

## IV BOB

### OQIMNING BARQAROR HARAKATIDA NAPOR YO‘QOLISHI. OQIMNING TURBULENT HARAKATINI HISOBLASH SXEMASI

#### 4.1. NAPOR YO‘QOLISHI HAQIDA UMUMIY TUSHUNCHALAR

Bizga ma’lumki, suyuqlik oqimiga, uning harakati davomida har xil tashqi kuchlar ta’sir qiladi. Bu kuchlar bajargan ishlar hisobiga suyuqlikning mexanik energiyasi o‘zgarishi mumkin. Masalan, suv oqimi gidravlik turbinaning parraklarini harakatga keltirib, shuning hisobiga suvning mexanik energiyasi kamayadi yoki bosim ostidagi quvur devorlarida ham vibratsiyaning paydo bo‘lishi, suvning mexanik energiyasining kamayishiga olib keladi.

Biz energiyaning o‘z ko‘rinishini o‘zgartirishi yoki naporning bunday yo‘qolishlariga e’tibor bermasdan, balki oqimning o‘z harakati davomida ishqalanish kuchlarini yengib o‘tish uchun sarflagan energiyasini (yoki yo‘qolgan naporini) o‘rganish bilan shug‘ullanamiz. Umuman, bizga ma’lumki, energiya yo‘qolmaydi, balki bir turdan ikkinchi turga aylanishi mumkin. Yuqoridagi mavzularda Bernulli tenglamasini o‘rganish jarayonida biz napor yo‘qolishining mana shu shaklini nazarda tutganmiz. Napor yo‘qolishi ikki xil bo‘lishi mumkin:

- 1) *Uzunlik bo‘yicha napor yo‘qolishi.* Bu yo‘qolish – oqimning tekis harakatida uzunlik bo‘ylab bir xil taqsimlansa, uning notekis harakatida uzunlik bo‘ylab har xil miqdorda taqsimlanishi mumkin. Oqimning  $l$  uzunligidagi napor yo‘qolishini  $h_l$  harfi bilan belgilaymiz.
- 2) *Mahalliy napor yo‘qolishlari.* Bunday ko‘rinishdagi yo‘qolishlar – suyuqlik harakatlanayotgan o‘zanning ayrim qismlarida oqimning keskin turli xildagi

deformatsiyaga uchrashi natijasida ro‘y beradi. Masalan, burilish, kengayish, turli boshqaruv qurilmalari (kran, klapan, zadviyka va x.k.) o‘rnatilgan joylarda oqimning shu to‘siqlarni yengish uchun sarflagan naporlari. Mahalliy yo‘qolishlar  $h_m$  harfi bilan belgilanadi.

4.1-rasmda keltirilgan quvurda xususiy bo‘g‘inlar mavjud. *I*-burilish, *II*-qisman ochiq zadviyka (surilgich).

*I-I* va *2-2* kesimlar orasida uzunlik bo‘yicha yo‘qolishdan tashqari, mahalliy yo‘qolishlar ham mavjuddir. *G* va *D* sohalarda oqim mahalliy deformatsiyasi yuz berib, unda suyuqlikning tez o‘zgaruvchan beqaror harakati amalga oshadi.

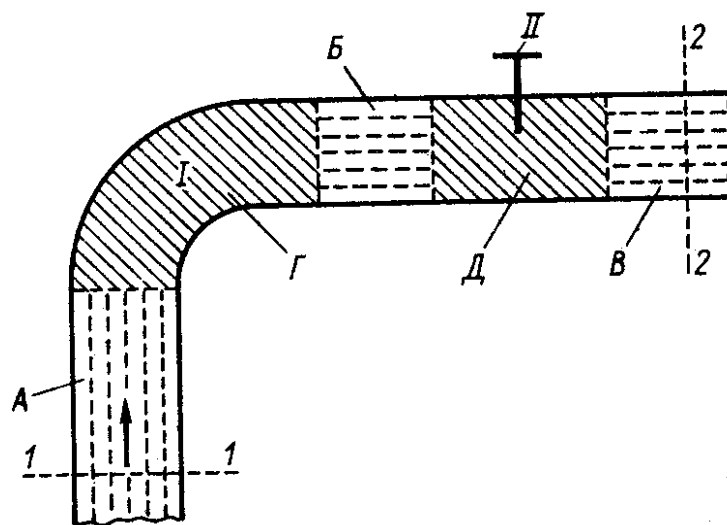
Shuni ta’kidlash kerakki, oqimning uzunlik bo‘ylab napor yo‘qolishi mavjud bo‘lgan sohalarda  $\tau$  kuchlanish oqim bo‘ylab tekis taqsimlansa, mahalliy napor yo‘qolishlari mavjud bo‘lgan sohalarda bu taqsimlanish notekis bo‘ladi.

Ko‘pgina hollarda *G* va *D* sohalardagi yo‘qolayotgan mahalliy naporlar miqdori umumiy uzunlik bo‘yicha napor yo‘qolishidan ancha kichik bo‘lganligi sababli, amaliy hisoblarda mahalliy napor yo‘qolishini hisobga olmasdan, uzunlik bo‘yicha napor yo‘qolishini oqimning butun qaralayotgan soha uzunligidagi umumiy napor yo‘qolishi sifatida qabul qilinadi.

Umumiy holda, ikki qaralayotgan kesim oralig‘idagi oqim naporining yo‘qolishi quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$h_f = h_l + \sum h_m \quad (4.1)$$

Mexanik energiya o‘zgarishini quyidagicha tushuntirish mumkin:



4.1-rasm. Ishqalanish kuchlanishi  $\tau$  taqsimlangan sohalari:

ishqalanish kuchlari *a) A, B, V* – tekis taqsimlanish bo‘lib, bu sohalarda oqim bajarigan ish hisobiga harakatida naporning uzunlik bo‘yicha yo‘qolishi mexanik energiya issiqlikka mavjud; aylanadi va suyuqlik isiydi. *b) notekis taqsimlanish. G va D* sohalarda oqim Issiqlik vaqt o‘tishi bilan naporining notekis yo‘qolishi mavjud tarqalib ketadi.

Yuqoridagi mulohazaga asoslanib, aytish

mumkinki, suyuqlik harakatida ishqalanish kuchlari bajarigan ish hisobiga va alohida bo‘g‘inlardan mahalliy ishqalanish kuchlari bajarigan ish hisobiga issiqlikka aylanib, keyin yo‘qolib ketgan miqdor *napor yo‘qolishi  $h_f$*  dir.

Gidravlika kursini o‘rganish jarayonida ko‘pincha «*gidravlik qarshilik*» atamasiga duch kelamiz. Bunda real holatdagi suyuqliklarning harakatida paydo bo‘ladigan ishqalanish kuchlarini tushunish o‘rinlidir. Ideal suyuqliklarda ishqalanish kuchlarini nolga teng deb qabul qilganligimiz sababli, gidravlik qarshiliklar mavjud emas deb qaraladi.

Real suyuqliklarda ishqalanish qancha yuqori bo‘lsa, qarshilik shuncha ko‘p bo‘ladi. Bu ikki tushuncha orasida o‘zaro bog‘liqlik mavjuddir. Bu o‘zaro bog‘liqlik oqimning tekis barqaror harakati (mahalliy napor yo‘qolishlari bo‘lmaganda) mavjud bo‘lganda *suyuqlikoqimining tekis barqaror harakatining asosiy tenglamasi* deyiladi. Oqimda bu kuchlanish taqsimlanishini, *utezlikni* bilsak, ishqalanish kuchi bajarigan ishni va bundan napor yo‘qolishini aniqlash mumkin. Lekin, bu masala ancha murakkab muammo. Bu muammoni hal qilish bilankeyingi mavzularda shug‘ullanamiz. Bunda dastlab, suyuqlik harakatining eng oddiy holati – tekis barqaror harakat bilan tanishamiz. Bu harakatdagi ishqalanish kuchlari va napor yo‘qolishi orasidagi bog‘liqlikni ifodalovchi tenglamadan foydalanamiz. Bu tenglama asosida, Nyutonning ichki ishqalanish kuchi haqidagi qonuniyatidan foydalanib, oqim harakatida yo‘qolgan napor va tezligi orasidagi bog‘liqlikni ko‘rsatuvchi ifodani topamiz. Bu masala laminar

holatda harakatdagi suyuqliklar uchun ancha oson hal qilinsa, turbulent holatda harakatlanayotgan suyuqlik oqimlari uchun uni aniqlashda ayrim eksperimental koeffitsientlardan foydalanishga to'g'ri keladi.

Oqimning beqaror harakatida napor yo'qolishini aniqlash ancha muammo bo'lib, u juda murakkab masaladir. Shu sababli, ko'pgina hollarda tekis barqaror harakatlar uchun napor yo'qolishi aniqlanib, unga ayrim tuzatmalar kiritish usulidan foydalaniladi.

## **4.2. «TO'G'RI O'ZANLAR» UCHUN TEKIS BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN OQIMNING ASOSIY TENGLAMASI. ICHKI ISHQALANISH KUCHLARI BAJARGAN ISH. GIDRAVLIK ISHQALANISH KOEFFITSIENTI YOKI DARSI KOEFFITSIENTI**

O'zan devorlariga ta'sir etayotgan uzunlik bo'yicha urinma kuchlanishini  $\tau_0$  deb belgilab olamiz. Shu urinma kuchlanish qiymati uzunligi va ho'llangan perimetri bo'yicha o'zgarmas bo'lsa ( $\tau_0 \approx const$ ), bunday o'zanlar «to'g'ri o'zanlar» deyiladi. Bunday o'zanalarga tsilindrik yoki prizmatik shakldagi o'zanlar misol bo'lishi mumkin.

Endi, o'z oldimizga suyuqlikning ishqalanish kuchi ta'siri bilan uzunlik bo'yicha napor yo'qolishining bog'liqligini o'rganish masalasini topish deb qo'yamiz. Silindrik shakldagi quvurda bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimidan  $l$  uzunlikdagi 1-1 va 2-2 kesimlar bilan chegaralangan sohani ajratib olamiz (4.2-rasm).  $s$  o'qni quvurda harakatlanayotgan suyuqlik oqimi bo'ylab harakatlantiramiz. Suyuqlikning tekis harakatida  $l$  uzunlikdagi suyuqlik oqimining  $RR$  – pezometrik chizig'i qiya chiziq bo'lib, uning pasayishi  $h_l$  – napor yo'qolishini ko'rsatadi. Ko'rilayotgan sohaga ta'sir etayotgan tashqi kuchlar bilan tanishib chiqamiz. Shundan so'ng, oqimning barqaror tekis

harakatlanayotganligini hisobga olib, bu kuchlarni  $s$  o'qqa proektsiyalari yig'indisini nolga tenglab, izlayotgan tenglamani olamiz.

***Ko'rilayotgan sohaga ta'sir etayotgan kuchlar:***

1. Bu hajmdagi suyuqlikning og'irlik kuchi:

$$G = \omega \gamma \quad (4.2)$$

bunda,  $\omega$  – harakatdagi kesim yuzasi kattaligi.

so'qqa bu kuch proektsiyasini yozamiz:

$$G_s = \omega \gamma \sin \beta \quad (4.3)$$

bunda,  $\beta$  – quvur o'qining gorizontga nisbatan qiyaligi.

Rasmdan ko'rinib turibdiki,

$$l \sin \beta = z_1 - z_2 \quad (4.4)$$

shu sababli,

$$G_s = \gamma \omega (z_1 - z_2) \quad (4.5)$$

2. Ajratilgan suyuqlikka yon tomondagi suyuqlik kuchlari tomonidan bo'layotgan ta'sir:

$$P_1 = p_1 \omega; \quad P_2 = p_2 \omega, \quad (4.6)$$

bunda,  $p_1$  va  $p_2$  – 1-1 va 2-2 kesimlarning og'irlik markazlariga ta'sir etuvchi gidrodinamik bosim. Bu bosim kuchlari  $s$  o'qqa o'zgarishsiz proektsiyalanadi.

3. Normal bosimlarning  $s$  o'qqa proektsiyasi nolga teng deb qabul qilinadi.

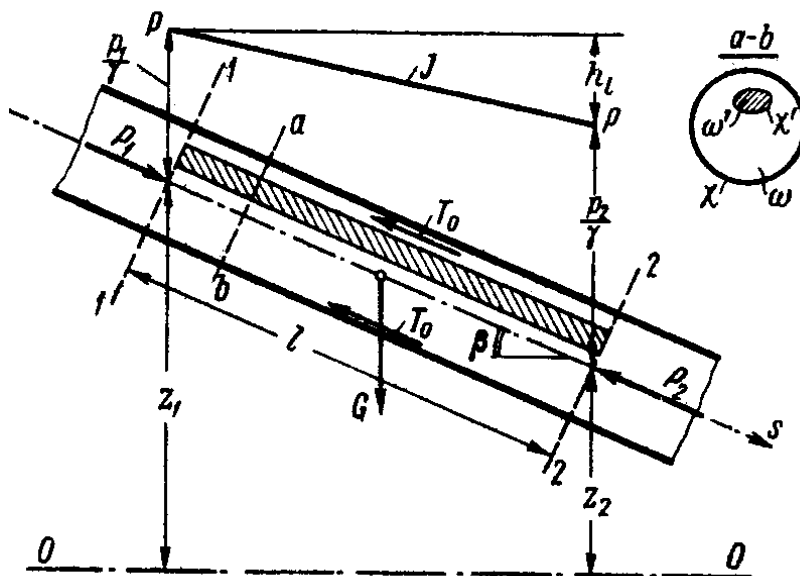
4. Devorlarga ishqalanish kuchi  $T_0$  ham o'zgarishsiz proektsiyalanadi.

Bundan tashqari, ichki ishqalanish kuchlari ( $T$ ) ham mavjud.

Agar 4.3-rasmda ifodalanganidek,

oqim ichida ikkita  $a$  va  $b$  oqimchalarni olsak, ularda, agar,  $u_a \neq u_b$  tezliklar mavjudligini hisobga olsak, oqimchalar o'rtasida

o'zaro ishqalanish kuchlari paydo bo'ladi. Bular o'zaro ma'lum juflikni tashkil qiladi.



4.2-rasm. Oqimning tekis harakati asosiy tenglamasini chiqarishga doir

$$|T_a| = |T_b| \text{ va } \sum T = 0$$

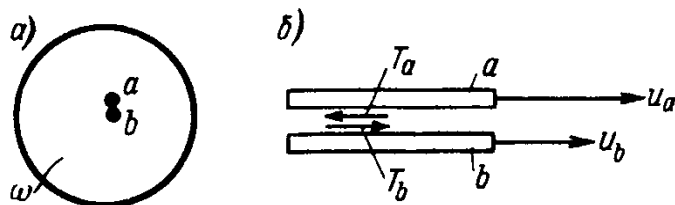
***Ta'sir etuvchi kuchlarning s o'qiga proektsiyasi yig'indisini topamiz.***

$$G_s + P_1 - P_2 - T_0 = 0 \quad (4.7)$$

bu tenglamaga (4.5) va (4.6) ifodalarni qo'ysak

$$\gamma\omega(z_1 - z_2) + p_1\omega - p_2\omega - T_0 = 0 \quad (4.8)$$

Hosil bo'lgan ifodani  $\gamma\omega$  ga bo'lsak, quyidagini olamiz:



4.3-rasm. Ichki ishqalanish kuchlari

$$(z_1 - z_2) + \frac{p_1 - p_2}{\gamma} - \frac{T_0}{\gamma\omega} = 0$$

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = \frac{T_0}{\gamma\omega} \quad (4.9)$$

4.2-rasmga asosan

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) = h_l \quad (4.10)$$

Demak,

$$h_l = \frac{T_0}{\gamma\omega} \quad (4.11)$$

Bundan tashqari,

$$T_0 = \chi l \tau_0 \quad (4.12)$$

ekanligini e'tiborga olsak, bunda  $\tau_0$  – devordagi o'rtacha ishqalanish kuchlanishi,  $\chi$  – o'zan harakatdagi kesimining ho'llangan perimetri;  $l-1-1$  va  $2-2$  kesimlar oralig'i uzunligi.

$$h_l = \frac{\chi l}{\gamma\omega} \tau_0 \quad (4.13)$$

bunda,  $R = \frac{\omega}{\chi}$  ekanligini inobatga olib,

$$\frac{h_l}{l} R = \frac{\tau_0}{\gamma} \quad (4.14)$$

$$\boxed{\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ} \quad (4.15)$$

bunda

$$J = \frac{h_l}{l}; \quad (4.16)$$

pezometrik nishablik, yani pezometrik bosimning uzunlik bo'yicha o'zgarishi.

4.15 ifodani akademik N.N.Pavlovskiy oqimning *barqaror tekis harakati asosiy tenglamasi* deb nomlagan. «To'g'ri o'zanlar» uchun quyidagi ko'riishga ega:

$$h_l = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l}{R} \quad (4.17)$$

Ichki va tashqi ishqalanish kuchlari tufayli paydo bo'layotgan napor yo'qolishi xuddi shunday aniqlanishi mumkin.

Ta'kidlash kerakki, (4.15) va (4.17) tenglama nafaqat tsilindrik shakldagi bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimi uchun, balki tekis barqaror harakatlanayotgan har qanday oqim uchun o'rinlidir. Shu bilan birgalikda olingan tenglamalarni oqimdan ajratib olingan «suyuqlik ustunlari» uchun o'rinli ekanligini 4.2-rasmdagi shtrixlangan soha misolida ko'rsatish mumkin. Bu «suyuqlik ustuni» uchun (4.15) va (4.17) tenglamalarni quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$\frac{\tau}{\gamma} = R'J \quad (4.18)$$

$$h_l = \frac{\tau}{\gamma} \frac{l}{R'} = \frac{\tau}{\gamma} \frac{\chi'}{\omega'} l \quad (4.19)$$

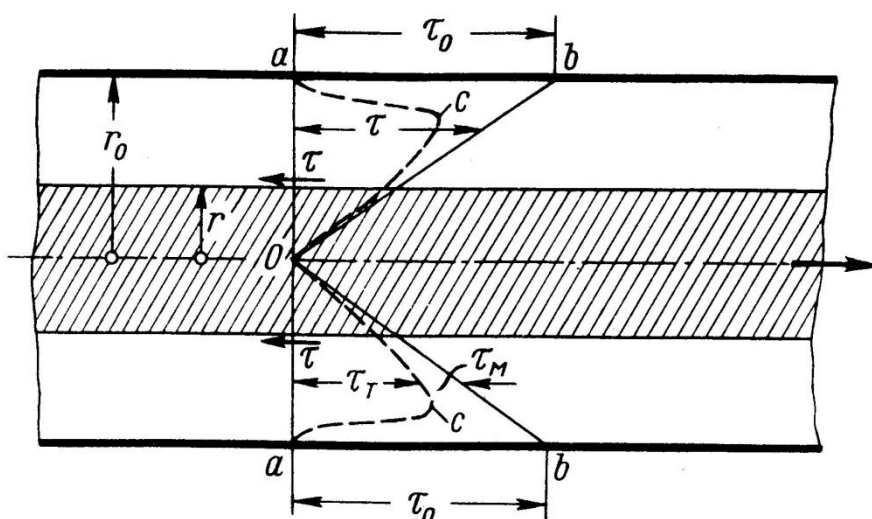
bunda,  $R' = \frac{\omega'}{\chi'}$ ,  $\omega'$  va  $\chi'$  – oqimning ajratilgan «suyuqlik ustuni» harakatdagi kesimining yuzasi va ho'llangan perimetrlaridir; Umumiy yuzasi  $\chi' \cdot l$  – bo'lgan ustun yon devorlari uchun o'rtacha urinma ishqalanish kuchlanishi;  $h_l$  – (4.10) formula bilan aniqlanadigan butun oqim uchun napor yo'qolishi.

4.4-rasmda  $r_0$  radiusli aylana tsilindrsimon shakldagi quvurda oqim napor ostida harakatlanmoqda. Undan  $r$  radiusli shtrixlar bilan belgilangan «suyuqlik ustuni» ajratib olamiz. Bu soha uchun  $R' = r/2$ , ekanligini hisobga olib, (4.18) formulani quyidagicha yozamiz:



$$\tau = \frac{1}{2} \gamma J r \quad (4.20)$$

Demak, agar  $J$  pezometrik nishablik ma'lum bo'lsa,  $\tau$  bo'yлама ichki urinma ishqalanish aylana tsilindsimon quvurlarda chiziqli qonuniyat asosida taqsimlanadi (qarang  $0ab$  epyuralar).



4.4-rasm. Naporli aylana shaklli quvurlarda urinma bo'yлама ishqalanish kuchlanishlari ( $\tau$ ) ning oqimning harakatdagi kesimi bo'ylab taqsimlanishi

Bu formulani  $J = h_l/l$ ,  $R' = r/2$  va  $\gamma = \rho g$  munosobatlarni inobatga olib yozsak:

$$h_l = \frac{\tau}{\rho g} \frac{l}{R'} \quad (4.21)$$

(4.17) formulada:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = \xi \frac{v^2}{2g}$$

deb yozish mumkin, demak,

$$h_l = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l}{R} = \xi \frac{l}{R} \frac{v^2}{2g}$$

Bu formula *Veysbax* formulasi deyiladi. Formulada aylana tsilindrsimonquvurlar

uchun  $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d^2/4}{\pi d} = \frac{d}{4}$  munosabat o'rinlidir. Demak,

$$h_l = 4\xi \frac{l v^2}{d 2g} = \lambda \frac{l v^2}{d 2g}$$

Bu yerda  $\lambda = 4\xi$  deb belgilash kiritdik. Har ikkala koeffitsient ham o'lchov birlikka ega emas. Bu formula *Darsi-Veysbax* formulasi deyiladi.  $\lambda$  – bundan keyin *gidravlik ishqalanish koeffitsienti* yoki *Darsi koeffitsienti* deb yuritamiz.

Yuqoridagilarga asoslanib, (4.15) ifodada  $J = i$  ekanligini hisobga olsak:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ = \xi \frac{v^2}{2g} = \frac{\lambda v^2}{4 2g} = \frac{\tau_0}{\rho g}$$

Tenglamadan oqimning o'rtacha tezligini aniqlaymiz:

$$v = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \sqrt{Ri}$$

bunda,  $C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$  – belgilash kiritamiz.

$S$ – *Shezi koeffitsienti* deyiladi. Demak,

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

Bu formula esa *Shezi formulasi* deb ataladi.

### 4.3. OQIMNING HARAKATIGA TA'SIR ETUVCHI OMILLAR

Aziz o'quvchi, bu mavzuga kirishdan oldin shuni e'tirof etish kerakki, napor yo'qolishining suyuqlik harakatini belgilovchi bir necha omillarga bog'liqligini o'rganish gidravlika fanining asosiy masalalaridan biri hisoblanadi. Endi biz keyingi mavzularda bu masalaga batafsil to'xtalamiz. Bu

mavzuda bu parametrning aniqlanish formulalarining strukturasi bilan tanishishni o‘z oldimizga maqsad qilib qo‘yamiz.

Bizga ma’lumki, suyuqlikning baqaror harakatida oqimning o‘rtacha tezligi  $\nu$  va bosimlar o‘zgarishi  $\Delta p$  suyuqlik oqimining fizik hossasiga va o‘zan devorining g‘adir-budirligiga bog‘liq.

Suyuqlikning qanday o‘lchov birlikli kattaliklarga bog‘liqligi quyidagi jadvalda keltirilgan. Bunda o‘lchov birliklar massa  $M$ , uzunlik  $L$  va vaqt  $T$  larda ifodalangan.

4.1-jadval.

Suyuqlikning fizik xossasi	Hajmiy og‘irlik	Zichlik	Dinamik yopishqoqlik koeffitsienti	Sirt taranglik koeffitsienti	Bikrlik moduli
Belgilanishi	$\gamma$	$\rho$	$\mu$	$\sigma$	$K$
O‘lchov birligi	$\frac{M}{L^2 T^2}$	$\frac{M}{L^3}$	$\frac{M}{L T}$	$\frac{M}{T^2}$	$\frac{M}{L T^2}$

Xuddi shuningdek  $[\nu] = \frac{L}{T}$  va  $[\Delta p] = \frac{M}{L T^2}$ .

Bu kattaliklar o‘rtasidagi o‘zaro bog‘liqlik quyidagi formula orqali ifodalanishi mumkin:

$$f(l, l_1, l_2, \Delta, \nu, \Delta p, \gamma, \rho, \mu, \sigma, K) = 0$$

bunda,  $l, l_1, l_2$  – uch o‘lchamli muhitni xarakterlovchi chiziqli kattaliklardir.  $\Delta$  – g‘adir-budirliklar balandligi.

Bu ifoda tarkibiga 11 ta kattalik kirib, ulardan uchtasi mustaqil o‘lchov birlikka ega. Bular uzunlik, tezlik va zichlik o‘lchov birliklaridir. Qolganlaridan ixtiyoriy birini  $N_i$  deb belgilab, bu kattalikning o‘lchov birligi yuqorida e’tirof etilgan uch kattalik o‘lchov birligiga bog‘liqligiga ishonch hosil qilishimiz mumkin:

$$[N_i] = [l]^x [\nu]^y [\rho]^z \quad (4.22)$$

bundan

$$\frac{[l]^x [\nu]^y [\rho]^z}{[N_i]} = L^0 M^0 T^0 \quad (4.23)$$

Ko‘rinib turibdiki,  $\frac{l^x \nu^y \rho^z}{N_i}$  kattalik  $\pi_i$  sonini beradi, demak,

$$\left. \begin{aligned} \pi_i &= \frac{l^x \nu^y \rho^z}{N_i} = L^0 M^0 T^0 \\ \pi'_i &= \pi_i^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

Ular o‘lchov birliksiz majmua bo‘lib,  $\pi$  hadlar deb yuritiladi.

$\pi$  teoremasiga asosan ifodani sakkizta kattalikka funktsional bog‘liqlik ko‘rinishida ifodalash mumkin.

Yuqoridagi tenglamani boshqa barcha  $l, \nu, \rho$  kattaliklardan tashqari hadlarga qo‘llab, quyidagilarga ega bo‘lamiz, chunki bu kattaliklar uchun (4.24) ifoda birga teng bo‘ladi: (4.24) tenglamani  $\Delta$  had uchun qullaymiz:

$$[l]^x [\nu]^y [\rho]^z [\Delta]^{-1} = L^0 M^0 T^0$$

yoki

$$L^x \left(\frac{L}{T}\right)^y \left(\frac{M}{L^3}\right)^z (L)^{-1} = L^0 M^0 T^0.$$

Ularni bir xil o‘lchov birliklar uchun o‘zaro tenglaymiz:

$$x + y - 3z - 1 = 0; \quad z = 0; \quad -y = 0$$

bundan:

$$x = 1; \quad y = 0; \quad z = 0.$$

Demak, (4.24) ifodaga asosan,  $\Delta$  kattalikni o‘z tarkibiga oluvchi quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\pi_\Delta = \frac{l}{\Delta} \text{ yoki } \pi'_\Delta = \frac{\Delta}{l}.$$

Olingan natija suyuqlikning harakati g'adir-budirlikning absolyut qiymatiga  $\Delta$  emas, balki nisbiy g'adir-budirlikka ( $\Delta/l$ ) bog'liq ekan, bunda,  $l$  – harakat sohasini xarakterlovchi chiziqli kattalik.

Endi hajmiy og'irlik uchun yuqoridagi tenglamani qo'llaymiz. Bu  $\gamma$  had uchun (4.24) tenglamani ko'rinishini yozamiz:

$$L^x \left(\frac{L}{T}\right)^y \left(\frac{M}{L^3}\right)^z \left(\frac{M}{L^2 T^2}\right)^{-1} = L^0 M^0 T^0,$$

Quyidagiga ega bo'lamiz:

$$x + y - 3z + 2 = 0; \quad z - 1 = 0; \quad -y + 2 = 0$$

demak:

$$x = -1; \quad y = 2; \quad z = 1.$$

(4.23) ifodaga asosan:

$$\pi_\gamma = \frac{\rho v^2}{\gamma l} = \frac{v^2}{gl}. \quad (4.25)$$

Bu parametr *Frud soni* deb atalib, suyuqlik og'irligining harakatiga ta'sirini ko'rsatib, quyidagicha belgilanadi:

$$Fr = \frac{v^2}{gl}. \quad (4.26)$$

Endi  $\pi_\mu$  hadni ko'rib chiqamiz:

$$L^x \left(\frac{L}{T}\right)^y \left(\frac{M}{L^3}\right)^z \left(\frac{M}{L^2 T^2}\right)^{-1} = L^0 M^0 T^0$$

$$x + y - 3z + 1 = 0; \quad z - 1 = 0; \quad -y + 1 = 0,$$

bundan:

$$x = 1; \quad y = 1; \quad z = 1.$$

Demak, (4.24) ifodadan:

$$\pi_\mu = \frac{lv\rho}{\mu} = \frac{vl}{v}. \quad (4.27)$$

Bu parametr *Reynolds soni* deb yuritilib, yopishqoqlikni suyuqlik harakatiga ta'sirini ko'rsatishi va quyidagicha belgilanishi bizga ma'lum:

$$\text{Re} = \frac{vl}{\nu} \quad (4.28)$$

Analog tarzda o'lchov birliklarni boshqa kattaliklarga nisbatan tahlil qilib, yuqorida e'tirof etilgan teoremlarga asosan quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\pi_{l_1} = \frac{l_1}{l}; \quad \pi_{l_2} = \frac{l_2}{l}; \quad \pi_{\Delta p} = \frac{\rho v^2}{\Delta p};$$

$$\pi_{\sigma} = \frac{\nu^2 l}{\sigma / \rho}; \quad \pi_K = \frac{\nu^2}{K / \rho}$$

So'nggi uchta parametrlarning nomlari va belgilanishlari bilan tanishamiz:

Quyidagi had *Eyler soni* deb atalib, asosan harakat ta'sirini xarakterlaydi:

$$\text{Eu} = \pi'_{\Delta p} = \frac{\Delta p}{\rho v^2}; \quad (4.29)$$

Quyidagi had *Veber soni* deb atalib, asosan harakatga sirt taranglik kuchining ta'sirini xarakterlaydi:

$$\text{We} = \frac{\nu^2 l}{\sigma / \rho}; \quad (4.30)$$

Quyidagi had *Koshi soni* deb atalib, asosan suyuqlik harakatida tezlik kattaligini ovoz tezligiga qadar oshishi natijasida harakat o'zgarishini xarakterlaydi:

$$\text{Ca} = \frac{\nu^2}{K / \rho} \quad (4.31)$$

Shuni ta'kidlash lozimki,  $\sqrt{K/\rho}$  munosabat ovozning muhitdagi tarqalish tezligini xarakterlaydi. Shuning uchun bu parametr oqim tezligining ovoz tezligiga nisbatini belgilab, o'rtacha tezlikning ovoz tezligiga teng bo'lgan muhitlarda muhim ahamiyatga ega.

Umuman, oqimning beqaror harakatida ko'rib chiqilayotgan 11 kattalikdan tashqari vaqt ham kiritiladi. Bunda yana bir  $\pi$  had paydo bo'ladi,

$$Ch = \frac{l}{\nu t} \quad (4.32)$$

*Struxal soni* deb yuritiladi.

Olingan natijalarga asosan:

$$f\left(\frac{l_1}{l}, \frac{l_2}{l}, \frac{\Delta}{l}, Eu, Fr, Re, We, Ca\right) = 0 \quad (4.33)$$

Demak, suyuqlik harakati bu kattaliklarning alohida o'zi bilan emas, balki ularning o'zaro ta'sirini ko'rsatuvchi o'lchov birliklarsiz parametrlar bilan belgilanadi.

Gidrotexnika amaliyotida sirt taranglik kuchi ko'pincha hisobga olinmasdan, suvni siqilmas deb qaraladi ( $K = \infty$ ;  $Ca = 0$ ). Shu sababli, yuqoridagi tenglamani Veber va Koshi sonlarini inobatga olmasdan,  $Eu$  parametrga nisbatan yechamiz:

$$\frac{\Delta p}{\rho \nu^2} = F\left(\frac{l_i}{l}, \frac{\Delta}{l}, Fr, Re\right) \quad (4.34)$$

Bu funktsiyaning kattaligini aniqlash Hidravlikaning asosiy masalasidir. Yuqoridagi tenglamadan ko'rinib turibdiki, agar ikkita oqim bir-biriga o'xshash bo'lsa,

$$\frac{l_i}{l} = idem; \frac{\Delta}{l} = idem.$$

Bu oqimlar uchun Frud va Reynolds sonlari bir kattaliklar teng bo'lsa, bu o'xshash oqimlar uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

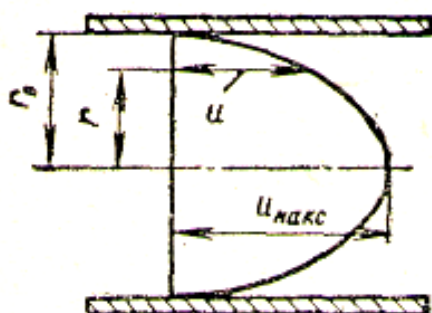
$$\frac{\Delta p}{\rho \nu^2} = idem.$$

Demak, *yuqoridagi mulohazalarga asoslanib, Reynolds soni inertsiya kuchining yopishqoqlik kuchiga nisbatiga, Frud soni inertsiya kuchining og'irlik kuchiga nisbatiga, Eyley soni esa gidrodinamik bosim kuchining inertsiya kuchlariga nisbatiga proportsionalliklarini e'tirof etishimiz mumkin.*

# I. OQIMNING TEKIS BARQAROR LAMINAR TARTIBDAGI HARAKATIDA TEZLIK TAQSIMLANISHI VA NAPORNING UZUNLIK BO‘YICHA YO‘QOLISHI

## 4.4. SUYUQLIKDA ICHKI ISHQALANISH KUCHLARI QONUNI. OQIMNING LAMINAR HARAKATIDA URINMA KUCHLANISH KATTALIGI

Oqimning laminar tartibdagi barqaror harakatida tezlik devor yaqinidagi nolga yaqin qiymatidan o‘qdagi maksimal tezlikkacha o‘zgaradi. Quvurda suyuqlik napor ostida harakatlanayotganda ingichka tsilindrik qatlamchalar ko‘rinishida bo‘lib, quvur o‘qiga qarab, suyuqlik tezligi bosqichma-bosqich tekis oshib boradi (4.5-rasm).



4.5-rasm. Laminar oqim tuzilishi.

Tezroq harakatlanayotgan suyuqlik qatlamlari o‘ziga sekin harakatlanayotgan qatlamni olib harakatlansa, sekin harakatlanayotgan qatlamlar tezroq harakatlanayotgan qatlamlarni sekinlashtirishi kuzatiladi. Ma’lum bir ma’noda tezroq harakatlanayotgan qatlamni sekin harakalanayotgan qatlam ustida sirpanishi ro‘y bera boshlaydi. Suyuqlikni chegaralovchi devor va o‘zining orasida zarrachalarini ushlanishi natijasida ishqalanish kuchlari paydo bo‘ladi va suyuqlik deformatsiyalanadi. Ishqalanish kuchini sekinlashtirib,

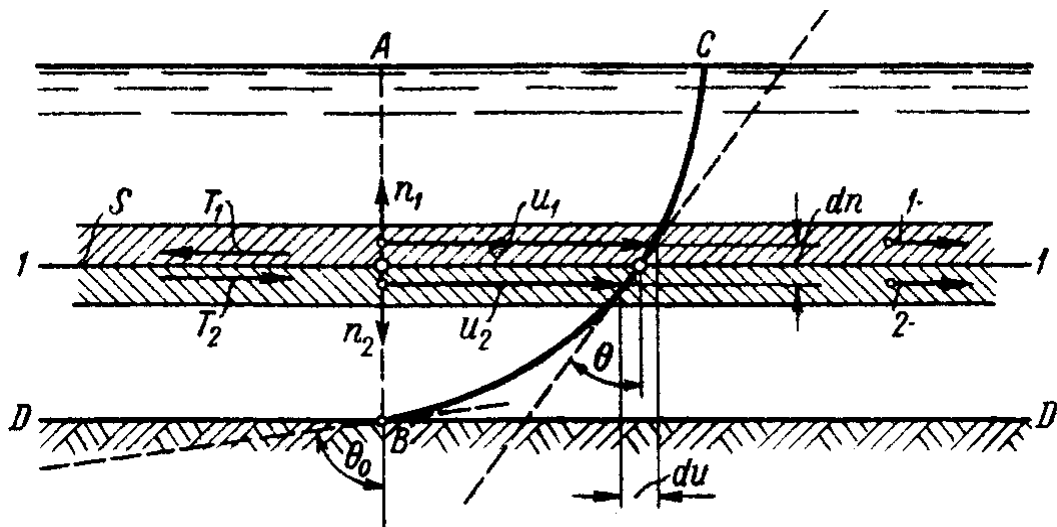


ushlab qolish ta'siri harakatni turli tezliklarda amalga oshishiga olib keladi. I.Nyuton tomonidan bashorat qilinib, oradan qariyb 200 yildan so'ng N.P.Petrov va Kulon tomonidan tadqiqotlar bilan tasdiqlangan ishqalanish kuchini xarakterlovchi qonun laminar harakat uchun o'rinalidir.

Oqim harakatida uzunlik bo'yicha qirqim olib (4.6-rasm), unda  $AV$  harakatdagi kesim va  $AVS$  tezlik epyurasini ajratib olamiz. Bunda  $u_1$  va  $u_2$  tezlik bilan harakatlanayotgan ikki qatlam bilan tanishamiz. Bu ikki qatlam tutashgan  $I-I$  sirt  $S$  yuzaga ega deb olamiz. Bu sirtida har ikkala qatlam tomonidan o'sib boruvchi  $T_1$  va  $T_2$  ishqalanish kuchlari ta'sir qiladi.

$$|T_1| = |T_2| \quad (4.35)$$

Real suyuqlik oqimida bu kuchlar hisobiga paydo bo'layotgan  $\tau$  urinma kuchlanish haqida oldingi mavzularda tanishdik. Biz bu holda faqat uzunlik bo'yicha urinma kuchlanishlar bilan tanishamiz. Bu holatga ta'luqli ishqalanish kuchlar bo'yicha qonun Nyuton tomonidan 1686 yil kashf etilgan.



4.6-rasm. Suyuqlik oqimining harakatida uzunlik bo'yicha ishqalanish kuchlari uchun sxema

Bu qonunni quyidagicha ifodalash mumkin:

*O'zaro parallel oqimchalarning ishqalanishi natijasida paydo bo'ladigan  $T$  ishqalanish kuchi:*

- 1) tezlik gradientiga to'g'ri proporsional;
  - 2) suyuqlikning bu qatlamlari s yuzasiga to'g'ri proporsional;
  - 3) bosimga bog'liq emas;
  - 4) suyuqlikning fizik xossasiga (turiga) va haroratiga bog'liq,
- ya'ni,

$$T = \eta S \left| \frac{du}{dn} \right| \quad (4.36)$$

bunda,  $\eta$  – dinamik yopishqoqlik koeffitsienti. Bu koeffitsient kattaligi – *viskozimetr* deb ataluvchi asboblar yordamida tajriba o'tkazish yo'li bilan aniqlanadi. Bu kattalik suyuqlik turiga va haroratga bog'liq bo'lib, ayrim hollarda molekulyar yoki fizik yopishqoqlik koeffitsienti deb yuritiladi.

$du/dn$  – tezlik gradienti,  $I-I$  sirtga nisbatan o'tkazilgan  $n$  normal bo'yicha  $|u|$  tezlikdan olingan hosila

$$\frac{du}{dn} = \operatorname{tg} \theta \quad (4.37)$$

$\theta$  –  $I-I$  sirt chizig'ida yotuvchi nuqta epyurasi egriligi (VS)ga o'tkazilgan urinma va vertikal orasidagi burchak. Bundan keyin yozuvni soddalashtirish uchun  $|du/dn|$  gradientni  $du/dn$  deb yozamiz.  $du/dn$  gradient  $n$  yo'nalishga bog'liq holda (qarang 4.6-rasm  $n_1$  va  $n_2$  yo'nalishlar) ham musbat, ham manfiy qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Shu sababli, bunday vaziyatda uning absolyut qiymatini tushunishimiz kerak. Bu gradient (4.37) munosabat bilan ifodalanadi.

Shunga e'tibor berish kerakki, oqim tezligining harakatdagi kesim bo'ylab tekis taqsimlanishida  $\frac{du}{dn} = 0$  holat uchun real suyuqliklarda (4.36) ifodaga asosan ishqalanish bo'lmasligi kerak.

Bunda kuchlanish ellipsoidi (4.7, *a*-rasm) o'rniga sharsimon sirt ko'rinishdagi (4.7, *b*-rasm) kuchlanish bo'lishi mumkin.

Uzunlik bo'yicha ichki ishqalanishning laminar harakatdagi urinma kuchlanishi to'g'ri chizikli harakatda quyidagicha ifodalanishi mumkin:

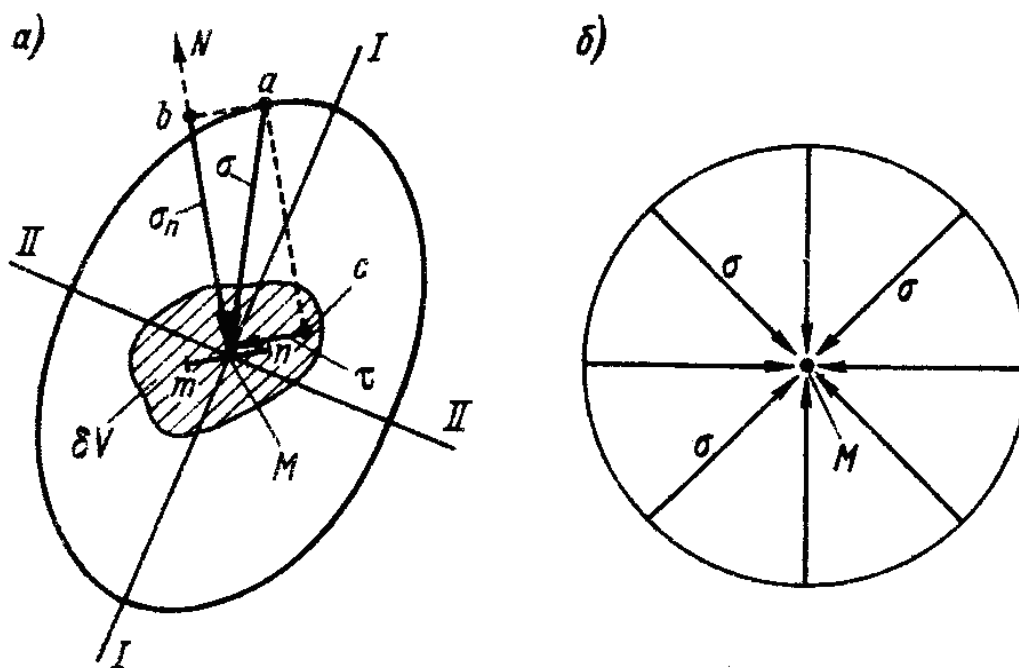
$$\tau = \frac{T}{S} = \eta \frac{du}{dn} = \eta \operatorname{tg} \theta \quad (4.38)$$

Agar oqim tubining  $D-D$  sirti bilan tanishsak, ko‘pchilik tadqiqotchilar fikriga asosan, nihoyatda yupqa devorga yopishgan, qo‘zg‘almas qatlam mavjud bo‘lib, shu sababli suyuqlikning sirpanishi ro‘y beradi. Shunga asosan devor yaqinida  $i = 0$ .

Tezlik gradienti esa,

$$\left( \frac{du}{dn} \right)_0 = \operatorname{tg} \theta_0 \quad (4.39)$$

bunda, burchak  $\theta_0$  – 4.6-rasmda ko‘rsatilgan.



4.7-rasm. To‘liq muhitda berilgan  $M$  nuqtadagi kuchlanish:

a) kuchlanishlar ellipsi;

b) kuchlanishlarning sharsimon yuzasi

Laminar harakat uchun

$$T_0 = \eta S_0 \left( \frac{du}{dn} \right)_0; \quad \tau_0 = \eta \left( \frac{du}{dn} \right)_0 = \eta \operatorname{tg} \theta_0 \quad (4.40)$$

Agar oldingi mavzuda  $\pi$  (yoki  $\tau_0$ ) kuchlanish bilan  $h_l$  kattalik orasidagi bog‘liqlikni o‘rgangan bo‘lsak, bu mavzuda laminar tartibdagi oqim harakati uchun  $\tau$  kuchlanish bilan harakatdagi kesim bo‘ylab  $u$  tezlik o‘zgarishi intensivligi hamda yopishqoqlik orasidagi bog‘liqlik o‘rganildi. Bu keltirilgan bog‘liqliklar yordamida  $\pi$  (yoki  $\tau_0$ ) kattalik orqali napor yuqolishi  $h_l$  bilan suyuqlikning fizik hossasi hamda harakatdagi kesim bo‘ylab  $u$  tezlik taqsimlanishi xarakteri o‘rtasidagi analitik bog‘liqlikni aniqlash mumkin.

#### **4.5. TEKIS BARQAROR LAMINAR TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN SUYUQLIK OQIMINING HARAKATDAGI KESIMI BO‘YLAB $u$ TEZLIK TAQSIMLANISHI**

$r_0$  radiusli tsilindrik quvurda bosim ostida harakatlanayotgan suyuqlik oqimi bilan tanishamiz (4.8-rasm).  $AV$  kesimning  $AVS$  epyurasini ko‘rsatamiz va  $AVS$  egrilik tenglamasini aniqlashga harakat qilamiz. Buning uchun harakatlanayotgan suyuqlik ichida  $r$  radiusli tsilindrik to‘plamni belgilab olamiz.

1) Bu to‘plam uchun yon sirtlar bo‘yicha  $\tau$  ishqalanish kuchlanishlarini ikki xil ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\tau = \gamma R' J = \gamma \frac{r}{2} J \quad (4.41)$$

bunda, ko‘rilayotgan to‘plam gidravlik radiusi:

$$R' = \frac{\omega'}{\chi'} = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} \quad (4.42)$$

2) Nyuton qonuniga asosan:

$$\tau = \eta \left| \frac{du}{dn} \right| = -\eta \frac{du}{dr} \quad (4.43)$$

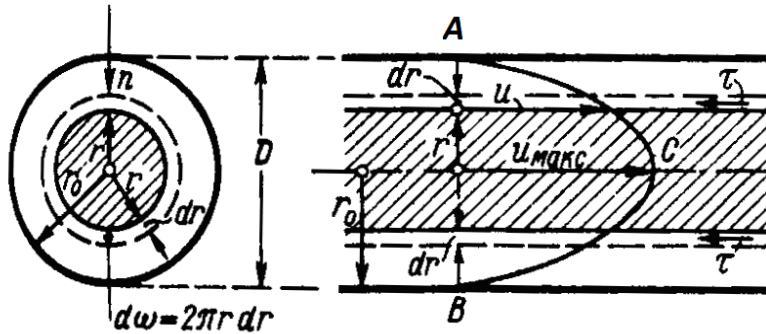
Tanlangan yo‘nalishda ( $r$ ) (4.8-rasmga qarang)  $\frac{du}{dn}$  manfiydir.

(4.41) va (4.43) ifodalarni birgalikda yechib,

$$\gamma \frac{r}{2} J = -\eta \frac{du}{dn} \quad (4.44)$$

yoki

$$du = -\frac{1}{2} \frac{\gamma}{\eta} Jr dr \quad (4.45)$$



4.8-rasm. Aylana quvurdagi suyuqlikning tekis barqaror laminar tartibdagi harakati

Bu tenglamani integrallab, quyidagini hosil qilamiz:

$$u = -\frac{\gamma}{4\eta} Jr^2 + C \quad (4.46)$$

$S$  doimiylikni  $r = r_0$  va  $u = 0$  boshlang'ich shart uchun topamiz:

$$0 = -\frac{\gamma}{4\eta} Jr_0^2 + C \quad (4.47)$$

bunda

$$C = \frac{\gamma}{4\eta} Jr_0^2 \quad (4.48)$$

(4.48) ifodani (4.46) tenglamaga qo'yamiz:

$$u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r_0^2 - r^2) \quad (4.49)$$

bunda,  $J$  – pezometrik nishablik.

Demak, ASV (4.49) ifodaga asosan, paraboladir. (4.49) ifodaga  $r=0$  kattalikni qo'yib, tezlikning maksimal qiymatini yozishimiz mumkin

$$u_{\text{max}} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} J r_0^2 \quad (4.50)$$

**4.6. AYLANA TSILINDRIK QUVURDAGI  $Q$  SARFLI  
OQIM UCHUN PUAZEYL FORMULASI.  
BARQAROR TEKIS, LAMINAR TARTIBDA  
HARAKATLANAYOTGAN SUYUQLIK UCHUN NAPORNING  
UZUNLIK BO‘YICHA YO‘QOLISHI**

Suyuqlik oqimining tsilindrik quvur orqali napor ostidagi harakatini ko‘rib chiqamiz (4.8-rasm). Quvur orqali harakatlanayotgan oqimning  $Q$  sarfini aniqlaymiz.  $r$  radiusli elementar yuza ( $d\omega$ ) orqali o‘tayotgan sarfni aniqlaymiz

$$dQ = u d\omega = u 2\pi r dr \quad (4.51)$$

bunda

$$d\omega = 2\pi r dr$$

(4.51) ifodaga (4.49) ifodani qo‘ysak,

$$dQ = \frac{\gamma}{4\eta} J (r_0^2 - r^2) 2\pi r dr = \frac{1}{2} r_0^2 u_{\text{max}} \quad (4.52)$$

Bu ifodani yuza bo‘yicha integrallasak, umumiy sarfni aniqlaymiz

$$Q = \frac{\pi}{2} \frac{\gamma}{\eta} J \int_{r=0}^{r=r_0} (r_0^2 - r^2) r dr = \frac{\pi}{8} \frac{\gamma}{\eta} J r_0^4 = \frac{\pi}{128} \frac{\gamma}{\eta} J D^4$$

yoki

$$\boxed{Q = M J D^4} \quad (4.53)$$

bunda,  $M$  – koeffitsient suyuqlik turiga bog‘liq:

$$M = \frac{\pi}{128} \frac{\gamma}{\eta} \quad (4.54)$$

O‘rtacha tezlik esa,

$$v = \frac{Q}{\omega} = \left( \frac{\pi \gamma JD^4}{128 \eta} \right) : \frac{\pi D^2}{4} = \frac{1}{32} \frac{\gamma}{\eta} JD^2 \quad (4.55)$$

yoki

$$v = \frac{1}{32} \frac{\gamma}{\eta} \frac{h_l}{l} D^2 = \frac{1}{8} \frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2 = \frac{1}{2} u_{\max} \quad (4.56)$$

bundan ko‘rinib turibdiki,

$$v = \frac{1}{2} u_{\max}$$

Ya’ni, *suyuqlik oqimining tsilindrik quvur orqali napor ostidagi laminar tartibdagi tekis barqaror harakatida uning o‘rtacha tezligi maksimal tezlikning yarmiga teng ekan.*

Napor yo‘qolishi esa quyidagicha aniqlanishi mumkin:

$$h_l = 32 \frac{\eta}{\gamma} \frac{l}{D^2} v \quad (4.57)$$

(4.53) ifoda 1840 yilda meditsina sohasi bo‘yicha doktor *Puazeyl* tomonidan yozilgan bo‘lib, bu ifodani u kapillyar naychalarda suyuqlik harakatini o‘rganib, tadqiqot qilish natijasida kashf qilgan. (4.57) ifodani kuzatib, quyidagi asosiy xulosalarni qilish mumkin.

Oqimning laminar tartibdagi harakatida napor yo‘qolishi quyidagilarga bog‘liq:

- 1) suyuqlikning yopishqoqligini ( $\eta$ ) va hajmiy og‘irligini ( $\gamma$ ) hisobga oluvchi fizik xossasiga;
- 2) o‘rtacha tezlikning birinchi darajasiga to‘g‘ri proporsional;
- 3) o‘zanning g‘adir-budirligiga bog‘liq emas.

Ayrim hollarda tsilindrik quvurlarda laminar tartibda harakatlanayotgan oqim energiyasi (napori)ning yo‘qolishi ( $h_l$ ) quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$h_l = 32 \frac{\eta}{\gamma} \frac{v}{D^2} l = 32 \frac{v}{D} \frac{l}{D} \frac{v}{g} \frac{2}{2} \frac{v}{v} = 64 \frac{v}{Dv} \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g} \quad (4.58)$$

bundan,

$$\boxed{h_l = \lambda \frac{l v^2}{D 2g}} \quad (4.59)$$

Bu ifodalardan ko‘rinib turibdiki, gidravlik ishqalanish koeffitsienti  $\lambda$  suyuqlik oqimining laminar tartibdagi harakatida uning tezligiga bog‘liq

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}_D} \quad (4.60)$$

#### 4.7. SUYUQLIKNING LAMINAR TARTIBDAGI TEKIS BARQAROR HARAKATIDA KORIOLIS VA BUSSINESK KOEFFITSIENTINI ANIQLASH FORMULALARI VA TAJRIBAVIY QIYMATLARI

Kinetik energiyaning tuzatish koeffitsienti (korrektiv –  $\alpha$ )ning va harakat miqdorining tuzatish koeffitsienti mohiyatini yuqoridagi mavzularda ko‘rib chiqqan edik:

$$\frac{K\mathcal{E}(M)}{[K\mathcal{E}(M)]_{yp}} = \frac{\int u^3 d\omega}{v^3 \omega} = \alpha \quad \text{va} \quad \frac{XM(M)}{[XM(M)]_{yp}} = \frac{\int u^2 d\omega}{v^2 \omega} = \alpha_0 \quad (4.61)$$

(3.88, 4.49) formulalarga asoslanib, suyuqlikning laminar tartibdagi harakati uchun harakatdagi kinetik energiyaning tuzatish koeffitsienti (korrektiv –  $\alpha$ )ning sonli qiymatiga aniqlik kiritishimiz mumkin:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{K\mathcal{E}(M)}{[K\mathcal{E}(M)]_{yp}} = \frac{\int u^3 d\omega}{v^3 \omega} = \frac{1}{\omega} \int \left(\frac{u}{v}\right)^3 d\omega = \\ &= \frac{\int_{r=0}^{r=r_0} \left[\frac{\gamma J}{4\eta} (r_0^2 - r^2)\right]^3 2\pi r dr}{\pi r_0^2 \left(\frac{\gamma J r_0^2}{4\eta}\right)^3} = \frac{\frac{\gamma^3 J^3}{4^3 \eta^3} r_0^6 \frac{1}{8} 2\pi r_0 r_0}{\frac{\gamma^3 J^3}{4^3 \eta^3} \pi r_0^2 \frac{1}{2^3} r_0^6} = 2,0 \end{aligned} \quad (4.62)$$

Tadqiqotchilar tomonidan, harakat miqdori korrektivining qiymati 1,33 ekanligi aniqlangan.



Shuning uchun laminar harakatda korrekativlar kattaliklarini quyidagicha yozish mumkin

$$\alpha_0 = 1,33; \quad \alpha = 2,0$$

## II. TURBULENT OQIMNI HISOBLANISH MODELI. SUYUQLIKNING TURBULENT TARTIBDAGI HARAKATIDA O‘RTACHA TEZLIKNING TAQSIMLANISHI

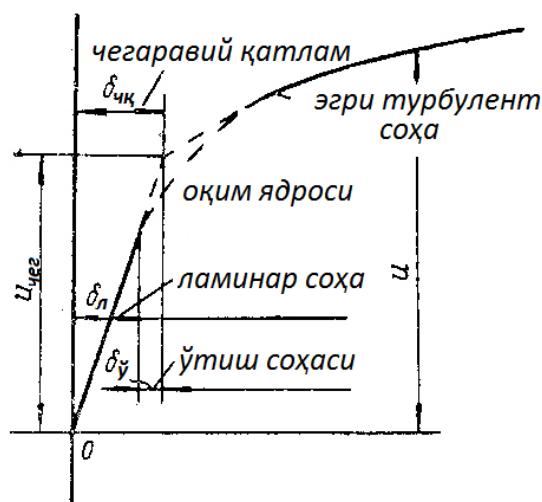
### 4.8. TURBULENT HARAKATDAGI OQIMNI O‘RGANISHDA FOYDALANILADIGAN ASOSIY TUSHUNCHALAR

Yuqoridagi mavzularda e’tirof etilganidek, turbulent tartibdagi oqim harakati uni tashkil etuvchi molekulalar birikmasi – kontiniumning jadal aralashuvchanligi bilan xarakterlanadi. Ko‘pgina tadqiqotlar turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimning tarkibini ikki qatlamdan iborat deb qarash qulay degan xulosaga kelishgan. 1925 yilda L.Prandtl ham turbulent tartibdagi oqim harakatini o‘rganib, xuddi shunday xulosaga kelgan. Uning gipotezasiga asosan turbulent oqim turbulent yadro va nihoyatda kichik o‘lchamli devor yaqinida paydo bo‘ladigan laminar qatlam yoki yopishqoq qatlamdan iborat deb qaraladi. Uni quyidagi sxema ko‘rinishida ko‘rsatish mumkin (4.9-rasm).



4.9-rasm. Turbulent oqim ko'ndalang kesimi L.Prandtl taklifi.

Lekin, Matioli va G.Gurjienko tadqiqotlari natijasida bu chegaraviy qatlam tushunchasiga o'zgarish kiritildi. Chunki, ularning tadqiqotlari bu sohadagi suyuqlik harakatiga tezlik, bosim va urinma kuchlanishlar pulsatsiyasi – tebranishi ta'sir ko'rsatishi isbotlangan. Shu sababli, bu qatlamni laminar emas, balki yopishqoq qatlam deb qarash maqsadga muvofiqdir. Unga asosan, bu qatlam laminar va aralash o'tish sohasidan iborat deb qarash taklif etilgan. O'tish sohasida goh laminar, goh turbulent harakat tartiblari bo'lishi e'tirof etilgan.

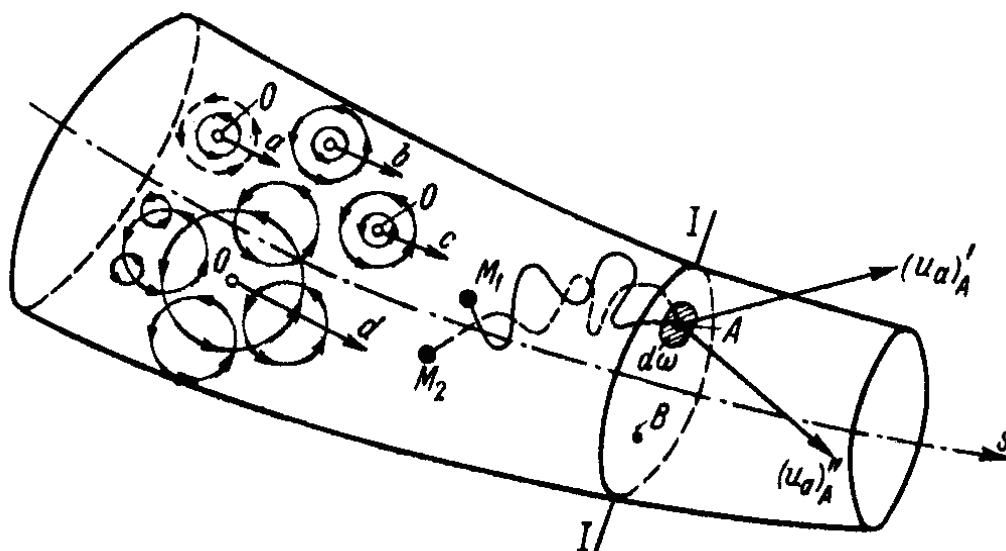


4.10-rasm. Turbulent oqim tuzilishi. Mattioli va G.Gurjienko taklifi.

Laminar sohada tezlikning taqsimlanishi chiziqli qonuniyatga bo'ysunsa, oqim yadrosida bu logarifmik qonuniyat asosida amalga oshishi e'tirof etilgan. Mana shu o'tish sohasida g'adir-budirlik hisobiga buramalar paydo bo'lib, bu buramalar turbulent oqimda aralashishni keltirib chiqaradi. Oqimning yuqori darajadagi turbulentshishi kvadrat qarshiliklar sohasida ro'y berishi kuzatilgan. Quyida bu mavzuga batafsil to'xtalishdan oldin foydalaniladigan asosiy tushunchalar haqida ma'lumot beramiz.

**Mahalliy oniy tezlik (aktual tezlik).** Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim strukturasi quyidagicha tasavvur qilishimiz mumkin. Suyuqlik oqimining

yuqori tezliklarida turli shakl va kattaliklariga ega bo'lgan suyuqlik hajmlari (4.11-rasm, *a*, *b*, *s*) suyuqlik ichida tartibsiz aylanma harakatlana boshlaydi. Suyuqlik ichida paydo bo'luvchi va tarqalib ketuvchi aylanmalar oqim bo'ylab o'zgarib boradi.



4.11-rasm. Turbulent harakat sxemasi

Berilgan *I-I* kesimdan bu hajmlar ma'lum vaqtlarda oralig'ida ilgarilanma harkatlanib o'tadi. Agar bu o'tayotgan hajmlarning biror *A* qo'zg'almas nuqtadan zarrachalarni olsak, bu zarrachalar *O* markazga nisbatan aylanma va ilgarilanma harakat qiladi. Shu sababli, bu nuqtada tezlik har doim o'zgarib turadi.

Agar *A* nuqtaga tushayotgan zarrachalar to'plamini ( $M_1, M_2, \dots$ ) turli  $t$  vaqt oralig'idagi harakatini kuzatsak, quyidagilarni kuzatish mumkin:

a)  $M_1$  zarracha turli traektoriya chizib harakatlanib, ixtiyoriy  $t_1$  vaqtda *A* nuqtada

$(u_a)'_A$  tezlikka ega bo'ladi.

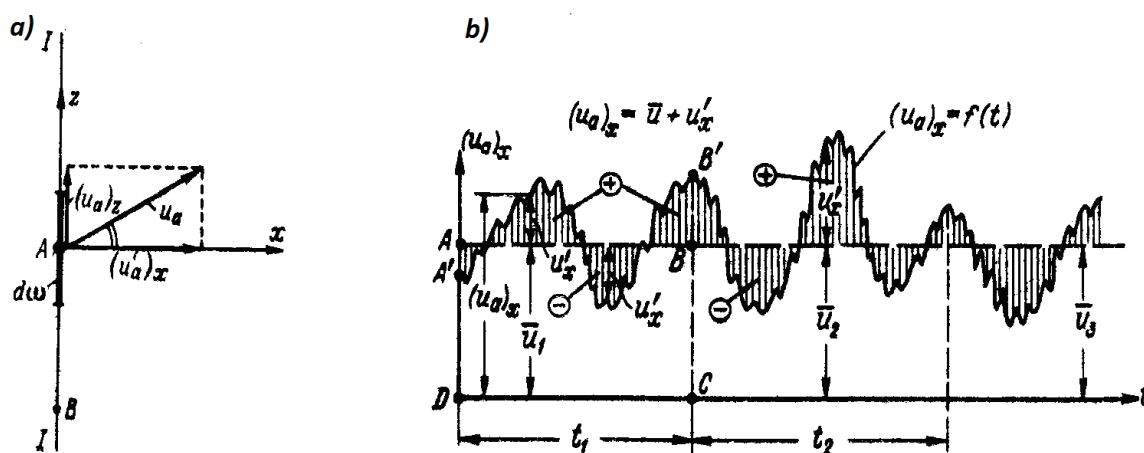
b)  $M_2$  zarracha esa boshqacha traektoriya bo'ylab harakatlanib, *A* nuqtadan  $t_2$

vaqtda  $(u_a)''_A$  tezlikka ega bo'ladi.

$I-I$  kesimning boshqa  $V$  nuqtasida ham ( $t_1, t_2, \dots$ ) turli vaqtlarda turli tezlik  $\left[ (u_a)'_B, (u_a)''_B, \dots \right]$  larga ega bo'lishi mumkin.

Demak, muxitning ixtiyoriy qo'zg'almas nuqtasidagi ixtiyoriy ( $t$ ) vaqtdagi xaqiqiy  $u_a$  tezligi *oniy mahalliy tezlik* yoki *aktual tezlik* deyiladi.

**Mahalliy oniy (aktual) tezlik tebranishi.** 4.12,  $a$ -rasmda oqimning  $I-I$  tekis ko'ndalang kesimini belgilab olamiz, undagi  $A$  qo'zg'almas nuqta atrofida  $d\omega$  elementar yuzani belgilaymiz. Bu yuzaga  $Ax$  tik chiziqni va  $Az$  ortogonal chiziqni chizib olamiz. Bu nuqtadagi tezlikni  $u_a$  deb belgilab, uning  $Ax$  va  $Az$  o'qlarga proeksiyalarini  $(u_a)_x$  va  $(u_a)_z$  deb olamiz.



4.12-rasm.  $a$ ) Bo'ylama  $(u_a)_x$  tezlik va ko'ndalang  $(u_a)_z$  tezlik  
 $b$ ) Muhitda joylashgan  $A$  qo'zg'almas nuqtadagi (4.11-rasm) bo'ylama aktual tezlikning tebranish grafigi sxemasi

Aktual tezlik  $(u_a)_x$  ning bo'ylama tashkil etuvchisi quyidagi tomonlari bilan xarakterlanadi.

$a$ ) doimo o'z yo'nalishiga ega bo'ladi ( $u_a$  tezlikdan farqli o'laroq);

$b$ )  $u_a$  tezlikning vaqt o'zgarishi bilan kattaligi o'zgarishiga mos ravishda, bu tashkil etuvchi ham o'z kattaligini o'zgartiradi.

Bu tashkil etuvchilarni mos ravishda *bo'ylama*  $(u_a)_x$  va *ko'ndalang*  $(u_a)_z$  tezliklar deb ataymiz.

$(u_a)_x$  tezlikning vaqt o'tishi bilan  $A$  nuqtadagi o'zgarishi 4.12,  $b$ -rasmdagi kabi ifodalanadi. Uni *bo'ylama tezlikning tebranish grafigi* deyiladi.

Xuddi shu tarzda ko'ndalang tezlik tebranishini ifodalashimiz mumkin (4.13,  $a$ -rasm).

Demak, mahalliy oniy tezlik tashkil etuvchilarining vaqt o'tishi bilan o'zgarishi *tezlik tebranishi* deyiladi. Bu hodisani Pito naychasida suyuqlikning ko'tarilishi va tushishida kuzatish mumkin.

***O'rtacha mahalliy tezlik. Tebranma tezlik.*** Bu 4.12,  $b$ -rasmda ifodalangan bo'ylama tezlik tebranishi grafigidan  $t_1$  vaqt oralig'ini tanlab olib, unda  $AV$  to'g'ri chiziqni o'tkazamiz. Bunda  $AV$  chiziqni shunday o'tkazamizki,  $AVSD$  va  $A'V'SD$  yuzalarining tengligiga erishamiz, ya'ni

$$\Omega_{ABCD} = \Omega_{A'B'CD}$$

Shu shart bajarilganda,  $A$  nuqtada bo'ylama tezlikning o'rtacha  $u_1$  qiymati mavjud bo'ladi.

Xuddi shuningdek,  $t_2$  vaqt oralig'ida  $\bar{u}_2$  bo'ylama tezlik kattaligi mavjud bo'ladi:

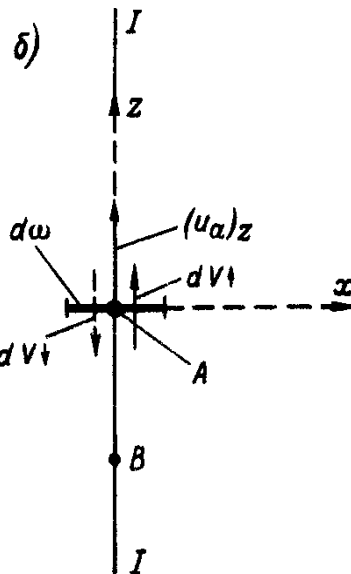
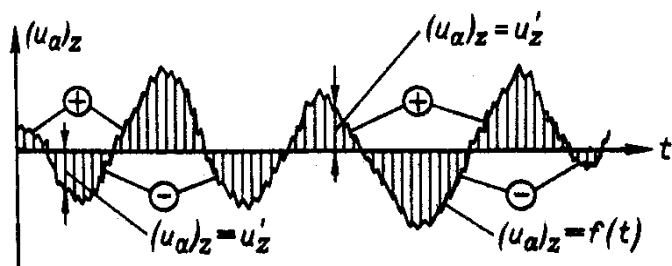
$$\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = \dots = \bar{u} = const \quad (\text{vaqt bo'yicha}) \quad (4.63)$$

Bunday turbulent harakat *o'rtacha barqaror* yoki *barqaror harakat* deyiladi. Agar  $\bar{u}_1 \neq \bar{u}_2 \neq \bar{u}_3 \neq \dots \neq \bar{u}$  bo'lsa, bunday harakat *beqaror harakat* deyiladi.

$d\omega$  elementar yuza orqali  $t$  vaqt oralig'ida oqib o'tgan suyuqlik hajmini  $dV$  deb belgilab olsak, barqaror harakatdagi o'rtacha tezlikni quyidagicha aniqlash mumkin

$$\bar{u} = \frac{dV}{td\omega} = const \quad (\text{vaqt bo'yicha}) \quad (4.64)$$

a)



4.13-rasm. Turbulent oqimning bo'ylama va ko'ndalang yo'nalishi

a) A qo'zg'almas nuqtadagi ko'ndalang aktual tezlikning grafigi sxemasi;

b)  $dV$  hajmli suyuqlikning  $d\omega$  elementar yuz orqali ko'ndalang almashinuvi

4.12, *b*-rasmni tahlil qilib, bo'ylama aktual tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$(u_a)_x = \bar{u} + u'_x \quad (4.65)$$

bunda,  $u'_x$  – bo'ylama tebranma (pulsatsion) tezlik yoki qo'shimcha tebranma tezlik deyiladi.

Katta vaqt oralig'i uchun

$$\sum u'_x dt = 0 \quad (4.66)$$

chunki, bu yig'indi 4.12, *b*-rasmda shtrix chiziqchalar bilan belgilangan yuzalar yig'indisiga teng.

Umuman, aktual tezlikni ko'ndalang tashkil etuvchisi tebranishini qarayotganimizda (4.13-rasm)  $\theta z$  o'qqa ortogonal bo'lgan  $d\omega$  elementar yuzani nazarda tutishimiz kerak (4.13, *b*-rasm). Chunki, bu yuzadan o'tayotgan suyuqlik  $(u_a)_z$  tezlikning vaqt o'zgarishi bilan kattaligi va yo'nalishining o'zgarishi hisobiga harakatda bo'ladi. Bu suyuqlikni  $t$  vaqt mobaynida  $d\omega$  yuzadan yuqoriga o'tgan miqdorini  $dV \uparrow$  deb olamiz.

$$dV \uparrow = dV \downarrow \quad (4.67)$$

bundan ko‘rinib turibdiki,  $t$  vaqt mobaynida  $d\omega$  yuza orqali o‘tgan suyuqlik miqdori nolga teng.

$$dV = dV \uparrow - dV \downarrow = 0 \quad (4.68)$$

Demak,

$$\bar{u}_z = 0 \quad (4.69)$$

Bu ifodani nazarda tutib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$(u_a)_z = 0 + u'_z = u'_z \quad (4.70)$$

bunda,  $u'_z$  – ko‘ndalang tebranma tezlik.

Demak, aktual tezlikning tebranma tashkil etuvchisi deganda, ko‘ndalang tebranma tezlikni tushunamiz, ya’ni

$$\sum (u_a)_z dt = \sum u'_z dt = 0$$

**Bosim tebranishi. O‘rtacha oqim. (Reynolds-Bussinesk modeli).** Tadqiqotlar natijasiga asoslanib shuni aytish mumkinki, tezlik tebranishi bosim tebranishi bilan davom etadi. Ya’ni vaqt o‘zgarishi bilan bosim ham qaralayotgan muhit nuqtalarida o‘zgarib turadi.

Barqaror turbulent oqim harakatini kuzatib, ixtiyoriy  $A$  nuqtadagi gidrodinamik bosimning turli vaqt oraliqlaridagi miqdorini quyidagicha yozish mumkin (4.11-rasm):

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = \bar{p}_3 = \dots = \bar{p} \quad (4.71)$$

bunda,  $\bar{p}_1 = \bar{p}_2 = \bar{p}_3 = \dots = \bar{p}$  – ketma-ket  $t_1, t_2, t_3, \dots$  vaqtlar oralig‘ida  $A$  nuqtadagi gidrodinamik bosimning o‘rtacha qiymati bo‘lib, *o‘rtacha mahalliy gidrodinamik bosim* deyiladi.

O.Reynolds (1895 y.) va J.Bussinesk (1897 y.)lar turbulent oqimni hisoblash uchun faraziy model taklif etishgan bo‘lib, bu model *shunday shartli*

*suyuqlik oqimidan iboratki, bunda harakatlanayotgan zarrachalar tezligi mahalliy bo'ylama ( $\bar{u}$ ) tezlikka teng bo'lib, oqim mavjud bo'lgan muxitning barcha nuqtalarida bosim o'rtacha  $\bar{p}$  mahalliy gidrodinamik bosimga teng bo'ladi.* Bunday modellarda ko'ndalang mahalliy tezliklar e'tiborga olinmaydi, ya'ni turbulent ko'chish qaralmaydi. Bu faraziy oqim *Reynolds-Bussinesk modeli* deb yuritiladi. Ushbu kattaliklar bilan o'rganiladigan suyuqlik oqimi *turbulent tartibda harakatlanayotgan o'rtalashtirilgan suyuqlik oqimlari* deb yuritiladi. Bu harakat Reynolds tenglamalari sistemasi orqali ifodalanadi.

Reynolds-Bussinesk modeli qaralayotganda, agar suyuqlik oqimining baqaror harakatida qaralayotgan alohida olingan nuqtalarda ( $\bar{u}$ ) kattalik vaqt davomida o'zgarmasa, beqaror harakatda bu kattalik vaqt davomida bu kattalik o'zgarishi kerak.

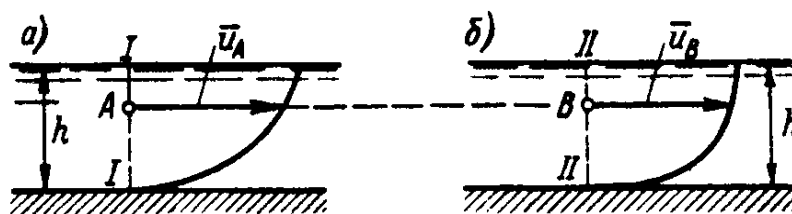
Demak, turbulent oqimlarni hisoblashda Reynolds-Bussinesk modeliga asosan,  $\bar{u}$  va  $\bar{p}$  kattaliklar ishlatiladi. Masalan, turbulent oqimlar uchun Bernulli tenglamasi yozilganda  $u$  va  $r$  kattaliklarni yozishda, asosan, shu o'rtacha kattaliklar nazarda tutiladi. Tebranish intensivligini aniqlashda esa,  $\alpha_s$ - tuzatma koeffitsientidan foydalaniladi. Shuni ta'kidlash kerakki, turbulent kuchini hisobga olmaslik napor kattaligiga ta'sir ko'rsatadi. Bu haqda keyingi mavzularda batafsilroq to'xtalamiz.

***Suyuqlikning turbulent harakatida o'rtacha tezlik.*** Bu tushuncha bilan tanishganimizda, bitta asosiy tushunchani ajratib olishimiz kerak. Bu bir muxitning qo'zg'almas nuqtasidagi turli vaqt oralig'idagi o'rtalashtirilgan tezlik  $\bar{u}$  va harakatdagi kesim bo'ylab o'rtacha tezlik  $u$ . Suyuqlikning laminar harakatida bu kattalik xaqiqiy ( $u$ ) tezliklarning o'rtalashtirilgan qiymatiga teng bo'lsa, turbulent harakat uchun bu kattalikni aniqlashda avval ko'ndalang kesimning alohida nuqtalaridagi bo'ylama tezliklarning o'rtacha qiymati olinib, keyin bu kattaliklarning o'rtacha qiymati olinadi.



**Turbulent oqim kinetik energiyasi.** 4.14-rasmda ikkita bir xil prizmatik oʻzamlarni ifodalaymiz. Bu oʻzandagi oqimlarning  $Q$  sarfi,  $h$  chuqurligi va oʻrtacha tezligi bir xil ekanligi bilan ajralib turadi.  $I-I$  va  $II-II$  harakatdagi kesimlar bilan tanishamiz (4.14,  $a$  va  $b$ -rasm). Garchand oʻxshash  $A$  va  $V$  nuqtalarda boʻylama  $\bar{u}_A$  va  $\bar{u}_B$  tezliklar teng boʻlsada,  $\bar{u}_A = \bar{u}_B$  tezliklar

tebranishi har xil boʻlishi mumkin. Bu kesimlarni oʻzaro taqqoslab aytish mumkinki, oʻrtacha tezliklar bir xil boʻlganligi



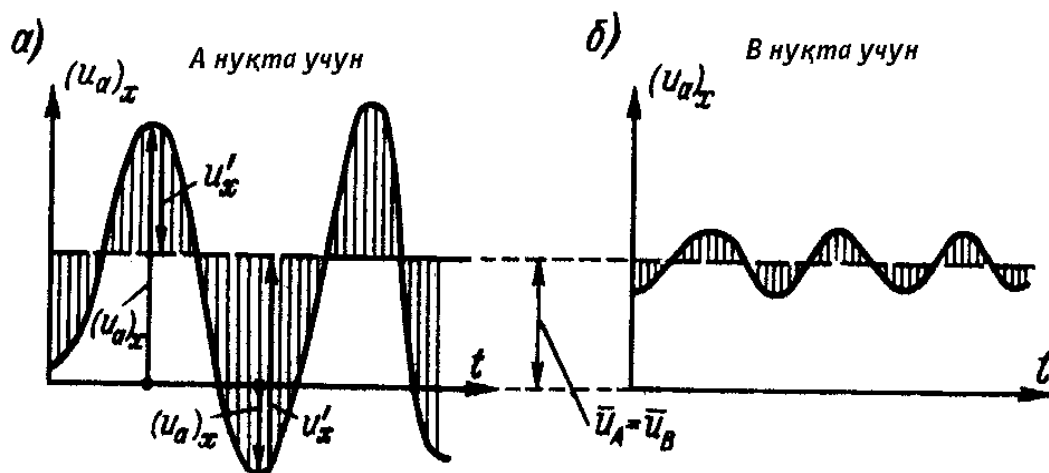
4.14-rasm. Har xil tezliklarda harakatlanuvchi oqimlarni taqqoslash

bilan birga, bu oqim har xil strukturaga ega boʻlishi mumkin. Bunda turbulentslik darajasi yuqori boʻlgan oqim, yuqori kinetik energiyaga ega boʻladi. Bu turbulent oqimning kinetik energiyasi ikki qiymat yigʻindisidan iborat (4.15-rasm):

- a)  $\bar{u}$  oʻrtacha tezlikka asosan hisoblangan kinetik energiya;
- b) tebranma  $u$  tezliklar asosida hisoblangan kinetik energiya.

Laminar tartibdagi oqim uchun kinetik energiya  $\frac{\alpha v^2}{2g}$  koʻrinishda

ifodalanadi. Bunda,  $\alpha$  – tuzatma koeffitsienti, harakatdagi kesim boʻylab tezlik taqsimlanishini bir xil emasligini hisobga oladi.



4.15-rasm. 4.14-rasmdagi oqimning bo‘ylama aktual tezlik tebranishi

Turbulent tartibdagi harakatlanayotgan oqim uchun  $\frac{\alpha_c v^2}{2g}$  ifoda orqali foydalanil

adi.

$$\alpha_c = \alpha + \alpha_{II} \quad (4.72)$$

bunda,  $\alpha_p$  – ko‘ndalang kesimning alohida nuqtalarida tebranma bo‘lgan tezlikni hisobga oluvchi tuzatma koeffitsienti.

$\alpha_p$  tuzatma koeffitsient faqat oqimning notekis harakatida mavjud bo‘ladigan intensiv turbulent oqimlarda hisobga olinadi.

Barqaror turbulent harakatda buni hisobga olmaslik mumkin. Xulosa qilib ta’kidlash kerakki, 4.14, *a* va *b*-rasmlardagi oqimlarda tezlik tebranishining har xilligi sababli, o‘rtacha tezlik taqsimlanishi har xil bo‘lib, epyurasi turli ko‘rinishga ega bo‘ladi.

#### 4.9. SUYUQLIK OQIMINING TURBULENTLIK DARAJASI

Biz oqimning o‘rtalashtirilgan va o‘rtacha tezliklari o‘rtasidagi tafovutni yaxshi bilamiz. Lekin, shunga qaramasdan yana bir bor ta’kidlab o‘tamizki,

o‘rtalashtirilgan tezlik suyuqlik oqimining biror bir qo‘zg‘almas nuqtadan o‘tayotgan aktual yoki mahalliy tezliklarining vaqt bo‘yicha o‘rtalashtirilgan tezligi qiymati bo‘lsa, suyuqlik oqimining o‘rtacha tezligi aslida o‘rtalashtirilgan qiymati bo‘lib, u abstrak – mavhum kattalikdir.

Tezlikning pulsatsion tashkil etuvchilarini baholash uchun ularning o‘rtacha kvadrat qiymatlariga teng bo‘lgan standartlar kiritilgan. Bu pulsatsion o‘zgarishlar standartlarini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\sigma_{(u)_x} = \sqrt{(\bar{u}'_x)^2}; \sigma_{(u)_y} = \sqrt{(\bar{u}'_y)^2}; \sigma_{(u)_z} = \sqrt{(\bar{u}'_z)^2};$$

$$\sigma_\rho = \sqrt{(\bar{\rho}')^2}; \sigma_\tau = \sqrt{(\bar{\tau}')^2};$$

$$\sigma_u = \sqrt{(\sigma_{(u)_x})^2 + (\sigma_{(u)_y})^2 + (\sigma_{(u)_z})^2}$$

Suyuqlik oqimining turbulentslik darajasini aniqlash uchun esa turbulentslik darajasi (jadalligi) degan tushunchani kiritamiz. Bu daraja  $\varepsilon$  harfi bilan belgilanib, tezlik pulsatsion o‘zgarishlari o‘rtacha kvadrat qiymatlarini qaralayotgan nuqtadagi *xarakterli tezliklarga* nisbati bilan aniqlanadi. Xarakterli tezlik deganda, nuqtadagi o‘rtalashtirilgan tezlikni, oqim tezligi aniqlanayotgan vertikalda o‘rtacha tezlik, harakatdagi kesim bo‘ylab o‘rtacha tezlik yoki maksimal tezlikni tushunishimiz mumkin. Tadqiqotlar natijasi oqimning turbulent harakatida tezlik masshtabi nisbatida oqimning dinamik tezligini qabul qilish to‘g‘ri natija berishini ko‘rsatgan.

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_{u_x}}{u_*}; \varepsilon_y = \frac{\sigma_{u_y}}{u_*}; \varepsilon_z = \frac{\sigma_{u_z}}{u_*};$$

$$u_* = \sqrt{gRJ};$$

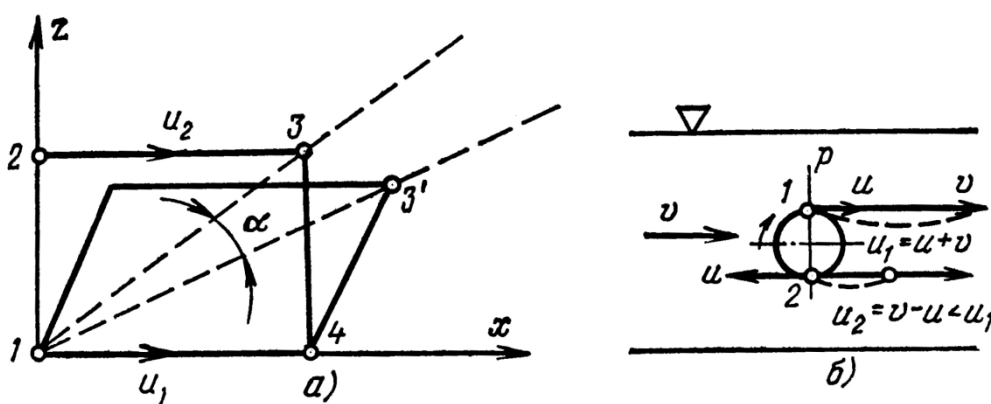
bunda,  $R$  – gidravlik radius;  $J$  – gidravlik nishablik;

Bu munosabatlar qabul qilingan holatlarda quvur radiusi yoki ochiq o‘zanlarda oqim chuqurligi bo‘ylab, turbulentslik darajasi ( $\varepsilon_x; \varepsilon_y; \varepsilon_z$ ) ning umumlashgan ko‘rinishdagi egriliklari olinishi mumkin.

Shu sababli, gidravlik hisoblarda ko'pgina hollarda xarakterli tezlik sifatida oqim o'rtacha tezligi, o'rtalashtirilgan tezlik yoki ishqalanish – dinamik tezlik qabul qilinadi. Dinamik tezlik tushunchasi bilan keyingi mavzuda batafsilroq tanishamiz. Ta'kidlash lozimki, suv oqimining quvurlar sistemasidagi naporli harakatida va ochiq o'zanlardagi naporsiz harakatida past chastotali pulsatsiya – tebranishlar asosiy o'rin egallaydi.

#### 4.10. MAGNUS EFFEKTI

Suyuqlik zarrachalarining qattiq devor yaqinidagi harakatiga e'tiborni qaratsak, ular qattiq devor zarrachalari bilan ma'lum o'zaro ta'sir kuchi ostida bo'lishi ma'lum. Shunga asosan, suyuqlik zarrachalari devor oldida o'z harakatidan sezilarli darajada sekinlashib, tezliklari nolga yaqinlashib boradi, ularga yaqin boshqa zarrachalar esa harakatga kelib, devordan uzoqlasha boshlashlari bilan tezliklari oshishi mumkin. Bunda kichik suyuqlik massalarining *aylanma harakati* vujudga keladi. 1, 2, 3 zarrachalarning 1-3 yo'nalishi 1-3' vaziyatga o'tishi kuzatiladi, ya'ni koordinata o'qlariga nisbatan  $\alpha$  burchakka buriladi. Xuddi shu tarzda aylanma harakat paydo bo'lishini kuzatish mumkin.



4.16-rasm.

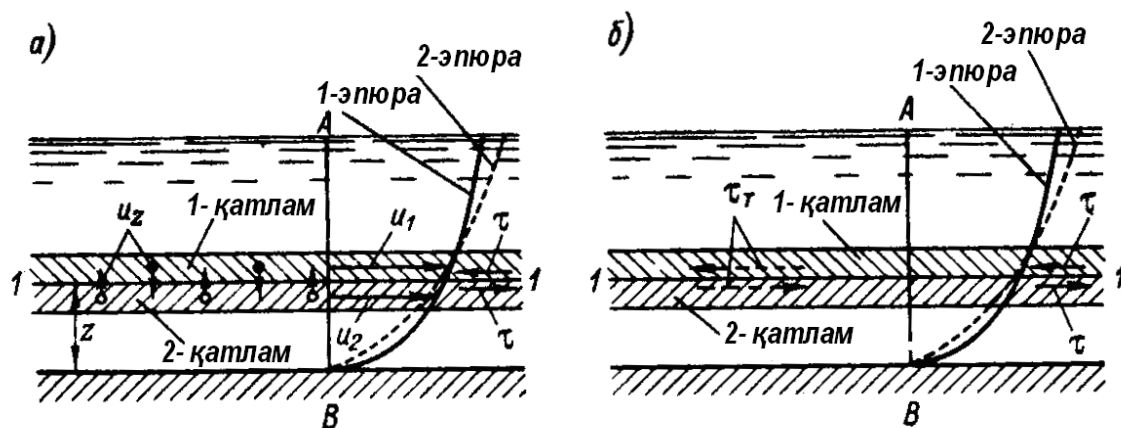
Umuman ilgariylanma va aylanma harakatlarning qo‘shilishi natijasida qaralayotgan suyuqlik massasiga tasir etuvchi va oqimning bo‘ylama harakat tezligi yunalishiga normal yo‘nalgan kuch paydo bo‘ladi. Yuqoridagi rasmda bu kuch devordan teskari tomonga yo‘nalgan. Bu vaziyat *Magnus effekti* deyiladi. Bu kuch tasirida suyuqlik zarrachasi oqim markazi tomonga harakatlanib, aralashish jarayoni ruy beradi. Qattiq devor g‘adir-budirligi bu jarayonning rivojlanishiga yordam berishini e‘tirof etish mumkin. Bu jarayon oqimning yuqori tezliklarida amalga oshib, bunda yopishqoqlikning ta‘siri aralashishga qarshilik ko‘rsata olmaydi. Xuddi shu aralashish yuqorida qayd etilgan tezlik tebranishi - pulsatsiyalanishi paydo bo‘lishiga sabab bo‘ladi.

#### **4.11. O‘RTA OQIMLARDAGI TURBULENT URINMA KUCHLANISHLAR**

Xaqiqiy turbulent oqimlarda, asosan, aktual urinma kuchlanishlar mavjudligi bizga ma‘lum. Turbulentlik tufayli, bu kuchlanishlar maydoni vaqt mobaynida o‘zgaradi. Agar berilgan vaqtda bu maydon ma‘lum bo‘lsa, Nyuton qonunidan foydalanib, shu vaqt uchun aktual urinma kuchlanishlar maydonini ham hisoblashimiz mumkin. «Turbulent urinma kuchlanish» tushunchasini ( $\tau_T$ ), haqiqiy turbulent oqim aktual kuchlanishi ( $\tau$ ) bilan tenglashtirib bo‘lmaydi.  $\tau_T$  kuchlanish haqiqiy oqimlarda bo‘lmaydi, balki, bu kattalik faraziy tushuncha bo‘lib, o‘rta oqimga (Reynolds-Bussinesk modeli) uni haqiqiy oqimga yaqinlashtirish uchun kiritiladi.

Bu masala bilan chuqurroq tanishamiz. Haqiqiy turbulent oqimdan o‘rta oqimga o‘tishda, ko‘ndalang tebranma tezlik tushirib qoldiriladi ( $u'_z = u_z$ ), faqat tezlikning bo‘ylama tashkil etuvchisi  $\bar{u}_x$  qolib, u shartli ravishda  $u$  deb belgilanadi.

Shu bilan birga, bu tashlab yuborilgan had, bo‘ylama tezlik  $u$  epyurasini shakllanishiga ta’sir ko‘rsatadi, demak, napor yo‘qolishi kattaligiga ham ta’sir ko‘rsatadi.  $u_z$  – uzunlik tezligini hisobga olinmasligi natijasida bo‘ladigan o‘zgarishni muvozanatlashtirish uchun  $\tau_T$  bo‘ylama urinma kuchlanish tushunchasi kiritiladi. Albatta, bu kuchlanish kattaligi shunday tanlanishi kerakki,  $u$  tezlik epyurasiga ta’siri, hisobga olinmagan  $u_z$  tezlik ta’siriga muvozanatlashtiriladi.



4.17-rasm. Urinma kuchlanishlarini o‘rganishga doir

- a) «xaqiqiy» oqim, chuqurlik bo‘yicha zarrachalar almashinuvi mavjud bo‘ladi;  
 b) o‘rtalashtirilgan oqim modeli

4.17, *a*-rasmda chuqurlik bo‘yicha zarrachalar almashinuvi mavjud bo‘lgan haqiqiy oqim sxemasi tasvirlangan «qora» zarrachalar nisbatan  $u_1$  uzunlik bo‘yicha kattalikka egadirlar. Bular  $u_z \downarrow$  tezlik bilan pastki qatlamga tushib, ularning harakatini tezlashtirishadi. «Oq» zarrachalar esa, nisbatan kichik tezlikka ega bo‘lib, 2-qatlamdan 1-qatlamga o‘tib, bu qatlamdagi oqim harakatini sekinlashtiradi. Agar 1-epyura tezlikning xaqiqiy epyurasi bo‘lsa, 2-epyura esa  $u_z$  tezlik hisobga olinmagan holat uchun tezlikning *taqribiy epyurasi* deyiladi.

4.17, *b*-rasmda esa, turbulent almashinuvi bo‘lmagan ( $u_z=0$ ) holat uchun Reynolds-Bussinesk modeli sxemasi ifodalangan. Bunday sxema uchun 2-tezlik epyurasiga erishishimiz kerak. Mana shu sxemaga  $u_z$  tezlik o‘rniga faraz

qilinayotgan  $\tau_T$  urinma kuchlanishini kiritib, 2-epyura o‘rniga «xaqiqiy» 1-epyurani olishimiz mumkin. Yuqoridagi  $a$  sxemadan ko‘rinib turibdiki, xaqiqiy oqimlarda ( $a$ -sxema)  $\tau$  Nyuton urinma kuchlanishlari mavjud, Reynolds-Bussinesk modelida ( $b$ -sxema) esa 1-1 sirt bo‘ylab ( $\tau + \tau_T$ ) ga teng bo‘lgan urinma kuchlanishlari mavjud.  $\tau_T$  kuchlanish kattaligini aniqlash uchun quyidagi ko‘rinishga ega bo‘lgan postulatdan foydalanamiz.

$$\delta[XM(M)\uparrow\downarrow]_a = IK(\tau_T)_\delta$$

bunda,  $XM$  – elementar hajmdagi suyuqlikning turbulent almashinuv natijasidagi harakatlar miqdorini o‘zgarishi;  $IK$  – faraz qilinayotgan ishqalanish kuchlari impulsi (4.17,  $b$ -rasm).

Yuqoridagi ifodani kuchlar impulsining harakatlar miqdori tenglamasi deb atash mumkin emas. Chunki, tenglamaning chap tomonidagi had xaqiqiy oqim uchun o‘rinli bo‘lsa (4.17,  $a$ -rasm), o‘ng tomonidagi had faraz qilinayotgan oqim uchun o‘rinlidir (4.17,  $b$ -rasm).

Bussinesk bu tenglamani o‘zining maxsus usuli bilan yechib, tuzilishi jixatidan (4.38) ifodaga o‘xshash quyidagi tenglamani olgan:

$$\tau_T = \eta_T \left| \frac{du}{dn} \right| \quad (4.73)$$

bunda,  $\frac{du}{dn}$  – tezlik gradienti bo‘lib, ma’nosi (4.38) ifodadagi kabidir, faqat bu yerda  $u$  – tezlikning uzunlik uzunlik bo‘yicha o‘rtacha qiymati;  $\eta_T$  *turbulent yopishqoqlikning dinamik koeffitsienti yoki turbulent almashinuv koeffitsienti* deyiladi.

L.Prandtl molekulyar yopishqoqlikni mavjud emas deb faraz qilib, bu kattalikni quyidagicha aniqlashni taklif etgan.

$$\eta_T = \rho l^2 \frac{du}{dn} \quad (4.74)$$

bunda,  $l$  – aralashish yoki ko‘chish yo‘li uzunligi deb ataladi. Bu kattalikning fizik ma’nosini turli tadqiqotchilar turli ma’noda ta’riflashadi. Bu kattalik quyidagi formula yordamida aniqlanishi mumkin.

$$l = \aleph y \quad (4.75)$$

bunda,  $y$  – o‘zan devoridan turbulent urinma turbulent urinma kuchlanishlar aniqlanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa,  $\aleph$  – «Prandtlning umumiy doimiysi» deb atalib, Nikuradze tajribalari natijasiga asosan  $\aleph \approx 0,4$  deb qabul qilingan.

(4.74) ifodadan ko‘rinib turibdiki,  $\eta_T$  dinamik yopishqoqlik koeffitsienti kattaligi tezlik gradientiga proportsional bo‘lib, molekulyar yopishqoqlik koeffitsientidan farqli o‘laroq, harakat xarakteriga ham bog‘liq.

Bu ifodani inobatga olib, turbulent yopishqoqlikning kinematik koeffitsientini yozishimiz mumkin:

$$v_T = \frac{\eta_T}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn} \quad (4.76)$$

Umuman o‘rtalashtirilgan oqim xar ikkala yopishqoqlikka ega bo‘lishi kerak. Shu sababli, to‘liq urinma kuchlanishni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\tau = \eta \frac{du}{dn} + \eta_T \frac{du}{dn} \quad (4.77)$$

Suyuqlik oqimining laminar tartibdagi harakatida (4.77) ifodaning o‘ng tomonidagi ikkinchi ifodani inobatga olmaslik mumkin, bunda devordagi ishqalanish kuchlanishi  $\tau$  devordagi o‘rtacha tezlikning birinchi darajasiga to‘g‘ri proportsionaldir. Suyuqlik oqimining turbulent tartibdagi harakatida Reynolds sonining katta qiymatlarida (4.77) ifodaning o‘ng tomonidagi ikkinchi had birinchisidan ancha katta bo‘lganligi sababli, birinchi hadni, ya’ni molekulyar yopishqoqlikni hisobga olmaslik mumkin. Bunday holatda  $\tau$  kattalik o‘rtacha tezlikning ikkinchi darajasiga to‘g‘ri proportsional bo‘ladi.



## 4.12. TURBULENT TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN O'RTALASHTIRILGAN SUYUQLIK OQIMI UCHUN HARAKAT- REYNOLDS TENGLAMALARI SISTEMASI

Bizga ma'lumki, real holatdagi suyuqlik oqimini harakatini Nave-Stoks tenglamalari sistemasida quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \left( \frac{d^2 u_x}{dx^2} + \frac{d^2 u_x}{dy^2} + \frac{d^2 u_x}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} + \nu \left( \frac{d^2 u_y}{dx^2} + \frac{d^2 u_y}{dy^2} + \frac{d^2 u_y}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + \nu \left( \frac{d^2 u_z}{dx^2} + \frac{d^2 u_z}{dy^2} + \frac{d^2 u_z}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{cases}$$

Ingliz olimi Osborn Reynolds bu tenglamalar sistemasini turbulent tartibdagi harakatni o'rganishda haqiqiy suyuqlik oqimi o'rniga qabul qilingan Reynolds-Bussinesk modeliga mos keluvchi o'rtalashtirilgan oqimni o'rganib, oqimning vaqt bo'yicha o'rtalashtirilishini inobatga olib, suyuqlikning turbulent tartibdagi xarakati tenglamalari sistemasini keltirib chiqargan. Buning uchun tenglamalarning o'ng tomonidagi konvektiv tezlanishni ifodalovchi hadlarni qayta qarab chiqamiz:

$$\begin{aligned} u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} (u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial y} (u_x u_y) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} (u_x u_z) - \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) u_x \end{aligned}$$

Suyuqlikning siqilmas holati uchun uzluksizlik tenglamasiga asosan,

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$

demak,

$$u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}(u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(u_x u_y) + \frac{\partial}{\partial z}(u_x u_z)$$

Nave-Stoks tenglamalarining qolgan ikkitasi uchun xuddi shunday-analog tarzda matematik o'zgartirish kiritib, bu sistemani quyidagi ko'rinishda olishimiz mumkin:

$$\begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \left( \frac{d^2 u_x}{dx^2} + \frac{d^2 u_x}{dy^2} + \frac{d^2 u_x}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(u_x u_y) + \frac{\partial}{\partial z}(u_x u_z) \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} + \nu \left( \frac{d^2 u_y}{dx^2} + \frac{d^2 u_y}{dy^2} + \frac{d^2 u_y}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_y u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(u_y u_y) + \frac{\partial}{\partial z}(u_y u_z) \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + \nu \left( \frac{d^2 u_z}{dx^2} + \frac{d^2 u_z}{dy^2} + \frac{d^2 u_z}{dz^2} \right) = \frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_z u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(u_z u_y) + \frac{\partial}{\partial z}(u_z u_z) \end{cases}$$

Endi tenglamalarning hadlarini o'rtalashtirib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\begin{cases} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \nu \nabla^2 \bar{u}_x = \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}_x \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}_x \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}_x \bar{u}_z) \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy} + \nu \nabla^2 \bar{u}_y = \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}_y \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}_y \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}_y \bar{u}_z) \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dz} + \nu \nabla^2 \bar{u}_z = \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}_z \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{u}_z \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{u}_z \bar{u}_z) \end{cases}$$

Tenglamalarga quyidagi munosobatlarni inobatga olib, o'zgartirishlar kiritamiz:

$$\bar{u}_x \bar{u}_x = (\bar{u}_x + \bar{u}'_x)(\bar{u}_x + \bar{u}'_x) = \bar{u}_x^2 + 2\bar{u}_x \bar{u}'_x + \bar{u}'_x{}^2$$

$$\bar{u}_x \bar{u}_y = (\bar{u}_x + \bar{u}'_x)(\bar{u}_y + \bar{u}'_y) = \bar{u}_x \bar{u}_y + \bar{u}_x \bar{u}'_y + \bar{u}_y \bar{u}'_x + \bar{u}'_x \bar{u}'_y$$

$$\bar{u}_x \bar{u}_z = (\bar{u}_x + \bar{u}'_x)(\bar{u}_z + \bar{u}'_z) = \bar{u}_x \bar{u}_z + \bar{u}_x \bar{u}'_z + \bar{u}_z \bar{u}'_x + \bar{u}'_x \bar{u}'_z$$

qolganlari ham shu tarzda ifodalanadi, bu ifodalarda

$$\bar{u}'_x = \bar{u}'_y = \bar{u}'_z = 0$$

ekanligi inobatga olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\bar{u}_x \bar{u}_x = \bar{u}_x^2 + \bar{u}'_x{}^2; \bar{u}_x \bar{u}_y = \bar{u}_x \bar{u}_y + \bar{u}'_x \bar{u}'_y; \bar{u}_x \bar{u}_z = \bar{u}_x \bar{u}_z + \bar{u}'_x \bar{u}'_z \text{ va hk.}$$

Demak, siqilmas holatdagi suyuqlik uchun uzluksizlik tenglamasini quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} = 0$$

Turbulent tartibda barqaror harakatlanayotgan suyuqlik oqimi uchun quyidagi tenglamalarni yozishimiz mumkin:

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \nu \nabla^2 \bar{u}_x^2 = \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} \bar{u}_z + \frac{\partial (\bar{u}'_x \bar{u}'_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{u}'_x \bar{u}'_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{u}'_x \bar{u}'_z)}{\partial z}; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy} + \nu \nabla^2 \bar{u}_y^2 = \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial z} \bar{u}_z + \frac{\partial (\bar{u}'_y \bar{u}'_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{u}'_y \bar{u}'_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{u}'_y \bar{u}'_z)}{\partial z}; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dz} + \nu \nabla^2 \bar{u}_z^2 = \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} \bar{u}_z + \frac{\partial (\bar{u}'_z \bar{u}'_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{u}'_z \bar{u}'_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{u}'_z \bar{u}'_z)}{\partial z}; \end{array} \right.$$

Tenglamalardagi tezlikning pulsatsion tashkil etuvchi hadlarini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{\partial (\bar{u}'_x \bar{u}'_x)}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x);$$

$$\frac{\partial (\bar{u}'_x \bar{u}'_y)}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y);$$

$$\frac{\partial (\bar{u}'_x \bar{u}'_z)}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot \bar{u}'_x \bar{u}'_z)$$

Bu o‘zgarishlarni inobatga olib, tenglamalar sistemasini quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin:

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_x - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dx} + \nu \nabla^2 \bar{u}_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_z) \\ = \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} \bar{u}_z; \\ \phi_y - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dy} + \nu \nabla^2 \bar{u}_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_x) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_y) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_z) \\ = \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial z} \bar{u}_z; \\ \phi_z - \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{p}}{dz} + \nu \nabla^2 \bar{u}_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_x) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_y) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_z) \\ = \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial y} \bar{u}_y + \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z} \bar{u}_z; \end{array} \right.$$

Bu sistema turbulent tartibda harakatlanayotgan o'rtalashtirilgan suyuqlik oqimi uchun *Reynolds tenglamalari sistemasi* deb ataladi.

Tenglamalardagi  $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x$ ,  $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y$ ,  $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_z$  kabi hadlar kuchlanish o'lchov birligiga ega. Shunday qilib, tenglamalarning chap tomonlarida turbulent tartibdagi harakatda paydo bo'ladigan, pulsatsion tezliklarga ma'lum qonuniyatlar bilan bog'langan yopishqoqlik kuchlanishlarini ifodalovchi hadlar mavjudligini ko'rish mumkin:

$$\nu \nabla^2 \bar{u}_x = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{u}_x; \quad \nu \nabla^2 \bar{u}_y = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{u}_y; \quad \nu \nabla^2 \bar{u}_z = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{u}_z;$$

Reynolds tenglamalari tarkibiga kiruvchi  $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_x$ ,  $\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_y$ ,  $\rho \bar{u}'_z \bar{u}'_z$  hadlar mos o'qlarga perpendikulyar joylashgan yuzalarga ta'sir etayotgan normal turbulent kuchlanishlarni ko'rsatsa,  $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_y$ ,  $\rho \bar{u}'_x \bar{u}'_z$ ,  $\rho \bar{u}'_y \bar{u}'_z$  hadlar esa shu yuzalarga ta'sir etayotgan urinma turbulent kuchlanishlarni ko'rsatadi.

Reynolds tenglamalari sistemasidagi turbulent kuchlanishlar oldidagi manfiy belgiga e'tibor bersak, shuni ta'kidlash kerakki, urinma kuchlanishlar musbat kattaliklar, lekin tezlik pulsatsiyalari ham manfiy, ham musbat bo'lishi mumkin. Masalan biror bir elementar zarracha yoki hajmga ta'sir etayotgan  $u'_x$

musbat bo‘lib,  $u'_z$  pulsatsion o‘zgarish manfiy bo‘lsa, doimo  $u'_x u'_z$  ko‘paytma manfiy bo‘ladi.

Qilingan tahlillarga asoslanib, xulosa qilish mumkinki, suyuqlik oqimining turbulent tartibdagi harakatida urinma kuchlanishlarni yopishqoqlik kuchlanishlari –  $\tau_{lam.}$  va turbulent tartibdagi pulsatsiyada paydo bo‘ladigan urinma kuchlanishlar  $\tau_{mypo.}$  yig‘indisidan iborat deb qarash mumkin:

$$\tau = \tau_{lam.} + \tau_{mypo.}$$

$$\tau_{mypo.ik} = -\rho \bar{u}_i \bar{u}'_k$$

Bunday holda ularni o‘zaro bog‘liqlik hossasi ( $\tau_{ik} = \tau_{ki}$ )ga bo‘ysunishini e‘tirof etish maqsadga muvofiqdir. Bu xulosa yuqoridagi mavzuda keltirilgan fikrni to‘g‘ri ekanligini ko‘rsatadi.

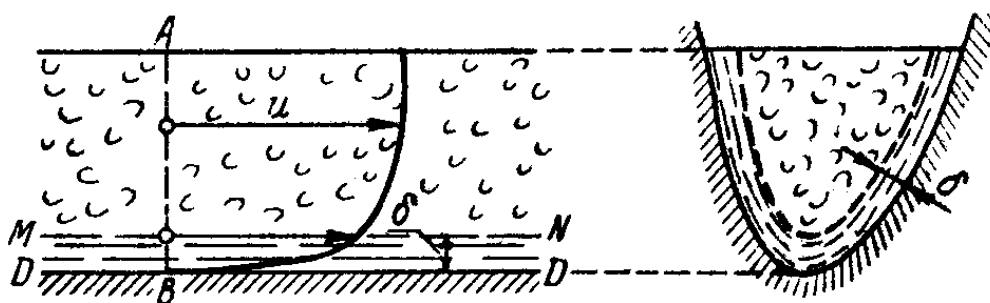
#### **4.13. TEKIS BARQAROR HARAKATLANAYOTGAN TURBULENT OQIMNING HARAKATDAGI KESIMIDAGI O‘RTACHA TEZLIKNING TAQSIMLANISHI. LAMINAR (YOPIHQOQ) QATLAM. SILLIQ VA G‘ADIR-BUDIR QUVURLAR. CHEGARAVIY QATLAM**

**Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimning xarakatdagi kesimi bo‘ylab o‘rtalashtirilgan tezlikning taqsimlanishi haqida umumiy mulohazalar.** *Laminar qatlam.* 4.18-rasmdagi AV o‘rtalashtirilgan tezlik epyurasi bilan tanishamiz. Tajribalar natijasi uning quyidagilar bilan xarakterlanishini ko‘rsatdi:

- 1) AV chiziq bo‘ylab devor yaqinida  $u$  tezlik o‘sadi, ya’ni  $du/dn$  gradient katta qiymatga ega bo‘ladi;
- 2) devordan uzoqroq masofada  $u$  kattalik nisbatan sekin o‘zgaradi, ya’ni  $du/dn$  kattalik nisbatan kichik qiymatga ega bo‘ladi.

Rangli suyuqlik yordamida kuzatganda shunga ishonch hosil qilish mumkinki, suyuqlik oqim markazidan doimo yon qirg'oqlarga va aksincha yon qirg'oqdan markazga o'tib, aralashib turar ekan. Shuning uchun turbulent aralashish hisobiga oqimning turbulent tartibdagi harakatida tezlik taqsimlanishi laminar tartibdagi harakatga nisbatan markaziy qismda tekis bo'ladi.

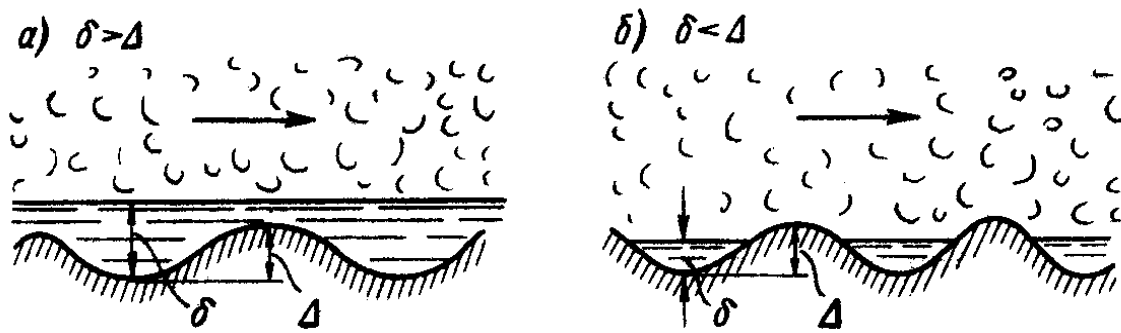
Napor ostida laminar tartibda harakatlanayotgan suyuqlik oqimining o'rtacha tezligining ( $v$ ) quvur o'qi bo'ylab, oqimning ( $u_{maks}$ ) maksimal tezligiga nisbati  $v/u_{maks} = 0,5$  bo'lsa, turbulent tartibdagi harakatda  $v/u_{maks} = 0,70 \div 0,90$  ekanligi isbotlangan. Bu munosabatni o'zan devorining g'adir-budirligiga bog'liqligini e'tirof etgan holda uning Reynolds sonining o'sishi bilan ortishini kuzatish mumkin.



4.18-rasm. Turbulent harakatda o'rtalashtirilgan tezliklar epyurasi,  
 $\delta$  – yopishqoqlaminar qatlam qalinligi.

**L.Prandtl** tadqiqotlari natijalari turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim zarrachalarining tezligi devor yaqinida nolga tengligini ko'rsatdi. Shu natijaga asosan xulosa qilish mumkinki, tezlik devorga yaqinlashishi bilan kamayib borib, devor yaqinida shunday yupqa suyuqlik qatlami  $\delta$  mavjud bo'ladi, bu qatlamda laminar tartibdagi harakat mavjud bo'ladi. Bu qatlam gidravlikada laminar qatlam yoki yopishqoq qatlam deb yuritiladi. Bu laminar qatlam qalinligi  $\delta$  taxminan chuqurlikning mingdan bir qismini tashkil qilib, u 4.18-rasmida masshtabsiz keltirilgan.

**Gidravlik silliq va g'adir-budir quvurlar.** Bular 4.19-rasmda keltirilgan bo'lib, bunda,  $\Delta$  – devorning notekis qismi balandligi,  $\delta$  – laminar qatlam qalinligi (a) sxemadagi holatda ( $\delta > \Delta$ ) g'adir-budirlik laminar qatlam bilan qoplanib, natijada silliq devor paydo bo'ladi. Bunday devorlarda uzunlik bo'ylab napor yo'qolishi o'zan devorining g'adir-budirligiga bog'liq emas. (b) sxema holatida esa, ( $\delta < \Delta$ ) turbulent sohada notekisliklar alohida «tepalikchalar» ko'rinishida bo'lib, ularga oqim zarrachalari urilishi natijasida naporning yo'qolishi o'zan devori g'adir-budirligiga bog'liq bo'lib qoladi.



4.19-rasm. (a) silliq va (b) g'adir-budir o'zan.

Maxsus tadqiqotlar natijasida aniqlanishicha, Reynolds sonining o'sishi bilan laminar qatlam qalinligi kamayar ekan. Shunga asosan silliq va g'adir-budir quvurlar tushunchasi nisbiydir. Bir devorning o'zi ma'lum bir sharoitda silliq bo'lsa ( $Re$  – Reynolds sonining kichik qiymatlarida) boshqa bir sharoitda ( $Re$  – Reynolds sonining katta qiymatlarida) g'adir-budir bo'lishi mumkin.

**Aylana quvurlarda napor ostida turbulent tartibda harakatlanayotgan suyuqlik oqimining o'rtacha tezligi epyurasini qurishda ishlatiladigan ifodalar.**

Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqimning harakatdagi kesimi bo'ylab tezlik taqsimlanishini o'rganishga juda ko'p nazariy va eksperimental ishlar bag'ishlangan. Shulardan tsilindrik shaklli quvurlarga oidlari bilan tanishamiz (4.8-rasmga qarang):

O'rtalashtirilgan tezliklar epyurasini ifodalovchi ASV egri chiziq tenglamasini yozish uchun laminar tartibdagi harakatdagi kabi, ikkita ko'rinishdagi urinma kuchlanish ifodasini yozamiz.

1) tekis harakat tenglamasi:

$$\tau_T = \gamma R'J$$

2) turbulent tartibdagi harakatdagi urinma kuchlanishlar tenglamasi:

$$\tau_T = -\eta_T \frac{du}{dn}$$

Bu tenglamani birgalikda yechamiz:

$$du = -\frac{1}{2} \frac{\gamma}{\eta_T} Jrdr \quad (4.78)$$

Bu ifodani integrallab, quyidagi topamiz:

$$u = -\frac{1}{2} \gamma J \int_0^r \frac{1}{\eta_T} r dr \quad (4.79)$$

Tenglamaga kiruvchi  $\eta$  kattalik laminar tartibdagi harakatda o'zgaras bo'lganligi sababli integral belgisi ostidan chiqarilib, tenglama yengil yechilishi mumkin edi, lekin turbulent tartibdagi harakatda  $\eta_T$  kattalik oqimning harakat holatiga bog'liq bo'lganligi sababli, tenglamaning yechimini topish ancha murakkab masaladir. Bu tenglama L.Prandtl tomonidan ma'lum bir gipoteza va o'zgartirishlar kiritilib, taqribiy usulda yechilgan va tezlikning taqsimlanishi logarifmik qonuniyati olingan. Bunga keyingi mavzuda batafsil to'xtalamiz. Bundan tashqari, Karman, Teylor, A.N.Patrashev, X.Eshonov, T.Juraev va boshqa tadqiqotchilar ham bu tenglamani yechish bilan shug'ullanishgan.

1. I.Nikuradze tomonidan aniqlangan koeffitsientlar kiritilgandan so'ng Prandtl ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

A) tekis quvurlar uchun:

$$\frac{u}{v_*} = 5,75 \lg \frac{(r_0 - r)v_*}{\nu} + 5,5 \quad (4.80)$$



bunda,  $r_0$  – quvur radiusi;  $r - u$  tezlik aniqlanayotgan nuqtadan harakatdagi kesim markazigacha bo‘lgan masofa;  $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$  alohida belgilanish.

$v_*$  – kattalik tezlik o‘lchov birlikka ega bo‘lib, *ishqalanish tezligiyoki dinamik tezlik* deb ataladi. Bu kattalik berilgan sharoit uchun doimiy bo‘lib, oqimning tekis harakati asosiy tenglamasidan foydalanib aniqlanadi:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = \frac{\tau}{\rho g} = RJ \quad (4.81)$$

bundan,

$$g_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{RJ} \sqrt{g} \quad (4.82)$$

(4.80) tenglamaga asosan aniqlanuvchi tezlik epyurasiga ega bo‘lsak, o‘rtacha tezlik ( $v$ ) va  $\frac{v}{v_*}$  munosabatni aniqlash mumkin;

B) g‘adir-budir quvurlar uchun:

$$\frac{u}{v_*} = 5,75 \lg \frac{r_0 - r}{\Delta} + A_{z.o} \quad (4.83)$$

$\Delta$  – g‘adir-budirlik devorchalarining o‘rtacha balandligi;

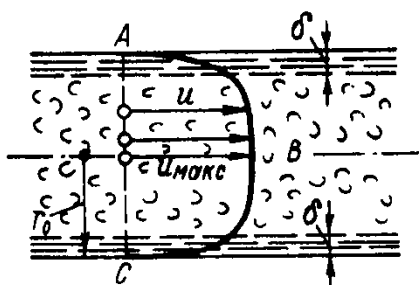
$A_{z.o}$  – kattaligi g‘adir-budirlik ko‘rinishiga bog‘liq bo‘lgan koeffitsient.

2. A.D.Altshul urinma kuchlanishlar yig‘indisi (4.77) formuladan foydalanib, tekis va g‘adir-budir quvurlar uchun tezlik taqsimlanishi formulasini taklif etgan:

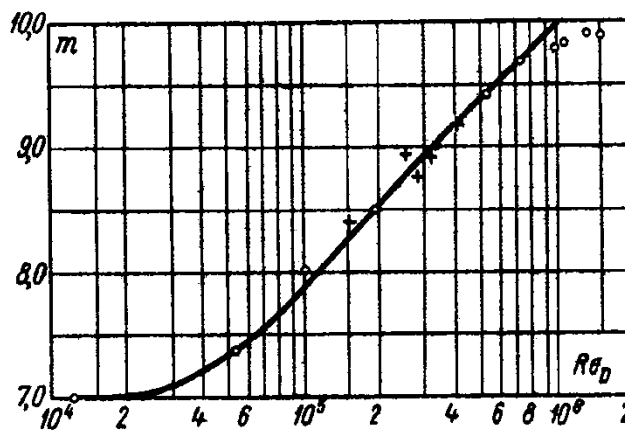
$$\frac{u}{u_{maks*}} = 1 - 2 \frac{\lg \frac{r_0}{y}}{\frac{0,975}{\sqrt{\lambda}} + 1,35} \quad (4.84)$$

bunda,  $y$  – quvur devoridan  $u$  harakatlanayotgan qatlamgacha bo‘lgan masofa;  $r_0$  – quvur radiusi;  $u_{maks}$  – maksimal tezlik;  $\lambda$  – gidravlik ishqalanish koeffitsienti.

Yuqoridagi tenglamaga asosan olingan AVS egrilik o'ziga xos kamchiliklarga ega (4.20-rasm). Ular har doim ham chegaraviy shartlarni qanoatlantirmaydi. Bular  $r = r_0$  bo'lganda devor oldidagi suyuqlik tezligi,  $u = -\infty$  bo'lishi va Prandtl ifodasiga asosan, tezlik gradienti  $\frac{du}{dr} \neq 0$  bo'lishi xaqiqatga ziddir.



4.20-rasm. Oqimning aylana quvurlardagi harakatida tezlik taqsimlanishi.



4.21-rasm. (4.85) ifodadagi  $m$  kattalikni aniqlash uchun eksperimental grafik

Tezlik taqsimlanishining ifodalovchi formulalar amaliy ishlar uchun qulay ko'rsatkichli funktsiya ko'rinishdagi formulalardir:

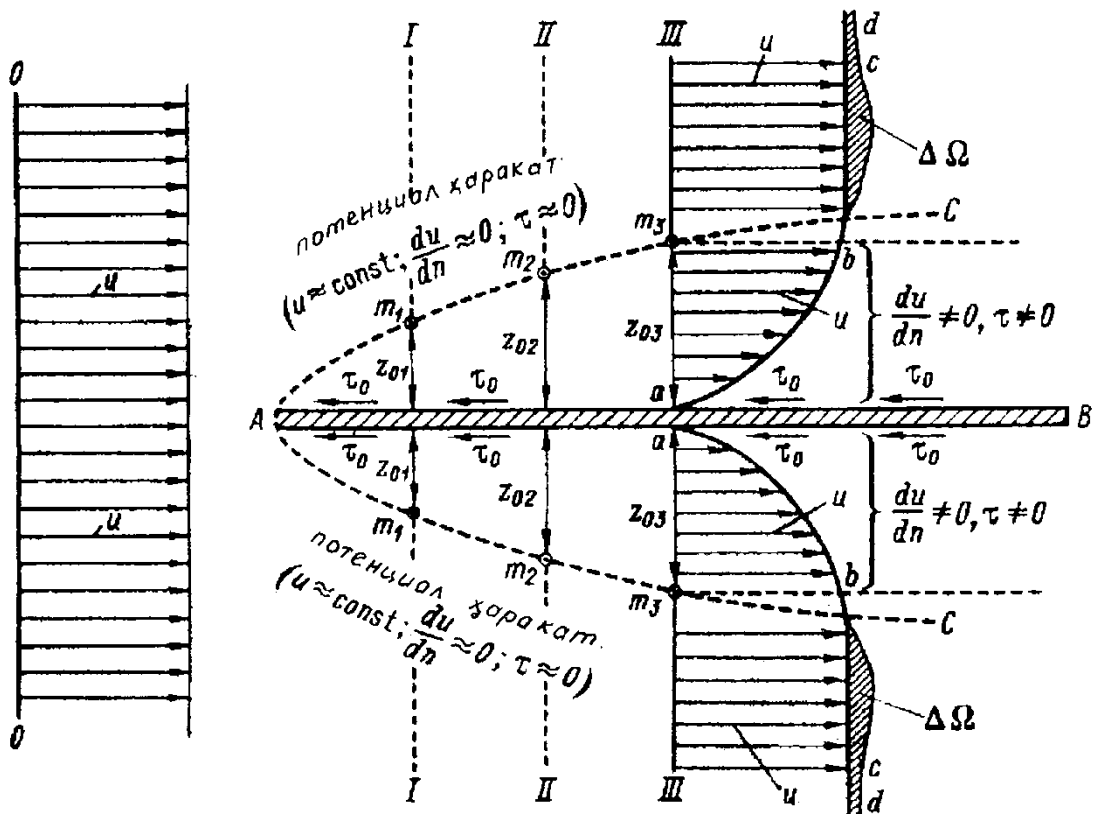
$$u = u_{\max} \left( 1 - \frac{r}{r_0} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (4.85)$$

bunda,  $r_0$  – quvur radiusi,  $r$  – harakatdagi kesim markazidan  $u$  tezlik o'lchanayotgan nuqttagacha bo'lgan masofa,  $m$  – Reynolds soni ( $Re_D$ )ga bog'liq bo'lgan daraja ko'rsatkichi (4.21-rasm),  $u_{\max}$  – quvur o'qi bo'ylab oqimning maksimal tezligi.

Bu ifodadagi  $1/m$  kursatkichni quyidagi formula yordamida aniqlab, uni g'adir-budir quvurlar uchun qo'llash mumkinligini 1956 yil A.L.Altshul tomonidan isbotlangan:

$$\frac{1}{m} = 0,9\sqrt{\lambda} \quad (4.86)$$

Devor yaqinidagi chegaraviy qatlam. Faraz qilaylik uzun AV plastinka ustida real holatdagi suyuqlik harakatlanmoqda. (4.22-rasm). Uning OO vertikal kesimida  $u = const$  bo'lib, butun kesim bo'ylab o'zgarmasdir. Oqim bu plastinka ustida harakatlanayotganda unga ishqalanish kuchlanishi tasir ko'rsatadi, plastinka yuzasida tezlik nolga teng bo'ladi.



4.22-rasm. Devor yaqinidagi chegaraviy qatlam qalinligi  $z_0$   
(AV qo'zg'almas plastinka yaqinida paydo bo'ladi)

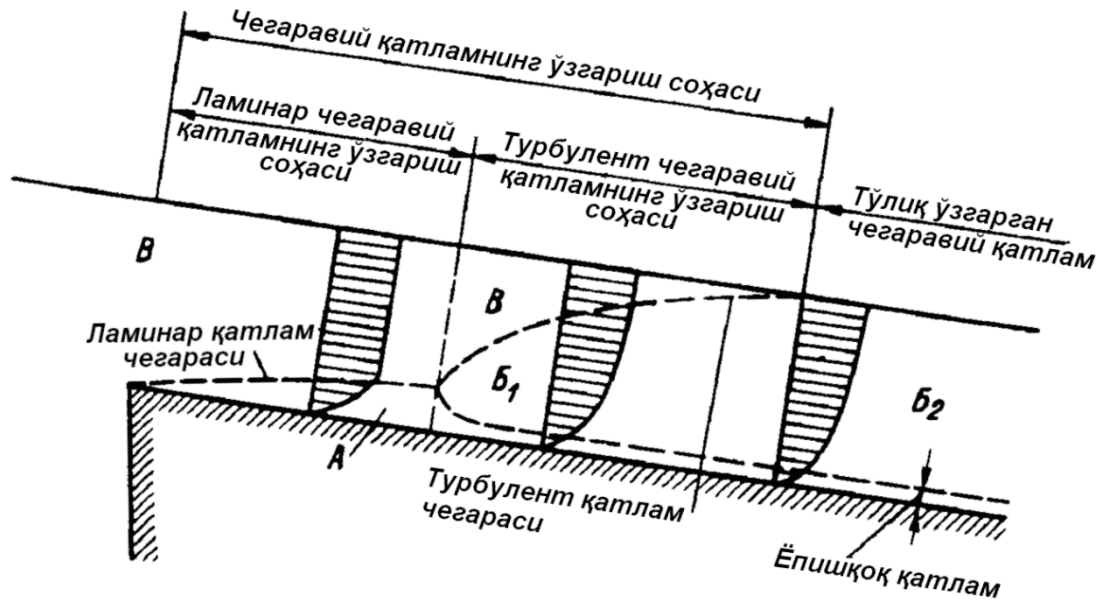
III-III kesim bilan tanishib, xulosa qilish mumkinki, AV plastinkaning sekinlashtiruvchi ta'siri natijasida  $u$  tezlik epyurasi ko'rinishi  $abcd$  shaklida bo'ladi.  $z_{03}$  soha oralig'ida  $u$  tezlik epyurasi sezilarli ko'rinishda o'zgaradi (rasmdagi  $am_3$  harakatdagi kesim qismi.). Bu sohadan tashqarida  $u$  tezlik o'zgarishi nisbatan kamroq bo'ladi, shu sababli,

$$\frac{du}{dn} \approx 0 \text{ va } \tau \approx 0$$

Xuddi shunday vaziyat boshqa kesimlarda ham ko‘zatilishi mumkin:

$$z_{0_1} < z_{0_2} < z_{0_3} \dots$$

Yuqoridagiga asoslanib, quyidagilar bilan xarakterlanuvchi devor yaqinidagi AV suyuqlik qatlami sohasini belgilab olish mumkin.



4.23-rasm. Kanal boshida devor yaqinidagi chegaraviy qatlamning o‘zgarishi

1.  $z_0$  – suyuqlik qatlami balandligi oqim bo‘ylab o‘sadi;
2. Qatlam ta’siri doirasida  $du/dn$  va  $\tau$  kattaliklar noldan farq qiladi;
3. Bu qatlam chizig‘idan tashqarida  $du/dn$  va  $\tau$  kattaliklar sezilarli o‘zgarmaganligi sababli, suyuqlik yopishqoqligini umumtan inobatga olmasdan, uni ideal holatda deb qabul qilib, harakatni potentsial deb qarash mumkin. Shartli ravishda yuqoridagi uchta holatga mos keluvchi qatlamni «devor yaqinidagi chegaraviy qatlam» deb qabul qilamiz.

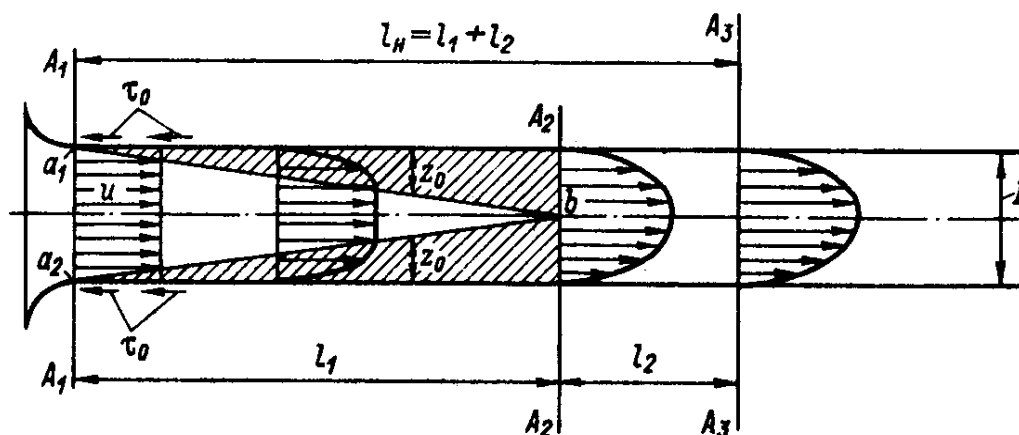
4.23-rasmda suyuqlikning suv havzasidan kanalga oqib tushishi tasvirlangan.

## Naporli quvurlarda chegaraviy qatlam o'zgarishi.

Quvurning «boshlang'ich sohasi». Agar 4.24-rasmda ifodalanganidek kam to'siqli quvurga real suyuqlikning kirishini kuzatsak,  $A_1A_1$  boshlang'iya sohada  $u$  tezlik epyurasi tekis ko'rinishda bo'ladi. Ma'lum bir  $l_1$  masofadan keyin  $\tau_0$  ishqalanish kuchlanishining ta'sirida ( $A_2A_2$  kesimgacha) chegaraviy qatlam  $z_0$  balandligi orta boshlaydi.  $A_2A_2$  kesimda (aniqrog'i  $b$  nuqtada) chegaraviy qatlam birlashishi amalga oshadi.  $l_1$  yordamida belgilanmagan  $a_1-b-a_2$  soha mavjud bo'lib, bu soha ichida suyuqlik potentsial harakatda bo'ladi, ya'ni sohada  $u=const$ . Lekin oqim bo'ylab tezlik oshadi.

4.24-rasmni tahlil qilib ko'rish mumkinki, chegaraviy qatlamdan tashqarida  $A_2A_2$  va  $A_3A_3$  kesimlar oralig'ida quyidagi hususiyatlarga ega bo'lgan yana bir bo'lak mavjud.

- $A_2A_2$  kesimdagi tezlik epyurasi tekis harakatga xos bo'lgan ( $A_3A_3$  kesimdagi kabi) ko'rinishga ega bo'ladi;
- tezlik tebranishi ham tekis harakat kabi bo'ladi.



4.24-rasm. Naporli aylana shaklidagi quvur devori chqinidagi chegaraviy qatlam o'zgarishi (chegaraviy qatlam shtrix chiziqlar bilan ko'rsatilgan)

$A_1A_2$  vertikalning o'ng tomonida chegaraviy qatlam mavjud emas

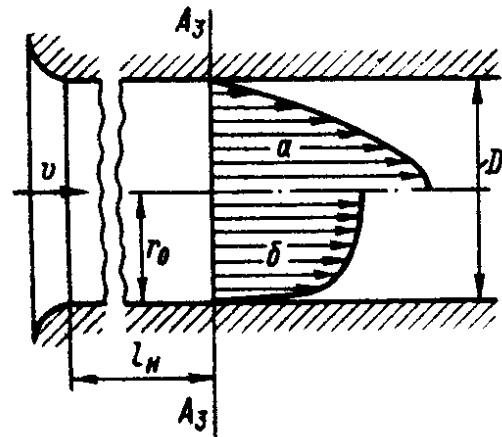
Quvurlar tizimida  $l_H = l_1 + l_2$  uzunlikka ega bo'lgan masofa «boshlang'ich soha» deb ataladi. Bu sohada notekis harakat mavjud bo'ladi.

Bundan keyingi ifodalanadigan napor yo‘qolishlarini aniqlovchi formulalar tekis harakatga ta’luqliligi sababli, ular bu sohada to‘g‘ri natija bermaydi.

Boshlang‘ich soha uzunligini aylana quvurlar uchun tajriba natijalariga asoslanib, turbulent tartibdagi harakat uchun quyidagicha aniqlash mumkin:

$$l_H = (25 \div 50)D \quad (4.87)$$

Bu rasmda oqimning turbulent va laminar tartibdagi harakatlarida tezlik taqsimlanishi epyurasi keltirilgan. Rasmdan ko‘rinib turibdiki, devor yaqinidagi chegaraviy qatlamning eng katta qalinligi quvur diametrining yarmiga teng.

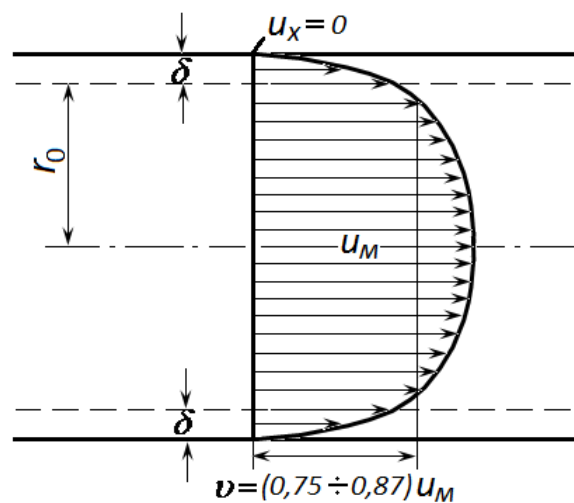


4.25-rasm. Boshlang‘ich sohadagi tezlik taqsimlanishi.  $\delta$  – chegaraviy qatlam

#### 4.14. QUVURLARDA NAPOR OSTIDA TURBULENT TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN OQIMLAR UCHUN TEZLIK EPYURASI

Yuqoridagi mavzulardan bizga ma'lumki, oqimning turbulent tartibdagi harakatida, suyuqlik zarrachalarining aralashishi natijasida harakat miqdorining bir qatlamdan ikkinchi qatlama o'tishi hisobiga, harakatdagi kesimning turli nuqtalarida o'rtalashtirilgan tezlikning kattaliklari tenglashishi kuzatiladi. Bunday holatda turbulentlik qancha yuqori bo'lsa, shunga mos ravishda zarrachalarning bir qatlamdan ikkinchi qatlama aralashuvi oshishi mumkin, demak tezlik epyurasi tekislana boshlaydi.

Tezlikning taqsimlanishi epyurasi yuqorida keltirilgan 4.26-rasmda tasvirlangan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, laminar qatlamda tezlik keskin o'zgarib, devordan uzoqlashishi bilan sekin o'zgarib boradi va quvurning o'qida o'zining eng yuqori maksimal kattaligiga ega bo'ladi. Agar laminar tartibdagi harakatda tezliklar o'rtasidagi munosabat  $(v/u_{max}) = 0,5$  ekanligini e'tirof etilgan edi, o'lchash natijalari turbulent tartibdagi harakat uchun bu munosabatni quyidagiga tengligini tasdiqlagan:



4.27-rasm

Reynolds sonining  $Re = 2700$  qiymatida  $\nu/u_{\text{макс}} = 0,75$ ,  $Re = 10^6$  da  $\nu/u_{\text{макс}} = 0,96$ ;  $Re = 10^8$  da  $\nu/u_{\text{макс}} = 0,90$  bo‘lib, turbulentslikning oshishi bu munosabatning birga yaqinlashishini ko‘rsatdi. Reynolds sonining cheksiz katta qiymatlarida tezlik epyurasi xuddi ( $\mu = 0; Re = \infty$ ) ideal suyuqliklarning tezlik epyurasi kabi tekis bo‘ladi.

#### 4.15. TEZLIK TAQSIMLANISHINING LOGARIFMIK QONUNIYATI

Tezlik taqsimlanishi qonuniyatining mohiyatini bilish uchun, avvalom bor yuqoridagi mavzuda qaralgan  $l$  aralashish yoki ko‘chish yo‘li uzunligikattaligini aniqlashimiz kerak. Bu kattalik ko‘ndalang tebranishlarning qaralayotgan nuqtalardagi miqdoriga proporsional bo‘lgan kattalikni xarakterlaydi. Shu sababli, quvur ichki devorining sirtida bu kattalik tebranish mavjud bo‘lmaganligi sababli, nolga teng bo‘lib, devordan uzoqlashgani sari quvur o‘qiga borgunga qadar oshib boradi, ya’ni  $l = f(y)$ . Bu kattalikni to‘g‘ridan-to‘g‘ri tajriba yo‘li bilan aniqlash ancha murakkab masala. Shuning uchun bu funkional bog‘liqlikka ixtiyoriy qiymatlar berib, shunday ko‘rinish berish kerakki, uning natijaviy kattaliklari tajribanikiga mos kelishi kerak. Porfessor A.A.Satkevich formulasiga asosan,

$$l = \varkappa y \sqrt{1 - \frac{y}{r_0}}$$

bunda,  $y$  – quvur devoridan qaralayotgan nuqttagacha bo‘lgan masofa;  $r_0$  – quvur radiusi;  $\varkappa$  – «Prandtlning umumiy doimiysi»  $\varkappa = 0,40$ ;

Devor sirtida aralashish uzunligi ( $y = 0$ ) ,quvur o‘qida esa ( $y = r_0$ ), eng katta aralashish esa  $y = \frac{2}{3} r_0$  bo‘lganda mamjudligi aniqlangan.



Turbulent harakatda urinma kuchlanishlarnig tezlik kvadratiga proporsionalligini inobatga olsak,

$$\tau = \rho l^2 \left( \frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2 = \rho \kappa^2 y^2 \left( 1 - \frac{y}{r_0} \right) \left( \frac{du}{dy} \right)^2$$

Bizga ma'lumki, devor yaqinidagi urinma kuchlanish –  $\tau_0$  qatlamlar orasidagi urinma kuchlanish–  $\tau$  debbelgilanib, tekis barqaror harakat tenglamasiga asosan,

$$\tau_0 = \gamma R J \text{ va } \tau = \gamma \frac{r}{2} J,$$

chunki,

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\frac{\pi d^2}{4}}{\pi d} = \frac{d}{4} = \frac{r}{2}$$

Yuqoridagi formulalarni taqqoslab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{r}{r_0}$$

bundan,

$$\tau = \tau_0 \frac{r}{r_0}$$

$$\tau = \tau_0 \frac{r_0 - y}{r_0} = \tau_0 \left( 1 - \frac{y}{r_0} \right)$$

demak,

$$\rho \kappa^2 y^2 \left( \frac{du}{dy} \right)^2 = \tau_0$$

$$du = \frac{u_*}{\kappa} \frac{dy}{y}$$

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln y + C$$

Xulosa qilish mumkinki, turbulent oqim yadrosidagi o'rtalashtirilgan tezlik, quvur devorigacha bo'lgan masofa natural logarifmi kabi o'zgaradi. Lekin, bu qonuniyat laminar qatlam uchun o'rinsizdir, chunki bu qatlamda yopishqoqlik kuchlanishini majudligini inkor etib bo'lmaydi. Laminar qatlam uchun quyidagi ifoda o'rinli ekanligi bizga ma'lum:

$$\tau = \mu \frac{du_x}{dy}$$

#### 4.16. QUVURLARDA NAPOR OSTIDA TURBULENT TARTIBDA HARAKATLANAYOTGAN OQIMLAR UCHUN MAHALLIY VA MAKSIMAL TEZLIKLAR ORASIDAGI BOG'LIQLIK

Bu bog'liqlikni aniqlash uchun tezlik taqsimlanishining logarifmik qonuniyatini quvur devoridan ymasofada va quvur o'qida joylashgan nuqtalar uchun yozamiz, ikkinchi nuqtada  $u = u_{maks}$ .

Bundan,

$$\frac{u_{maks} - u}{u_*} = \frac{1}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} \quad (4.87)$$

Natural logarifmdan o'nli logarifmga o'tamiz:

$$\frac{u_{maks} - u}{u_*} = \frac{2,3}{\aleph} \lg \frac{r_0}{y} = A' \lg \frac{r_0}{y}$$

bunda,  $A' = \frac{2,3}{\aleph}$  (agar  $\aleph \approx 0,4$  bo'lsa,  $A' = 5,75$ ).

$\frac{u_{maks} - u}{u_*}$  kattalik *mahalliy tezlikning nisbiy yetishmayotgan kattaligi* deb

yuritiladi. Endi o'rtacha tezlikning nisbiy yetishmayotgan kattaligini aniqlaymiz:

$$\frac{u_{maks} - U}{u_*}$$

Oqimning uzluksizlik tenglamasiga asosan:

$$\nu = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi r_0^2}$$

Shunga asosan:

$$Q = \int_{\omega} u d\omega = \int_0^{r_0} u \cdot 2\pi(r_0 - y) dy$$

Bu ifodaga o'rtalashtirilgan tezlik kattaligini qo'ysak,

$$u = u_{\max} - \frac{u_*}{\Re} \ln \frac{r_0}{y}$$

Sarfni yozamiz;

$$Q = 2\pi \int_0^{r_0} \left( u_{\max} - \frac{u_*}{\Re} \ln \frac{r_0}{y} \right) (r_0 - y) dy = \pi r_0^2 \left( u_{\max} - \frac{3}{2\Re} u_* \right)$$

O'rtacha tezlik esa:

$$\nu = \frac{Q}{\pi r_0^2} = u_{\max} - \frac{2}{3\Re} u_*$$

$\frac{2}{3\Re} = D$  Prandtl kattaligi deb atalib,  $\Re = 0,40$  bo'lganda,  $D = 3,75$  ga teng bo'ladi. Nikuradze tajribalariga asosan,  $\Re = 0,368$  bo'lganda,  $D = 4,05$  ga teng bo'lganligi e'tirof etilgan.

Natijada quyidagigi ega bo'lamiz:

O'rtacha tezlikning nisbiy yetishmayotgan kattaligini

$$\frac{u_{\max} - \nu}{u_*} = D$$

$$\nu = u_{\max} - D u_* \quad (4.88)$$

Nisbiy maksimal tezlikni aniqlaymiz:

$$\frac{u_{\max}}{u_*} = \frac{\nu}{u_*} + D = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} + D$$

Mahalliy tezlikning o'rtacha tezikka yetishmayotgan miqdorini aniqlaymiz:  $\frac{v-u}{u_*}$

Buning uchun maksimal tezlik kattaligini (4.87)ifodadan (4.88) ifodaga qo'yamiz:

$$\frac{v-u}{u_*} = \frac{1}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} - D = A' \lg \frac{r_0}{y} - D$$

yoki

$$\frac{v}{u_*} \left( 1 - \frac{u}{v} \right) = \frac{2,3}{\aleph} \lg \frac{r_0}{y} - D$$

bundan,

$$\frac{v}{u_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}$$

demak,

$$\frac{u}{v} = 1 + \frac{1}{\sqrt{8}} \left( D - \frac{1}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} \right) = \sqrt{\lambda}$$

yoki

$$\frac{u}{v} = 1 + \frac{1}{\sqrt{8}} \left( D - A' \lg \frac{r_0}{y} \right) = \sqrt{\lambda}$$

Shunday qilib, (  $D = 3,75$  ,  $\aleph = 0,40$  ) holat uchun tezliklar o'rtasidagi quyidagi munosabatlarni yozishimiz mumkin:

1.  $\frac{u_{max} - v}{u_*} = 3,75$

2.  $\frac{v}{u_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}$

3.  $\frac{u_{max}}{u_*} = 3,75 + \sqrt{\frac{8}{\lambda}}$

$$4. \frac{u_{\text{макс}}}{v} = 1 + 1,33\sqrt{\lambda}$$

$$5. \frac{u_{\text{макс}} - u}{u_*} = 5,75 \lg \frac{r_0}{y}$$

$$6. \frac{v - u}{u_*} = 5,75 \lg \frac{r_0}{y} - 3,75$$

$$7. \frac{u}{v} = 1 + \left( 1,33 - 2,03 \lg \frac{r_0}{y} \right) \sqrt{\lambda}$$

Professor I.I. Agroskin xulosasiga asosan:

1. O'rtacha tezlikning yetishmayotgan kattaligi doimiy o'zgarmas kattalikka ega;
2.  $\frac{v}{u_*}$ ,  $\frac{u_{\text{макс}}}{u_*}$ ,  $\frac{u_{\text{макс}}}{v}$  kattaliklar  $\lambda$  Darsi koeffitsienti kattaligiga bog'liq;
3. Mahalliy, maksimal, o'rtacha tezliklarning yetishmayotgan miqdorlari faqat quvur devoridan qaralayotgan nuqttagacha bo'lgan nisbiy masofaga bog'liq;
4. Mahalliy va o'rtacha tezliklar nisbati  $u/v$  quvur devoridan qaralayotgan nuqttagacha bo'lgan nisbiy masofaga va qarshilik xarakteriga bog'liq.

Bundan tashqari, quvurda harakatlanayotgan oqimning mahalliy va o'rtacha tezliklari o'zaro teng bo'lgan nuqta ( $y_v$ ) uchun  $u/v = 1$  quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$1,33 - 2,03 \lg \frac{r_0}{y_v} = 0$$

shuning uchun

$$y_v = 0,223r_0.$$

Biz yuqorida yuritgan mulohazalarimiz, suyuqlikning aylana shakldagi quvurlardagi harakatiga tegishli edi. Lekin, ko'pgina tadqiqotchilar bu tezliklar epyurasi suyuqlik oqimining ochiq o'zanlardagi harakati uchun ham o'rinli ekanligini isbotlashgan.

Professor G.V.Jeleznyakov tomonidan ochiq oʻzanlar uchun  $\aleph = 0,54$  boʻlib, oʻrtacha tezlikning yetishmayotgan miqdori –  $D$  oʻzgaruvchan kattalik boʻlib, quyidagicha aniqlanadi:

$$D = \frac{1}{\aleph} + \frac{C}{C_0}$$

bunda,  $C_0 = 9,1 \frac{M^{0,5}}{cek}$ .

#### 4.17. KORIOLIS $\alpha$ VA BUSSINESK $\alpha_0$ KOEFFITSIENTLARINING OQIMNING TURBULENT TARTIBDAGI HARAKATI UCHUN KATTALIKLARI

Bu kattaliklarni aniqlanish formulalari bizga maʼlum:

$$\alpha = \frac{1}{\omega} \int \left( \frac{u}{v} \right)^3 d\omega$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{\omega} \int \left( \frac{u}{v} \right)^2 d\omega$$

bunda,  $\frac{u}{v}$  nisbat maʼlum boʻlsa, ularni yechish mumkin:

$$\frac{u}{v} = 1 + \left( D - \frac{1}{\aleph} \ln \frac{r_0}{y} \right) \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{8}} = N_1 \ln y + N_2$$

bunda,

$$N_1 = \frac{0,354}{\aleph} \sqrt{\lambda} \text{ va } N_2 = 1 + \left( 0,354D - \frac{0,354}{\aleph} \ln r_0 \right) \sqrt{\lambda}.$$

Bu kattaliklarni yuqoridagi ifodalarga qoʻyib, ularni integrallab, quyidagilarni qabul qilib,  $d\omega = 2\pi(r_0 - y)dy$ , chegaraviy qiymatlarni qabul qilamiz:  $y = r_0$  dan  $y = 0$ .

$$\alpha = \frac{2}{r_0} \int_{r_0}^0 (N_1 \ln y + N_2)^3 (r_0 - y) dy =$$

$$= 1 + 0,38 \left[ \left( D - \frac{1,5}{\aleph} \right)^2 + \frac{1,25}{\aleph} \right] \lambda + 0,044 \left[ \left( D - \frac{1,5}{\aleph} \right)^3 + \frac{3,75D}{\aleph^2} - \frac{7,78}{\aleph^3} \right] \lambda^{1,5}$$

yoki  $\aleph = 0,40, D = 3,75$  uchun

$$\alpha = 1 + 2,94\lambda - 1,55\lambda^{1,5}$$

$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}, \frac{M^{0,5}}{cek}$  munosabatni hisobga olib,

$$\alpha = 1 + \left( \frac{15}{C} \right)^2 - \left( \frac{4,7}{C} \right)^3$$

$$\alpha_0 = \frac{2}{r_0} \int_{r_0}^0 (N_1 \ln y + N_2)^2 (r_0 - y) dy =$$

$$= 1 + 0,125 \left[ \left( D - \frac{1,5}{\aleph} \right)^2 + \frac{1,25}{\aleph^2} \right] \lambda + 0,708 \left( D - \frac{1,5}{\aleph} \right) \sqrt{\lambda}$$

yoki  $\aleph = 0,40, D = 3,75$  uchun

$$\alpha_0 = 1 + 0,979\lambda \approx 1 + \lambda$$

Shezi koeffitsientini uning o'ltov birligida ifodalaymiz:  $(M^{0,5}/c)$

$$\alpha_0 = 1 + \left( \frac{8,86}{C} \right)^2$$

### III. SUYUQLIK OQIMINING TURBULENT TARTIBDAGI TEKIS BARQAROR HARA KATIDA NAPOR YO‘QOLISHI

#### 4.18. DARSII VEYSBAX FORMULASI $\lambda$ GIDRAVLIIK ISHQALANISH (DARSII) KOEFFITSIENTI

Ko‘pchilik tadqiqotchilar tomonidan o‘tkazilgan tajribalar  $\tau_0/\gamma$  nisbat kattaligini tezlik nabori orqali ifodalash muminligini ko‘rsatdi. Yuqoridagi mavzularda akademik N.N.Pavlovskiy tomonidan oqimning tekis harakati tenglamasi keltirib chiqarilishi bilan tanishgan edik:

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = \frac{\lambda v^2}{4 \cdot 2g} \quad (4.89)$$

bunda,  $\lambda/4$  – emperik proporsionallik koefitsienti. (4.89) va (4.15) ifodalarni birgalikda yozib, quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$RJ = \frac{\lambda v^2}{4 \cdot 2g} \quad (4.90)$$

bunda,  $J = h_l/l$  munosabatni inobatga olgan holda,

$$\boxed{h_l = \lambda \frac{l v^2}{4R \cdot 2g}} \quad (4.91)$$

bunda,  $l$  – nabor yo‘qolishi o‘rganilayotgan o‘zan uzunligi;  $R$  – gidravlik radius.

Aylana shaklidagi naborli quvurlar uchun bu tenglama quyidagi ko‘rinishga ega:

$$\boxed{h_l = \lambda \frac{l v^2}{D \cdot 2g}} \quad (4.92)$$

Tenglama *Darsi-Veysbax formulasideb* atalishi bizga malum.

O‘lchov birligi bo‘lmagan  $\lambda$  koefitsienti esa gidravlik ishqalanish yoki Darsi koefitsienti deb atalishini yuqoridagi mavzularda e’tirof etgan edik.



Bu koeffitsientni tadqiqotchilar dastlab, doimiy kattalik deb qabul qilishgan bo‘lishsa, keyinchalik oqimning o‘rtacha tezligiga va o‘zan devori g‘adir-budirlikiga bog‘liq deb qarashgan. Hozirgi davrda amaliy hisoblarda bu kattalikni aniqlashda o‘zanning g‘adir-budirlikiga va Reynolds soniga bog‘liq bo‘lgan formulalardan foydalaniladi.

Harakatdagi kesim bo‘ylab tezlik taqsimlanishi qonunini bilgan holda, turbulent tartibdagi oqim harakati uchun  $\lambda$  kattalikni aniqlash mumkin:

$$\lambda = \frac{h_l}{l} D \frac{2g}{v^2} = J \frac{D}{4} g \frac{8}{v^2} \quad (4.93)$$

bunda

$$\lambda = RJg \frac{8}{v^2} = 8 \frac{v_*^2}{v^2} \quad (4.94)$$

Ya’ni,

$$\frac{v}{v_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \quad (4.95)$$

Binobarin,

$$\lambda = \frac{8v^2}{v_*^2} \quad (4.96)$$

1932 yilda L.Prandtl *silliq quvurlar uchun* quyidagi formula yordamida Darsi koeffitsientini aniqlashni taklif etgan:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg(\text{Re}_D \sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad (4.97)$$

1913 yilda esa, O.Reynolds sonining 4000÷100000 oraliqdagi qiymatlari uchun  $\lambda$  koeffitsientni aniqlashning quyidagi ko‘rinishdagi formulasini Blazius taklif etgan:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}_D^{0.25}} \quad (4.98)$$

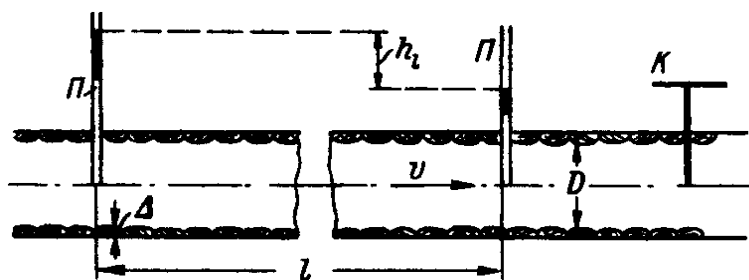
Bu formula *Blazius formulasi* deyiladi.

G'adir-budir quvurlar uchun Darsi koeffitsientining kattaligini aniqlash bilan juda ko'p tadqiqotchilar shug'ullanishgan. Shulardan hozirgi davrda amaliyotda ko'p qo'llanilayotganlardan bilan tanishamiz.

#### 4.19. NAPOR YO'QOLISHI MASALASINI UMUMLASHTIRISH. DARSI-GIDRAVLIK ISHQALANISH KOEFFITSIENTINING BOSHQA PARAMETRLARGA BOG'LIQLIGI. NIKURADZE TADQIQOTLARI

I.Nikuradze 1933 yilda maxsus tadqiqotlar o'tkazish uchun, 4.28-rasmda keltirilgan qurilmadan foydalangan.

$D$  diametrli quvurga  $K$  va bir biridan  $l$  masofada joylashgan ikkita pzo metr (P) o'rnatilgan.  $K$  kran yordamida oqimning tezliklari o'zgartiri-lib, tezlikning turli qiymatlari uchun napor



4.28-rasm. Nikuradze tadqiqotlari o'tkazilgan qurilma sxemasi

yo'qolishi ( $h_l$ )ni pzo metrlar yordamida aniqlash mumkin.

Tajribada  $h_l$ ,  $v$ ,  $\nu$  kattaliklarni aniqlab,

$$\lambda = \frac{h_l}{l} 2g \frac{D^3}{v^2} \frac{1}{Re_D^2}$$

formula yordamida  $\lambda = f(Re_D)$  grafigini tuzish orqali  $\lambda$  kattaligini aniqlash imkoniyatiga ega bo'lamiz.I.Nikuradze bir xil kattalikdagi qum zarrachalarini bir xil masofada quvur devorlariga yopishtirib, bir tekis taqsimlangan sun'iy

gʻadir-budirlik yaratgan. Bunday quvurda naporliharakat davomida  $\lambda$  va  $Re_D$  kattaliklar oʻrtasidagi oʻzaro bogʻliqlik grafigini qurdi. Bu grafikdagi har bir qurilgan egri chiziq nisbiy gʻadir-budirlik ( $\Delta_r$ ) deb ataluvchi kattalikka mos keladi:

$$\Delta_r = \frac{\Delta}{D} \quad (4.99)$$

bunda,  $\Delta$  – gʻadir-budirlik balandligi boʻlib, u quvur diametriga nisbatan nihoyatda kichik kattalikdir.

Quyidagi 4.29-rasmda ifodalangan grafik siqilmas suyuqlikning aylana quvurda tekis barqaror harakati uchun napor yoʻqolishi haqidagi masalani umumlashtirish imkonini beradi.

Bu grafikdan quyidagilarni kuzatish mumkin.

- 1) (4.91) va (4.92) ifodalar tarkibiga kiruvchi  $\lambda$  koeffitsient umumiy hollarda faqat  $\Delta_r$  va  $Re_D$  kattaliklarga bogʻliq;
- 2)  $\lambda$  – koeffitsient faqat  $\Delta_r$  yoki  $Re_D$  kattaliklardan biriga faqat harakatning ayrim hususiy koʻrinishlaridagina bogʻliq;
- 3) shunday sohalar mavjudki, ular uchun  $\Delta_r$  va  $Re_D$  kattaliklarning

$$h_l :: \nu^m \quad (4.100)$$

munosabatni ifodalanishidagi proportsionallikni taʼminlovchi koʻrsatkich – *maniq* bir (masalan, bir, ikki va boshq.) kattalikka ega boʻladi.

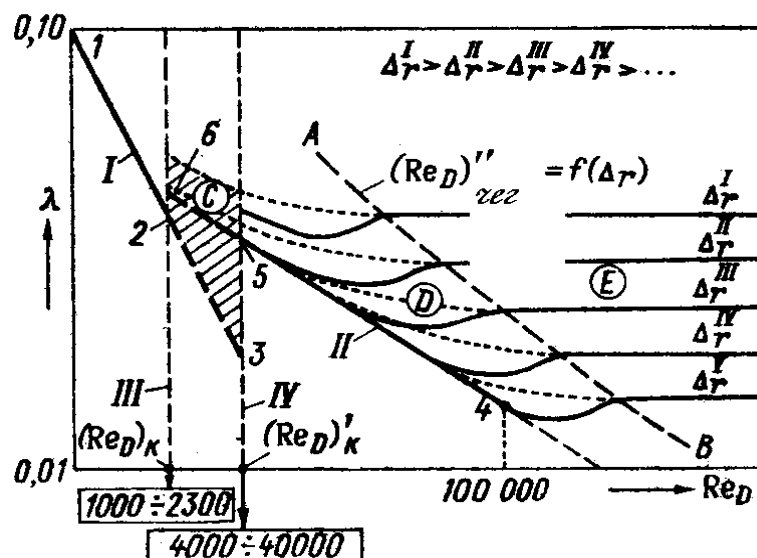
4.29-rasmdagi Nikuradze grafigini tahlil qilib, quyidagi xulosalarni olish mumkin:

I-chiziq – Puazeyl formulasiga asosan olingan chiziq *laminar tartib chizigʻi* deyiladi.

II-chiziq – Blazius formulasiga asosan chizilganligi sababli, *Blazius chizigʻi* deb yuritiladi.

Bu grafikda maʼlum bir masshtabda gorizontal yoʻnalishda  $\lg Re_D$  va vertikal yoʻnalishda  $\lg \lambda$  kattaliklar qoʻyilgan, I va II tayanch chiziqlarni

ma'lum ko'rsatichli funktsiya bilan ifodalanuvchi chiziq sifatida qabul qilish mumin. Bunda grafik o'qlariga  $\lambda$  va  $Re_D$  kattaliklarning logarifmik qiymatlari emas, balki o'z qiymatlari qo'yiladi.



4.29-rasm. Nikuradze grafigi sxemasi.

( $\Delta_r$  kattalikning turli qiymatlari uchun  $\lambda = f(Re_D)$  egriliklari)

I – laminar tartibdagi sohaning; S- o'tish sohasi;

II – turbulent tartibdagi sohaning silliq o'zanlar qismi;

D – turbulent sohaning g'adir-budir o'zanlar uchun kvadrat qarshiliklargacha bo'lgan qismi;

Ye – turbulent sohaning g'adir-budir o'zanlar uchun kvadrat qarshiliklar mavjud bo'lgan qismi.

Bu grafikni uchta sohaga bo'lish mumkin:

**Birinchi soha** – laminar tartib sohasi; chiziqning 1-2 qismi bilan ifodalangan bo'lib, bu chiziq (4.60) formula yordamida quriladi. Bunda turli nisbiy g'adir-budirliklar uchun  $\Delta_r$  uchun tajriba natijalariga asosan olingan  $\lambda = f(Re_D)$ , egriliklar 1-2 chiziq bilan birlashib ketadi.

Bu soha uchun quyidagi holatlar mavjuddir:

a)  $Re_D$  kattalik nisbatan kichik, ya'ni  $(Re_D) = 1000 \div 2300$  gacha bo'lgan qiymatdadir;

b)  $h_l$  naporning uzunlik bo'yicha yo'qolishi g'adir-budirlikka bog'liq emas, chunki  $\lambda = f(Re_D)$  grafigi g'adir-budirlikning turli qiymatlari uchun birlashib ketadi;

v) napor yo'qolishi oqimning o'rtacha tezligining birinchi darajasiga to'g'ri proporsionaldir. Bu fikrni Darsi-Veysbax va Puazeyl formulalaridan kelib chiqib, daraja ko'rsatkichi  $m = 1$  qiymatga teng bo'lishiga ishonch hosil qilish mumkin;

g) gidravlik ishqalanish koeffitsienti Puazeyl (4.60) formulasi bilan aniqlanadi.

***Ikkinchi soha*** – III va IV vertikal oraliq'idagi soha bo'lib, bu sohada oqimning harakat tartibi o'zgarib turadi. Oqim goh laminar tartibdagi harakatdan turbulent tartibdagi harakatga, goh turbulent tartibdan laminar tartibdagi harakatga o'zgarib turadi. Shu sababli, o'zgaruvchi yoki *o'tish sohasi* (rasmda shtrixlangan) deb yuritiladi. Bu sohada:

a) Reynolds soni  $1000 \div 2300$  dan  $4000 \div 40000$  qiymatlarda o'zgaradi;

b) suyuqlik quvurda harakatlenganda, ma'lum oraliqda paydo bo'lib, yo'qolib turuvchi turbulent tartibdagi harakat kuzatiladi;

Bunday o'zgaruvchan xarakterdagi harakat sohasi *aralash turbulentlik sohasi* deyiladi.

***Uchinchi soha*** – *turbulent tartib sohasi*. Bu soha IV vertikal chiziqning o'ng tomonida joylashgan bo'lib, bu sohada Reynolds soni quyidagi kattaliklarga teng bo'ladi:  $Re_D \approx 4000 \div 40000$ . Bu soha o'z navbatida uchta qismga bo'linadi:

birinchi qism – «*silliqlik o'zanlar qismi*». Bu qismda Reynolds sonining  $Re_D < 100000$  qiymatda II to'g'ri chiziq shaklida bo'lib,  $Re_D > 100000$  qiymatda

II chiziq davomi bo'lgan egri chiziq ko'rinishida bo'ladi. Bu qism uchun quyidagilarga ega bo'lamiz:

a)  $h_l$  napor  $Re_D = 100000$  qiymat oralig'ida  $\nu$  tezlikning 1,75 darajasiga to'g'ri proporsionaldir;

b)  $\Delta_r = const$  egriliklar bir chiziqqa birlashishiga asoslanib,  $h_l$  napor yo'qolishini g'adir-budirlikka bog'liq emasligini e'tirof etish mumkin;

v)  $h_l$  va  $\lambda$  kattaliklar Blazius va Prandtl formulalariga asosan Reynoldssoniga funktsional bog'liq:

$$\lambda = f(Re_D) \quad (4.101)$$

Ikkinchi qism – «g'adir-budir o'zanlar uchun kvadrat qarshilikkacha bo'lgan qismi». Bu qism II vertikal va AB chiziqlar orasida joylashgan bo'lib, bu qismda gidravlik qarshilik  $\lambda$  va napor yo'qolishi  $h_l$  Reynolds soni  $Re_D$  va nisbiy g'adir-budirlik ( $\Delta_r$ ) ga bog'liq bo'ladi:

$$\lambda = f(Re_D, \Delta_r) \quad (4.102)$$

Uchinchi qism – «g'adir-budir o'zanlar uchun kvadrat qarshiliklar mavjud bo'lgan qism». Bu qism AV chiziqning o'ng tomonida joylashgan. Bu qism quyidagilar bilan xarakterlanadi:

- 1) Napor yo'qolishi oqim o'rtacha ( $\nu$ ) tezligi kvadratiga to'g'ri proporsionaldir ( $m = 2$ );
- 2) Darsi koeffitsienti  $\lambda$  Reynolds soniga bog'liq emas (barcha chiziqlar gorizontal tekislikka parallel holatda joylashgan);
- 3)  $h_l$  va  $\lambda$ – kattaliklar nisbiy g'adir-budirlikka bog'liq.

$$\lambda = f(\Delta_r) \quad (4.103)$$

Shuni ta'kidlash mumkinki, Nikuradze tomonidan aylana quvurlarda napor ostida harakatlanayotgan oqimlar uchun olingan bog'liqliklarni naporsiz va napor ostidagi oqimlar uchun ham qo'llash mumkin. Nikuradze grafigi tahliliga asosan shuni aytish mumkinki, gidravlik hisoblarda suyuqlik turiga

e'tibor bermaslik mumkin (neft, suv, yog' va boshq.). Faqat bu suyuqliklarning harakati Reynolds sonining ma'lum bir o'lchov birliksiz kattaliklariga mos kelib, u suyuqlikning fizik xarakteristikasi yopishqoqlik koeffitsienti ( $\nu$ ,  $\mu$ ) va zichlikka ( $\rho$ ) bog'liq bo'ladi.

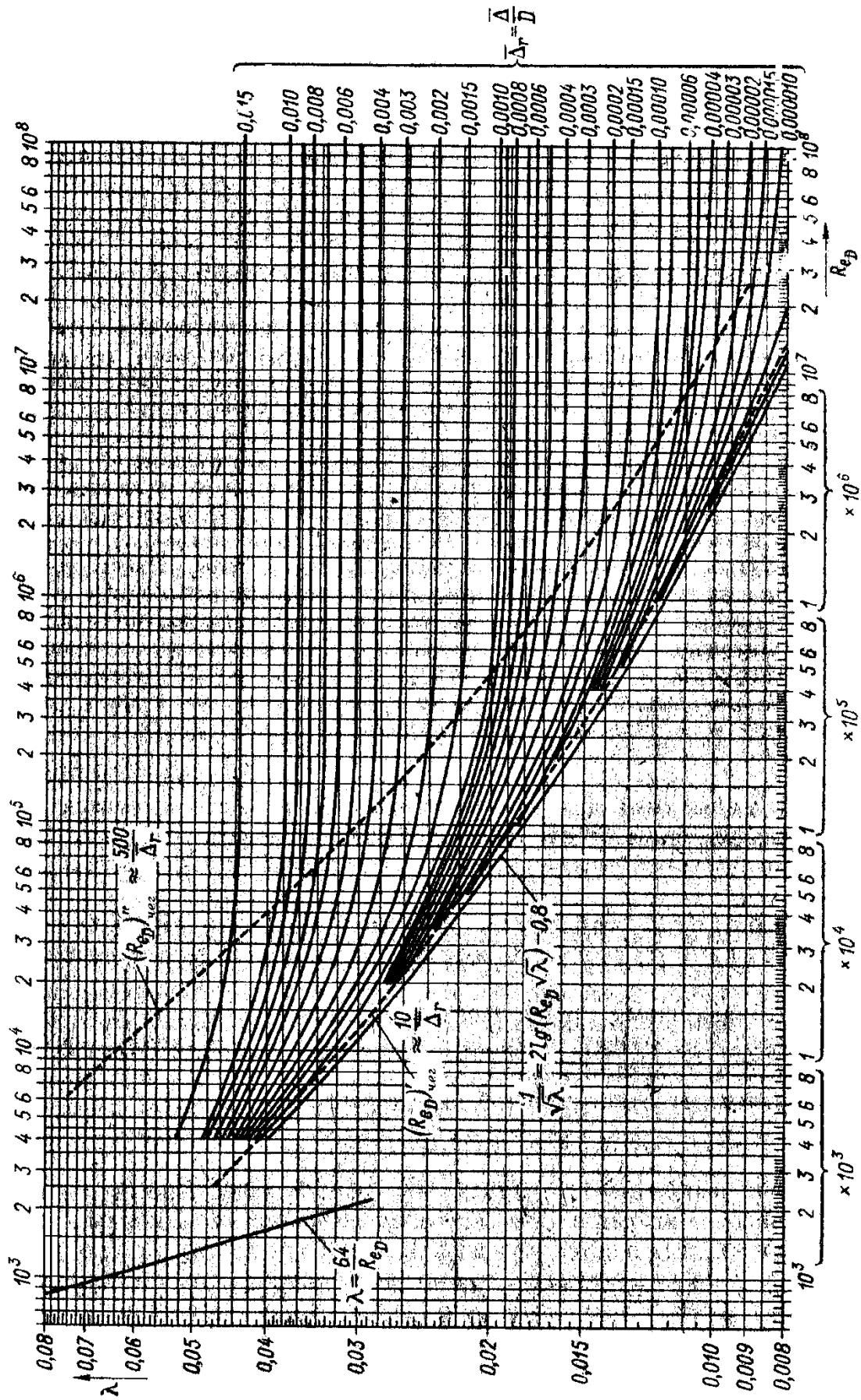
**4.20. TURLI (PO'LAT, CHO'YAN, SHISHA, PLASTIK,  
GOFRA)MATERIALLARIDAN TAYYORLANGAN AYLANA VA  
TO'G'RI TO'RTBURCHAK SHAKLIDAGI NAPORLI QUVURLARDA  
DARSI KOEFFITSIENTI ( $\lambda$ ) NI ANIQLASHNING AMALIY  
USULLARI**

Quvurlarning devorlaridagi g'adir-budirlikni tashkil qiluvchi tepalikchalarning har xil balandlikka ega bo'lishi va o'zaro turli masofalarda joylashishiga qarab, ikki xil g'adir-budirlik mavjud bo'ladi deb qaraladi:

- tekis g'adir-budirlik;
- notekis g'adir-budirlik.

Aksariyat hollarda, amaliyotda notekis g'adir-budirlik uchraganligi sababli, quyida shunday quvurlarning gidravlik hisobi bilan tanishamiz:

**1<sup>o</sup>. Naporli texnik (turli o'lchamli)g'adir-budirquvurlar.**Bunday quvurlar uchun Kolbruk 1938 yilda o'z tadqiqotlari natijalariga asoslanib, gidravlik ishqalanish – Darsi koeffitsientini aniqlash uchun quyidagi ifodani taklif etgan:



4.30-расм.  $\lambda$  - гидравлик ишқаланиш коэффициентини аниқлаш учун Кольбрук графиги



$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left( \frac{2,5}{\text{Re}_D} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} + \frac{\bar{\Delta}_r}{3,7} \right) \quad (4.104)$$

bunda,  $\bar{\Delta}_r$  – nisbiy g‘adir-budirlik:  $\bar{\Delta}_r = \Delta/D$ .

Bu formula asosida, 4.30-rasmda keltirilgan grafik qurilgan. Bu grafik yordamida turbulent sohaning barcha uch qismi uchun Darsi koefitsientini aniqlash mumkin.

G‘adir-budir quvurlarda turbulent soha kvadrat qarshiliklar qismi uchun formula soddalashib, Prandtl formulasi ko‘rinishini oladi:

$$\lambda = \frac{0,25}{\left( \lg \frac{\bar{\Delta}_r}{3,7} \right)^2} \quad (4.105)$$

$\bar{\Delta}$  kattalik – g‘adir-budirlikni tashkil qiluvchi tepalikchalarning o‘rtacha arifmetik qiymati bo‘lib, uni bu tepalikchalar balandliklarini o‘lchash bilan aniqlab bo‘lmaydi. Shuning uchun bunday quvurlarning o‘rtacha g‘adir-budirliklarini aniqlashda quyidagicha yo‘l tutiladi.

Kvadrat qarshiliklar sohasida Darsi-Veysbax (4.92) formulasidan va tajribada aniqlanadigan kattaliklardan foydalanib, Darsi koefitsientining ( $\lambda$ ) ning son qiymati aniqlanadi. Keyin (4.105) ifodadan foydalanib  $\bar{\Delta}$  kattalikning o‘rtacha qiymati hisoblanib, u ekvivalent g‘adir-budirlik deb yuritiladi. Bu kattalik quvur materialining turi, tayyorlanish usuli, ulanishiga hamda quvurning ishlatilish muddatiga bog‘liqdir. Bu usulda aniqlangan ekvivalent g‘adir-budirlikning qiymatlari 4.2-jadvalda keltirilgan.

Quvur va kanallarning ekvivalent  $\bar{\Delta}$  g‘adir-budirligi

4.2-jadval

Quvur va kanallar xarakteristikasi	$\Delta, mm$
<i>I. Yaxlit quvurlar</i>	

Quvur va kanallar xarakteristikasi	$\Delta$ , mm
Latun	0,0015-0,0100
Yangi ishlatilayotgan po‘lat	0,020-0,100
Ishlatilayotgan po‘lat suv quvurlari	1,20-1,50
<i>III. Yaxlit payvandlangan quvurlar</i>	
Yangi yoki yaxshi holatdagi quvurlar	0,04-0,10
Foydalanilgan	$\approx$ 0,10-0,15
Kuchli yemirilgan	2,0
<i>II. Chuyan quvurlar</i>	
Yangi	0,25-1,00
Yangi bitum singdirilgan	0,10-0,15
Asfaltlangan	0,12-0,30
Foydalanilgan	1,00-1,50
<i>IV. Betonli va asbest tsementli quvurlar</i>	
Sirti silliq betonli	0,3-0,8
O‘rtacha sifatli silliqlangan	2,5
Sirti dag‘al betonli	3,0-9,0
Yangi asbest tsementli	0,05-0,10
Foydalanilgan asbest tsementli quvurlar	$\approx$ 0,60
<i>V. Yog‘och va shishali quvurlar</i>	
Yuqori sifatli silliqlangan quvurlar	0,15
Yaxshi sifatli silliqlangan quvurlar	0,30
Past sifatli silliqlangan quvurlar	0,70
Shishali quvurlar	0,0015-0,0100
<i>VI. Kanallar silliqlanishi</i>	
Faqat tsementli aralashma bilan suvalgan	0,05-0,22
Temirli tsement aralashmasi bilan suvalgan	0,5
Metall setka ustidan suvalgan	10-15

Quvur va kanallar xarakteristikasi	$\Delta, mm$
Shlakobeton plitalar	1,5

Berilgan quvur uchun  $\Delta$  ga asoslanib, nisbiy g'adir-budirlik  $\bar{\Delta}_r$  kattaligi topiladi. (3.129) ifoda yordamida esa,  $Re_D$  soni hisoblanadi.  $\bar{\Delta}_r$  va  $Re_D$  kattaliklarga asoslanib, 4.30-rasmda keltirilgan grafikka asosan, Darsi koeffitsienti ( $\lambda$ ) aniqlanadi.

Kolbruk formulasi orqali Darsi koeffitsientini aniqlashda tanlab olish usulidan foydalanishga to'g'ri kelishi sababli, u ancha noqulay formula hisoblanadi.

Shu sababli, A.D.Altshul tomonidan quyidagi ko'rinishdagi formula taklif etilgan:

$$\lambda \approx 0,1 \left( 1,46 \bar{\Delta}_r + \frac{100}{Re_D} \right)^{0,25} \approx 0,11 \left( \bar{\Delta}_r + \frac{68}{Re_D} \right)^{0,25} \quad (4.106)$$

Albatta, bu formulani *turbulent sohaning kvadrat qarshiliklargacha bo'lgan qismi uchun* ishlatish o'rinliroqdir.

Turbulent sohaning *kvadrat qarshiliklar qismi uchun* esa yanada sodda ko'rinishli formulani Shifrinson taklif etgan:

$$\lambda = 0,114 \sqrt{\bar{\Delta}_r} \quad (4.107)$$

Bu formuladan faqat Altshul formulasiga asosan,  $\bar{\Delta}_r < 0,007$  bo'lgan holatlarda foydalanish mumkin.

Agar tomonlari nisbati  $0,5 \div 2,0$  ga teng bo'lgan to'g'ri to'rtburchakli quvurlar uchun  $\lambda$  gidravlik ishqalanish koeffitsientini aniqlash zarurati paydo bo'lsa, yuqorida keltirilgan grafik va formulalardan foydalanish mumkin. Faqat *Dgidravlik diametr* bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$D_r = 4R$$

bunda,  $R$  – quvurning gidravlik radiusi. Bunda faqat aylana quvurlarda quvurning geometrik diametri gidravlik diametrga teng bo‘lishini ta’kidlash mumkin– $D=D_r$

4.30-rasmda g‘adir-budir kvadrat qarshilikkacha bo‘lgan qismni chegaralab turgan ikkita punktir chiziqqa e’tiborni qaratamiz, bu qism (4.102) ifoda bilan xarakterlanib, Reynolds soniga bu qismda quyidagi chegaraviy qiymatlarga ega:

$$(\text{Re}_D)'_{\text{qez}} < (\text{Re}_D) < (\text{Re}_D)''_{\text{qez}}$$

Agar

$$4000 \leq \text{Re}_D \leq (\text{Re}_D)'_{\text{qez}} \quad (4.108)$$

unda bu qism silliq quvurlar qismi bo‘lib, bunda (4.101) ifoda o‘rinli bo‘ladi.

Agar

$$\text{Re}_D \geq (\text{Re}_D)''_{\text{qez}} \quad (4.109)$$

bo‘lsa, bu qism kvadrat qarshiliklar qismi bo‘lib, (4.103) ifoda o‘rinli bo‘ladi.

A.D.Altshul Reynolds sonining chegaraviy qiymatlari uchun quyidagi ifodani taklif qilgan:

$$(\text{Re}_D)'_{\text{qez}} \approx \frac{23}{\Delta_r} \quad (4.130)$$

$$(\text{Re}_D)''_{\text{qez}} \approx \frac{560}{\Delta_r} \quad (4.131)$$

Aziz talaba, bu masalani o‘rganish jarayonida Reynolds sonining chegaraviy va kritik qiymatlari o‘rtasidagi tafovutni aniq tushinib olish muhim ahamiyatga egadir.

**2<sup>0</sup>. Naporli silliq quvurlar.** Bunday holatlarda (4.104) va (4.107) ifodalar sodda ko‘rinishni olib, Prandtl (4.97) va Blazius (4.98) ifodalari ko‘rinishiga keladi. (4.98) formula Reynolds sonining quyidagi qiymatlari uchun aniq natija beradi:

$$4000 < \text{Re}_D < 100000 \quad (4.132)$$

$Re_D > 4000$  holatlarda quyidagi keltirilgan ifodadan ham foydalanish mumkin:

$$\lambda = \frac{1}{(1,82 \lg Re_D - 1,64)^2} \quad (4.133)$$

1948 yilda G.K.Filonenko tomonidan bu quvurlar uchun quyidagi Darsi koefitsientini aniqlash uchun quyidagi empirik formula taklif etilgan:

$$\lambda = \left( \frac{0,55}{\lg \frac{Re}{8}} \right)^2$$

Kyollebruk va Konakov tomonidan silliq quvurlar uchun Darsi koefitsientini aniqlash uchun quyidagi empirik formula taklif etilgan:

$$\lambda = \left( \frac{0,556}{\lg \frac{Re}{7}} \right)^2$$

Agar quvurning shakli to'g'ri to'rtburchak shaklida bo'lsa, silliq quvurlarning hisobi birinchi banddagi kabi bajariladi.

### 3<sup>o</sup>. Qo'shimcha ma'lumotlar.

1. Amaliyotda foydalaniladigan po'lat va cho'yan quvurlar uchun Darsi – gidravlik ishqalanish koefitsientining son qiymati F.A.Shevelev formulasidan foydalanib aniqlanadi.

a)  $Re_D \geq 9,2 \cdot 10^5$  (kvadrat qarshiliklar qismi uchun)

$$\lambda = \frac{0,021}{D^{0,3}} \approx \frac{0,021}{\sqrt[3]{D}} \quad (4.134)$$

b)  $Re_D \leq 9,2 \cdot 10^5$  (kvadrat qarshiliklar qismigacha bo'lgan qism uchun)

$$\lambda = \left( \frac{1,5 \cdot 10^{-6}}{D} + \frac{1}{Re_D} \right)^{0,3} \quad (4.135)$$

Bu formulalarda quvur diametri  $D$  – metr o'lchov birligida ifodalanadi.

2. *Plastmassa va polietilen materiallaridan tayyorlangan quvurlar uchun* Darsi koefitsientini aniqlashda amaliyotda quyidagi formulalar qoniqarli natija berishi aniqlangan:

Quyidagi formula F.A. Shevelev tomonidan taklif etilgan:

$$\lambda = 0,25/\text{Re}^{0,226}$$

Ishlab chiqarishda ishlatiladigan polietilen materiallaridan tayyorlangan quvurlar uchun Darsi koefitsientini aniqlashda quyidagi formuladan foydalanish mumkin:

$$\lambda = 0,288/\text{Re}^{0,226}$$

3. *Gidrotexnika amaliyotida tadqiqot va amaliy tajribalarda qo'llaniladigan shisha quvurlar uchun* bu koefitsient kattaligi Rossiya Federatsiyasining Moskva shahridagi VODGYeO ilmiy-tadqiqot institutida olib borilgan tadqiqotlar natijasiga asosan Reynolds sonining  $\text{Re} = 4 \cdot 10^4 \div 8 \cdot 10^5$  qiymatlari uchun quyidagicha aniqlanishi taklif etilgan:

$$\lambda = 0,312/\text{Re}^{0,226}$$

4. *Oqava suvlar uchun* gidravlik ishqalanish koefitsienti N.F.Fedorov tomonidan taklif etilgan formula yordamida aniqlanishi mumkin:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left( \frac{\Delta_s}{3,42 \cdot 4R} + \frac{a}{\text{Re}} \right)$$

bunda,  $R$  – gidravlik radius,  $\Delta_s$  – ekvivalent g'adir-budirlik,  $mm$  va  $a$  – o'lchov birliksiz kattalik. Bu parametrlar quyidagi jadvalga asosan aniqlanadi.

4.3-jadval

Quvurlar	$\Delta_s, mm$	$a$
Keramik	1,35	90
Asbestsement	0,60	73
Beton va temirbeton	2,00	100
Po'lat	0,80	79

Cho‘yan	11,0	83
---------	------	----

### 5. Kapillyar sug‘orishda qo‘llaniladigan quvurlar uchun.

Bunday quvurlar asosan sintetik materiallardan tayyorlanib, ularning devorlarida tirqishlar qoldiriladi. Bunday holatlarda quvurlar tizimi bo‘ylab sarf o‘zgarganligi sababli, uzunlik bo‘ylab qo‘shimcha energiyanning yo‘qolishi kuzatiladi. Bunday holatda gidravlik ishqalanish koeffitsientining qiymati oshadi.

Sug‘orish quvurlarining  $d = 0,016 \div 0,05 \text{ m}$ , o‘lchamlari uchun tirqishlar orasidagi masofa  $0,06 \div 4,00 \text{ m}$  bo‘lib, tirqish diametri  $1,0 \div 3,0 \text{ mm}$  bo‘lishi kuzatiladi. Sarfni o‘zgarishi natijasida oqimning turbulent harakati mavjud bo‘lib, Reynolds soni  $Re < 10^5$  shartni bajaradi.

Shu sababli, gidravlik ishqalanish koeffitsienti silliq quvurlardagi holat uchun aniqlanishi mumkin.  $Re > 10^5$  shart bajarilganda esa bu koeffitsientning qiymati uzunlik bo‘yicha doimiy va o‘zgaruvchan sarflar uchun bir xil bo‘ladi.

### 6. Turli materiallardan tayyorlangan drenaj quvurlar uchun.

Bunday quvurlarda uzunlik bo‘yicha sarfning oshishi kuzatilib, Darsi koeffitsienti qiymati ham oshadi. Gidrotexnika amaliyotida drenaj quvurlar plastmassa, silliq shisha, gofra, keramik materiallardan tayyorlanib, ularda drenaj tirqishlar mavjud bo‘ladi.

Shisha plastik drenaj quvurlarida oqim turbulent tartibdagi kvadrat qarshiliklargacha va kvadrat qarshiliklar sohasida harakatlanadi.

Keramik drenaj quvurlarda  $Re \leq 10^5$  shart bajarilib, ular silliq quvurlar kabi ishlaydi.

Gofra quvurlarda  $\Delta_s = 1,3 \div 1,9 \text{ mm}$  qiymatlar uchun kvadrat qarshiliklargacha bo'lgan soha uchun A.I.Murashko tadqiqotlari natijasida Kolbruk-Uayt formulasiga asosan aniqlash mumkinligini taklif etgan:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left( \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} + 0,27 \frac{\Delta}{d} \right)$$

Gofra quvurlarda oqimning turbulent tartibdagi kvadrat karshiliklar sohasi  $\text{Re} \approx 10^5$  vaziyatda boshlanib, bunda gidravlik qarshilik kattaligi 5 foizga oshishi aniqlangan.

#### **4.21. GIDRAVLIK ISHQALANISH – DARS KOEFFISIEN TI KATTALIGINI TO'G'RI TO'RTBURCHAK SHAKLIDAGI OCHIQ O'ZANLAR UCHUN ANIQLASHGA DOIR A.P.ZEGJDA TAJRIBALARI**

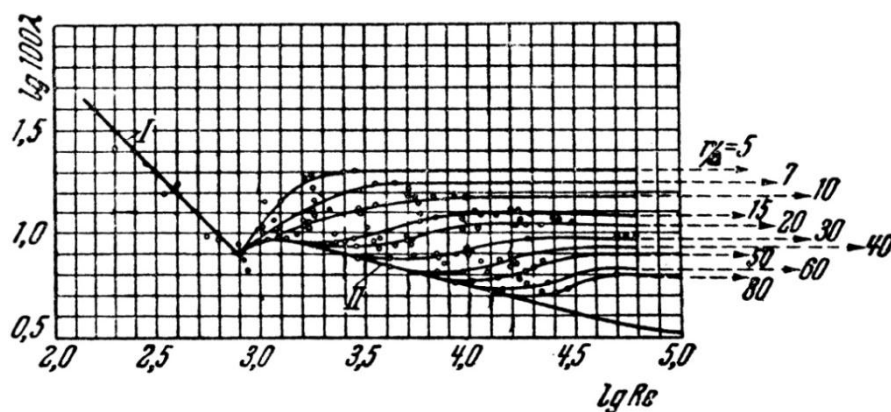
Umuman, gidrotexnika amaliyotida muhim o'rin tutadigan oqimning ochiq o'zanlardagi naporsiz harakati uchun bu sohada A.P.Zegjdaning to'g'ri to'rtburchak shakldagi kesimga ega bo'lgan ochiq o'zanlardagi tadqiqotlarida to'xtalishni maqsadga muvofiqdir. Shu o'rinda 1939 yilda muallif tomonidan ochiq o'zanlarda keng qamrovli va mukammal o'tkazilgan tadqiqotlar natijalariga asosan quyidagilarni e'tirof etish mumkin. Oqim chuqurligi, kengligi va o'zan tubi nishabligining turli qiymatlari uchun  $R/\Delta$  munosabatning kattaliklarida turli g'adir-budirliklar o'rganilgan. Tadqiqotlardan olingan natijalar tahlili muallifga quyidagi Nikuradzening aylana quvurlarga o'xshash grafiklarini olish imkoniyatini bergan.

A.P.Zegjdaning olgan natijalari ochiq o'zanlar gidravlikasi uchun muhim ahamiyatga ega bo'lib, ular bizga Nikuradze grafigining nafaqat sifat jihatdan balki, hisobiy tenglamalarning sonli natijalari mos keladi deb xulosa qilishga



asos beradi. A.P.Zegjda tomonidan turbulent sohaning kvadrat qarshiliklar qismi uchun notekis g'adir-budirlikda Darsi – gidravlik ishqalanish koeffitsientini quyidagicha aniqlashni taklif etgan:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{R}{\Delta} + 2,125$$



4.31-rasm.

Bu formulani  $2,125=2\lg 11,55$  ekanligini e'tiborga olib, quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

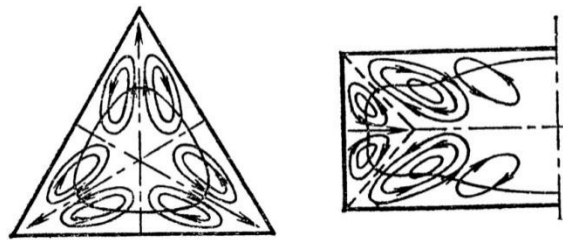
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{R}{\Delta} + 2 \lg 11,55 = 2 \lg \frac{11,55R}{\Delta}$$

Ochiq o'zanlar uchun ushbu formula qoniqarli natija berishini ta'kidlab o'titish maqsadga muvofiqdir.

## 4.22. QUVUR KESIMI SHAKLINING DARSI KOEFFITSIENTI KATTALIGIGA TA'SIRI

Kesimi aylana shaklida bo'lmagan quvurlarda harakatlanayotgan oqimlar uchun Reynolds soni hisoblanayotganda xarakterli chiziqli kattalik sifatida gidravlik radius qabul qilinadi. Bu parametr oqimning geometriyasini to'liq xarakterlay olmaydi, ya'ni xarakatdagi kesimni to'liq ifodalamaydi. Shu bilan birgalikda kesim shakli oqimning kinematik strukturasi ta'sir ko'rsatadi va

gidravlik qarshilikni hisoblashda muhim o‘rin egallaydi. Poligonal shaklli quvurlarda devorlardagi urinma kuchlanishlar kesim perimetri bo‘ylab notekis taqsimlanganligi sababli, quvur burchaklariga yaqinlashishi bilan urinma kuchlanishlar va (tebranma) pulsatsion tezliklar faolligi kamayadi. Urinma kuchlanishlarning kesim perimetri bo‘ylab notekis taqsimlanishi natijasida harakatdagi kesim tekisligida ikkilamchi oqimlarining faolligi oshadi. Ko‘ndalang tsirkulyatsion harakat paydo bo‘ladi (4.32-rasm).



4.32-rasm

O‘z navbatida bu tezlikni ta‘minlab turish uchun ma‘lum miqdordagi energiya sarflanadi. Boshqa bir xil sharoitlarda Darsi koeffitsienti kattaligi oshadi. Oqim napor ostida harakatlanayotgan poligonal quvurlarda bu koeffitsientning kattaligi boshqa bir xil sharoitlar uchun aylana quvurlarga nisbatan 15% ga oshishi laborotriya tadqiqotlari natijalari bilan isbotlangan.

#### **4.23. QUVURLAR EKSPLUATATSION SHAROITLARINING DARSİ Koeffitsienti kattaligiga ta‘siri**

*Quvurlar vibratsiyalanishining ta‘siri.* Quvurning vibratsiyalanib ishlashida Reynolds sonining kritik qiymati oshadi. Vibratsiyaning gidravlik ishqalanish koeffitsientining 20% gacha oshishi laminar tartibdan turbulent tartibga o‘tishida kuzatiladi. Gidravlik qarshilikning bu darajada oshishi vibratsiya sharoitida ishlaydigan gidromeliorativ mashina va mexanizimlarni konstuktsiyalarida inobatga olinishi muhimdir.

*Quvur ichki diametri kichiklashishining ta'siri.* Quvur ichki devorlarining korroziyaga uchrashi va devorlarga oqim tarkibidagi loyqa zarrachalarining cho'kishi, quvur ichki diametrini kichiklashtiradi, bu esa o'z navbatida oqimning harakatdagi yuzasini kamaytirib, quvur o'tkazuvchanligining kamayishiga sabab bo'ladi. Quvur ichki g'adir-budirligining oshishi uzoq vaqt davomida quvurning ekspluatatsiya qilinishi natijasida 50% gacha sarfni kamaytirishi mumkinligini gidrotexnika amaliyoti ko'rsatmoqda.

Quvur g'adir-budirligining oshishini ekspluatatsiya muhlari va oqim tarkibiga qarab quyidagi formula yordamida aniqlash mumkin:

$$\Delta_t = \Delta + \alpha t$$

bunda,  $\Delta$  – ekspluatatsiya boshlanishdan oldingi g'adir-budirlik;  $\Delta_t$  ma'lum bir  $t$  vaqtdan keyingi g'adir budirlik;  $\alpha$  – 0,025÷3 mm/yil oraliqda o'zgaruvchi g'adir-budirlik balandligi o'zgarishini xarakterlovchi kattalik.

Albatta, quvurning hisobiy o'tkazuvchanligini tiklash uchun maxsus mexanik va gidravlik usullar yordamida uning ichki sirti tozalanadi.

#### **4.24. DARS KOEFFITSIENTI KATTALIGINI KAMAYTIRISH BO'YICHA MULOHAZALAR**

Gidravlik qarshilikni kamaytirishning gidrotexnika amaliyotida qo'llaniladigan bir necha usullari mavjud bo'lib, biz quyida ulardan asosiylarini ko'rsatib o'tamiz:

1. Harakatlanayotgan suyuqlik tarkibiga ma'lum bir hossalarga ega polimerlarni qo'shish.

Bu polimerlarning molekulari o'lchamlari nihoyatda uzun bo'lib, ularning uzunliklari ko'ndalang o'lchamlariga nisbatan 100 000 marotabagacha katta bo'ladi. Bu qo'shimchalar yopishqoq qatlamchalarning va turbulent yadroga o'tish zonasining qalinligini oshiradi. Polimerlar miqdorining oshirilishi o'tish zonasining oshishiga olib kelib, quvur ichki devori yaqinida joylashgan

molekulyar birikmalar o'ziga xos to'liqsimon o'zgaruvchi silliq sirtlar tashkil qila boshlaydi. Bu o'z navbatida gidravlik ishqalanish koeffitsientining kattaligini sezilarli kamaytiradi. Bu polimerlarning molekulyar birikmalar (mitsellar)i nasosdan o'tgandan so'ng qayta tiklanmaydi. Demak, bu o'zgarishdan so'ng qarshilik yana oshadi. Lekin sirtni faollashtiruvchi birikmalarning mitsellari qayta tiklanadi, shu sababli, gidravlik qarshilikning quvurlar tizimi uzunligi bo'ylab kamayish samaradorligi doimiy bo'lib qoladi.

Bu birikmalarning qo'shilishi quvur ichki devori yaqinida harakatlanayotgan suyuqlik zarrachalarining tezlik gradientini kamaytirib, tebranma (pulsatsion) tezlikning ko'ndalang tashkil etuvchisi kattaligini bir necha marotaba kamaytiradi, bu esa o'z navbatida gidravlik qarshilikni kamaytiradi.

Shuni ta'kidlash kerakki, bu birikmalar hozirgi davrda suv va issiqlik ta'minotida, ximiya, qazish, neft sanoatida, gidrotexnika va melioratsiyada keng qo'llanilayotgan bo'lsa, meditsinada ham qo'llanila boshlandi. Bu birikmalar suyuqlik tarkibini tozalab, quvurda korroziyaning sekinlashishiga ijobiy ta'sir ko'rsatadi.

Birikmalarning suyuqlik tarkibidagi miqdori 0,001÷1% ni tashkil etib, gidravlik qarshilik kattaligini 80% gacha kamaytirishi kuzatilgan.

Birikma aralashtirilgandan so'ng suyuqlikning laminar tartibdagi harakati toza suyuqlikka nisbatan Reynolds sonining 10 barobar katta qiymatlarida ham davom etishi tadqiqotlar bilan isbotlangan.

Turbulent harakatda esa gidravlik qarshilikni kamaytirish Reynolds sonining yoki o'rtacha tezlikning «ostona»dagi qiymatlarida boshlanadi. Umuman, birikma miqdorining suyuqlik tarkibida oshirilishi Reynolds sonining kamayishiga olib keladi.

2. Bizga yuqorida tanishgan mavzularimizdan ma'lumki, gidravlik silliq quvurlarda oqimning laminar hamda turbulent tartibdagi harakatlarida Reynolds sonining oshishi gidravlik qarshilikni kamayishiga olib keladi. Oqim o'rtacha

tezligining va quvur diametrining o'zgarmas qiymatlarida Reynolds soni qiymatini oshishiga faqat suyuqlik yoki u harakatlanayotgan quvur devorlarining haroratini oshirish orqali erishish mumkin.

3. Suyuqlik oqimi chegaralarini o'zgarib turishi ham gidravlik qarshilikni kamaytirishi mumkin. Bunga oqimni chegaralovchi quvur devorlarini ma'lum chastota va amplitudalarda harakatga keltirish orqali erishish mumkin. Bundan tashqari, oqim tarkibida paydo bo'ladigan tebranish – pulsatsiya natijasida ham gidravlik qarshilik kamayishi mumkin.

#### **4.25. KVADRAT QARSHILIKLAR SOHASI UCHUN OQIMNING TURBULENT TEKIS BARQAROR HARAKATDA NAPORNING UZUNLIK BO'YICHA YO'QOLISHI. SHEZI FORMULASI. SARF VA TEZLIK MODULLARI**

Aziz o'quvchi, biz o'z xayot tajribamizda ko'pincha ochiq o'zanlarda suv oqimining tezligi yuqori bo'lishini kuzatamiz. Bu o'z navbatida oqimning tezligiga to'g'ri proporsional bo'lgan Reynolds sonining yuqoriligiga olib keladi, ya'ni, oqim harakati juda ko'p hollarda turbulent tartibda bo'lib, aksariyat hollarda kvadrat qarshiliklar sohasida bo'ladi.

$$Re > Re_{cheg} \quad (4.136)$$

bunda,  $Re_{cheg}$  – turbulent tartibdagi harakat ikkinchi sohasining tugashi chegaraviy qiymatidagi Reynolds soni.

Umuman, gidrotexnika amalyotida kvadrat qarshiliklar sohasida hisoblashni qulayligi sababli, kvadrat qarshiliklar sohasigacha bo'lgan holat uchun gidravlik hisoblar shu usulda olib boriladi. Haqiqatan ham kvadrat qarshiliklargacha bo'lgan sohada gidravlik ishqalanish koeffitsienti  $\lambda$  Reynolds soniga bog'lik, bu esa  $\nu$  – oqim o'rtacha tezligiga xam bog'likdir. Shu sababli, bu masalani tanlab olish usuli bilan hisoblash talab qilinadi. Kvadrat qarshiliklar sohasida esa bu koeffitsient Reynolds soniga bog'liq emas, shuning uchun

masalani to'g'ridan to'g'ri tanlab olish usulisiz hisoblash mumkin. Albatta, shuni ta'kidlash kerakki, Reynolds sonini inobatga olmasliknatijasida kelib chiqadigan noaniqlik, g'adir-budirlikni aniqlashdagi noaniqlikdan ancha kichik bo'ladi. Shu sababli, ko'pincha amaliyotda o'zanning g'adir-budirliги o'zanni sifat xarakteristikasi asosida tuzilgan jadvallar asosida qabul qilinadi.

#### G'adir-budirlik koeffitsienti qiymati

4.4-jadval

Daraja	Devorlar turi	$n$	$1/n$
I	O'ta silliq sirtlar; emal bilan qoplangan sirtlar	0,009	111
II	Yaxshio'rnatilgan, o'tao'tkirtaxta. Toza tsementdan yaxshi suvoq	0,010	100
III	Yaxshitsementlisuvoq (1/3 qumdan). Yaxshiyotqizilganyokiulanganyangisopol, cho'yanvatemir quvurlar. Qirralitaxta	0,011	90,9
IV	Yaxshio'rnatilgan qirrasiztaxta. O'rtachasharoitdagisuvo'tkazgich quvurjudayaxshibetonlangan; Sezilarsizinkrustatsiyalangan, judatozasuvoquvchi quvurlar, judayaxshibetonlangan	0,012	83,3
V	Yaxshig'ishtli, yaxshisharoitdagiyupqataxtaliterish. O'rtasharoitdagitarnovquvurlar, birnechaifloslangansuvo'tkazgichquvurlar	0,013	76,9
VI	Ifloslangan quvurlar (suvo'tkazgichvatarnovli) o'rtasharoitdabetonlangan quvurlar	0,014	71,4
VII	O'rtachag'ishtliterish, o'rtasharoitdagiyupqatoshd	0,015	66,7

Daraja	Devorlar turi	<i>n</i>	1/ <i>n</i>
	anqoplash. Sezilarliifloslangantarnovlar. Yog‘ochreykalarbo‘yichabrezent		
VIII	Yaxshitoshdevor, eski (harob)g‘ishtterish; nisbatan qo‘polbetonlangan. Judasilliq judayaxshiishlovberilgan qoyatosh	0,017	58,8
IX	Qalinmustaxkamgilqavatbilanqoplangankanallar, zichsog‘tuproqlikanallarvazichmaydashag‘alli, gilbilanqoplangan.	0,018	55,6
X	O‘rtacha (qoniqarli)toshdevor. Toshiyotqizilganyo‘l. Qoyada juda toza yuvilgan kanallar. Gil qoplangan zich yerdagi, zich shag‘alli, toshli kanallar (o‘rtacha xolda)	0,020	50,0
XI	Zichloylikanallar. Birtekisbo‘lmagan (uzlukli) gilqoplanganerda, shag‘al, toshlikanallar. O‘rtadan yuqori sharoitda tamirli va saqlangan, katta tuproq kanallar	0,0225	44,4
XII	Yaxshiquruqterish. Yaxshidankamroqo‘rtachasharoitdasaqlanganvar emontlikattatuproqkanallar. Judayaxshisharoitdagidaryolar (chuquryuvilishlarsizvao‘yilishsiz, erkinoqimlitozato‘g‘rio‘zan)	0,025	40,0
XIII	Tamirvasaqlashsharoitio‘rtameyordanpast –katta; o‘rtasharoitda – kichiqtuproqkanallar	0,0275	36,4
XIV	Nisbatanyomonsharoitdagituproq kanallar; sezilarli o‘tlar o‘sgan; mahalliy o‘yilgan chuqurchalar	0,030	33,3

Daraja	Devorlar turi	$n$	$1/n$
XV	Judayomonsharoitdagikanallar. Nisbatanyaxshisharoitdagidaryolar, lekinbazimikdordatoshvasuvo‘tlariBilan	0,035	28,6
XVI	Sezilarliyomonsharoitdagikanallar (o‘zanbo‘ylabo‘pirilganvayuvilgan; kamishlaro‘sgan quyuuq ildizlar; yiriktoshlarvax.) bora-boradaryooqimisharoitiyomonlashadi (boshqapunktlarganisbatan)	0,040 va ko‘p	25 va kam

Yuqoridagi mulohozalarga asoslanib, gidrotexnik amaliyotda, asosan, oqimning turbulent tartibdagi kvadrat qarshiliklar sohasini keng o‘rganish talab etiladi.

Faqat quyidagi holatlar bundan mustasno:

- grunt suvlari harakati (laminar tartibli harakat)
- inshootlar modellaridagi oqim harakati
- nihoyatta silliq devorli, katta ko‘ndalang kesimli o‘zanalardagi oqim harakati.

Biz bu mavzuda asosiy e‘tiborni shu soha uchun oqimning naporli va naporsiz tekis harakatiga qaratamiz. Bunday harakat aksariyat hollarda tsilindrik o‘zanalarda (ko‘ndalang kesimi o‘zan uzunligi bo‘yicha o‘zgarmaydigan ( $d\omega/ds = 0$ ), yani to‘g‘ri ko‘ndalang kesimli kanalarda mavjud bo‘ladi.

«To‘g‘ri ko‘ndalang kesim» deganda biz, asosan aylana, kvadrat, to‘g‘ri to‘rtburchak, trapetsiodal kesimlarni tushunamiz. Mashinasozlik amaliyotidagi yulduzsimon kesimlar bundan mustasno.

4.24-rasmdagi tasvirlangan holatga asoslanib, tsilindrik o‘zanning boshlang‘ich qismidagi oqim harakatida tezlik epyurasi xususiy ko‘rinishga egaligi sababli, u qism ham qaralmaydi. Chunki, bunda qarshilik boshqacha bo‘ladi. Bundan keyin faqat tekis harakatni nazarda tutamiz.



### 1<sup>0</sup>.Shezi formulasi.

Darsi-Veysbax formulasidan oqim o'rtacha tezligi aniklaymiz

$$h_l = \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g} \quad (4.137)$$

$$v = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \sqrt{R \frac{h_l}{l}} \quad (4.138)$$

$$\boxed{v = C\sqrt{RJ}} \quad (4.139)$$

bunda,  $S = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$  – Shezi koeffitsienti,  $m^{0,5}/c$ ;  $v$  – oqimning o'rtacha tezligi,  $m/c$ ;  $R$  – gidravlik radius,  $m$ ;  $J$  – oqimning tekis harakatida gidravlik nishablikka mos pezometrik nishablik.

Bu formula Shezi formulasi deb atalishi bizga ma'lum.

$$\lambda = \frac{8g}{C^2} \quad (4.140)$$

(4.139) ifodaga asoslanib, gidravlik qarshilik Reynolds soni (Re)ga bog'liqligini etiborga olib, Shezi koeffitsientini ham kvadrat qarshiliklar sohasida faqat g'adir-budirlikka bog'liqligini etrof etish kerak.

### 2<sup>0</sup>. Shezi formulasiga asosan olingan formulalar.

$$h_l = Jl = \frac{v^2}{C^2 R} l \quad (4.142)$$

$$\boxed{Q = \omega v = \omega C \sqrt{RJ}} \quad (4.143)$$

Bu formula *tekis harakatining asosiy hisoblanish tenglamasi* deb ataladi, bunda, –  $l$  oqim harakatlanayotgan hisobiy soha uzunligi;

### 3<sup>0</sup>. Sarf moduli.

$$\boxed{K = \omega C \sqrt{R}} \quad (4.144)$$

bunda,  $K$ –sarf moduli.

Belgilash kiritamiz:

$$Q = K \sqrt{J} \quad (4.145)$$

Bunda tekis harakat uchun:

$$\boxed{K = \frac{Q}{J}} \quad (4.146)$$

Bu formuladan ko‘rinib turibdiki,  $J = 1,0$  da  $K=Q$ ,  $J = h_l/l$  o‘lchov birliksiz munosabat bo‘lganligi uchun  $K$  sarf moduli  $Q$  sarf o‘lchov birligiga ega.

$$\boxed{J = \frac{Q^2}{K^2}} \quad (4.147)$$

Demak,

$$h_l = Jl = \frac{Q^2}{K^2} l \quad (4.148)$$

#### 4<sup>o</sup>. Tezlik moduli

$$W = C \sqrt{R} \quad (4.149)$$

Belgilash kiritamiz

$$\nu = W \sqrt{J} \quad (4.150)$$

Tekis harakat uchun

$$W = \frac{\nu}{\sqrt{J}} \quad (4.151)$$

Agar  $J = 1,0$  bo‘lsa, tezlik moduli tezlik bilan bir xil o‘lchov birlikka ega bo‘ladi.

$$J = \frac{\nu^2}{W^2} \quad (4.152)$$

Demak,

$$h_l = \frac{\nu^2}{W^2} l \quad (4.153)$$

Sarf va tezlik modullari quvur va kanallarning gidravlik hisobida keng qoʻllaniladi.

#### 4.26. SHEZI KOEFFITSIENTINI ( $S$ ) ANIQLASH UCHUN EMPIRIK FORMULALAR

Shezi tenglamasini (4.139)  $S$  ga nisbatan yechimini hisoblaymiz:

$$C = \frac{v}{\sqrt{RJ}} \quad (4.154)$$

Har qanday suv oqimi harakatlanayotgan oʻzanda  $v$ ,  $R$ ,  $J$  kattaliklarni oʻlchab (4.111) formula asosida  $S$  Shezi koeffitsientini hisoblash mumkin.

Koʻpgina tadqiqotchilar shu tariqa ish tutib, Shezi koeffitsientini aniqlashga doir empirik formularni olishgan. Quyida ulardan ayrimlarini keltirishni Biz, mualliflar maqsadga muvofiq deb topdik.

- *Gangile-Kutter formulasi*

$$C = \frac{23 + 1/n}{1 + 23 \frac{n}{\sqrt{R}}} \quad (4.155)$$

bunda,  $n$  – gʻadir-budirlik koeffitsienti

- *Manning formulasi*

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6} \quad (4.156)$$

Bu formula amaliyotda koʻp qoʻllanilganligi sababli, keyingi mavzularda, bu formula asosida tuzilgan oʻzanning berilgan gʻadir budirligi  $n$  va aniq parametrlar asosida hisoblangan gidravlik radius  $R$  ga asosan Shezi koeffitsientini aniqlash jadvali keltirilgan.

- *Akademik N.N Pavlovskiy formulasi*

$$C = \frac{1}{n} R^y \quad (4.157)$$

bunda

$$y = f(R, n) \quad (4.158)$$

$$y = 2,5\sqrt{n} - 0,13 - 0,75\sqrt{R}(\sqrt{n} - 0,10)$$

( $R < 1 \text{ m}$  bo'lganda,  $y \approx 1,5\sqrt{n}$ ,  $R > 1 \text{ m}$  bo'lganda,  $y \approx 1,3\sqrt{n}$ ).

Bu formula ham amaliyotda ko'p qo'llanilganligi sababli, keyingi mavzularda bu formula asosida tuzilgan o'zanning berilgan g'adir budirligi  $n$  va aniq parametrlar asosida hisoblangan gidravlik radius  $R$  ga asosan Shezi koeffitsientini aniqlash jadvali keltirilgan.

- *Baxmetov va boshqalarning yarim empirik formulasi (1943 y.)*

$$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R \quad (4.159)$$

- *I.I. Agroskin formulasi (1949 y.)*

$$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R \quad (4.160)$$

Bundan tashqari, amaliyotda keng qo'llaniladigan, oqimning turbulent tartibdagi harakatining har uchala tekis o'zanlar, kvadrat qarshilikkacha, kvadrat qarshiliklar sohalari uchun o'rinli bo'lgan A.D.Altshulning umumlashtirilgan formulasini ham keltirish mumkin:

$$C = 25 \left( \frac{R}{(80n)^6 + \frac{0,025}{\sqrt{RJ}}} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (4.161)$$

Shezi koeffitsienti  $S$  ni quyidagi Manning formulasi asosida tuzilgan jadval yoki N.N.Pavlovskiy maxsus grafigi yordamida ham aniqlash mumkin

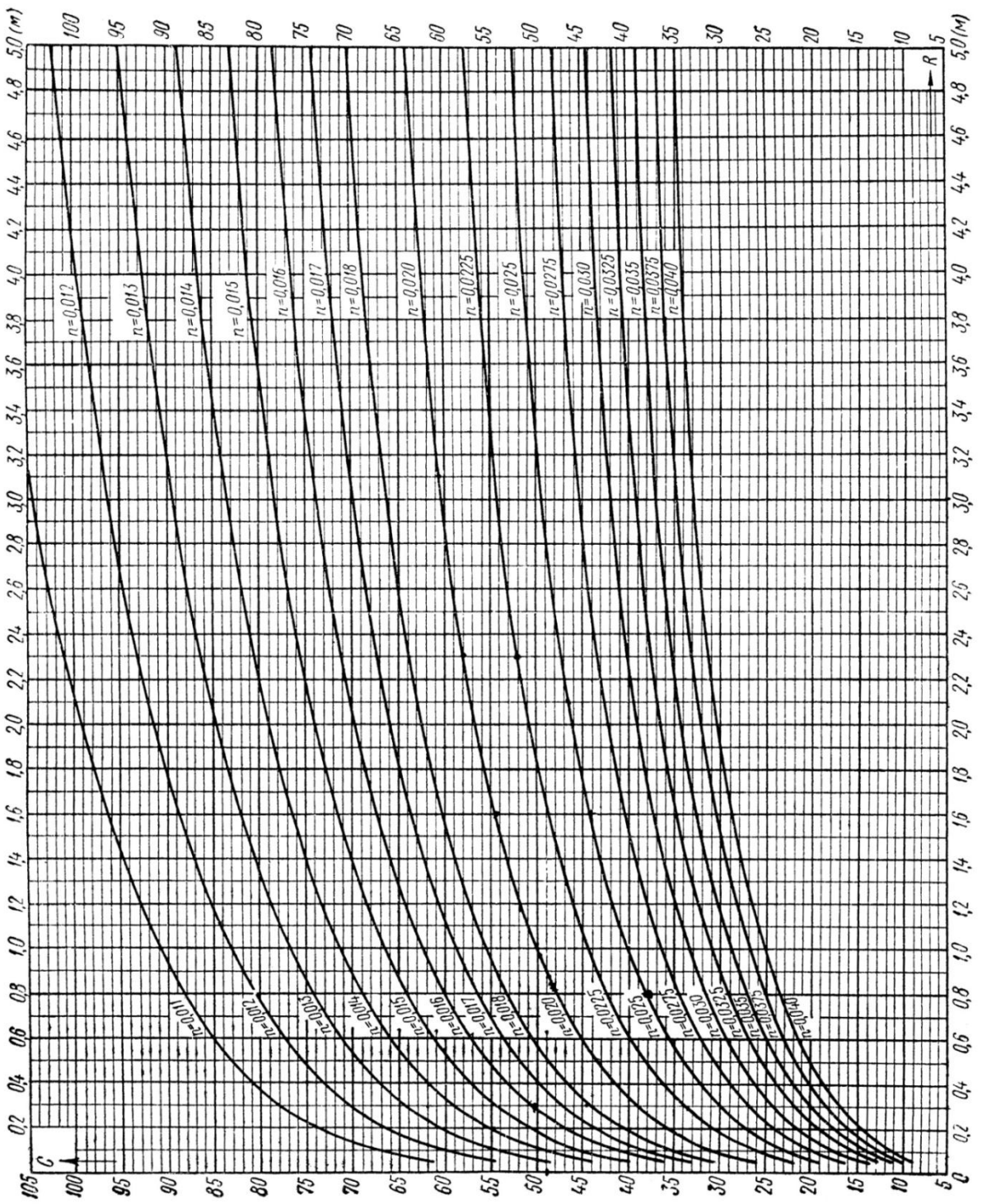
Manning formulasiga asosan aniqlangan Shezi koeffitsientining

$$\text{qiymatlari, } C = (1/n)R^{1/6} M^{0,5}/c$$

4.5-jadval

<i>R, m</i>	<i>n</i>									
	0,011	0,013	0,014	0,017	0,020	0,025	0,030	0,035	0,045	0,050
0,30	74,38	62,94	58,44	48,13	40,91	32,73	27,27	23,38	18,18	16,36
0,32	75,19	63,62	59,07	48,65	41,35	33,08	27,57	23,63	18,38	16,54
0,34	75,95	64,26	59,67	49,14	41,77	33,42	27,85	23,87	18,57	16,71
0,36	76,68	64,88	60,25	49,61	42,17	33,74	28,11	24,10	18,74	16,87
0,38	77,37	65,47	60,79	50,06	42,55	34,04	28,37	24,32	18,91	17,02
0,40	78,03	66,03	61,31	50,49	42,92	34,33	28,61	24,52	19,07	17,17
0,42	78,67	66,57	61,81	50,90	43,27	34,62	28,85	24,73	19,23	17,31
0,44	79,28	67,09	62,29	51,30	43,61	34,88	29,07	24,92	19,38	17,44
0,46	79,87	67,58	62,76	51,68	43,93	35,14	29,29	25,10	19,52	17,57
0,48	80,44	68,07	63,20	52,05	44,24	35,39	29,50	25,28	19,66	17,70
0,50	80,99	68,53	63,64	52,41	44,54	35,64	29,70	25,45	19,80	17,82
0,55	82,29	69,63	64,65	53,24	45,26	36,21	30,17	25,86	20,11	18,10
0,60	83,49	70,65	65,60	54,02	45,92	36,74	30,61	26,24	20,41	18,37
0,65	84,61	71,59	66,48	54,75	46,54	37,23	31,02	26,59	20,68	18,61
0,70	85,66	72,48	67,31	55,43	47,11	37,69	31,41	26,92	20,94	18,85
0,75	86,65	73,32	68,08	56,07	47,66	38,13	31,77	27,23	21,18	19,06
0,80	87,59	74,11	68,82	56,68	48,17	38,54	32,12	27,53	21,41	19,27
0,85	88,48	74,87	69,52	57,25	48,66	38,93	32,44	27,81	21,63	19,47
0,90	89,33	75,58	70,19	57,80	49,13	39,30	32,75	28,07	21,84	19,65
0,95	90,14	76,27	70,82	58,32	49,57	39,66	33,05	28,33	22,03	19,83
1,00	90,91	76,92	71,43	58,82	50,00	40,00	33,33	28,57	22,22	20,00
1,10	92,36	78,15	72,57	59,77	50,80	40,64	33,87	29,03	22,58	20,32
1,20	93,71	79,30	73,63	60,64	51,54	41,23	34,36	29,45	22,91	20,62
1,30	94,97	80,36	74,62	61,45	52,23	41,79	34,82	29,85	23,22	20,89
1,40	96,15	81,36	75,55	62,22	52,88	42,31	35,26	30,22	23,50	21,15
1,50	97,26	82,30	76,42	62,94	53,50	42,80	35,66	30,57	23,78	21,40

$R, m$	$n$									
	0,011	0,013	0,014	0,017	0,020	0,025	0,030	0,035	0,045	0,050
1,60	98,32	83,19	77,25	63,62	54,07	43,26	36,05	30,90	24,03	21,63
1,70	99,32	84,04	78,03	64,26	54,62	43,70	36,42	31,21	24,28	21,85
1,80	100,27	84,84	78,78	64,88	55,15	44,12	36,76	31,51	24,51	22,06
1,90	101,17	85,61	79,49	65,47	55,65	44,52	37,10	31,80	24,73	22,26
2,00	102,04	86,34	80,18	66,03	56,12	44,90	37,42	32,07	24,94	22,45
2,20	103,68	87,73	81,46	67,08	57,02	45,62	38,01	32,58	25,34	22,81
2,40	105,19	89,01	82,65	68,06	57,85	46,28	38,57	33,06	25,71	23,14
2,60	106,60	90,20	83,76	68,98	58,63	46,91	39,09	33,50	26,06	23,45
2,80	107,93	91,32	84,80	69,84	59,36	47,49	39,57	33,92	26,38	23,74
3,00	109,18	92,38	85,78	70,64	60,05	48,04	40,03	34,31	26,69	24,02
3,50	112,02	94,78	88,01	72,48	61,61	49,29	41,07	35,21	27,38	24,64
4,00	114,54	96,92	89,99	74,11	63,00	50,40	42,00	36,00	28,00	25,20
4,50	116,81	98,84	91,78	75,58	64,24	51,40	42,83	36,71	28,55	25,70
5,00	118,88	100,59	93,40	76,92	65,38	52,31	43,59	37,36	29,06	26,15



4.33-rasm. N.N.Pavlovskiy maxsus grafigi

## **IV. SUYUQLIKNING TURBULENT TARTIBDAGI TEKIS BARQAROR HARAKATIDA MAHALLIY NAPOR YO‘QOLISHLARI**

### **4.27. TRANZIT OQIMINING O‘ZAN DEVORIDAN AJRALISH XODISASI. SIRKULYATSION (SUV AYLANISH) SOHASI. AJRATISH SIRTI. MAHALIY NAPOR YO‘QOLISHINING UMUMIY XARAKTERI**

Turbulent oqim o‘z harakati yo‘nalishida uchragan to‘siqni aylanib o‘tishda tranzit (oqib o‘tayotgan) oqimning o‘zan devoridan ajralishi ro‘y beradi (4.31-rasm).

Bunda suvning aylanma harakati bilan to‘lgan  $A$  soha paydo bo‘lib, bu sohada oqim beqaror harakatga ega bo‘ladi.

Endi bundan buyon suv aylanayotgan  $A$  sohani *tsirkulyatsion soha* deb ataymiz.

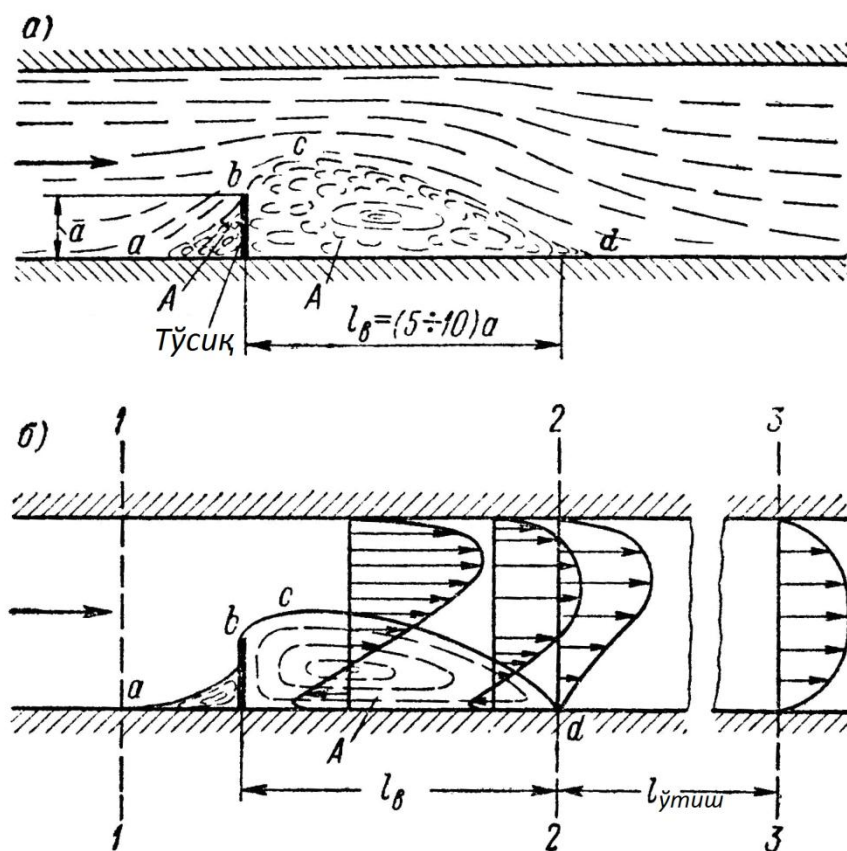
Oqimning qolgan sohasi *tranzit oqimcha* deb belgilaymiz. Ikkala sohani bir-biridan ajratib turuvchi  $abcd$  sirt esa *ajratish sirti* deyiladi. Shuni ta’kidlash lozimki, ajratish sirti beqaror va o‘zgaruvchan xarakterga ega. Ko‘pgina holatlarda uning o‘zi mahalliy aylanmaga aylanib, keskin ravishda alohida aylanmaga o‘tishi mumkin. U yana tranzit oqimchaga tushib, oqib ketadi. Bu jarayon yana-yana takrorlanaveradi. Albatta, doimiy ravishda ajratish sirtida tsirkulyatsion sohani paydo bo‘lishibu sirtida tezlik tebranishi (pulsatsiyasi)ni va bosimni oshishiga sabab bo‘ladi.

Oqim 4.34,  $a$ -rasmdagi tasvirdan bosqichma-bosqich 4.34,  $b$ -rasmdagi o‘rtalashgan oqim ko‘rinishiga o‘tadi.

Sirkulyatsion soha qaytuvchi oqim bilan xarakterlanadi. O‘rtalashgan itezliklar epyuralari kattaliklari o‘zan devori yaqinida va tsirkulyatsion sohaning o‘rta chizig‘ida xam nol qiymatga ega bo‘ladi. Sirkulyatsion soha



tugashidagi 2-2 kesim nafaqat tezlik pulsatsiyalari va bosimni oshishi bilan balki, o'rtalashgan tezliklar epyurasininig kuchli deformatsiyalashgan ko'rinishi bilan ham xarakterlanadi. 2-2 va 3-3 kesim oralig'ida oqimning o'rtalashgan tezligi pulsatsiyasi tekis harakatga xos kattalikkacha bo'lgan holatgacha so'nib, bu tezlik epyurasi ham tekis harakat epyurasi ko'rinishini ola boshlab, 3-3 kesimda shushaklni oladi. Shu sababli, 2-2 va 3-3 kesimlar orasidagi sohani o'tish yoki tsirkulyatsiyadan keyingi soha deyiladi.



4.34-rasm. Turbulent oqimning to'sikdan aylanib o'tishi. a) xakikiy oqim  
b) o'rtalashtirilgan oqim (Reynolds-Bussinesk faraziy modelining chala ko'rinishi)

Ajratish sirtida ko'ndalang pulsatsion tezliklar hisobiga tsirkulyatsion va tranzit oqimchalar o'rtasida sezilarli suyuqliklar hajmi almashinuvi ro'y beradi. Ajratish sirti bo'ylab ta'sir ko'rsatayotgan turbulent urinma kuchlanishlari nisbatan katta qiymatga ega bo'ladi. Shu sababli, tsirkulyatsion sohadagi napor

yo‘qolishi katta qiymatga ega bo‘ladi. O‘tish sohasidagi napor yo‘qolishi tekis harakatning boshqa sohalarga nisbatan katta qiymatlarga ega bo‘ladi.

Agar *bcd* ajratish sirtiga egri chiziqli qattiq devor o‘rnatsak, tranzit oqimcha o‘zandan ajralmay harakatlanadi va napor yo‘qolishi sezilarli miqdorda kamayadi.

Bu jarayonni albatta, egri chiziqli devordagi paydo bo‘ladigan urinma kuchlanishlarni turbulent urinma kuchlarning qiymatlaridan sezilarli miqdorda kichik bo‘lishi bilan xarakterlash mumkin.

Demak, xulosa qilib aytish mumkinki, o‘zanning alohida sohaslarida burilish, keskin burilish, torayish, kengayish, panjara, kran, zadviyka, to‘siq o‘rnatilgan sohaslarida maxalliy yo‘qolishlar mavjud bo‘ladi.

Albatta, bular ham uzunlik bo‘yicha napor yo‘qolishlari kabi ishqalanish kuchlari hisobiga paydo bo‘ladi.

Bu kuchlar bunday keskin o‘zgaruvchan harakat mavjud sohaslarida notekis xarakterga ega bo‘ladi.

Bunday kesimning sohalari quyidagilar bilan xarakterlanadi:

- harakat chizig‘i va harakatdagi kesimning buralishi;
- oqim bo‘ylab harakatdagi kesimning o‘zgarishi;
- tranzit oqimning qattiq devordan ajralib, tsirkulyatsion sohani paydo bo‘lishi.

Bunga o‘xshash sohalarda va ulardan keyingi ma’lum masofalardagi sohalarda quyidagilarni kuzatish mumkin.

- oqim bo‘ylab o‘rtalashgan tezliklar epyuralarining deformatsiyasi;
- tezlik pulsatsiyalari va bosimning oshishi.

Yuqorida takidlangandek, tezlik pulsatsiyasining oshishi turbulent urinma kuchlanishlarning oshishiga olib keladi, bu esa o‘z navbatida napor yo‘qolishining oshishiga sabab bo‘ladi.

Endi esa biz, oqimning turbulent tartibdagi harakati kvadrat qarshiliklar sohasida mahalliy napor yo‘qolishlarining turlari bilan tanishamiz.

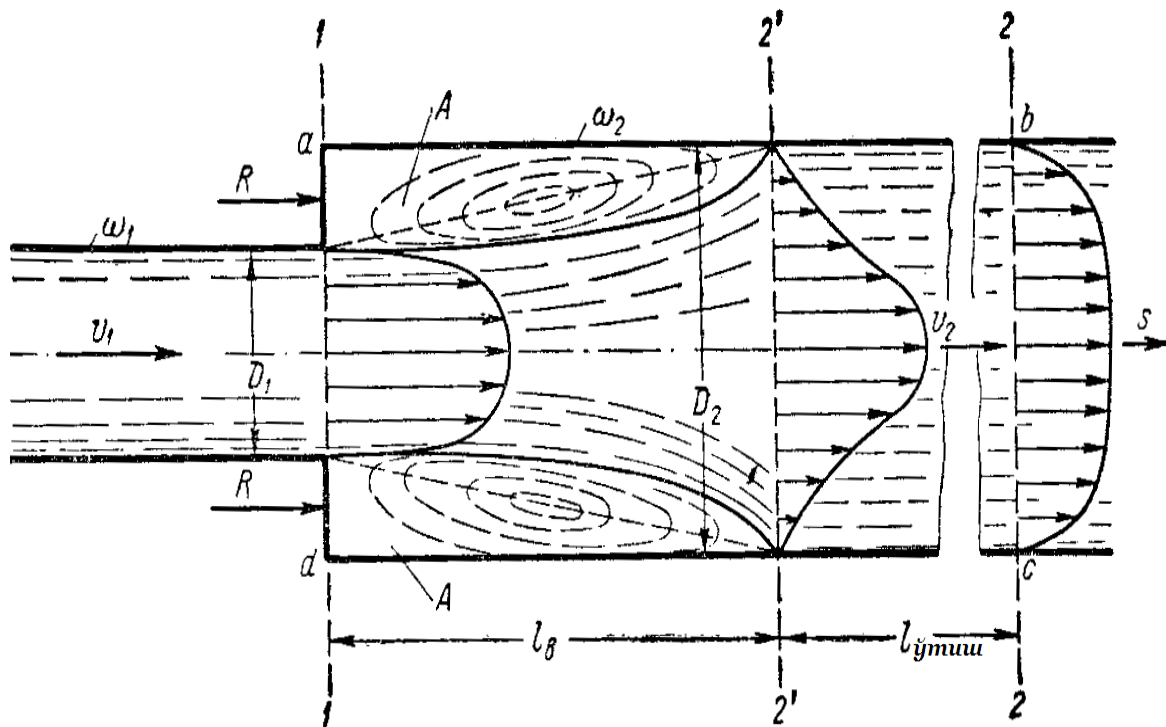
**4.28. QUVURLAR TIZIMI (TRUBOPROVOD)NING KESKIN  
KENGAYISHI. BORD FORMULASI.  
TRUBOPROVODDAN OQIMNING CHIQISHI**

Quvurda harakatlanayotgan oqim  $D_1$  diametrli quvurdan  $D_2$  katta diametrli quvurga o'tgan holatni ko'rib chikamiz ( $D_2 > D_1$ , 4.35-rasm).

Yuqoridagi mavzuda o'rganilgandek, ma'lum bir  $l_g$  uzunlikdagi oqimcha quvur devoridan ajralib  $A$  tsirkulyatsion soha tashkil qiladi.  $1-1$  va  $2'-2'$  kesimlar oralig'ida oqimcha nosimmetrik ko'rinish olishi mumkin. Bu oraliqda oqim o'qiburaladi.  $1-1$  va  $2'-2'$  hamda  $2'-2'$  va  $2-2$  sohalarda oqim harakati notekis bo'lib, ayrim sohalarda keskin o'zgaruvchan bo'ladi.

$1-1$  va  $2-2$  kesimlar orasida esa naporning mahalliy yo'qolishi ro'y beradi. Uni  $h_{k.k}$  deb belgilab, *keskin kengayishdagi napor yo'qolishi* deb ataymiz

Bu kattalikni birinchi bo'lib injener Bord aniqlagan va uni egilmas qattiq jismlarda zarb hodisasi kabi tasvirlagan. Shu sababli, uni ayrim hollarda *zarb vaktidagi yo'qolish* deb ataladi .



4.35-rasm. Truboprovodning keskin kengayishi.

Bord formulasini keltirib chiqarishga doir

Bord formulani keltirib chiqarish uchun Bernulli va harakatlar miqdori tenglamasidan foydalangan. Bizga ma'lumki, Bernulli tenglamasi kinetik energiya o'zgarishini ichki va tashqi kuchlarni hisobga olgan holda ko'rsatsa, harakatlar miqdori tenglamasi esa faqat tashqi kuchlarni inobatga oladi. Bu tenglamalarni birgalikda yechib, izlanayotgan napor yo'qolishini aniqlashga imkoniyat beruvchi ichki ishqalanuvchi kuchlarning bajargan ishini ajratib olishga harakat qilamiz. Chunki, ayni shu kuchlar qidiralayotgan napor yo'qolishini sodir etadi.

1-1 va 2-2 kesimlar uchun Bernulli tenglamani yozamiz (4.35-rasm):

$$h_{k.k} = H_{e_1} - H_{e_2} = \left( z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} \right) - \left( z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} \right) \quad (4.162)$$

bunda,  $\alpha = 1,0$  deb qabul kilsak,

$$h_{\kappa.\kappa} = \left( \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} \right) + \left( \frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} \right) \quad (4.163)$$

$(p_1 - p_2)$  bosimlar farqini harakatlar miqdori tenglamasidan foydalanib topamiz. Bu tenglamani  $abcd$  suyuqlik qismiga 1-1 va 2-2 kesimlar uchun bog‘lab yozamiz.

$$\alpha_0 \rho Q (v_2 - v_1) = (T_0)_s + G_s + P_s + R_s \quad (4.164)$$

bunda,  $\alpha_0$  – harakatlar miqdori korrektivi,  $\alpha_0 \approx 1,0$ ;

$(T_0)_s$  – tashqi ishqalanish  $T_0$  kuchining  $S$  gorizontal harakat yo‘nalishidagi o‘qqa proektsiyasi. ( $abcd$  qismdagi suyuqlik uchun u nixoyatda kichik bo‘lgani uchun  $(T_0)_s = 0$  deb qabul qilamiz (**1-cheklanish**);

$G_s$  –  $abcd$  qismdagi suyuqlik og‘irligining gorizontal harakat yo‘nalishiga proektsiyasi  $G_s = 0$ ;  $P_s$  – 1-1 va 2-2 kesimlarga yon tomondan ta’sir etuvchi gidrodinamik bosim kuchlari yig‘indisi proektsiyasi;

$R_s$  – devorga ta’sir etuvchi reaksiya kuchi proektsiyasi,  $R_s = R$ ;  $R$  –  $ad$  vertikaldevorning suyuqlikka bosimi, bunda

$$P_s + R_s = (P_1 - P_2) + R = (P_1 + R) - P_2 \quad (4.165)$$

$$P_1 - R = p_1 \omega_2 \quad (4.166)$$

$$P_2 = p_2 \omega_2 \quad (4.167)$$

(2-2) kesim bo‘ylab bosim taqsimlanishi gidrostatik konuniyatga bo‘ysunadi deb qabul qilamiz (**2-cheklanish**).

Demak,

$$P_s + R_s = p_1 \omega_1 - p_2 \omega_2 \quad (4.168)$$

$\omega_2$  –  $bc$  yoki  $ad$  doira yuzasi:

$$\rho Q (v_2 - v_1) = p_1 \omega_2 - p_2 \omega_2 \quad (4.169)$$

bundan,

$$\rho = \gamma / g \text{ va } v_2 = Q / \omega_2 \quad (4.170)$$

demak,

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{Q(v_2 - v_1)}{\omega_2 g} = \frac{(v_2 - v_1)}{g} v_2 \quad (4.171)$$

(4.171ni (4.163) ) ifodaga qo‘ysak:

$$h_{\kappa.\kappa} = \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} = \frac{2(v_2 - v_1)v_2}{2g} = \frac{v_1^2 - v_2^2 + 2v_2^2 - 2v_1v_2}{2g} \quad (4.172)$$

$$\boxed{h_{\kappa.\kappa} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}} \quad (4.173)$$

Bu *Bord* formulasideyiladi.

Qavs ichidan  $v_1$  tezlikni chiqaramiz:

$$h_{\kappa.\kappa} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.174)$$

bunda

$$\left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = \zeta_{\kappa.\kappa} \quad (4.175)$$

belgilash kiritsak,

$$h_{\kappa.\kappa} = \zeta_{\kappa.\kappa} \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.176)$$

Agar  $v_2$  kattalikni qavs ichidan chiqarsak ham xuddi shunday o‘zgarish bo‘ladi:

$$h_{\kappa.\kappa} = \zeta'_{\kappa.\kappa} \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.177)$$

$$\zeta'_{\kappa.\kappa} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2 \quad (4.178)$$

$\zeta_{\kappa.\kappa}$  va  $\zeta'_{\kappa.\kappa}$  – keskin kengayishdagi qarshilik koeffitsientlari deyiladi.

Agar oqim katta o‘lchamli havzaga chiqsa, chiqishda qarshilik koeffitsienti  $\omega_2 \gg \omega_1$  holat uchun qaralib (4.36-rasm),

$$\boxed{\zeta_{\text{chik}} = 1,0} \quad (4.179)$$

deb qabul qilingan. U holda

$$\boxed{h_{\text{чик}} = \frac{v_1^2}{2g}} \quad (4.180)$$

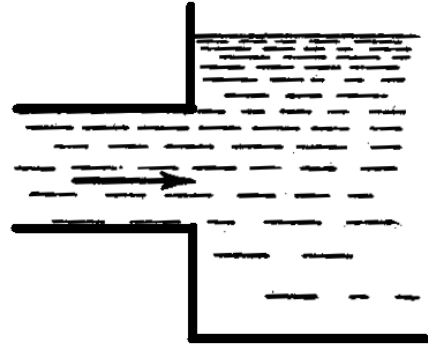
yoki

$$h_{\text{чик}} = \frac{\alpha v_1^2}{2g} \quad (4.181)$$

Agar  $\omega_2$  kichikroq qiymatga ega bo'lsa,

$$h_{\text{чик}} = \zeta_{\text{чик}} \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.182)$$

$$\zeta_{\text{чик}} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \quad (4.183)$$



4.36-rasm. Chiqishdagi napor yo'qolishi

#### 4.29. QUVURNING BOSQICHMA-BOSQICH KENGAYISHI (DIFFUZOR)

Diffuzor 4.37-rasmda keltirilgan. U asosan napor yo'qolishini kamaytirish maqsadida quvur kichik diametrdan katta diametrga o'zgarganda ishlatiladi. Tajribalar natijasida asosan diffuzordan oqim quyidagi holatlarda oqib o'tishi mumkin.

- agar

$$0 < \beta < 8 \div 10^0 \quad (4.184)$$

shart bajarilgan bo'lsa, tranzit oqimcha devordan (4.37, *a*-rasm) ajralmay oqadi.

- agar

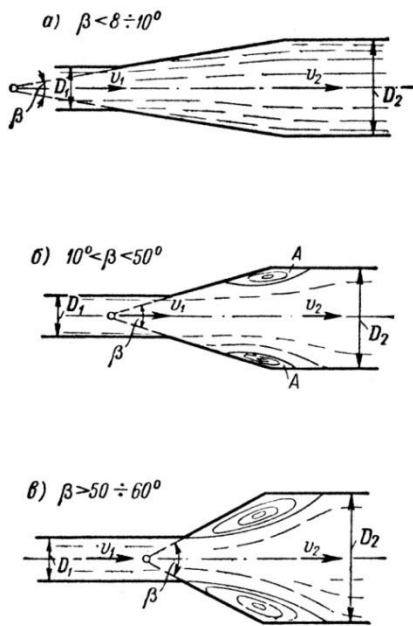
$$8 \div 10^0 < \beta < 50 \div 60^0 \quad (4.185)$$

shart bajarilgan bo'lsa, tranzit oqimcha devordan ajraladi (4.37, *b*-rasm).

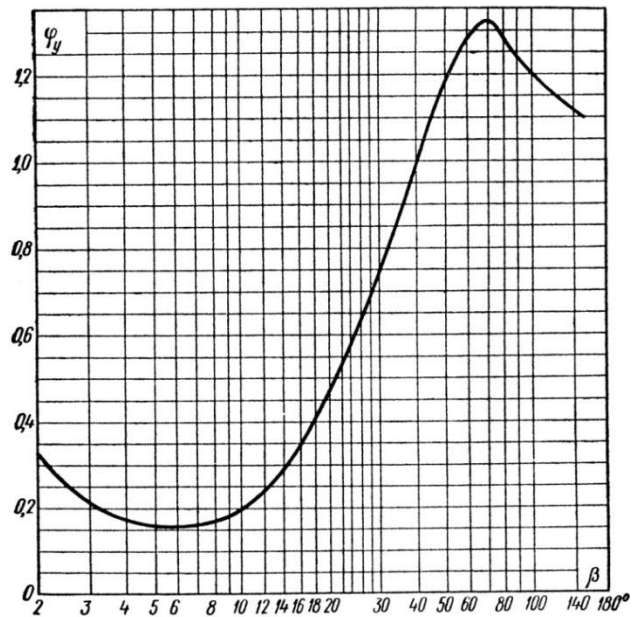
- agar

$$\beta > 50 \div 60^0 \quad (4.186)$$

shart bajarilgan bo'lsa, tranzit oqimcha diffuzor devorlaridan ajralib oqadi (4.37, v-rasm).



4.37-rasm. Diffuzorlar



4.38-rasm. Zarbning to'liqligini aniqlovchi  $\varphi_y$  koeffitsient grafigi

Diffuzordagi napor yo'qolishi qo'yidagicha aniqlanadi:

$$h_{\text{du}\phi} = \varphi_y h_{\kappa,\kappa} \quad (4.187)$$

bunda,  $\varphi_y$  – zarbning to'liqligini aniqlovchi koeffitsient.

4.38-rasmdagi grafikdan ko'rinib turibdiki, eng kichik yo'qolgan napor  $\beta = 6^\circ$  da bo'lar ekan.

### 4.30. TRUBOPROVODNING TORAYISHI.

#### SUYUQLIK OQIMINING TRUBOPROVODGA KIRISHI

Quyidagi rasmlarda truboprovod torayishini turli ko'rinishlari tasvirlangan (4.39-rasm).



Agar birinchi quvur diametrini nihoyatda katta deb taxmin qilsak, 4.39-rasmdagi torayish o'rniga oqimning katta o'lchamli havzalardan quvurga kirish sxemasiga ega bo'lamiz.

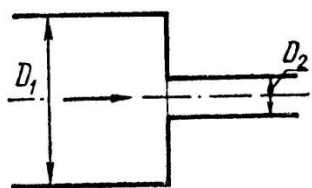
Truboprovodning keskin torayishi holatini ko'rib chiqamiz. (4.40-rasm). Agar  $a > 0,5D_2$  bo'lsa, nazariy jixatdan bu masala keskin kengayishdagi kabi hisoblanadi.

Bunday keskin torayishda suyuqlikning oqib o'tishi quyidagi shartlar bilan xarakterlanadi:

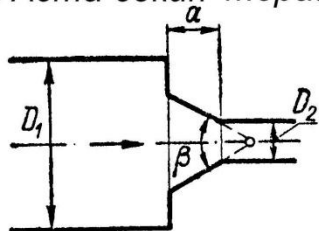
- harakatlanayotgan suyuqlikning  $M$  zarrachasi  $ab$  devor bo'ylab harakatlanayotganda  $b$  nuqtada o'z harakatini keskin teskari tomonga o'zgartirib, inertsia kuchlar tasiri ostida  $bc$  devordan ajralishi natijasida  $A$  tsirkulyatsion sohani tashkil qilishi kerak.
- $A$  sohada ikkita tranzit oqimcha sohasi mavjud bo'ladi.  $s-s$  – siqilgan kesim oldida siqiluvchi,  $s-s$  kesimdan keyin kengayuvchi tranzit oqimchalar.

Tajribalar natijasi siqiluvchi sohada napor yo'qolishlari turbulent tartibdagi harakat uchun nihoyatda kichik qiymatga ega bo'lib, shu sababli, tezlik pulsatsiyalari kichik bo'lishini va soha uzunligi ham kichik bo'lishini ( $\approx 0,50D_2$ ) isbotlagan.

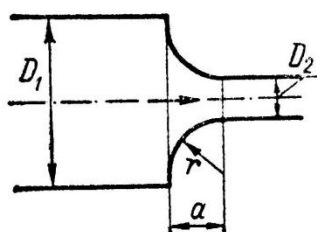
а) Кескин торайиш



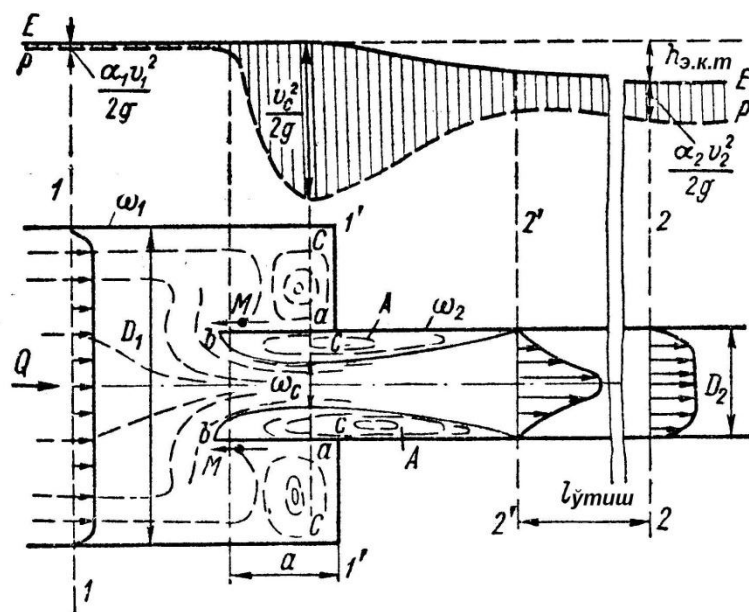
б) Аста-секин торайиш



в) Бир текис торайиш



4.39-rasm. Truboprovod torayishi



4.40-rasm. Truboprovodning keskin torayishi

Shu sababli, mahalliy napor asosan kengayuvchi sohada ( $s-s$  va  $2'-2'$  kesimlar oralig'ida) yo'qolar ekan.

Demak, Bord formulasiga asosan

$$v_1 = v_c \quad (4.188)$$

$$v_c = \frac{Q}{\omega_c} \quad (4.189)$$

$$v_c = \varepsilon \omega_c \quad (4.190)$$

$\varepsilon$  – oqimning vertikal yo'nalishidagi siqilish koeffitsienti:

$$\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega_2} \quad (4.191)$$

Keskin siqilishdagi napor yo'qolishi:

$$h_{\kappa.c} = \frac{(v_c - v_2)^2}{2g} = \left(\frac{v_c}{v_2} - 1\right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2 \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.192)$$

$$h_{\kappa.c} = \zeta_{\kappa.c} \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.193)$$

$$\zeta_{\kappa.c} = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2 \quad (4.194)$$

I.Ye.Idelchuk tomonidan keskin siqilishdagi qarshilik koefitsientini aniqlash formulasi taklif etilgan.

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}}} \quad (4.195)$$

Bu formulani keltirib chikarish uchun Idelchuk quyidagicha yo‘l tutgan.

*l-l* va *s-s* kesimlar Bernulli tenglamasi orqali bog‘langan:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} \quad (4.196)$$

Bundan

$$\frac{v_c^2}{2g} = \left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_c}{\gamma}\right) + \frac{v_1^2}{2g} \quad (4.197)$$

*p* va *v* kattaliklar mos ravishda *l-l* va *s-s* kesimlarga ta’luqlidir.

$p_1 - p_c$  farqni harakatlar sohasi tenglamasi orqali topamiz (*l-l* va *s-s* oraliq uchun)  $\alpha_{01} = \alpha_{0c} = \alpha_1 = \alpha_c = 1,0$ ; tashqi kuchlar inobatga olinmaydi.  $p_1$  bosim *l'-l'* kesimdagi bosimni gidrostatik konununiyatga bo‘ysunadi deb qabul kilib, *l'-l'* devor tomonida ta’sir etayotgan bosim kuchini aniqlanadi:

$$\frac{p'}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} \quad (4.198)$$

Bu holatni e’tirof etgan holda, Bernulli va harakat miqdori tenglamalarini birgalikda yechib, quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\kappa.c}^2} - \frac{2}{\varepsilon_{\kappa.c}} + \frac{\omega_2}{\omega_1} = 0 \quad (4.199)$$

$$\varepsilon_{\kappa.c} = 0,5 \quad (4.200)$$

$$\varepsilon_{\kappa.c} = 1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (4.201)$$

$$h_c = \xi_c \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.202)$$

bunda

$$\zeta_c = \xi \zeta_{\kappa.c} = \xi \left( 1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \quad (4.203)$$

$\xi$  – siqilishni kamaytirish koeffitsienti:

1. Keskin siqilish uchun (4.39, *a*-rasm)

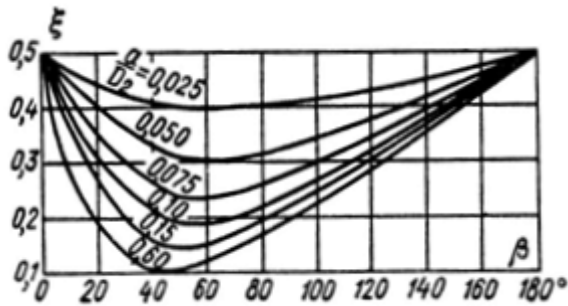
$$\zeta = 0,5$$

$$\zeta'_{\kappa.c} = 0,5 \zeta'_{\kappa.c} = 0,5 \left( 1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right)$$

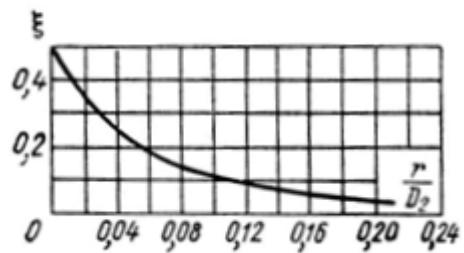
2. Bosqichma-bosqich siqilish holati uchun (4.39, *b*-rasm). Bu holatda  $\zeta$  koeffitsient  $\frac{a}{D_2}$  munosabat va  $\beta$  burchak kattaliklariga bog‘liq bo‘lib, 4.41-rasmdagi keltirilgan grafik asosida aniqlanadi. Grafikdan ko‘rinib turibdiki, kirishdagi kichik napor yo‘qolishining eng kichik qiymati  $\beta = 40 \div 60^\circ$  da mavjud bo‘lar ekan.

3. Bir tekis siqilishdagi holat (4.39, *v*-rasm). Bu xolda  $\xi$  koeffitsient 4.42-rasmdagi grafik yordamida  $r/D_2$  munosabatga bog‘liq holda aniqlanadi.  $r$ – kirishdagi yon devorlarning egrilik radiusi.

$\xi$  koeffitsient  $r/D_2 = 0,2$  bo‘lganda eng minimal qiymatga ega bo‘lib, keyin o‘zgarmay qolar ekan.



4.41-rasm. 4.39, *b*-rasmda tasvirlangan siqilishni kamaytirish  $\xi$  koeffitsientini aniqlash grafigi



4.42-rasm. 4.39, *a*-rasmda tasvirlangan siqilishni kamaytirish  $\xi$  koeffitsientini aniqlash grafigi

Endi truboprovodga oqimning katta o'lchamli havzadan kirish holatini ko'rib chiqamiz. Bu holat uchun (4.152) formula bo'yicha yuzasi  $\omega_1 = \infty$  bo'lganda,

$$\zeta_{kur} = \xi \quad (4.204)$$

$\xi$  – yuqoridagi mulohazalardagidek aniqlanadi. Umuman uni,  $\omega_1 = D$  holat uchun

$$\zeta_{kur} = 0,5 \quad (4.205)$$

qabul qilish mumkin.

### 4.31. BOSHQA HOLATLARDA MAHALLIY NAPOR YO'QOLISHINI ANIQLASH. VEYSBAX FORMULASI

4.40-rasmda suyuqlikni zadvijka (*a*) va burilish (*b*)dagi holatdan oqib o'tishi tasvirlangan. Bunday holatlarda *s-s* siqilgan kesimlar va *A* tsirkulyatsion sohaslar mavjudligi xarakterlidir. Bu vaziyatda napor yo'qolishi yuqorida takidlanganidek, *s-s* kesimdan keyingi kengayishi sohasida ruy beradi. Shu sababli, Bord formulaga asosan:

$$h_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g} \quad (4.206)$$

$$\zeta_m = \left( \frac{\omega}{\omega_c} - 1 \right)^2 = \left( \frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 \quad (4.207)$$

bunda,  $\zeta_m$  – maxalliy yo‘qolish koeffitsienti;  $\omega$  – tranzit oqimchanning harakatdagi kesimi;  $\omega_c$  – s-s siqilgan kesimdagi oqimchanning harakatdagi kesimi;

Umumiy holatlarda  $\omega_c$  – siqilgan harakatdagi kesim noma’lumligi sababli,  $\zeta_m$  kattalikni aniqlash ancha murakkab.

Yuqoridagi fikrni inobatga olib, Veysbax mahalliy napor yo‘qolishini aniqlash uchun (4.206) formulani taklif etgan. Bunda  $\zeta_m$  kattalik eksperiment – tajriba asosida aniqlanishi mumkin.

Bu asosan, yordamchi adabiyotlarda keltiriladi. (qarang: P.G.Kiselev, Spravochnik po gidravlicheskim raschetam, Energiya, M.1974, 38-48 bb., V.A.Bolshakov, Spravochnik po gidravlike, Vysshaya shkola, Kiev, 1977, 37-46 bb.), shulardan quyida ayrimlarini keltirishni lozim topdik.

**1) Ko‘ndalang kesimi aylana shaklda bo‘lgan uchli diafragma uchun**

$$Re_D = \frac{v_2 D_2}{\nu} \geq 10^5 \text{ va } \frac{l}{D_2} = 0 \div 0,015 \text{ uchun (4.41-rasm)}$$

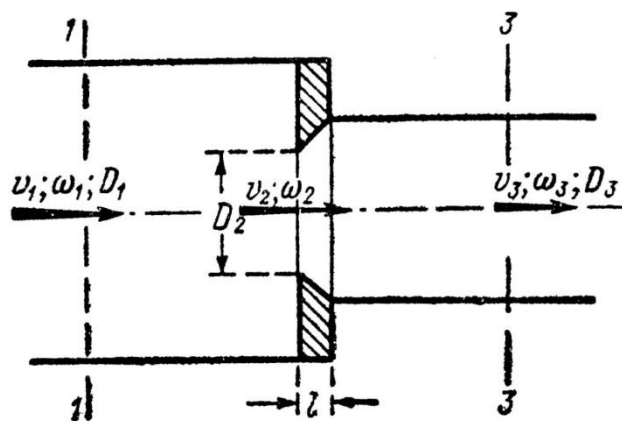
$$\zeta_n = \frac{h_n}{v_2^2 / (2g)} \quad (4.208)$$

Quyidagi uchli diafragma uchun  $\zeta_n$  – qarshilik koeffitsienti qiymati

4.6-jadval.

$\omega_2/\omega_3$	$\omega_2/\omega_1$										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0	2,90	2,80	2,67	2,53	2,40	2,25	2,09	1,98	1,75	1,50	1,00

0,2	2,27	2,17	2,05	1,94	1,82	1,69	1,55	1,40	1,26	1,05	0,64
0,4	1,70	1,62	1,52	1,42	1,32	1,20	1,10	0,98	0,85	0,68	0,36
0,6	1,23	1,15	1,07	0,98	0,90	0,80	0,72	0,62	0,52	0,39	0,16
0,8	0,82	0,76	0,69	0,63	0,56	0,49	0,42	0,35	0,28	0,18	0,34
1,0	0,50	0,45	0,40	0,35	0,30	0,25	0,20	0,15	0,10	0,05	0



4.43-rasm. Diafragma

2) *Quvurning  $\theta$  burchakka keskin burilishi* (4.44, a-rasm).

$$\zeta_{\kappa, \delta y p} = \frac{h_{\kappa, \delta y p}}{v^2 / (2g)} \quad (4.209)$$

$\zeta_{\kappa, \delta y p}$  4.7-jadvaldan aniqlanadi.

Koʻndalang kesimi aylana shaklidagi quvur keskin burilgandagi

$\zeta_{\kappa, \delta y p}$  qarshilik koeffitsienti

4.7-jadval

$\theta^0$	30	40	50	60	70	80	90
$\zeta_{\kappa, \delta y p}$	0,20	0,30	0,40	0,55	0,70	0,90	1,10

2) *Quvurning  $\theta$  burchakka silliq burilishi* ( $Re_D \geq 2 \cdot 10^5$  holat uchun) 4.44, b-rasm.

$$\zeta_{c.\delta y p} = \frac{h_{c.\delta y p}}{(v^2/2g)} \quad (4.209)$$

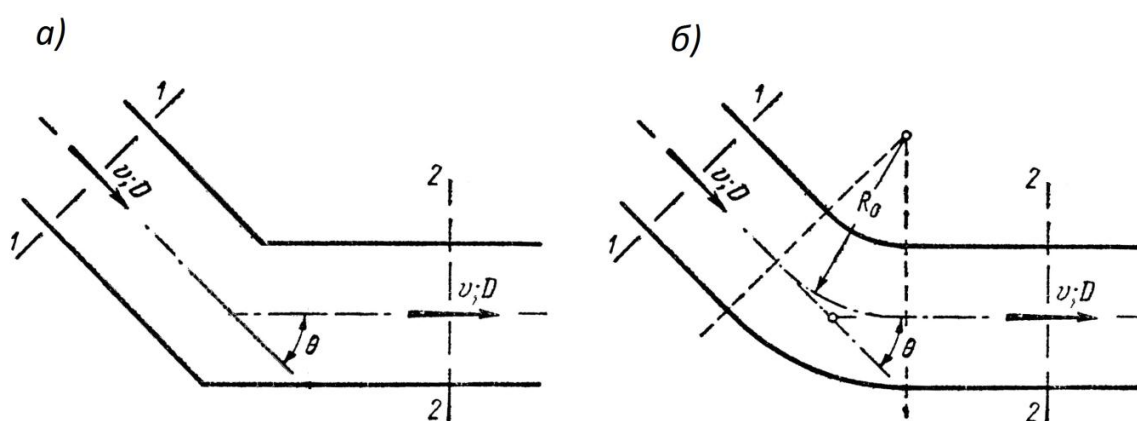
tsilindr shaklidagi quvur silliq burilganda  $\zeta_{c.\delta y p}$  qarshilik koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\zeta_{c.\delta y p} = \zeta' \frac{\theta^0}{90^0}$$

bunda  $\zeta'$  - Veysbax ma'lumotlariga asosan 4.8-jadvaldan tanlanadi:

4.8-jadval

$\theta^0$	15	30	45	60	90
$\zeta_{c.\delta y p}$	0,025	0,11	0,26	0,49	1,20



4.44-rasm. Quvur burilishi

yoki aylana quvurlar uchun

$$\zeta_{\kappa.\delta y p} = AB \quad (4.210)$$

A va B kattaliklar 4.9va 4.10-jadvallardan aniqlanadi.

(4.210) formuladagi A koeffitsient qiymati

4.9-jadval

$\theta^0$	0	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
A	-	2,50	2,22	1,87	1,50	1,28	1,20	1,20	1,20	1,20	1,20



(4.210) formuladagi  $V$  koeffitsient qiymati

4.10-jadval

$\theta^0$	0	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
$V$	0	0,05	0,07	0,17	0,37	0,63	0,99	1,56	2,16	2,67	3,00

3) *bir tekis  $\theta$  burchakka burilish* ( $Re_D \geq 2 \cdot 10^5$  uchun) 4.44, *b*-rasm.

$$\xi_{m.\delta yp} = \frac{h_{m.\delta yp}}{v^2 / (2g)}$$

$$\xi_{m.\delta yp} = \zeta' \frac{\theta^0}{90^\circ} \quad (4.211)$$

$\zeta'$  – 4.11-jadvaldan olinadi. Bu jadval Veysbax ma'lumotlari asosida tuzilgan.

(4.211) formuladagi  $\zeta'$  koeffitsient qiymati

4.11-jadval

$\frac{D}{2R_0}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta'$	0,13	0,14	0,16	0,21	0,29	0,44	0,66	0,98	1,41	1,98

Agar quvur aylama shaklida bo'lsa,

$$\xi_{m.\delta yp} = AB \quad (4.212)$$

bunda  $A$  kattalik 4.12-jadvaldan olinadi.

$V$  kattalik 4.13-jadvaldan olinadi.

(4.212) formuladan  $A$  koeffitsient qiymati

4.12-jadval

$\theta^0$	0	20	30	45	60	75	90	110	130	150	180
$A$	0	0,31	0,45	0,60	0,78	0,90	1,00	1,13	1,20	1,28	1,40

(4.212) formuladagi  $V$  koeffitsient qiymati

4.13-jadval

$\frac{R_0}{d}$	0,05	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60
$V$	0,87	0,70	0,44	0,31	0,26	0,24	0,22

4.13-jadval davomi

$\frac{R_0}{d}$	6,0	8,0	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$V$	0,09	0,07	0,07	0,06	0,05	0,05	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03

Bu ma'lumotlar I.Ye.Idelchuk tajribalari natijalariga asoslangan.

#### 4) So'ruvchi troynik (4.45-rasm).

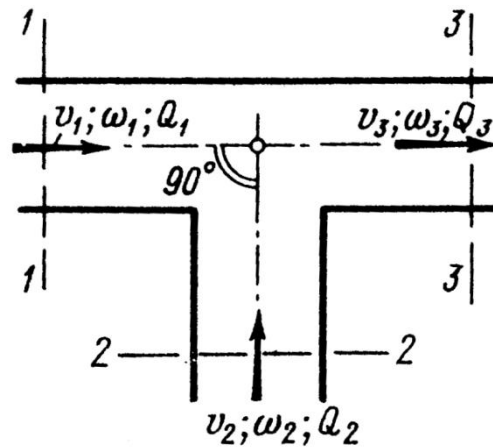
$$\omega_1 = \omega_2$$

$(h_m)_{2-3}$  2-2 va 3-3 kesimlardagi napor kamayishini hisobga oluvchi  $\zeta_{2-3}$  va  $\zeta'_{2-3}$  qarshilik koeffitsientlari

$$\zeta_{2-3} = \frac{(h_m)_{2-3}}{v_3^2 / (2g)}; \quad (4.212)$$

$$\zeta'_{2-3} = \frac{(h_m)_{2-3}}{\frac{v_2^2}{2g}} = \frac{\zeta_{2-3}}{\left(\frac{Q_2 \omega_3}{Q_3 \omega_2}\right)^2} \quad (4.213)$$

$\zeta_{2-3}$  va  $\zeta'_{2-3}$  qarshilik koeffitsientlari 4.14 va 4.15-jadvallardan  $\omega_2/\omega_3$  va  $Q_2/Q_3$  munosabatlarga asoslanib aniqlanadi.



4.45-rasm. So'ruvchi troynik

So'ruvchi troynik  $\zeta_{2-3}$  koeffitsient qiymati (4.212) formula (4.45-rasm).

4.14-jadval

$\omega_2/\omega_3$	$Q_2/Q_3$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,09	-0,50	+2,97	9,90	19,70	32,4	48,8	66,5	86,9	110,0	136,0
0,19	-0,53	+0,53	2,14	4,23	7,30	11,4	15,6	20,3	25,80	31,80
0,27	-0,59	0,00	1,11	2,18	3,76	5,90	8,38	11,3	14,60	18,40
0,35	-0,65	-0,09	+0,59	1,31	2,24	3,52	5,20	7,28	9,23	12,20
0,44	-0,80	-0,27	+0,26	0,84	1,59	2,66	4,00	5,73	7,40	9,12
0,55	-0,83	-0,48	0,00	0,53	1,15	1,89	2,92	4,00	5,36	6,60
1,00	-0,65	-0,40	-0,24	+0,10	0,50	0,83	1,13	1,47	1,86	2,30

$$\zeta_{1-3} = \frac{(h_m)_{1-3}}{v_3^2/(2g)}; \quad (4.214)$$

$$\zeta'_{1-3} = \frac{(h_m)_{1-3}}{\frac{v_1^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1-3}}{\left(1 - \frac{Q_2}{Q_3}\right)^2} \quad (4.215)$$

$\zeta_{1-3}$  koeffitsienti 4.14-jadvaldan  $Q_2/Q_3$  munosabatga asoslanib aniklaymiz.

So'ruvchi troynik  $\zeta_{1-3}$  koefitsient qiymati (4.215) formula (4.45-rasm).

4.15-jadval

$Q_2/Q_3$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_{1-3}$	0,70	0,64	0,60	0,65	0,75	0,85	0,92	0,96	0,99	1,00

5) Oqavali troynik (4.46-rasm).

$$\zeta_{1-2} = \frac{(\zeta_M)_{1-2}}{v_1^2/(2g)} \quad (4.216)$$

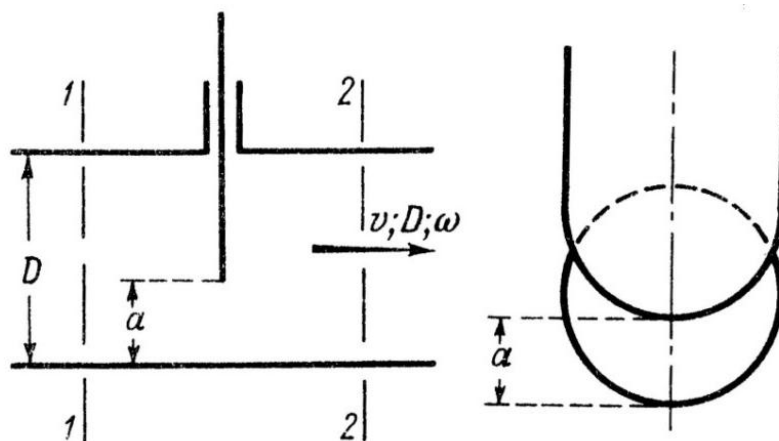
$$\zeta'_{1-2} = \frac{(h_M)_{1-2}}{\frac{v_2^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1-2}}{\left(\frac{Q_2 \omega_1}{Q_1 \omega_2}\right)^2} \quad (4.217)$$

$\zeta_{1-2}$  4.16-jadvaldan aniqlanadi.

$$\zeta_{1-3} = \frac{(h_M)_{1-3}}{v_1^2/(2g)} \quad (4.218)$$

$$\zeta'_{1-3} = \frac{(h_M)_{1-3}}{\frac{v_3^2}{2g}} = \frac{\zeta_{1-3}}{\left(1 - \frac{Q_2}{Q_1}\right)^2} \quad (4.219)$$

$\zeta_{1-3}$  4.17-jadvaldan aniqlanadi.



4.46-rasm. Oddiy aylana quvurdagi zadvijka

Oqava troynik uchun qarshilik  $\zeta_{1-2}$  koeffitsienti qiymati (4.47-rasm).

4.16-jadval

$\omega_2/\omega_1$	$Q_2/Q_1$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,09	2,80	4,50	6,00	7,88	9,40	11,10	13,00	15,80	20,00	24,70
0,19	1,41	2,00	2,50	3,20	3,97	4,95	6,50	8,45	10,80	13,30
0,27	1,37	1,81	2,30	2,83	3,40	4,07	4,80	6,00	7,18	8,90
0,35	1,10	1,54	1,90	2,35	2,73	3,22	3,80	4,32	5,28	6,53
0,44	1,22	1,45	1,67	1,89	2,11	2,38	2,58	3,04	3,84	4,75
0,55	1,09	1,20	1,40	1,59	1,65	1,77	1,94	2,20	2,68	3,30
1,00	0,90	1,00	1,13	1,20	1,40	1,50	1,60	1,80	2,06	2,30

Oqava troynik uchun qarshilik  $\zeta_{1-3}$  koeffitsienti (4.47-rasm).

4.17-jadval

$Q_2/Q_1$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_{1-3}$	0,70	0,64	0,60	0,57	0,55	0,51	0,49	0,55	0,62	0,70

### 6) Zadvijkalar

$$\zeta_3 = \frac{h_3}{v^2/(2g)} \quad (4.220)$$

bunda,  $v$  – quvurdagi oqimning o‘rtacha tezligi.

$h_3$  – 1-1 va 2-2 kesim oralig‘ida napor yo‘qolishi (4.47-rasm)

$\zeta_3$  – kattalik quyidagicha aniqlanadi:

- oddiy zadvijka, agar u aylana tsilindrik quvurdagi oqimni yopsa (4.47-rasm)  $a/D$  munosabat asosida 4.17-jadvaldan aniqlanadi;  $A$  – zadvijka ochiqligi (4.47-rasm);

- Quvur to‘rtburchak shaklida bo‘lsa  $\zeta_3$  –  $a/s$  munosabat asosida 4.18-jadvaldan aniqlanadi (4.48-rasm);  $S$  – quvur balandligi;
- *Ludlo zadvijkasi* uchun  $\zeta_3$  koeffitsient  $a/D$  munosabat asosida 4.19-jadvaldan aniqlanadi (4.49-rasm);
- Simmetrik aniqlovchi zadvijka uchun u to‘liq ochilganda 4.20-jadvaldan  $\zeta_3$  koeffitsient aniqlanadi (4.50-rasm);
- Disksimon to‘siq uchun (4.51-rasm) aylana tsilindrik quvurni yopganda  $\theta$  burchakka bog‘liq holda 4.21-jadvaldan aniqlanadi;
- Disksimon to‘siq uchun to‘g‘ri to‘rtburchak ko‘ndalang kesimli quvurni yopganda (4.51-rasm) 4.22-jadvaldan  $\theta$  burchakka qarab aniqlanadi.

Aylana shakldagi tsilindrik quvurni yopuvchi zadvijka uchun  $\zeta_3$  qarshilik koeffitsienti (4.47-rasm)

4.17-jadval

$a/D$	0	0,125	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_3$	-	97,8	35,0	10,0	4,60	2,06	0,98	0,44	0,17	0,06	0

To‘g‘ri to‘rtburchak kesimli quvurni yopuvchi oddiy zadvijka uchun  $\zeta_3$  koeffitsient qiymati (4.48-rasm).

4.18-jadval

$a/c$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_3$	-	193	44,5	17,8	8,12	4,02	2,08	0,95	0,39	0,09	0

Lutko zadvijkasi uchun  $\zeta_3$  koeffitsient

4.19-jadval

$a/D$	0,25	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_3$	30,0	22,0	12,0	5,3	2,8	1,5	0,8	0,3	0,15

Simmetrik aniqlovchi zadvijka uchun u to'liq ochilganda  $\zeta_3$  koeffitsient qiymati  
(4.50-rasm)

4.20-jadval

$D, \text{mm}$	300	300	250	200
$D_c / D$	0,67	0,67	0,80	0,75
$l / D$	2,50	1,68	1,50	1,33
$\zeta_3$	0,30	0,36	0,16	0,19

Disksimon to'siq uchun aylana tsilindrik ko'ndalang kesimli quvurni yopganda  
 $\zeta_3$  koeffitsient qiymati (4.51-rasm)

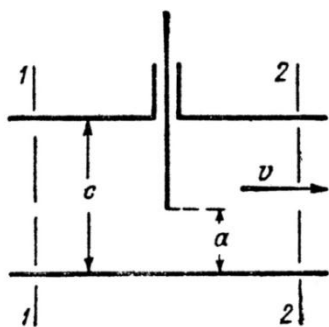
4.21-jadval

$\theta^0$	5	10	20	30	40	50	60	70	75
$\zeta_3$	-	0,52	1,54	4,50	11,0	29,0	108,0	625,0	-

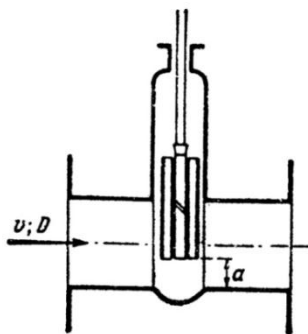
Disksimon to'siq uchun to'g'ri to'rtburchak ko'ndalang kesimli quvurni  
yopganda  $\zeta_3$  koeffitsient qiymati (4.51-rasm)

4.22-jadval

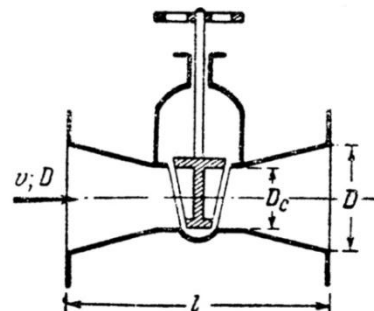
$\theta^0$	5	10	20	30	40	50	60	70	75
$\zeta_3$	-	0,45	1,34	3,54	9,30	25,0	77,0	158,0	368,0



4.48 rasm. To‘g‘ri to‘rtburchak quvurdagi oddiy zadviyka



4.49 rasm. Ludlo zadviykasi



4.50 rasm. Torayishdagi zadviyka

• **Klapanlar.**

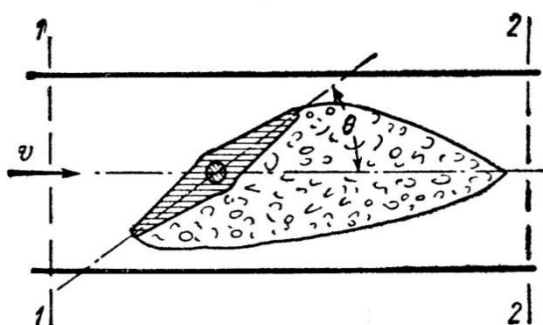
$$\zeta_{\text{кл.}} = \frac{h_{\text{кл.}}}{v^2/(2g)} \quad (4.221)$$

bunda,  $v$  – quvurdagi tezlik;  $h_{\text{кл.}}$  – klapanidagi napor yo‘qolishi;  $\zeta_{\text{кл.}}$  – koeffitsient kattaligiga quyidagicha aniqlanadi:

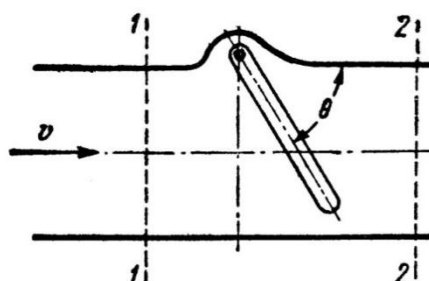
a) Keskin berkitadigan to‘siq uchun (4.52-rasm) 4.23-jadvaldan  $\theta$  burchakka asosan aniqlanadi:

4.23-jadval

$\theta^{\circ}$	20	30	40	50	60	70	75
$\zeta_{\text{кл.}}$	1,7	3,2	6,6	14,0	30,0	62,0	90,0



4.51-rasm. Diskli to‘siq



4.52-rasm. Keskin berkiladigan to‘siq



b) Teskari klapan uchun (4.53-rasm)  $D$  diametr kattaligi asosida 4.24-jadvaldan aniqlanadi.

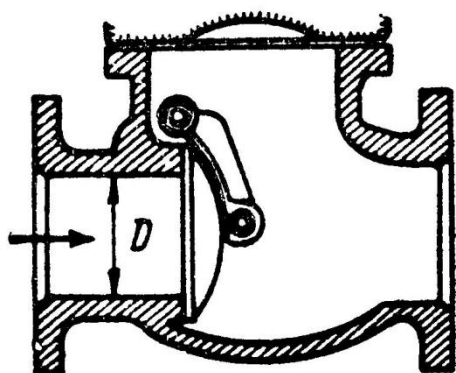
4.24-jadval

$D, \text{mm}$	40	70	100	200	300	500	750
$\zeta_{\text{кл.}}$	1,3	1,4	1,5	1,9	2,1	2,5	2,9

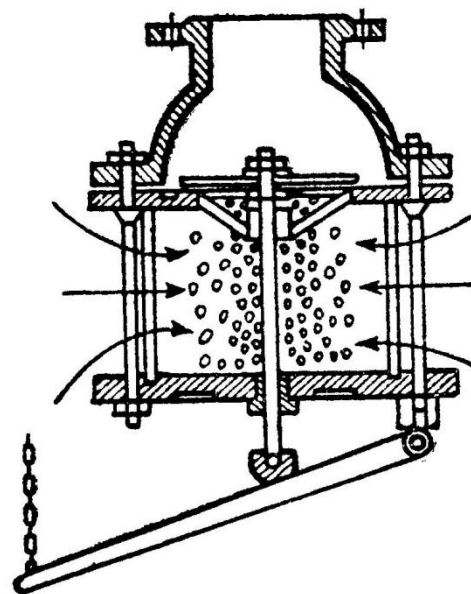
c) Setkali so‘ruvchi klapan uchun (4.54-rasm). Quvur diametriga karab, 4.25-jadvaldan aniqlanadi.

4.25-jadval

$D, \text{mm}$	40	70	100	200	300	500	750
$\zeta_{\text{кл.}}$	12	8,5	7,0	4,7	3,7	2,5	1,6



4.53-rasm. Teskari klapan



4.54-rasm. Setkali teskari  
so‘ruvchi klapan

- **To‘g‘ri to‘rtburchakli ko‘ndalang kesimli quvurga o‘rnatilgan sterjensimon panjara uchun (4.55-rasm)**

$$\text{Re} = \frac{v_2 a}{\nu} > 10^4$$

shart bajarilgan holatda qarshilik koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

*Bunda panjaralar oqimi vertikal joylashadi deb qaraladi. Bu banddagi materiallar oqimning naporsiz harakati panjara orqali oshganda ham keng qo'llaniladi.*

### 1. Ifloslanmagan toza panjara uchun:

a)  $\frac{l}{c} = 5$ ;  $\frac{a}{c} > 1,0$  bo'lganda  $\zeta_{\text{panjara}}$  Kirshmer formulasiga asosan hisoblanadi.

$$\zeta_{\text{panjara}} = \frac{h_{\text{panjara}}}{v_1^2 / (2g)} = K\beta_1 \left(\frac{c}{a}\right)^{4/3} \sin \theta \quad (4.222)$$

bunda,  $v_1$  – panjaradan oldindagi tezlik;  $\theta$  – gorizontga nisbatan panjara sterjenlari qiyalik burchagi;  $a$ –sterjenlar orasidagi kenglik;  $s$ –sterjenlar qalinligi;  $l$ –panjara sterjen kesimining katta qiymati;  $K=1,75 \div 2,00$  – tuzatish koeffitsienti;  $\beta_1$  – panjara sterjeni ko'ndalang kesimi shakliga qarab qabul qilinadigan (4.26-jadvaldan) koeffitsient;

Bu koeffitsientning son qiymatlari sterjenlarning xar xil o'lchamlari va shakllariga bog'liqlikda 4.56-rasmda ko'rsatib keltirilgan.

4.26-jadval

Sterjen nomerlari	1	2	3	4	5	6	7
$\beta_1$	2,34	1,77	1,77	1,00	0,87	0,71	0,73

b)  $l/c$  va  $a/c$  kattaliklarni ixtiyoriy qiymati uchun

$$\zeta_{\text{panjara}} = \beta_2 \zeta' \sin \theta \quad (4.223)$$

bunda,  $\theta$  – sterjen qiyalanish burchagi;

$\beta_2$ – 4.27-jadvaldan sterjen ko'ndalang kesim shakliga qarab aniqlanadi.

4.27-jadval

Sterjen nomerlari	1	2	3	4	5	6	7
$\beta_2$	1,0	0,76	0,76	0,43	0,37	0,30	0,74

$\zeta'$  – 4.28-jadvaldan  $\omega_2/\omega_1$  va  $l/d'$  munosabatlarga asosan  
aniqlanadigan koeffitsient.

4.28-jadval

$\frac{l}{d'}$	$\omega_2/\omega_1$															
	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
0	7000	1670	730	400	245	96,0	51,5	30,0	18,2	8,25	4,00	2,00	0,97	0,42	0,13	0
0,2	6600	1600	687	374	230	94,0	48,0	28,0	17,4	7,70	3,75	1,87	0,91	0,40	0,13	0,01
0,4	6310	1530	660	356	221	89,0	46,0	26,5	16,6	7,40	3,60	1,80	0,88	0,39	0,13	0,01
0,6	5700	1380	590	322	199	81,0	42,0	24,0	15,0	6,60	3,20	1,60	0,80	0,36	0,13	0,01
0,8	4680	1130	486	264	164	66,0	34,0	19,6	12,2	5,50	2,70	1,34	0,66	0,31	0,12	0,02
1,0	4260	1030	443	240	149	60,0	31,0	17,8	11,1	5,00	2,40	1,20	0,61	0,29	0,11	0,02
1,4	3930	950	408	221	137	55,6	28,4	16,4	10,3	4,60	2,25	1,15	0,58	0,28	0,11	0,03
2,0	3770	910	391	212	134	53,0	27,4	15,8	9,90	4,40	2,20	1,13	0,58	0,28	0,12	0,04
3,0	3765	913	392	214	132	53,5	27,5	15,9	10,0	4,50	2,24	1,17	0,61	0,31	0,15	0,06
4,0	3775	930	400	215	132	53,8	27,7	16,2	10,0	4,60	2,25	1,20	0,64	0,35	0,16	0,08
5,0	3850	936	400	220	133	55,5	28,5	16,5	10,5	4,75	2,40	1,28	0,69	0,37	0,19	0,10
6,0	3870	940	400	222	133	55,8	28,5	16,6	10,5	4,80	2,42	1,32	0,70	0,40	0,21	0,12
7,0	4000	950	405	230	135	55,9	29,0	17,0	10,9	5,00	2,50	1,38	0,74	0,43	0,23	0,14
8,0	4000	965	410	236	137	56,0	30,0	17,2	11,1	5,10	2,58	1,45	0,80	0,45	0,25	0,16
9,0	4080	985	420	240	140	57,0	30,0	17,4	11,4	5,30	2,62	1,50	0,82	0,50	0,28	0,18
10,0	4110	1000	430	245	146	59,7	31,0	18,2	11,5	5,40	2,80	1,57	0,89	0,53	0,32	0,20

$\omega_1$  – panjaradan oldingi quvur harakatdagi kesimi;

$\omega_2$  – yorug‘likdagi panjarani to‘liq yuzasi;

$$d' = \frac{4\omega'}{\chi},$$

bunda,  $\omega'$  – bitta panjara tirqish yuzasi;

$\chi'$  – shu tirqishning ho‘llanganlik perimetri.

## 2. Ifloslangan panjara (gidrotexnik inshot holat uchun)

$$(\xi_{\text{панжэ}})_{\text{ифл.}} = \aleph' \xi_{\text{панжэ}}$$

$\xi_{\text{панжэ}}$  – birinchi banddagi holatda aniqlanadi.

$\aleph'$  (kappa) koeffitsient qiymati quyidagicha aniqlanadi.

a) panjara mashinada tozalansa:

$$\aleph' = 1,1 \div 1,3 ;$$

b) qo'lda tozalansa:

$$\aleph' = 1,5 \div 2,0 ;$$

## 3. Qo'shimcha karkasli gorizontali sterjenli xar xil panjaralar (gidrotexnik inshootlar).

$$(\xi_{\text{панжэ}})_{\text{кар}} = \aleph'' (\xi_{\text{панжэ}})_{\text{эр}} \quad (4.224)$$

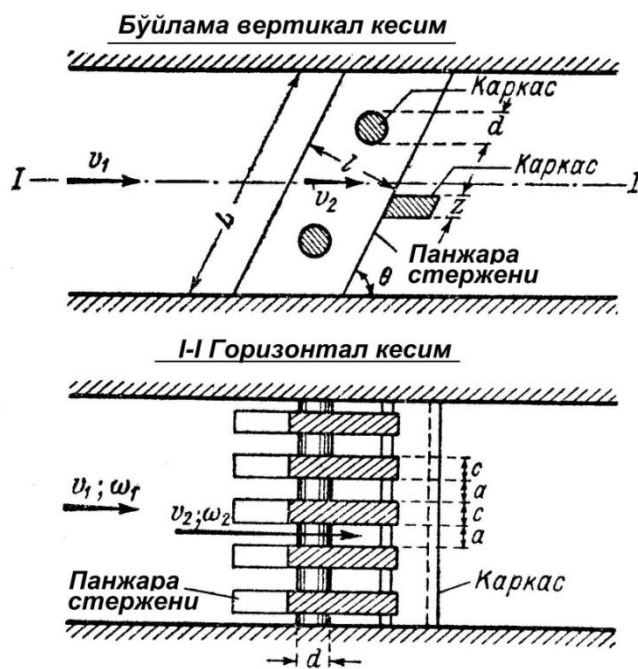
$$\aleph'' = \frac{1}{\left(1 + \frac{A}{L}\right)^2} \quad (4.225)$$

bunda,  $L$  – panjara balandligi (4.55-rasm).

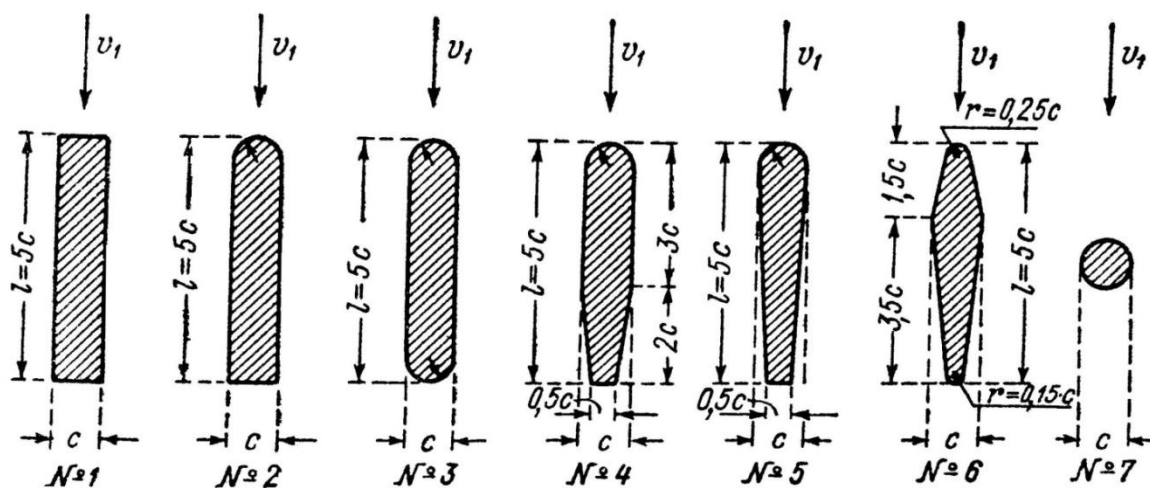
$A$  – ko'ndalang elementlar umumiy balandligi

$$A = n_1 d + n_2 z$$

bunda,  $n_1$  – gorizontali elementlar soni;  $n_2$  – o'rtadagi tayanch balkalar soni.



4.55-rasm. Sterjenli panjara



4.56-rasm. Sterjen turlari. 4.55-rasm uchun

Gidrotexnika amaliyotida tez-tez uchrab turadigan,  $h_m = \zeta_m \frac{v_2^2}{2g}$  formula

asosida hisoblashda qo'llaniladigan  $\zeta_m$  mahalliy napor yo'qolishlari ko'effitsienti

4.29-jadval

Mahalliy yo‘qolishlar turi	$\zeta_m$
Yon tomoni o‘tkir qirrali quvurga kirish 4.39, <i>a</i> -rasm, konus	0,50
Yon tomoni o‘tkir qirrali quvurga kirish 4.39, <i>v</i> -rasm	~0,20
Quvurning keskin kengayishi ( $D_2 > D_1$ ; 4.39-rasm)	$\left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2$
Quvurning keskin torayishi ( $D_2 < D_1$ ; 4.39, <i>a</i> -rasm)	$0,5\left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$
O‘tuvchi kengayuvchi konus ( $D_2 \approx 2D_1$ ; 4.37-rasm)	~5,0
O‘tuvchi torayuvchi konus ( $D_2 \approx 0,5D_1$ )	~0,20
Quvurning keskin $90^\circ$ ga burilishi	1,20
Quvurning sekin $90^\circ$ ga burilishi	~ 0,15
To‘liq ochilgan zadviyka (4.49-rasm)	0,15
Quvurdan chiqishda ( $\omega_2 \gg \omega_1$ )	1,00

#### IV bobga doir test-nazorat savollari

##### 1. To'g'ri o'zan nima va uning asosiy tenglamasi qanday ko'rinishga ega?

- a) Urinma kuchlanish qiymati o'zan uzunligi va ho'llanganlik perimetri bo'yicha o'zgarmas bo'lsa ( $\tau_0 \approx c_{\text{onst}}$ ), bunday o'zanlar «to'g'ri o'zanlar» deyiladi.  $\tau_0/\gamma = RJ$ ;
- b) Uzunlik bo'yicha harakatdagi kesimi o'zgarmas o'zanlar «to'g'ri o'zanlar» deyiladi.  $\tau_0/\gamma = RJ$ ;
- c) ( $\tau_0 \neq c_{\text{onst}}$ ),  $v = CR\sqrt{J}$ ;
- d) To'g'ri javob yo'q.

##### 2. Napor yo'qolishlarini yozing.

$$a) h_f = \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g}; \quad b) h_f = h_l + \sum h_j; \quad c) h_f = \sum h_j; \quad d) h_f = h_l.$$

##### 3. Veysbax formulasini ko'rsating.

$$a) h_l = \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g}; \quad b) h_l = \xi \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}; \quad c) h_l = \frac{\tau_0}{\gamma}; \quad d) h_f = h_l.$$

##### 4. Shezi koeffitsientini va formulasini ko'rsating.

$$a) C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}; \quad h_l = \xi \frac{v^2}{2g}; \quad b) C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}; \quad h_l = \xi \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g};$$
$$c) h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}; \quad v = C\sqrt{Ri}; \quad d) C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}; \quad v = C\sqrt{Ri}$$

##### 5. Laminar harakat tartibida gidravlik ishqalanish koeffitsienti qaysi formula bilan hisoblanadi?

- a) Puazeyl formulasida; b) Darsi-Veysbax formulasi;
- c) Veysbax formulasi; d) Shezi formulasi.





**11. Quvurning keskin torayishida yoʻkolgan napor qanday formulada aniqlanadi?**

a) Darsi-Veysbax formulasida;      b) Bord formulasida;

c)  $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2$ ;      d)  $0,5\left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$

**12. Turbulent tarakat tartibining kvadrat qarshilik qismida gidravlik ishqalanish –Darsi koeffitsienti qaysi formula bilan hisoblanadi?**

a) Darsi-Veysbax formulasida;      b) Bord formulasida;  
c) Puazeyl formulasida;      d) Shifrinson formulasida.

**13. Quvurda laminar tartibda tekis barqaror harakatlanayotgan oqimning tezligi va maksimal tezligini yozing.**

a)  $u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r_0^2)$ ;  $u_{\text{maks}} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2$ ;      b)  $u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r_0^2 - r^2)$ ;  $u_{\text{maks}} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2$ ;

c)  $u = \frac{\gamma}{4\eta} J(r^2)$ ;  $u_{\text{maks}} = \frac{Q}{\nu}$ ;      d)  $u = Q/\nu$ ;  $u_{\text{maks}} = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\eta} Jr_0^2$

**14. Qanday holatda quvurda harakatlanayotgan oqimning oʻrtacha tezligi maksimal tezlikning yarmiga teng boʻladi?**

a) Suyuqlikni ideal deb faraz qilinganda;  
b) Suyuqlikning laminar tartibdagi tekis barqarorharakatida;  
c) Suyuqlikning turbulენტtartibdagi barqarorharakatida;  
d) Suyuqlikning beqaror harakatida.

**15. Quvurda turbulent tartibda barqaror harakatlanayotgan oqimning oʻrtacha tezligi va maksimal tezliklari oʻrtasidagi munosabatni yozing.**

$$a) \frac{u_{\max}}{v} = 0,75 \div 0,90;$$

$$b) \frac{v}{u_{\max}} = 0,5;$$

$$c) \frac{v}{u_{\max}} = 0,20;$$

$$d) \frac{v}{u_{\max}} = 0,75 \div 0,90;$$

### 16. Laminar qatlam nima?

- a) Quvur devori yaqinidagi suyuqlik oqimi o'rtalashtirilgan tezligining nihoyatda kichik miqdori hisobiga laminar tartibdagi harakati mavjud bo'lgan qatlam ( $\delta$ );
- b) Quvur markazi yaqinidagi suyuqlik oqimi o'rtalashtirilgan tezligining nihoyatda katta miqdori hisobiga turbulent tartibdagi harakati mavjud bo'lgan qatlam;
- c) Laminar tartibda harakatlanayotgan oqim;
- d) Turbulent tartibda harakatlanayotgan oqim.

### 17. Silliq quvur nima?

- a) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan katta bo'lganda silliq devorlar mavjud bo'ladi ( $\delta > \Delta$ );
- b) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan kichik bo'lganda silliq devorlar mavjud bo'ladi ( $\delta < \Delta$ );
- c) Laminar qatlam qalinligi g'adir-budirlik tepalikchalari balandliklariga teng bo'lganda silliq devorlar mavjud bo'ladi ( $\delta \approx \Delta$ );
- d) To'g'ri javob yo'q.

### 18. Gʻadir-budir quvur nima?

- a) Laminar qatlam qalinligi gʻadir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan katta boʻlganda gʻadir-budir devorlar mavjud boʻladi ( $\delta > \Delta$ );
- b) Laminar qatlam qalinligi gʻadir-budirlik tepalikchalari balandliklaridan kichik boʻlganda gʻadir-budir devorlar mavjud boʻladi ( $\delta < \Delta$ );
- c) Laminar qatlam qalinligi gʻadir-budirlik tepalikchalari balandliklariga teng boʻlganda gʻadir-budir devorlar mavjud boʻladi ( $\delta \approx \Delta$ );
- d) Toʻgʻri javob yoʻq.

### 19. Gʻadir-budir va silliq quvur tushunchalar qanday xarakterga ega?

- a) Gʻadir-budir va silliq quvur tushunchalari doimiy xarakterga ega;
- b) Gʻadir-budir va silliq quvur tushunchalari nisbiy xarakterga ega, chunki Reynolds sonining oshishi laminar qatlam qalinligining kamayishiga olib keladi;
- c) Gʻadir-budir va silliq quvur tushunchalari oʻsuvchi xarakterga ega;
- d) Gʻadir-budir va silliq quvur tushunchalar kamayuvchi xarakterga ega.

### 20. Aralashish uzunligini xarakterlovchi proportsionallik koeffitsienti – $\aleph$ Prandtl doimiysi ochiq oʻzanlar uchun qanday qiymatga teng deb qabul qilinadi?

- a)  $\aleph = 0,40$ ;                      b)  $\aleph = 0,368$ ; c)  $\aleph = 0,54$ ;                      d)  $\aleph = 0,45$ .

### 21. Aralashish uzunligini xarakterlovchi proportsionallik koeffitsienti – $\aleph$ Prandtl doimiysi quvurlar uchun qanday qiymatga teng deb qabul qilinadi?

- a)  $\aleph = 0,40$ ;                      b)  $\aleph = 0,368$ ; c)  $\aleph = 0,54$ ;                      d)  $\aleph = 0,45$ .

### 22. Nikuradze va Zegjda tajribalari oʻrtasidagi tafovutni izohlang.

- a) Nikuradze ( $\lambda$ ) ni quvurlar uchun aniqlanishiga doir natijalar olgan, Zegjda to'g'ri to'rtburchak shaklli kesimga ega bo'lgan ochiq o'zanlar uchun bu kattalikni aniqlashga doir natijalar olgan;
- b) Har ikkala tadqiqotchi ham gidravlik ishqalanish – Darsi koeffitsienti ( $\lambda$ )ning miqdorini aniqlashga doir bir xil tajribalar o'tkazishgan;
- c) Nikuradze ( $\lambda$ ) ni silliq quvurlar uchun aniqlanishiga doir natijalar olgan, Zegjda g'adir-budir quvurlar uchun bu kattalikni aniqlashga doir natijalar olgan.
- d) Nikuradze ( $\lambda$ ) ni laminar tartibdagi harakat uchun aniqlagan, Zegjda esa bu kattalikni oqimning turbulent tartibdagi harakati uchun aniqlashga doir natijalar olgan.

### **23. Magnus effektini izohlang.**

- a) Qaralayotgan suyuqlik massasiga tasir etuvchi va oqimning bo'ylama harakat tezligi yo'nalishiga parallel yo'nalgan kuch paydo bo'ladi;
- b) Ikki xil hossaga ega suyuqlikning birgalikdagi harakati;
- c) Qaralayotgan harakatdagi suyuqlik zarrachalarining aralashgan harakati;
- d) Ilgarilanma va aylanma harakatlarning qo'shilishi natijasida qaralayotgan suyuqlik massasiga tasir etuvchi va oqimning bo'ylama harakat tezligi yo'nalishiga normal yo'nalgan kuch paydo bo'lishi.

### **26. Oqimning harakatiga ta'sir etuvchi faktorlar sifatida e'tirof etilgan o'lchov birliksiz parametrlar-sonlarni ko'rsating.**

- a) Nisbiy kenglik, o'rtacha tezlikning maksimal tezlikka nisbati, gidrodinamik bosimning gidrostatik bosimga nisbati va to'liq naporning pezometrik naporga nisbati napor;
- b) Frud soni, suyuqlik og'irligining harakatiga ta'sirini ko'rsatib quyidagicha belgilanadi:  $Fr = v^2/gl$  , Reynolds soni, yopishqoqlikni suyuqlik harakatiga ta'sirini ko'rsatadi va quyidagicha belgilanadi  $Re = vl/\nu$  , Eyler

soni asosan harakatga ta'sirni xarakterlaydi:  $Eu = \Pi'_{\Delta p} = \frac{\Delta\rho}{\rho v^2}$ , Veber soni,

asosan harakatga sirt taranglik kuchining ta'sirini xarakterlaydi:  $We = \frac{v^2 l}{\sigma/\rho}$ ;

Koshi soni, asosan suyuqlik harakatida tezlik kattaligini ovoz tezligiga qadar oshishi natijasida harakat o'zgarishini xarakterlaydi:  $Ca = \frac{v^2}{K/\rho}$ .

- c) Oqim gidrodinamik xarakteristikasi, sarf, nisbiy kenglik, solishtirma kesim energiyasi, nisbiy kenglik, nisbiy chuqurlik;
- d) Oqim gidrodinamik xarakteristikasi, sarf, nisbiy kenglik, solishtirma kesim energiyasi, kenglik va chuqurlik