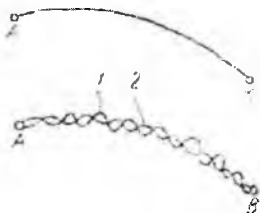


VI BOB. SUYUQLIKLARNING TURBULENT HARAKATI

Suyuqliklarning turbulent harakati tabiatda va texnikada keng tarqalgan bo'lib, gidravlik hodisalar ichida eng murakkablari qatoriga kiradi. Bu harakat juda ko'p tekshirilgan bo'lishiga qaramay hozirgacha harakatning turbulent turi uchun umumlashgan nazariya yaratilgan emas. Shuning uchun ham turbulent oqimlarini hisoblashda yarimempirik nazariyalardan foydalanish bilan bir qatorda, ko'p hollarda tajriba natijalari va empirik formulalardan foydalanishga to'g'ri keladi.



6.1-rasm. Turbulent harakatining xususiyati.

6.1. Suyuqlik trubulent harakatining xususiyatlari

Turbulent harakatda suyuqlikning har bir zarrachasi juda ham murakkab egri chizikli trayektoriya bo'yicha harakat qiladi va har qanday ikki zarrachaning trayektoriyalari bir-biriga o'xshamaydi. Buni ko'z oldimizga keltirish uchun biror A nuqtadan ketma-ket o'tayotgan zarrachalarning B nuqtaga (6.1-rasm) qanday trayektoriya bo'yicha yetib kelishini ko'z oldimizga keltiraylik. Laminar harakat vaqtida A nuqtadan chiqqan I zarracha biror silliq egri chiziq bo'yicha B nuqtaga kelsa, II zarracha ham, III zarracha ham va ulardan keyin keladigan barcha zarrachalar ham huddi shu egri chiziq bo'yicha harakat qiladi.

Turbulent harakat vaqtida esa A nuqtadan chiqqan birinchi zarracha murakkab egri-bugri chiziq bo'yicha B nuqtaga keladi. Ikkinchi zarracha esa birinchi zarrachaning trayektoriyasidan tamomila boshqacha bo'lgan ikkinchi egri-bugri chiziq bo'yicha keladi. Shunda ham u birinchi zarracha kelgan B nuqtaning aniq o'ziga kelmay, uning atrofidagi biror boshqa nuqtaga kelishi mumkin. Uchinchi zarracha esa birinchi zarrachaning ham, ikkinchi zarrachaning ham trayektoriyasiga o'xshamagan uchinchi egri-bugri chiziq bo'yicha kelib, avvalgi zarrachalar kelgan nuqtaning birortasiga ham

kelmay, B nuqta atrofidagi boshqa bir nuqtaga keladi. Bu hodisa A nuqtadan o'tayotgan barcha zarrachalarga tegishlidir. Shunday qilib, turbulent harakat qilayotgan suyuqlik zarrachalarning harakatini biror formula bilan ifodalash g'oyatda mushkul ishdur. Lekin hamma zarrachalar bir tarafga A nuqtadan B nuqta tarafiga harakat qiladi. Shunga asosan bir qarashda betartib harakat qilayotgandek ko'ringan zarrachalar harakatida qandaydir umumiylikni aniqlash mumkin. Hatto bu umumiylikni faqatgina sifat o'xshashligi ko'rinishda emas, balki miqdor o'xshashligi ko'rinishida ham ifodalash mumkin. Ana shu o'xshashliklar asosida turbulent harakatning qonuniyatlarini yuzaga keltirib chiqariladi.

6.2. Tezlik va bosim pulsatsiyalari

Turbulent harakat qilayotgan suyuqlik biror nuqtadagi tezligining koordinata o'qlaridagi proektsiyalarini tekshiramiz. Misol uchun tezlikning oqim yo'nalishidagi proyektsiyasi u_x bo'lsin. U holda u_x ning miqdori vaqt davomida ortib va kamayib boradi. Bu o'zgarishni grafik ko'rinishda ifodalasak, u 6.2-rasmda tasvirlangan grafikka o'xshaydi va tezlik u_x proyektsiyasining pulsatsiyasi deb ataladi. Tezlikning boshqa o'qlaridagi proyektsiyalari (u_y, u_z) uchun ham xuddi shunday pulsatsiya grafiklari tuzish mumkin. Shunday qilib, tezlik pulsatsiyasi uning biror yo'nalishdagi proyektsiyasining vaqt davomida ortib va kamayib borish hodisasidan iborat. Uni tajribada tezlikni o'lchovchi asboblardan yordamida (masalan, Pito trubkasidagi suyuqlik sathining o'zgarishini) kuzatish mumkin. Oqayotgan suvda suv o'tlari novdalarining to'xtovsiz tebranma harakat qilishi ham bizga pulsatsiya hodisasini ko'rsatadi. Tezlikning oniy miqdori doimo o'zgarib turgani uchun gidrodinamikada tenglashtirilgan tezlik tushunchasi kiritiladi va u ancha uzoq vaqt ichida tezlik qabul qilgan qiymatlarning o'rtachasi bo'ladi.

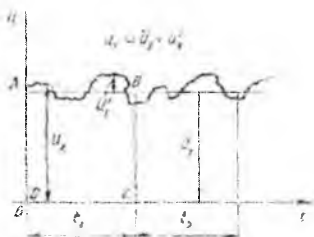
Tenglashtirilgan tezlik tushunchasini ko'z oldimizga keltirish uchun 6.2-rasmdan foydalanamiz. Grafikda tezlikning o'zgarishni to'liq xarakterlash uchun yetarli bo'lgan t_1 vaqt intervalini olamiz va grafikda vaqt o'qiga parallel qilib, shunday AB chiziq

o'tkazamizki, hosil bo'lagi $ABCD$ to'rtburchakning yuzi ω_{ABCD} pulsatsiya grafigining

t_1 oraliqdagi bo'lagi bilan DC chizig'i orasidagi yuza $\omega_{A'B'C'D}$ ga teng bo'lsin. U holda

$ABCD$ to'rtburchakning balandligi tenglashtirilgan tezlikka teng bo'ladi va \bar{u}_x bilan belgilanadi.

Yuqorida aytib o'tilganlar turbulent harakatining beqaror harakat ekanligini ko'rsatadi. Agar biz pulsatsiya grafigida t_1 interval davomida yetarli darajada uzun t_2 interval olsak va bu interval tenglashtirilgan tezlikni topsak t_2 davomida avvalgidek uchinchi interval olib, yana tenglashtirilgan tezlikni topsak va bu ishni davom ettirib borsakda, barcha intervallar uchun olingan tenglashtirilgan tezliklar teng bo'lsa, bunday harakat turbulent harakat uchun barqaror harakat bo'ladi.



6.2-rasm. Tezlik pulsatsiyasiga doir chizma.

Oqayotgan suyuqlikda biror elementar yuza $d\omega$ olib, shu yuzadan vaqt ichida oqib

o'tgan suyuqlikning hajmi $d\vartheta$ ni aniqlasak, barqaror harakat vaqtidagi tenglashtirilgan

tezlik quyidagicha aniqlanadi.

$$\bar{u} = \frac{d\theta}{\Delta t d\omega} \quad (6.1)$$

6.2-rasmdan ko‘rinib turibdiki, tenglashtirilgan o‘rtacha tezlik oniy tezlikdan farq qilib, bu farqni hisoblaganda quyidagicha ifodalanadi.

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x \quad (6.2)$$

Oniy va tenglashtirilgan tezliklar orasidagi farqlar manfiy yoki musbat bo‘lishi mumkin va tezlik pulsatsiyasi deb ataladi. Ko‘rinib turibdiki, tezlik pulsatsiyalarining yetarli katta t_1 intervaldagi yig‘indisi yoki integrali nolga teng bo‘lar ekan.

$$\sum u'_x \Delta t = 0 \text{ yoki } \int_0^t u'_x dt = 0$$

Endi suyuqlikning oqimiga ko‘ndalang yo‘nalishdagi tezliklarni tekshirsak, bu tezliklar bilan oqimning bir tomoniga qancha suyuqlik harakat qilsa, ikkinchi tomoniga ham shuncha suyuqlik harakat qiladi. Natijada suyuqlikning tenglashtirilgan tezlikning yo‘nalishi doimo oqim yo‘nalishiga mos kelar ekan. Shuning uchun turbulent harakat uchun Bernuli tenglamasini yozar ekanmiz, bu tenglamadagi o‘rtacha tezlik tenglashtirilgan tezlikning o‘rtacha qiymatini bildiradi. Tezlik miqdori doimo o‘zgarib turgani sababli bosim ham o‘zgarib turadi yoki boshqacha aytganda bosim ham pulsatsiyaga ega bo‘ladi. Xuddi tezlikka o‘xshab, bosim p uchun ham tenglashtirilgan bosim tushunchasini kiritish mumkin.

6.3. Tenglashtirilgan tengsizliklarning kesim bo‘yicha taqsimlanishi

O. Reynolds (1895) va J. Bussenesk (1897) turbulent oqimini zarrachalarining tezliklari va bosimlari tenglashtirilgan tezliklar va bosimlar bilan almashtirilgan shartli oqim bilan almashtirishni taklif qiladilar. Bunday shartli oqim *tenglashtirilgan oqim* yoki turbulent oqimning *Reynolds modeli* deb ataladi. Tabiiyki, bunday oqimni tekshirishda tezlik pulsatsiyalarini hisobga olmaymiz. Beqaror harakat vaqtida Reynolds modeliga ko‘ra \bar{u} lar vaqt bo‘yicha o‘zgarib boradi, barqaror harakat vaqtida esa ular vaqtga bog‘liq emas. Shunday qilib, tekshirilayotgan trubulent oqim uchun Reynolds modeli bo‘yicha hisoblash ishlarida \bar{u} va p lardan foydalanamiz. Turbulent oqimiga Bernulli tenglamasini qo‘llaganimizda tezlik va bosimlar deganda tenglashtirilgan tezlik va bosimlarni tushunamiz, yozuvda esa soddalashtirish uchun chiziqlarni tushirib qoldiramiz. L. Prandtlning va boshqa olimlarning tekshirishlari shuni ko‘rsatdiki,

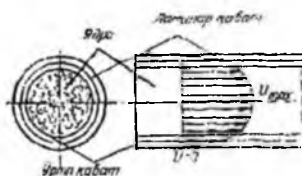
turbulent harakat vaqtida oqimning asosiy qismi uning yadrosi, ya'ni markaziy qismini tashkil qiladi. Yadroda suyuqlik turbulent harakat qilib, uning tezliklari yadro kesimi bo'yicha deyarli bir xil bo'ladi va markazdan quvur devoriga yaqinlashgan sari bir oz kamayib boradi. Devor yonidagi suyuqlik zarrachalari esa (devorning mavjudligi oqimga ko'ndalang harakatga yo'l qo'ymagani uchun) devor bo'yicha harakat qilib, uning trayektoriyasi sezilarsiz tebranishga ega bo'ladi. Shuning uchun devor yonidagi zarrachalar laminar harakat qiladi. Ana shu laminar harakat qilayotgan zarrachalar yupqa qavat ichida bo'lib, uni laminar qavat deb ataladi. Laminar qavat bilan yadro o'rtasida yana bir yupqa qavat bo'lib, uni o'rta qavat deb ataladi. Bu qavatda suyuqlik turbulent harakat qiladi.

Juda katta aniqlik va e'tibor bilan o'tkazilgan tajribalar laminar qavatning qalinligini aniqlashga imkon beradi. Uning qalinligi millimetrning bo'laklariga teng bo'lib, Reynolds soniga bog'liq va uning ortishi bilan laminar qavatning qalinligi kamayadi. Shunday qilib, turbulent harakatdagi tenglashtirilgan tezlikning taqsimlanishi (6.3-rasm), laminar harakatdagi tezlikning taqsimlanishidan tamomila farq qiladi va u yadroda deyarli o'zgarmagan holda quvur devori yaqinida juda tez kamayadi va devor ustida nolga teng bo'lib qoladi, ya'ni tenglashtirilgan tezlik asosan laminar va o'rtacha qavatlarda o'zgaradi. Buni ko'z oldimizga keltirish uchun 6.3-rasmda silindrik quvurda turbulent oqim uchun (tutash chiziq) va laminar oqim uchun (punktir chiziq) tezlik chizig'i keltirilgan.

Hozirgi zamon gidravlikasida tezlikning kesim bo'yicha taqsimlanish qonuni nazariya va tajribalar natijasida quyidagicha ifodalanadi:

$$n = u_{\max} - \frac{u_*}{\chi} \ln \frac{R}{R-r} \quad (6.3.)$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$



6.3-rasm. Turbulent harakatda laminar qavat va yadro.

bu yerda τ_0 -quvur devoridagi urinma zo'riqish; χ - tajribadan aniqlangan koeffitsiyent bo'lib, u 0,4 ga teng; R - quvurning radiusi; r - quvurning o'qidan boshlab hisoblangan masofa. (6.3) tenglamadagi u^* ning o'lchov birligi tezlik o'lchov birligi bilan bir xil bo'lib, u odatda dinamik tezlik deyiladi.

Silliq quvurlar uchun tezlik formulasi ushbu ko'rinishda yoziladi.

$$u = u_*(5,751g \frac{r u_*}{\nu} + 5,5). \quad (6.4)$$

G'adir-budir quvurlar uchun esa

$$u = u_*(5,851g \frac{r}{\Delta} + 8,5). \quad (6.5)$$

Bu formulada Δ quvur devorining g'adir-budirligini xarakterlovchi miqdor bo'lib, u "absolyut g'adir-budirlik" deyiladi.

Amalda tezlik taqsimlanishini darajali qonunlar bilan ifodalovchi formulalari qulaydir.

Karman nazariy tekshirishlar natijasida silliq quvurlar uchun bu qonunni quyidagi ko'rinishda yozishni taklif qilgan.

$$u = u_{\max} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^m \quad (6.6)$$



6.4-rasm. Turbulent va laminar harakatda tezlik epyuralari.

bu yerda m – tajribada aniqlanadigan koeffitsiyent bo'lib, u Re soniga bog'liqdir. Xuddi laminar oqimdagi kabi turbulent oqimida ham tezlikning yuqoridagi tenglamalar bilan ifodalangan qonun bo'yicha taqsimlanishi quvurning boshlang'ich kesimidan ma'lum masofada vujudga keladi. Bu masofa turbulent harakatining boshlang'ich bo'lagi deb ataladi va ushbu formula bilan hisoblanadi:

$$L_{tur-n} = 0,639 Re^{0,25} D \quad (6.7)$$

Turbulet oqimida o'rtacha tezlikning maksimal tezlikka nisbati 0,75 ga teng, ya'ni

$$\frac{V}{u_{max}} = 0,75$$

Laminar oqimda esa bu nisbat 0,5 ga teng edi. Reynolds soni ortib borgan sari turbulent qorishuv tezlashib boradi va o'rtacha tezlik bilan maksimal tezlikning nisbati 1 ga intiladi.

6.4. Turbulent harakatda urinma zo'riqish

Turbulent harakatning Reynolds modelida biz pulsatsiyalarni hisobga olmagan holda tenglashtirilgan oqim olamiz. Lekin tenglashtirilgan tezlik bo'yicha hisoblangan oqimning energiyasi oniy tezlik bo'yicha hisoblangan oqimning energiyasidan kam bo'ladi. Buni quyidagicha ko'rsatish mumkin. Oniy va tenglashtirilgan tezliklar kvadratini tekshiramiz.

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

U holda oniy tezlik kvadratining o'rtacha qiymati quyidagicha hisoblanadi.

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

Tezlik pulsatsiyasining o'rtacha qiymati nolga tengligidan o'ng tomondagi ikkinchi had nolga teng. Tezlik pulsatsiyasi vaqt o'qi bo'yicha musbat va manfiy qiymatlar qabul qilgani bilan uning kvadrati doimo musbat. Bularga asosan

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

Bu tenglikdan ko'rinadiki, keltirilgan kinetik energiya uchun quyidagi tengsizlik mavjud:

$$\frac{u_x^2}{2g} > \frac{\bar{u}_x^2}{2g}.$$

Bu qo'shimcha energiya turbulent harakat qilayotgan suyuqlik zarralarning oqimdagi bir qavatdan ikkinchi qavatga tartibsiz o'tib turishi uchun sarflanadi. Shunday qilib, qavatlar orasida energiya almashinuvi natijasida tezlik pulsatsiyalari ma'lum miqdorda ish bajaradi. Bu bajarilgan ish suyuqlik qavatlarida qo'shimcha urinma zo'riqish sifatida namoyon bo'ladi. Hosil bo'lgan qo'shimcha urinma zo'riqish turbulent urinma zo'riqish deyiladi. Bu zo'riqish Bussensk formulasida Nyuton qonuniga o'xshash qabul qilingan bo'lib, ushbu ko'rinishda ifodalanadi:

$$\tau_T = \mu_T \frac{du}{dn}, \quad (6.8.)$$

bu yerda μ_T - turbulent dinamik qovushqoqlik koeffitsiyenti yoki turbulent almashuv koeffitsiyenti deb ataladi. L.Prandtl koeffitsiyentini tezlik gradiyentiga proporsional deb qabul qilingan bo'lib, u shunday ifodalanadi:

$$\mu_T = \rho l \frac{du}{dn} \quad (6.9.)$$

bu yerda l ni aralashuv yo'li uzunligi deb ataladi. Turli mualliflar bu qiymatning fizik mazmunini turlicha izohlaydilar. Odatda, u shunday aniqlanadi:

$$l = \chi y, \quad (6.10)$$

bu yerda y - harakatlanayotgan zarrachaning idish devoridan boshlab hisoblangan koordinatasi; χ - Prandtl universal doimiysi. Nikuradze tajribalarida aniqlanishicha silindrik quvur uchun $\chi \approx 0,4$. (177) dan ko'rinib turibdiki, dinamik qovushqoqlik turbulent koeffitsiyenti μ_T tezlik gradiyentiga proporsional bo'lib, molekulyar qovushqoqlik koeffitsiyenti μ dan harakatning xususiyatiga bog'liqligi bilan farq qiladi. Bu koeffitsiyentdan, (1.13) ni qiyos qilib, turbulent kinematik qovushqoqlik koeffitsiyentini yozamiz:

$$\nu_T = \frac{\mu_T}{\rho} = l^2 \frac{du}{dn} \quad (6.11)$$

Yuqorida keltirilganlarni hisobga olib, turbulent harakat uchun urinma zo'riqishni quyidagicha yoziladi.

$$\tau = \tau_s + \tau_T = \mu \frac{du}{dn} + \mu_T \frac{du}{dn} = \mu \frac{du}{dn} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dn} \right)^2 \quad (6.12)$$

Laminar harakat vaqtida bu yig'indining ikkinchi hadi nolga teng bo'lib, faqat laminar qovushqoqlik urinma zo'riqishi τ_l qoladi. Reynolds sonining katta qiymatlarida turbulent harakat uchun τ_l , τ_l ga qaraganda juda katta bo'lib, (6.12) dagi yig'indining birinchi hadini tashlab yuborish mumkin (ya'ni $\tau \approx \tau_T$). Bu holda τ tezlik gradiyentining ikkinchi darajasiga proporsional bo'ladi. Silindrik quvurda tekis harakat qilayotgan suyuqlikning turbulent tartibi uchun (5.1) dagidek muvozanat tenglamasidan quyidagi tenglik kelib chiqadi:

$$\pi r^2 (p_1 - p_2) = 2\pi l \tau. \quad (6.13)$$

Reynolds sonining katta qiymatlarida $\tau_T \gg \tau_l$ ekanligini hisobga olib, (6.13) da laminar urinma zo'riqishini kichik miqdor sifatida tashlab yuboramiz. Natijada (6.12) dan foydalanib, ushbu tenglamani chiqaramiz:

$$\frac{p_1 - p_2}{2l} = \frac{\tau_r}{r} \quad (6.14)$$

Lekin turbulent urinma zo'riqish uchun (6.8) formuladan foydalanib, quyidagi munosabatni yozamiz.

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \chi^r \frac{du}{dr} \quad (6.15)$$

Biroq quvur devori yaqinda o'zgaruvchan urinma zo'riqish (τ) ni o'zgarmas urinma zo'riqish τ_0 ko'rinishida ifodalash mumkinligini hisobga olib, (6.15) dan ushbu tenglikni keltirib chiqaramiz:

$$du = \frac{1}{\chi} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \frac{dr}{r} \quad (6.16)$$

Tekis harakat uchun pezometrik qiyalik $I = \frac{p_1 - p_2}{l}$ ekanligini hisobga olsak, (6.14) va (6.16) dan

$$\tau_0 = \rho R \frac{l}{2} \quad (6.17)$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. $\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ ni u bilan belgilaymiz va (6.14) ning chap tomonini u_{\max} dan u gacha, o'ng tomonini $R-r$ dan r gacha integrallab, tezlik uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$u - u_{\max} = \frac{u_*}{\chi} \lg \frac{r}{R-r},$$

bu tenglik avvalgi paragrafda keltirilgan turbulent tartibli harakat tenglamasi (6.3) ga osonlikcha keltiriladi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma:

Masala. Moy (IC-30) nasos yordamida quvur orqali gidrosilindrga uzatiladi. Agar quvur diametri $d = 24$ mm, moyning harorati $t = 20^\circ\text{C}$ bo'lib, nasosning sarfi $Q = 20 \text{ m}^3/\text{s}$ bo'lganda suyuqlikning harakat rejimini va qaysi haroratda turbulent rejimga o'tishini aniqlang.

Yechimi: Suyuqlikning harakat rejimi Reynolds soni orqali ifodalanadi;

Damli (naporli) harakatda Reynolds soni (4.1) formula orqali aniqlanadi:

Agar Reynolds soni qandaydir kritik Reynolds sonidan yuqori bo'lsa ($Re > Re_{kr}$), harakat rejimi turbulent deyiladi, agar Reynolds soni kritik Reynolds sonidan kichik bo'lsa ($Re < Re_{kr}$) harakat rejimi laminar deyiladi.

Aylana shaklidagi damli quvurlar uchun kritik Reynolds soni $Re_{kr} = 2000 \div 3000$ va damsiz oqimlar harakati uchun $Re_{kr} = 300 \div 580$ gacha qabul qilingan.

Demak, qo'yilgan masalani yechish uchun Reynolds sonini aniqlash kerak.

Quvurdagi oqim tezligi

$$g = \frac{4Q}{\pi d^3} = \frac{4 \cdot 20}{3.14 \cdot 2.4^3} = 4.42 \text{ sm/s}$$

$t = 20^\circ\text{C}$ da moyning (IS-30) kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti

$$\nu = 150 \text{ mm}^2/\text{s} = 1,5 \text{ sm}^2/\text{s}$$

Reynolds soni:

$$Re = \frac{V \cdot d}{\nu} = \frac{4,42 \cdot 2,4 \cdot 10^2}{1,5} = 700;$$

$$Re_{kr} = 2000;$$

$Re < Re_{kr}$ demak suyuqlik harakat rejimi laminar.

Laminar harakatdan turbulent harakatga o'tish uchun $Re > Re_{kr}$.

$Re_{kr} = 2000$, u holda:

$$Re_{kr} = \frac{V \cdot d}{\nu}, \quad \nu = 0,53 \text{ sm}^2/\text{s} = 53 \text{ mm}^2/\text{s}.$$

ν va t° ning bog'liqlik jadvalidan industrial moy uchun (IS-30) $\nu = 53 \text{ mm}^2/\text{s}$ ga mos keladigan t° harorat miqdori $t = 50^\circ\text{C}$.

Demak, suyuqlik harorati yuqoridagi miqdorga yetganda suyuqlik laminar harakat rejimidan turbulent harakat rejimiga o'ta boshlaydi.

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Uzunligi $l=4$ m bo'lgan quvurdan harorati 10°C ($\nu = 0,4 \text{ sm}^2/\text{s}$) bo'lgan neft oqib o'tmoqda. Kesimlar orasidagi bosimlar farqi $\Delta P = 5 \text{ mPa}$ va neft sarfi $Q = 0,5 \text{ l/s}$ bo'lganda suyuqlikning harakat rejimini aniqlang.

2. Diametri $d = 50$ mm li quvur orqali sarfi $Q = 0,5$ l/s bo'lgan benzin oqib kelmoqda. Agar benzin harorati 6°C dan 40°C gacha o'zgarsa suyuqlik harakat rejimi qanday o'zgaradi?

3. $d = 100$ mm bo'lgan quvurda suyuqlik laminar rejimda harakat qilmoqda. Agar quvur o'qidagi tezlik $u_{\text{max}} = 20$ sm/s bo'lsa, tezlik taqsimotining grafiginini chizing.

4. Laboratoriyada diametri $d = 25$ mm bo'lgan quvurda tajribalar o'tkazib quyidagi qiymatlar o'lchandi: a) suvning harorati $t = 10^{\circ}\text{C}$, tezligi $V = 20$ sm/s; b) benzin harorati 20°C , tezligi $V = 25$ sm/s; v) neft harorati 18°C , tezligi $V = 18$ sm/s. Suyuqliklarning harakat rejimlarini va sarfini aniqlang.

5. Yuqoridagi tajribalarning kesimi to'g'ri to'rtburchak shaklidagi ($a = 6$ sm, $b = 4$ sm) quvurda o'tkazilsa, suyuqliklarning harakat rejimlari qanday o'zgaradi?

6.5. Quvurlarda naporning (bosimning) kamayishi (yoqolishi)

Real suyuqliklar uchun Bernulli tenglamasida keltirilgan naporning yoqolishini (bosimning pasayishi) h_{1-2} ni hisoblash quvurlar va quvurlar sistemasini hisoblashda asosiy masala hisoblandi.

Naporning yoqolishini (Bosimning pasayishi) (h_{1-2}) ni hisoblashning muhimligi shundaki, bu ish suyuqlik quvurlarda harakatlanganida quvurdagi qarshiliklarni yengish uchun sarf bo'lgan energiyani hisoblashga va shu hisobga asosan loyihalananayotgan quvur (yoki quvurlar sistemasida) suyuqlikni uzatish uchun qancha energiya kerak ekanligini aniqlashga imkon beradi. Quvurlarda bosimning kamayishi ishqalanish qarshiligi va mahalliy qarshilikka bog'liq.

Ishqalanish qarshiligi real suyuqliklar ichki qarshiligiga bog'liq bo'lib, quvurlarning hamma uzunligi bo'yicha ta'sir qiladi. Uning miqdoriga suyuqlik oqimining tartibi (laminarlik, turbulentlik, turbulentlik darajasi) ta'sir qiladi. Yuqorida aytilgandek, turbulent tartib vaqtida odatdagi qovushqoqlikka qo'shimcha ravishda, turbulent qovushqoqlikka bog'liq bo'lgan va suyuqlik harakati uchun qo'shimcha energiya talab qiladigan kuch paydo bo'ladi.

Mahalliy qarshilik tezlikning suyuqlik harakat qilayotgan quvurning shakli o'zgarishiga bog'liq bo'lgan har qanday o'zgarishi vaqtida paydo bo'ladi. Bularga bir quvurdan (yoki idishdan) ikkinchi quvurga o'tish joyi, quvurlarning kengayishi yoki birdan kengayib birdan torayishi, tirsaklar, oqim yo'nalishini o'zgartiruvchi qurilmalar

(kran, ventil, va h.k.) kiradi. Shunday qilib yo‘qolgan bosim (3.57) formula bo‘yicha ikki yig‘indidan tashkil topgan bo‘ladi:

$$H_n = H_l + H_M \quad (6.18)$$

bu yerda H_l - ishqalanish qarshiligi yoki uzunlik bo‘yicha yo‘qotish, H_M - mahalliy qarshilik. Laminar tartib vaqtida ishqalanish qarshiligi yuqorida keltirilgan (5.9) va (5.12) formuladagi kabi nazariy usul bilan aniqlanishi mumkin:

$$H_e = \frac{32\mu l}{D^2} g = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g}$$

Bu ifodadagi $\lambda = \frac{64}{\text{Re}}$ ni ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti deb atagan edik. Ko‘pincha uni soddaroq qilib gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti deyiladi. Silindrik quvurlarda bu formula Reynolds soni 2320 dan kichik bo‘lgan laminar harakatlar uchun tajribada olingan natijalarda juda yaqin keladi. Turbulent harakat uchun ishqalanish qarshiligi tajriba yo‘li bilan aniqlanadi. Uni nazariy aniqlab bo‘lmaydi.

6.6. Darsi formulasi va gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti (Darsi koeffitsiyenti)

Turbulent harakat ustida olib borilgan tajribalar ishqalanish qarshiligining solishtirma energiyaga proportsional ekanligini ko‘rsatadi, ya‘ni

$$H_l = \zeta \frac{g^2}{2g} \quad (6.19)$$

Bu formuladagi proportsionallik koeffitsiyenti bir qancha miqdorlarga bog‘liq bo‘lib, uni tekshirish uchun quyidagi xulosadan foydalanamiz.

Juda ko‘p tajribalar yuqorida keltirilgan $\frac{\tau_0}{\rho}$ miqdorning tezlik bosimi yoki solishtirma kinetik energiya orqali quyidagicha ifodalanishini ko‘rsatadi;

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{\lambda}{4} \frac{g^2}{2g}$$

u tenglikni (6.17) munosabat bilan taqqoslab ko‘rsak:

$$Rl = \frac{\lambda}{4} \frac{g^2}{2g}$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Bu yerda $l = \frac{l}{l}$ ekanligini hisobga olib, tekis barqaror harakat uchun uzunlik bo'yicha ishqalanishga yo'qotish yoki bosimning pasayishi uchun formula olamiz

$$H_e = \lambda \frac{l}{4R} \frac{g^2}{2g} \quad (6.20)$$

bu yerda l -quvurning uzunligi; R - gidravlik radius. Silindrik quvurlar uchun $D = 4R$ ekanligini hisobga olsak, oxirgi formula quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$H_e = \lambda \frac{l}{D} \frac{g^2}{2g} \quad (6.21)$$

(6.21) formula *Darsi - Veysbax formulasi* yoki qisqacha *Darsi formulasi* deyiladi. Bu formulaga kiruvchi koeffitsiyent λ gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti yoki *Darsi koeffitsienti* deyiladi.

Bundan ko'rinadiki, (6.19) dagi koeffitsient *Darsi koeffitsiyentiga bog'liq bo'lib*, ya'ni

$$\zeta = \frac{l}{D} \lambda,$$

u quvurning uzunligiga to'g'ri proporsional, diametiriga teskari proporsional ekan. Suyuqlikning quvurdagi laminar harakati uchun yuqorida nazariy formula (5.11) olingan edi. Turbulent harakat vaqtida esa bunday munosabatni nazariy usul bilan chiqarib bo'lmagani uchun, uni emperik yoki yarim emperik usullarda aniqlanadi.

Hozirgi zamon gidravlikasida *Darsi koeffitsiyenti* λ umumiy *Holda Reynolds soniga* va quvur devorlarining g'adir-budirligiga bog'liq deb hisoblanadi. λ ni Hisoblash uchun juda ko'p empirik formulalar mavjud bo'lib, ular ichida eng mashhurlari quyidagilar.

Blazius formulasi 1913 yili juda ko'p mualliflarning tajribalarini analiz qilish natijasida olingan.

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (6.23)$$

Bu formula *Reynolds soni* $Re < 10^5$ bo'lganda tajribalarga yaxshi mos keladi. *Reynolds sonning kattaroq diapazonlari* (Re ning $3 \cdot 10^6$ gacha miqdorlari) uchun *P.K.Konakov formulasi*dan foydalanish mumkin.

$$\lambda = \frac{1}{(1,81 \lg Re - 1,5)^2} \quad (6.24)$$

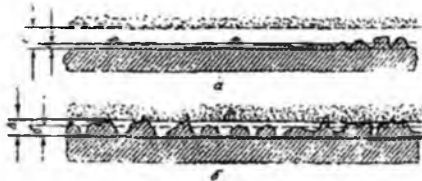
1932 yili L. Prandtl quyidagi formulani keltirib chiqardi:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg(Re \sqrt{\lambda} - 0,8). \quad (6.25)$$

Keltirilgan formulalar silliq quvurlar uchun chiqarilgan bo'lib, g'adir-budir quvurlar uchun ulardan foydalanib bo'lmaydi.

6.6. Quvur devorining g'adir-budirligi. Absolyut va nisbiy g'adir-budirlilik

Quvurlar, kanallar va novlarning devorlari ma'lum darajada g'adir-budirlikka ega bo'ladi. Bu g'adir-budirlilik quvurlarning qanday materialdan qilingani va qay darajada silliqlanganiga qarab ularning devor sirtidagi turlicha kattalikdagi yoki juda ham kichik pastlik-do'ngliklar bilan xarakterlanadi. G'adir-budirlilikni xarakterlash uchun quvur sirtidagi do'ngliklarning o'rtacha balandligi qabul qilinib, u absolyut g'adir-budirlilik deyiladi va Δ bilan belgilanadi (6.5-rasm). Agar absalyut g'adir-budirlilik laminar chegaraviy qavatning qalinligi σ dan kichik bo'lsa, bu quvur gidravlik silliq quvur deyiladi. (6.5-rasm, a).



6.5 rasm. Gidravlik silliq va g'adir-budir quvurlarni tushintirishga doir chizma.

Bordiyu, Δ laminar qavat qalinligi δ dan katta bo'lsa, bu quvurlar gidravlik g'adir-budir quvurlar deyiladi (6.5-rasm, b).

Birinchii holda ($\Delta > \delta$) quvur sirtidagi do'ngliklar laminar qavat ichida qoladi va gidravlik qarshilikka sezilarli ta'sir qilmaydi. Ikkinchi holda ($\Delta < \delta$) esa do'ngliklar laminar qavatdan chiqib qoladi va quvur devori atrofidagi oqim xususiyatiga ta'sir qilib, gidravlik qarshilikni oshiradi.

5-jadval.

Quvurlar uchun absolyut g'adir-budirlilik qiymatlari.

Quvurlar	Δ , mm
----------	---------------

Yangi metall va sopol quvurlar tekis joylangan va tutashtirilgan holda	0,01-0,15
Yaxshi holatda ishlab turgan vodoprovod quvurlari va juda yaxshi holatdagi beton quvurlar	0,2-0,3
Ozroq ifloslangan vodoprovod quvurlari yaxshi holatdagi beton quvurlar	0,3-0,5
Ifloslangan va ozroq zanglagan vodoprovod quvurlar	0,5-2,0
Yangi cho'yan quvurlar	0,3-0,5
Ko'p foydalanilgan cho'yan quvurlar	1,0-3,0

Quvurlarning g'adir-budirlikini aniqlash ancha murakkab ish bo'lib, uni hisoblash gidravlik qarshilikni hisoblashni qiyinlashtiradi. Shuning uchun hisoblash ishlarini osonlashtirish maqsadida ekvivalent g'adir-budirlik Δ_e degan tushunchani kiritiladi. U quvurlarni gidravlik sinash yo'li bilan aniqlanib, gidravlik yo'qotishni hisoblashda absolyut g'adir-budirlik uchun qanday qiymat olinsa, ekvivalent g'adir-budirlik uchun ham shunday qiymat olinadigan qilib tanlab olinadi.

Ma'lumki, laminar qavatning qalinligi Reynolds soniga bog'liq bo'lib, uning ortishi bilan kamayib boradi. Shuning uchun Reynolds sonining kichikroq qiymatlarida gidravlik silliq quvurlar uning ortishi bilan "g'adir-budir" quvur sifatida ko'riladi. Shuning uchun absolyut g'adir-budirlik quvur devorining oqim harakatiga ta'sirini to'liq ifodalay olmaydi. Shuningdek, quvur g'adir-budirlik uning diametri katta yoki kichik bo'lishiga qarab, suyuqlik oqimiga turlicha ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Bularni hisobga olish maqsadida o'xshashlik qonunlarini bajaradigan va oqim gidravlikasiga g'adir-budirlikning ta'sirini to'laroq ifodalaydigan nisbiy g'adir-budirlik tushunchasi kiritiladi va u absolyut g'adir-budirlikning quvur diametriga nisbatiga teng deb olinadi:

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{D} \quad (6.26)$$

Nisbiy g'adir-budirlikdan foydalanish quvurlardagi ishqalanish qarshiligini hisoblashda ancha qulaylik tug'diradi.

6.7. Nikuradze va Murin grafiklari

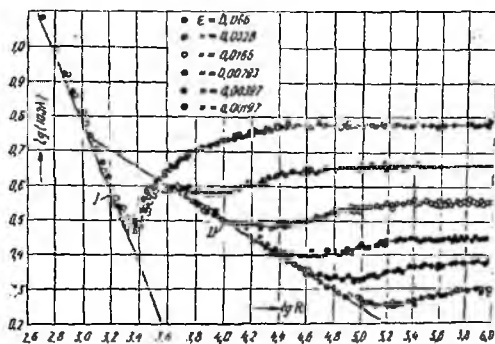
Ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti λ ning Reynolds soniga bog'liqligini juda ko'p olimlar (Bazius, Prandtl, Karman, Konakov va brshqalar) tekshirib, empirik formulalar chiqardilar. Bu koeffitsiyentning xususiyatlari haqida eng to'liq ma'lumot

olishga va uning g'adir-budirlikka bog'liqligini aniqlashga I. Nikuradze tajribalarining natijalari imkoniyat berdi. U 1933 y quvur devoriga qum zarrachalarini yelimlab yopishtirib, sun'iy g'adir-budirlik hosil qildi va bu quvurlarda tezlikni o'zgartirish yo'li bilan Reynolds sonining turli qiymatlarida gidravlik yo'qotishni aniqlashga muvaffaq bo'ldi. So'ngra Darsi formulasidan foydalanib, ishqalanish koeffitsiyentini aniqladi. Nikuradze o'z tajribalarining natijasini maxsus grafik ko'rinishida ifodaladi. Bu grafikda koordinata o'qlari bo'yicha $\lg(100\lambda)$ va $\lg Re$ miqdorlarini qo'yib keltirilgan turli nisbiy g'adir-budirliklar uchun tajriba natijalaridan 6.6-rasmda keltirilgan egri chiziqlarni oladi. Bu grafikdan ko'rinib turibdiki, λ va Re bog'lanishi sohasida uchta zona mavjud.

Birinchi zona *laminar tartib zonasi* bo'lib, tajriba nuqtalari (5.11) formula asosida chizilgan 1 to'g'ri chiziq ustiga tushadi va g'adir-budirlikning turli qiymatlari uchun barcha tajriba nuqtalari shu to'g'ri chiziqda yotadi. Bu natijada laminar zonada ishqalanish koeffitsiyenti g'adir-budirlikka bog'liq emasligi ko'rinadi. Bu zona uchun quyidagi xulosalarni chiqarish mumkin:

- a) Reynolds soni Re nisbatan kichik bo'lib, 1000 dan 2300 gacha o'zgaradi;
- b) bosimning pasayishi H_f g'adir-budirlikka bog'liq emas;
- v) H_e tezlikka to'g'ri proporsional bo'lib, Puazeyl formulasi tajribalarini yaxshi ifodalaydi;
- g) λ ni (5.11) formula bilan hisoblash mumkin.

Ikkinchi zona turbulent tartibga to'g'ri keladi va tajriba nuqtalari Blazius formulasi (6.23) bo'yicha chizilgan 2 to'g'ri chiziq ustiga tushadi va g'adir-budirlikka bog'liq emas.



6.6-rasm. Nikuradze grafigi.

Bu zonada turbulent tartib qat'iy bo'lmagani uchun uni noqat'iy yoki o'tkinchi zona deyiladi (ya'ni uning ichida turbulent tartib laminar tartibga va aksincha, laminar tartib turbulentga o'tish hodisasi yuz beradi).

Bu zonada

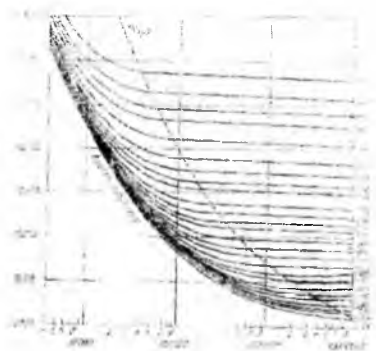
- Reynolds soni 2300 dan taxminan 10000 gacha o'zgaradi;
- suyuqliklar quvurda harakat qilganda ayrim qismlarda turbulent tartib paydo bo'ladi va rivojlanib borib, yo'q bo'ladi va yana paydo bo'ladi;
- λ quvurning g'adir-budirligiga bog'liq emas.

Uchinchi zona – turbulent tartibga tegishli bo'lib, barqarorlashgan turbulentlik mavjud bo'ladi. Bu zonada ishqalanish koeffitsiyenti Reynolds soni Re ga ham, g'adir-budirlik ε ga ham bog'liqdir.

1938 y. A.P. Zegjda Nikuradze tomonidan kashf qilingan qonuniyatlar kanallar uchun ham to'g'ri ekanligini ko'rsatadi. Ko'rinib turibdiki, Nikuradzening tajribalari sun'iy bir tekis g'adir-budirlikka ega bo'lgan quvurlar uchun o'tkazilgan.

Shuning uchun uning natijalari sanoatda va texnikada qo'llaniladigan tabiiy g'adir-budir quvurlar uchun to'g'rimi, bu quvurlar uchun g'adir-budirlikning qiymati qanday miqdorga teng ekanligi aniqlanmagan edi. Bu masalani hal qilishga Kolbruk, I.A.Isayev, G.A.Murin, F.A.Shevelevlarning ishlari bag'ishlangan edi. Bu ishlar ichida Murinning sanoatdagi po'lat quvurlarning gidravlik qarshiligini aniqlash bo'yicha o'tkazgan tajribalari to'liq bo'lib, u 1948 yili yakunlandi. Murin tajribalarining natijasi

6.7-rasmda keltirilgan bo'lib, λ ning Reynolds soniga bog'liqligi turli g'adir-budirlikka ega bo'lgan, po'lat quvurlar uchun grafik ko'rinichida ifodalangan.



6.7-rasm. Murin grafigi.

Murin tajribalari tabiiy quvurlar uchun Nikuradze kashf qilgan qonuniyatlarni to'g'ri ekanligini tasdiqlash bilan bir qatorda, yangi qonuniyatni, ya'ni tabiiy g'adir-budir quvurlarda ishqalanish koeffitsiyeti λ o'tkinchi zonada barqororlashgan trubulentlik zonasiga qaraganda kattaroq qiymatga ega ekanligini ko'rsatdi (Nikuradze tajribalari buning aksini ko'rsatadi). Bundan xulosa shuki, su'niy g'adir-budir quvurlarda λ Reynolds soni ortib borishi bilan ortib o'tkinchi zonada barqororlashgan trubulentlik zonasiga qaraganda kam bo'lsa λ tabiiy g'adir-budir quvurlarda Re ning ortishi bilan kamayib boradi.

6.8. Gidravlik silliq va g'adir-budir quvurlar

Darsi va Puazeyl formulalarida gidravlik qarshilik tezlikning ikkinchi va birinchi darajalar bilan ifodalanganligidan uni umumiy holda quyidagi formula bilan ifodalash mumkin:

$$H_e = BV^m \quad (6.27)$$

Laminar harakat uchun chiziqli qarshilik qonuni o'rinli bo'lib, (6.27) da $m = 1$ bo'ladi, ya'ni $He = B_1 V$.

Turbulent harakatda qarshilik qonuni butunlay boshqacha bo'lib, gidravlik silliq g'adir-budir quvurlar uchun turlichadir. Silliq quvurlar uchun $m = 1,75$ va $He = B_2 V^{1,75}$,

g'adir-budir quvurlar uchun esa $m = 2$ va $He = B_3 v^2$ (gidravlik qarshilikning kvadratik qonuni deyiladi).

Bu qonunlarning qo'llanilishiga qarab Nikuradze grafigidagi uchinchi zona quyidagi sohalarga ajraladi.

Birinchi soha "gidravlik silliq quvurlar sohasi" bo'lib, bu sohada Reynolds soni 100000 dan kichik bo'lganda λ II to'g'ri chiziq bilan ifodalanadi, $Re > 100000$ da egri chiziq bilan ifodalanib, II to'g'ri chiziqning davomi sifatida ko'rinadi. Murin grafigida bu egri chiziq eng pastki chiziqqa to'g'ri keladi.

Birinchi sohada:

a) Re ning 100000 gacha qiymatlarida tezlik ϑ ning 1,75 ($m = 1,75$) darajasiga proportsional;

b) He barcha chiziqlar bitta to'g'ri chiziq bilan birlashib ketgani uchun g'adir-budirlikka bog'liq emas (ya'ni quvur devoridagi do'ngliklar laminar qavat ichida qoladi);

v) He , shuningdek, λ Blazius yoki Prandtl formulasidagi kabi faqat Reynolds soniga bog'liq, ya'ni $\lambda = f(Re)$.

Ikkinchi soha g'adir-budir quvurlarning gidravlik qarshiliklari uchun kvadratgacha qarshilik sohasi deyiladi. II to'g'ri chiziqdan ajralib chiqq boshlagan chegarada $m = 1,75$ bo'lib, punktir chiziqdan o'ngda $m = 2$ bo'ladi. Bu oraliqdagi chiziqning 1,75 va 2 orasidagi qiymatlarga mos kelib, bir tekis g'adir-budirlikka ega bo'lgan quvurlar uchun maksimumga ega bo'lishi mumkin. Tabiiy quvurlar uchun esa m ning qiymati, yuqorida aytilgan oraliqda, $m = 1,75$ dan $m = 2$ ga tekis o'zgarib boradi.

Shuning uchun ikkinchi sohada λ Reynolds soniga ham nisbiy g'adir-budirlikka ham bog'liq bo'ladi.

$$\lambda = f(Re, \varepsilon) \quad (6.28)$$

Uchinchi soha g'adir-budir quvurlarning kvadratik qarshilik sohasi bo'lib, u punktir chiziqdan o'ng tomonida joylashadi, turli g'adir-budirliklar uchun tuzilgan tajriba chiziqlarining barchasi $lg Re$ o'qiga parallel joylashadi.

Bu sohada:

a) bosimning pasayishi tezlik kvadratiga proportsional;

b) λ koeffitsiyent Reynolds soniga bog'liq emas;

v) He va faqat nisbiy g'adir-budirlikka bog'liq.

6.10. Darsi koeffitsiyentini aniqlash uchun formulalar va ularning qo'llanish sohalari

Darsi koeffitsiyenti λ ning Reynolds Re sonining ortishiga qarab qanday o'zgarib borishini yuqorida, Nikuradze va Murin grafiklari asosida ko'rib chiqdik. Ko'rib o'tilgan sohalarda λ ning o'zgarish qonunini emperik formulalar bilan ifodalashga juda ko'p mualliflarning ishlari bag'ishlangan. Misol uchun silliq quvurlar sohasida Blazius (6.23), P.K.Konakov (6.24) va L. Prandtl (6.25) formulalari keltirilgan va ularning qo'llanish sohalari haqida to'xtalib o'tgan edik. 1938 yili Kolburk o'zining va boshqa mualliflarning tajribalari asosida texnik quvurlarni hisoblash uchun turbulent tartibning barcha zonalariga umumiy bo'lgan formulani taklif qiladi.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -21 \lg \left(\frac{2,5}{Re \sqrt{\lambda}} + \frac{\varepsilon}{3,7} \right) \quad (6.29)$$

Bu formulani g'adir-budir quvurlarning kvadratik qarshilik sohasi uchun soddalashtirsak, g'adir-budir quvurlar uchun Prandtl formulasi ko'rinishiga keladi:

$$\lambda = \frac{0,25}{\left(\lg \frac{\varepsilon}{3,7} \right)^2} \quad (6.30)$$

Kvadratik qarshilik sohasi uchun eng ko'p tarqalgan formulalardan biri Nikuradze formulasi hisoblanadi:

$$\lambda = \frac{1}{(1,74 - 21 \lg \varepsilon)^2} \quad (6.31)$$

Turbulent tartibning barcha sohalarida o'z ichiga oluvchi va hisoblash ishlarida (6.29) ga ko'ra qulayroq formulani A.D. Altshul tajribalariga asoslanib, λ ning keng sohasi uchun o'rinli formula taklif qildi.

$$\lambda = 0,11 \left(\varepsilon + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}, \quad (6.32)$$

Bu formula nazariy asosga ham ega va A.D. Altshul tajribalariga asosan xususiy hollarda sodda ko'rinishlarga keladi:

1) $Re < \frac{10}{\varepsilon}$ bo'lganda, silliq quvur bo'ladi va (6.32) Blazius formulasiga aylanadi:

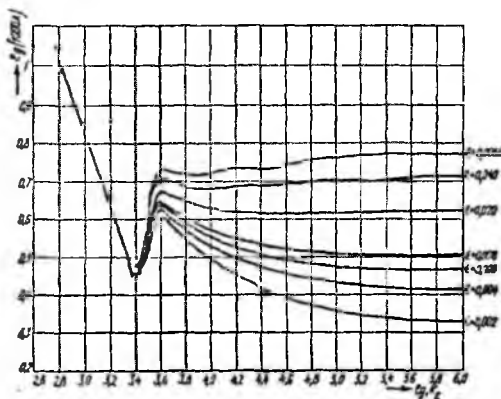
$$\lambda = 0,11 \left(\frac{68}{Re} \right)^{0,25} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$$

2) $\frac{10}{\varepsilon} < \frac{500}{\varepsilon}$ bo'lganda, λ ga Re ham, ε ham ta'sir ko'rsatadi va kvadratgacha qarshilik sohasiga to'g'ri keladi. Bu holda (6.32) soddalashmaydi.

3) $Re > \frac{500}{\varepsilon}$ bo'lganda, esa kvadratik qarshilik sohasi bo'lib, (6.52) Shifrsion formulasi deb ataluvchi quyidagi formulaga aylanadi:

$$\lambda = 0,11\sqrt[4]{\varepsilon}. \quad (6.33)$$

Bu formula bo'yicha hisoblangan λ ning qiymatlari uning Nikuradze formulasi bo'yicha hisoblangan qiymatlariga yaqin keladi.



6.8-rasm. λ ning (6.34) formula bo'yicha hisoblangan grafigi.

Prof. Q.Sh. Latipov tomonidan olingan quyidagi formula Nikuradze grafigini to'liq ifodalaydi (1.60-rasm).

$$\lambda = \frac{8}{Re} \frac{\chi_{l_0}^2(x)}{I_2(x)}; 0 \leq Re \leq 10^6, \quad (6.34)$$

bu yerda l_0, l_2 - mavhum argumentli Bessel funksiyalari

$$x^2 = 0,0025 \frac{1+bRe}{1+aRe} \left[1 - \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma^2}} \right]$$

$$a = 10^{-4}, b = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{0,2974} 10^{-4}, \sigma = 0,43$$

$$y = \left(\frac{Re}{a_n} \right)^n; y_0 = \left(\frac{Re_0}{a_n} \right)^n;$$

$$a_n = 3500; n = 3$$

6.11. Nosilindrik quvurlardagi harakatlar

Nosilindrik quvurlarda suyuqlik harakat qilgandagidek hollar uchun ham bosimning kamayishi Darsi formulasi bo'yicha hisoblanadi. Lekin, bu holda hisoblash quvur diametri D bo'yicha emas, balki gidravlik radius bo'yicha hisoblanadi. Bu holda Darsi formulasi (6.20) ko'rinishida yoziladi.

$$H_r = \lambda \frac{l}{4R} \frac{\rho^2}{2g}$$

Nosilindirik quvurlarda harakat tartibi ham gidravlik radius orqali ifodalangan Reynolds soni

$$Re = \frac{\rho R v}{\mu}$$

yoki aytilgan quvurlar uchun qabul qilingan Reynolds soni

$$Re_c = \frac{Re}{4} = \frac{\rho R v}{\mu}$$

bo'yicha hisoblanadi. Bu holda yangi turdagi Reynolds sonining kritik qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$Re_{cr} = \frac{Re_{cr}}{4} = 575$$

Bu holda, laminar harakat uchun qarshilik koeffitsiyenti yangi Reynolds soniga mos ravishda o'zgaradi.

Nosilindrik quvurlarga misol sifatida quyidagilarni ko'rsatish mumkin.

1) halqasimon quvur.

a) harakat kesimi

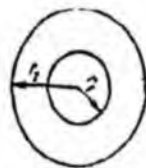
$$\omega = \pi(r_2^2 - r_1^2);$$

b) ho'llangan perimetr

$$\chi = 2\pi(r_2 + r_1);$$

v) gidravlik radius

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{r_2 - r_1}{2};$$



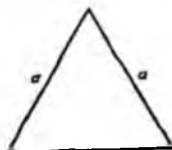
6.9-rasm. Halqasimon quvurning kesimi

2) teng tomonli uchburchak quvur

a) harakat kesimi

$$\omega = \frac{a^2 \sqrt{3}}{4};$$

b) ho'llangan perimetr $\chi = 3a$; 6.7-rasm. Teng tomonli uchburchak quvurning kesimi.



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

3) to'g'ri to'rtburchak quvur

a) harakat kesimi

$$\omega = ab$$

b) ho'llangan perimetr

$$\chi = 2(a+b)$$



v) gidravlik radius

6.8-rasm. To'g'ri to'rtburchak quvurning kesimi

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{ab}{2(a+b)}$$

Nosilindrik quvurda turbulent harakat qilayotgan suyuqlik uchun Darsi koeffitsiyenti yuqorida keltirilgan formulalar bo'yicha hisoblanib, Reynolds soni Re o'rniga unga teng bo'lgan $4R$ 'e miqdor qo'yiladi. Nisbiy g'adir-budirlik esa $\varepsilon = \frac{\Delta}{D} = \frac{\Delta}{4R}$ bo'yicha hisoblanadi. Bundan ham soddaroq qilib aytganda, ekvivalent diametr $d_{ek} = 4R$ tushunchasi kiritilib, avvalgi keltirilgan Darsi formulasi Reynolds soni va λ uchun formulalarga D o'rniga d_{ek} qo'yib, avvalgidek hisoblanadi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma

Masala: Gidrotizim uchlariga o'rnatilgan manometrlarning ko'rsatishlari $P_1 = 4$ kPa va $P_2 = 0,5$ kPa bo'lib, gidrotizim uzunligi $l = 500$ sm va diametri $d = 20$ mm bo'lsa, gidrotizimdagi harorati $t = 50^\circ\text{C}$ bo'lgan motor moyining sarfini aniqlang ($\rho = 950$ kg/m³)

Yechimi: Jadvaldan harorati $t = 50^\circ\text{C}$ bo'lgan motor moyining kinematik yopishqoqlik koeffitsiyentini $\nu = 30$ mm²/s deb olamiz.

Suyuqlik sarfini u holda quyidagicha aniqlaymiz:

Suyuqlik harakat rejimi laminar ekanligini inobatga olib, Puazeyl qonuni asosida bosimning kamayishini aniqlaymiz:

$$\frac{\Delta P}{\rho g} = \frac{128\nu l \cdot Q}{\pi d^4}$$

$$Q = \frac{\Delta P \pi d^4}{128\nu \rho l} = \frac{(3,5 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot 3,14 \cdot (0,020 \text{ м})^4)}{128 \cdot 0,3 \cdot 10^4 \cdot 890 \cdot 50} = 0,49 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3/\text{с}$$

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Suv quvurining diametri $d = 200$ mm, suv harorati $t = 18^{\circ}\text{C}$ bo'lganda gidravlik ishqalanish koeffitsiyentining Reynolds soniga bog'liqlik grafigini yasang. Sarf o'zgarishini quyidagi miqdorda qabul qiling: $Q = 1 \dots 40$ l/s. Quvurning g'adir-budirliigi $\Delta = 0,1$ mm.

2. Sug'orish tizimlarida polietilen (yelim) quvurlar ishlatiladi. Quvurning uzunligi $l = 500$ m, diametri $d = 150$ mm, suvning sarfi $Q = 30$ l/s va harorati $t = 18^{\circ}\text{C}$ bo'lganda quvurda yo'qolgan damni aniqlang.

VI bob bo'yicha nazorat savollari

1. Gidravlik ishqalanish koeffitsiyenti?
2. Absolyut va nisbiy g'adir-budirlik?
3. Nikuradze va Murin grafiglari?
4. Darsi koeffitsiyentini aniqlash uchun formulalarning qo'llanish sohalari?
5. Nosilindrik quvurlardagi harakatlar?