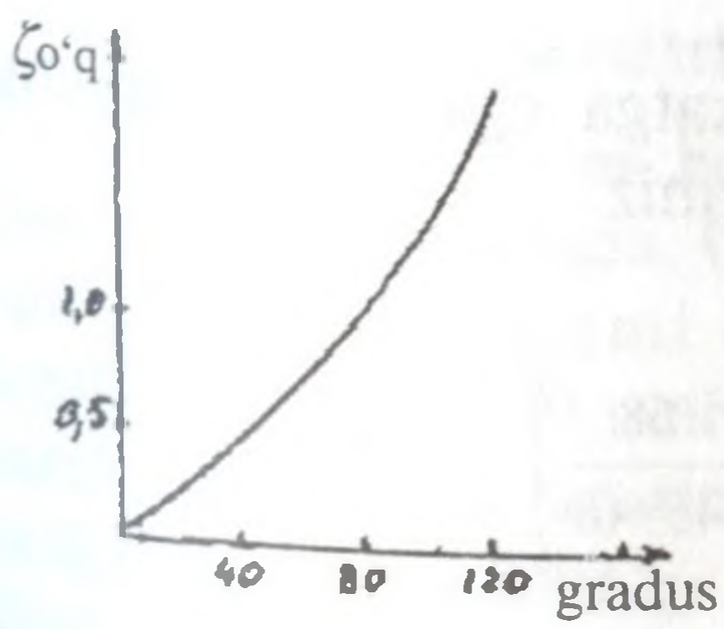
Quvurni qayrilgan joyidagi yo‘qolgan dam

$$h_k = \zeta_k \frac{v_2^2}{2g} \qquad (4.67)$$

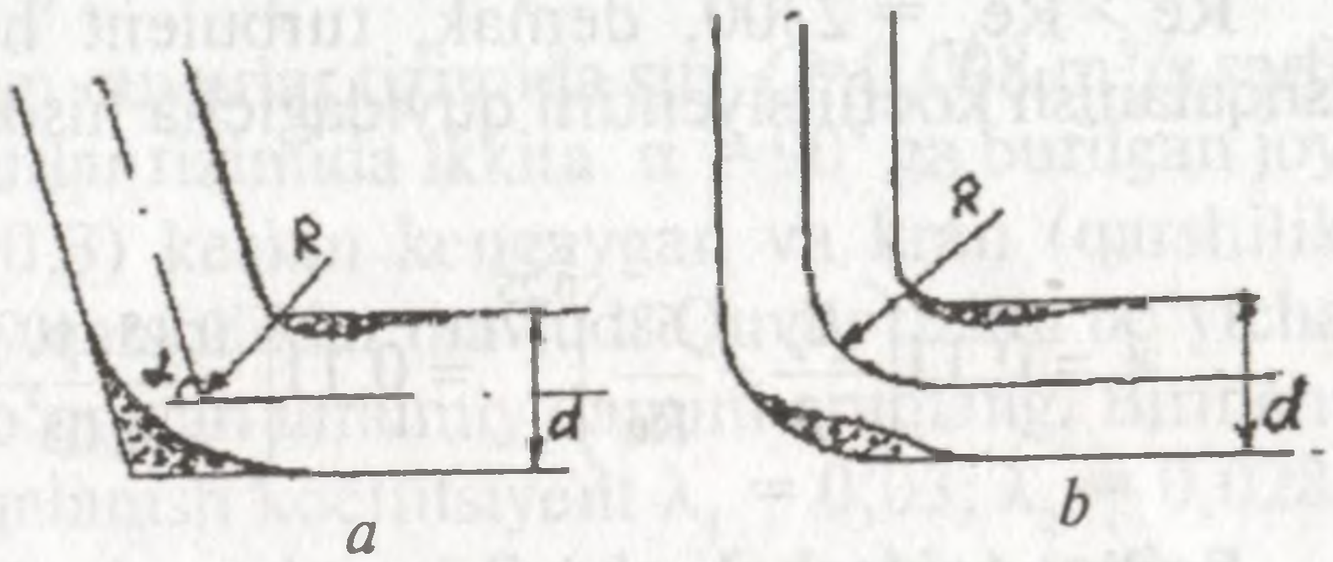
ga teng .

Agar quvur α burchakga qayrilgan bo‘lsa (4.15, *a*-rasm), qarshilik koeffitsiyenti ζ grafik (4.14-rasm) dan olinadi. Silliq qayrilgan quvurda (4.15, *b*-rasm) suyuqlikning aylanma harakati kamayishi hisobiga qarshilik koeffitsiyenti kamayadi (o‘tkir burchak ostida qayrilgan quvurlarga nisbatan). Bu kamayish quvurning nisbiy egrilik radiusiga bog‘liq. α burchak qancha katta bo‘lsa, qarshilik koeffitsiyenti shuncha kichik bo‘ladi. Burchak α =90° bo‘lgan silliq, qayrilgan quvurda qarshilik koeffitsiyenti ζ ni quyidagi ifoda orqali topish mumkin:

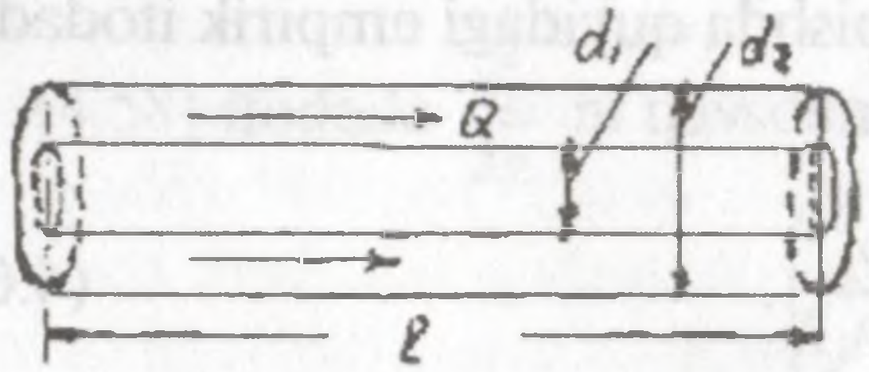
$$\zeta_{90^0} = \left[0,2 + 0,01(100\lambda)^8\right]\sqrt{\frac{d}{R}}. \qquad (4.68)$$



4.14-rasm.



4.15-rasm.



4.16-rasm.

4.2-misol. Halqasimon kesmaga ega bo‘lgan ikkita kontsentrik po‘lat quvur orasida harorati $t = 15^0 C$ bo‘lgan suv sarfi $Q = 0,01\ \text{m}^3/\text{s}$ oqmoqda. Ichki quvurning tashqi diametri d_1=100 mm, tashqi quvurning ichki diametri d_2=100 mm, quvurning uzunligi $d_2 = l_2 = 200$ m (4.16-rasm). Shu quvurda yo‘qolgan damni toping. Quvurning g‘adir-budurligi $k = 0,15$ mm.

Yechish. Quvurning jonli kesim yuzi ω ni topamiz.

$$\omega = \frac{\pi d_2^2}{4} - \frac{\pi d_1^2}{4} = \frac{\pi}{4}\left(d_2^2 - d_1^2\right) = \frac{3,14}{4}\left(0,15^2 - 0,1^2\right) = 0,0095\ \text{m}^2.$$

Quvurning namlangan perimetri $\chi = 3,14(0,1 + 0,15) = 0,785$ m, ekvivalent diametri $d_e = 4 \cdot 0,0125 = 0,05\,\text{m}$, gidravlik radiusi $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{0,0095}{0,785} = 0,0125$ m, suvning o‘rtacha tezligi

$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{0,01}{0,0095} = 1,02$ m/s ga teng.

Suvning harakat tartibini aniqlash uchun Reynolds sonini topamiz. Buning uchun suvning harorati t=15°C ga to‘g‘ri keladigan jadvaldan yopishqoqlik kinematik koeffitsiyentini topamiz. Yopishqoqlik kinematik koeffitsiyenti $\nu = 0,011\ \text{sm}^2/\text{s}$ bo‘lsa,

$$\text{Re} = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{1,02 \cdot (0,15 - 0,10)}{0,011 \cdot 10^{-4}} = 45946\ .$$

$\text{Re} > \text{Re}_{kr} = 2300$, demak, turbulent harakatga egamiz. Gidravlik ishqalanish koeffitsiyentini quyidagicha hisoblaymiz:

$$\lambda = 0,11\left(\frac{K_e}{d} + \frac{68}{\text{Re}}\right)^{0,25} = 0,11\left(\frac{0,15 \cdot 10^{-3}}{0,05} + \frac{68}{45946}\right)^{0,25} = 0,028\ .$$

Endi yo‘qolgan damni topamiz:

$$h_l = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g} = 0,028 \cdot \frac{200}{0,05} + \frac{1,02^2}{2 \cdot 9,8} = 5,9 \quad \text{m}.$$

4.3-misol. Diametri $d = 100$ mm ga teng bo‘lgan quvurdan manzilga neft $Q = 10$ l/s sarfi bilan yetkazilib berilmoqda. Quvurdagi neft harorati $t = 10^0 C$ ga teng bo‘lganda, harakat tartibi va kritik chegaraviy tezlikni toping.

Yechish. Quvurdagi harakat qilayotgan neftning o‘rtacha tezligi:

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{4 \cdot 0,01}{3,14 \cdot 0,1^2} = 1,275 \quad \text{m/s}.$$

Neftni 10°C ga to‘g‘ri keladigan yopishqoqlik kinematik koeffitsiyenti:

$$\nu = 0,415 \cdot 10^{-4} \quad \text{m}^2/\text{s}\,.$$

Endi Reynolds sonini topamiz:

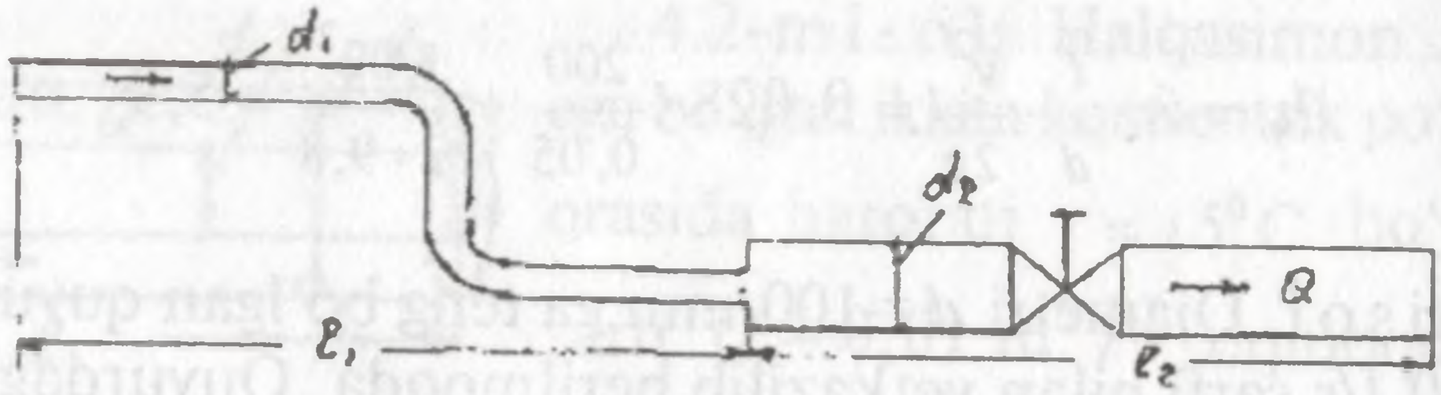
$$\text{Re} = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{1,275 \cdot 0,1}{0,415 \cdot 10^{-4}} = 3070\,.$$

Topilgan Reynolds soni $\text{Re}_{kr} = 2300$ dan katta bo‘lganligi sababli, neftning harakati turbulent bo‘ladi.

Agar kritik Reynolds soniga unga to‘g‘ri keladigan tezlikni topsak, uni *kritik* (laminar harakatdan turbulentga o‘tish) *chegaraviy tezlik* deyiladi va u quyidagiga teng:

$$v_{kr} = \frac{\text{Re}_{kr} \cdot \nu}{d} = \frac{2300 \cdot 0,415 \cdot 10^{-4}}{0,1} = 0,95 \quad \text{m/s}.$$

4.4-misol. Diametrlari $d_1 = 100$ mm, $d_2 = 125$ mm va uzunliklari $l_1 = 30$ m, $l_2 = 20$ m bo‘lgan quvurlar tizimida suv $Q = 0,008$ m^3/s sarfi bilan harakat qilmoqda. Quvurlar tizimida ikkita $\alpha = 90^\circ$ ga burilgan joy (qarshilik koeftitsiyenti $\zeta_{bj} = 0,3$) keskin kengaygan va kran (qarshilik koeffitsiyent $\zeta_{kr} = 3,0$) mahalliy qarshiliklar mavjud. Quvur tizimi bo‘yicha harakat qilayotgan suvning yo‘qolgan umumiy damini aniqlang. Birinchi va ikkinchi quvurlardagi ishqalanish koeffitsiyent $\lambda_1 = 0,03$; $\lambda_2 = 0,028$. Keskin kengaygan joydagi yo‘qolgan damni Borda ifodasidan toping.



4.17-rasm.

Y e c h i s h. Diametrlari d_1 va d_2 ga teng bo‘lgan quvurlarda o‘rtacha tezliklar quyidagi ifodalardan topiladi:

$$v_1 = \frac{Q}{\omega_1} = \frac{4Q}{\pi d_1^2} = \frac{4 \cdot 0,008}{3,14 \cdot 0,1^2} = 1,02 \quad \text{m/s};$$

$$v_2 = \frac{Q}{\omega_2} = \frac{4Q}{\pi d_2^2} = \frac{4 \cdot 0,008}{3,14 \cdot 0,125^2} = 0,65 \quad \text{m/s}.$$

Quvurlar tizimidagi umumiy yo‘qolgan dam:

$$H = \sum h_{li} + \sum h_{\mu j} = \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \frac{v_1^2}{2g} + \lambda_2 \frac{l_2}{d_2} \frac{v_2^2}{2g} + 2\xi_{bj} \frac{v_1^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} + 2\xi_{kr} \frac{v_2^2}{2g} =$$

$$= 0,03 \frac{30}{0,1} \cdot \frac{1,02^2}{2 \cdot 9,8} + 0,028 \frac{20}{0,125} \cdot \frac{0,0,65^2}{2 \cdot 9,8} + 2 \cdot 0,3 \frac{1,02^2}{2 \cdot 9,8} + \frac{(1,02 - 0,65)^2}{2 \cdot 9,8} +$$

$$+3 \cdot \frac{0,65^2}{2 \cdot 9,8} = 0,587 \text{ m}.$$

5-bob. TESHIKCHA VA QO‘NDIRG‘ICHLARDAN SUYUQLIKNING OQIB CHIQISHI

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

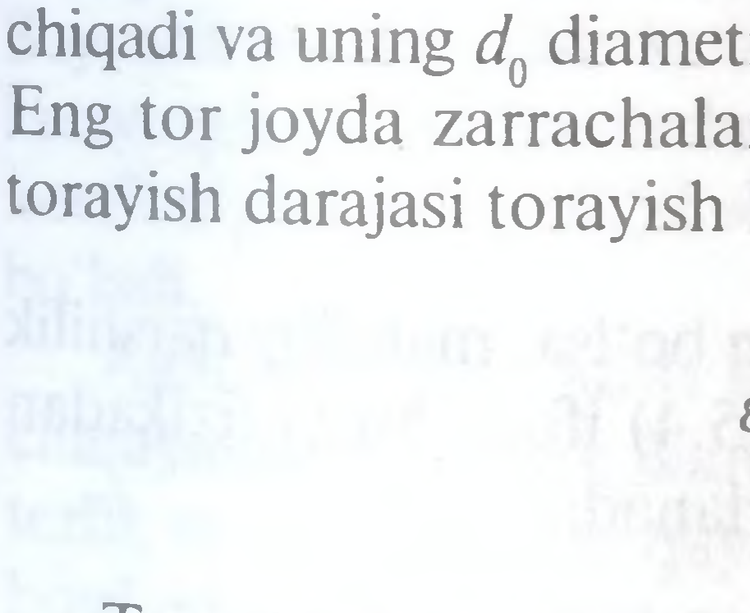
5.1-§. YUPQA DEVOR TESHIKCHADAN SUYUQLIKNING OQIB CHIQISHI

O‘zgarmas H damga ega bo‘lgan idishning yupqa devoridagi dumaloq teshikchadan barqaror oqim oqib chiqishini ko‘raylik (5.1-rasm). Teshik yupqa devorda deyiladi, agar uning qirrasi o‘tkir bo‘lib, oqib chiqayotgan suyuqlikka idish devorining qalinligi ta’sir etmasa.

Idishdagi suyuqlik zarrachalari teshikka yaqinlashganda, ular o‘z harakat yo‘nalishini o‘zgartiradi, oqimda markazdan qochma kuch hosil bo‘ladi. Markazdan qochma va suyuqlikning og‘irlik kuchlari ta’sirida oqim torayib chiqadi va uning d_0 diametri teshikcha d_t diametriga nisbatan kichik bo‘ladi. Eng tor joyda zarrachalar tok chiziqlariga parallel bo‘ladi. Oqimning torayish darajasi torayish koeffitsiyenti ε bilan aniqlanadi:

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

Torayish koeffitsiyenti oqimning 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 idish devorlaridan biri teshikdan oqib chiqayotgan suyuqlikka ta’sir etsa, suyuqlik oqimi *to‘la toraymagan* deyiladi. Oddiy hollarda katta idishning kichik teshikchasidan chiqib ketayotgan suyuqlik to‘la toraygan bo‘lib, uning torayish koeffitsiyenti ε = 0,61 ÷ 0,63 ga teng.



5.1-rasm.

Teshikdan chiqayotgan suyuqlik tezligini aniqlash uchun idishdagi suv sathining kesmasi

1-1 va idish teshigidan chiqayotgan suyuqlikning eng tor joydagi kesmasi 2-2 lar uchun D.Bernulli tenglamasini yozamiz. Taqqoslash tekisligi 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:

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

bunda: $h_{f(1-2)}$ — mahalliy yo‘qolgan dam; u Veysbax $h_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g}$ ifodasidan topiladi. Idish yuzi undagi teshikcha yuziga nisbatan juda katta bo‘lgani uchun, 1-1 kesmadagi tezlik o‘zgarishi juda kichik yoki $v_1 = 0$ desak bo‘ladi va Bernulli tenglamasi quyidagicha bo‘ladi:

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

(5.3) dan v_2 tezlikni topish mumkin:

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

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:

$$v_{nn} = \sqrt{2gH}. \qquad (5.5)$$

Agar (5.4) va (5.5) larni solishtirsak, tezlik koeffitsiyenti φ haqiqiy tezlikning nazariy yo‘l bilan topilgan tezlikka nisbatiga teng bo‘ladi:

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

Teshikdan oqib chiqayotgan suyuqlikning hajmiy sarfi haqiqiy tezlikning eng tor joydagi kesma yuziga bo‘lgan ko‘paytmasiga teng, ya’ni

$$Q = v_2 \cdot \omega_0. \qquad (5.6)$$

(5.6) ga torayish koeffitsiyenti $\varepsilon = \frac{\omega_0}{\omega_T}$ va tezlik $v = \varphi\sqrt{2gH}$ larni qo‘ysak,

$$Q = \varepsilon\varphi\omega_T\sqrt{2gH} \tag{5.7}$$

ga ega bo‘lamiz.

Torayish koeffitsiyenti ε bilan tezlik φ ning ko‘paytmasi sarf koeffitsiyenti μ deb belgilanadi, ya’ni

$$\mu = \varepsilon\varphi. \tag{5.8}$$

Unda suyuqlik sarfi:

$$Q = \mu \cdot \omega_T\sqrt{2gH}. \tag{5.9}$$

$\omega_T\sqrt{2gH}$ ko‘paytma nazariy suyuqlik sarfi Q_n ga teng. Tajribadan olingan suyuqlik sarfi Q ning nazariy sarf Q_n ga nisbati koeffitsiyent μ ni beradi:

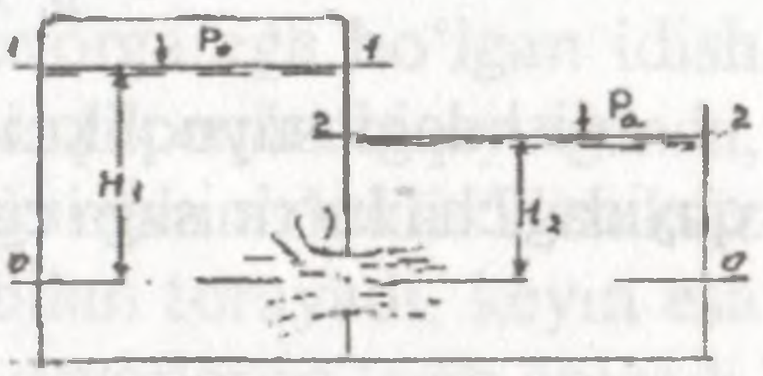
$$\mu = \frac{Q}{Q_n}. \tag{5.10}$$

ε, φ, ζ, μ koeffitsiyentlar teshikchaning shakliga va Reynolds soniga bog‘liq. Suyuqlik teshikchadan katta Reynolds soniga teng (Re >105) oqimda chiqib ketayotgan bo‘lsa (hayotda tez uchrab turadigan hol), unga tegishli o‘rtacha koeffitsiyentlar $\varepsilon = 0{,}52 \div 0{,}63$; $\varphi = 0{,}97 \div 98$; $\mu = 0{,}61 \div 0{,}62$; $\zeta = 0{,}06$ 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:

$$v = \varphi\sqrt{2g\left(\Delta H + \frac{P_o}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma}\right)}; \quad Q = \mu\omega_T\sqrt{2g\left(\Delta H + \frac{P_o}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma}\right)}.$$

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

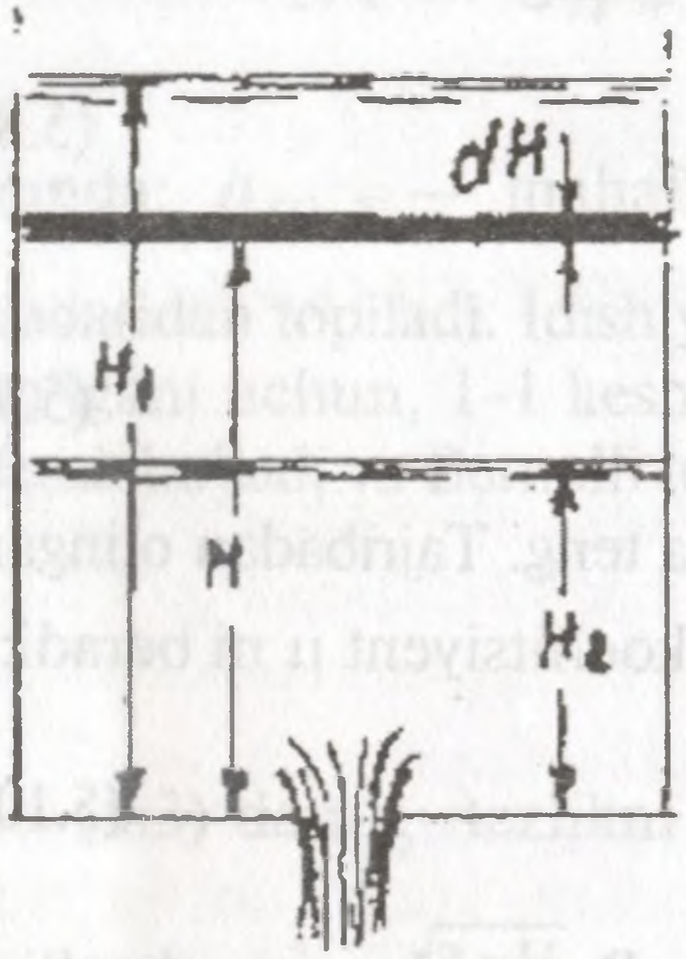


5.2-rasm.

5.2-§. IDISHDAGI SUYUQLIKNI YUPQA DEVORDAGI TESHIKCHADAN BO‘SHATISH

Yuzi o‘zgarmas $\Omega = \text{const}$ bo‘lgan prizmatik idishdagi suyuqlikni bo‘shatish uchun uning asosida teshik hosil qilamiz (5.3-rasm).

Yuzi ω_T, boshlang‘ich dami H_1, oxirgisi esa H_2 ga teng bo‘lsin.



5.3-rasm.

Idishdagi suyuqlikni H_1 dan H_2 gacha bo‘shatishda sarflangan vaqtni aniqlaymiz. Idish teshigidan dt vaqt ichida dW suyuqlik oqib chiqadi:

$$dW = \mu\omega_T\sqrt{2gH}\,dt\,, \tag{5.13}$$

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

$$dH = \frac{dW}{\Omega}\,. \tag{5.14}$$

Demak,

$$-dH\cdot\Omega = \mu\omega_T\sqrt{2gH}\,dt\,, \tag{5.15}$$

bu yerda idishdagi dam kamayishi hisobiga manfiy ishora qo‘yilgan. Bu ifodadan:

$$dt = -\frac{dH\cdot\Omega}{\mu\omega_T\sqrt{2gH}}\,. \tag{5.16}$$

Endi (5.16) ni H_1 dan H_2 gacha integrallaymiz:

$$t = -\int_{H_1}^{H_2}\frac{\Omega dH}{\mu\omega_T\sqrt{2gH}} = \frac{2\Omega(\sqrt{H_1}-\sqrt{H_2})}{\mu\omega_T\sqrt{2g}}\,. \tag{5.17}$$

Idishdagi suyuqlikni to‘la bo‘shatishda $H_2 = 0$ bo‘lib, (5.17) ifoda quyidagicha ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$t = \frac{2\Omega\cdot\sqrt{H_1}}{\mu\omega_T\sqrt{2g}} \tag{5.18}$$

yoki

$$t = \frac{2\Omega \cdot H_1}{\mu \omega_T \sqrt{2g H_1}} = \frac{2W}{Q},$$

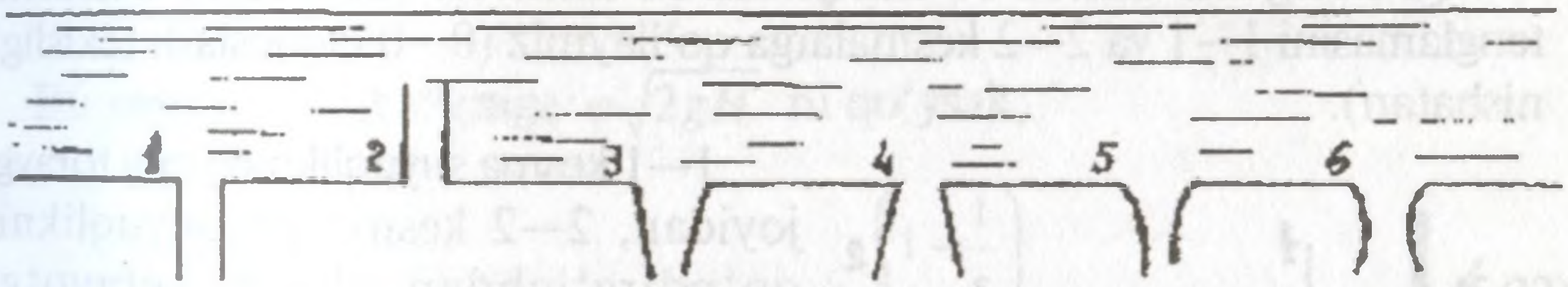
bunda: W — idishdagi suyuqlik hajmi;

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=const bo‘lganda W hajmning to‘la chiqib ketishiga ketgan vaqtning ikki barobariga teng.

5.3-§. IDISHDAGI SUYUQLIKNING QO‘NDIRG‘ICHLARDAN OQIB CHIQISHI

Idishdagi teshikchaga o‘rnatilgan kalta l =(3÷4)d quvurga *qo‘ndirg‘ich* deyiladi. Amalda uchraydigan quyidagi qo‘ndirg‘ichlar mavjud (5.3-rasm).



5.3-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 qondirg‘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.

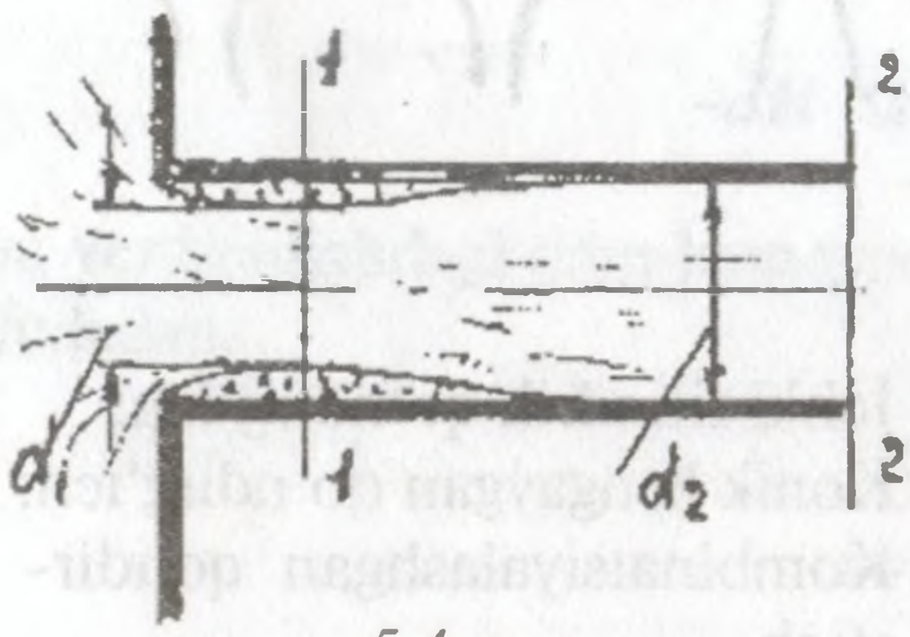
1. Tashqi silindrik qo‘ndirg‘ich. Bunday qo‘ndirg‘ich amalda tez-tez uchrab turadi. Uni hosil qilish uchun qalin devorga ega bo‘lgan idish teshilsa bas. Shu tashqi silindrik qo‘ndirg‘ichdan suyuqlik oqib chiqayotganda, uni ikki hol ko‘rinishda kuzatish mumkin: uzluksiz va uzlukli. Uzluksiz oqib chiqishda 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 $\mu = \varepsilon \cdot \varphi = \varphi$ ga teng bo‘ladi. Ko‘p tajribalar o‘tkazish natijasiga ko‘ra suyuqlikning rivojlangan turbulent harakatida Reynolds sonlari $Re > 105$ bo‘lganda qarshilik koeffitsiyentlari quyidagi qiymatlarga ega bo‘ladi: $\mu = \varphi = 0{,}82$; $\varepsilon = 1{,}0$; $\zeta = 0{,}5$.

Teshikcha va tashqi silindrik qo‘ndirg‘ich uchun oqimning rivojlangan turbulent harakatida topilgan qarshilik koeffitsiyentlarini solishtiradigan bo‘lsak, quyidagi xulosaga kelishimiz mumkin: Tashqi silindrik qo‘ndirg‘ichda suyuqlik sarfi 35% oshadi, tezlik esa 15% kamayadi. Bunday o‘zgarishning 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. Suyuqlik tashqi silindrik qo‘ndirg‘ich ichida torayishi va undan chiqish oldidan kengayishi yo‘qolgan damning ko‘payishiga olib keladi. Bu esa tezlik 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 suyuqlik 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 tekisligiga nisbatan).



5.4-rasm.

1—1 kesma suyuqlikning eng toraygan joyidan, 2—2 kesma esa suyuqlikning qo‘ndirg‘ichdan chiqib ketayotgan joyidan olinadi (5. 4-rasm):

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

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 aniqlashda esa keskin toraygan joydan kengaygan joyga o‘tishda Borda ifodasidan foydalansa bo‘ladi:

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

(5.20) ni (5.19) ifodaga 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

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

Endi quyidagini yozishimiz mumkin:

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

$$P_1 - P_2 = \gamma \frac{v_2^2\left(1 - \frac{1}{\varepsilon^2}\right) + v_2^2\left(\frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{2}{\varepsilon} + 1\right)}{2g}, \tag{5.21}$$

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

Bu yerda v tezlik o‘rniga $\varphi\sqrt{2gH}$ ni qo‘ysak,

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

bo‘ladi va uning o‘ng va chap tomonlarini — 1 ga ko‘paytiramiz, natijada quyidagini hosil qilamiz:

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

Agar endi (5.24) ga $\varphi = 0{,}82$ va $\varepsilon = 0{,}62$ ni qo‘ysak,

$$P_2 - P_1 = 0{,}75\gamma H \tag{5.25}$$

bo‘ladi.

Suyuqlik qo‘ndirg‘ichdan atmosferaga chiqqanda $P_2 = P_{atm}$ 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 absolut bosim P_1 taqriban nolga teng bo‘ladi: aniqrog‘i, bug‘langan zarrachalar bosimi P_p ga teng bo‘ladi va shuning uchun:

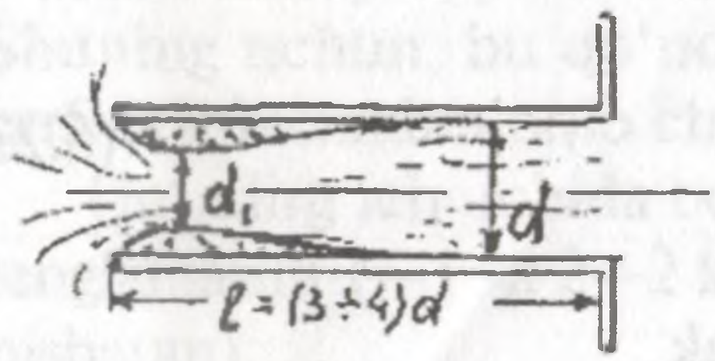
$$H = \frac{P_a}{0,75\gamma}. \qquad (5.26)$$

Xususiy holda

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

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.

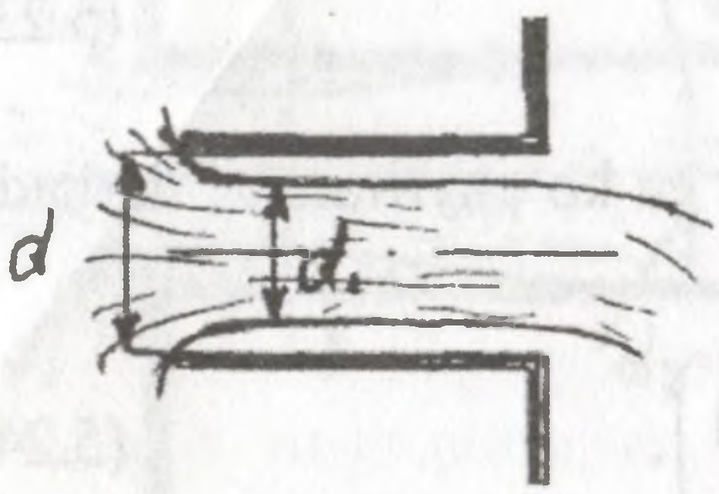
2. Ichki silindrik qo‘ndirg‘ich ham tashqi silindrik qo‘ndirg‘ichga o‘xshab ishlaydi (5.5-rasm).



5.5-rasm.

Lekin suyuqlik qo‘ndirg‘ich ichiga kirganda 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:

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



5.6-rasm.

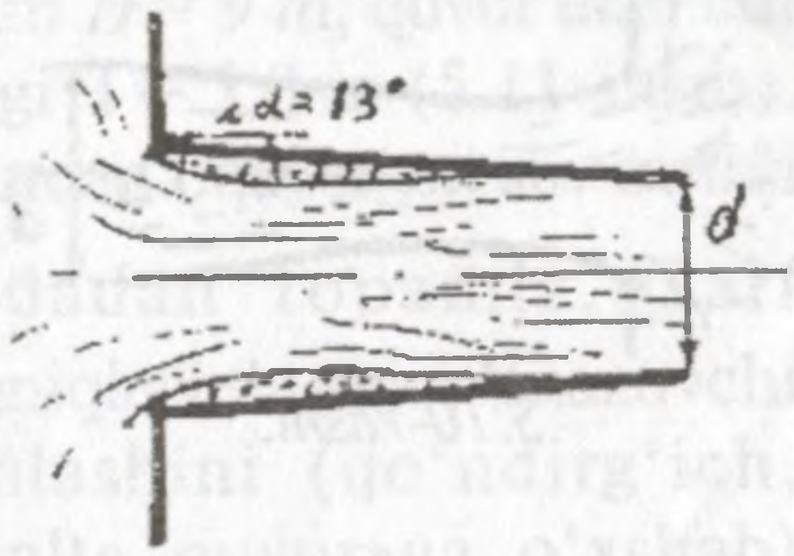
Qo‘ndirg‘ich uzunligi $l < 2d_0$ bo‘lganda (5.6-rasm), oqim uzlukli harakatlanadi. Bu holda torayish va sarf koeffitsiyenti yupqa devordagi teshikcha uchun topilgan koeffitsiyentlarga nisbatan kichik bo‘ladi: $\varepsilon = 0,51, \zeta = 0,06$.

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 (5.7-rasm) ga kirish joyida oqim torayishi tashqi silindrik qo‘ndirg‘ichga nisbatan kichikroq, yo‘qolgan dam ham kamroq bo‘ladi. Oqim tezligi qo‘ndirg‘ichdan chiqish joyida 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.

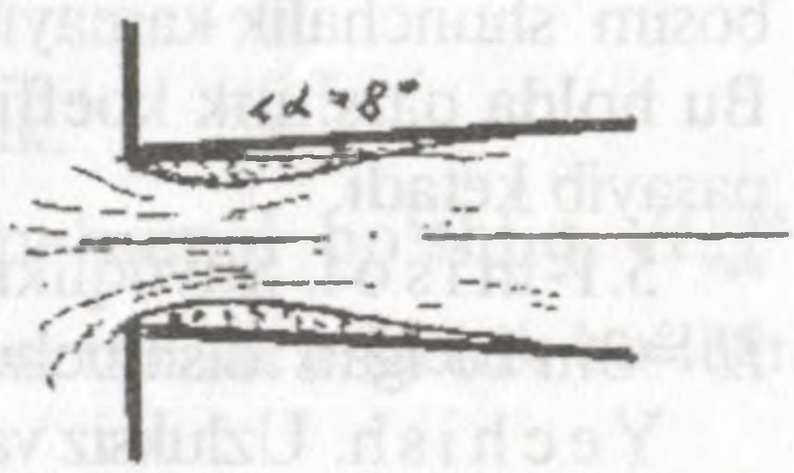
Bunday qo‘ndirg‘ichlar ko‘pincha suyuqlikni uzoq masofaga yetkazish, katta tezlik hamda katta kuch zarbini hosil qilishda ishlatiladi. Masalan, aktiv gidroturbinalarda, yong‘in o‘chirish brandspoytlari, gidromonitor va boshqalarda qo‘llaniladi.

4. Konussimon kengaygan qo‘ndirg‘ich (5.8-rasm) larning kirish joyida suyuqlik ancha torayadi, keyin esa kengayib chiqishning butun yuzi bo‘yicha oqib chiqadi. Shuning uchun torayish koeffitsiyenti $\varepsilon = 1,0$ bo‘ladi.



5.7-rasm.

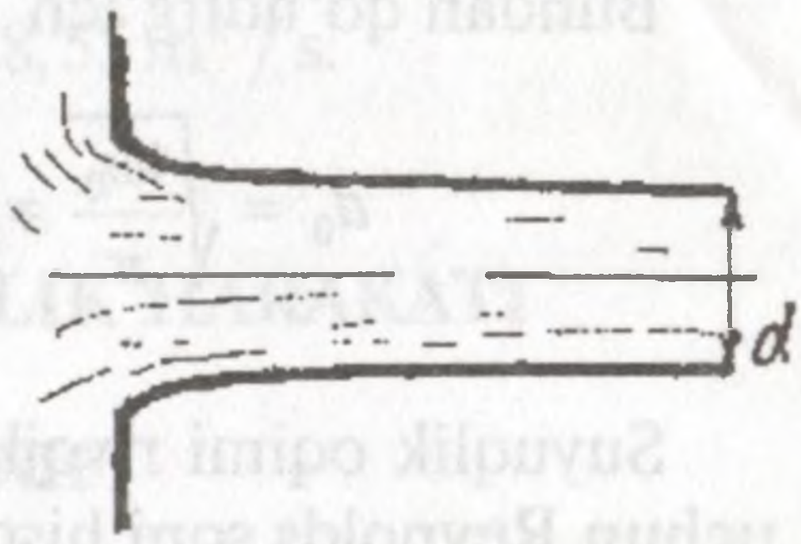
Suyuqlik toraygan joyda katta bo‘shliq hosil bo‘lib, u idishdagi suyuqlikni tortib olish qobiliyatiga ega. Tashqi silindrik qo‘ndirg‘ichga nisbatan suyuqlik sarfi oshadi. Yo‘qolgan dam keskin kengaygan joyda ko‘payadi. Qo‘ndirg‘ich ichi kengayishi hisobiga oqim tezligi kamayadi. Bu qo‘ndirg‘ichda ham qarshilik koeffitsiyentlar burchak konusligiga bog‘liqdir. Qo‘ndirg‘ichning optimal konuslik burchagi $\angle\alpha = 8°$. Bu holda suyuqlikning rivojlangan turbulent harakatida: $\mu = \varphi = 0,45$; $\zeta = 3 \div 4$; $\varepsilon = 1,0$.



5.8-rasm.

Keltirilgan koeffitsiyentlar suyuqlikning qo‘ndirg‘ichdan chiqishdagi katta yuziga nisbatan olingan. Bunday qo‘ndirg‘ichlar ko‘pincha tezlik kamaytiriladigan joylarda, masalan, nasosga kirish patrubkalarda, gidroturbinalarda, surtadigan moyni ishlatish uchun qo‘llanadigan qo‘ndirg‘ichlar va boshqalarda qo‘llaniladi.

5. Konoid ko‘rinishdagi qo‘ndirg‘ich suyuqlikning oqib chiqayotgan shakliga qarab tayyorlangan bo‘ladi (5.9-rasm). Qo‘ndirg‘ichning shakli undagi oqayotgan suyuqlik torayishini yo‘q qiladi va dam yo‘qolishini minimumga olib keladi. Bu qo‘ndirg‘ich uchun sarf va tezlik koeffitsiyentlari boshqa qo‘ndirg‘ichlarga nisbatan eng katta bo‘ladi ($\mu = \varphi$; $\varphi = 0,97 \div 0,99$); shy 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.



5.9-rasm.

6. Kombinatsiyalashgan qo‘ndirg‘ich yoki Venturi quvuri konoidsimon qo‘ndirg‘ich va diffuzor kombinatsiyasidan tashkil topgan (5.10-rasm).

Diffuzorni konoidsimon qo‘ndirg‘ichga ulash natijasida toraygan joyidagi bosimning kamayishi suyuqlik sarfi ko‘payishiga olib keladi. Agar bizga ikkita idish berilgan bo‘lib, biriga kombinatsiyalashgan, ikkinchisiga



5.10-rasm.

konoidsimon qo‘ndirg‘ichlar o‘rnatilgan bo‘lsa (konoidsimon 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 konoidsimon qo‘ndirg‘ichga nisbatan 2,5 barobargacha ko‘p bo‘ladi. Lekin bunday qo‘ndirg‘ichlarni idishda kichik damlar ($H = 1 \div 4$ m) bo‘lganida qo‘llash mumkin, aksincha, $H > 4$ m da toraygan joydagi bosim shunchalik kamayib ketishi mumkinki, unda kavitatsiya boshlanadi. Bu holda qarshilik koeffitsiyenti ko‘payib, suyuqlik o‘tkazish qobiliyati pasayib ketadi.

5.1-misol. Suyuqlikning harorati $t = 20°C$ va uning o‘zgarmas sathi $H = 3$m bo‘lgan idish uchun tashqi silindrik qo‘ndirg‘ich diametrini toping.

Yechish. Uzluksiz va turbulent suyuqlikning harakati uchun ($Re > 10^5$) sarf koefitsiyentini deb $\mu = 0,82$ olamiz. Suyuqlik sarfi ifodasi

$$Q = \mu\omega_0\sqrt{2gH}$$

ni qo‘llab, qo‘ndirg‘ichning kesma yuzini topamiz:

$$\omega_0 = \frac{Q}{\mu\sqrt{2gH}} = \frac{2\cdot10^{-3}}{0,82\sqrt{2\cdot9,8\cdot3}} = 3,2\cdot10^{-4}\ \text{m}^2.$$

Bundan qo‘ndirg‘ich diametrini topamiz:

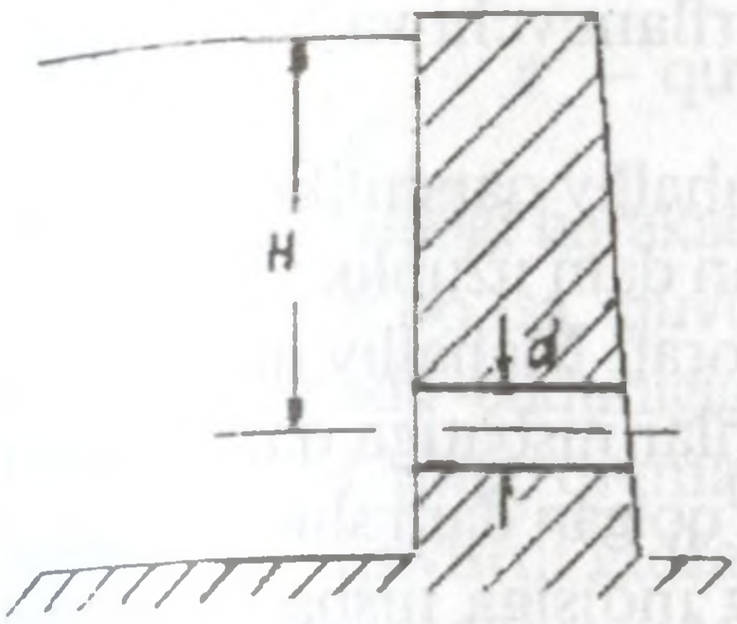
$$d_0 = \sqrt{\frac{4\omega_0}{\pi}} = \sqrt{\frac{4\cdot3,2\cdot10^{-4}}{3,14}} = 2\cdot10^{-2}\,\text{m} = 20\,\text{mm}.$$

Suyuqlik oqimi rivojlangan turbulent harakatda ekanligini aniqlash uchun Reynolds soni hisoblanadi:

$$\text{Re} = \frac{v\cdot d_0}{\nu} = \frac{\sqrt{2gH}\cdot d_0}{\nu} = \frac{\sqrt{2\cdot9,8\cdot3}\cdot2\cdot10^{-2}}{1\cdot10^{-6}} = 1,53\cdot10^5.$$

Demak, qo‘ndirg‘ich uchun olingan suyuqlik sarfi koeffitsiyenti $\mu = 0,82$ to‘g‘ri olingan. Uzluksiz harakat qilish uchun qo‘ndirg‘ichning uzunligini $l = 4\cdot20 = 80$ mm qilib olamiz.

5.2-misol. Betonli devor ichidan o‘tgan suv o‘tkazuvchi quvurdan o‘tadigan suv sarfi Q ni toping, bunda quvur o‘qidan kanaldagi suv



5.11-rasm.

sathigacha bo‘lgan dam $H = 9$ m, quvur diametri $d = 1{,}0$ m va uzunligi $l = 5{,}0$ m (5.11-rasm).

Y e c h i s h. Quvurdan oqayotgan suv sarfini $Q = \mu\omega\sqrt{2gH}$ ifodadan topamiz. Sarf koeffitsiyenti μ ni aniqlashda suv o‘tkazuvchi quvur qanday ishlashini (qo‘ndirg‘ich, teshikcha yoki «kalta quvur»ga o‘xshab) bilishimiz kerak. Quvur qo‘ndirg‘ichga o‘xshab ishlashi uchun bir vaqt ichida ikkita shart bajarilishi kerak:

1. Quvur uzunligi $4d \le l \le 6d$ bo‘lishi kerak.

2. Qo‘ndirg‘ichdagi hosil bo‘ladigan maksimal bo‘shliq H_{vak}^{max} chegaraviy bo‘shliq (vakuum) $H_{vak}^{cheg} = 8$ mm.s. ust. dan kichik bo‘lishi kerak, ya’ni

$$H_{vak}^{max} < H_{vak}^{cheg} = 8 \text{ mm. s.ust.}$$

Maksimal vakuumni $H_{vak}^{max} = 0{,}8 \cdot H$ ifodadan topsa bo‘ladi, bunda H – suv dami. Bizni misolimizda 1-shart: $4 \cdot 1 \le 5 \le 6 \cdot 1$ bajariladi.

2-shart: $0{,}8 \cdot 9 = H_{vak}^{max} < H_{vak}^{cheg} = 8$ mm.s.ust. ham bajariladi. Demak, quvurimiz tashqi silindrik qo‘ndirg‘ich shaklida ishlaydi. Unda sarf koeffitsiyentini $\mu = 0{,}82$ deb olamiz. Suv sarfi quyidagiga teng:

$$Q = 0{,}82 \cdot \frac{3{,}14 \cdot 1^2}{4} \cdot \sqrt{2 \cdot 9{,}8 \cdot 9} = 8{,}55\,\text{m}^2/\text{s}.$$

6-bob. QUVURLARDAGI SUYUQLIK HARAKATI

6.1-§. QUVURLAR TASNIFI

Quvurlar orqali suyuqlik, gaz va boshqa turli xil aralashmalarni 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‘rinishlarga bo‘linadi:

ketma-ket, parallel, oxiri berk, yo‘l bo‘yicha sarflanuvchi va halqasimon quvurlar.

Oddiy va murakkab quvurlarda juda ko‘p mahalliy qarshiliklar mavjud 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, aluminiy, 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‘tkaziladigan mahsulotga qarab ular suv, neft, benzin, yog‘, gaz, bug‘ o‘tkazuvchilarga ajratiladi. Qanday xomashyodan tayyorlanganiga ko‘ra quvurning ichki devorlarining g‘adir-budurligi va qarshilik koeffitsiyenti har xil bo‘ladi va uni maxsus eslatma kitoblardan 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:

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

bunda: l — umumiy holda ikkita kattalik Re ga, $\frac{k}{d}$ ga bog‘liq bo‘ladi. Agar (6.1) ifodadagi v ni o‘rnini Q bilan almashtirsak, unda

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

$$h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{16Q^2}{\pi^2 d^4 2g} = \frac{16\lambda}{2g\pi^2 d^5} lQ^2, \; h_f = AlQ^2, \qquad (6.3)$$

bunda: $\frac{16\lambda}{2g\pi^2 d^5} = A$ — quvurning 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 A ning topilgan 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 sohagacha bo‘lsa, solishtirma qarshiligi A quyidagi ifodadan topiladi:

$$A_0 = A \cdot K_t, \tag{6.4}$$

bunda: K_t — tuzatma koeffitsiyent; u ishqalanish gidravlik koeffitsiyenti 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 $S = Al$ va quvur o'tkazuvchanligi $P = \frac{1}{\sqrt{S}} = \frac{1}{\sqrt{Al}}$ qo'llaniladi. Agar quvurdagi yo'qolgan damni shu parametrlar orqali ifodalasak, u quyidagiga teng bo'ladi:

$$h_l = AlQ^2 = SQ^2 = \frac{lQ^2}{K^2} = \frac{Q^2}{P^2}. \qquad (6.5)$$

S, K, P parametrlar uchun ham eslatma kitoblarda jadvallar 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 tekisligi 0-0 ga nisbatan tizimning eng chekki kesmalari a-a, va b-b larga tegishli D.Bernulli tenglamasini tuzamiz:

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

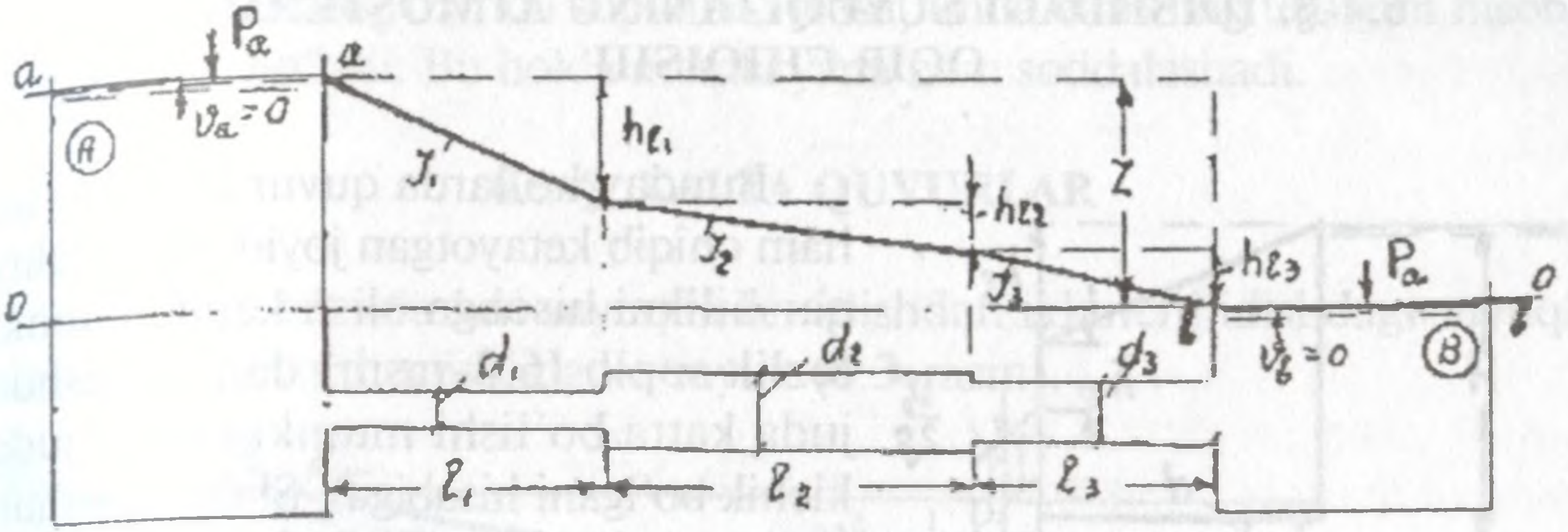
Har bir had nimaga tengligini topamiz:

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

bunda: z — idishlardagi suyuqlik sathlarining farqi;

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

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



6.1-rasm.

$$h_l = \frac{lQ^2}{K^2}. \tag{6.7}$$

Unda

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

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 (6.8) ifodadan Q^2 ni qavsdan tashqari chiqarsak,

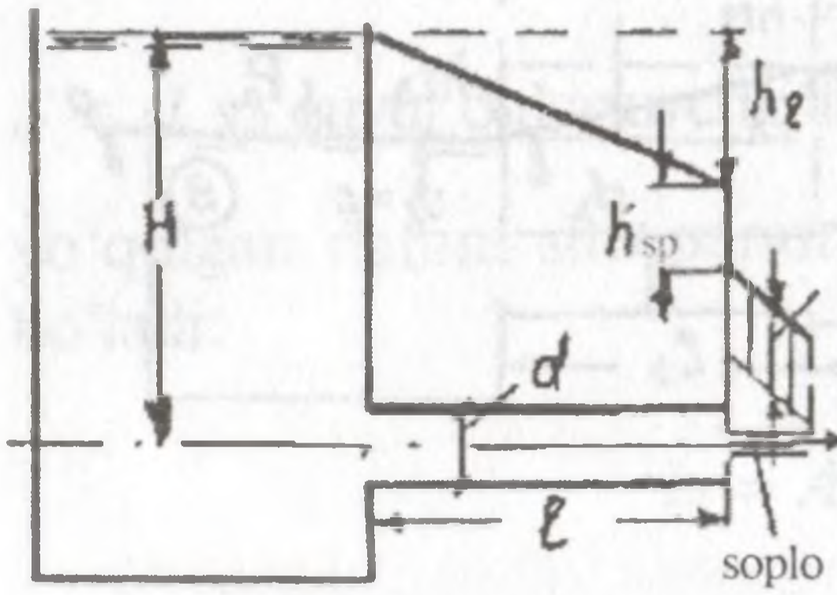
$$Z = Q^2 \sum_{i=1}^{n} \frac{l_i}{K_i^2} \tag{6.9}$$

bo‘lib

$$Q = \sqrt{\frac{Z}{\Sigma \frac{l_i}{K_i^2}}}. \tag{6.10}$$

(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



6.2-rasm.

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 (yuzi juda kichik bo‘lgani hisobiga). Shuning uchun D. Bernulli tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$H = h_l + h_{sp} + \frac{v_0^2}{2g}. \qquad (6.11)$$

Soploda mahalliy qarshilikdagi yo‘qolgan damni Veysbax ifodasidan aniqlanadi:

$$h_{sp} = \zeta_{sp} \frac{v_0^2}{2g}. \qquad (6.12)$$

(6.12) ni ifoda (6.11) ga qo‘ysak,

$$H = h_l + \left(1 + \zeta_{sp}\right)\frac{v_0^2}{2g} \text{ yoki } H = h_l + \frac{v_0^2}{2g\mu_{sp}^2}, \qquad (6.13)$$

bunda: $\mu_{sp} = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{sp}}}$.

(6.13) ni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$H = \frac{Q^2}{K^2} l + \frac{Q^2}{\mu_{sp}^2 \cdot \omega_0^2 \cdot 2g}. \qquad (6.14)$$

Agar soplo berilgan bo‘lsa, uning yuzi ω_0 va μ_{sp} ma’lum desa bo‘ladi. (6.14) formuladan foydalanib, quyidagi masalalarni yechish mumkin:

1) quvurda *d, l* va unda oqayotgan suyuqlik sarfi *Q* berilgan bo‘lsa, idishdagi suyuqlik daminni aniqlash kerak;

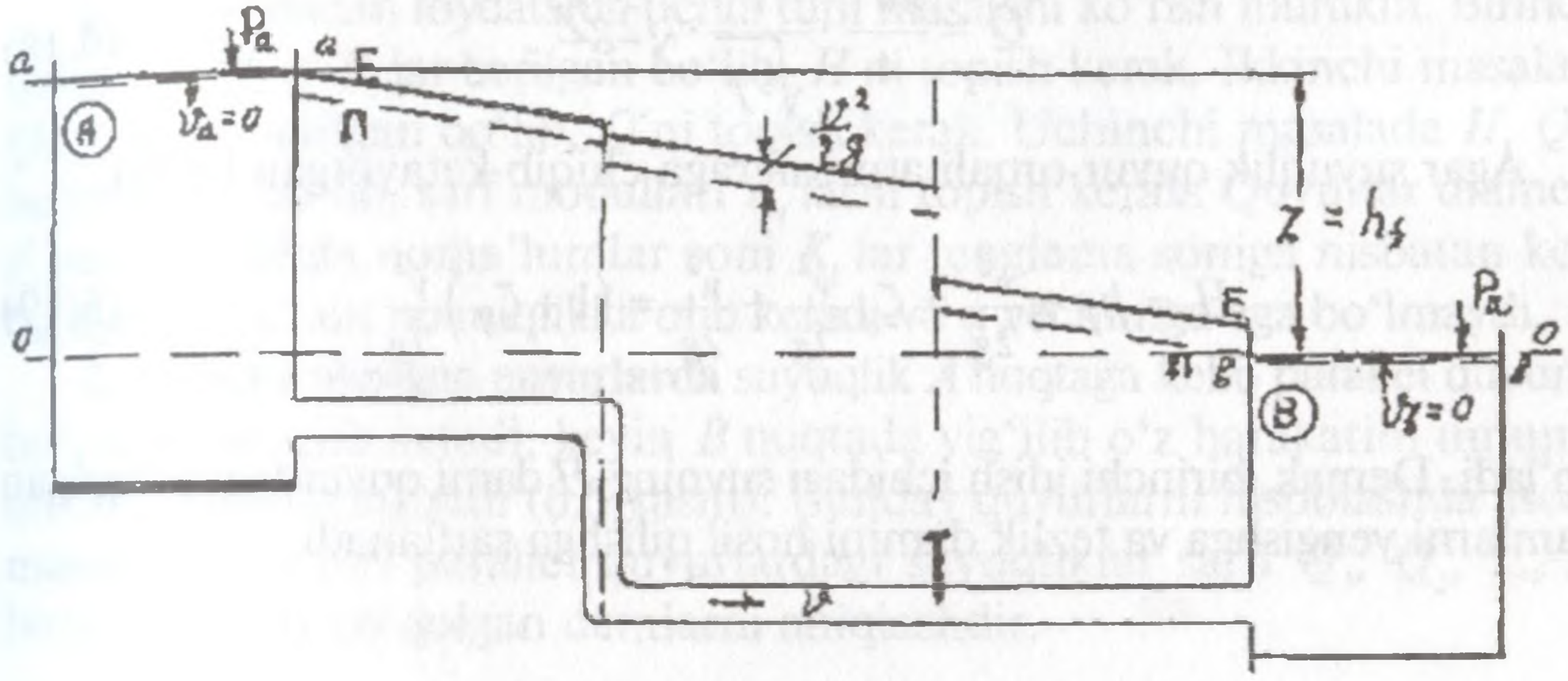
2) quvurning *d, l, H* lari berilgan. *Q* ni topish kerak;

3) berilganlar *Q, H, l* bo‘lsa, *d* ni topish kerak. Buning uchun biz oldin suyuqlik sarf modulini topamiz va eslatma kitobidan unga tegishli bo‘lgan diametrni aniqlaymiz.

Agar quvurning oxirida soplo bo‘lmasa, unda damning tezligini hisobga olmasa ham bo‘ladi. Bu holda masala yana ham soddalashadi.

6.5-§. KALTA QUVURLAR

Gidravlik hisoblashni suyuqlik bir idishdan ikkinchi idishdagi suyuqlik ostiga oqib chiqish misolida ko‘raylik (6.3-rasm).



6.3-rasm.

Ikkita *A* va *B* idish bir-biri bilan quvur orqali bog‘langan bo‘lib, undag harakat tezligi vaqtga nisbatan o‘zgarmas va barqaror bo‘lsin. Suyuqlil sarfini topamiz. Buning uchun 0-0 taqqoslash tekisligiga nisbatan en chetki 1-1 va 2-2 kesmalar uchun D. Bernulli tenglamasini yozamiz:

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

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

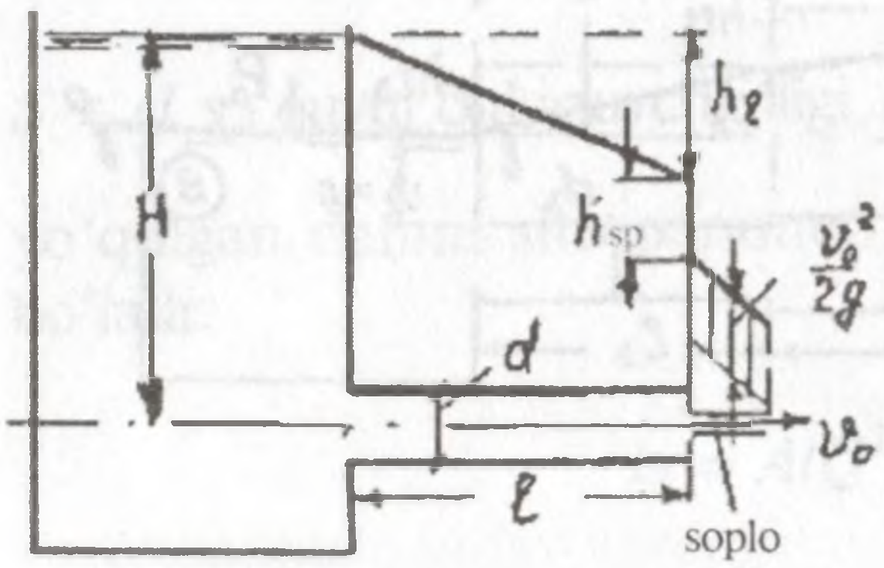
$$Z = h_f. \qquad 6.1$$

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

$$H = \zeta_f \frac{v_1^2}{2g}, \qquad (6.1$$

bunda: ζ_f — *A* va *B* idishlar orasidagi quvurning umumiy qarshil koeffitsiyenti.

6.4-§. IDISHDAGI SUYUQLIKNING ATMOSFERAGA OQIB CHIQISHI



6.2-rasm.

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 (yuzi juda kichik bo‘lgani hisobiga). Shuning uchun D. Bernulli tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$H = h_l + h_{sp} + \frac{v_0^2}{2g}. \qquad (6.11)$$

Soploda mahalliy qarshilikdagi yo‘qolgan damni Veysbax ifodasidan aniqlanadi:

$$h_{sp} = \zeta_{sp} \frac{v_0^2}{2g}. \qquad (6.12)$$

(6.12) ni ifoda (6.11) ga qo‘ysak,

$$H = h_l + \left(1 + \zeta_{sp}\right)\frac{v_0^2}{2g} \text{ yoki } H = h_l + \frac{v_0^2}{2g\mu_{sp}^2}, \qquad (6.13)$$

bunda: $\mu_{sp} = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{sp}}}$.

(6.13) ni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$H = \frac{Q^2}{K^2} l + \frac{Q^2}{\mu_{sp}^2 \cdot \omega_0^2 \cdot 2g}. \qquad (6.14)$$

Agar soplo berilgan bo‘lsa, uning yuzi ω_0 va μ_{sp} ma’lum desa bo‘ladi. (6.14) formuladan foydalanib, quyidagi masalalarni yechish mumkin:

1) quvurda *d, l* va unda oqayotgan suyuqlik sarfi *Q* berilgan bo‘lsa, idishdagi suyuqlik daminni aniqlash kerak;

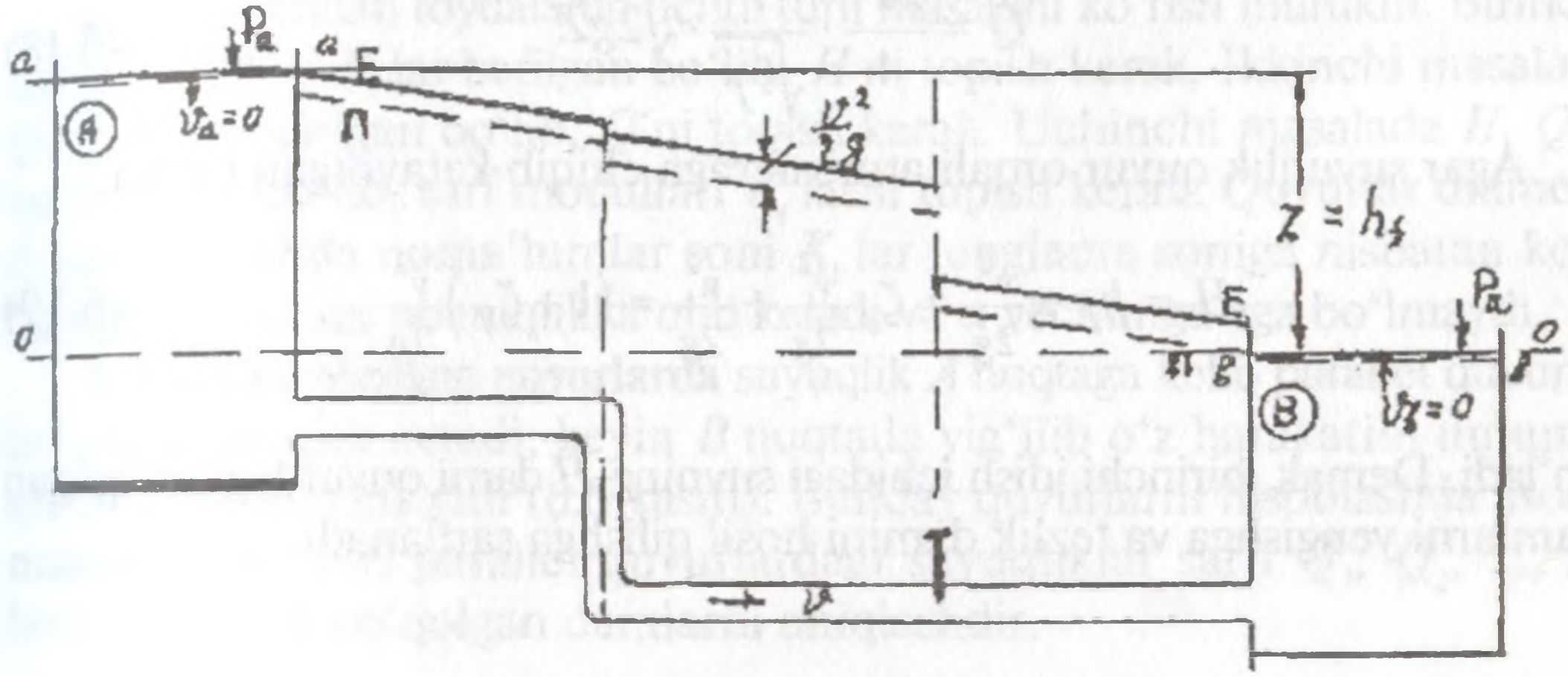
2) quvurning *d, l, H* lari berilgan. *Q* ni topish kerak;

3) berilganlar *Q, H, l* bo‘lsa, *d* ni topish kerak. Buning uchun biz oldin suyuqlik sarf modulini topamiz va eslatma kitobidan unga tegishli bo‘lgan diametrni aniqlaymiz.

Agar quvurning oxirida soplo bo‘lmasa, unda damning tezligini hisobga olmasa ham bo‘ladi. Bu holda masala yana ham soddalashadi.

6.5-§. KALTA QUVURLAR

Gidravlik hisoblashni suyuqlik bir idishdan ikkinchi idishdagi suyuqlik ostiga oqib chiqish misolida ko‘raylik (6.3-rasm).



6.3-rasm.

Ikkita *A* va *B* idish bir-biri bilan quvur orqali bog‘langan bo‘lib, undagi harakat tezligi vaqtga nisbatan o‘zgarmas va barqaror bo‘lsin. Suyuqlik sarfini topamiz. Buning uchun 0-0 taqqoslash tekisligiga nisbatan eng chetki 1-1 va 2-2 kesmalar uchun D. Bernulli tenglamasini yozamiz:

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

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. Bernulli tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$Z = h_f. \qquad 6.15)$$

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

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

bunda: ζ_f — *A* va *B* idishlar orasidagi quvurning umumiy qarshilik koeffitsiyenti.

(6. 16) dan:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} \cdot \sqrt{2gZ} \,. \tag{6.17}$$

Suyuqlik sarfi $Q = \omega v$ ga teng. U holda

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{1}{\sqrt{\zeta_f}} \cdot \sqrt{2gZ} \,. \tag{6.18}$$

Agar suyuqlik quvur orqali atmosferaga chiqib ketayotgan bo‘lsa,

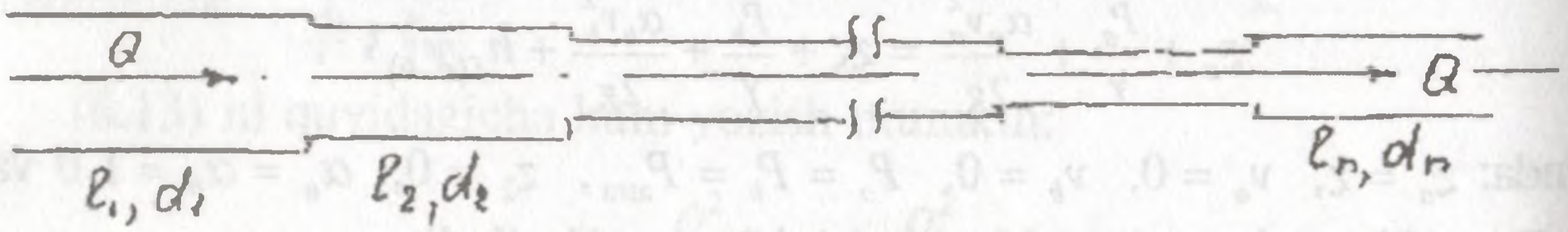
$$H = h_f + \frac{v^2}{2g} = \zeta_f \frac{v^2}{2g} + \frac{v^2}{2g} = \left(1 + \zeta_f\right)\frac{v^2}{2g} \tag{6.19}$$

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

6.6-§. MURAKKAB QUVURLAR

Murakkab quvurlardan ketma-ket va parallel ulangan, oxiri berk va halqasimonlarini ko‘rib chiqamiz.

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



6.4-rasm.

Bunday quvurlarda harakat qilayotgan suv sarfi bir xil, ya’ni Q ga teng bo‘ladi:

$$Q = Q_1 = Q_2 = Q_3 = \ldots\ldots = Q_n \,. \tag{6.20}$$

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

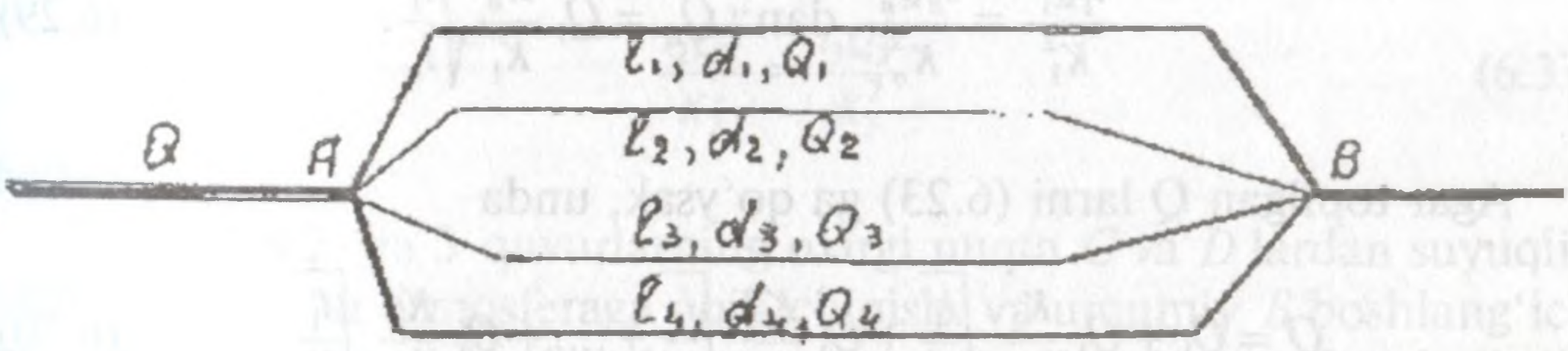
$$H = H_1 + H_2 + H_3 + \ldots\ldots + H_n \,. \tag{6.21}$$

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

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

(6.22) ifodadan foydalanib uchta turli masalani ko‘rish mumkin. Birinchi masalada Q, l_i, K_i lar berilgan bo‘lib, H ni topish kerak. Ikkinchi masalada Q, 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 topish kerak. 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 ettiradi (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 nuqtagacha va B nuqtadan keyingi magistral quvurdagi suyuqlik sarfiga teng:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + ... + Q_n; \qquad (6.23)$$

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

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

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

(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

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

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

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

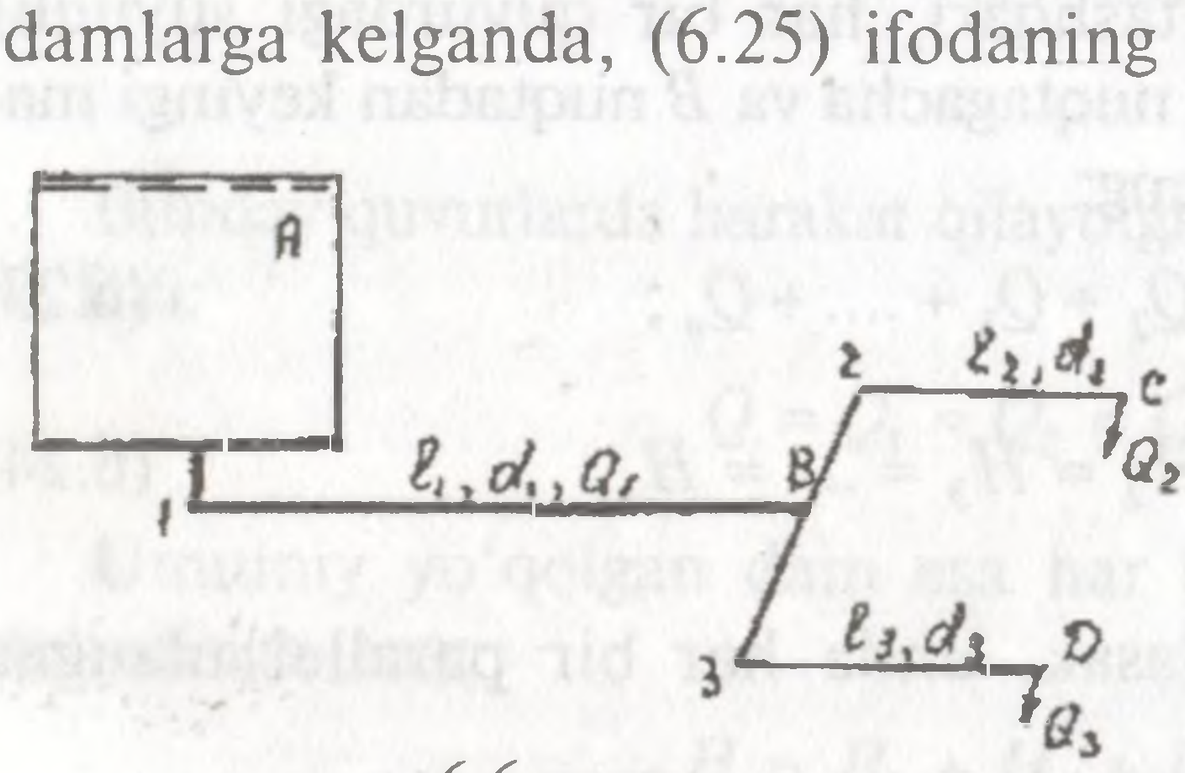
$$\frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} = \frac{l_n Q_n^2}{K_n^2} \text{ dan: } Q_n = Q_1 \frac{K_n}{K_1}\sqrt{\frac{l_1}{l_n}}. \quad (6.29)$$

Agar topilgan Q larni (6.23) ga qo‘ysak, unda

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

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

Endi Q_1 dan foydalanib, (6.26—6.29) ifodalar dan 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.



6.6-rasm.

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

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

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

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

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

(6.31) ifoda bilan (6.32) ni tenglashtirsak,

$$\frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2} = \frac{l_3 Q_3^2}{K_3^2} \tag{6.33}$$

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:

$$Q_1 = Q_2 + Q_3 . \tag{6.34}$$

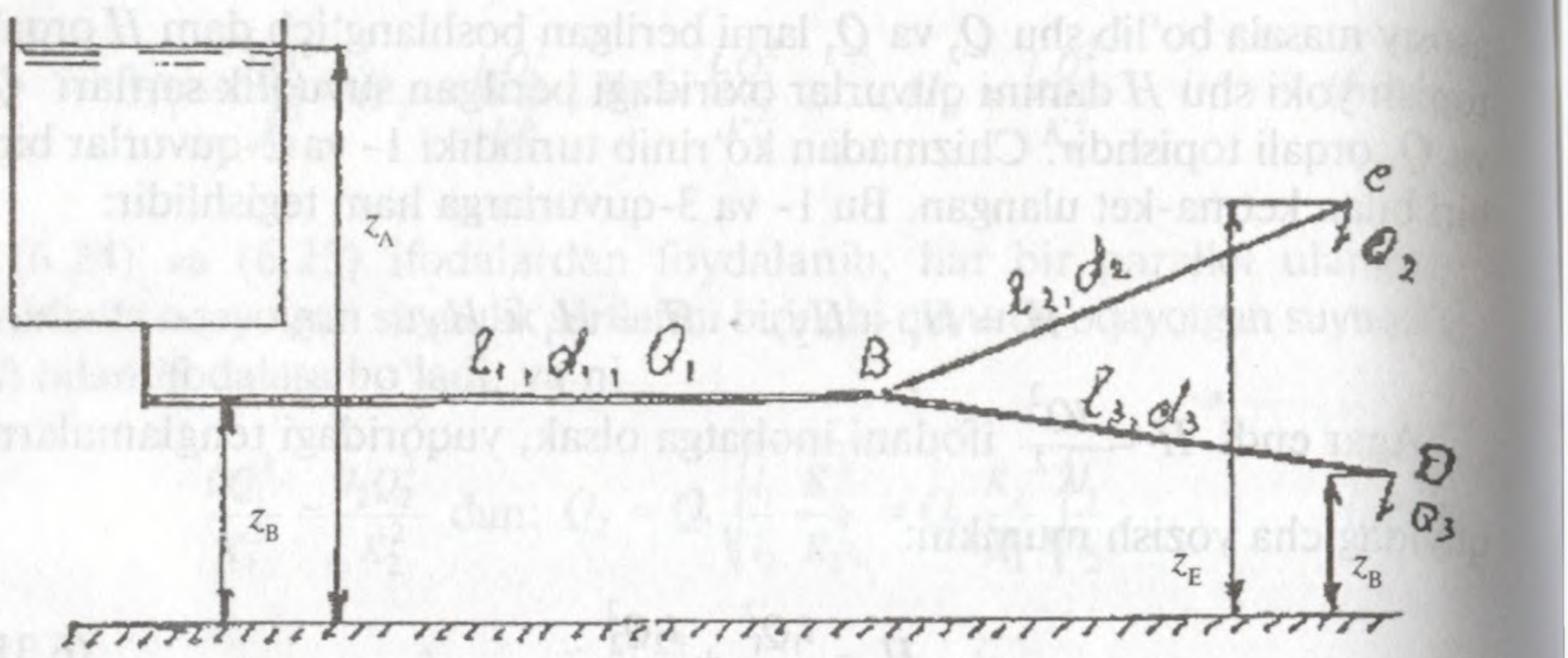
6.33) dan:

$$Q_3 = Q_2 \frac{K_3}{K_2} \sqrt{\frac{l_2}{l_3}} . \tag{6.35}$$

Agar endi Q_3 ni (6.34) ifodaga qo‘ysak, Q_1 kelib chiqadi:

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

(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 gorizontal tekisliklarda yotgan bo‘lsa (6.7-rasm), tenglama quyidagicha yoziladi:

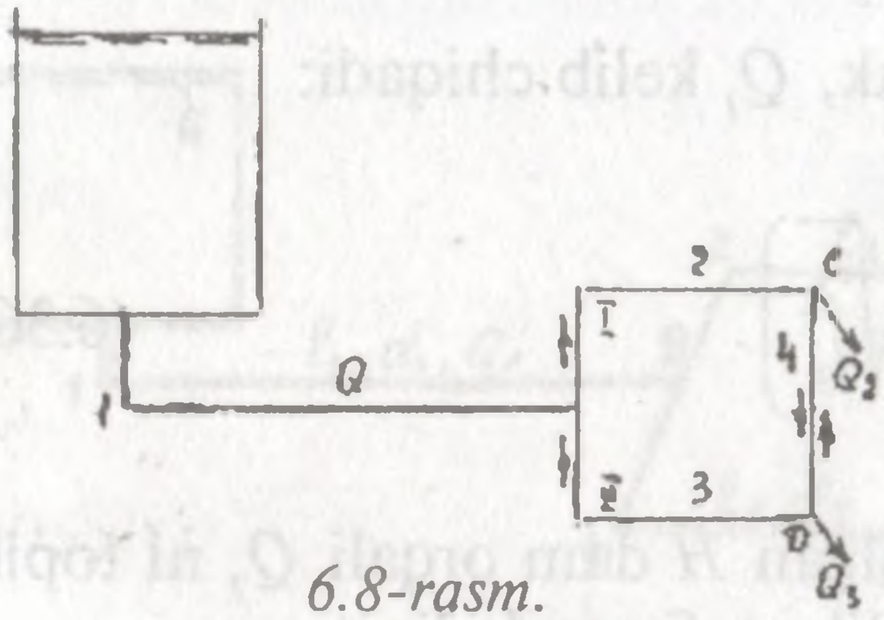
$$z_A - z_C = \frac{l_1 Q_1^2}{K_1^2} + \frac{l_2 Q_2^2}{K_2^2}; \tag{6.37}$$

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

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

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

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.



6.8-rasm.

4. **Halqasimon quvurlar** tashqi suv o‘tkazgich tizimlarda, suv orqali isitgichlarida va boshqalarda ishlatiladi.

Oddiy quvur halqasini va uning C va D nuqtalaridan suyuqlik sarfi olinayotgan holni ko‘ramiz (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 yechishning 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

$$Q_1 = Q_2 + 0,5Q_3, \tag{6.40}$$

ikkinchi yarmisida esa

$$Q_{II} = 0,5Q_3 \tag{6.41}$$

bo‘ladi. Agar suyuqlik sarfi D nuqtadan C nuqta tomon harakat qilsa,

$$Q_1 = 0,5Q_2; \tag{6.42}$$

$$Q_{II} = Q_3 + 0,5Q_2. \tag{6.43}$$

Bunda biz faraz qilamizki, tizimni CD bo‘limida suyuqlik 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 nuqtani tanlab olish kerak. *Mujassamlashgan nuqta* deb ikki tomonlama suyuqlik oqib kelayotgan halqasimon quvurlarining 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‘lish 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. Bizning 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.

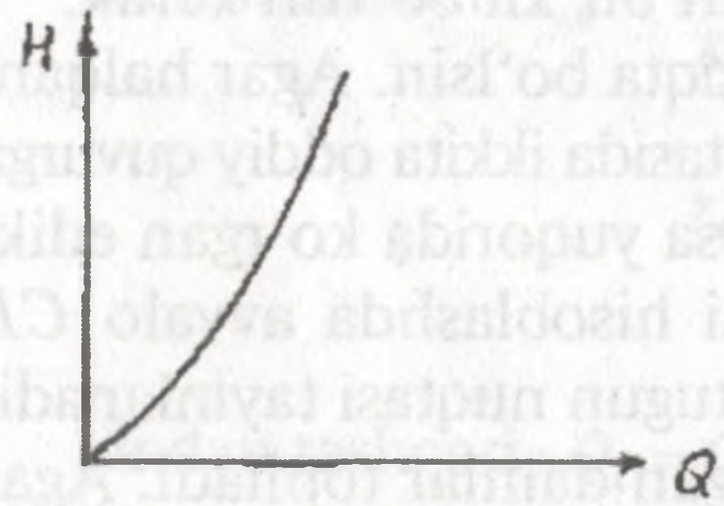
Aholi ko‘p joylarni va katta shaharlarni suv bilan ta’minlash uchun o‘n va undan ortiq halqasimon quvurlar joylashtiriladi. Bu quvurlarni gidravlik hisoblash ancha murakkab bo‘lgani uchun, elektron hisob mashinalar, kompyuterlar qo‘llaniladi, yechish usullari esa maxsus suv ta’minot kurslarida beriladi.

6.7-§. ODDIY VA MURAKKAB BO‘LGAN QUVURLARNI GRAFIK USULI 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:

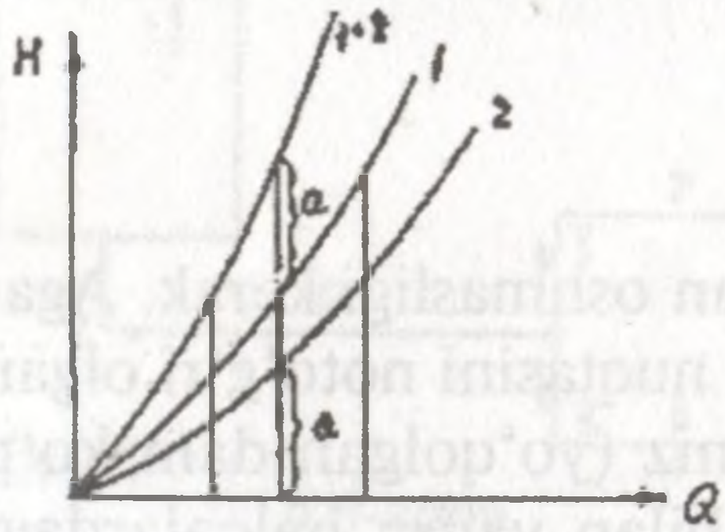
$$H = \frac{lQ^2}{K^2} = AlQ^2 = SQ^2 = \frac{Q^2}{P^2}. \qquad (6.44)$$

Bundan ko‘rinadiki, quvurdagi yo‘qolgan dam faqat undagi oqayotgan suyuqlik sarfi funksiyasi bilan bog‘liq bo‘ladi. Har xil Q lar uchun H larni hisoblab, $H = \frac{lQ^2}{K^2}$ bog‘lanishni grafik yordamida ko‘rsatamiz (6.9-rasm). Topilgan egri chiziq quvur tavsifmi bildiradi.



6.9-rasm.

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

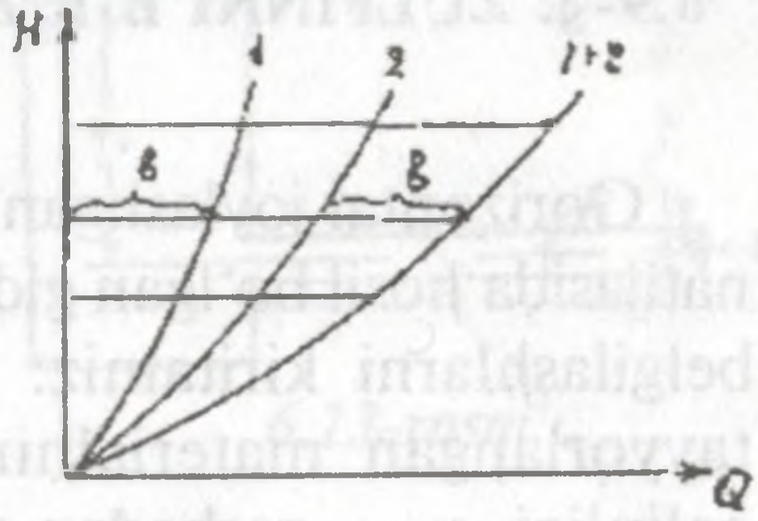


6.10-rasm.

Keyin ikkinchi suyuqlik sarfi 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 quvurlarning alohida tavsifini chizish kerak.

Keyin ular uchun umumiy tavsifni 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).

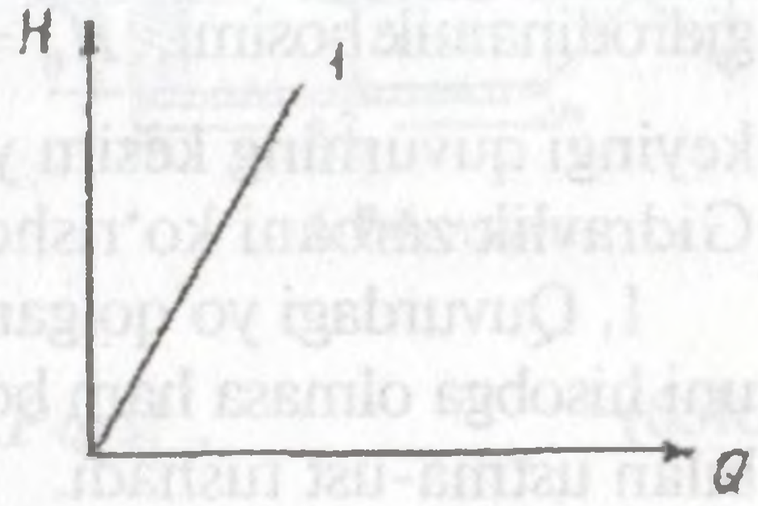
Hosil bo‘lgan nuqtalarni birlashtirsak, parallel ulangan quvurlarning umumiy tavsifi kelib chiqadi.



6.11-rasm.

Agar quvurlar parallel va ketma-ket ulangan bo‘lsa, ularning umumiy tavsifini qurish uchun quyidagicha yo‘l tutiladi: avval hamma parallel ulangan quvurlarning 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 quvur tavsifi ham chiziqlidir.

6.8-§. QUVURDAGI GIDRAVLIK ZARBA

Suyuqlikning beqaror harakatida 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 yetkazilishi mumkin. Quvurdagi suyuqlikning harakat tezligi va bosimi keskin o‘zgarishi zulfinni tez berkitish yoki ochish, nasosning to‘satdan to‘xtab qolishidan paydo bo‘ladi. Gidravlik zarba paytida hosil bo‘lgan ortiqcha bosim ancha sezilarli. Masalan, agar po‘lat quvurda oqayotgan suv tezligi vaqt birligi ichida 1,0 m/s ga kamaytirilsa, quvur ichidagi bosim birdaniga 981 kPa ga ko‘payadi, taxminan 10 atmosferaga oshadi. Gidravlik zarba chuqur bo‘shliq (vakuum) da ham paydo bo‘ladi. Gidravlik zarbadan kelib chiqqan ortiqcha bosim va hosil bo‘lgan chuqur vakuum quvurning ishdan chiqishiga sabab bo‘ladi. Gidravlik zarbani o‘rganishda suyuqlikning zichlanishi va quvur devorlari tayyorlangan materialning elastikligi e’tiborga olinishi kerak, aks holda katta xatoga yo‘l qo‘yilgan bo‘ladi.

6.9-§. ZULFINNI BIR ZUMDA BERKITILGANDA HOSIL BO‘LGAN GIDRAVLIK ZARBA

Gorizontal joylashgan quvurning oxirida o‘rnatilgan zulfinni berkitish natijasida hosil bo‘lgan gidravlik zarbani ko‘ramiz. Buning uchun quyidagi belgilashlarni kiritamiz: D — quvurning ichki diametri, E — quvur tayyorlangan materialning elastiklik moduli, e — quvur devorining qalinligi, v_0 — zarbadan oldin quvurda harakat qilayotgan suyuqlikning o‘rtacha tezligi, P_0 — zarbadan oldin bo‘lgan quvur ichidagi suyuqlikning gidrodinamik bosimi, $H_0 = \frac{P_0}{\gamma}$ — idishdagi suyuqlik dami, ω_0 — zarbadan keyingi quvurning kesim yuzi, K — suyuqlikning hajm zichlanish moduli. Gidravlik 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 berkilib qoldi deymiz.

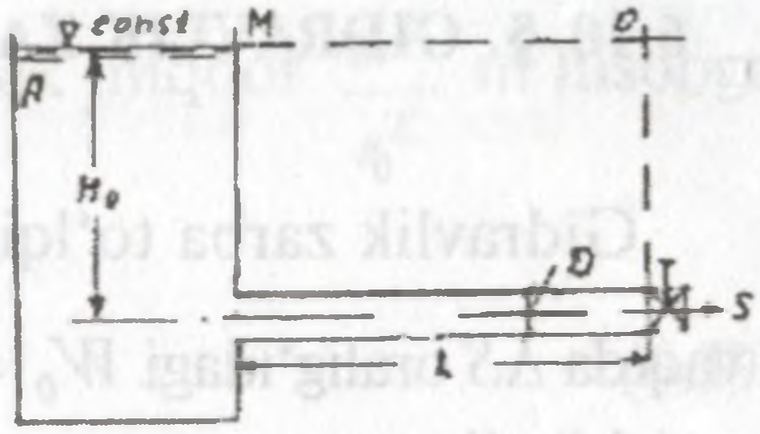
Zarbani hisoblashda suyuqlik zichlanish moduli va quvur devorining elastikligini hisobga olamiz. Gidravlik zarbadan oldin quvurda harakat qilayotgan suyuqlikning o‘rtacha tezligi v_0 ga, bosimi esa P_0 ga teng deb olamiz. Bir zumda zulfin berkitilgan bo‘lsin (6.13-rasm). Agar suyuqlik absolut zichlanmaydigan, quvur devorlari elastik bo‘lmasa, 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. Haqiqatan esa, suyuqlikning zichlanishi va quvur devorining elastikliligi hisobiga bo‘ladigan hodisa butunlay boshqacha bo‘ladi.

Juda kichik miqdor vaqt Δt ichida zulfin birdan berkilishi natijasida mn qatlam to‘xtaydi. Bu qatlam zulfindan 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 inersiya 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). Demak, Δt vaqt ichida $mm - nn$ kesmalar orasidagi suyuqlik hajmi

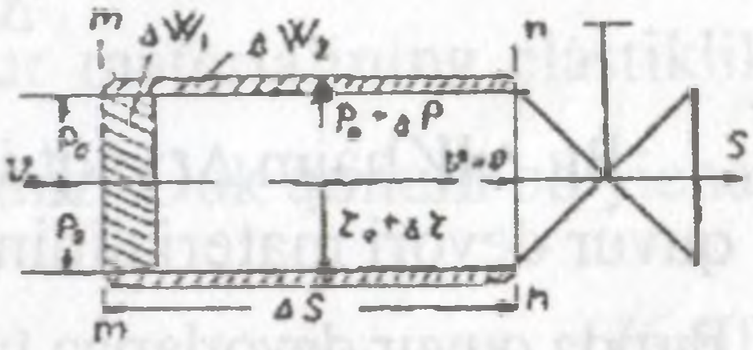
$$\Delta W = \Delta W_1 + \Delta W_2 \qquad (6.45)$$

ga ko‘payadi.

Endi gidravlik zarba ta'sirida *mn* kesma orasida ortgan ΔP bosimni topamiz. 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 proyeksiyalari yig'indisiga teng bo'ladi. t_0 vaqtda *nm* kesmada bosim P_0 ga, $t_0 + \Delta t$ vaqtda esa $P_o + \Delta P$ ga teng. Kesma *mm* ga P_0 bosim ta'sir etadi. Unda Δt vaqt ichida *mn* kesma orasiga ta'sir etayotgan kuchlar impulslari yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi:



6.13-rasm.



6.14-rasm.

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

Δt vaqt ichida *mn* qatlam orasidagi suyuqlikning harakat miqdor o'zgarishi ushbuga teng:

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

chunki

$$\rho\omega\Delta Sv = 0 \qquad (v = 0) \ .$$

Bundan

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

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

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

Agar $\lim\limits_{\Delta t\to 0}\dfrac{\Delta S}{\Delta t} = C$ deb olsak, unda biz Jukovskiy ifodasini keltirib chiqargan bo'lamiz:

$$\Delta P = \rho Cv_0 \qquad (6.50)$$

yoki

$$\Delta H = \frac{Cv_0}{g}, \qquad (\Delta P = \rho g\Delta H) . \qquad (6.51)$$

$C = \dfrac{dS}{dt}$ miqdor quvur bo'yicha gidravlik zarbaning tarqalish tezligini, ya'ni zarba to'lqinining tezligini bildiradi.

6.10-§. GIDRAVLIK ZARBA TO‘LQININING TARQALISH TEZLIGI

Gidravlik zarba to‘lqini 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:

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

Bu ΔW hajm Δt vaqt ichida suyuqlikning 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. Suyuqlikning hajmiy zichlanish moduli hisobiga *mn* orasidagi W_0 hajm

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

ga kamayadi. Quvur devorlarini kengayishi hisobiga *mn* orasidagi W_0 hajm

$$\Delta W_2 = \Delta S \left(\omega - \omega_0 \right) = \Delta S \cdot \Delta \omega \qquad (6.54)$$

ga ko‘payadi. Demak, Δt vaqt ichida *mn* orasidagi W_0 hajm ΔW ga ortadi:

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

yoki

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

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

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

Bu ifodada

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

$$= \frac{r_0^2 + 2 r_0 \Delta r + \Delta r^2 - r_0^2}{r_0^2} = \frac{2 r_0 \Delta r + \Delta r^2}{r_0^2}, \qquad (6.58)$$

bunda: $\Delta r = r - r_0$.

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

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{2r_0\Delta r}{r_0^2} \tag{6.59}$$

bo‘ladi.

Quvur radiusi nisbiy uzunligi $\frac{\Delta r}{r_0}$ ni quvur materialining elastiklik moduli E va ortiqcha kuchlanish $\Delta\sigma$ orqali topamiz. Guk qonuni bo‘yicha:

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta\sigma}{E} \tag{6.60}$$

yoki

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{2\Delta\sigma}{E}. \tag{6.61}$$

Ortiqcha bosim ta’sirida quvur devorining kuchlanishini *Mariotta ifodasi* orqali topish mumkin:

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta P \cdot D}{2e}. \tag{6.62}$$

(6.62) ifodani (6.61) ga qo‘ysak,

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{2 \cdot \Delta P \cdot D}{2 \cdot e \cdot E} = \frac{\Delta P \cdot D}{eE}. \tag{6.63}$$

Agar endi (6.63) ni (6.57) ga qo‘yilsa, unda

$$\frac{\Delta P}{\rho C^2} = \frac{\Delta P}{K} + \frac{\Delta P \cdot D}{eE}. \tag{6.64}$$

Bu ifodaning o‘ng va chap tomonlarini ΔP ga qisqartirsak,

$$\frac{1}{\rho C^2} = \frac{1}{K} + \frac{D}{eE}. \tag{6.65}$$

(6.65) ifodadan gidravlik zarba to‘lqini tezligi C ni topamiz:

$$\frac{1}{\rho C^2} = \frac{1}{K} + \frac{D}{eE} = \frac{eE + DK}{eEK} \quad \text{yoki} \quad \rho C^2 = \frac{eEK}{eE + DK};$$

$$\rho C^2 = \frac{eEK}{eE\left(1 + \frac{DK}{eE}\right)} = \frac{K}{1 + \frac{DK}{eE}}; \tag{6.66}$$

$$C = \frac{\sqrt{\frac{K}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{DK}{eE}}} \text{ yoki } C = \frac{C_0}{\sqrt{1 + \frac{DK}{eE}}}, \tag{6.67}$$

bunda: $C_0 = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$ — suyuqlikda tovush tarqalish tezligi;

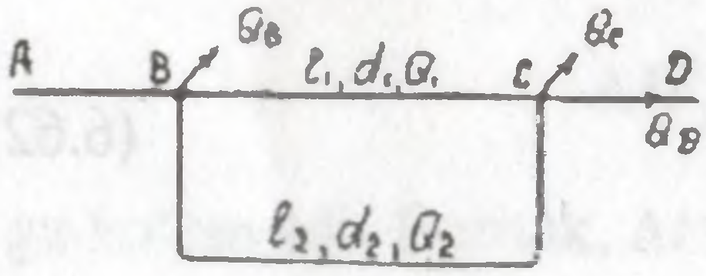
E — quvur materialining elastiklik moduli;

e — quvur devorining qalinligi;

D — quvur ichki diametri;

K — suyuqlikning hajm zichlanish moduli.

6.1-misol. Quvur tizimining BC oralig'ida quvurlar parallel ulangan bo'lib l_1 =150 m, l_2=300 m, d_1=150 mm, d_2=100 mm ga teng. B nuqtadan Q_B = 8 l/s, C nuqtadan Q_c=50 l/s, D nuqtadan Q_D=5 l/s suv sarfi olinmoqda. Quvurlarning ichki devor g'adir-budurligi n = 0,012. AB, CD va parallel ulangan quvurlardagi suv sarflarini toping (6.15-rasm).



6.15-rasm.

Yechish. Quvur tizimining CD qismida Q_D=5 l/s; quvurlarning parallel ulangan qismida $Q_{BC} = Q_D + Q_c = 5 + 50 = 55$ l/s va AB qismida

$$Q_{AB} = Q_D + Q_c + Q_B = 5 + 50 + 8 = 63\ l/s \text{ ga teng.}$$

Parallel ulangan BC oraliqda birinchi va ikkinchi quvurlarda yo'qolgan dam bir xil bo'ladi, ya'ni

$$H = A_1 l_1 Q_1^2;\ H = A_2 l_2 Q_2^2,$$

bunda: A_1, A_2 lar quvurning diametriga qarab 6.1-jadvaldan olinadi. d_1=150 mm ga A_1 = 45 s^2/m^6; d_2=100 mm ga A_2=267 s^2/m^6.

Agar endi yuqoridagi tengliklarni bir-biriga tenglashtirsak, Q_1 ga nisbatan kvadrat tenglama kelib chiqadi. Kvadrat tenglamaning ildizi Q_{BC}=55 *l*/s dan kichik va musbat bo‘lish kerak:

$$A_1 l_1 Q_1^2 = A_2 l_2 Q_2^2 = A_2 l_2 \left(Q_{BC} - Q_1\right)^2$$

yoki

$$A_2 l_1 Q_1^2 = A_2 l_2 \left(Q_{BC}^2 - 2Q_{BC} \cdot Q_1 + Q_1^2\right) = 45 \cdot 150 \cdot Q_1^2 =$$

$$= 267 \cdot 300\left(0,055^2 - 2 \cdot 0,055 \cdot Q_1 + Q_1^2\right) == 73350Q_1^2 - 8811Q_1 + 242,3 = 0;$$

$$Q_{1.1,2} = \frac{8811 \pm \sqrt{77633721 - 71091553}}{146700};$$

$$Q_{1.1} = 0,075 \ \text{m}^3/\text{s};\ Q_{1.2} = 0,044 \ \text{m}^3/\text{s};$$

$Q_{1.1} > Q_{BC} = 0,055\ \text{m}^3/\text{s}$ katta bo‘lgani uchun to‘g‘ri kelmaydi,

$Q_{1.2} = 0,044\ \text{m}^3/\text{s}$ to‘g‘ri keladi. U holda

$$Q_1 = Q_{BC} - Q_{1.2} = 0,055 - 0,044 = 0,011\ \text{m}^3/\text{s};\quad Q_2 = 0,044\ \text{m}^3/\text{s}.$$

6.2-misol. Uzunligi l=2000 m, diametri d=450 mm, devor qalinligi δ=10 mm bo‘lgan quvurda Q=220 *l*/s suv sarfi bilan harakat qilmoqda. Quvur devorining mumkin bo‘lgan kuchlanishi $\sigma_{mb} = 150$ MPa ga teng. Agar quvurni bir zumda T_{kr}=3 s jo‘mrak bilan berkitilsa, hosil bo‘lgan ortiqcha bosim ΔP ni aniqlang va quvurda maksimal mumkin bo‘lgan bosimni toping.

Yechish. To‘g‘ri gidravlik zarbadan hosil bo‘lgan ortiqcha bosim

$$\Delta P = \rho C v$$

dan, noto‘g‘ri gidravlik zarba esa

$$\Delta P = \rho C v \frac{T}{T_{kr}}$$

dan topiladi,

bunda: T — zarba to‘lqin davri (fazasi);

T_{kr} — jo‘mrakni berkitish vaqti.

To‘lqin tarqalish tezligini quyidagicha topamiz:

$$C = \frac{1425}{1 + 0,01\frac{d}{\delta}} = \frac{1425}{1 + 0,01 \cdot \frac{0,45}{0,01}} = 1183 \text{ s.}$$

Zarba to‘lqin davri

$$T = \frac{2l}{C} = \frac{2 \cdot 2000}{1183} = 3,38 \text{ s}$$

ga teng.

Zarba to‘lqin davri jo‘mrakni berkitish vaqtiga nisbatan katta $T=3,38 > 3= T_{kr}$ bo‘lgani uchun to‘g‘ri gidravlik zarba bo‘ladi. Hosil bo‘lgan quvurdagi ortiqcha bosim $\Delta P = \rho v C$ dan topiladi, bunda

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{4Q}{\pi D^2} = \frac{4 \cdot 0,22}{3,14 \cdot 0,45^2} = 1,38 \text{ m/s;}$$

$$\Delta P = 1000 \cdot 1,38 \cdot 1183 = 1633,1 \text{ kPa.}$$

Maksimal mumkin bo‘lgan quvurdagi bosimni Mariotta ifodasi orqali topish mumkin:

$$\sigma_{mb} = \frac{P_{mb} d}{2e},$$

bundan

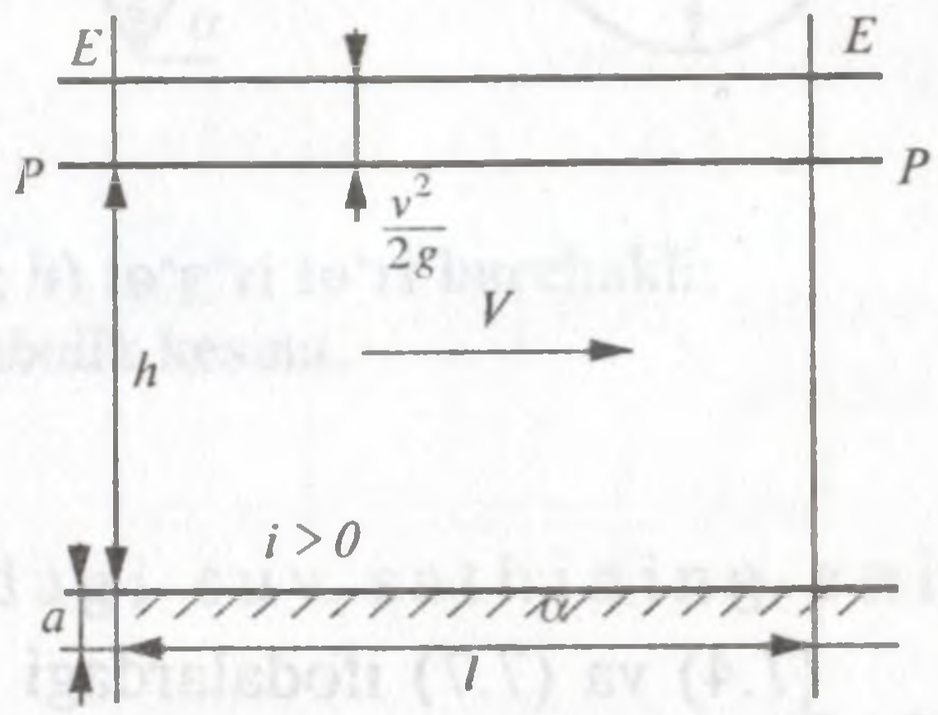
$$P_{mb} = \frac{\sigma_{mb} 2e}{d} = \frac{150 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 0,01}{0,45} = 6,7 \cdot 10^6 \text{Pa.}$$

7-bob. KANALLARDA SUVNING HARAKATI

7.1-§. KANALDAGI SUVNING TEKIS HARAKATI

Suyuqlik amalda 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. Kanaldagi suyuqlikning gidravlik qarshiligi kvadratik sohaga tegishli bo‘lgan turbulent harakatini ko‘ramiz. Kanaldagi suyuqlik harakatini hisoblashda asosiy uchraydigan ifodalar:



7.1-rasm.

$$Q = v \cdot \omega , \tag{7.1}$$

$$v = c\sqrt{R \cdot i} . \tag{7.2}$$

Kanalda suv tekis harakat qilgan paytida to‘la dam chizig‘i pyezometr chizig‘i va kanalning nishabi bir-biriga parallel hamda tengdir, ya’ni

$$J_g = J_p = i, \tag{7.3}$$

$$v = c\sqrt{R \cdot i} . \tag{7.4}$$

Bu ifodalardan tashqari yana quyidagi ifodalardan ham foydalanish mumkin:

$$i = \frac{v^2}{c^2 \cdot R}; \tag{7.5}$$

$$h_l = i \cdot l = \frac{v^2}{c^2 \cdot R} \cdot l ; \tag{7.6}$$

$$Q = \omega \cdot c\sqrt{R \cdot i} . \tag{7.7}$$

Agar $\omega \cdot c\sqrt{R \cdot i} = k$ — sarf moduli, $c\sqrt{R} = w$ — tezlik moduli desak, unda

$$v = w\sqrt{i}\,. \tag{7.8}$$

$$Q = k\sqrt{i}\,. \tag{7.9}$$

$$i = \frac{v^2}{w^2}\,. \tag{7.10}$$

$$i = \frac{Q^2}{k^2}\,. \tag{7.11}$$

(7.4) va (7.7) ifodalardagi Shezi koeffitsiyenti empirik ifodalardan topiladi. Amalda ko‘p uchrab turadigan ifodalardan ba’zilarini keltiramiz:

Manning ifodasi: $$c = \frac{1}{n}R^{\frac{1}{6}}; \tag{7.12}$$

Pavlovskiy ifodasi: $$c = \frac{1}{n}R^{y}; \tag{7.13}$$

Agroskin ifodasi: $$c = \frac{1}{n} + 17{,}72\lg R\,, \tag{7.14}$$

bunda: n — kanalning g‘adir-budurligi;

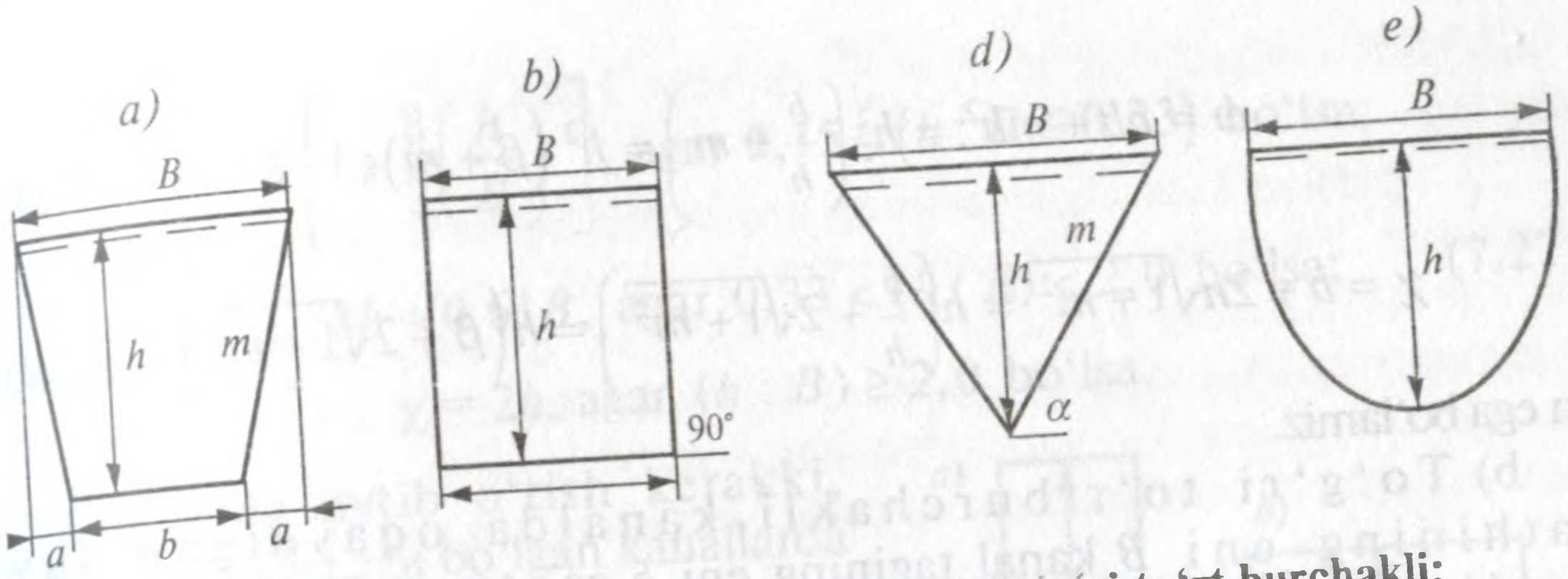
R — kanalning gidravlik radiusi.

G‘adir-budurlik koeffitsiyenti n ni eslatma kitoblarda berilgan jadvallardan va tegishli ifodalardan topib olish mumkin.

7.2-§. KANAL KO‘NDALANG KESMASINING GIDRAVLIK ELEMENTLARI

7.2-rasmda hayotda tez-tez uchrab turadigan kanallarning ko‘ndalang kesmalari ko‘rsatilgan.

$m = \mathrm{ctg}\alpha$ koeffitsiyent 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; d) uchburchakli; e) parabolik kesma.**

a) trapetsial kesmali kanaldagi suv sathining eni:

$$B = b + 2mh, \tag{7.15}$$

chunki

$$m = \frac{a}{h}\ ,\ a = mh, \tag{7.16}$$

bu yerda:

b — kanal tagining eni; h — kanaldagi suyuqlikning chuqurligi; m — kanal devorining og‘ma koeffitsiyenti (qiyaligi).

Kanalning jonli kesmasi:

$$\omega = (b + mh)h\ , \tag{7.17}$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2}\ . \tag{7.18}$$

ω va χ larni topgandan keyin gidravlik radius R ni hisoblash mumkin:

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{(b + mh)h}{b + 2h\sqrt{1 + mh}}\ . \tag{7.19}$$

Gohida kanalni gidravlik hisoblashda uning nisbiy eni β dan foydalaniladi:

$$\beta = \frac{b}{h}. \tag{7.20}$$

Agar jonli kesma va jonli perimetrlarni β orqali ifodalasak:

$$\omega = bh + mh^2 = h^2\left(\frac{b}{h} + m\right) = h^2(\beta + m); \qquad (7.21)$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1 + m^2} = h\left(\frac{b}{h} + 2\sqrt{1 + m^2}\right) = h\left(\beta + 2\sqrt{1 + m^2}\right) \qquad (7.22)$$

ga ega bo‘lamiz.

b) To‘g‘ri to‘rtburchakli kanalda oqayotgan suv sathining eni B kanal tagining eni b ga teng ($B=b$), jonli yuzi $\omega = bh$, jonli perimetri $\chi = b + 2h$ (bunda: $m = \text{ctg}90 = 0$), gidravlik radiusi:

$$R = \frac{bh}{b + 2h}.$$

Agar kanalning, anhorning eni juda katta bo‘lsa (b>>h), u holda $\chi = b$ bo‘lib, gidravlik radiusi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$R = \lim_{b\to\infty} \frac{bh}{b + 2h} = \lim_{b\to\infty} \frac{h}{1 + 2\frac{h}{b}} = h. \qquad (7.23)$$

d) uchburchakli kesmada kanalning tagi $b = 0$, jonli kesmasi yuzi $\chi = mh^2$, suv sathining eni $B = 2mh$, jonli perimetri esa:

$$\chi = 2h\sqrt{1 + m^2}.$$

g) parabolik kesmada parabola tenglamasi berilgan bo‘ladi:

$$x^2 = 2py, \qquad (7.24)$$

bunda: p — parabolaning parametri.

Bunday anhor va kanallar uchun suyuqlik sathining eni

$$2x = B = 2\sqrt{2py} \qquad (7.25)$$

ga teng, jonli yuz esa:

$$\omega = \frac{2}{3}Bh. \qquad (7.26)$$

Jonli perimetr kanallardagi suyuqlik chuqurligining undagi suv sathi eniga nisbatlariga bog‘liq, ya’ni

$\chi = B$, agar $(h : B) \le 0{,}15$ bo‘lsa;

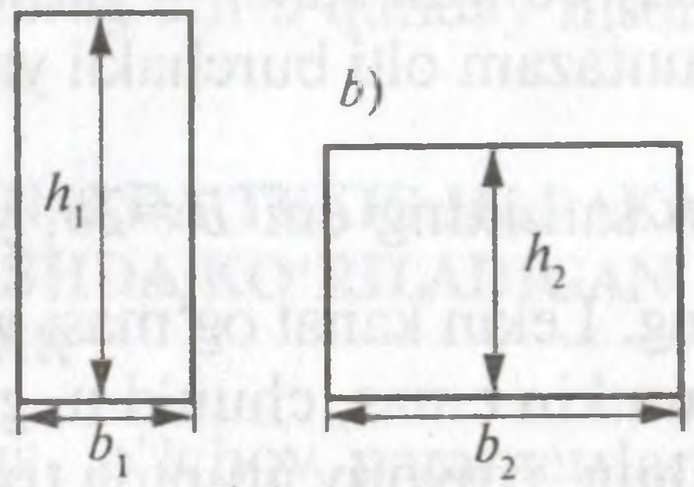
$$\chi = B\left[1 + \frac{8}{3}\left(\frac{h}{B}\right)^2\right], \text{ agar } 0{,}15 < (h : B \le 0{,}33) \text{ bo‘lsa;}$$

$$\chi = 1{,}78h + 0{,}61B, \text{ agar } 0{,}33 < (h : B) < 2{,}0 \text{ bo‘lsa;} \qquad (7.27)$$

$$\chi = 2h, \text{ agar } (h : B) \ge 2{,}0 \text{ bo‘lsa.}$$

Bu yerda aytib o‘tish kerakki, ixtiyoriy shaklga ega bo‘lgan kanallarda $b >> h$ lar uchun namlangan perimetr taxminan kanaldagi suv sathi eniga teng ($\chi = B$), shuning uchun:

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\omega}{B} = h_{o'r}. \qquad (7.28)$$



7.3-rasm.

7.3-§. KANALNING ENG QULAY BO‘LGAN GIDRAVLIK JONLI KESMASI

Ma’lumki, jonli kesma yuzasi va namlangan perimetr uzunligi kanaldagi oqayotgan suvning chuqurligi (h) va kanal tagining eni (b) parametrlariga bog‘liq. Kanalning berilgan jonli kesmasiga har xil namlangan perimetrlar to‘g‘ri kelishi mumkin. Masalan, ikkita to‘g‘ri burchakli kanal (7.3-rasm) bo‘lib, ularning o‘lchovlari:

a) $h_1 = 2\text{m}$, $b_1 = 1\text{m}$; b) $h_2 = 1\text{m}$, $b_2 = 2\text{m}$.

Bunday kanallarning kesma yuzalari bir-biriga 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

$$\chi_1 = 1 + 2 \cdot 2 = 5\,\text{m};$$

$$\chi_2 = 2 + 2 \cdot 1 = 4\,\text{m}.$$

Bunday bo‘lsa, bizga geometriya kursidan ma’lumki, o‘zgarmas yuz uchun minimal namlangan perimetr mavjud. Gidravlik eng qulay bo‘lgan jonli kesma deb berilgan ω yuz uchun namlangan perimetrning minimal qiymatiga aytiladi. Bunday kanal suyuqlikni o‘zidan o‘tkazishda maksimal o‘tkazuvchanlik qobiliyatga ega. Bu esa quyidagi Shezi ifodasi $Q = \omega \cdot c\sqrt{R \cdot i}$

dan kelib chiqadi, ya'ni $R = \frac{\omega}{\chi}$ qancha katta bo'lsa, Q shuncha katta bo'ladi.

Trapetsiya kesmali kanalning 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 yarmi trapetsiya kesmali kanal bo'ladi va undagi suv sathining eni $B=2b$, yon tomonlarning og'masi $m = \frac{\sqrt{3}}{3} = 0,58$ ga teng. Lekin kanal og'masi m ni har xil gruntda qurilgan kanallarga qo'llash mumkin emas, chunki u gruntning xususiyatlariga bog'liqdir. Shuning uchun ixtiyoriy gruntda 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:

$$\omega = h^2(\beta + m); \tag{7.29}$$

$$\chi = h(\beta + 2\sqrt{1 + m^2}). \tag{7.30}$$

Jonli kesma $\omega = \text{const}$ va $\chi = \min$ qiymatlarda β ning 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 nolga tenglashtiramiz, ya'ni

$$\frac{d\omega}{d\beta} = 2h\frac{dh}{d\beta}(\beta + m) + h^2 = 2h\beta\frac{d\omega}{d\beta} + 2hm\frac{dh}{d\beta} + h^2 = 0; \tag{7.31}$$

$$\frac{d\chi}{d\beta} = \frac{dh}{d\beta}(\beta + 2\sqrt{1 + m^2}) + h = \beta\frac{dh}{d\beta} + 2\sqrt{1 + m^2}\frac{dh}{d\beta} + h = 0. \tag{7.32}$$

Tizimning birinchi ifodasi (7.31) dan $\frac{dh}{d\beta}$ ni topib, uni (7.32) ga qo'yamiz:

$$\frac{dh}{d\beta} = -\frac{h}{2(\beta + m)};$$

$$-\frac{\beta \cdot h}{2(\beta + m)} - \frac{2h\sqrt{1 + m^2}}{2(\beta + m)} + h = 0;$$

$$-\beta h - 2h\sqrt{1+m^2} + 2h\beta + 2hm = 0;$$

$$\beta h = 2h(\sqrt{1+m^2} - m); \qquad (7.33)$$

$$\beta = 2(\sqrt{1+m^2} - m).$$

Topilgan ifoda 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'adir-budurlik koeffitsiyentiga va nishabiga bog'liq. Demak, trapetsiyasimon kanal quyidagi 6 ta parametrga bog'liq: b , h, m (kanalning butun kesim yuzini tavsiflovchi), n, i, Q (yoki $v = Q/\omega$).

Bunday masalani yechish shundan iboratki, yuqorida ko'rsatilgan parametrlardan 5 tasi ma'lum bo'lib, 6-parametrni topish kerak. Noma'lum 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 kanalning jonli yuzini 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 sarfini 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 masalalarga kanalning jonli kesmasi parametrlaridan biri h yoki b berilmagan masalalar kiradi.

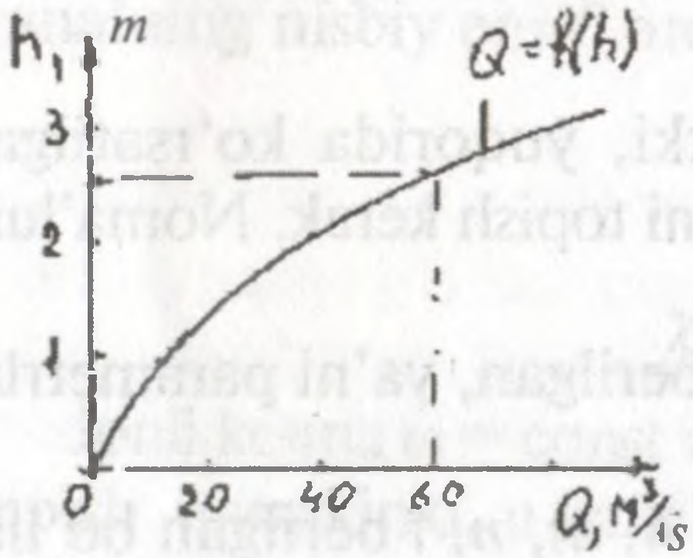
1-masala. Berilganlar: $Q=60$ m³/s, $i=0{,}0004$, $b=15$m, $m=1{,}5$, $n=0{,}025$. Kanal chuqurligi h ni topish kerak.

Yechish. h ni topish uchun jadval tuzamiz:

7.1-jadval

h, m	ω, m²	χ, m	R, m	C	Q, m³/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 usulidan foydalaniladi.



7.4-rasm.

Jadval asosida suyuqlik sarfi Q_i va chuqurlik h_i lar qiymatlaridan foydalanib grafik chizamiz (7.4-rasm) va topilgan egri chiziqdan masalani sharti bo‘yicha berilgan $Q=60$ m³/s ga mos h ni topamiz ($h=2{,}5$m).

2-masala. Berilganlar: Q, h, m, n, i. Kanal tagining eni b ni topish kerak.

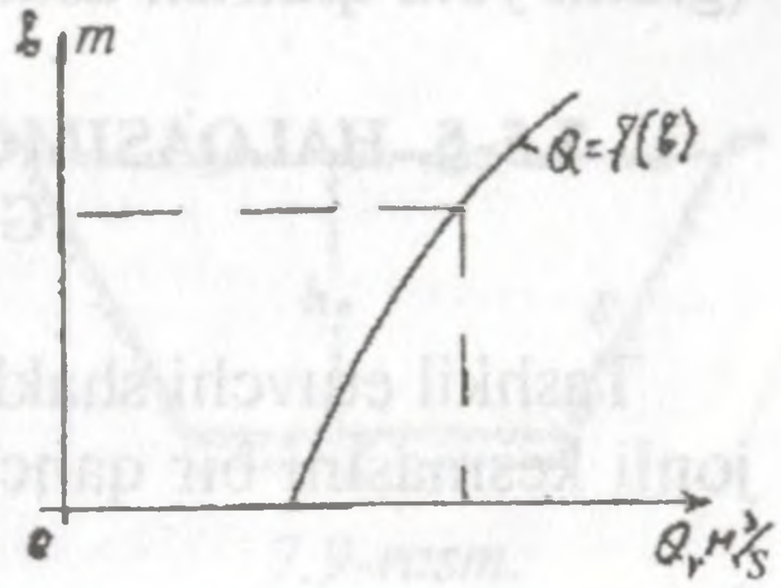
Yechish. Bu masalani yechish uchun yuqoridagi masalaga o‘xshab jadval tuzamiz:

7.2-jadval

b, m	ω, m²	χ, m	R, m	C	Q, m³/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 topamiz.



7.5-rasm.

3-masala. Berilganlar: $Q, i, m, n, \beta = {}^{b}/_{h}$.

Kanaldagi suv chuqurligi h va eni b ni topish kerak.

Bu masalani yechishda yana jadval tuzamiz:

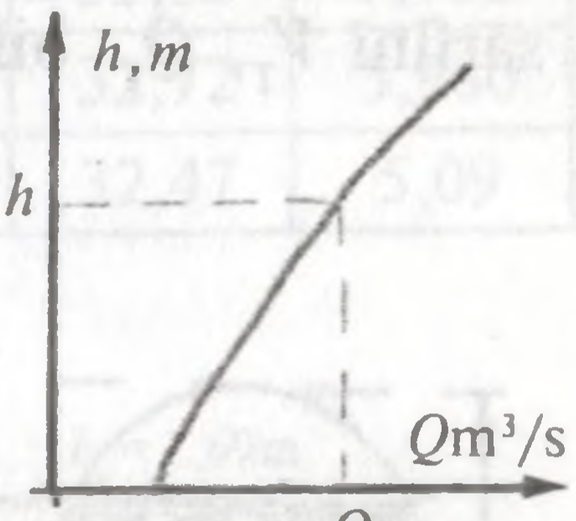
7.3-jadval

h, m	b, m	ω, m^2	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	...	...	...	...	$Q_4 > Q$

So'ng ixtiyoriy h_1 uchun b_1, Q_1 larni 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 topamiz.

III turdagi masalada kanaldagi suyuqlik harakati uchun o'rtacha tezligi berilgan bo'ladi. h va b larni aniqlash kerak.

Masala. Berilganlar: Q, i, v, n, m. Kanal chuqurligi h va eni b ni topish kerak. Berilgan shartlardan jonli kesma:



7.6-rasm.

$$\omega = \frac{Q}{v} = A .$$

Shezi ifodasidan esa:

$$c\sqrt{R} = \frac{v}{\sqrt{i}} = B .$$

Topilgan ifodalar asosida tenglamalar tizimini tuzamiz:

$$\left.\begin{aligned} A = \omega = h(b + mh) = f_1(b,h) \\ B = c\sqrt{R} = {}^{v}/_{\sqrt{i}} = f_2(b,h) \end{aligned}\right\} .$$

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. Umumiy suyuqlik sarfi quyidagiga teng bo‘ladi:



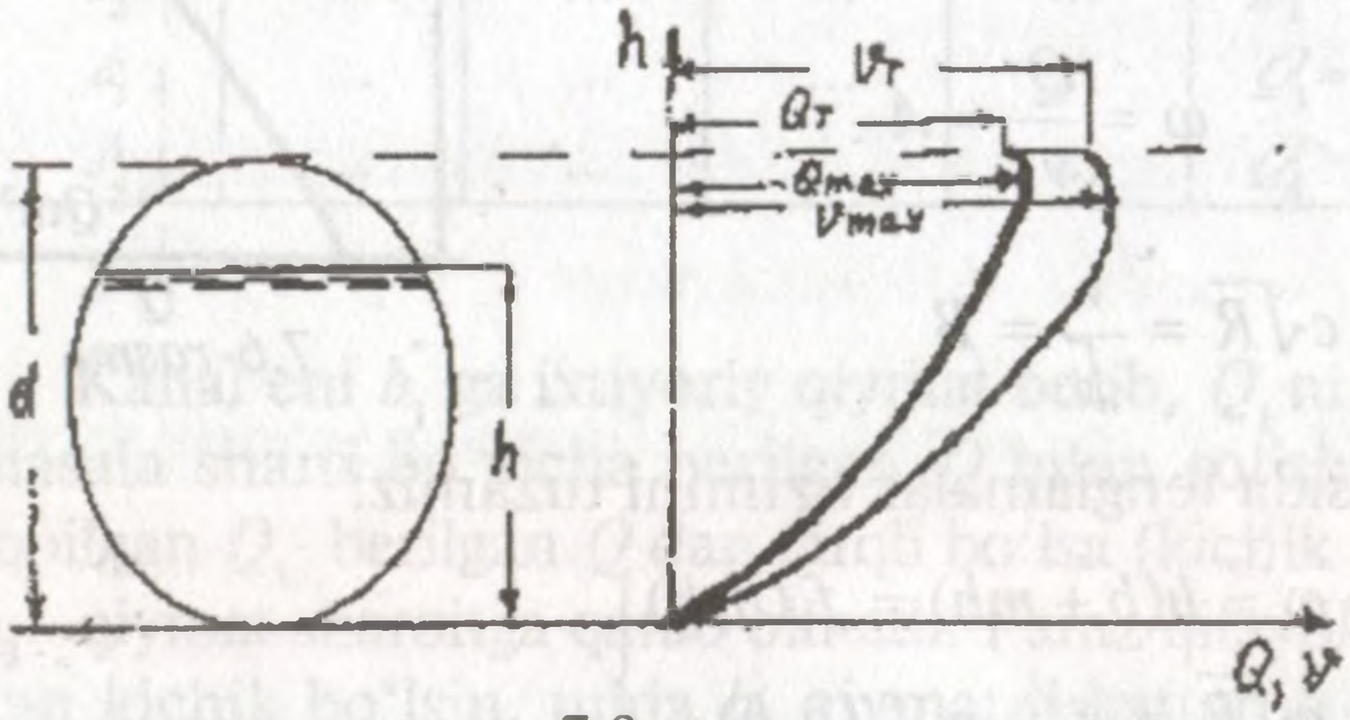
7.7-rasm.

$$Q = Q_I + Q_{II} + Q_{III}.$$

Halqasimon shaklga oqava suv drenaj quvurlari, gidrotexnik tunnellar kiradi. Bu oqimlar damsiz oqim bo‘lgani uchun, ularning gidravlik nuqtayi nazardan usti ochiq kanallardan farqi bo‘lmaydi.

Doira kesmaga ega bo‘lgan oqava suv quvurlar (7.8-rasm) ni ko‘raylik. h deb quvurning to‘lish chuqurligini, d deb uning diametrini belgilaymiz. Nisbat $h/d = a$ deb quvurning to‘lish darajasi deyiladi. Hayotda ko‘pincha $a = 0{,}5 \div 0{,}75$ orasida bo‘ladi. Quvur 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 $a = 1$ ga 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 (rasmdagi grafikka qarang). Usti ochiq bo‘lgan kanallarda bunday hol yuz bermaydi.

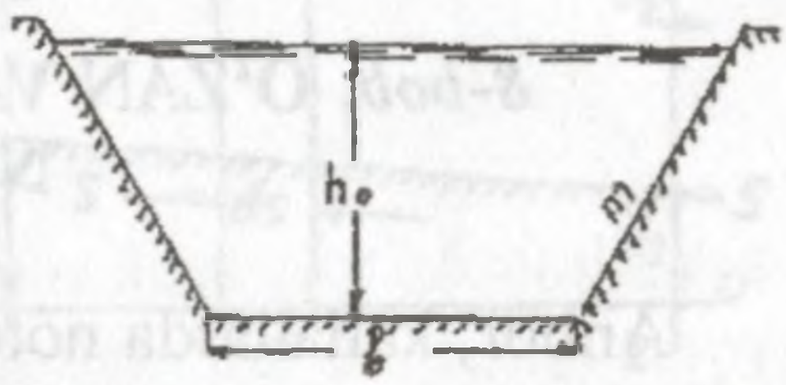


7.8-rasm.

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 qilinadi.



7.9-rasm.

7.1-misol. Trapetsiya shaklida bo‘lgan kanalda suv $Q = 5$ m³/s sarf bilan harakat qilmoqda. Kanalning nishabi $i = 0,0008$, yon tomonlarining qiyaligi $m = 1,5$, gidravlik g‘adir-budurligi $n = 0,03$ ga teng. Gidravlik eng qulay bo‘lgan kanalning kesimi uchun h va eni b ni toping.

Yechish. Eng qulay bo‘lgan maksimal suv o‘tkazuvchi kanalda chuqurlik h va eni b larning nisbatini topamiz:

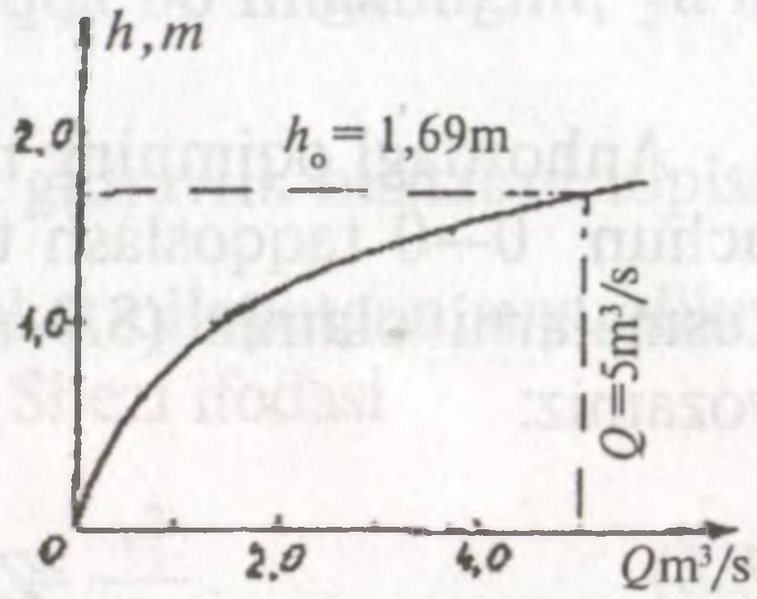
$$\beta = \frac{b}{h} = 2\left(\sqrt{1 + m^2} - m\right) = 2\left(\sqrt{1 + 1,5^2} - 1,5\right) = 0,6 .$$

Kanalning eni b va chuqurligi h larni ketma-ket yaqinlashish usuli bilan topamiz. h ga h =1,0, 1,5, 2,0 va h.k. qiymatlar berib, b, ω , χ , R, C, Q larni hisoblab, 7.4-jadvalga yozamiz:

7.4-jadval

h, m	b, m	ω, m²	χ, m	R, m	$\sqrt[6]{R}$, m$^{1/16}$	$c = \frac{1}{n} R^{1/16}$	Q, m³/s
1	0,6	2,1	4,2	0,5	0,890	29,67	1,245
1,5	0,9	4,75	6,309	0,753	0,955	31,83	3,717
2,0	1,2	8,40	8,412	0,998	1,0	33,33	7,912
1,8	1,08	6,204	7,571	0,899	0,983	32,72	5,980
1,69	1,014	5,908	7,008	0,856	0,974	32,47	5,09

Jadval asosida h lar uchun topilgan Q lar grafigini quramiz. Grafikka misol shartida berilgan Q ni qo‘yib, unga to‘g‘ri keladigan chuqurlik h ni topamiz. To‘g‘ri topganligimizni tekshirish uchun h ni jadvalga qo‘yib hisoblaymiz. Hisoblangan Q_x misol shartida berilgan Q bilan to‘g‘ri kelishi kerak. Topilgan

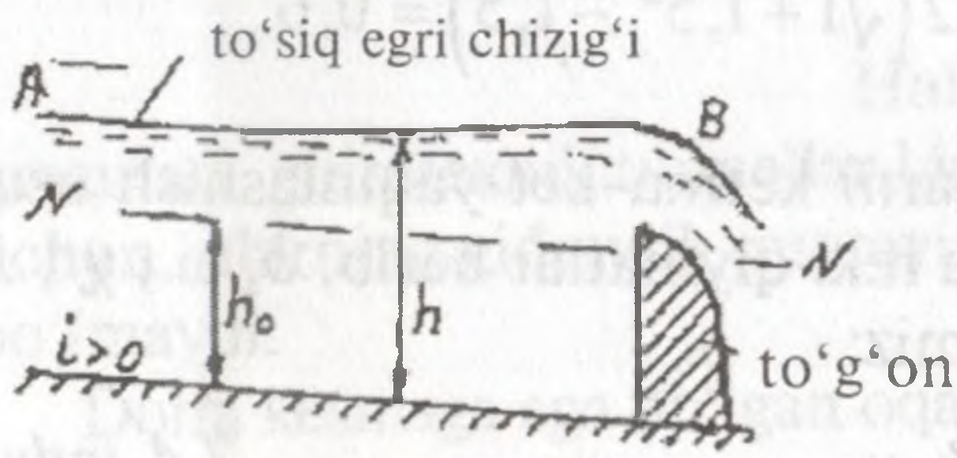


7.10-rasm.

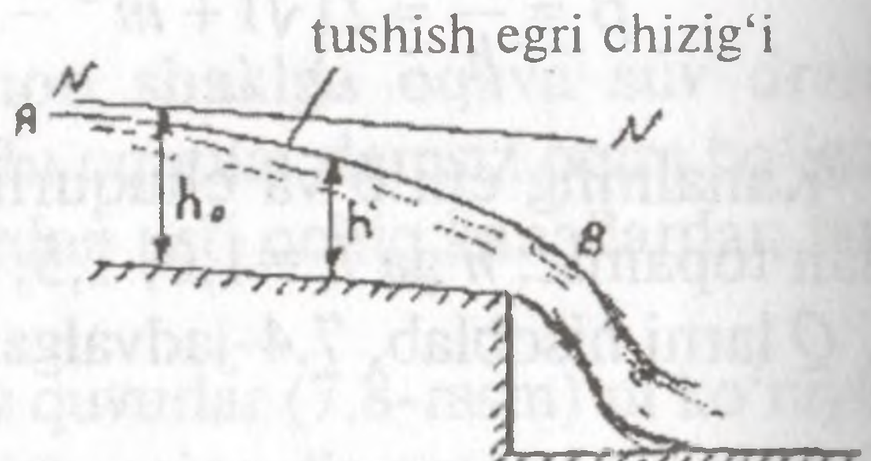
h_o kanalda tekis harakat qilayotgan suvning normal chuqurligi deyiladi. Kanalning eni $b = \beta h_0 = 1{,}014$ ga teng.

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, kanalning 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.

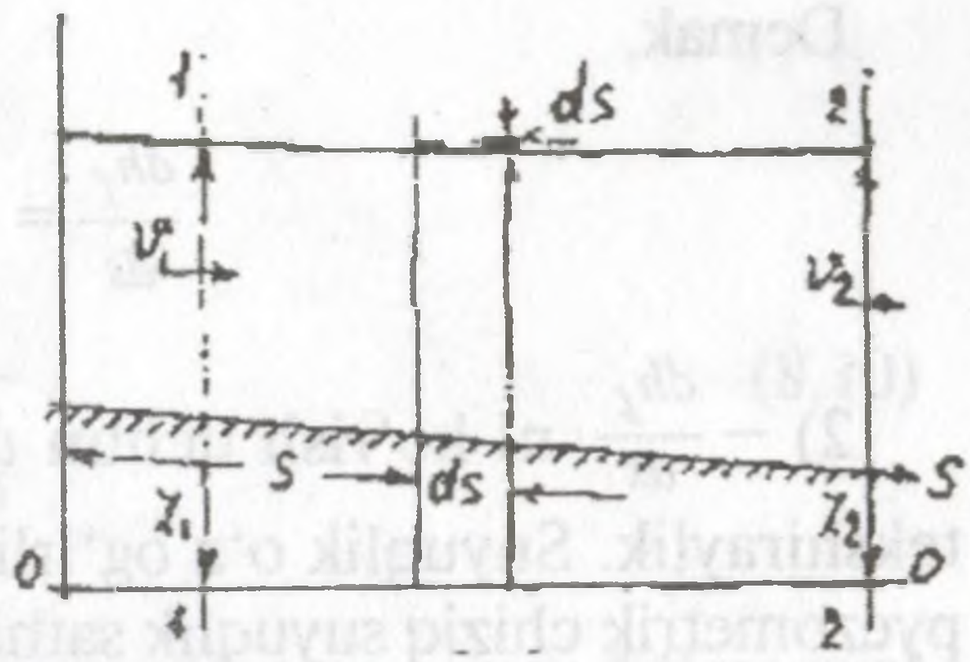
8.1-§. SUYUQLIK NOTEKIS HARAKATINING DIFFERENSIAL TENGLAMASI

Anhordagi oqimning notekis harakati tenglamasini keltirib chiqarish uchun 0—0 taqqoslash tekisligiga nisbatan ikkita 1—2 va 2—2 jonli kesmalarni olamiz (8.3-rasm). Bular uchun D.Bernulli tenglamasini yozamiz:

$$Z_1 + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_f , \qquad (8.1)$$

Bunda: v_1 va v_2 — o‘rtacha tezliklar; Z_1, Z_2 — taqqoslash tekisligidan suyuqlik sathigacha bo‘lgan masofalar;

α_1, α_2 — tezlik tuzatmalari bo‘lib, kesmalar bo‘yicha notekis taqsimlangan tezlikni hisobga olgan koeffitsiyentlar. h_f — 1-1 va 2-2 kesmalar orasidagi yo‘qolgan dam.



8.3-rasm.

(8.1) ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$Z_1 - Z_2 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} - \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + h_f . \qquad (8.2)$$

(8.2) ifodadan ko‘rinadiki, 1-1 va 2-2 kesmalar orasidagi solishtirma potensial energiyaning o‘zgarishi solishtirma kinetik energiya o‘zgarishi bilan yo‘qolgan damlarning yig‘indisiga teng.

Endi suyuqlik 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:

$$-dz = d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + dh_f . \qquad (8.3)$$

(8.3) ifodani ds bo‘lakchaga bo‘lsak,

$$-\frac{dz}{ds} = \frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + \frac{dh_f}{ds} . \qquad (8.4)$$

Endi bu ifodaning har bir hadini ko‘rib chiqamiz.

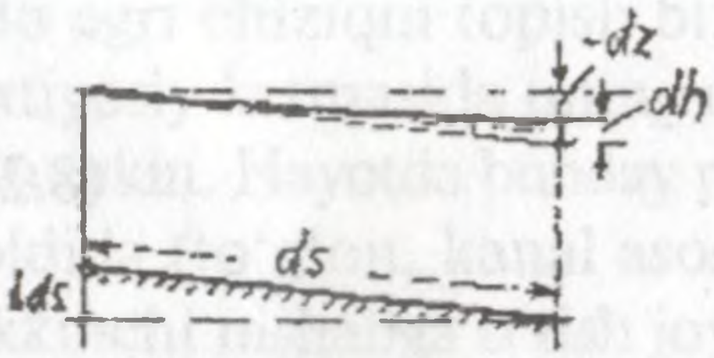
1) $\frac{dh_f}{ds}$ had yo‘qolgan damni shu ds oraliqqa bo‘linganligini, ya’ni gidravlik nishabi J_r ni bildiradi ($\frac{dh_f}{ds} = J_r$). Bu gidravlik nishabni topish uchun biz shu kichik ds oraliqda notekis harakat qilayotgan suyuqlikni tekis harakat qilmoqda deb faraz qilamiz. Unda Shezi ifodasi

$$v = c\sqrt{Ri} \quad \text{dan:} \quad i = J_r = \frac{v^2}{c^2 R} . \qquad (8.5)$$

Demak,

$$\frac{dh_f}{ds} = \frac{v^2}{c^2 R} = \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}. \tag{8.6}$$

2) $-\frac{dh_f}{ds}$ ni ko‘rish uchun ds oraliqni kattaroq bo‘lgan masshtabda tekshiraylik. Suyuqlik o‘z og‘irligi bo‘yicha erkin harakat qilgani uchun pyezometrik chiziq suyuqlik sathi ustiga tushadi. 8.4-rasmdan ko‘rinadiki,



8.4-rasm.

$$-dz + dh = ids$$

$$-\frac{dz}{ds} + \frac{dh}{ds} = i;$$

yoki

$$-\frac{dz}{ds} = i - \frac{dh}{ds}. \tag{8.7}$$

Oxirgi hadda

$$\frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) = \frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g}\right).$$

$Q = \text{const}$, $\alpha = \text{const}$, $\omega = f_1(h)$, $h = f_2(s)$ bo‘lgan holda ds bo‘yicha hosila olsak, unda

$$\frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g}\right) = -\frac{\alpha Q^2}{g\omega^3} \cdot \frac{d\omega}{dh} \cdot \frac{dh}{ds}.$$

Agar endi $\frac{d\omega}{dh} = B$ ni hisobga oladigan bo‘lsak,

$$\frac{d}{ds}\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) = -\frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3} \cdot \frac{dh}{ds}. \tag{8.8}$$

(8.6), (8.7), (8.8) larni (8.4) ga qo‘ysak, ushbuga ega bo‘lamiz:

$$i - \frac{dh}{ds} = -\frac{\alpha Q^2}{g} \cdot \frac{B}{\omega^3} \cdot \frac{dh}{ds} + \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}. \tag{8.9}$$

(8.9) dan $^{dh}/_{ds}$ ni topamiz:

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \dfrac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}}{1 - \dfrac{\alpha Q^2}{g}\dfrac{B}{\omega^3}}. \tag{8.10}$$

Bu tenglama notekis harakat qilayotgan suyuqlikning asosiy differensial tenglamasi deyiladi (uning birinchi ko‘rinishi).

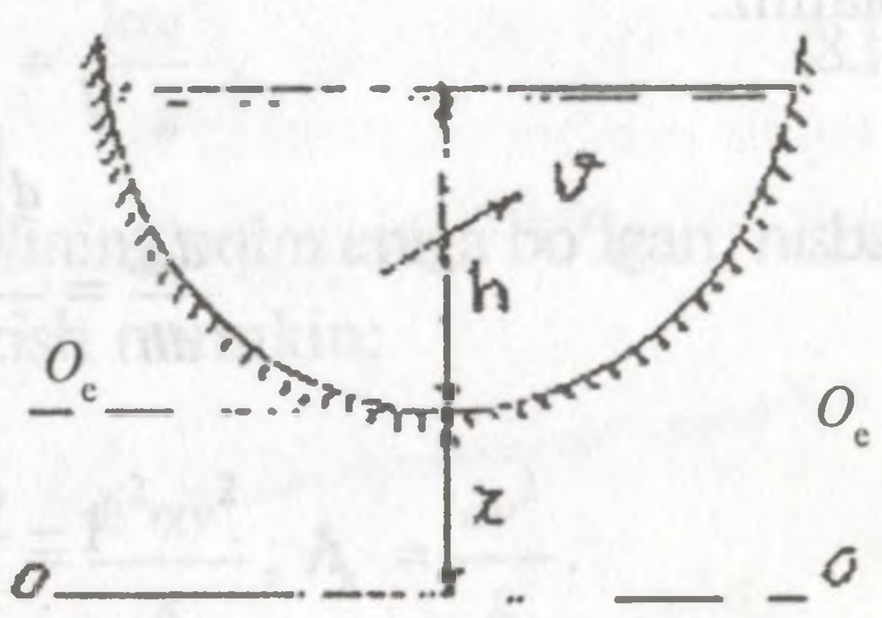
8.2-§. KANAL KESMASINING SOLISHTIRMA ENERGIYASI VA KRITIK CHUQURLIGI

Kanal yoki anhorning ixtiyoriy kesmasini olib, undagi suv chuqurligini h deb belgilaymiz. Endi 0-0 taqqoslash tekisligini o‘tkazamiz. Shu olingan kesma uchun to‘la dam H quyidagi hadlar yig‘inisiga teng, ya’ni

$$H = Z + \frac{P}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} = Z + h + \frac{\alpha v^2}{2g}, \tag{8.11}$$

bunda: Z — taqqoslash tekisligidan 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 energiya E ga teng bo‘ladi, ya’ni solishtirma energiya to‘la H damning xususiy holidir:



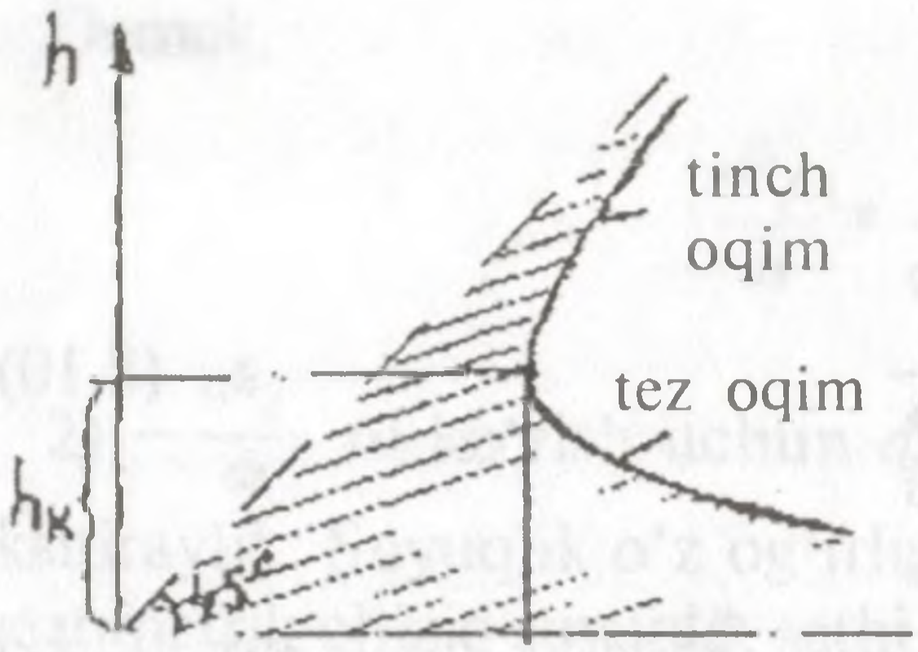
8.5-rasm.

$$E = h + \frac{\alpha v^2}{2g} = h + \frac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g}. \tag{8.12}$$

(8.12) ifodani (Q=const) chuqurlik h o‘zgarishiga qarab tekshirib ko‘ramiz. Faraz qilaylik,

$$h \to 0 \text{ da } E \to \infty,$$
$$h \to \infty \text{ da } E \to \infty$$

bo‘lsin.



8.6-rasm.

Matematikadan ma'lumki, h ning chegara qiymatlarida E funksiya cheksizlikka intilganda h lar 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 chiziqning $E = f(h)$ da ikkita asimptotalari bor: biri 45° burchak ostida o'tkazilgan OM chiziq bo'lsa, ikkinchisi gorizontal chiziq OE bo'ladi. Shtrixlangan soha esa tezlik dami o'zgarishini ko'rsatadi. Funktsiyaning minimumi egri chiziqni ikki bo'lakka bo'ladi. Egri chiziqning minimum qiymatidan pastki qismi, ya'ni $h < h_k$ qiymatlarga, yuqori qismi esa $h > h_k$ larga ega.

Agar $h = h_k$ bo'lsa oqim kritik holatda bo'ladi, $h < h_k$ lar uchun oqim tez oqar, $h > h_k$ lar uchun esa tinch oqar deyiladi.

Anhorning kesim yuzi va suyuqlik sarfi berilgan bo'lsa, oqim kritik chuqurligi h_k ni topamiz.

Buning uchun oqimning solishtirma energiyasidan h bo'yicha hosila olamiz:

$$\frac{dE}{dh} = \frac{d\left(h + \dfrac{\alpha Q^2}{\omega^2 \cdot 2g}\right)}{dh} = 0 \quad ; \tag{8.13}$$

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{g\omega^3} \cdot \frac{d\omega}{dh} = 0. \tag{8.14}$$

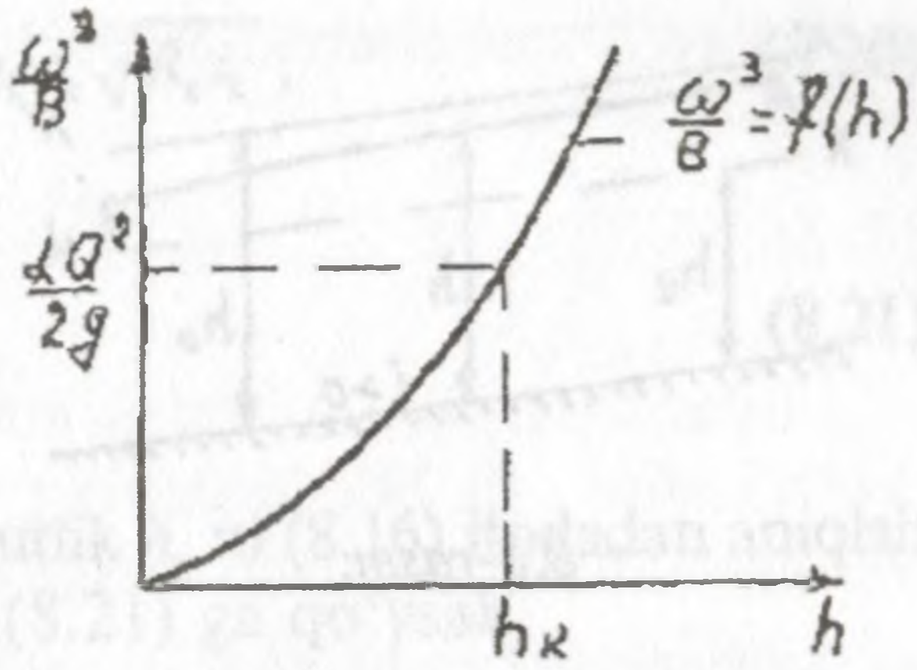
Agar $\frac{d\omega}{dh} = B$ ni hisobga olsak,

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{g\omega^3} \cdot B = 0. \tag{8.15}$$

Topilgan tenglamada B va ω kritik chuqurlik h_k ga to'g'ri keladi, shuning uchun ularga indeks k qo'yib yozish kerak:

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega_k^3}{B_k}. \tag{8.16}$$

(8.16) tenglamadan foydalanib, h_k chuqurlikni tanlash yo‘li bilan yoki grafik orqali topish mumkin. Buning uchun, bir necha h qiymatlarga mos ω^3/B larni hisoblaymiz, keyin shular asosida egri chiziq grafigini quramiz. Grafikka anhordagi 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.

Xususiy holda anhorning kesma yuzi to‘g‘ri burchakli bo‘lsa, ya’ni $B = b$ va $\omega = h_k b$ bo‘lsa, (8.16) tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{b^3 h_k^3}{b}; \qquad h_k^3 = \frac{\alpha Q^2}{g b^2}.$$

Bundan:

$$h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{b^2 g}}; \qquad h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}}, \tag{8.17}$$

bunda: $q = Q/b$ — solishtirma suyuqlik sarfining oqim eniga bo‘lgan nisbat.

(8.17) ni boshqa ko‘rinishda ham yozish mumkin:

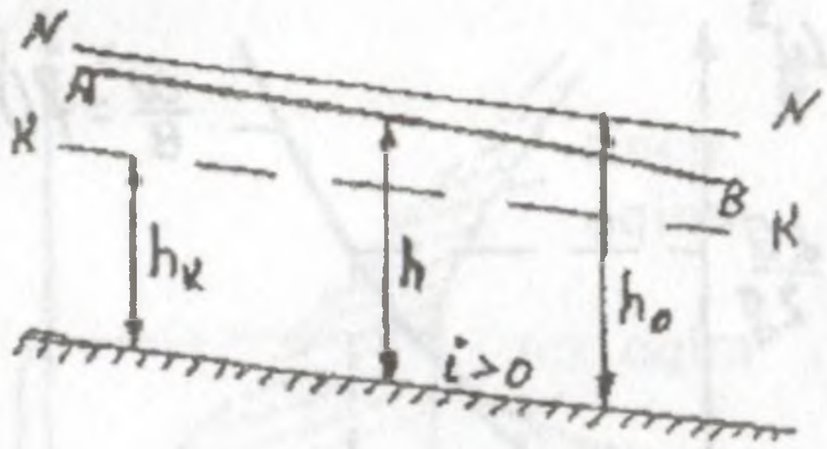
$$h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{b^2 g}} = \sqrt[3]{\frac{\alpha b^2 h^2 v^2}{b^2 g}}; \qquad h_k^3 = \frac{h^2 \alpha v^2}{g}; \; h_k = \frac{\alpha v^2}{g}.$$

Demak,

$$\frac{\alpha v^2}{2g} = 0,5 h_k. \tag{8.18}$$

Shunday qilib, to‘g‘ri burchakli anhorlar uchun chuqurlik $h = h_k$ bo‘lganda, tezlik dami (solishtirma kinetik energiya) kritik chuqurlikning yarim qiymatiga teng bo‘ladi.

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



8.8-rasm.

anhorning har bir parametrini 0 indeks bilan belgilaymiz, ya'ni ω_0, χ_0, R_0, c_0. Unda tekis harakat qilayotgan suyuqlikning tenglamasi

$$Q = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0 i} = k_0 \sqrt{i} \qquad (8.19)$$

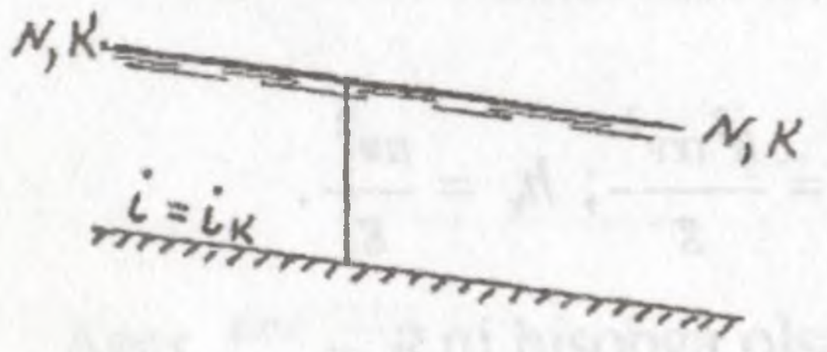
bo'ladi, bunda: $k_0 = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0}$ — normal chuqurlik uchun sarf moduli.

Kanal tagidan h_0 masofada o'tkazilgan chiziqqa normal chuqurlikning chizig'i deyiladi; agar kritik h_k masofada o'tkazilgan bo'lsa, uni kritik chuqurlik 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 kanal 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.



8.9-rasm.

Bunday holda kanal nishabi i_k kritik nishab deyiladi. Kanalning kritik i_k nishabi deb shunday nishabga aytiladiki, undagi oqayotgan suyuqlik sarfi Q tekis harakati sharti bilan oqib, chuqurligi $h_k = h_0$ ga teng bo'ladi (8.9-rasm). Quyidagi hollarni ko'rish mumkin:

$i < i_k$ bo'lsa, $h_o > h_k$;
$i > i_k$ bo'lsa, $h_o < h_k$;
$i = i_k$ bo'lsa, $h_o = h_k$.

Kanal kritik nishabini topish uchun faraz qilaylik, oqayotgan suvning chuqurligi $h_o = h_k$ bo'lsin, unda nishab $i = i_k$ bo'ladi. Normal NN va kritik KK chiziqlar ustma-ust tushib, kanaldagi oqim tekis harakatda bo'ladi, ya'ni

$$Q = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0 i} = \omega_k c_k \sqrt{R_k i_k}\,, \tag{8.20}$$

bundan

$$i_k = \frac{Q^2}{\omega_k^2 c_k^2 R_k}\,. \tag{8.21}$$

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,

$$i_k = \frac{\omega_k^3 g}{\alpha B_k \omega_k^2 c_k^2 R_k} = \frac{\omega_k g}{\alpha B_k c_k^2 R_k} = \frac{g}{\alpha c_k^2} \cdot \frac{\omega_k}{B_k R_k} = \frac{g}{\alpha c_k^2} \cdot \frac{\chi}{B_k}\,. \tag{8.22}$$

Eni keng bo‘lgan kanallar uchun ($\chi = B$) kritik nishabi quyidagicha bo‘ladi:

$$i_k = \frac{g}{\alpha c_k^2}\,. \tag{8.23}$$

8.4-§. NOTEKIS HARAKATNING ASOSIY DIFFERENSIAL TENGLAMASINI TEKSHIRISH

Differensial tenglamaning ko‘rinishi quyidagicha:

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \dfrac{Q^2}{\omega^2 c^2 R}}{1 - \dfrac{\alpha Q^2 \cdot B}{g \cdot \omega^3}}\,. \tag{8.24}$$

Bu tenglamani tekshirish uchun ikki holni ko‘rib chiqamiz:

1) (8.24) ifodaning surati nolga teng:

$$i - \frac{Q^2}{\omega^2 c^2 R} = 0 \qquad \text{yoki} \qquad Q = \omega c \sqrt{Ri};$$

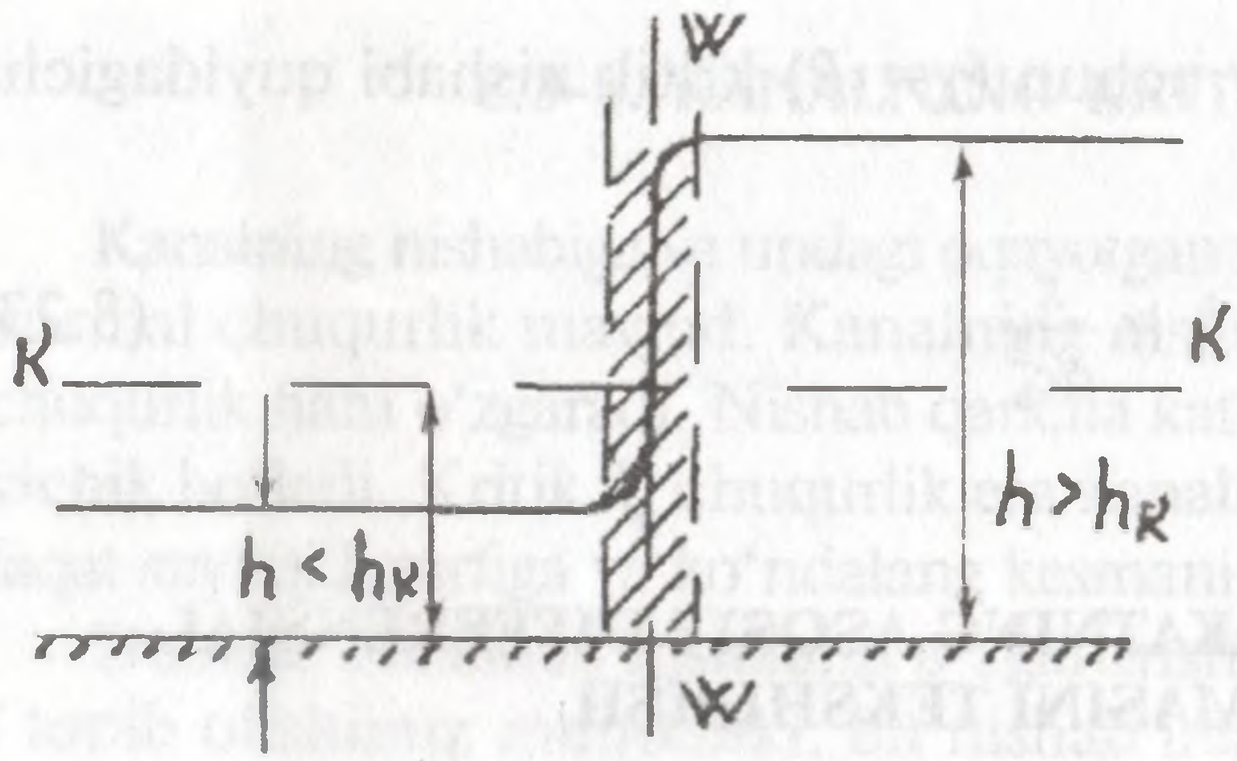
$$\frac{dh}{ds} = 0, \qquad dh = 0, \qquad h = \text{const}. \tag{8.25}$$

Bundan ko‘rinadiki, surati nol bo‘lgan holda biz kanalda suyuqlikning tekis harakatiga ega bo‘lamiz, ya’ni $h = h_0$.

2) (8.24) ifodada maxraj nolga teng:

$$1-\frac{\alpha Q^2}{g}\cdot\frac{B}{\omega^3}=0 \qquad \text{yoki} \qquad \frac{\omega^3}{B}=\frac{\alpha Q^2}{g} \qquad \text{va} \qquad \frac{dh}{ds}\to\infty . \tag{8.26}$$

Bilamizki, (8.26) ifoda chuqurlik $h = h_k$ da to‘g‘ri bo‘ladi. Bundan ko‘rinadiki, (8.24) ifodaning maxraji nolga teng bo‘lganda $h = f(s)$ funksiyaning hosilasi uzilishga ega. 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).



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. Chuqurlik $h < h_k$ dan $h > h_k$ ga o‘tish paytida, ya’ni tez oqar harakatdan tinch oqar harakatga o‘tish gidravlik sakrash yo‘li bilan amalga oshadi. Shuni esda tutish kerakki, suyuqlik chuqurligi h_k ga teng bo‘lganda, notekis harakatning differensial tenglamasi 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:

$$\frac{dh}{ds}=\frac{i-\dfrac{Q^2}{K^2}}{1-\dfrac{\alpha Q^2\cdot B}{g\cdot\omega^3}}. \tag{8.27}$$

Bu ifodadagi suyuqlik sarfi Q ni tekis harakat tenglamasidan aniqlaydigan bo‘lsak,

$$Q = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0 i} = K_0 \sqrt{i} \qquad (8.28)$$

bo‘ladi, bunda $K_0 = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0}$.

(8.27) dagi ω^3 ni quyidagicha yozamiz:

$$\omega^3 = \omega^2 \cdot \omega = \omega^2 R\chi = \omega^2 R\chi \cdot \frac{c^2}{c^2} = K^2 \frac{\chi}{c^2}. \qquad (8.29)$$

Yuqorida keltirilgan (8.28) va (8.29) ifodalarni (8.27) tenglamaga qo‘ysak:

$$\frac{dh}{ds} = \frac{i - \dfrac{K_0^2 i}{K^2}}{1 - \dfrac{K_0^2}{K^2}\left(\dfrac{\alpha c^2 i}{g} \cdot \dfrac{B}{\chi}\right)}. \qquad (8.30)$$

Agar $\frac{\alpha c i^2}{g} \cdot \frac{B}{\chi} = j$ deb belgilasak, (8.30) tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{dh}{ds} = i \frac{i - \dfrac{K_0^2}{K^2}}{1 - j \dfrac{K_0^2}{K^2}}. \qquad (8.31)$$

Topilgan tenglama suyuqlik notekis harakatining differensial tenglamasining 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.Baxmetyev 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

Suyuqlikning notekis harakati differensial tenglamasiga kiruvchi K_0^2/K^2 had chuqurlik h bilan juda murakkab funksiya orqali bog‘langan ($K = \omega c\sqrt{R}$ 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‘lanishdan foydalanishni tavsiya etadi:

$$\left(\frac{K_1}{K_2}\right)^2 = \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^x, \qquad (8.32)$$

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

$$\left(\frac{K_0}{K}\right)^2 = \left(\frac{h_0}{h}\right)^x \qquad (8.33)$$

ga ega bo‘lamiz. Bu ifodadagi x ko‘rsatkich anhorning gidravlik ko‘rsatkichi deyiladi. Ko‘rsatkich x ni topishda (8.33) ifodani logarifmlash kerak bo‘ladi:

$$x = \frac{2\left(\lg K_0 - \lg K\right)}{\lg h_0 - \lg h}. \qquad (8.34)$$

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 hisoblasa 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 SUYUQLIK NOTEKIS HARAKATINING DIFFERENSIAL TENGLAMASINI B.A.BAXMETYEV USULI BILAN INTEGRALLASH

(8.31) differensial tenglamaning ikkinchi ko‘rinishini ba’zi o‘zgarishlar orqali integrallash uchun qulay holga keltiriladi. Shu maqsad bilan B.A.Baxmetyev ifodasi (8.33) dan foydalanib, (8.31) dagi sarf modullar nisbat kvadrati $(K_0/K)^2$ ni chuqurliklar nisbatining x darajasi $\left(\frac{h_0}{h}\right)^x$ bilan almashtiramiz:

$$\frac{dh}{ds} = i\frac{1-\left(\frac{h_0}{h}\right)^x}{1-j\left(\frac{h_0}{h}\right)^x}; \tag{8.35}$$

$$\frac{dh}{ds} = i\frac{h^x - h_0^x}{h^x - jh_0^x}. \tag{8.36}$$

(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:

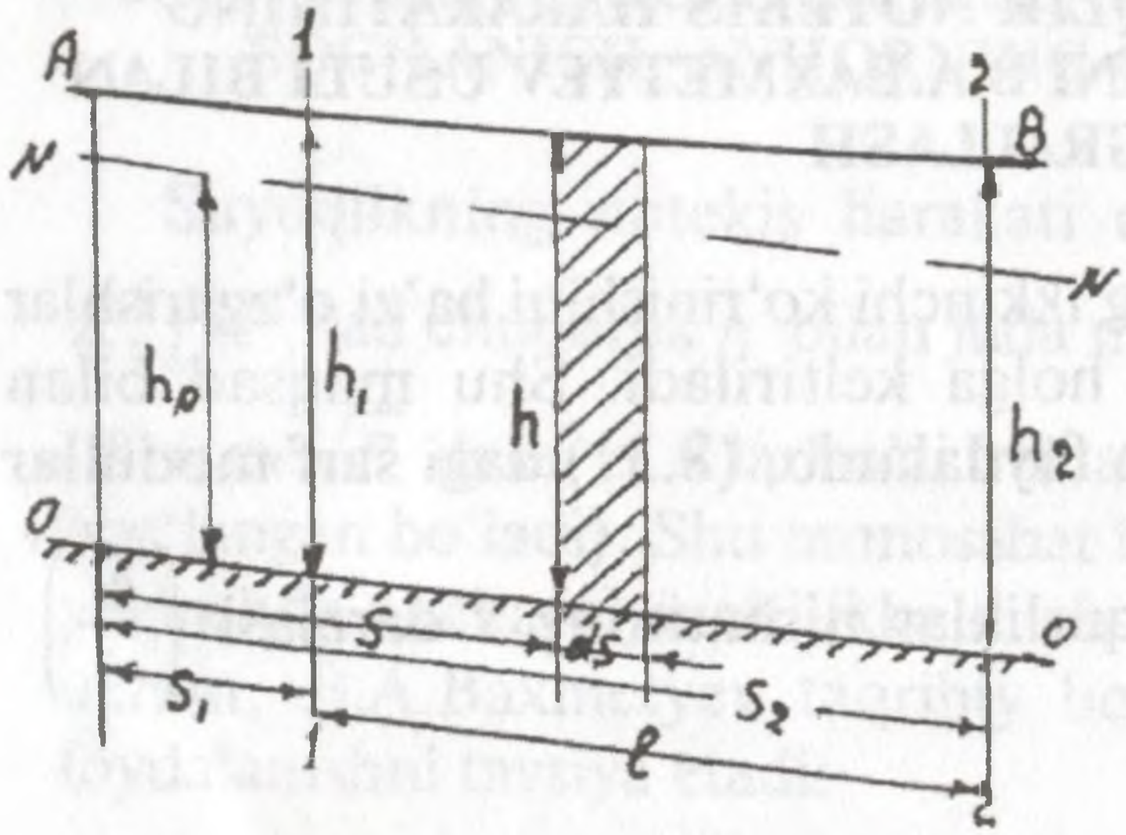
$$\frac{h_0 d\eta}{ds} = i\frac{\eta^x - 1}{\eta^x - j}. \tag{8.37}$$

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:

$$\frac{ids}{h_0} = d\eta - \frac{1-j}{1-\eta^x}d\eta. \tag{8.38}$$



8.11-rasm.

8.11-rasmda suyuqlik harakati ko‘rsatilgan. 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, 1 —1 kesma S_1 masofada, 2—2 kesma esa S_2 masofada joylashgan. Agar endi gidravlik elementlari 1—1 kesma va 2 — 2 larga qarab «1» va «2» indekslar bilan belgilansa va (8.38) ifodani integrallasak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{i\left(S_2 - S_1\right)}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{1 - j}{1 - \eta^x} d\eta, \qquad (8.39)$$

bunda

$$\eta_1 = \frac{h_1}{h_0} \quad \text{va} \quad \eta_2 = \frac{h_2}{h_0}.$$

Odatda, miqdor j oqim chuqurligiga bog‘liq bo‘lsa ham juda kam o‘zgaradi. Shuni hisobga olgan holda, (1 — j) ni integral tashqarisiga chiqarish 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:

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - (1 - j_{o'rt}) \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1 - \eta^x}. \qquad (8.40)$$

Agar endi berilgan anhor uchun x =const bo‘lsa, (8.40) ifodaning integral ostidagi funksiyasini faqat h ga bog‘liq deb qarash mumkin:

$$\int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1 - \eta^x} = B(\eta). \qquad (8.41)$$

Uni Baxmetyev funksiyasi deymiz va (8.40) ifodaga qo‘yamiz:

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 - (1 - j_{ort})\left[B(\eta_2) - B(\eta_1)\right]. \qquad (8.42)$$

Bu esa AB egri chiziq (suyuqlik sathi)ning tenglamasi bo‘ladi va uni Baxmetyev tenglamasi deyiladi.

Baxmetyev tenglamasiga kirgan $j_{o‘rt} = \frac{j_1 + j_2}{2}$ da:

j_1 va j_2 lar chuqurlik h_1 va h_2 lar uchun:

$$j = \frac{\alpha i c^2}{g} \cdot \frac{B}{\chi} \qquad \text{yoki} \qquad j_{o‘rt} = \frac{\alpha i c_{o‘rt}^2}{g} \cdot \frac{B_{o‘rt}}{\chi_{o‘rt}}.$$

$C_{o‘rt}$, $B_{o‘rt}$, $\chi_{o‘rt}$ lar chuqurlik $h_{o‘rt} = \frac{h_1 + h_2}{2}$ uchun topiladi.

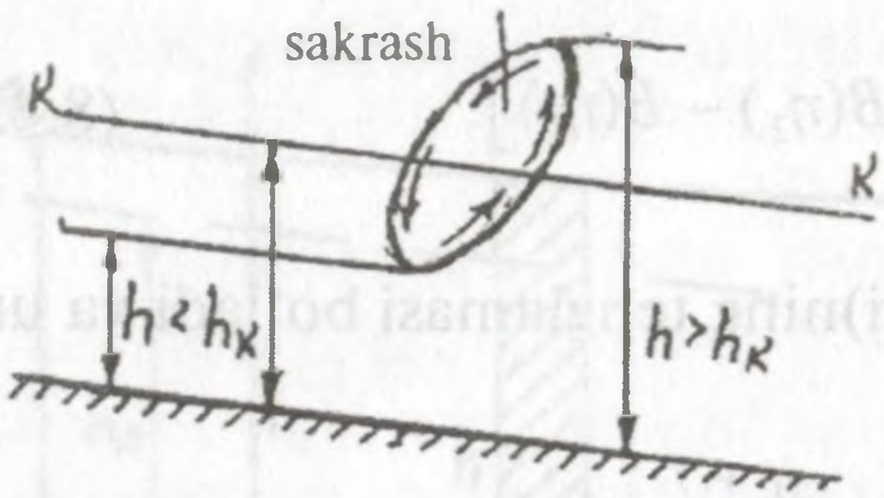
Baxmetyev funksiyasi $B(\eta)$ har xil η va x lar uchun qatorga yoyilib integrali hisoblangan. Topilgan qiymatlar gidravlikadan eslatma kitoblarning maxsus jadvallarida beriladi.

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 kesmasining chuqurligini topish mumkin.

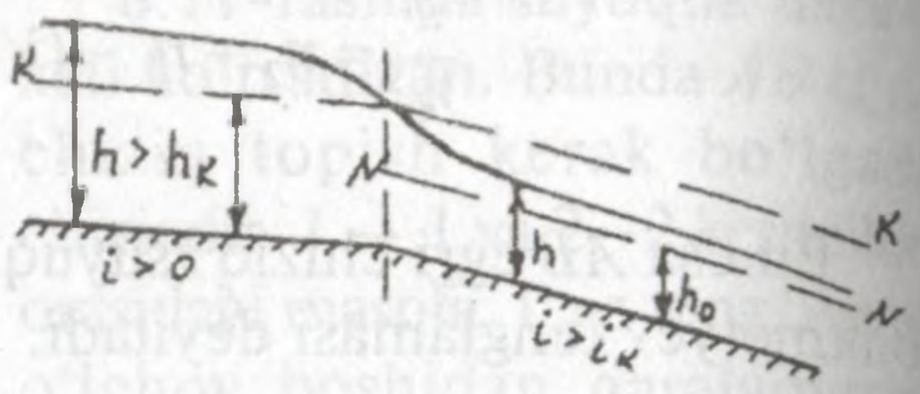
8.8-§. PRIZMATIK ANHORDA NOTEKIS HARAKAT QILAYOTGAN SUV SATHINING MUMKIN BO‘LGAN SHAKLI

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, $h = f(s)$ funksiya uzilishga ega bo‘ladi. Demak, notekis harakat tenglamasini suyuqlik chuqurligi kritik chuqurlikka yaqin bo‘lgan oqim sohasida qo‘llash mumkin emas.

Tez oqim harakatidan 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 bo‘ladi.



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 harakat differensial tenglamasining uchinchi ko‘rinishidan foydalanamiz:

$$\frac{dh}{ds} = i\frac{h^x - h_0^x}{h^x - jh_0^x}.$$

Bu tenglamaning o‘ng tomonidagi maxraj $h = h_k$ bo‘lgan holda nolga aylanishini hisobga olsak, $h_k^x - jh_0^x = 0$ deb yozishimiz mumkin. Agar $j =$ const bo‘lganda o‘zgarmas keng kanallarda $B = \chi$ deb olinsa, $jh_0^x = h_k^x$ bo‘ladi. Demak, differensial tenglamaning uchinchi ko‘rinishini boshqacha ham yozish mumkin:

$$\frac{dh}{ds} = i\frac{h^x - h_0^x}{h^x - h_k^x}. \qquad (8.43)$$

Topilgan ifoda notekis harakat qilayotgan suyuqlik differensial tenglamasining 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:

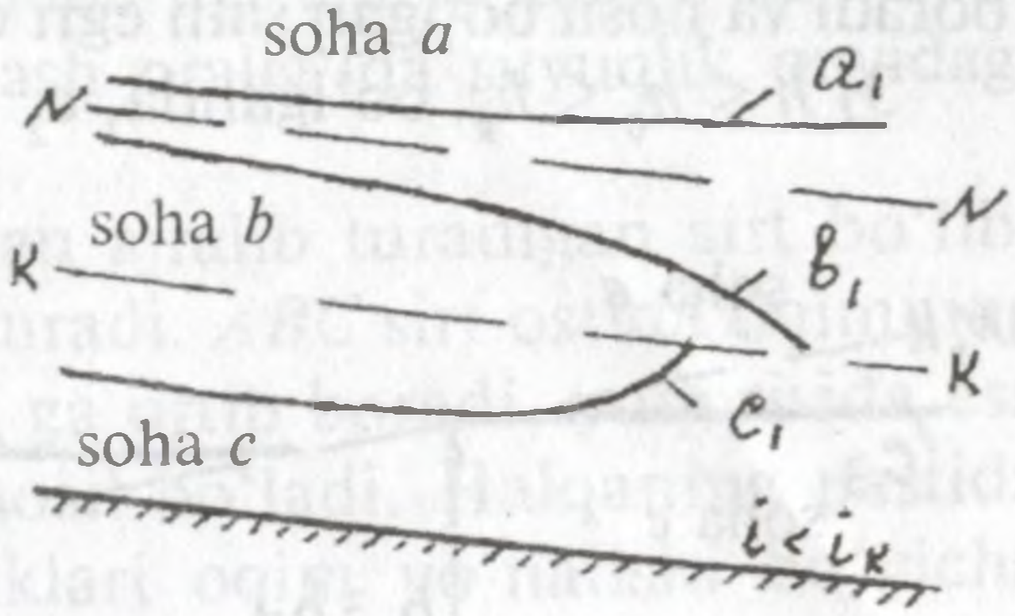
1) $h_0 > h_k$ bo‘lganda, $i < i_k$ bo‘ladi;
2) $h_0 < h_k$ bo‘lganda, $i > i_k$ bo‘ladi;
3) $h_0 = h_k$ bo‘lganda, $i = i_k$ bo‘ladi.

Har bir hol uchun suyuqlik sathining 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. Odatda, 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 tenglamaning o‘ng tomoni manfiy, ya’ni $dh/ds < 0$ bo‘ladi. Suyuqlik sathining egri chizig‘i tushish chizig‘i deyiladi.

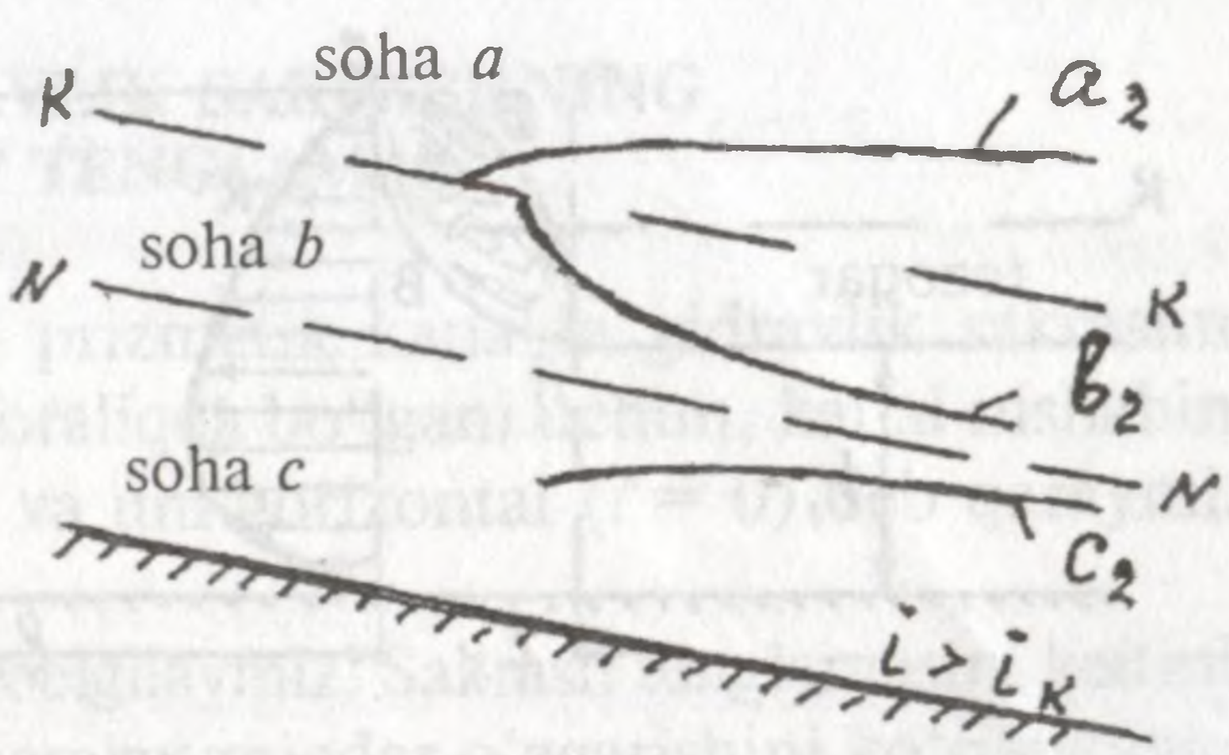
3) Agar $h < h_k < h_0$ bo‘lsa, c_1 egri chiziq bo‘ladi va c sohada KK kritik chiziqdan pastda bo‘ladi. Haqiqiy chuqurlik $h < h_k < h_0$ bo‘lgani uchun to‘rtinchi tenglamaning o‘ng tomoni surati va maxraji manfiy, nisbati esa musbat, ya’ni $dh/ds > 0$ bo‘ladi. Demak, c_1 egri chiziq to‘siq chizig‘i bo‘ladi.

Ikkinchi hol: $h_0 < h_k$ va $i > i_k$.

Normal chuqurlik chizig‘i kritik chuqurlik chizig‘iga nisbatan pastda joylashgan. Bunda ham suyuqlik sathining egri chizig‘i uch ko‘rinishda bo‘ladi (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;

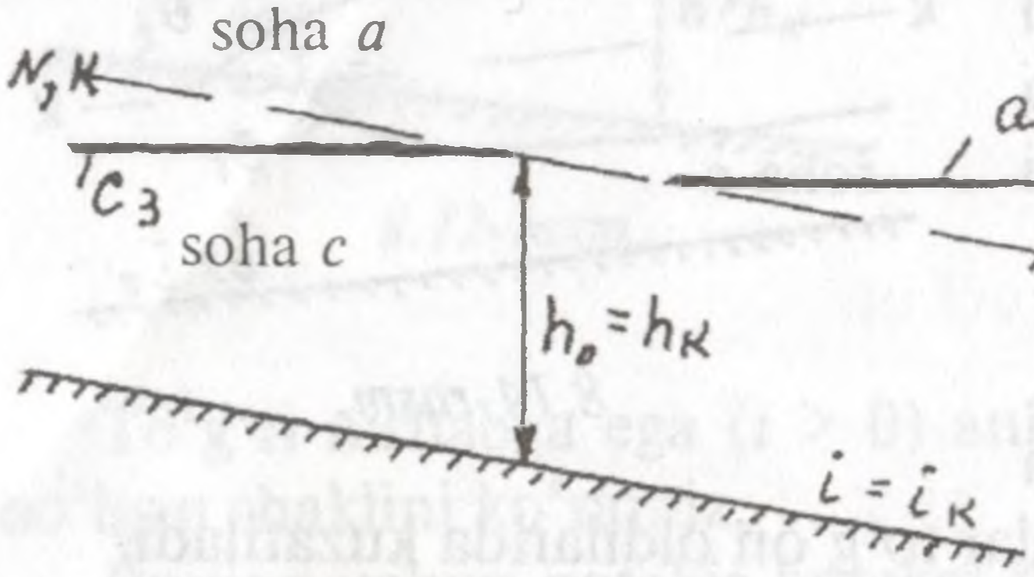
2) agar $h_k > h > h_0$ bo‘lsa, b_2 egri chiziq bo‘ladi. Bunday egri chiziq b sohada joylashadi. To‘rtinchi differensial tenglama o‘ng tomonining surati musbat, maxraji manfiy, nisbati ham manfiy bo‘ladi. Demak,



8.15-rasm.

$dh/ds < 0$, ya'ni suyuqlik chuqurligi oqim yo'nalishi bo'yicha kamayib boradi va hosil bo'lgan sath egri chiziqning 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 tenglama o'ng tomonining 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.



8.16-rasm.

Uchinchi hol: $h_0 = h_k$, $i = h_k$.

Normal NN va KK kritik chiziqlar ustma-ust tushgan. Bunda b soha yo'q bo'ladi (8.16-rasm).

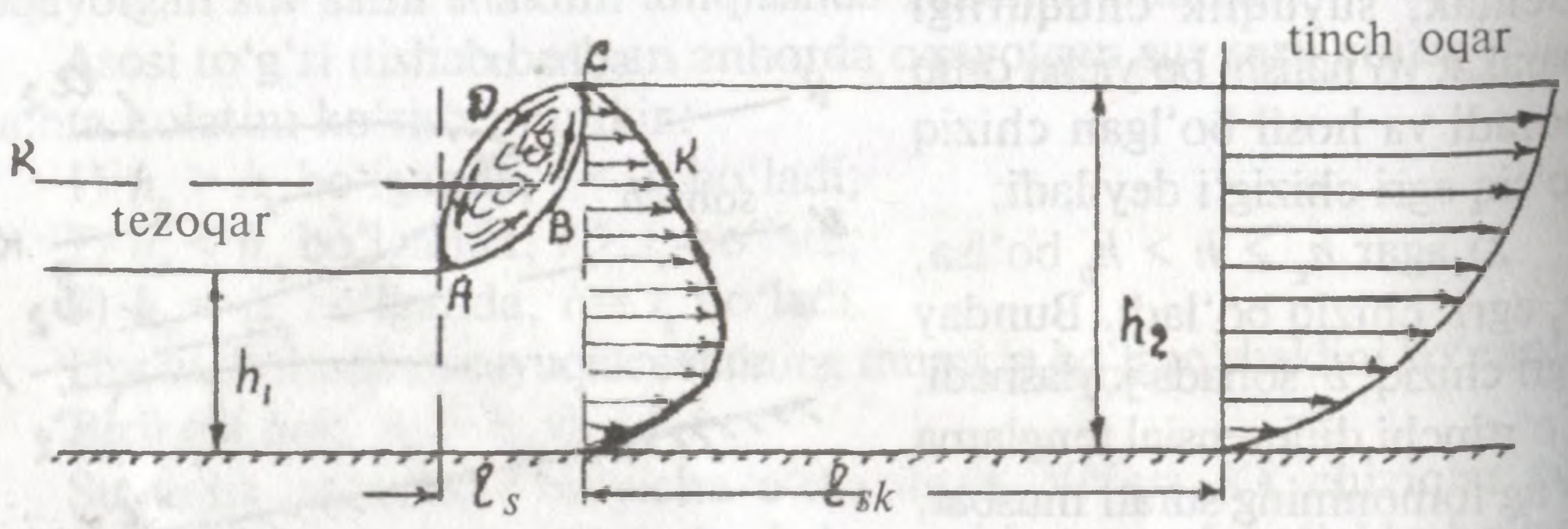
1) $h > (h_0 = h_k)$ va $dh/ds > 0$ da to'siq egri chizig'i bo'ladi.

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 gorizontal to'g'ri chiziqlarga yaqin bo'ladi.

8.9-§. GIDRAVLIK SAKRASH

Gidravlik sakrash deb oqim chuqurligi keskin ko'payganda, tezoqar 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_s masofada sodir bo'ladi. l_s — sakrash uzunligi deyiladi. O'lchangan 1 — 1 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.

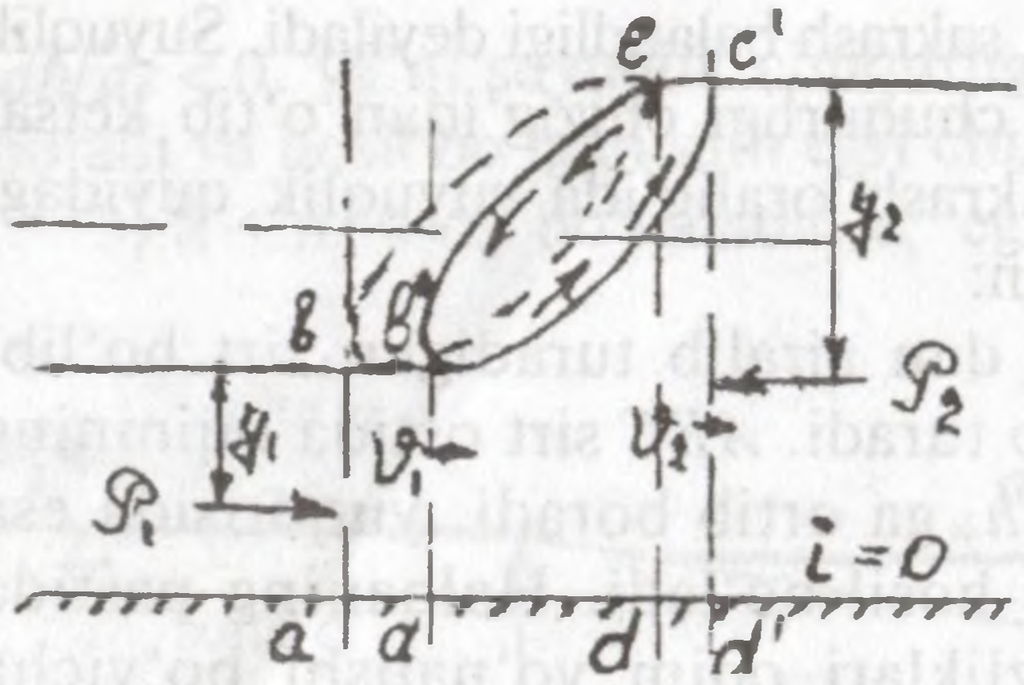
Chuqurliklar ayirmasi $a = h_2 - h_1$ sakrash balandligi deyiladi. Suyuqlik oqimi chuqurligi ortib borib, kritik chuqurligi chizig'idan o'tib ketsa, gidravlik sakrash paydo bo'ladi. Sakrash oralig'ida suyuqlik quyidagi harakatda bo'lishini kuzatish mumkin:

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) hosil bo'ladi. Halqaning pastida suyuqlik harakatining 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 suyuqlik harakati kuchli va havo pufakchalarga to'yingan bo'lganligi uchun ham suyuqlik oqimi tiniq bo'lmaydi. Sakrash bir joyda turmasdan, oldiga yoki orqaga siljib turadi. Sakrashdan keyingi oraliqda kesma 2 — 2 dan 3 — 3 gacha suyuqlikning 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 tezlikning keskin oshishi hamda pulsatsiya hisobiga 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 Businesk 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 sakrashning asosiy tenglamasi deyiladi.

8.10-§. GIDRAVLIK SAKRASHNING 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).

Suyuqlik yo'nalishini S deb belgilaymiz. Sakrash tenglamasini keltirib chiqarish uchun dt vaqt ichida harakat miqdor o'zgarishini ko'rilayotgan



8.18-rasm.

suyuqlik hajmiga (*abcd*) qo'llaymiz. Faraz qilaylik, juda kichik vaqt *dt* ichida kesma $a - b$ dan $a' - b'$ ga siljiganda kesma $c - d$ $c' - d'$ ga suriladi. Shunda suyuqlik hajmi *abcd* holatdan $a'b'c'd'$ holatga o'tadi. *dt* vaqt ichida *abcd* hajmning harakat miqdori o'zgarishining yo'nalish *S* tomonga proyeksiyasini topamiz:

$$\begin{aligned}\delta(XM) &= XM(a'b'c'd') - XM(abcd) = \\ &= XM(a'b'cd + dcc'd') - XM(abb'a' - a'b'cd)\end{aligned} \tag{8.44}$$

yoki $\delta(XM) = XM(dcc'd') - XM(abb'a').$

Agar harakat miqdorini suyuqlik sarfi orqali ifodalasak,

$$XM(abb'a') = \frac{\gamma}{g} QV_1 dt; \tag{8.45}$$

$$XM(dcc'd') = \frac{\gamma}{g} QV_2 dt. \tag{8.46}$$

Topilgan (8.45) va (8,46) ifodalar suyuqlikning 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. *dt* vaqt ichida harakat miqdorining o'zgarishi quyidagiga teng:

$$\delta(XM) = \frac{\gamma}{g} QV_2 dt - \frac{\gamma}{g} QV_1 dt = \frac{\gamma}{g} Q(V_2 - V_1) dt;$$

$$\delta(XM) = \frac{\gamma}{g} Q^2 \left(\frac{1}{\omega_2} - \frac{1}{\omega_1} \right) dt, \tag{8.47}$$

bunda

$$V_1 = \frac{Q}{\omega_1}, \quad V_2 = \frac{Q}{\omega_2}.$$

dt vaqt ichida *abcd* hajmga ta'sir etgan kuchlar impulsini suyuqlik harakat yo'nalishiga proyeksiyalari yig'indisini topamiz. Buning uchun quyidagi shartlarni qabul qilamiz:

1) $a - b$ va $c - d$ kesmalarda suyuqlik harakati silliq o‘zgaruvchan bo‘lib, bosim taqsimlanishi gidrostatik qonuniyatga to‘g‘ri keladigan bo‘lsin;

2) sakrash oralig‘i kichik 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. F_1 kuch ab kesmaga chap tomondan ta’sir etadi, F_2 esa cd kesmaga o‘ng tomondan ta’sir etadi. F_1 va F_2 kuchlarni solishtirma og‘irlik birligi bilan ifodalasak,

$$F_1 = \gamma_1 y_1 \omega_1; \qquad F_2 = \gamma_1 y_2 \omega_2, \tag{8.48}$$

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 yuzi.

(8.48) ifodadan foydalanib, dt vaqt ichida suyuqlik yo‘nalishi bo‘yicha olingan kuchlar impulsi proyeksiyalarining yig‘indisini topamiz:

$$\sum (KI) = \gamma y_1 \omega_1 dt - \gamma y_2 \omega_2 dt = \gamma (y_1 \omega_1 - y_2 \omega_2) dt \,. \tag{8.49}$$

Agar harakat miqdori o‘zgarishi teoremasiga asosan suyuqlik harakat miqdori o‘zgarishini kuchlar impulsi yig‘indisiga tenglashtirsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\frac{\gamma}{g} Q^2 \left(\frac{1}{\omega_2^2} - \frac{1}{\omega_1^2} \right) dt = \gamma (y_1 \omega_1 - y_2 \omega_2) dt \,. \tag{8.50}$$

(8.50) ifodani γdt ga qisqartirib, 1 indeksli hadlarni chap tomonga, 2 indeksli hadlarni o‘ng tomonga o‘tkazamiz:

$$\frac{Q^2}{g\omega_1} + y_1 \omega_1 = \frac{Q^2}{g\omega_2} + y_2 \omega_2 . \tag{8.51}$$

Hosil bo‘lgan ifoda g*idravlik 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. Ushbu

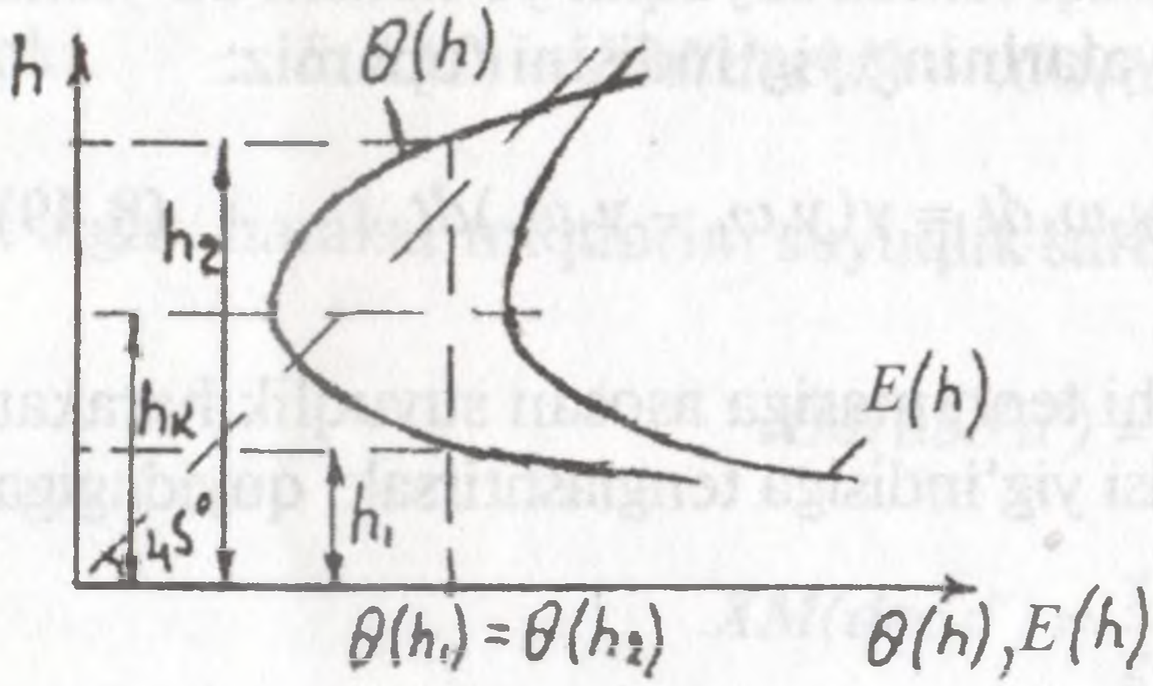
$$\frac{Q^2}{g\omega} + y\omega = \theta(h) \tag{8.52}$$

belgilashni kiritamiz, 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 sakrash funksiyasini (8.51) ga qo‘ysak, unda:

$$\theta(h_1) = \theta(h_2), \tag{8.53}$$

bu yerda: $\theta(h_1)$ 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 $\theta(h_1) = \theta(h_2)$ bog‘lanishni 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 empirik ifodalardan foydalaniladi. Ulardan eng oddiysi:

$$l_s = ma \tag{8.54}$$

bo‘lib, bunda: a — sakrash balandligi;

m — $3 \le m \le 6$ oralig‘ida olingan koeffitsiyent.

Sakrash uzunligini topish uchun juda ko‘p ifodalar mavjud. Shulardan biri adabiyotlarda tez-tez uchrab turadigan Safranets ifodasi

$$l_s = 4{,}5\, h_2 \tag{8.55}$$

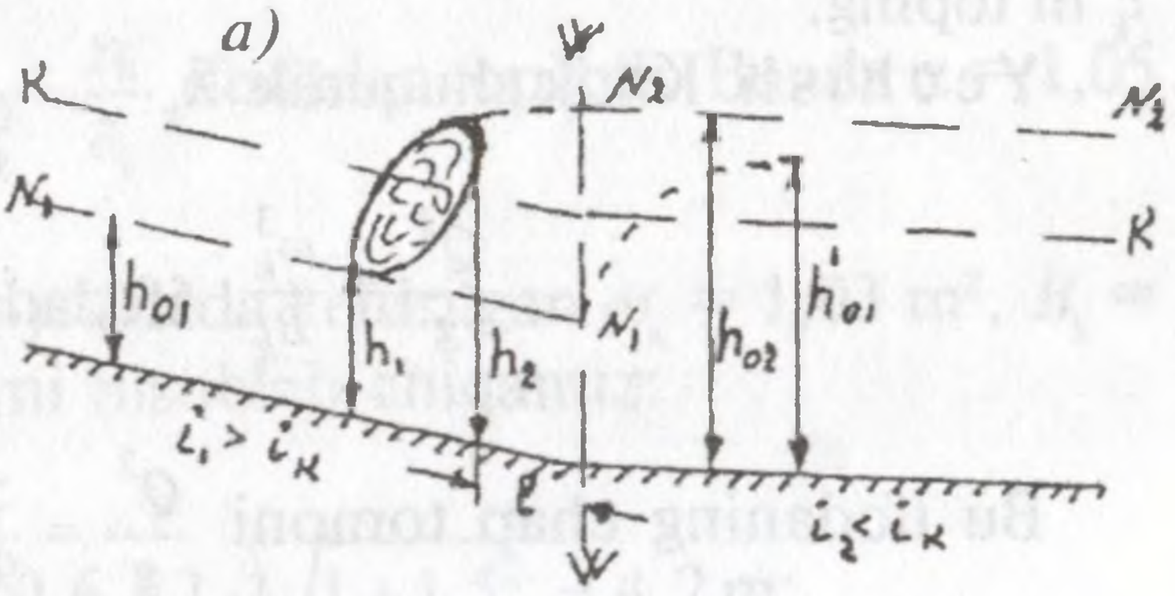
va Pavlovskiy ifodasidir:

$$l_s = 2{,}5(1{,}9\,h_2 - h_1), \qquad (8.56)$$

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‘zgargan. Bu *WW* kesmagacha kanalning 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 kritik chuqurlik chizig‘i *KK* kesib o‘tadi va suyuqlik sathining shakli uch xil ko‘rinishda bo‘lishi mumkin (rasmga qarang). Rasmda ko‘rsatilgan har bir holatni ko‘rib chiqamiz. Buning uchun kanalning *WW* kesmasigacha bo‘lgan chap tomonida tezoqar oqim tekis harakatda va chuqurligi h_{01} deb qabul qilamiz va sakrashning asosiy teng lamasiga ko‘ra chuqurlik h'_{01} ikkinchi chuqurlikni topamiz. So‘ng aniqlangan chuqurlikni *WW* kesmadan keyingi o‘ng tomondagi normal h_{02} chuqurlik bilan solishtiramiz: agar $h_{02} > h'_{01}$ bo‘lsa, unda oqim sathining shakli 8.20-*a* rasmda ko‘rsatilganday bo‘ladi; agar $h_{02} < h'_{01}$ bo‘lsa, 8.20-*b* rasmdagi ko‘rinish bo‘ladi: agar $h_{02} = h'_{01}$ bo‘lsa, 8.20-*d* rasmdagi ko‘rinish bo‘ladi.



8.20-rasm.

Shunday qilib, oqim sathi shakli aniqlab olingandan so‘ng

8.20-*a*, 8.20-*b* rasmlarda ko‘rsatilgan *l* uzunliklarni osonlikcha topish mumkin. Masalan, 8.20-*b* 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 s_1 egri chiziqqa tegishli bo‘lgan masofani) topamiz. s_1 chiziq boshidagi (*WW* kesma) chuqurlik h_{01}, sakrash oldidagi chuqurlik esa tenglama (8.51) dan topilgan h_1 ga teng.

8.1-misol. Trapetsiya shaklida bo‘lgan kanalda suv $Q = 5$ m³/s sarf bilan harakat qilmoqda. Kanalning nishabi i=0,0008, yon tomonlarining qiyaligi m=1,5, g‘adir-budurligi $n = 0{,}03$ ga teng, kanalning eng qulay bo‘lgan kesimi $\beta = b/h = 0{,}6$ uchun kritik chuqurligi h_k va kritik nishabi i_k ni toping.

Yechish. Kritik chuqurlik h_k

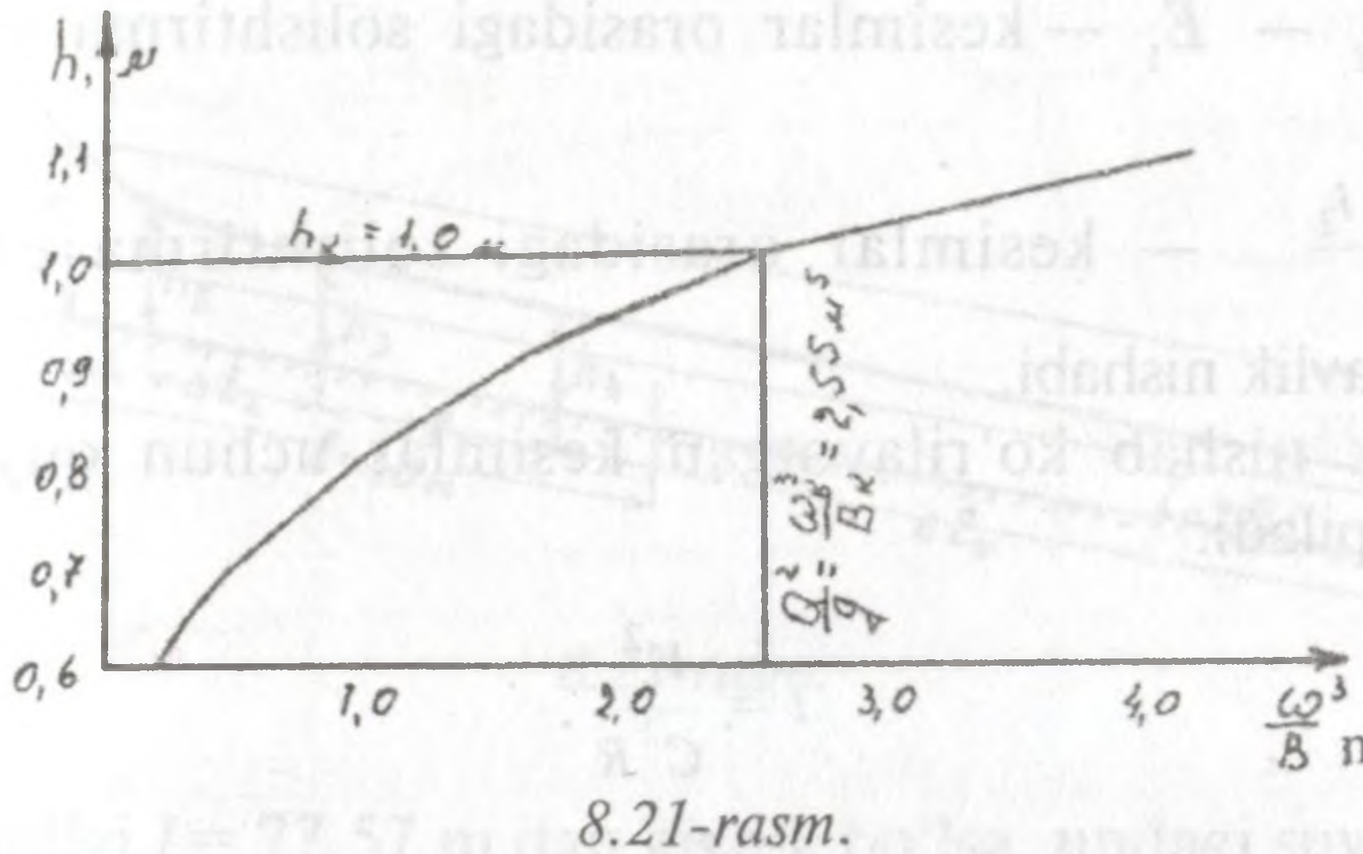
$$\frac{Q^2}{g} = \frac{\omega_k^3}{B_k}$$ ifodadan topiladi.

Bu ifodaning chap tomoni $\frac{Q^2}{g} = \frac{5^2}{9{,}8} = 2{,}55\,\text{m}^5$ ga teng. $\frac{\omega_k^3}{B_k}$ ni shu topilgan qiymatga tenglashtirish uchun ω_k va B_k ifodalariga kirgan h_k ni ketma-ket yaqinlashish usuli bilan topamiz. Buning uchun quyidagi jadvalni tuzamiz:

8.1-jadval

h, m	$b = \beta h$, m	$\omega_k = h(b + mh)$, m²	ω_k^3, m⁶	$B_k = b + 2mh$, m	$\frac{\omega_k^3}{B_k}$, m⁵
0,6	0,36	0,756	0,432	2,16	0,200
0,7	0,42	1,029	1,089	2,52	0,432
0,8	0,48	1,314	2,269	2,88	0,878
0,9	0,54	1,701	4,922	3,24	1,519
1,0	0,60	2,100	9,261	3,60	2,270
1,1	0,66	2,541	16,387	3,96	4,138

Jadval bo‘yicha hisob-kitoblar asosida h va $\frac{\omega_k^3}{B_k}$ lar uchun grafik chizamiz va undan $\frac{Q^2}{g} = \frac{\omega_k^3}{B_k} = 2{,}55\,\text{m}^5$ uchun kritik chuqurlik h_k ni topamiz



8.21-rasm.

(8.21-rasm). Kritik nishab $i_k = \frac{g}{\alpha c_k^2} \cdot \frac{\chi_k}{B_k}$ ifodadan topiladi. Bunda $\alpha = 1,05$ tuzatma koeffitsiyent.

h_k kritik chuqurlik uchun 8.1-jadvalda keltirilgan $\omega_к = 1,03$ m^2, $B_k = 2,52$ m larni olib, χ, R_k, C_k larni hisoblab chiqamiz:

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

$$C_k = \frac{1}{h} \cdot R^{1/6} = \frac{1}{0,03} \cdot 0,5^{1/6} = 29,33;$$

$$R_k = \frac{\omega_k}{\chi_k} = \frac{2,1}{4,2} = 0,5\,\text{m}.$$

Topilgan qiymatlarni i_k kritik nishab ifodasiga qo‘yamiz:

$$i_k = \frac{9,8}{1,05 \cdot 29,33^2} \cdot \frac{4,2}{3,6} = \frac{41,16}{3251,5} = 0,012.$$

8.2-misol. Tezoqar to‘g‘ri burchakli ariq uzunligi $l = 40$ m, eni $b = 4,0$ m, g‘adir-budurligi $n = 0,014$, nishabi $i = 0,1$ bo‘lsin. Ariqda oqayotgan suv sarfi $Q = 12$ m^3/s, normal chuqurligi $h_0 = 0,32$ m, kritik chuqurligi $h_k = 0,97$ m ga teng bo‘lsin. Shu tezoqar ariqda suv sathi egri chizig‘ini quring va oxiridagi chuqurlikni toping.

Yechish. Hisoblarni V.I. Charnomskiy usuli bilan bajaramiz:

$$\Delta l = \frac{\Delta E}{i_0 - i_{o \cdot n}},$$

bunda: $\Delta l = l_2 - l_1$ — qaralayotgan kesimlar orasidagi masofa;

$\Delta E = E_2 - E_1$ — kesimlar orasidagi solishtirma energiyaning o‘zgarishi;

$i_{o'rt} = \frac{i_1 + i_2}{2}$ — kesimlar orasidagi solishtirma energiyaning o‘rtacha gidravlik nishabi.

Gidravlik nishab ko‘rilayotgan kesimlar uchun quyidagi Shezi ifodasidan topiladi:

$$i = \frac{V^2}{C^2 R}.$$

Solishtirma energiya $E = h + \frac{V^2}{2g}$ ifoda bo‘yicha aniqlanadi.

Ariqdagi tezoqar suv sathi egri chizig‘ini qurish uchun uni to‘rt bo‘lakka bo‘lish yetarlidur. Egri chiziqning boshidagi chuqurlik $h_1 = h_k$ kritik chuqurlikka, oxirida esa $h_5 = h_0$ normal chuqurlikka teng deb olamiz. Ular orasidagi chuqurliklarni quyidagi ifodalardan topamiz:

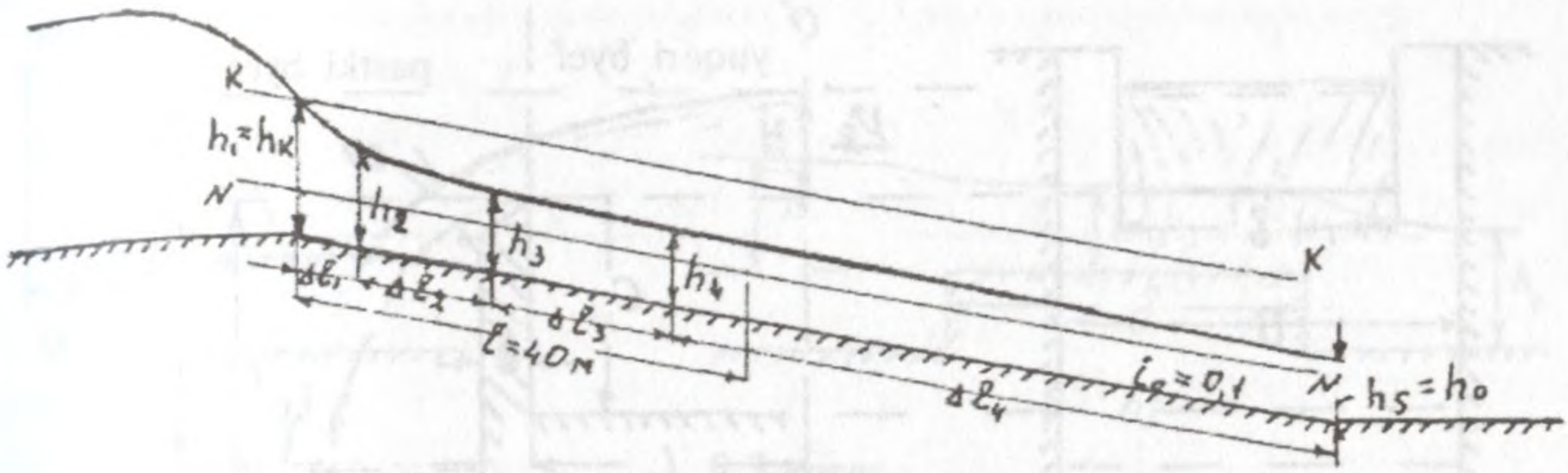
$$h_2 = \frac{h_1 + h_5}{2}; \qquad h_3 = \frac{h_2 + h_5}{2}; \qquad h_4 = \frac{h_3 + h_5}{2}.$$

Shu chuqurliklar orasi (h_1 bilan h_2, h_2 bilan h_3, h_3 bilan h_4, h_4 bilan h_5) dagi masofalar Δl_1, Δl_2, Δl_3, Δl_4 ni topib 8.2- jadvalga kiritamiz.

8.2-jadval

h, m	χ, m	ω, m^2	R, m	C	v, m/s	$\frac{V^2}{2g}$	i	E, m	ΔE, m	$i_{o'rt}$	$i_0 - i_{o'rt}$	Δl, m	l, m
0,97	5,94	3,88	0,65	66,4	3,09	0,49	0,003	1,46					0
									0,27	0,0065	0,093	2,9	
0,65	5,30	2,60	0,49	63,6	4,61	1,08	0,010	1,73					2,9
									0,67	0,018	0,082	8,17	
0,49	4,98	1,96	0,39	61,1	6,12	1,91	0,026	2,40					11,7
									0,87	0,037	0,063	13,8	
0,40	4,80	1,60	0,33	59,3	7,50	2,87	0,048	3,27					24,87
									1,53	0,071	0,029	52,7	
0,32	4,64	1,28	0,28	57,8	9,37	4,48	0,095	4,80					77,57

Egri chiziq uzunligi $l = 77{,}57$ m ga teng. Shu uzunlikdan keyin ariqda suvning chuqurligi h_0 o‘zgarmas, harakati tekis bo‘ladi. Agar tezoqar



8.22-rasm.

ariqning uzunligi $l = 77,57$ m dan kichik bo‘lsa, undagi suvning harakati notekis hamda chuqurligi harakat bo‘yicha kamayib boradi. Bizning holimizda tezoqar ariqning uzunligi $l = 40$ m, ariq oxirida chuqurlik $h = 0,35$ m bo‘lib, h_0 dan katta bo‘ladi. Bu holda tezoqar ariq *gidravlik kalta* deyiladi. Jadval yordamida tezoqar ariqdagi suv sathi egri chizig‘ini quramiz va uni qaysi turga tegishli ekanini topamiz.

$i > i_k$ hol uchun haqiqiy chuqurlik h ni h_0 va h_k bilan solishtiriladi. Bizda $h_0<h<h_k$, demak, tushish egri chizig‘i b_2 bo‘ladi (8.22-rasm).

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 o‘yilgan bo‘lsa, uni s*uv 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).

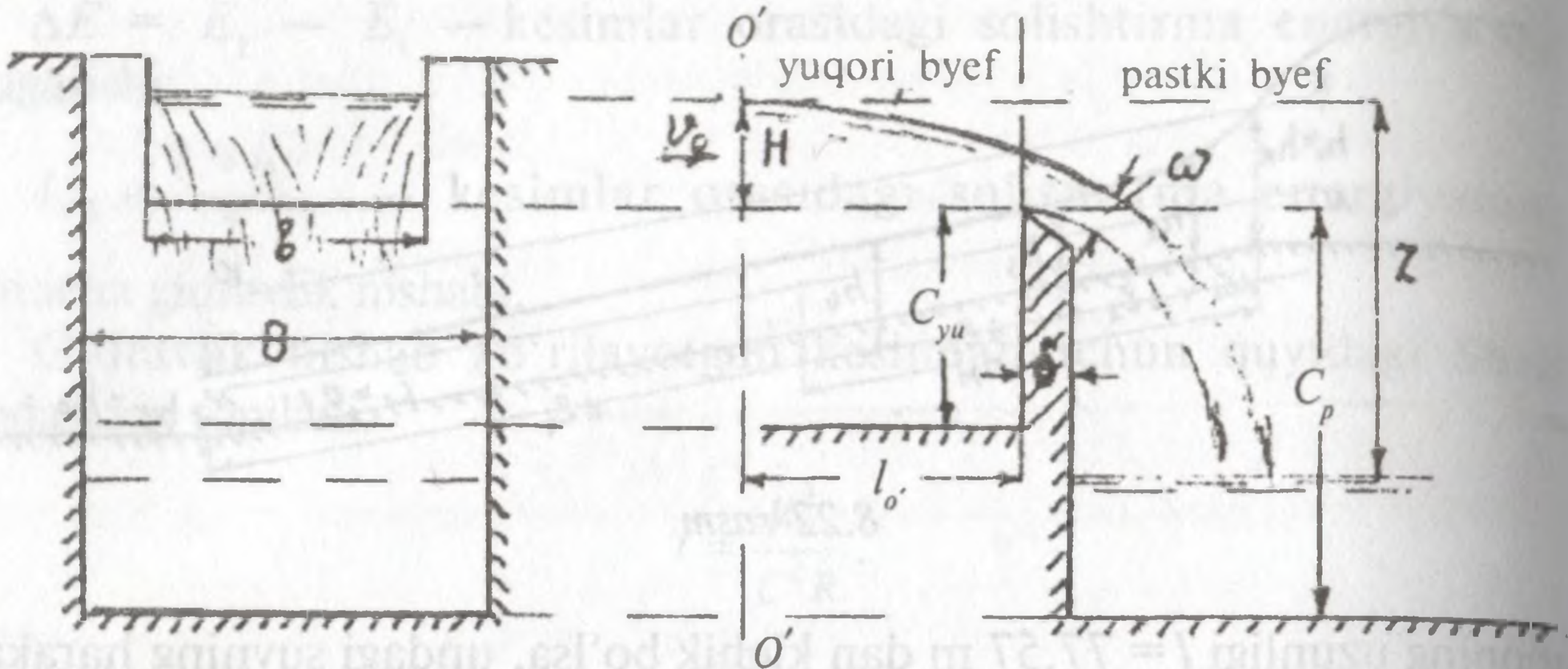
Suv oqib tushar devor qirrasidan kesmaning suyuqlik sathigacha bo‘lgan H masofa devor oldidagi suv dami deyiladi.

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

b — suv oqib tushar devordagi o‘yilgan teshikning eni;

δ — devorning qalinligi;

C_{yu}, C_p — suv oqib tushar devorning yuqori va pastki byefdan qirrasigacha bo‘lgan masofa, balandlik;



9.1-rasm.

B — kanal eni;

Z — yuqori va pastki byeflardagi 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 dam;

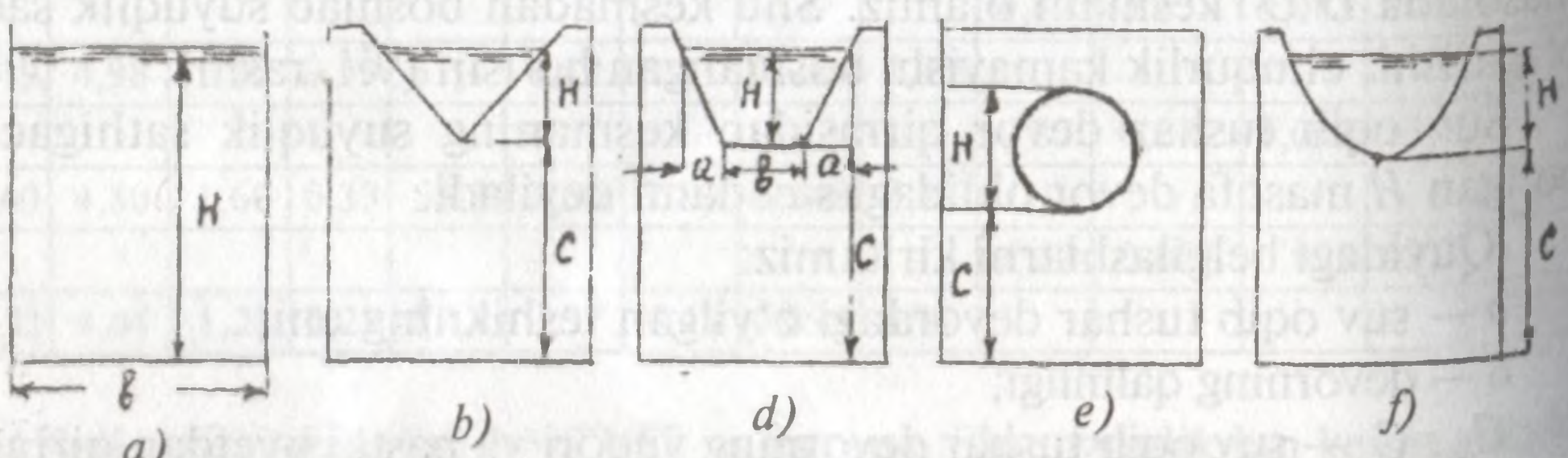
A — oqim tagidagi fazo.

Suv oqib tusharlar ko‘rinishiga qarab quyidagi sinflarga bo‘linadi:

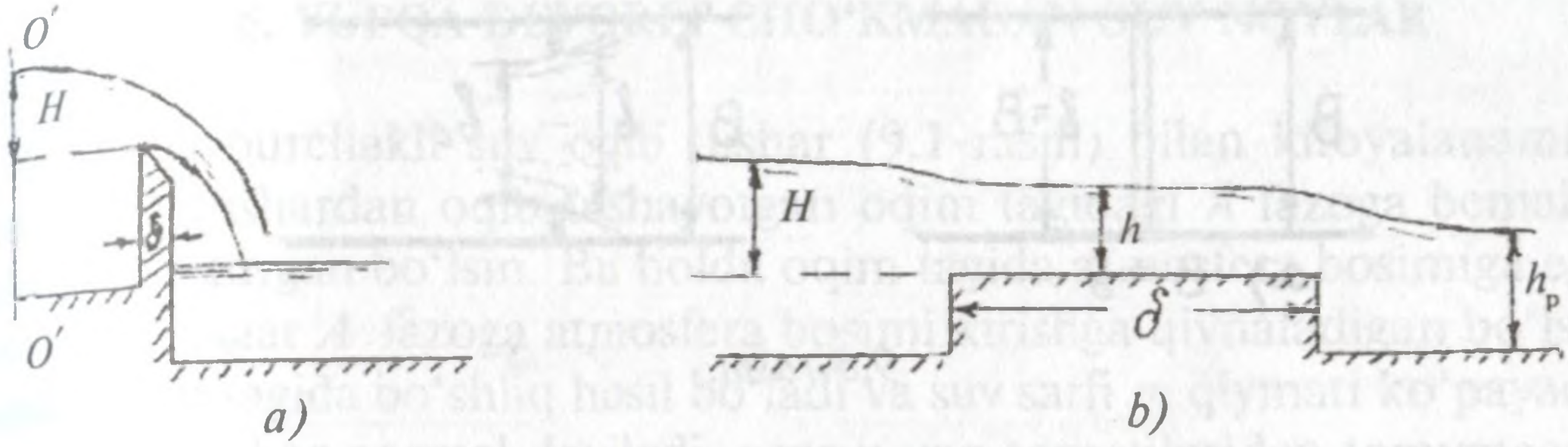
1-sinf. Geometrik shakliga qarab: a) to‘g‘ri burchakli; b) uch burchakli; d) trapetsiyasimon; e) doiraviy; f) parabolik va boshqalar (9.2-rasm).

2-sinf. Suv oqib tushish devorining qalinligiga qarab: a) yupqa devorli, agar $\delta \le (0{,}1 \div 0{,}5)H$ bo‘lsa; b) keng ostonali suv oqib tusharlar, agar $2H \le \delta \le 8H$ bo‘lsa (bunda devor qirrasi gorizontal bo‘ladi) (9.3-rasm).

Keng ostonali suv oqib tusharlarda ostonadagi suvning oqimi silliq o‘zgaruvchan bo‘ladi va undagi yo‘qolgan dam kichikligi tufayli hisobga



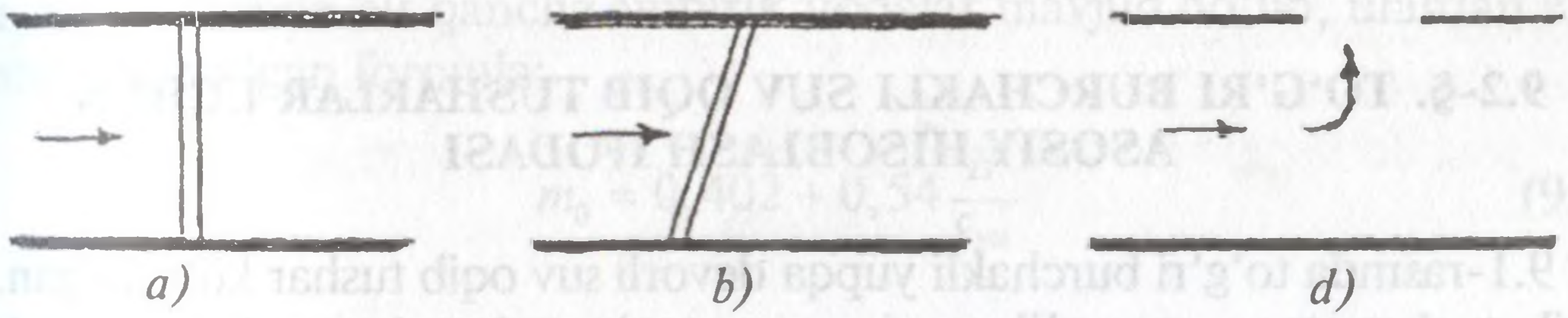
9.2-rasm.



a) b)

9.3-rasm.

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. d) bu guruhga yuqorida qayd etilganlardan tashqari qolgan suv oqib tusharlar kiradi.

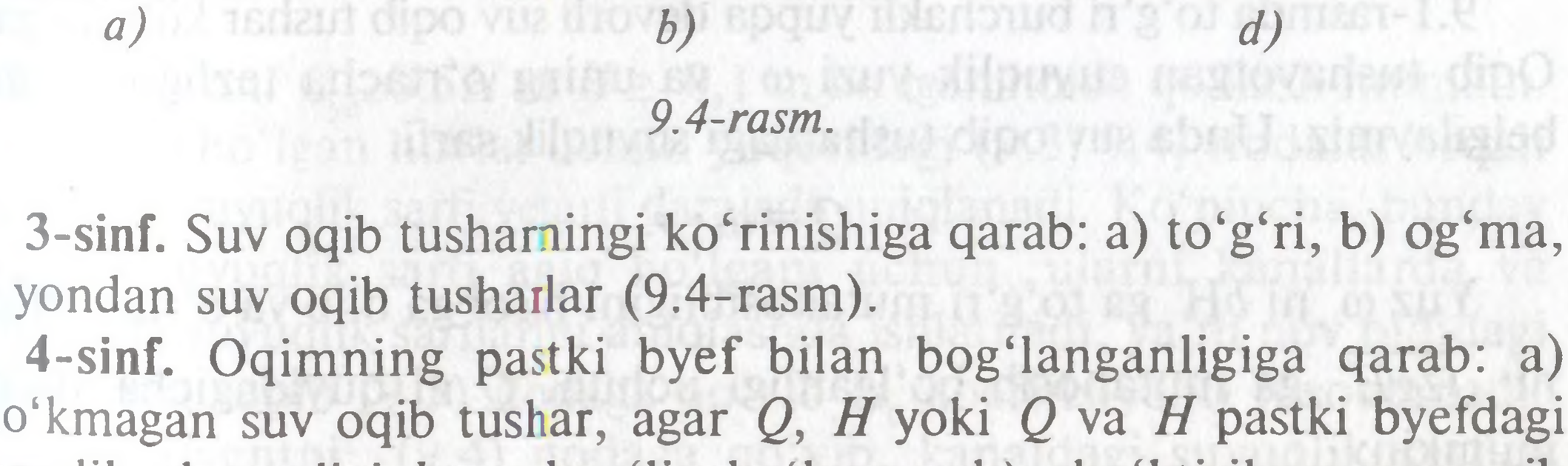


a) b) d)

9.4-rasm.

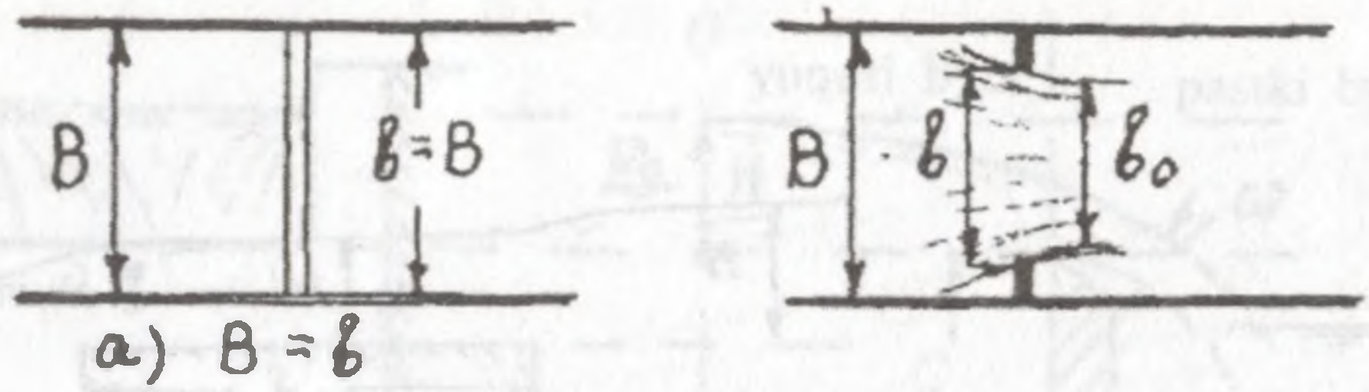
3-sinf. Suv oqib tusharningi ko‘rinishiga qarab: a) to‘g‘ri, b) og‘ma, d) yondan suv oqib tusharlar (9.4-rasm).

4-sinf. Oqimning pastki byef bilan bog‘langanligiga qarab: a) cho‘kmagan suv oqib tushar, agar Q, H yoki Q va H pastki byefdagi suyuqlik chuqurligi 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).



a) b)

9.5-rasm.



9.6-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).

Yon tomoni toraygan suv oqib tushardan o'tgandan keyingi joyda oqimning o'zi torayib diametri $d=b_0<b$ bo'ladi. Gohida oqimning eni b_0 suv oqib tusharning 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 yuzi ω va uning o'rtacha tezligini v deb belgilaymiz. Unda suv oqib tushardagi suyuqlik sarfi:

$$Q = \omega \cdot v.$$

Yuz ω ni bH ga to'g'ri mutanosibligini hisobga olib va o'rta tezlik v ni $\sqrt{2gH}$ ga mutanosib bo'lganligi uchun, Q ni quyidagicha yozish mumkin:

$$Q = mbH\sqrt{2gH} = mb\sqrt{2g}\,H^{3/2}, \qquad (9.1)$$

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

$$H_0 = H + \frac{\alpha v_0^2}{2g} \qquad (9.2)$$

bilan almashtiriladi, unda $Q = mb\sqrt{2g}\,H_0^{3/2}$ bo'ladi. (9.3)

(9.3) ifodadagi o'lchovsiz koeffitsiyent m suv oqib tusharning sarf koeffitsiyenti deyiladi.

9.3-§. YUPQA DEVORLI CHO‘KMAGAN SUV NOVLAR

To‘g‘ri burchakli suv oqib tushar (9.1-rasm) bilan kifoyalanamiz. Suv oqib tushardan oqib tushayotgan oqim 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:

$$Q = m_0 b\sqrt{2g}H^{3/2}. \qquad (9.4)$$

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:

$$m_0 = 0,402 + 0,54\frac{H}{c_{yu}}. \qquad (9.5)$$

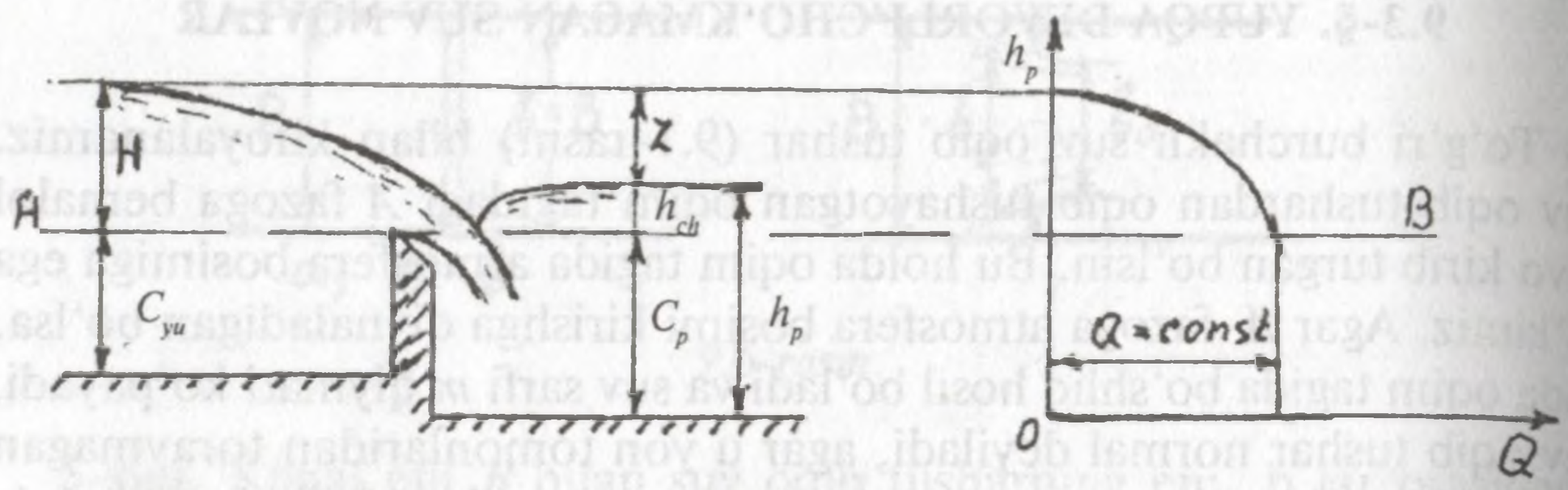
(9.5) ifodani $C_{yu} \geq 0,5H$ va $H \geq 0,1$ m bo‘lgan holda qo‘llash mumkin.

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 qo‘yib m_0 koeffitsiyenti hisoblanadi. m_0 koeffitsiyentni (9.4) ifodaga qo‘yib, kanaldagi suyuqlik sarfini topamiz.

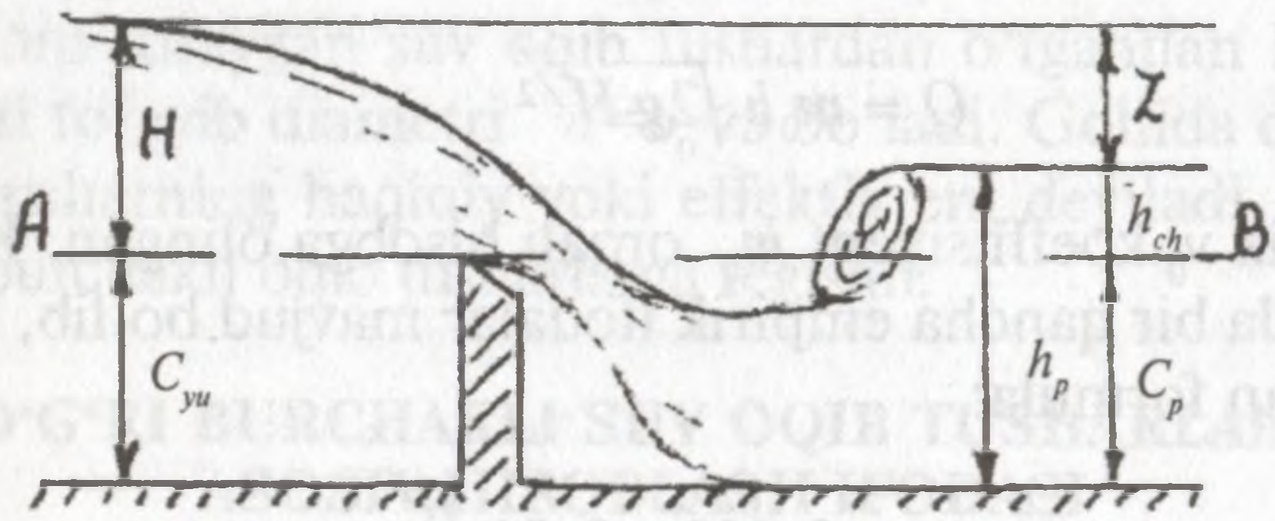
9.4-§. YUPQA DEVORLI CHO‘KTIRILGAN NOVLAR

Cho‘ktirilgan yupqa devorli nov quyidagi hollarda mavjud: 1) agar pastki byefda suyuqlik 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.

2-shart bajarilmasa, ya’ni pastki byefda tezoqar holat bo‘lsa, novdan suyuqlik uzoqlashganda sakrash hosil bo‘ladi. Bu holda novdan keyingi pastki byefda h_{ch} nov qirrasidan yuqorida bo‘lsa ham, nov cho‘kmagan hisoblanadi (9.8-rasm).



9.7-rasm.



9.8-rasm.

Pastki byefda suyuqlikni tinch yoki tez oqarligi byeflarning bir-birlariga bog‘langanligi hisoblash natijasida ma’lum bo‘ladi. Xususiy holda, pastki byefdagi kanal kesmasi to‘g‘ri burchakli bo‘lganda quyidagi shart bajarilsa, suv tinch holatda oqadi:

$$\frac{z}{C_p} < 0,70 \div 0,75 . \qquad (9.6)$$

Cho‘kkan va yon tomonlaridan toraymagan novlarda oqayotgan suv sarfini aniqlash uchun quyidagi ifodadan foydalanish mumkin:

$$Q = \sigma_{ch} m_0 b \sqrt{2g} H^{3/2} , \qquad (9.7)$$

bunda: m_0 — sarf koeffitsiyenti, (9.5) ifodadan topiladi;

σ_{ch} — cho‘ktirilish koeffitsiyenti, Bazen empirik ifodasidan aniqlanadi:

$$\sigma_{ch} = 1,05\left(1 + 0,2\frac{h_{ch}}{C_p}\right)\sqrt[3]{\frac{Z}{H}} . \qquad (9.8)$$

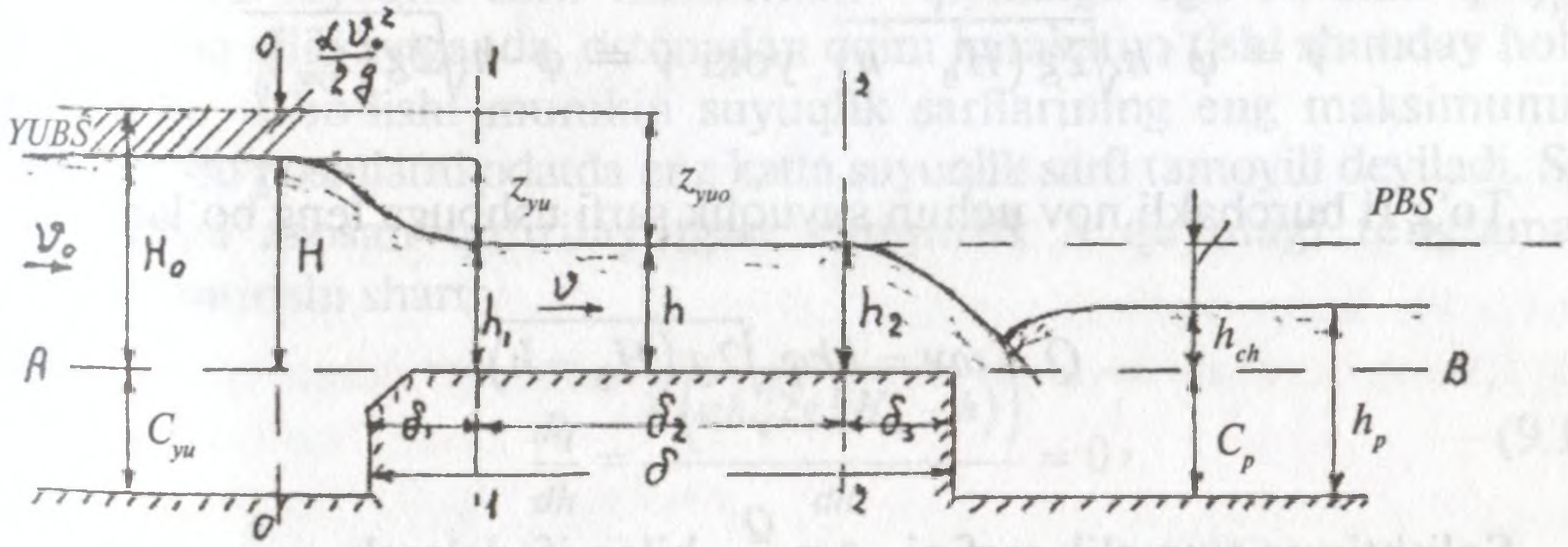
9.7-rasmda pastki byefdagi suvning chuqurligi h_p ga qarab suyuqlik sarfi Q ning o‘zgarishi ko‘rsatilgan. Grafikdan ko‘rinadiki, pastki byefdagi

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 suyuqlikning olingan kesma 1 — 1 dagi yuzi kamaygani sabab bo‘ladi. Bu joyda jonli kesma kamaygan 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 cho‘kish shartlari yupqa devorli novning cho‘kish shartlaridan butunlay farqli bo‘ladi.



9.9-rasm.

9.9-rasmdan ko‘rinadiki, keng ostonali novning pastki byefida suyuqlik sathi AB gorizontal chiziqdan yuqori bo‘lsa ham nov cho‘kmagan bo‘ladi. Bunday nov ostonasida yo‘qolgan damni hisobga olinmaganligi uchun suv sathini gorizontal hamda $h_1 = h = h_2 = \text{const}$ deb qabul qilamiz. Bunda h — 1-1 va 2-2 kesmalardagi chegaralangan, silliq o‘zgaruvchan oqim harakatining chuqurligi. Oqimni nov ostonasidagi tezligini va suv sarfini aniqlash uchun, AB tekislikka nisbatan 0-0 va 1-1 kesmalar uchun D. Bernulli tenglamasini tuzamiz:

$$H + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = h + \frac{v^2}{2g} + h_{f(0-1)}, \tag{9.9}$$

bunda

$$H + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = H_0$$

desak,

$$H_0 = h + \frac{v^2}{2g} + \zeta \frac{v^2}{2g} = h + (1+\zeta)\frac{v^2}{2g};$$

$$H_0 - h = (1+\zeta)\frac{v^2}{2g},$$

$$v = \sqrt{\frac{2g(H_0 - h)}{1+\zeta}}\ . \tag{9.10}$$

Agar $\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+\zeta}}$ ni tezlik koeffitsiyenti desak, unda

$$v = \varphi \cdot h\sqrt{2g(H_0 - h)} \text{ yoki } v = \varphi \cdot h\sqrt{2g(z_{yu})_0}\ . \tag{9.11}$$

To‘g‘ri burchakli nov uchun suyuqlik sarfi ushbuga teng bo‘ladi:

$$Q = \omega v = bh\varphi\sqrt{2g(H_0 - h)}\ . \tag{9.12}$$

Solishtirma suyuqlik sarfini $q = \frac{Q}{b}$ bilan ifodalasak,

$$q = \varphi h\sqrt{2g(H_0 - h)} \text{ yoki } q = \varphi h\sqrt{2g(z_{yu})_0}\ . \tag{9.13}$$

(9.12) va (9.13) tenglamalardan ko‘rinadiki, suyuqlik sarfini aniqlashda nov ostonasidagi chuqurlik h ni bilish kerak. Bu h chuqurlik kanaldagi 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 SARFINING MAKSIMUMLIK TAMOYILI)

(9.13) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$q = \varphi h\sqrt{2g\left(H_0 - h\right)} = f\left(h\right). \qquad (9.14)$$

Keng ostonali nov rasmidan ko‘rinadiki, ostonada h chuqurlik H_0 chuqurlikdan katta bo‘laolmaydi. Chuqurlik $0 < h < H_0$ oraliqda o‘zgaradi. Agar H_0 ma’lum desak (H_0=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 $f(h)$ funksiya eng katta qiymatga ega bo‘ladi, ya’ni $q=q_{max}$. Shu holni e’tiborga olib, Belanje chuqurlik h ni topishda quyidagi postulatdan (isbotsiz qabul qilinadigan 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 bo‘ladi: $q=q_{max}$, boshqacha qilib aytganda, ostonadan oqim harakati o‘tishi shunday holda bo‘ladiki, u bo‘lishi mumkin suyuqlik sarflarining eng maksimumiga tengdir. Bu postulatni odatda eng katta suyuqlik sarfi tamoyili deyiladi. Shu tamoyilga asosan qidirilayotgan chuqurlik h quyidagi tenglamani qanoatlantirishi shart:

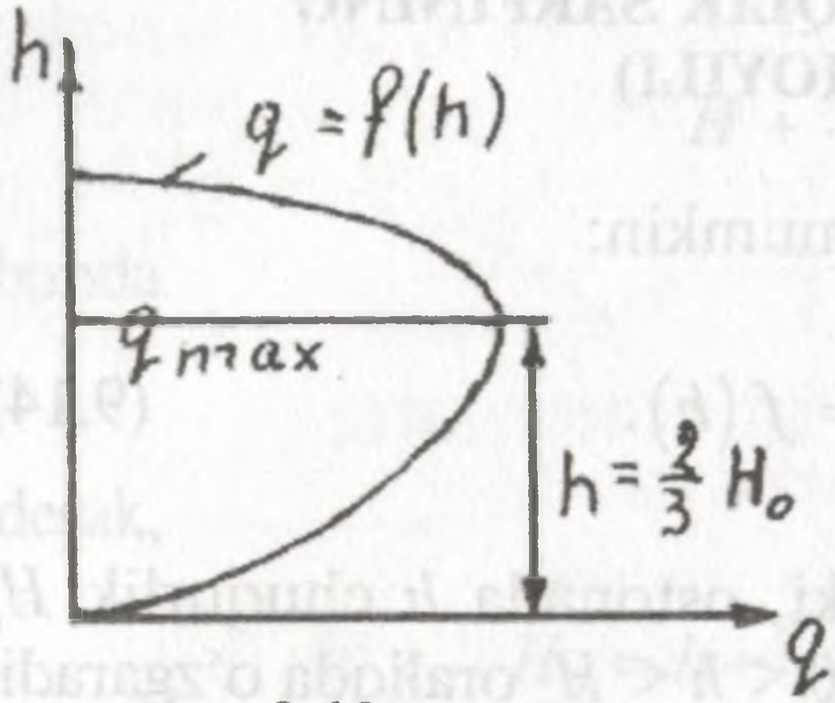
$$\frac{dq}{dh} = \frac{d\left(\varphi h\sqrt{2g\left(H_0 - h\right)}\right)}{dh} = 0, \qquad (9.15)$$

(9.15) da φ = const desak, unda:

$$\frac{d\left(h\sqrt{H_0 - h}\right)}{dh} = \sqrt{H_0 - h} - \frac{1}{2}\frac{h}{\sqrt{H_0 - h}} = 0;$$

$$H_0 - h - \frac{1}{2}h = 0; \quad H_0 = \frac{3}{2}h; \quad h = \frac{2}{3}H_0 \quad . \qquad 9.16)$$

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. (9.12) tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$Q = \varphi b \frac{h}{H_0} H_0 \sqrt{2gH_0\left(1 - \frac{h}{H_0}\right)}; \quad (9.17)$$

$$Q = \varphi k\sqrt{1-k} \cdot b \cdot \sqrt{2g}\, H_0^{3/2}; \quad (9.18)$$

yoki

$$Q = mb\sqrt{2g}\, H_0^{3/2}, \quad (9.19)$$

bunda $m = \varphi k\sqrt{1-k}$. (9.20)

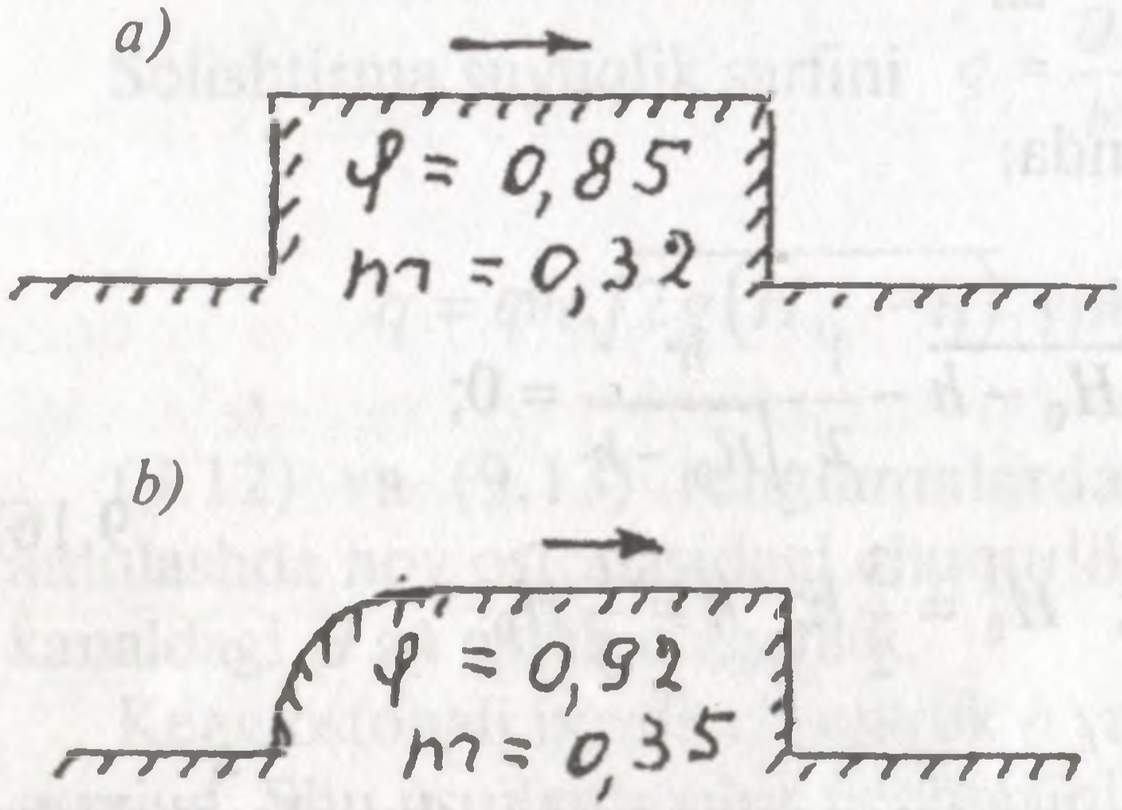
Agar endi Belanje bo‘yicha k=2/3 ni (9.20) ifodaga qo‘ysak,

$$m = \varphi \cdot \frac{2}{3}\sqrt{1 - \frac{2}{3}} = 0,385\varphi \quad (9.21)$$

ga ega bo‘lamiz.

Ba’zi bir mualliflar o‘tkazilgan bir qancha tajribalar asosida to‘g‘ri burchakli keng ostonali novlar uchun $\varphi = 0,85$ ni (9.11-*a*, rasm), ostonaning boshlanish qismi silliq egri bo‘lgan novlar uchun $\varphi = 0,92$ ni (9.11-*b*, rasm) qabul qilishni tavsiya etishadi.

Tezlik koeffitsiyenti φ larga asoslanib, rasmlardagi ostonalar uchun sarf koeffitsiyentlarni (9.20) ifodadan olish mumkin. Bunda 9.11-*a*, rasm uchun m =0,32; 9.11-*b*, rasm uchun m = 0,35 .



9.11-rasm.

9.7-§. BAXMETYEV USULI

Novning keng ostonadagi chuqurligi h ni topishda B.A. Baxmetyev suv sarfining maksimum tamoyili 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 kesmaning solishtirma energiyasi minimum qiymatiga to‘g‘ri kelishi kerak.

Baxmetyev bo‘yicha $K = \frac{h_k}{H_0}$, bunda: $h_k = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{b^2 g}}$;

$$K = \frac{1}{H_0}\sqrt[3]{\frac{Q^2}{b^2 g}} = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{H_0^3 b^2 g}}. \qquad (9.22)$$

(9.18) ifodani hisobga olsak,

$$K = \sqrt[3]{\frac{\varphi^2 K^2 (1-K)\cdot b^2 \cdot 2g \cdot H_0^3}{H_0^3 \cdot g \cdot b^2}} = \sqrt[3]{\varphi^2 K^2 (1-K)\cdot 2}. \qquad (9.23)$$

Bu ifodani 3- darajaga ko‘tarib, (9.20) ni hisobga olgan holda ushbuga ega bo‘lamiz:

$$K^3 = \varphi^2 K^2 (1-K)\cdot 2;\quad K^3 = 2\,\mathrm{m}^2,\quad m = \sqrt{\frac{K^3}{2}}. \qquad (9.24)$$

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

$$K = \frac{2\varphi^2}{1+2\varphi^2}. \qquad (9.25)$$

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 9.11-*a* rasm uchun k =0,59, 9.11-*b* 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

$$K = \frac{2}{3}.$$

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.

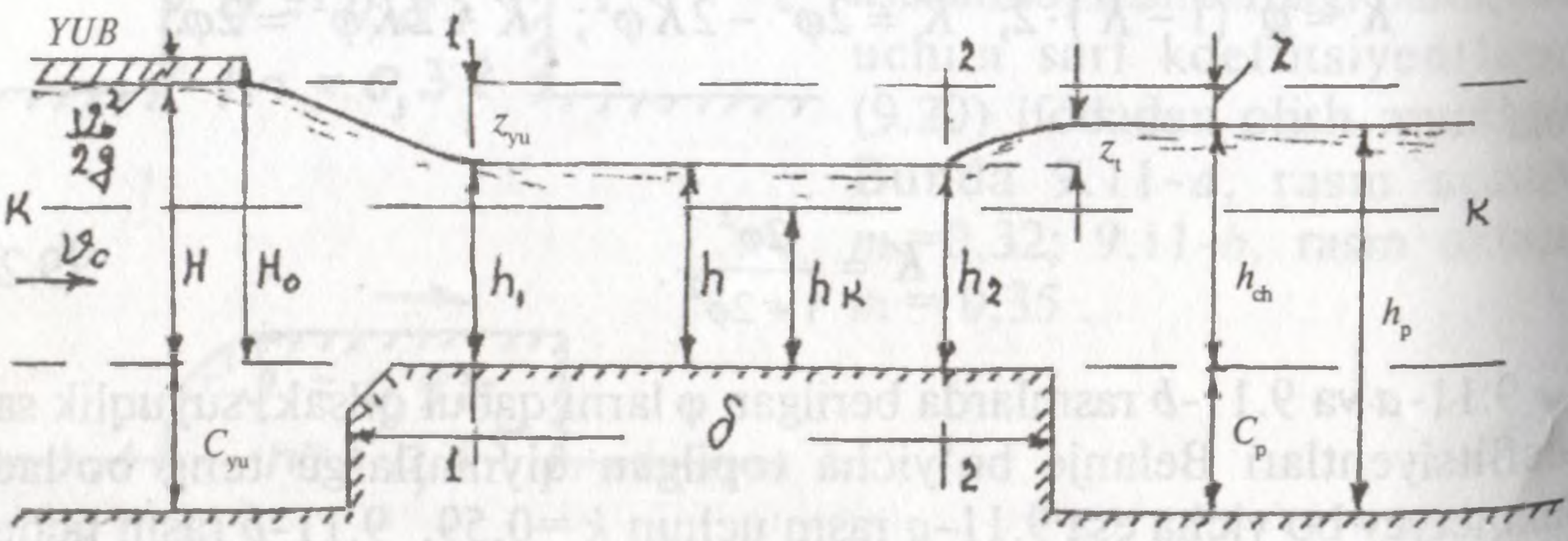
9.1-jadval

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

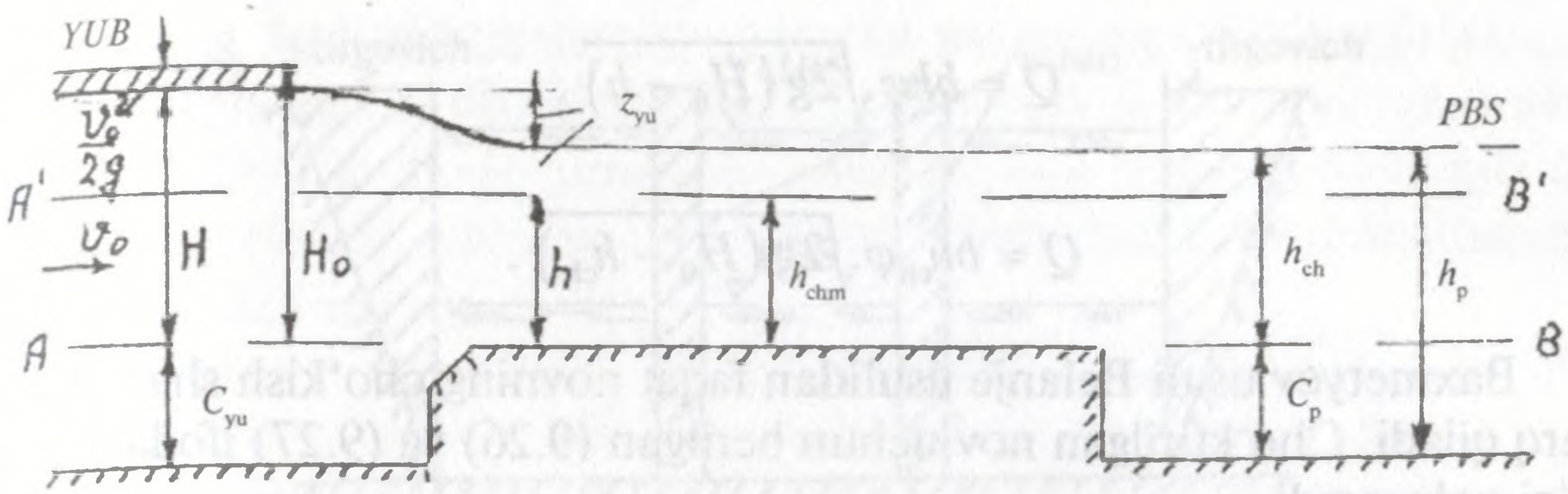
9.8-§. TO‘G‘RI BURCHAKLI KENG OSTONALI NOVNING CHO‘KISH SHARTLARI

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 potensial energiyaga o‘tishidadir. Shu munosabat bilan z_t tiklanish o‘zgarishi deyiladi.



9.12-rasm.



9.13-rasm.

Baxmetyev, Belanje usullarida tiklanish o‘zgarishi z_t hisobga olinmas edi va novdan oqib chiqish 9.13-rasmda ko‘rsatilganga o‘xshash 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.

Agar pastki byefdagi suyuqlik sathi ostonada o‘z-o‘zidan o‘rnatilgan sath chuqurligiga nisbatan yuqori bo‘lsa, Baxmetyev va Belanje usullarida, asosan, keng ostonali nov cho‘ktirilgan deyiladi, shu boisdan nov cho‘ktirilgan bo‘lishi uchun quyidagi shartlar bajarilishi kerak:

1) Agar

$$h_{ch} > \frac{2}{3} H_0 \text{ yoki } h_p > C_p + \frac{2}{3} H_0 \text{ bo‘lsa,}$$

Belanje bo‘yicha nov cho‘ktirilgan deyiladi, bunda novning cho‘kmaslik chuqurligi $h_{chm} = h_k$ bo‘lishi kerak (9.13-rasm).

2) Baxmetyev usuli bo‘yicha cho‘kmaslik chuqurligi $h_{chm} = h_k$ bo‘lib, $h_{ch} > h_k$ yoki $h_p > C_p + h_k$ bo‘lsa, nov cho‘ktirilgan deyiladi;

3) R.R.Chugayev kuzatishlari bo‘yicha keng nov ostonasidagi suv sathi pasayishi va novdan chiqayotgan paytda uning tiklanishiga qarab, agar cho‘kish balandligi

$$h_{ch} > nH_o \text{ yoki } h_p > C_p + nH_0 \text{ bo‘lsa,}$$

(bunda: $n = 0,85 \div 0,75$) nov cho‘ktirilgan deyiladi.

Keng ostonali novlardagi suyuqlik sarfini aniqlashda Belanje usuli bo‘yicha tiklanish chuqurligi z_t=0 qabul qilinib, ostonadagi chuqurlik h o‘rniga h_{ch} qo‘yiladi:

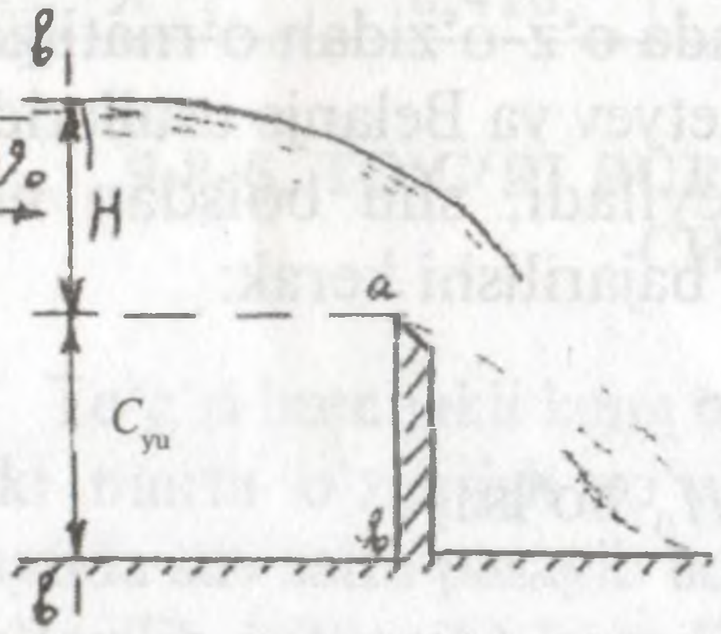
$$Q = bh\varphi\sqrt{2g\left(H_0 - h\right)}\,, \tag{9.26}$$

$$Q = bh_{ch}\varphi\sqrt{2g\left(H_0 - h_{ch}\right)}\,. \tag{9.27}$$

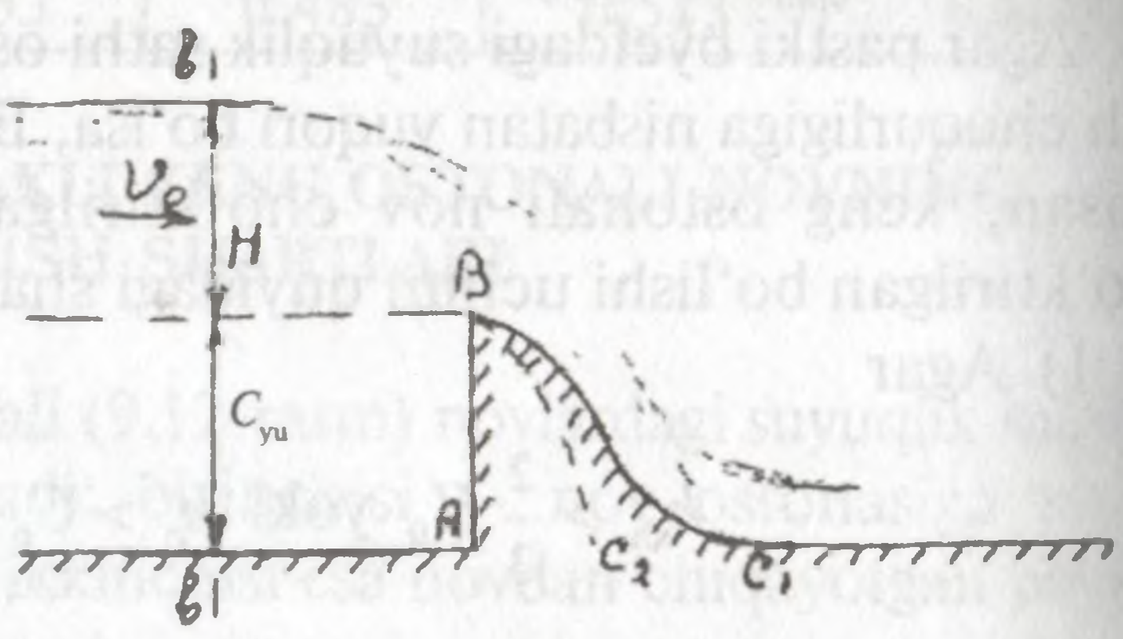
Baxmetyev usuli Belanje usulidan faqat novning cho‘kish sharti bilan farq qiladi. Cho‘ktirilgan nov uchun berilgan (9.26) va (9.27) ifodalarning o‘zi qolaveradi.

9.9-§. GIDROTEXNIK INSHOOTLARDA UCHRAB TURADIGAN NOV DEVORLARI

To‘g‘on qurish ishlarida ko‘proq uchraydigan, ostida bo‘shliq bo‘lmagan novlar qo‘llaniladi. Faraz qilaylik, bizga yupqa *ab* devorli nov ma’lum bo‘lsin.

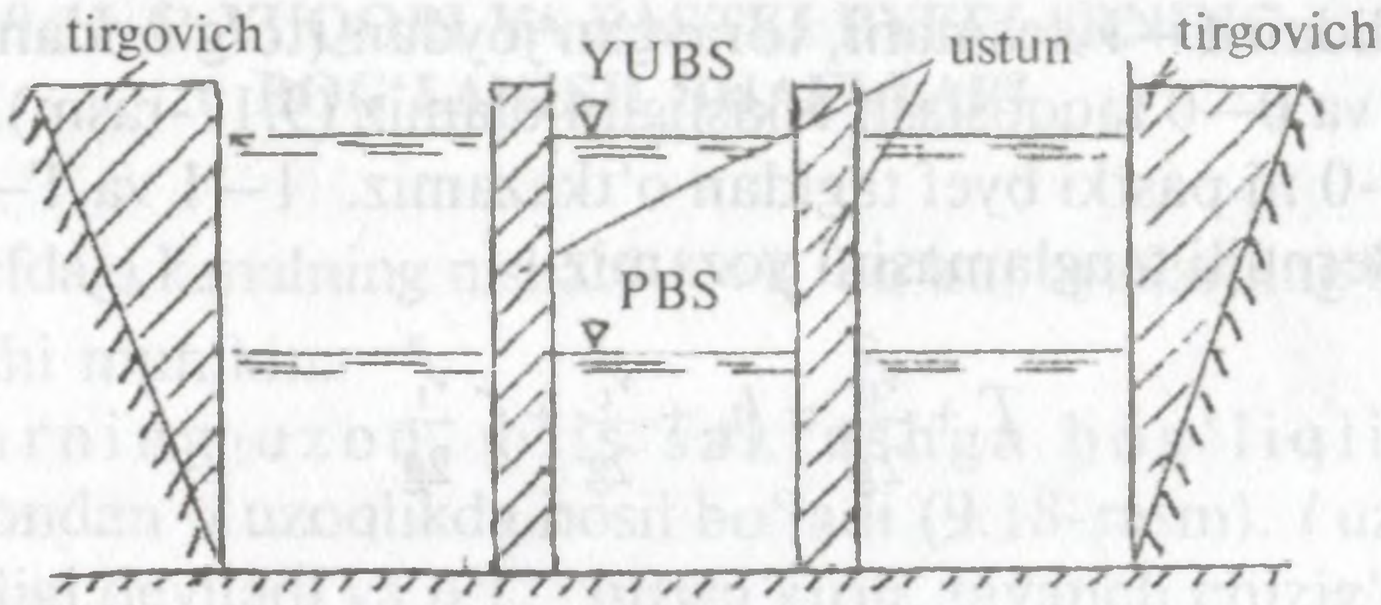


9.14-rasm.



9.15-rasm.

Undan amalda uchrab turadigan va ostonasida bo‘shliq bo‘lmagan novni hosil qilish uchun, suyuqlik oqib tushadigan qirrasi bo‘yicha BC_1 chiziq o‘tkaziladi (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.



9.16-rasm.

Bunday ko‘plab uchraydigan novlarni hisoblashda

$$Q = \sigma_{ch} \varepsilon m B \sqrt{2g} H^{3/2} \tag{9.28}$$

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 ning o‘zgarishini bildiradi. Cho‘kmagan novlar uchun $\sigma_{ch}=1,0$ bo‘ladi; ε — suyuqlikning 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 tog‘onning yuzi), unda oqib kelish tezligi v_0 hisobga olinmaydi va $H_0=H$ deb qabul qilinadi.

Agar amalda 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 suyuqlikning eng tor joydagi chuqurligi h_t aniqlanadi. Buning uchun D. Bernulli tenglamasidan foydalanamiz hamda

to‘g‘on oldidan 1—1 kesmani, toraygan joydan (to‘g‘ondan 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:

$$T + \frac{v_0^2}{2g} = h_t + \frac{v_t^2}{2g} + \zeta \frac{v_t^2}{2g} \tag{9.29}$$

yoki

$$T_0 = h_t + (1 + \zeta)\frac{v_t^2}{2g}. \tag{9.30}$$

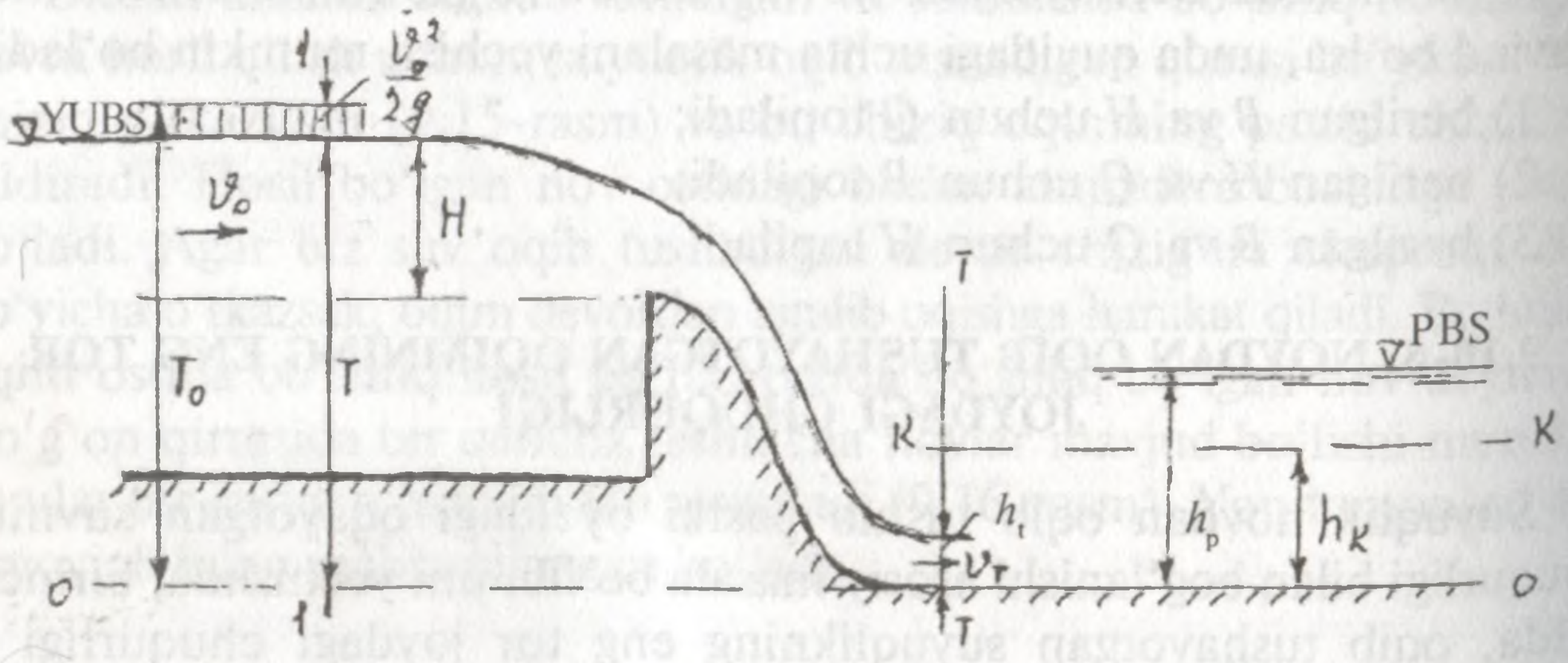
Bunda T_o 1 — 1 kesmadagi to‘la dam:
Agar

$$v_t = \frac{Q}{bh_t} = \frac{q}{h_t} \tag{9.31}$$

va $1 + \zeta = \frac{1}{\varphi^2}$ bo‘lsa, (9.30) ifodaga ko‘ra:

$$T_0 = h_t + \frac{q^2}{2gh_t^2\varphi^2}. \tag{9.32}$$

To‘g‘ri burchakli kanallar uchun (9.32) ifodadan toraygan joydagi h_t chuqurlikni aniqlash mumkin. Bu kubik tenglama bo‘lib, uning 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). Tenglama (9.32) uchun topilgan uchta ildizlaridan biri shu oraliqda yotgan bo‘lib, haqiqiy ildizi deb hisoblanadi.

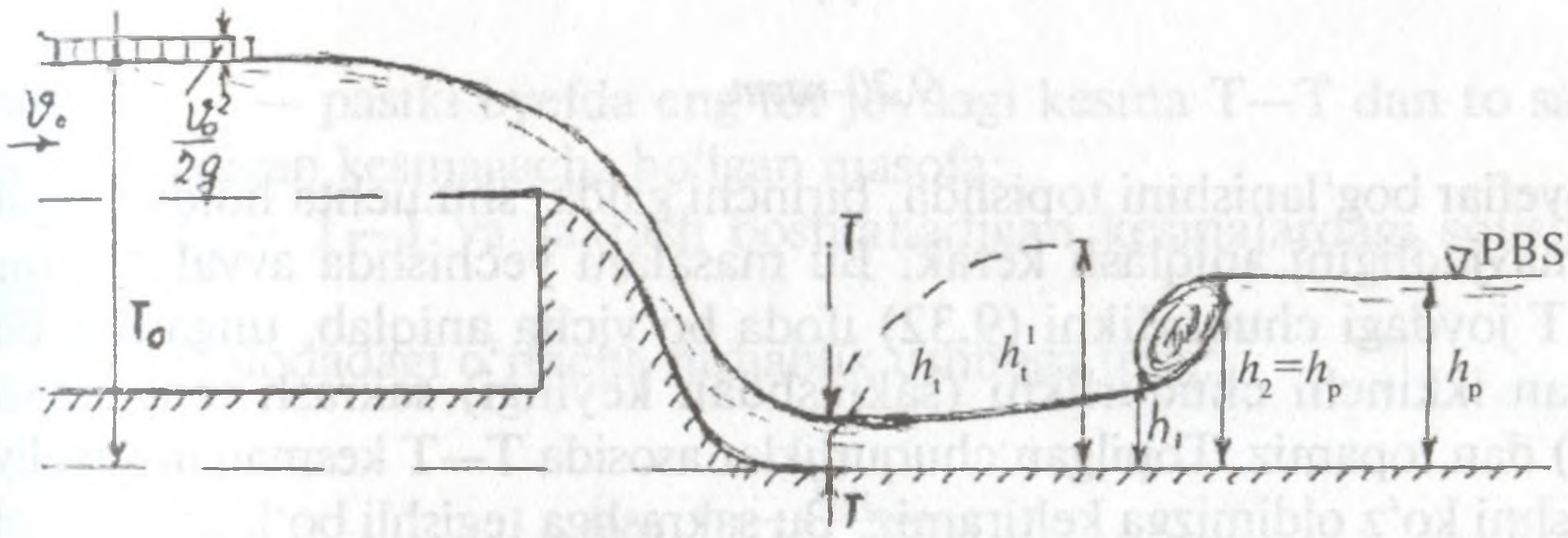


9.17-rasm.

9.11-§. YUQORI VA PASTKI BYEFLARNING BOG‘LANISH SHAKLLARI

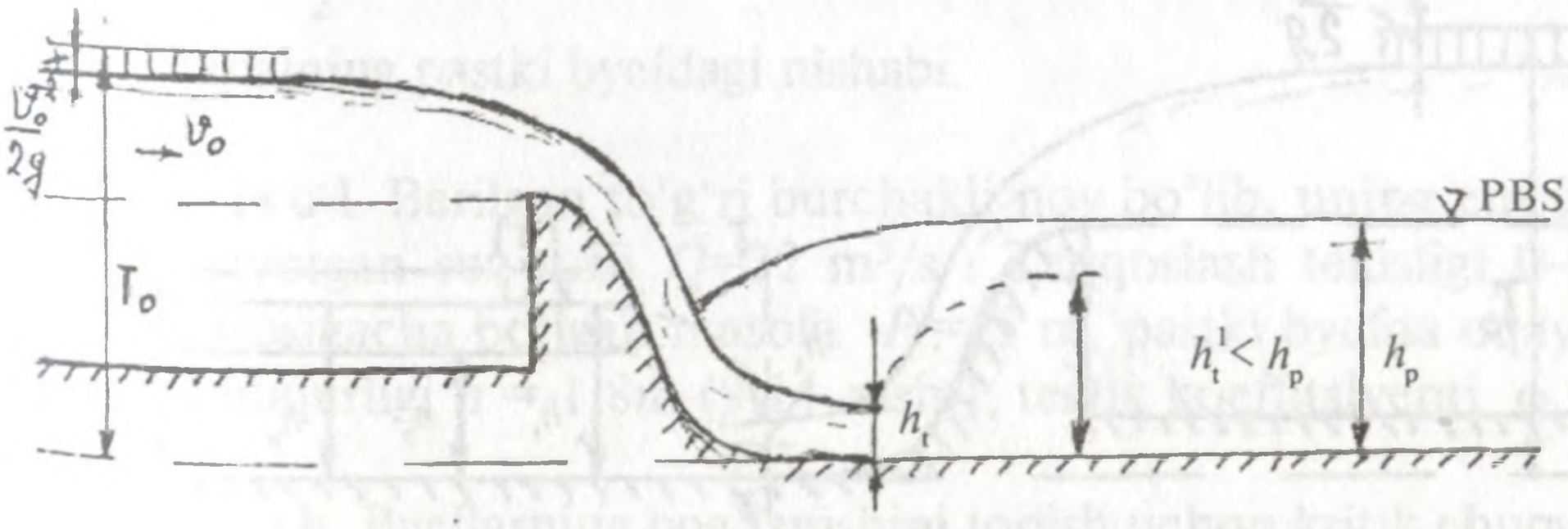
Pastki byefdagi kanalning nishabi $i < i_k$ bo‘lsa, byeflarning bog‘lanishi uch xil bo‘lishi mumkin:

1. Byeflarning 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_1 gacha ko‘payib, sakrashdan oldin bo‘lgan, ikkinchisi h_2 esa sakrashdan keyingi, bir-biriga bog‘liq bo‘lgan chuqurliklar bo‘ladi.



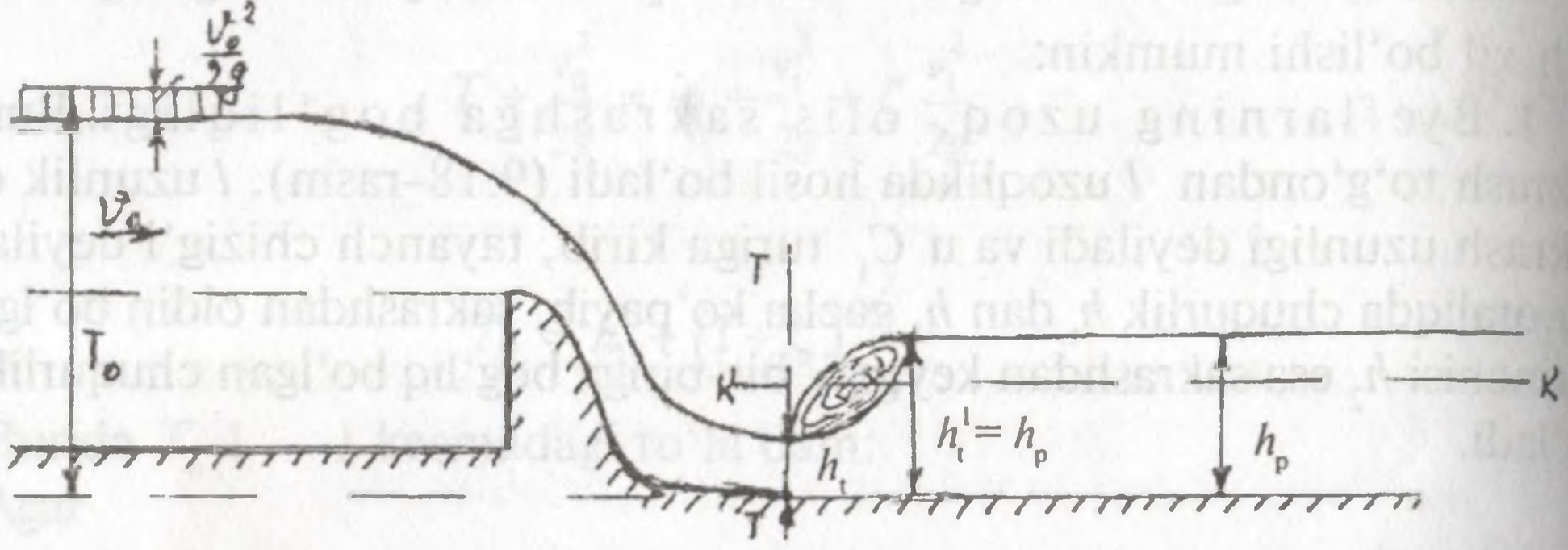
9.18-rasm.

2. Byeflarning 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.

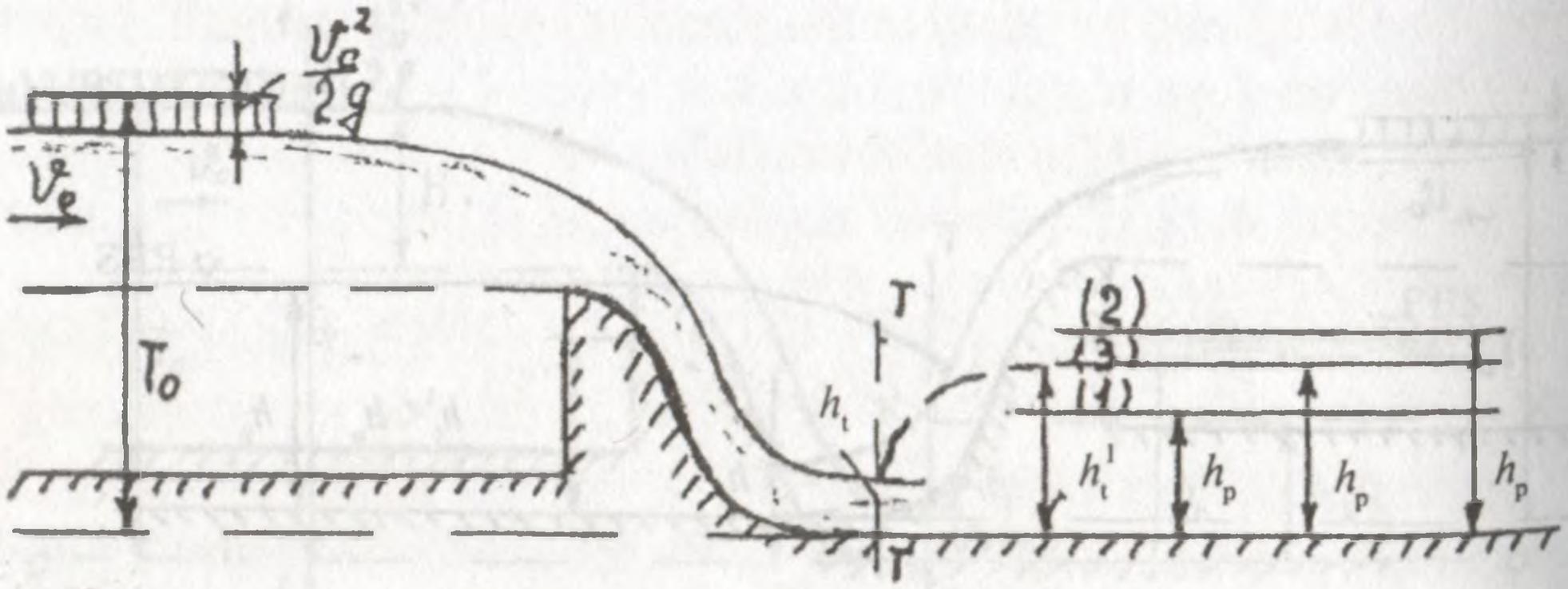
3. Byeflarning haqiqiy sakrashga bog‘liqligi. Bu holda pastki byefdagi suyuqlik chuqurligi ta’sirida sakrash cho‘ktirilmagan va uzoqlashmagan bo‘lib, T-T kesmadan, ya’ni eng toraygan joydagi chuqurlikdan boshlanadi (9.20-rasm).



9.20-rasm.

Byeflar bog‘lanishini 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 chuqurlik $h_1 = h_t$ ga, ikkinchisi esa $h_2 = h_t'$ teng bo‘ladi. Keyin quyidagicha mulohaza yuritamiz (9.21-rasm):

1) agar pastki byefdagi chuqurlik sakrashga ta’sir etmasa (sakrash cho‘kmagan bo‘lsa), ya’ni $h_2 = h_t'$ bo‘lsa, unda T—T kesmadan l uzoqlikda sakrash hosil bo‘ladi (9.18-rasm);



9.21-rasm.

2) agar pastki byefdagi chuqurlik sakrashga ta'sir etib $h_p = h_1'$ bo'lsa, unda cho'ktirilgan sakrash bo'ladi (9.19-rasm);

3) agar pastki byefdagi suv sathi (chuqurligi) sakrashning ikkinchi chuqurligi bilan teng bo'lsa, u holda xayoliy sakrash haqiqiy sakrashga aylanadi (9.20-rasm).

Shunday qilib, byeflarning bog'lanishi chuqurlik h_1' 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:

$$l_{1-2} = \frac{E_2 - E_1}{i - i_{ort}}, \qquad (9.33)$$

bunda: l_{1-2} — pastki byefda eng tor joydagi kesma T—T dan to sakrash boshlanadigan kesmagacha bo'lgan masofa;

E_1, E_2 — T—T va sakrash boshlanadigan kesmalardagi solishtirma energiya.

(9.33) ifodadagi o'rtacha nishablik ushbuga teng:

$$i_{o'rt} = \frac{v_{urt}^2}{C_{o'rt}^2 \cdot R_{o'rt}}, \qquad (9.34)$$

bunda: $v_{o'rt} = \frac{v_1 + v_2}{2}$ — ko'rilayotgan kesmalardagi tezliklarning o'rtacha qiymati;

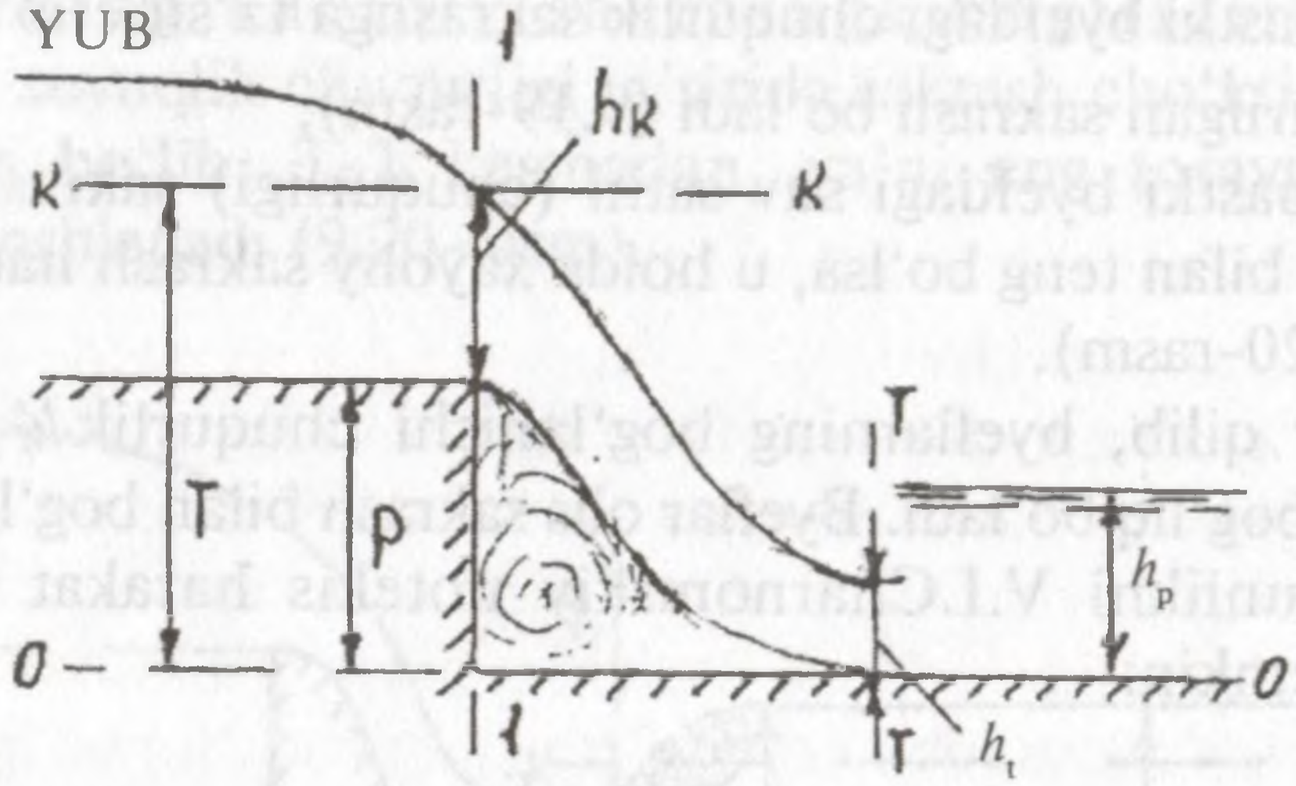
$c_{o'rt} = \frac{c_1 + c_2}{2}$ — kesmalar uchun olingan o'rtacha Shezi koeffisiyenti;

$R_{o'rt} = \frac{R_1 + R_2}{2}$ — o'rtacha gidravlik radiusi;

i — kanalning pastki byefdagi nishabi.

9.1-misol. Berilgan to'g'ri burchakli nov bo'lib, uning eni b=8m, oqib tushayotgan suv sarfi Q=32 m³/s . Taqqoslash tekisligi 0-0 dan novning asosigacha bo'lgan masofa P = 5 m, pastki byefda oqayotgan suvning chuqurligi h = 1,8m (9.14-rasm), tezlik koeffitsiyenti φ =0,95 ga teng.

Yechish. Byeflarning bog'lanishini topish uchun kritik chuqurlikni topamiz (α =1,0):



9.22-rasm.

$$h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{b^2 g}} = \sqrt[3]{\frac{1,0 \cdot 32^2}{8^2 \cdot 9,8}} = 1,18\ \text{m}\ .$$

Kesma 1—1 dagi to‘la dam:

$$T_0 = T + \frac{v_k^2}{2g} = P + h_k + \frac{v_k^2}{2g} = 5 + 1,18 + 0,58 = 6,76\ \text{m}\ ,$$

bunda: $v_k = \dfrac{Q}{\omega_k} = \dfrac{32}{8 \cdot 1,18} = 3,39\ \text{m/s}$ — kritik tezlik.

Oqimning eng toraygan joydagi chuqurlik h_t ni

$$T_0 = h_t + \frac{\alpha v_t^2}{2g} = \frac{\alpha Q^2}{2gb^2 h_t^2 \varphi^2} + h_t \text{ dan yoki}$$

$$T_0 = h_t + \frac{A}{h_t^2} \text{ dan topamiz,}$$

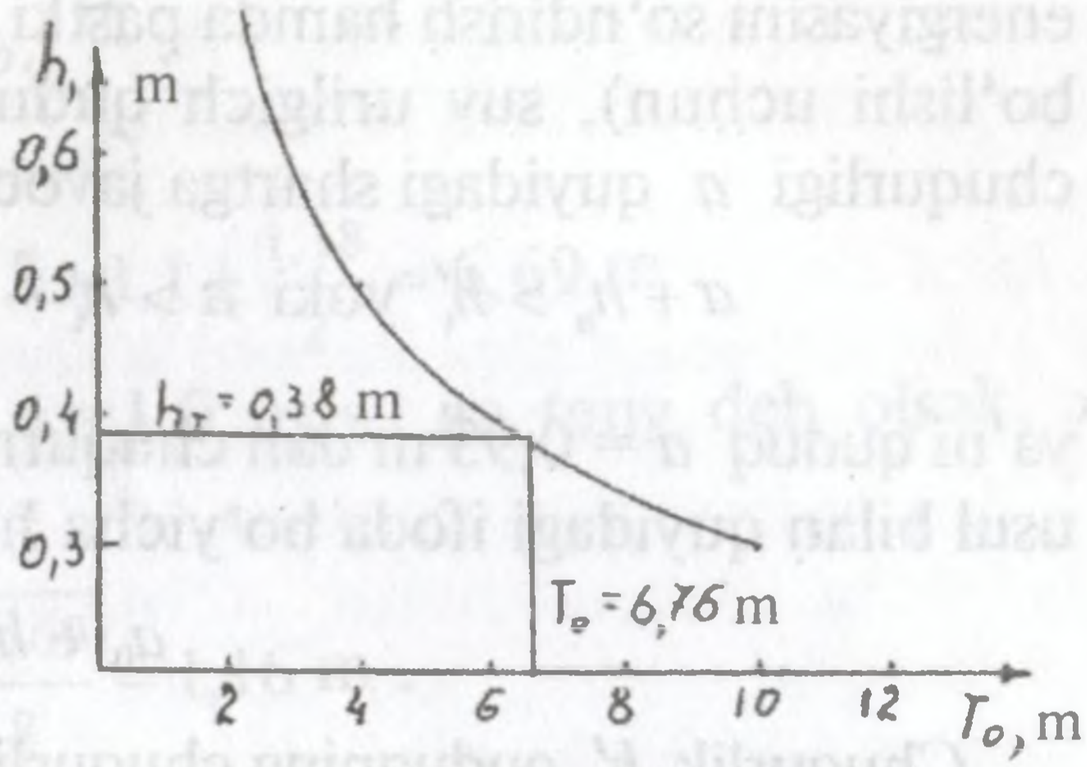
bunda

$$A = \frac{Q^2}{2gb^2\varphi^2} = \frac{1024}{2 \cdot 9,8 \cdot 8^2 \cdot 0,95^2} = 0,905\ ;$$

$$T_0 = h_t + \frac{0,905}{h_t^2},\ \text{ya’ni}\ 6,76 = h_t + \frac{0,905}{h_t^2}\ .$$

Yozilgan tenglik bajarilishi uchun, h_t ni aniqlashning ketma-ket yaqinlashish usulidan foydalanamiz. Buning uchun 9.2-jadvalni tuzib, h_t ga bir nechta qiymatlar berib chiqamiz. Jadval asosida grafik (9.23-rasm) quramiz.

Grafikdan ko'rinadiki, T_o=6,76 m ga to'g'ri keladigan eng toraygan joydagi chuquqrlik h_t= 0,38 m ga teng bo'ladi. Tekshirish uchun tenglamaga h_t=0,38 m qo'yamiz:



9.23-rasm.

$$T_0 = 6,76 = 0,38 + \frac{0,905}{0,38^2} = 6,67 \text{ m}.$$

Xatolik: $\frac{6,76 - 6,67}{6,76} \cdot 100\% = 1,3\%$.

9.2-jadval

h_t, m	A, m²	$\frac{0,905}{h_t^2}$	T_0, m
0,3	0,09	10,06	10,36
0,4	0,16	5,65	6,05
0,5	0,25	3,62	4,12
0,6	0,36	2,51	3,16
0,7	0,49	1,85	2,55

Topilgan toraygan joydagi chuquqrlik h_t ga bog'liq bo'lgan ikkinchi sakrashdan keyingi chuquqrlik h_t' ni quyidagi ifodadan topamiz:

$$h_t' = \frac{h_t}{2}\left[\sqrt{1 + \frac{8h_t^3}{h_t^3}} - 1\right] = \frac{0,38}{2}\left[\sqrt{1 + \frac{8 \cdot 1,18^3}{0,38^3}} - 1\right] = 2,75 \text{ m},$$

h_t' chuquqrlikni pastki byef chuquqrligi h_p bilan solishtiramiz: $h_t' = 2,75 > h_p = 1,8$ bo'lgani uchun, uzoqlashgan (siljigan) sakrash hosil bo'ladi. Demak, suvning pastki byefga tushish joyidan boshlab (suv kinetik

energiyasini so‘ndirish hamda pastki byefda cho‘ktirilgan gidravlik sakrash bo‘lishi uchun), suv urilgich quduq qurishimiz kerak. Bu quduqning chuqurligi a quyidagi shartga javob berishi kerak:

$$a + h_n > h_t' \text{ yoki } a > h_t' - h_n = 2,75 - 1,8 = 0,95\,\text{m},$$

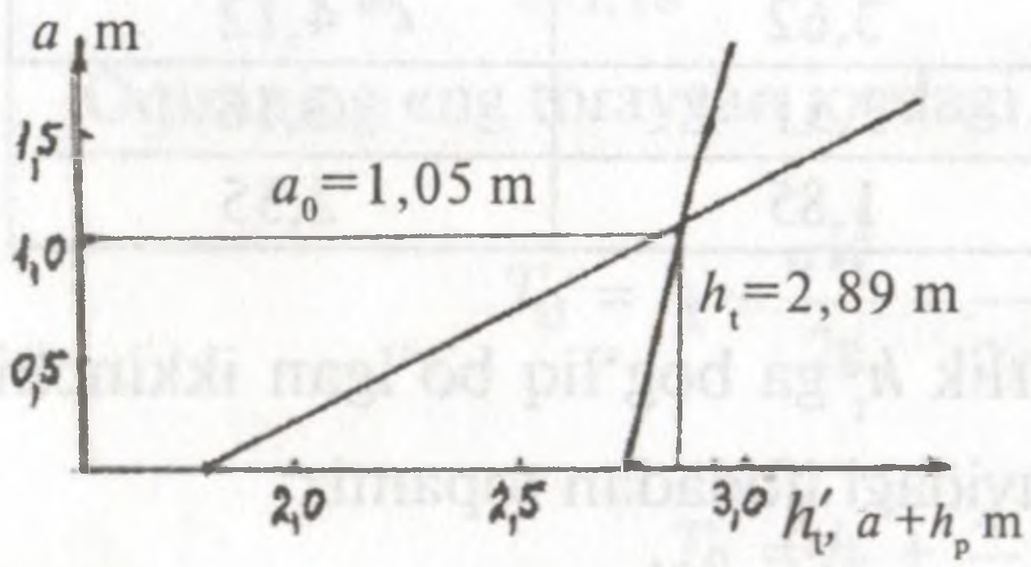
ya’ni quduq $a = 0,95$ m dan chuqurroq bo‘lishi kerak. a_o chuqurlik analitik usul bilan quyidagi ifoda bo‘yicha hisoblanadi:

$$a_0 + h_p = h_t'.$$

Chuqurlik h_t' quduqning chuqurligiga bog‘liq bo‘lgani uchun, a_0 tanlash yo‘li bilan topiladi. Buning uchun 9.3-jadval tuziladi.

9.3-jadval

a_0, m	h_t, m	$T_o' = T_0 + a$, m	h_t', m	$a + h_n$, m
0	0,38	6,67	2,75	1,8
0,5	0,36	7,17	2,82	2,3
1,0	0,35	7,67	2,88	2,8
1,5	0,34	8,17	2,95	3,3
2,0	0,33	8,67	2,99	3,8



9.24-rasm.

Jadvaldagi hisob-kitoblarni $a + h_p$ ni h_t' dan oshib ketmaguncha davom ettirish kerak. Jadval asosida grafik (9.24-rasm) chizamiz va undan quduq chuqurligi a_0 ni topamiz.

Demak, quduq chuqurligi a_0=1,05 m dan kattaroq bo‘lishi kerak:

$a = 1,1 a_{0=1,1}$ m ga teng deb qabul qilamiz.

Endi quduq uzunligini topamiz:

$$l_q = x + 0,8 l_s,$$

bunda $l_s = 4,5 h_t' = 4,5 \cdot 2,89 = 13$ m sakrash uzunligi bo‘lib, Safranets ifodasi ishlatilgan.

$$x = v_o\sqrt{\frac{2y}{g}},$$

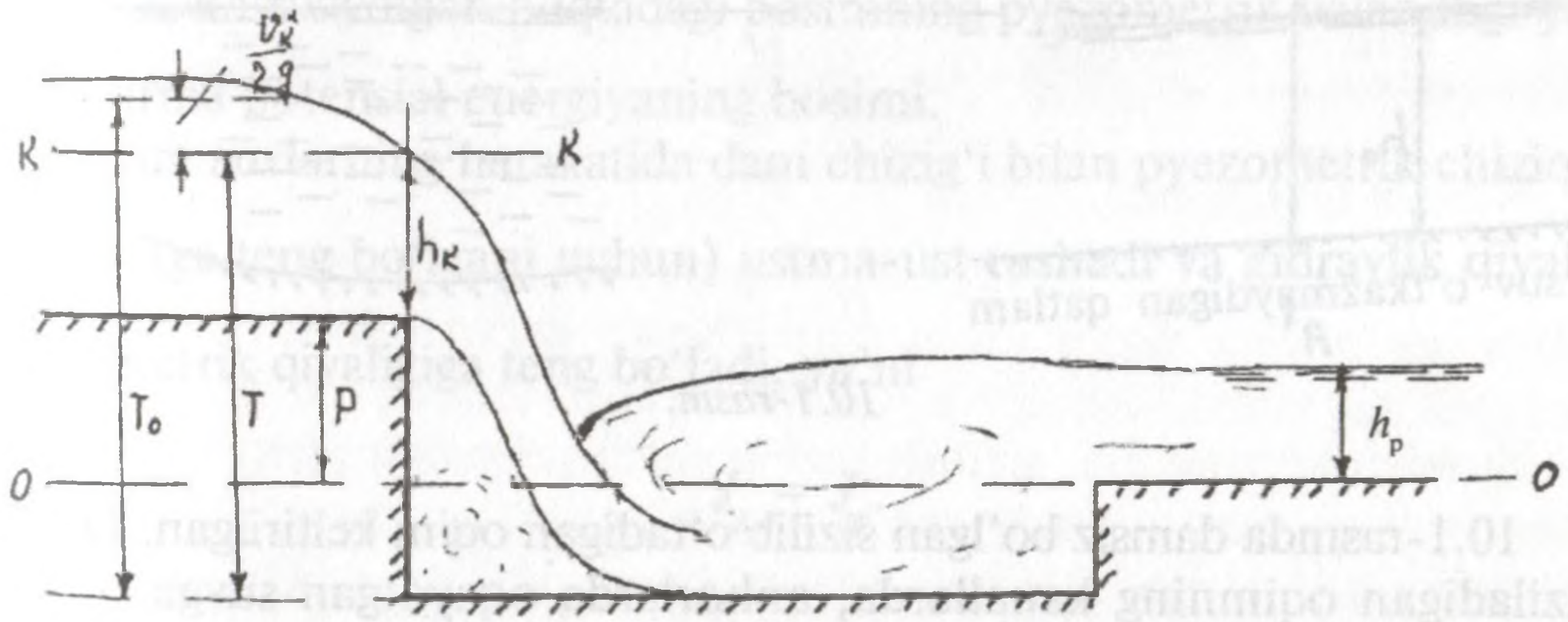
bunda: $$y = P + a + \frac{h_k}{2} = 5 + 1{,}1 + \frac{1{,}18}{2} = 6{,}69 \text{ m}.$$

Kanalda oqayotgan suv tezligi v_0=1,0 m/s ga teng deb olsak, x ushbuga teng bo‘ladi:

$$x = 1{,}0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 6{,}69}{9{,}8}} = 1{,}16 \text{ m}.$$

Suv novdan quduqqa x =1,16m uzoqlikda tushadi. Quduqning uzunligi $l_q = 1{,}16 + 0{,}8 \cdot 13 = 11{,}56$ m ga teng.

Endi novning sxematik chizmasini quduq bilan birga chizamiz (9.25-rasm).

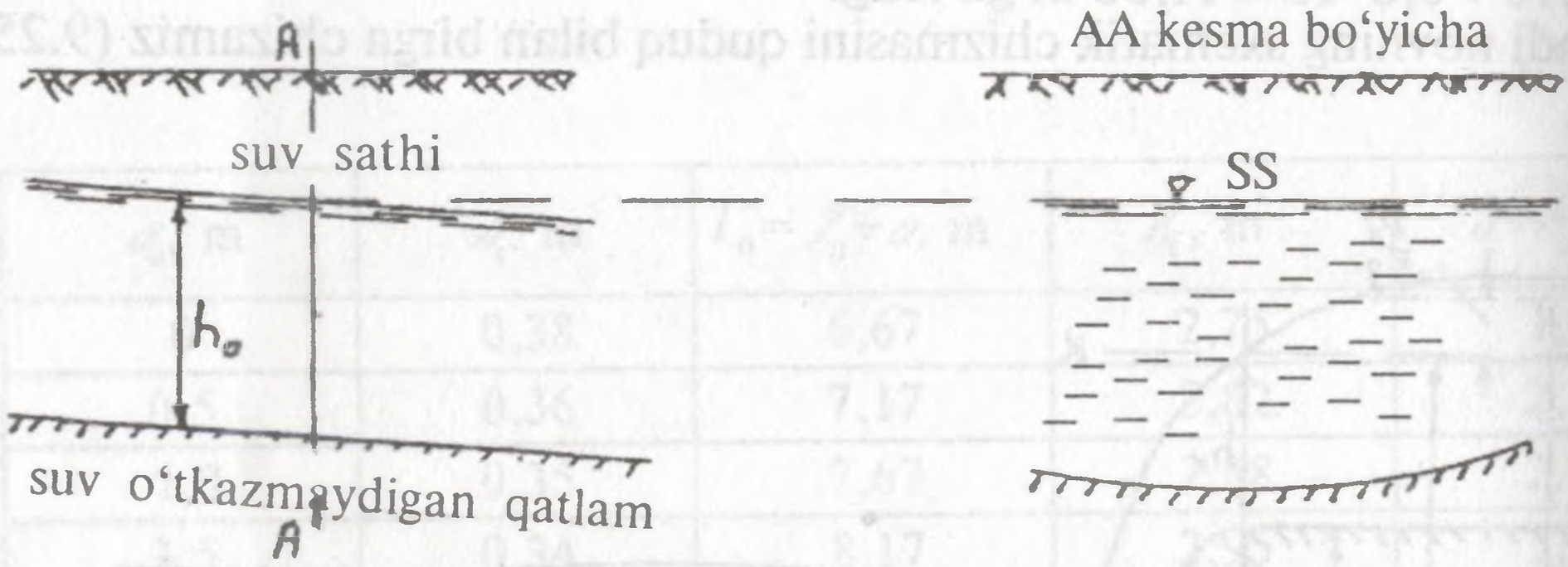


9.25-rasm.

10-bob. FILTRATSION OQIMLAR

10.1-§. SIZILISH (FILTRATSIYA) NAZARIYASINING ASOSIY TUSHUNCHALARI

Suyuqlikning g‘ovak muhitlardagi harakati *sizilish* (filtratsiya) deyiladi. Suv g‘ovak muhitga har xil yo‘l orqali tushadi. Suv yerga shimilib, o‘tkazuvchan qatlamni suvga to‘ldiradi. Suv yerning o‘tkazuvchi qatlami bo‘yicha shimilib borib, o‘tkazmas bo‘lgan qatlamga yetadi (qattiq zichlangan tuproq, tog‘ jinslari va boshqalar) va uning yuzi bo‘yicha harakat qiladi. Shunday qilib, suv o‘tkazmas qatlamni yuzi kanal 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 oqimning 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‘tkazmaydigan qatlamni parma bilan suv o‘tkazuvchi qatlamgacha teshsak, hosil bo‘lgan burg‘ qudug‘idan suv ko‘tarila boshlaydi. Bunday burg‘ 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, gorizontal drenaj quvurlar yotqiziladi. Quvurga gruntdagi suvlar har tomonlama yig‘iladi va undan zovurlarga oqib ketadi. Drenaj quvurlarni yotqizishdan oldin gruntdagi siziladigan oqimlarni o‘rganib chiqish kerak.

Grunt suvlar 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, suvning laminar harakatini o‘rganamiz. Ma’lumki, laminar harakatda yo‘qolgan dam tezlikning birinchi darajasiga to‘g‘ri mutanosibdir. Yer osti suvlari harakati asosan kichik tezliklarda bo‘lgani uchun, kesmadagi to‘la dam H ni topishda tezlik damini hisobga olmasa ham bo‘ladi. To‘la dam H quyidagiga teng:

$$H = Z + \frac{P}{\gamma}, \qquad (10.1)$$

bunda: Z — taqqoslash tekisligidan ko‘rilayotgan nuqtagacha bo‘lgan geometrik balandlik yoki solishtirma potensial energiyaning holati;

$\frac{P}{\gamma}$ — ko‘rilayotgan nuqtadagi bosimning pyezometrik balandligi yoki solishtirma potensial 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

$$J_g = J_p.$$

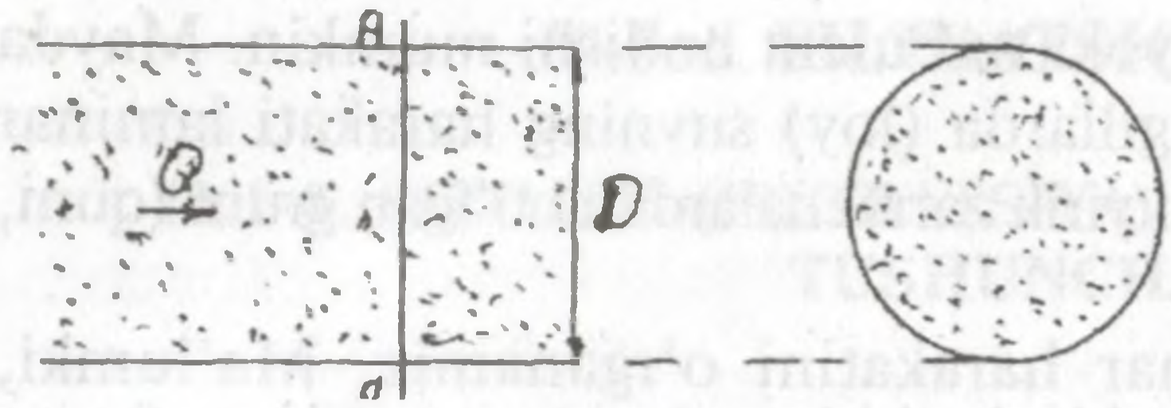
10.2-§. LAMINAR SIZILISHNING ASOSIY QONUNI

Olimlar tomonidan o‘tkazilgan (XIX asrning o‘rtalarida) ko‘p tajribalar shuni ko‘rsatdiki, suvning sizilish tezligi pyezometrik qiyalikning birinchi darajasiga to‘g‘ri mutanosibdir:

$$U = KJ. \qquad (10.2)$$

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 diametrga ega bo‘lgan va ichi qumga to‘ldirilgan quvurni olaylik. Faraz qilaylik, shu



10.2-rasm.

quvurdagi qumning g‘ovaklaridan suv harakat qiladi va uning sarfi Q bo‘lsin. Shu quvurda A—A kesmani olamiz va unda uch xil yuzlar mavjudligini ko‘ramiz:

a) grunt g‘ovaklarining yuzi $\omega_{g'}$ bo‘lib, oqayotgan suv shu haqiqiy yuz bo‘yicha o‘tadi;

b) grunt zarrachalarining yuzi ω_z bo‘lib, unda suv harakat qilmaydi;

d) quvurning to‘la ichki yuzi ω o‘z ichiga g‘ovak va zarrachalarning shu A—A kesmadagi olingan yuzlarning yig‘indisiga teng:

$$\omega = \omega_{g'} + \omega_z. \tag{10.3}$$

Suvning haqiqiy tezligi g‘ovak yuzidan o‘tgan tezlikka teng:

$$U_x = \frac{Q}{\omega_{g'}}. \tag{10.4}$$

Sizilish tezligi esa:

$$U = \frac{Q}{\omega}. \tag{10.5}$$

Bundan ko‘rinadiki, sizilish tezligi soxta (xayoliy) tezlik bo‘lib, suv butun $\omega = \omega_{g'} + \omega_z$ yuz bo‘yicha harakat qilayapti deb faraz qilinadi. Agar gruntning hajmiy g‘ovakligini n va yuz g‘ovagini n' bilan belgilasak, unda

$n = \dfrac{\text{g‘ovak hajmi}}{\text{grunt hajmi}}$; $n' = \dfrac{\text{g‘ovak yuzi}}{\text{quvur yuzi}}$ bo‘ladi.

Bir jinsli gruntda $n = n'$ bo‘ladi va

$$\frac{U}{U_x} = \frac{\omega_g}{\omega} = n \quad \text{yoki} \quad U = n \cdot U_x. \tag{10.6}$$

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:

$$\omega U = \omega KJ \text{ yoki } Q = \omega KJ. \tag{10.7}$$

(10.2) va (10.7) ifodalar gruntda laminar harakat qilayotgan suyuqlik uchun sizilishning asosiy qonunini bildiradi. Bu ifodalarni

$$U \cdot d \leq 0{,}01 \div 0{,}07 \text{ sm}^2/\text{s} \qquad (10.8)$$

bo‘lganda qo‘llash mumkin. Bunda: U — sizilish tezligi, sm/s;

d — grunt zarrachalarining diametri, sm. Agar yuqoridagi shart bajarilmasa, unda Darsi qonunining chiziqli bog‘lanishi buziladi. U holda (10.2) va (10.7) ifodalar o‘rniga ushbu turbulent sizilish ifodasi ishlatiladi:

$$J = aU + bU^2, \qquad (10.9)$$

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 quyidagiga teng bo‘ladi:

$$U = K_T\sqrt{J}\ , \qquad (10.10)$$

bunda: K_T — turbulent sizilishning koeffitsiyenti.

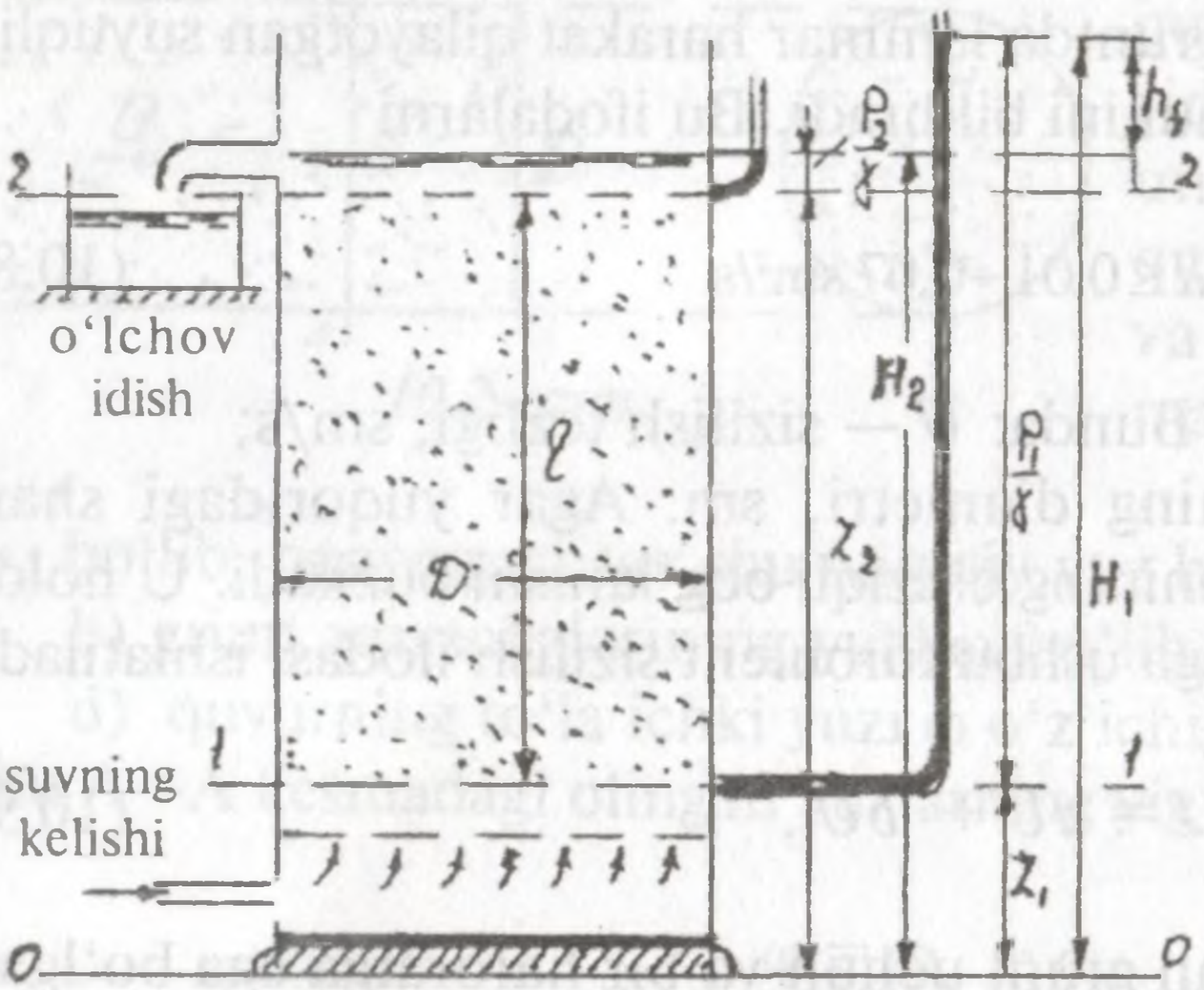
Shunday qilib, sizilish nazariyasiga soxta tezlik kiritib, gruntning g‘ovaklaridan o‘tayotgan haqiqiy filtratsiya oqimini butun yuz bo‘yicha filtratsiya oqimiga almashtiriladi.

10.3-§. SIZILISH KOEFFITSIYENTINI ANIQLASH

Sizilish 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 empirik ifodasi bo‘yicha hisoblash.

Laboratoriya usulini ko‘rib chiqaylik. Sizilish koeffitsiyentni aniqlashda Darsi qurilmasi ishlatiladi. U temirdan tayyorlangan vertikal silindrdan iborat bo‘lib, pastki joyiga to‘r o‘rnatilgan. Tajriba o‘tkaziladigan gruntni 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.



10.3-rasm.

Suv bosim ostida silindrik idishga kirib, grunt bo'yicha pastdan yuqoriga sizilib o'tib boradi. Sizilib bo'lgan suv jo'mrakdan o'lchov idishga tushadi. Shu idish orqali sizilgan suv sarfini aniqlash mumkin. Sizilish koeffitsiyenti K ni Darsi ifodasidan topish mumkin:

$$K = \frac{Q}{J \cdot \omega}, \qquad (10.11)$$

bunda: ω — silindrning ichki kesma yuzi;

J — gidravlik qiyaligi.

10.3-rasmda H_1 va H_2 lar 1-1 va 2-2 kesmalardagi to'la damlarning 0 — 0 taqqoslash tekisligiga nisbatan olinganligi ko'rsatilgan, ya'ni

$$H_1 = Z_1 + \frac{P_1}{\gamma}, \qquad H_2 = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma}.$$

Suyuqlik sizilishi natijasida l 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 koeffitsiyent K ni topish mumkin.

Amalda sizilish koeffitsiyenti K ni **empirik ifodasi bo'yicha aniqlash usuli** juda kam qo'llaniladi. Shuning uchun bu usulga to'xtamasak ham bo'ladi.

Dala usuli. Gruntning sizilish koeffitsiyentini dalaning o'zida aniqlash uchun maxsus tajriba o'tkaziladi. Buning uchun maxsus qurilgan quduqlardan suv so'rib olinadi. Uning sarfi va quduqdagi suvning sathi aniqlanadi. Keyin sarf Q ni, qo'shni quduqdagi suvlarning sathlarini bilib, maxsus ifodalar orqali sizilish koeffitsiyenti K topiladi. Dala usuli bo'yicha K ni topish «Muhandislik geologiyasi» kursida to'la-to'kis keltirilgan. Misol uchun, har xil tuproqlarda taxminiy bo'ladigan sizilish koeffitsiyentini keltiramiz (10.1-jadval).

10.1-jadval

Tuproqning nomi	Filtratsiya koeffitsieynti, 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) qiyalik miqdor jihatdan 1 dan ancha kichik ($J<<1$). Shuni hisobga oladigan bo‘lsak, gruntda harakat qilayotgan suvning tezligi juda kichik bo‘lar ekan (taxminan 0,01 ÷ 0,000001 sm/s).

10.4-§. SUVNING DAMSIZ TEKIS HARAKATI

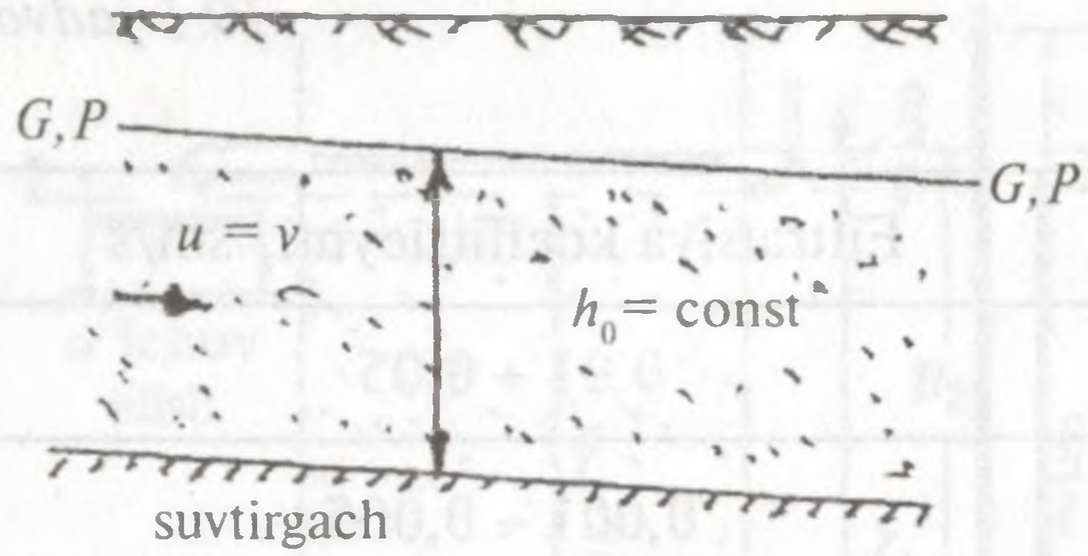
Faraz qilaylik, 10.4-rasmda ko‘rsatilgan suvtirgach (ruscha —водоупор) nishabi i bo‘yicha grunt suvi tekis harakat qilayotgan bo‘lsin. U holda suvning sath chizig‘i suvtirgach chizig‘i bilan parallel bo‘lib, chuqurligi h_0 oqim bo‘yicha o‘zgarmas bo‘ladi. Sizilish tezligi kichik bo‘lgani uchun tezlik damini hisobga olmasak, dam chizig‘i pyezometrik chizig‘i bilan ustma-ust tushadi. Demak, suv grunt ichida tekis harakat qilganda, gidravlik, pyezometrik va suvtirgach nishabi bilan bir xil bo‘ladi. Shunda Darsi ifodasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$u = v = Ki, \text{ chunki } J_g = J_p = i \text{ va}$$

$$Q = K\omega i. \qquad (10.12)$$

Agar suvtirgachning eni juda katta bo‘lsa, u holga hisob-kitobni birlik eniga nisbatan ko‘rish mumkin:

$$q = K \cdot h_0 \cdot i, \qquad (10.13)$$



10.4-rasm.

bunda: $q = \frac{Q}{b}$ — birlik enidan sizilib o‘tgan suv sarfi.

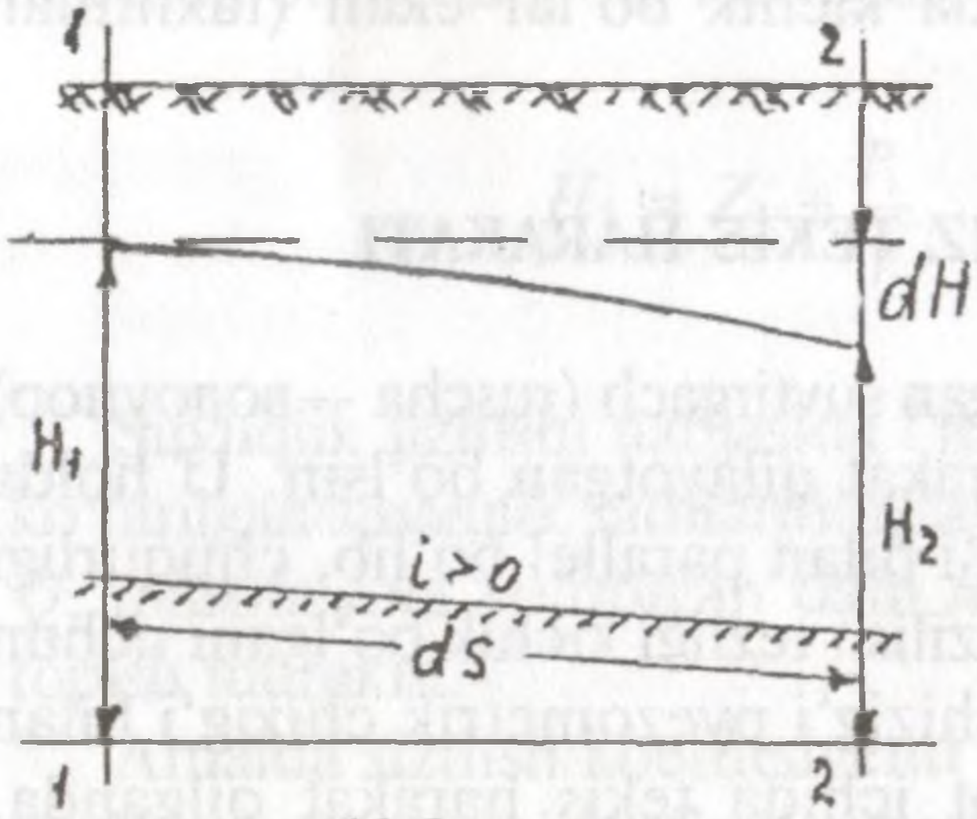
Gruntda tekis harakat qilayotgan suv sizilish tenglamasi

$$h_0 = \frac{q}{K \cdot i} \qquad (10.14)$$

bo‘ladi.

10.5-§. GRUNTDAGI 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. Nishabi kichik bo‘lgan o‘zanda silliq o‘zgaruvchan harakat oqimining jonli yuzi tekis va vertikal deb qaraladi. Unda 1—1 va 2—2 kesmalar orasidagi masofa *ds* hamma joyda bir xildir.



10.5-rasm.

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

$$h_f = H_1 - H_2 \qquad (10.15)$$

ga teng yoki

$$-dH = H_2 - H_1. \qquad (10.16)$$

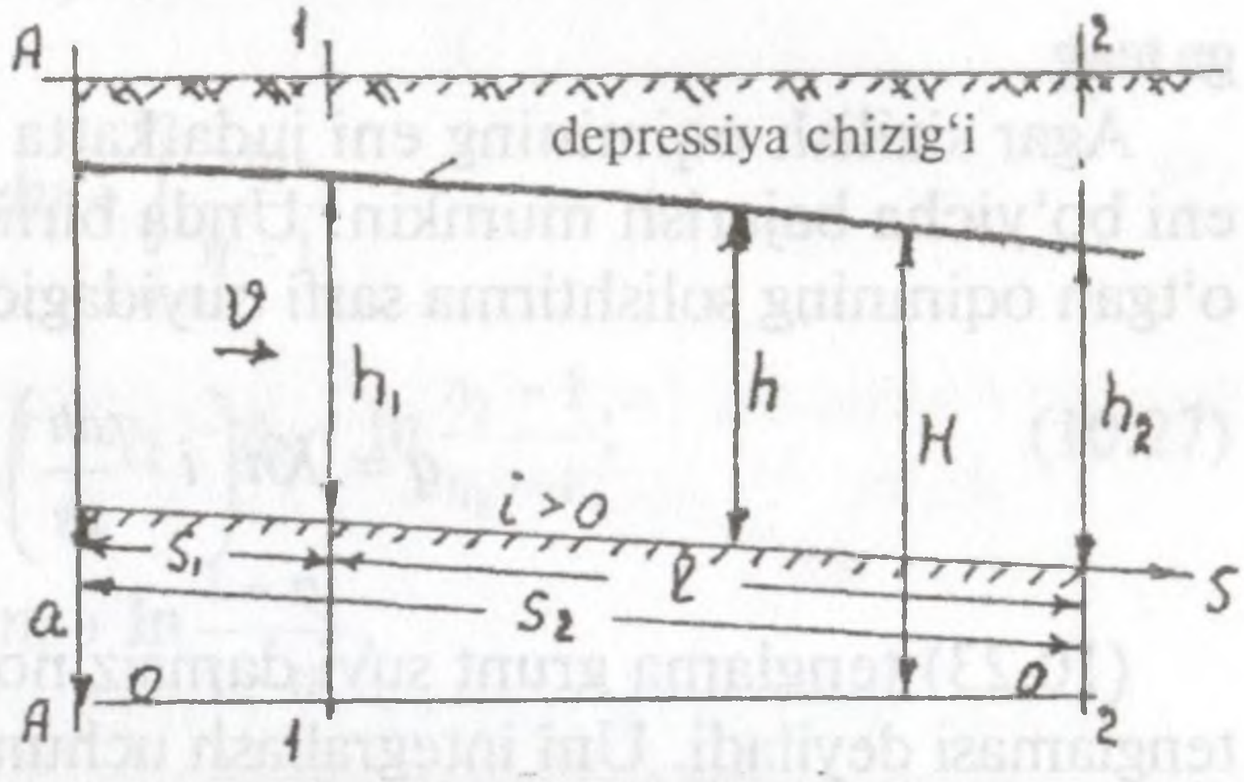
Shu oraliqda ko‘rilayotgan jonli kesmaning har bir nuqtasiga nisbatan gidravlik nishabi suyuqlik sathi (pyezometrik) ning nishabiga teng:

$$J = -\frac{dH}{ds} = \text{const} \cdot \qquad (10.17)$$

Bu ifodada manfiy ishoraning qo‘yilganligi to‘la damning oqim yo‘nalish 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:

$$U = V = -K\frac{dH}{ds}. \qquad (10.18)$$

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 grunt suvning laminar harakatining ixtiyoriy nuqtasida tezlik sizilishini beradi. Dyupyui ifodasi esa grunt suvning silliq o‘zgaruvchan damsiz harakatida olingan jonli kesmadagi o‘rtacha tezlik sizilishi V ni beradi.



10.6-rasm.

Grunt suvning notekis silliq o‘zgaruvchan damsiz harakatini ko‘raylik (tekislikdagi masala). Taqqoslash tekisligi 0—0 ni olamiz. Boshlang‘ich A—A kesmadan boshlab suvning harakati s yo‘nalishda bo‘lsin (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 tekisligidan suyuqlik sathigacha bo‘lgan masofani bildiradi va uni quyidagicha yozish mumkin:

$$H = a + h - is, \qquad (10.19)$$

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,

$$dH = -ids + dh$$

bo‘ladi va

$$-\frac{dH}{ds} = i - \frac{dh}{ds}. \qquad (10.20)$$

(10.20) ifodani hisobga olib, $V = -K\frac{dH}{ds}$ Dyupyui ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

$$V = K\left(i - \frac{dh}{ds}\right). \tag{10.21}$$

Suyuqlik sarfi

$$Q = \omega v = K\omega\left(i - \frac{dh}{ds}\right) \tag{10.22}$$

ga teng.

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 quyidagicha bo‘ladi:

$$q = Kh\left(i - \frac{dh}{ds}\right). \tag{10.23}$$

(10.23) tenglama grunt suvi damsiz notekis harakatining 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

$$\frac{dh}{ds} = i\left(1 - \frac{h_0}{h}\right). \tag{10.24}$$

Endi $\frac{h}{h_0} = \eta$ deb belgilasak, $\eta = h_0\eta$ yoki $dh = h_0 d\eta$ bo‘ladi. Ushbu o‘zgarishlarni (10.24) ifodaga kiritilganda,

$$\frac{h_0 d\eta}{ds} = i\left(1 - \frac{1}{\eta}\right) \tag{10.25}$$

yoki

$$\frac{ids}{h_0} = \frac{\eta}{\eta - 1} d\eta = \frac{\eta - 1 + 1}{\eta - 1} d\eta$$

va differensial tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\frac{ids}{h_0} = d\eta + \frac{d\eta}{\eta - 1}. \qquad (10.26)$$

Endi (10.26) ifoda 1—1 va 2—2 kesmalar orasida integrallanadi:

$$\int_{S_1}^{S_2} \frac{ids}{h_0} = \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta + \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{\eta - 1};$$

$$\frac{i}{h_0}(s_2 - s_1) = \eta_2 - \eta_1 + \ln \frac{\eta_2 - 1}{\eta_1 - 1}; \qquad (10.27)$$

$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 + \ln \frac{1 - \eta_2}{1 - \eta_1},$$

bunda: $l = s_2 — s_1$ — 1—1 va 2—2 kesmalar orasidagi masofa.

Natural logarifmdan o‘nli logarifmga o‘tiladigan bo‘lsa,

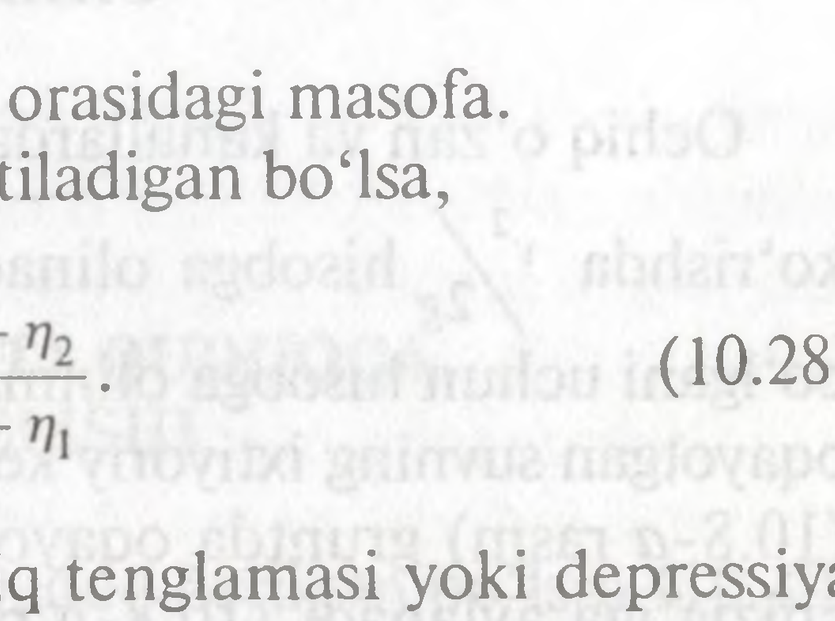
$$\frac{il}{h_0} = \eta_2 - \eta_1 + 2{,}3 \lg \frac{1 - \eta_2}{1 - \eta_1}. \qquad (10.28)$$

(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.

Suvtirgachning nishabi $i = 0$ bo‘lgan holni ko‘ramiz (10.7-rasm).

Nishabi $i=0$ bo‘lganda, (10.23) differensial tenglama quyidagi ko‘rinishga ega:

$$q = -Kh \frac{dh}{ds}. \qquad (10.29)$$



10.7-rasm.

Agar (10.29) ning o‘zgaruvchilari ajratib yozilsa,

$$\frac{q}{K}ds = -hdh \tag{10.30}$$

bo‘ladi.

Topilgan ifoda 1—1 va 2—2 oraliqda integrallangandan so‘ng:

$$\frac{q}{K}(s_2 - s_1) = -\frac{h_2^2 - h_1^2}{2};$$

$$\frac{ql}{K} = \frac{h_1^2 - h_2^2}{2} \tag{10.31}$$

va

$$q = \frac{h_1^2 - h_2^2}{2l} \cdot K,$$

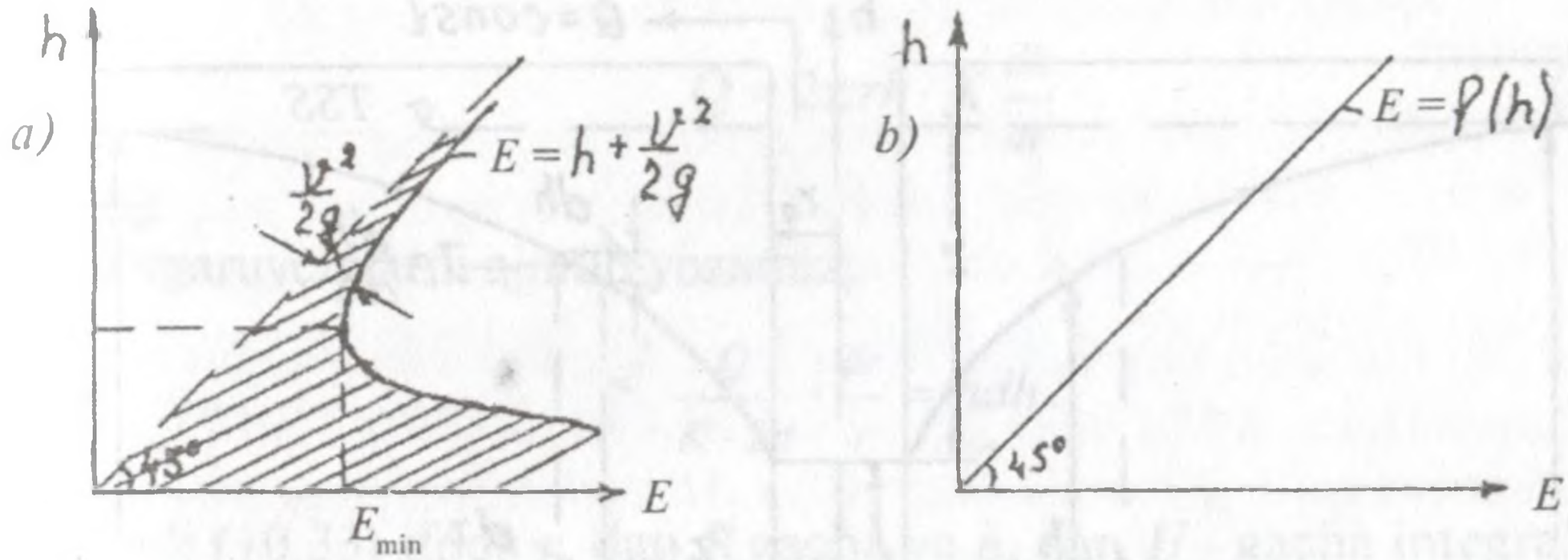
bunda: l — kesma 1—1 va 2—2 oralig‘idagi masofa;

h_1, h_2 — kesmalardagi grunt suvining chuqurliklari.

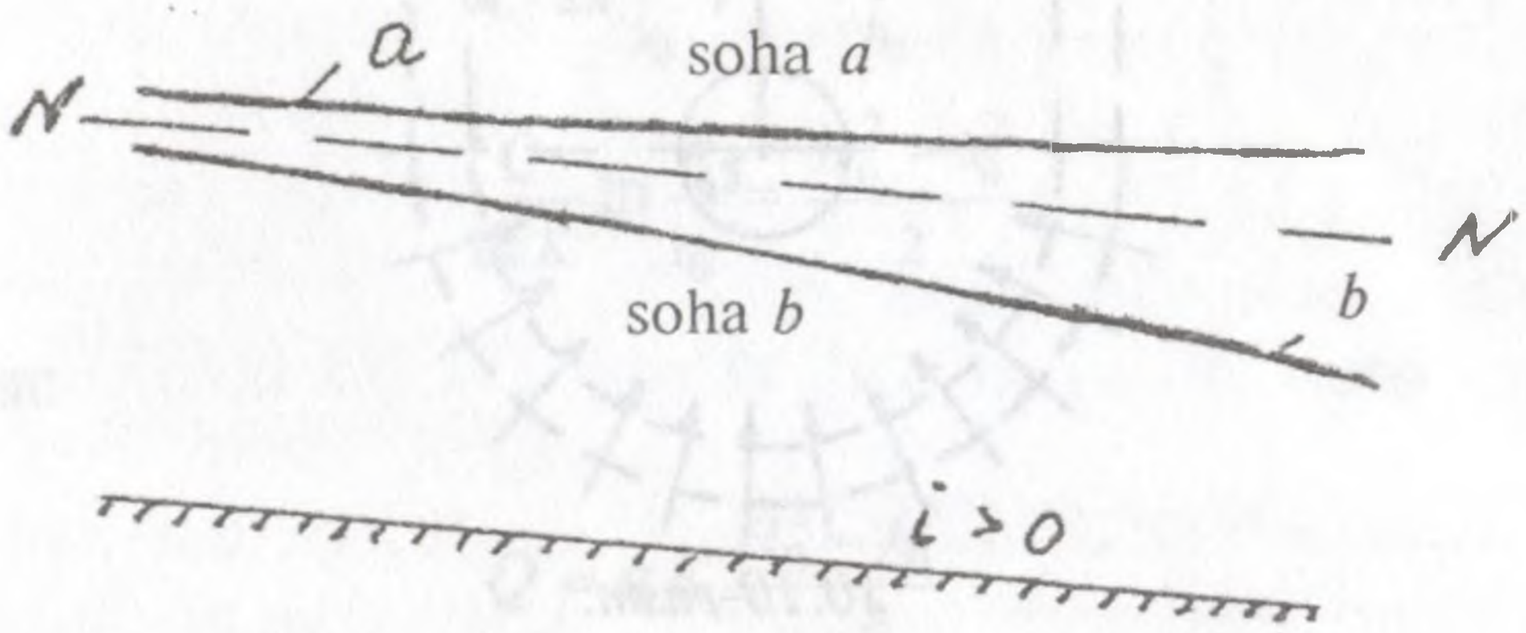
10.6-§. NOTEKIS HARAKAT QILAYOTGAN GRUNT SUVI SATH CHIZIG‘INING SHAKLI

Ochiq o‘zan va kanallarda oqayotgan suv uchun to‘la dam chizig‘ini ko‘rishda $v^2/2g$ hisobga olinadi, filtratsiya (sizilish) holida esa $v^2/2g \approx 0$ bo‘lgani uchun hisobga olinmaydi. Shuning uchun kanallarda, o‘zanlarda oqayotgan suvning ixtiyoriy kesmasiga topilgan solishtirma energiya grafigi (10.8-*a* rasm) gruntda oqayotgan suvning solishtirma energiyasi to‘g‘ri chizig‘iga aylanadi (10.8-*b* rasm) va kritik chuqurligi doim nolga teng bo‘ladi (h_k=0). Demak, gruntdagi harakat qilayotgan suvning kritik chuqurligi chizig‘i doim suvtirgach bilan ustma-ust tushadi. Yuqorida aytilgandan xulosa qilish mumkinki, grunt suvning mumkin bo‘lgan sath chiziqlari faqat ikki soha *a* va *b* larda bo‘lar ekan (10.9-rasm).

Soha *c* 8.14 , 8.15-rasamlarga o‘xshab bo‘lmaydi, chunki K-K kritik chuqurlik chizig‘i suvtirgach osti bilan ustma-ust tushadi. Suvtirgach nishabi $i > 0$ bo‘lganda, grunt suvning sath egri chizig‘i ikki shaklda bo‘lishi mumkin: 10.9-rasmdagi *a* to‘siq chizig‘i va 10.9-rasmdagi *b* tushish chizig‘i. Agar $i = 0$ bo‘lsa, unda faqat bitta soha b qoladi va undagi suvning sathi tushishi *b* chiziq bo‘ladi.



10.8-rasm.

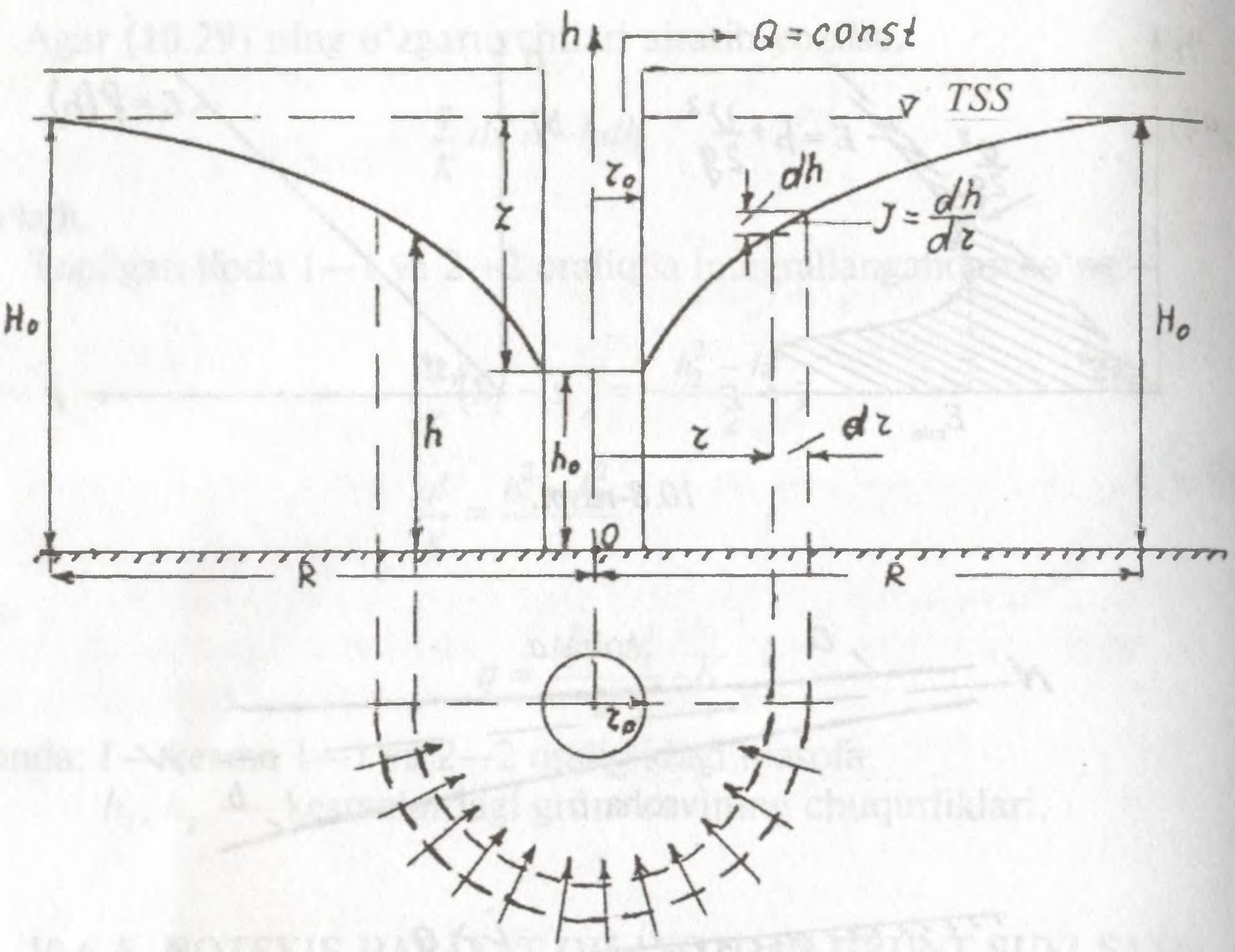


10.9-rasm.

10.7-§. DUMALOQ GRUNTLI QUDUQQA SUVNING OQIB KELISHI

Tagi suvtirgachga tegib turgan gruntli quduq berilgan bo‘lsin (10.10-rasm). Undagi suvni tortib olishdan avvalgi sathi gruntdagi suvning tabiiy sathiga bilan teng (TSS).

Suvtirgachdan tabiiy suv sathigacha bo‘lgan H_0 masofa suv qatlamining 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=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=const) ham o‘zgarmas bo‘ladi. Gruntdagi sizilib kelayotgan suvning harakati barqaror, suv sathi esa depressiya o‘ramasini



10.10-rasm.

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 quduqning ta’siri bo‘lmaydi. Endi sizilish Q sarfini va depressiya 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 bo‘lib, undan o‘tayotgan suv sarfi quyidagiga teng:

$$Q = \omega v.$$

Bunda: $\omega = 2\pi rh$; $v = K\frac{dh}{dr}$ bo‘lsa,

$$Q = 2\pi rh \cdot K \frac{dh}{dr} \tag{10.32}$$

ga teng.

O‘zgaruvchilarni ajratib yozamiz,

$$\frac{Q}{K \cdot 2\pi} \cdot \frac{dr}{r} = hdh\,. \tag{10.33}$$

Endi (10.33) ifoda r_0 dan R gacha va h_0 dan H_o gacha integrallansa:

$$\frac{Q}{K \cdot 2\pi} \int_{r_0}^{R} \frac{dr}{r} = \int_{h_0}^{H_0} hdh;$$

$$\frac{Q}{2\pi K} \ln \frac{R}{r_0} = \frac{H_0^2 - h_0^2}{2}\,. \tag{10.34}$$

Bundan:

$$Q = \pi K \frac{H_0^2 - h_0^2}{\ln \frac{R}{r_0}}\,. \tag{10.35}$$

Agar (10.35) ifodani o‘nli logarifmda yozadigan bo‘lsak,

$$Q = 1,36K \frac{H_0^2 - h_0^2}{\lg \frac{R}{r_0}} \tag{10.36}$$

ga ega bo‘lamiz.

Depressiya egri chizig‘ini topish uchun (10.33) ifodani r_0 dan r gacha va h_0 dan h gacha integrallash kerak:

$$\frac{Q}{2\pi K} \int_{r_0}^{r} \frac{dr}{r} = \int_{h_0}^{h} hdh$$

yoki

$$\frac{Q}{2\pi K} \ln \frac{r}{r_0} = \frac{h^2 - h_0^2}{2}\,. \tag{10.37}$$

Bundan:

$$h = \sqrt{h_0^2 + 0,73\frac{Q}{K}\lg\frac{r}{r_0}}. \qquad (10.38)$$

(10.38) ifodadan turli radius r larga mos h chuqurliklar topib olinadi. Bu chuqurliklarni chiziq bilan birlashtirilsa, AB egri chizig'i kelib chiqadi.

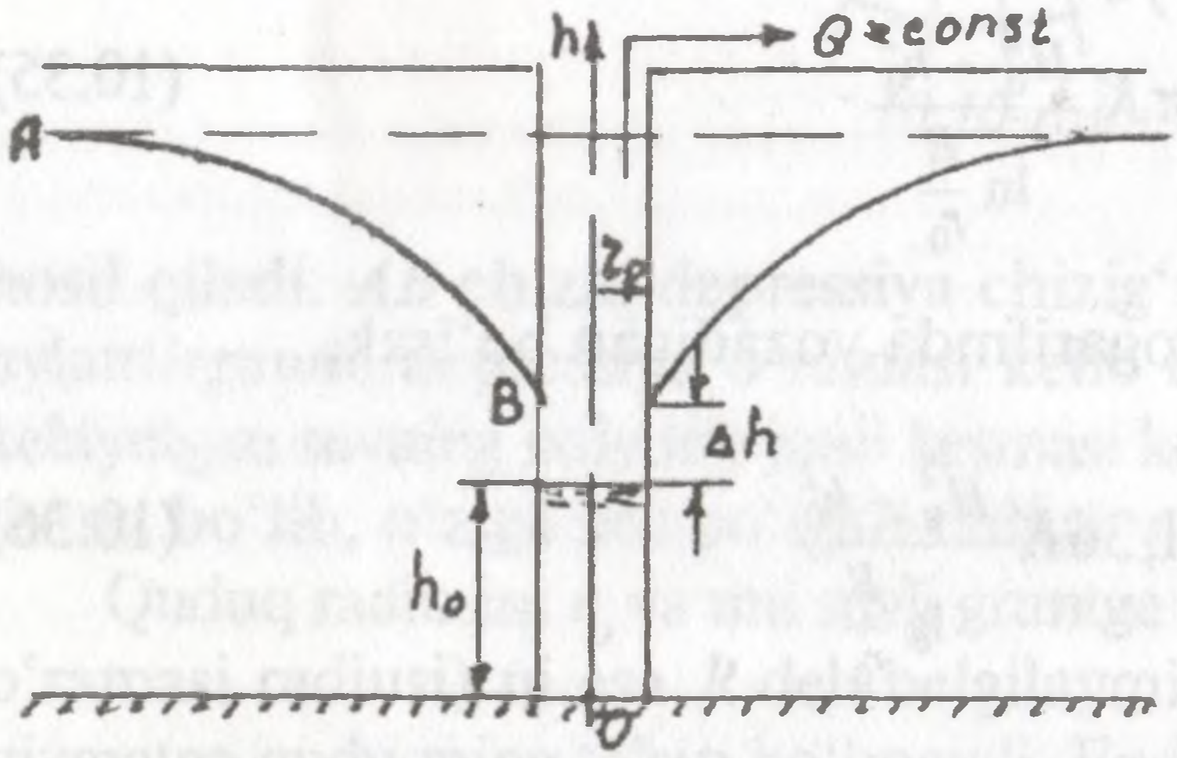
Filtratsiya sarfi Q hamda depressiya AB egri chizig'ini topish uchun quduqning yer osti suvli gruntga ta'sir etuvchi R radiusini bilish kerak. Amalda radius R gruntning jinsiga qarab 250÷1000 m orasida o'zgarishi mumkin. Bir xil paytlarda quduqning ta'sir etishi Zixard ifodasidan topiladi:

$$R = 3000z\sqrt{K}\ , \qquad (10.39)$$

bunda: $z = H_0 - h_0$ — so'rish chuqurligi, m ;

K — filtratsiya koeffitsiyenti, m/s .

Quduqqa gruntdan suvni oqib kelishida ikkita holni hisobga olish kerak:



10.11-rasm.

1) gruntdan quduqqa oqib kelayotgan suvning depressiya egri chizig'ini B nuqtasi quduqdagi suv sathidan Δh ga nisbatan yuqori joylashadi (10.11-rasm). Chuqurlik $h_o = 0$ ga teng bo'lgan holda shimilish oralig'i Δh ni quyidagi taqribiy ifoda bo'yicha hisoblanadi:

$$\Delta h = 2,3r_0\lg\frac{R}{r_0}\sqrt{\left(2,3r_0\lg\frac{R}{r_0}\right)^2 + H_0}\ ;$$

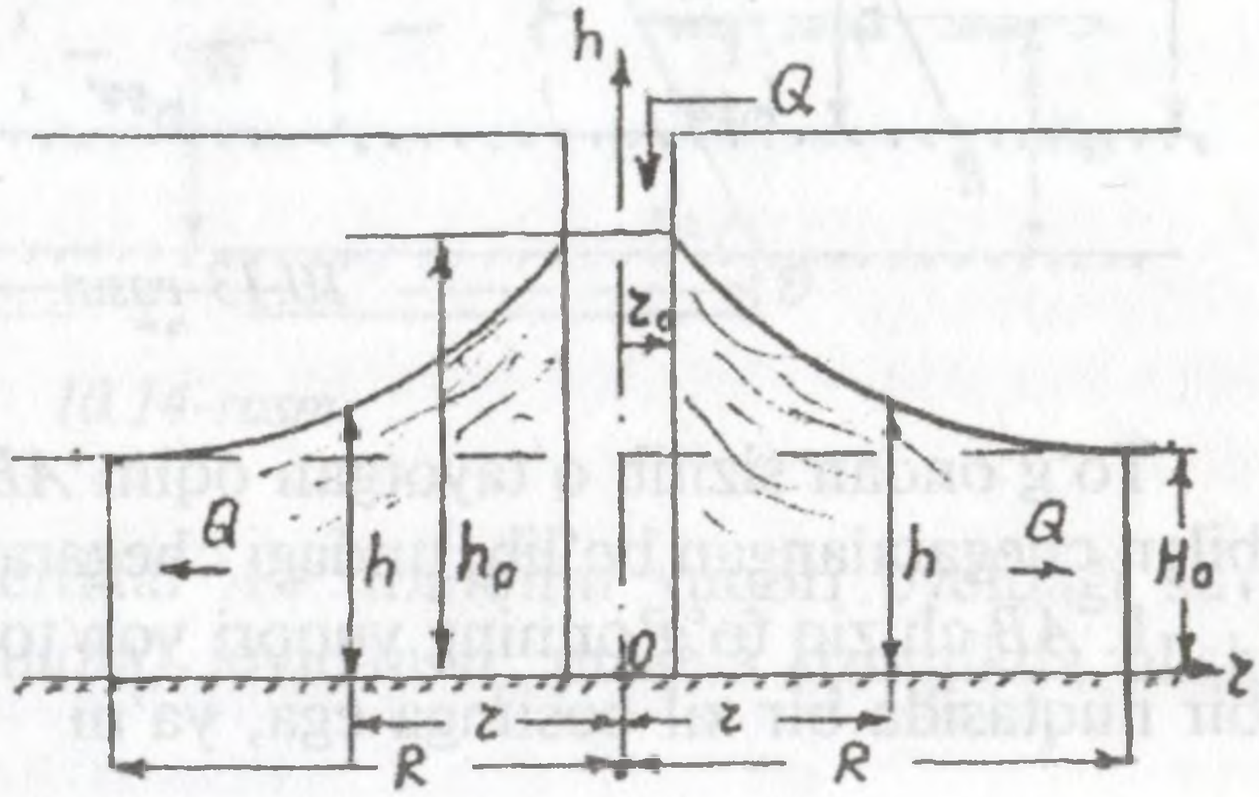
2) quduqning suvli gruntga ta'sir etish radiusi R taxminiy va shartli bo'ladi, chunki depressiya egri chizig'ining A nuqtasida sath sirtning nishabi nazariy jihatdan nolga teng bo'lishi mumkin emas.

10.8-§. SUVNI O‘ZIGA YUTUVCHI QUDUQLAR

Yer ustidagi suvlar yutuvchi quduqqa 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 quyidagiga 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 (abssissa o‘qi bo‘yicha) kamayib borishidadir, ya’ni $dh < 0$. (10.41) ifodani o‘zgaruvchilarga ajratib integrallansa,



10.12-rasm.

$$Q = \pi K\frac{h_0^2 - H_0^2}{\ln\frac{R}{r_0}} \quad (42)$$

yoki

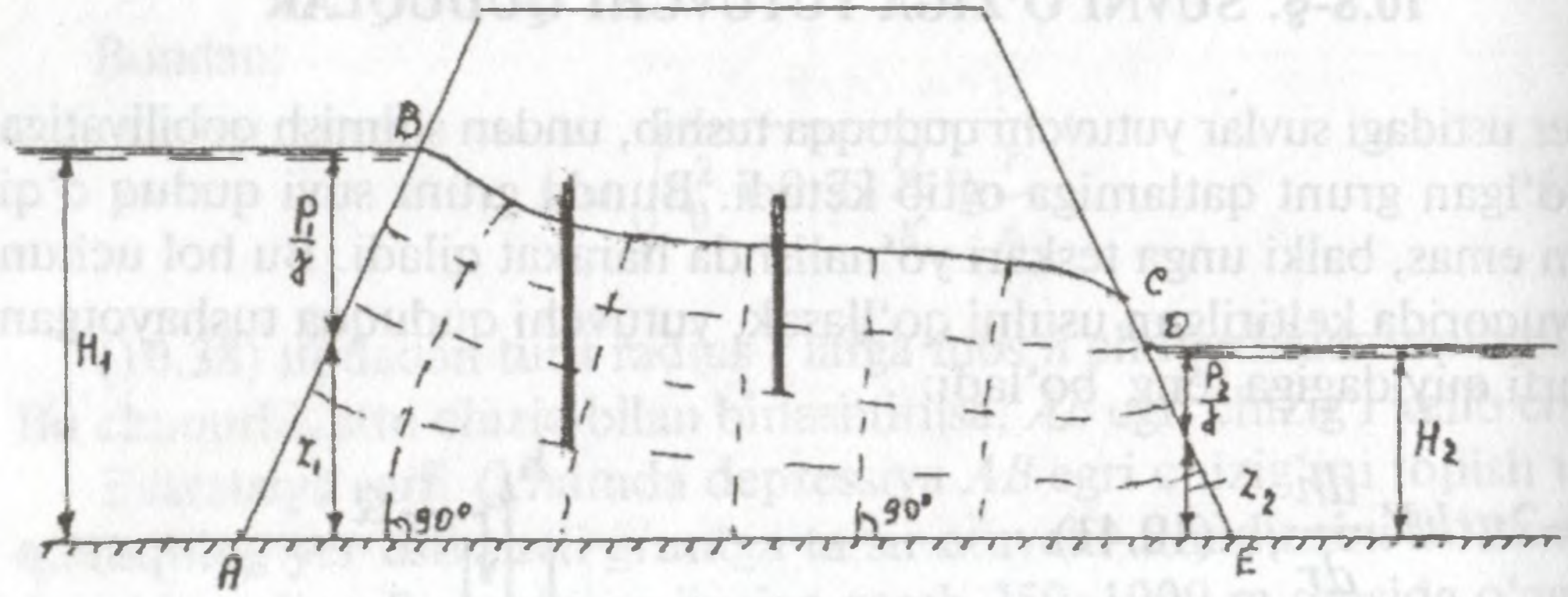
$$Q = 1,36K\frac{h_0^2 - H_0^2}{\lg\frac{R}{r_0}} \quad (10.43)$$

bo‘ladi.

(10.42, 10.43) ifodalardan foydalanib, yutuvchi quduq qobiliyatini aniqlash mumkin (10.12-rasm).

10.9-§. TUPROQLI TO‘G‘ONDA SUVNING SIZILISHI

Suv o‘tkazmaydigan asosga tuproqli to‘g‘on qurilgan bo‘lsin deb faraz qilamiz (10.13-rasm). Bu to‘g‘ondagi sizilish suv sarfi 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.



10.13-rasm.

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 tekisligi 0—0 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 tekisligi 0—0 dan *BC* chiziqning ixtiyoriy nuqtasigacha bo‘lgan masofa. Chiziqning *C* nuqtasida depressiya egri chizig‘i to‘g‘onning pastki tomon qiyasiga urinma bo‘ladi.

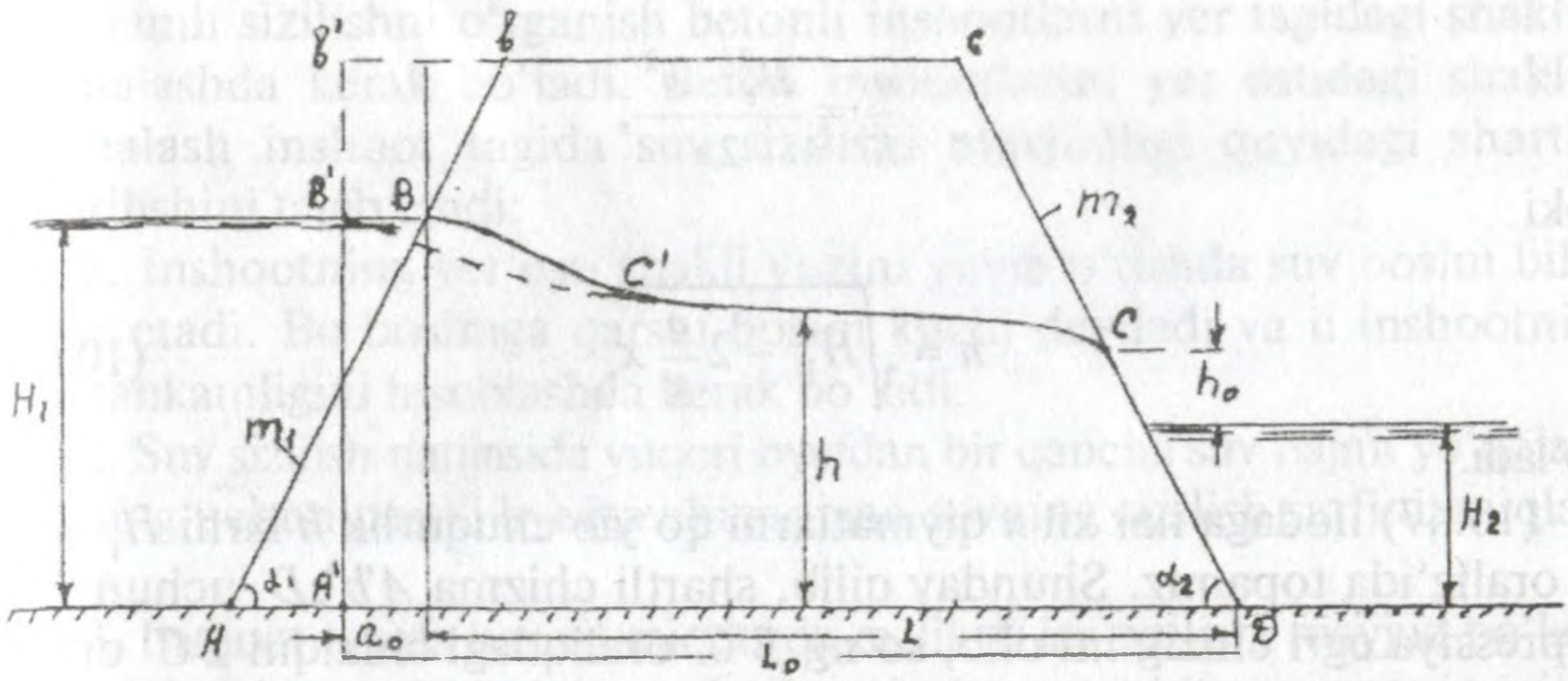
3. *DE* bir xil bosimga ega bo‘lgan chiziq bo‘lib,

$$H_2 = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} \text{ ga teng.}$$

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 paytda uning trapetsiyasimon *AbcD* kesmani shartli bo‘lgan *A′b′cD* trapetsiyasimon kesma bilan almashtiramiz (bunda: *A′b′* — to‘g‘onning vertikal tomoni).



10.14-rasm.

Tajribalar ko‘rsatadiki, vertikal *A'b'* tomonni yuqori byefdagi suv to‘g‘on bilan kesishgan (*B* nuqta) joyidan a_o masofa uzoqlikda olish kerak (10.14-rasm):

$$a_0 = \varepsilon H_1 \approx 0{,}4 H_1. \qquad (10.44)$$

ε koeffitsiyent to‘g‘onning yuqori yon tomonining qiyalik $m = \mathrm{ctg}\alpha$ 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_o quyidagi S.N.Numerov ifodasi bo‘yicha topiladi:

$$h_0 = (m_2 + 0{,}7)\frac{q}{K}, \qquad (10.45)$$

bunda: $m_2 = \mathrm{ctg}\alpha_2$ — to‘g‘onning pastki tomoni qiyaligi;

q — suvning solishtirma sizilish sarfi.

Miqdor q ni oldindan yetarli aniqlik bilan Dyupyui ifodasi orqali topish mumkin:

$$q = K\frac{H_1^2}{2L_0}, \qquad (10.46)$$

bunda

$$L_0 = L + 0{,}4H.$$

Sizilish sarfi q va shimilish oralig‘i h_o ma’lum bo‘lganda *B'C* depressiya egri chizig‘ini topib olish mumkin. Depressiya egri chizig‘i tenglamasini yozishda Dyupyui ifodasini qo‘llasak,

$$vd \le (0{,}01 \div 0{,}07)\ \text{sm}^2/\text{s}$$

bo‘lishi kerak.

Bizni misolimizda $vd = 0{,}06 \cdot 0{,}15 = 0{,}009\ \text{sm}^2/\text{s}$, ya’ni $0{,}009 < 0{,}01$, demak, suvning sizilishi laminar harakatda bo‘ladi.

10.2-m i s o l. Yer ostidagi gruntning suvli qatlam qalinligi $N = 5\text{m}$ da sizotli (drenajli) quduq o‘rnatilgan bo‘lib, radiusi $r_0 = 0{,}1$ m ga teng. Shu quduqdan nasos bilan suvni tortib olish chuqurligi $S = 2{,}0$ m, qolgan suvning chuqurligi $h_0 = 3{,}0$ m. Grunt o‘rta zarrachali qum bo‘lib, undagi suvning sizilish koeffitsiyenti $K = 7{,}0$ m/sut $= 8{,}1 \cdot 10^{-5}$ m/s ga teng. Shu quduqdan tortib olinayotgan suv sarfini aniqlang va pasayish depressiya chizig‘ini quring.

Y e c h i s h. Sizotli quduqdan suv olinayotgan paytda gruntga ta’sir etayotgan radiusini quyidagi Richard ifodasidan topamiz:

$$R = 3000 \cdot S\sqrt{K} = 3000 \cdot 2{,}0\sqrt{8{,}1 \cdot 10^{-5}} = 54\,\text{m}.$$

Quduqdan tortib olinayotgan suv sarfi ushbuga teng:

$$Q = \pi K \frac{H^2 - h_0^2}{\ln \frac{R}{r_0}} = 1{,}365 K \frac{H^2 - h_0^2}{\lg \frac{R}{r_0}} =$$

$$= 1{,}365 \cdot 8{,}1 \cdot 10^{-5} \frac{5^2 - 3^2}{\lg \frac{54}{0{,}1}} = 6{,}47 \cdot 10^{-4}\,\text{m}^3/\text{s}; \qquad Q = 0{,}65\ l/\text{s}.$$

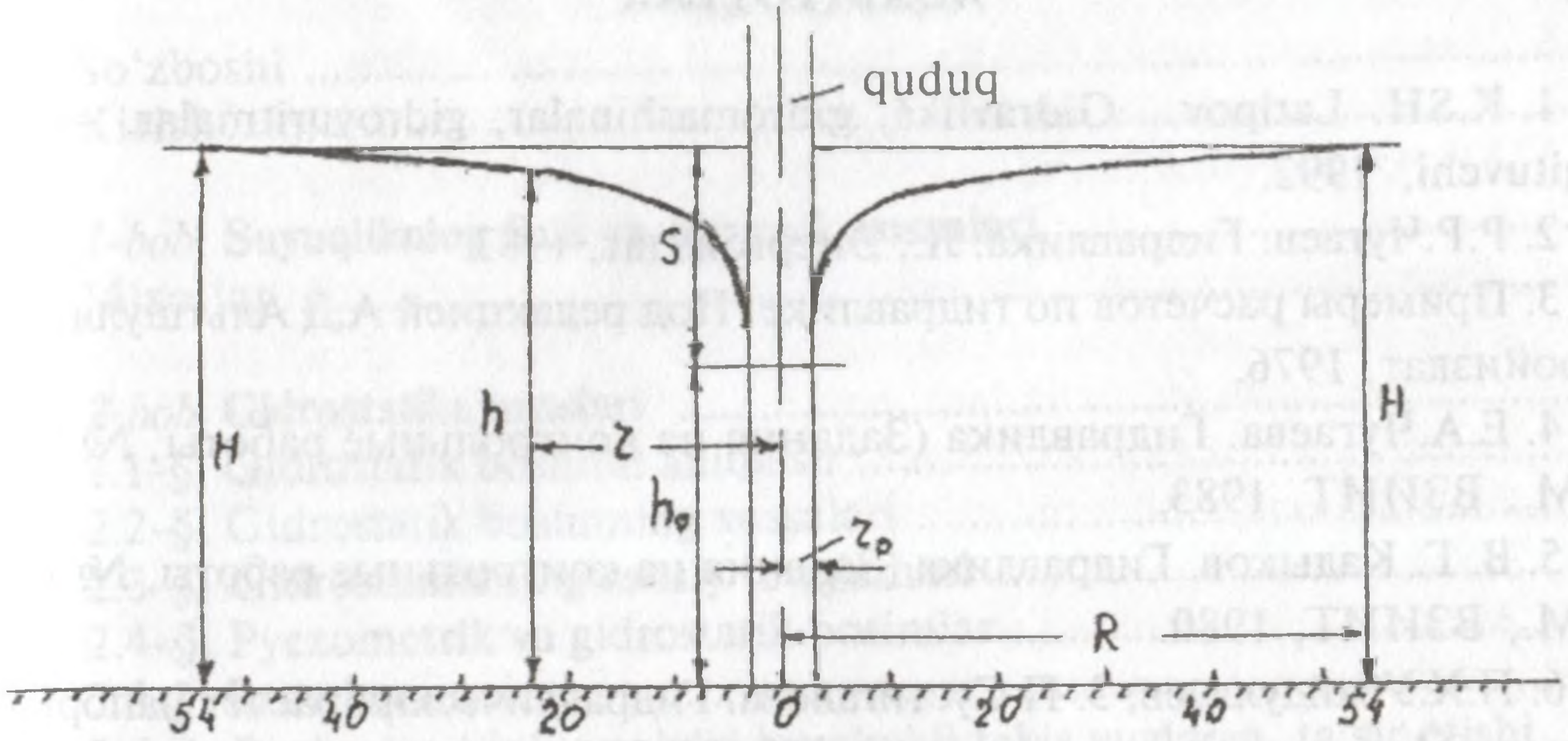
Depressiya egri chizig‘ini qurish uchun

$$h^2 - h_0^2 = \frac{Q}{\pi K} \ln \frac{r}{r_0} = 0{,}73 \frac{Q}{K} \lg \frac{r}{r_0}$$

ifodaning radiusi r ga har xil qiymatlar (0 dan 54 m gacha) berib, h larni 10.2-jadvalga kiritamiz va chizmasini chizamiz (10.16-rasm).

10.2-jadval

r, m	0	6	12	18	24	30	36	42	48	54
h, m	3,0	4,4	4,59	4,7	4,78	4,84	4,89	4,93	4,96	5,0



10.16-rasm.

ADABIYOTLAR

1. K.SH. Latipov. Gidravlika, gidromashinalar, gidroyuritmalar. — T., O‘qituvchi, 1992.

2. P.P.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 быстротока (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. P.X. Udaydullayev. Kalta bo‘lgan gidravlik tizimni D.Bernulli va o‘zgarmas suyuqlik sarfi tenglamalari bilan yechish (Metodik ko‘rsatma). — T., ToshTO‘MO, 1993.

12. A.M. Arifjanov. Gidravlika va gidromashinalar fanidan grafik hisoblash ishlarini bajarish uchun uslubiy ko‘rsatma.— T., Giprozem, 1993.

13. P.X.Ubaydullayev. Gidravlika (Uslubiy ko‘rsatma). — T., TYMI, 2001.

14. P.X.Ubaydullayev. Magistral va undan tarqalib ketgan quvurlar tizimini gidravlik yo‘li bilan hisoblash (Metodik ko‘rsatma). — T., TYMI, 1993.

15. P.X.Ubaydullayev. Tezoqar ariqni gidravlik hisoblash (Uslubiy ko‘rsatma). — T., TYMI, 1999.

16. A.N. Rizayev, P.X.Ubaydullaev. Nasos bilan ta’minlangan quvurlar tizimini gidravlik hisobi (Uslubiy ko‘rsatma). — T., TYMI, 2002

17. M.A.Abdullayev va boshqalar. Ruscha-o‘zbekcha politexnika atamalari lug‘ati. — T., «Fan», 1995.

18. M.A. Abdullayev va boshqalar. Ruscha — o‘zbekcha lug‘at. — T., Qomuslar bosh tahririyati, 1993.

MUNDARIJA

So‘zboshi 3
Kirish 5

1-bob. **Suyuqlikning fizik va mexanik xossalari** 7
Misollar 11

2-bob. **Gidrostatika asoslari** 13
2.1-§. Gidrostatik bosimni aniqlash 13
2.2-§. Gidrostatik bosimning xossalari 15
2.3-§. Gidrostatikaning asosiy tenglamasi 16
2.4-§. Pyezometrik va gidrostatik bosimlar 18
2.5-§. Paskal qonuni 21
2.6-§. Bosim kuchining to‘g‘ri burchakli tekis yuzlarga ta’sir etishi 21
2.7-§. Bosim kuchining silindrik sirtlarga ta’sir etishi 23
2.8-§. Ixtiyoriy shaklga ega bo‘lgan tekislikdagi figuraga ta’sir etayotgan bosim kuchi 23
2.9-§. Egri chiziqli sirtga ta’sir etayotgan suyuqlikning gidrostatik bosim kuchi 25

3-bob. **Suyuqlikning uzluksiz va D.Bernulli tenglamalari** 32
3.1-§. Gidrodinamika asoslari 32
3.2-§. Suyuqlik oqimining uzluksiz tenglamasi 35
3.3-§. D.Bernulli tenglamasi 37
3.4-§. O‘zgarmas harakat qilayotgan benuqson (ideal) suyuqlik uchun D. Bernulli tenglamasining geometrik sharhlovi 39
3.5-§. Benuqson elementar oqim uchun D. Bernulli tenglamasining energetik sharhlovi 41
3.6-§. Mavjud elementar oqimcha uchun D. Bernulli tenglamasi 42
3.7-§. Mavjud suyuqlik oqimi uchun D. Bernulli tenglamasi 44
3.8-§. D. Bernulli tenglamasini qo‘llash shartlari 47
3.9-§. D. Bernulli tenglamasiga asoslangan asbob-uskunalar 47
3.10-§. Suyuqlik tekis harakatining asosiy tenglamasi 51

4-bob. **Suyuqlikning laminar va turbulent harakat xususiyatlari** 54
4.1-§. Gidravlik qarshiliklar 54
4.2-§. Laminar tartibda harakat qilayotgan suyuqlikning xususiyatlari 55
4.3-§. Tekis harakat qilayotgan suyuqlik uchun o‘rtacha tezlik va suyuqlik sarfi ifodalari. Shezi ifodasi 59
4.4-§. Turbulent harakat qilayotgan suyuqlik xususiyatlari 61
4.5-§. Mahalliy qarshiliklar 68

5-bob. **Teshikcha va qo‘ndirg‘ichlardan suyuqlikning oqib chiqishi** 75
5.1-§. Yupqa devor teshikchadan suyuqlikning oqib chiqishi 75
5.2-§. Idishdagi suyuqlikni yupqa devordagi teshikchadan bo‘shatish .. 78
5.3-§. Idishdagi suyuqlikning qo‘ndirg‘ichlardan oqib chiqishi 79

6-bob. **Quvurlardagi suyuqlik harakati** 85
6.1-§. Quvurlar tasnifi 85
6.2-§. Uzun quvurni gidravlik hisoblash 86
6.3-§. Oddiy quvurni gidravlik hisoblash 88
6.4-§. Idishdagi suyuqlikning atmosferaga oqib chiqishi 90
6.5-§. Kalta quvurlar 91
6.6-§. Murakkab quvurlar 92
6.7-§. Oddiy va murakkab bo‘lgan quvurlarni grafik usuli bilan yechish 98
6.8-§. Quvurdagi gidravlik zarba 99
6.9-§. Zulfinni bir zumda berkitilganda hosil bo‘lgan gidravlik zarba . 100
6.10-§.Gidravlik zarba to‘lqinining tarqalish tezligi 102

7-bob. **Kanallarda suvning harakati** 107
7.1-§. Kanaldagi suvning tekis harakati 107
7.2-§. Kanal ko‘ndalang kesmasining gidravlik elementlari 108
7.3-§. Kanalning eng qulay bo‘lgan gidravlik jonli kesmasi 111
7.4-§. Trapetsiyasimon kesmali kanalda tekis harakat qilayotgan suyuqlikni hisoblashda ko‘riladigan asosiy masalalar 113
7.5-§. Halqasimon va tashkil etuvchi kanallarni gidravlik hisoblash 116

8-bob. **O‘zan va kanallarda suyuqlikning notekis harakati** 118
8.1-§. Suyuqlik notekis harakatining differensial tenglamasi 118
8.2-§. Kanal kesmasining solishtirma energiyasi va kritik chuqurligi .. 121
8.3-§. Kanalning kritik nishabi 124
8.4-§. Notekis harakatning asosiy differensial tenglamasini tekshirish 125
8.5-§. Anhordagi notekis harakat qilayotgan suyuqlik differensial tenglamasining ikkinchi ko‘rinishi 126
8.6-§. Sarf modullari nisbatlari uchun ko‘rsatkichli bog‘lanish. Anhorning gidravlik ko‘rsatkichi 128
8.7-§. Anhordagi suyuqlik notekis harakatining differensial tenglamasini B.A. Baxmetyev usuli bilan integrallash 129
8.8-§. Prizmatik anhorda notekis harakat qilayotgan suv sathining mumkin bo‘lgan shakli 131
8.9-§. Gidravlik sakrash 134
8.10-§. Gidravlik sakrashning asosiy tenglamasi 135
8.11-§. Silindrik kanal tagining nishabi keskin o‘zgargan holda oqim sathining shakllari 139

9-bob. **Suv oqib tusharlar (novlar)** 143
9.1-§. Suv oqib tusharlar sinfi 143
9.2-§. To‘g‘ri burchakli suv oqib tusharlar uchun asosiy hisoblash ifodasi 146
9.3-§. Yupqa devorli cho‘kmagan suv novlar 147
9.4-§. Yupqa devorli cho‘ktirilgan novlar 147
9.5-§. Keng ostonali to‘g‘ri burchakli cho‘kmagan nov 149
9.6-§. Belanje usuli 151
9.7-§. Baxmetyev usuli 153
9.8-§. To‘g‘ri burchakli keng ostonali novning cho‘kish shartlari 154
9.9-§. Gidrotexnik inshootlarda uchrab turadigan nov devorlari 156
9.10-§. Novdan oqib tushayotgan oqimning eng tor joydagi chuqurligi 157
9.11-§. Yuqori va pastki byeflarning bog‘lanish shakllari 159

10-bob. **Filtratsion oqimlar** 166
10.1-§. Sizilish (filtratsiya) nazariyasining asosiy tushunchalari 166
10.2-§. Laminar sizilishning asosiy qonuni 167
10.3-§. Sizilish koeffitsiyentini aniqlash 169
10.4-§. Suvning damsiz tekis harakati 171
10.5-§. Gruntdagi suvning notekis damsiz harakatining differensial tenglamasi va uni integrallash 172
10.6-§. Notekis harakat qilayotgan grunt suvi sath chizig‘ining shakli 176
10.7-§. Dumaloq gruntli quduqqa suvning oqib kelishi 177
10.8-§. Suvni o‘ziga yutuvchi quduqlar 181
10.9-§. Tuproqli to‘g‘onda suvning sizilishi 181
10.10-§. Beton inshootlar tagidagi suvning damli sizilishi 184
Adabiyotlar 188

P.X.UBAYDULLAYEV, B.P.UBAYDULLAYEV

AMALIY SUYUQLIK MEXANIKASI

Muharrir *X. Alimov*
Badiiy muharrir *J. Gurova*
Texnik muharrir *T. Smirnova*
Musahhiha *H. Zokirova*

Bosishga ruxsat etildi 12.01.07. Bichimi $60\times84^{1}/_{16}$.
Tip. Tayms garniturasi.
Ofset bosma. Shartli b.t. 11,16. Nashr t. 12,0. Nusxasi 500.
Buyurtma № 193. Bahosi shartnoma asosida.

54137-2.