

A.M. Arifjanov, Q.T. Raximov, A.K. Xodjiyev

GIDRAVLIKA



**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

O.M. Arifjanov, Q.T. Raximov, A.K. Xodjiyev

GIDRAVLIKA

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi oliy texnika o‘quv yurtlari talabalari uchun o‘quv qo‘llanma sifatida tavsiya etgan

Тошкент 2016

***Ushbu o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining
2015 yil 21-avgustdagi "303"-sonli buyrug'iga asosan nashr qilishga ruxsat berilgan***

Royxatga olish raqami: 303-058

UDK – 621.22.01 (075.8)

O.M. Arifjanov, Q.T. Raximov, A.K. Xodjiyev

/ G I D R A V L I K A /

O'quv qo'llanma. – T.: TIMI. 2016: - 383 bet.

Ushbu o'quv qo'llanmada quvurlarda, kanallarda va gidrotexnik inshootlardagi gidravlik jarayonlar bayon etilgan va ularning gidravlik hisobi informatsion texnologiyalardan (EHMdan) foydalangan holda bajarish uslublari keltirilgan. Har bir b o'limi yangi masalalar va ularning yechimi bilan boyitilgan.

O'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan «Gidravlika» fani o'quv dasturi asosida yozilgan bo'lib, o'quv qo'llanma Gidravlika kursi rejalashtirilgan barcha bakalavriat yo'nalishlari va magistratura mutaxassisligi talabalari foydalanishlari uchun mo'ljallangan. O'quv qo'llanmada sohada erishilgan yangi fan yutuqlari ham o'z aksini topgan. O'quv qo'llanmadan soha mutaxassislari ham keng foydalanishlari mumkin.

T a q r i z c h i l a r :

E.J.Maxmudov

- TIMI qoshidagi Irrigatsiya va suv muammolari ilmiy tadqiqot instituti yetakchi ilmiy xodim, t.f.d., prof.

F.Baraev

- «GMTF» kafedra mudiri, t.f.d., prof.

KIRISH

Suyuqliklarning muvozanat va harakat qonunlarini o`rganuvchi hamda bu qonunlarni texnikaning har xil sohalariga tatbiq etish bilan shug`ullanuvchi fan gidravlika deb ataladi.

Gidravlika suyuqliklarda kuchlarning tarqalishi va uning harakat davomida o`zgarib borishi qonunlarini har xil qurilmalar va mashinalarni hisoblash hamda loyihalashga tatbiq etish bilan ham shug`ullanadi.

Gidravlika shuningdek, gidrotexnika, irrigatsiya, suv ta'minoti va kanalizatsiya, neft mexanikasi kabi bir qancha fanlarning asosi hisoblanadi. Insoniyat tarixining dastlabki davrlaridayoq suvdan foydalanish hayotda ma'lum o`rin egallagan. Arxeologik tekshirishlar odamlar juda qadim zamonlardan oq (eramizdan 4000-2000 yillar avval) turli gidrotexnika inshootlari qurishni bilganliklarini ko`rsatadi. Qadimgi Xitoyda, Misrda, Gretsiyada, Rimda, Markaziy Osiyoda va boshqa ibtidoiy madaniyat o`choqlarida kemalar, to`g`onlar, suv taminoti va sug`orish sistemalari bunyod etilganligi to`g`risida ma'lumotlar mavjud. Bu qurilmalarning qoldiqlari hanuzgacha saqlanib qolgan. Lekin u davrlarda bunday qurilish ishlari haqida hech qanday hisoblashlar saqlanmaganligi, ular faqat amaliy bilimlarga tayangan ilmiy nazariy asosga ega emas degan fikrga olib keladi.

Bizgacha yetib kelgan, gidravlikaga aloqador ilmiy ishlardan birinchisi Arximedning "Suzib yuruvchi jismlar haqida" asari bo`lsa, keyinchalik VIII-XI asrlarda Markaziy Osiyoda yashab ijod qilgan qator olimlarning asarlarida gidravlikaga oid masalalar o`z aksini topgan. Jumladan, buyuk vatandoshimiz Ahmad Farg`oniy (832-833 yillarda) Shom (Suriya) shimolidagi Sinjor dashtida Tadmur va ar-Raqqa oralig`ida yer meridian bir darajasining uzunligini o`lchashda qatnashdi. Yuqorida aytib o`tganimizdek, Ahmad Farg`oniy Nil daryosidagi suv sathini o`lchaydigan inshoot barpo etish uchun Misrning Qohira shahri yaqinidagi Fustat shahriga keladi. Ilmiy-texnik va me`moriy jihatdan g`oyat ulug`vor bu qurilma Nil daryosining Sayyolat ul-Rod mavzesida hozirga qadar saqlanib qolgan.

Shunisi qiziqki, aynan shu uskuna yordamida Misr aholisidan olinadigan yillik soliq miqdori belgilanib turilgan. Ya`ni, suv sathi ekinlarni sug`orish uchun qulay kelib, bir me`yorda oqsa, soliqning miqdori shunga qarab ko`tarilgan. Yoki suv sathi kamayib qurg`oqchilik boshlanadigan, aksincha suv ko`tarilib, ekinlarni yuvib ketishi mumkin bo`lgan vaqtlarda soliqlar miqdori kamaytirilishi mumkin edi. Bu Misr aholisining turmushi uchun adolatli qonunlardan biri hisoblangan.

Suyuqlik qonunlarining ochilishi eramizning XVI – XVII asrlaridan boshlandi. Bularga Leonardo da Vinchining suyuqliklarning o`zandagi va

quvurdagi harakati, jismlarning suzib yurishi va boshqalarga bog`liq ishlari, S. Stevenning idish tubiga va devorlariga ta'sir qiluvchi bosim kuchi, G. Galileyning jismlarning suyuqlikdagi harakati va muvozanati haqidagi ishlari, Ye. Torichellining suyuqliklarning kichik teshikdan oqib ketishi, B. Paskalning bosimning suyuqlik orqali uzatilishi to`g`risidagi, I. Nyutonning suyuqliklardagi ichki qarshiliklar qonuni va boshqa ishlar kiradi. Keyinchalik suyuqliklarning muvozanat va harakat qonunlari ikki yo`nalish bo`yicha taraqqiy qila boshladi. Bulardan biri tajribalarga asoslangan gidravlika bo`lsa, ikkinchisi nazariy mexanikaning mustaqil bo`limi sifatida taraqqiy qila boshlagan nazariy gidromexanika edi.

Nazariy gidromexanika aniq matematikaga asoslangan bo`lib, suyuqlik qonunlarini differentsial tenglamalar bilan ifodalash va ularni yechishga asoslanadi. Bu nazariy bilimlarning taraqqiy qilishiga XVII-XVIII asrlarda yashagan buyuk matematik-mexanik olimlar L.Eyler, D.Bernulli, M.Lomonosov, Lagranjlarning ilmiy asarlari asos bo`ldi. U vaqtdagi ishlar sof nazariy bo`lib, suyuqliklarning fizik xossalarini ideallashtirib ko`rilar va olingan natijalar harakat tarzlarini to`g`ri ifodalagani bilan tajriba natijalaridan juda uzoq edi. Shuning uchun bu ishlar gidromexanikaning taraqqiyotida aytarlik muhim rol o`ynamas edi va gidromexanika o`sha zamon texnikasi qo`ygan talabga javob bera olmas edi. XVIII-XIX asrlarda A.Shezi, A.Darsi, Bussinesk, Yu.Veysbax va boshqa olimlarning ishlari hozirgi zamonda gidravlika deb ataluvchi amaliy fanning asosi bo`ldi.

Gidravlika o`z xulosalarini suyuqlik harakatining soddalashtirilgan sxemalarini qarash asosida chiqaradi va odatda, nazariy tenglamalarga empirik koeffitsiyentlar kiritib, ularni tajribalar o`tkazish yo`li bilan aniqlaydi. Keyinchalik esa gidravlika bilan gidromexanika fani o`zaro yaqinlashib, bir-birini to`ldiruvchi fanga aylandi.

Hozirgi zamon gidravlikasi nazariyani tajriba bilan bog`lab, nazariy tekshirishlarni tajribada sinash, tajriba natijalarini esa nazariy asosda umumlashtirish yo`li bilan taraqqiy qilib boruvchi va o`z tekshirishlarida gidromexanikaning usullari hamda yutuqlaridan foydalanib boruvchi fandır.

Bu yo`nalishda Gidravlikaning taraqqiyotida quyidagi olimlarning muhim hissasi bor. Peterburg fanlar Akademiyasining a'zolari bo`lib, Rossiyada yashab, ijod etgan D. Bernulli va L.Eylerning gidromexanika fanining asoschilari sifatida yaratgan ishlanmalari, N.P.Petrovning gidrodinamik sirpanish nazariyasi, N.Ye.Jukovskiyning gidromexanikadagi muhim ishlari va quvurlardagi zarba nazariyasi, A.N.Krilovning kemalar nazariyasi, N.N.Pavlovskiyning suyuqliklarning filtratsiyasi nazariyasi, L.S.Leybenzonning yer osti gidromexanikasi va boshqa olimlarning ishlari dunyo faniga qo`shilgan buyuk

hissa bo`lib hisoblanadi, N.Ye.Jukovskiy, S.A.Shapligin va N.Ye.Koshinlar zamonaviy aerodinamika va gaz dinamikasining asoschilari bo`lib, bu fanlar hozir ham samolyot va raketalar harakatini o`rganishda katta rol o`ynaydi. Hozirgi zamon neft sanoati va texnikasida o`zbek olimi X.A.Raxmatulin asos solgan ko`p fazali muhitlar gidrodinamikasi muhim ahamiyatga ega ishlardan hisoblanadi .

Respublikamiz iqtisodiyotining barcha sohalarida amalga oshiralayotgan islohotlarning muvaffaqiyatida, jumladan irrigatsiya va melioratsiya, sug`orish tizimi, kimyo sanoati, qishloq xo`jaligi, mashinasozlik sanoati va texnikaning bir qancha sohalarida gidravlikaning ahamiyati beqiyosdir.

VII BOB. MAHALLIY GIDRAVLIK QARSHILIKLAR

Suyuqlik quvurlarda harakat qilganda, turli to`siqlarni aylanib o`tish uchun energiya sarflaydi. Ana shu sarflangan energiya suyuqlik bosimining pasayishiga sabab bo`ladi. Quvurlarda turli to`siqlar bo`lib, ularni aylanib o`tish uchun sarf etiladigan energiya bu to`siqlarning soniga va turlariga bog`liq.

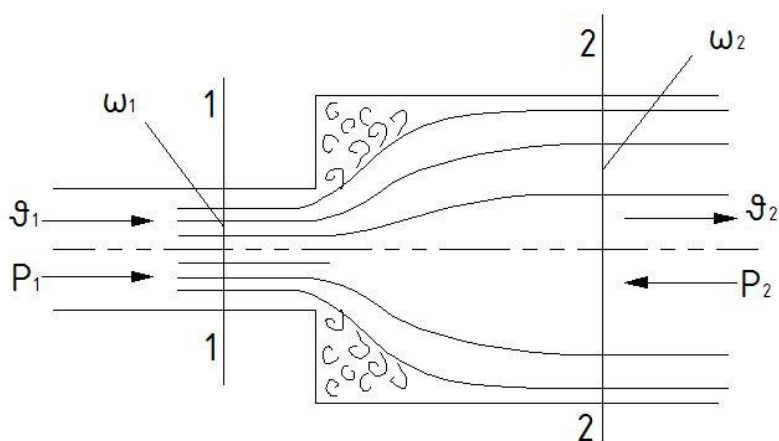
7.1. Mahalliy qarshilikning asosiy turlari. Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti

Mahalliy qarshilikning juda ko`p turlari mavjud bo`lib, bularning har biri uchun bosimning pasayishi turlichadir. Amaliy hisoblashlarda mahalliy qarshiliklarda bosimning pasayishini solishtirma kinetik energiyaga proporsional qilib olinadi:

$$H_M = \zeta \frac{g^2}{2g}$$

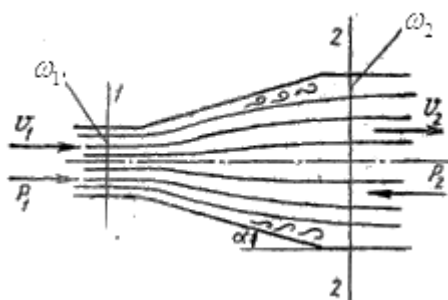
Proporsionallik koeffitsiyenti ξ mahalliy qarshilik koeffitsiyenti deb ataladi va asosan tajriba yo`li bilan aniqlanadi. Mahalliy qarshiliklarning asosiy turlari haqida to`xtalib o`tamiz.

1) **Keskin kengayish** (7.1-rasm). Mahalliy qarshilikning bu turida ξ koeffitsiyent kesimlarning o`zgarishiga bog`liq bo`lib, kesimlar - $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ qancha kichik bo`lsa, u shuncha katta bo`ladi. Bu holda, mahalliy qarshilik koeffitsiyentini nazariy hisoblasak ham bo`ladi (bu to`g`rida keyinroq to`xtalamiz). Keskin kengayishda 2-2 kesimda 1-1 kesimga nisbatan bosim ortib ($p_2 > p_1$), tezlik kamayadi ($V_2 < V_1$).



7.1-rasm. Keskin kengayish.

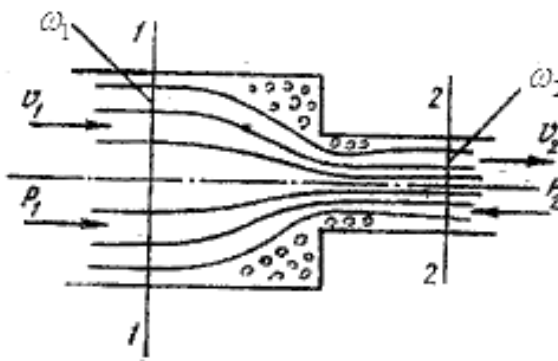
2) **Tekis kengayish** (7.2-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti kesimning o`zgarishiga va konuslik burchagi α ga bog`liq bo`lib, kesimlar nisbati $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ ning kamayishi va α ning ortishiga qarab ortadi.



7.2-rasm. Tekis kengayish.

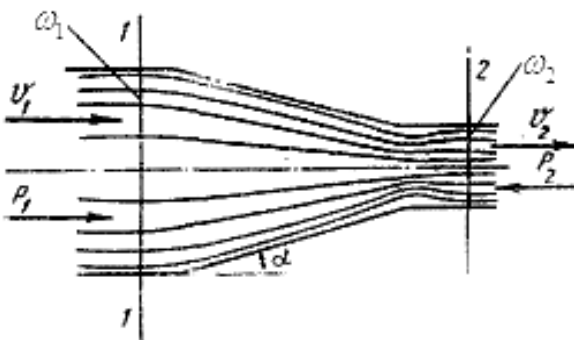
Avval ko`rilgandagi kabi 2-2 kesimda 1-1 kesimdagiga nisbatan bosim ortadi ($p_2 > p_1$) va tezlik kamayadi ($\vartheta_2 < \vartheta_1$).

3) **Keskin torayish** (7.3-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ξ kesimlar o`zgarishiga bog`liq bo`lib, ularning nisbati ortishi bilan ortadi. Bu holda energiyaning sarf bo`lishi keskin kengayishiga nisbatan kam bo`ladi.



7.3-rasm. Keskin torayish.

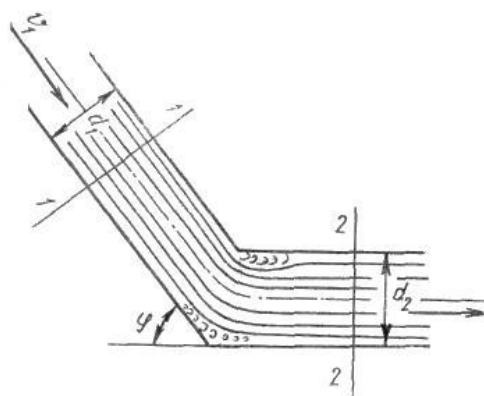
4) **Tekis torayish** (7.4-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti kesimlar nisbati $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ ning va konuslik burchagining ortishi bilan ortadi. Keskin torayishda ham, tekis torayishda ham 2-2 kesimda 1-1 kesimga nisbatan bosim kamayib ($p_2 < p_1$), tezlik ortadi ($V_2 > V_1$).



7.4-rasm. Tekis torayish.

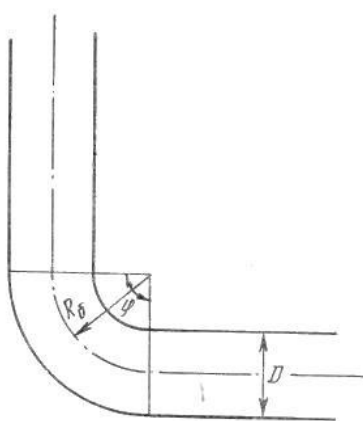
1) **Tirsak** (7.5-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ikki quvurning tutashish burchagiga bog`liq bo`lib, bu burchakning ortishi bilan ortadi.

ξ ning φ ga bog`liqligi asosan tajribada tekshirilgan bo`lib, ba'zi sodda hollari oqimchalar nazariyasida ko`rilgan.



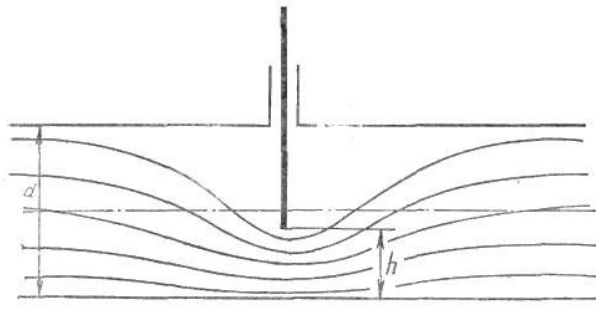
7.5-rasm.Tirsak

6) **Burilish** (7.6-rasm). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti burilish burchagi φ va quvur diametrining burilish radiusi R_b ning nisbatiga bog`liq bo`ladi. Burilishda ξ quvur diametrining burilish radiusiga nisbati $\frac{D}{R_b}$ ortishi bilan ortib boradi.



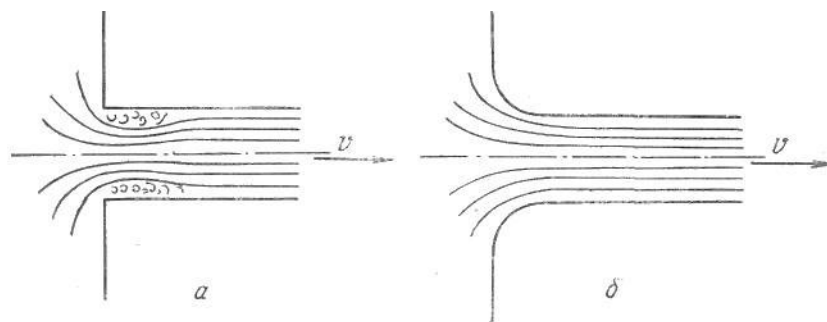
7.6-rasm.Burilish.

7) **Quvurga kirish** (7.7-rasm). Agar quvur biror suyuqlik bilan to`la idishga tutashtirilgan bo`lsa, u holda kirishdagi o`tkir burchaklarini (7.7-rasm, a) aylanib o`tish uchun suyuqlik energiyasi sarf bo`ladi. Bu holda mahalliy qarshilik koeffitsiyentining qiymati: $\xi = 0,5$. Kirishdagi o`tkir burchaklar silliqqlanib, quvurga suyuqlik kirishiga kam qarshilik ko`rsatadigan shakl berilgan bo`lsa, ξ ning miqdori kirishning silliqqlik darajasiga qarab $\xi = 0,04 \div 0,10$ oralig`ida bo`ladi (ko`p hollarda o`rtacha $\xi = 0,08$ qabul qilinadi).



7.7-rasm. Quvurga kirish

8) Diafragma. Quvurga o`rnatiladigan va suyuqlik sarfini o`lchash uchun ishlatiladigan o`rtasi teshik disk diafragma aytiladi (7.8-rasm). Bu holda mahalliy qarshilik koeffitsiyenti quvurning kesimi S_1 va diafragma teshigi kesimi ω_0 ning nisbati $\frac{\omega_0}{\omega_1}$ ga bog`liq bo`ladi va bu nisbatning ortishi bilan kamayib boradi (6-jadval).



7.8-rasm. Berkitgich.

6-jadval.

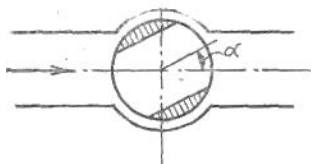
Diafragma uchun qarshilik koeffitsiyentiining o`zgarishi

$\frac{\omega_0}{\omega_1}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Z	226	47,8	17,5	7,80	3,75	1,80	0,80	0,29	0,06	0,00

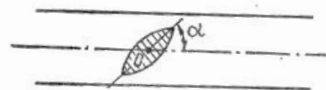
9) Berkitgich (zadvijka). Mahalliy qarshilik koeffitsiyenti eshikchaning (7.8-rasm) ochilish darajasiga bog`liq bo`lib, uning ochilishi kattalashishi bilan kamayib boradi. Uning o`rtacha ochilishiga $\xi = 2,0$ to`g`ri keladi.

10) Drossel klapan (7.9-rasm) va **tiqin-jo`mrak** (7.10-rasm). Bu hollarda mahalliy qarshilik koeffitsiyenti drossel klapaning va tiqin jo`mrakning ochilish burchagiga bog`liq bo`lib, $\alpha=20^0$ dan 50^0 gacha bo`lganda ξ ning qiymatlari:

Drossel klapan uchun $\xi = 2 \div 53$.



7.9-rasm. Drossel klapan.



7.10-rasm. Tiqin jo`mrak.

Tiqin-jo`mrak uchun $\xi = 2 \div 33$ atrofida bo`ladi. Bulardan tashqari, ventillar, jo`mraklar va boshqalarda ham mahalliy qarshilikning kamayishini kuzatish mumkin.

7.2.Reynolds sonining katta qiymatlari uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyenti

Biz mahalliy qarshiliklarni vujudga keltiruvchi to`siqlarning turlari to`g`risda to`xtalib o`tdik. Bu to`siqlarda oqimning turbulent tartibga xos bo`lgan hollaridagi qarshilik koeffitsiyentining o`zgarishini ko`rgan edik. Turbulent harakat vaqtida ξ koeffitsiyenti qarshilik ko`rsatuvchi to`siq shakliga, kattaligiga, to`siqlarning ochilish darajasiga bog`liq bo`lishidan tashqari, suyuqlik harakatining tartibiga, ya'ni Reynolds soniga ham bog`liq bo`ladi. Tajribalar ko`rsatishicha, Reynolds sonining katta qiymatlarida harakat tartibi turbulent bo`lsa, mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ξ ning Re soniga bog`liqligi juda ham sezilarsiz darajada bo`lib, bu bog`liqlikni to`siqlar shakli, turi va ochilish darajasining ta'siriga nisbatan hisobga olmaslik mumkin. Quyida biz turbulent oqim uchun mahalliy qarshilikning asosiy turlarida ξ koeffitsiyentni hisoblash ustida to`xtalib o`tamiz.

7.3. Quvurning keskin kengayishi (Bord teoremasi)

Quvurning keskin kengayishi va bunda oqimning taxminiy sxemasi 7.10-rasmda keltirilgan. Ko`rinib turibdiki, oqim quvurning tor kesimidan keng kesimga o`tganda burchaklarda suyuqlik quvur sirtida ajraladi. Natijada oqim keskin kengayadi va oqim sirti bilan quvur devori orasidagi halqasimon oraliqda aylanma (uyurmali) harakat vujudga keladi. Kuzatishlar shuni ko`rsatadiki, asosiy oqim hamda aylanayotgan suyuqlik o`rtasida zarrachalar u tomondan bu tomonga o`tib turadi. Quvurning keskin kengayishida mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ξ ni nazariy usul bilan hisoblash mumkin. Buning uchun quvurning tor qismida 1-1 kesim olamiz. Quvurning kengaygan qismida esa keskin kengayishdan keyin oqim kengayib bo`lib, barqarorlashgan qismida 2-2 kesim olamiz. 1-1 kesimda tezlik v_1 , bosim p_1 2-2 kesimda esa tezlik v_2 va bosim p_2 bo`lsin. Bu kesimlarga pezometr o`rnatsak, $p_2 > p_1$ bo`lgani uchun 1-1 kesimdagi pezometrda suyuqlik sathi 2-2

kesimdagi pezometrda suyuqlik sathidan h qadar past bo`ladi. Agar kesimning kengayishi hisobiga gidravlik yo`qotish bo`lmaganda edi, bu farq Δh miqdorda ko`proq bo`lardi. Ana shu ikkinchi pezometrda suv sathining Δh qadar pasayib qolishi mahalliy gidravlik yo`qotishdan iboratdir.

1-1-kesimning sirti ω_1 2-2 kesimning sirti esa S_2 bo`lsin. U holda bu kesimlar yuzasi bo`yicha tezlik bir xil (ya'ni $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 1$) deb hisoblasak, Bernulli tenglamasi shunday yoziladi

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{keng} \quad (7.2.)$$

Endi, 1-1 va 2-2 kesimlar o`rtasidagi suyuqlikning silindrik hajmi uchun harakat miqdorining o`zgarishi teoremasini qo`llaymiz. Buning uchun yon sirtlardagi urinma zo`riqishni taxminan nolga teng deb olib, aytilgan hajmga ta'sir qilayotgan tashqi kuchlar impulsini hisoblaymiz. 1-1 kesimni quvur kengayish kesimining ustida olingan deb qarash mumkin. U holda silindr asoslarining yuzalari tengligidan ularga ta'sir qiluvchi impul's o`zgarishi shunday yoziladi

$$(p_1 - p_2)\omega_2$$

1-1 kesimdagi harakat miqdori $\rho Q v_1$ va 2-2 kesimdagi harakat miqdori $\rho Q v_2$ bo`lgani uchun ular orasidagi harakat miqdorining o`zgarishi quyidagiga teng bo`ladi.

$$\rho Q(v_2 - v_1).$$

Bu ikki miqdorni tenglashtirib, ushbu tenglamani olamiz:

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

Tenglamaning ikki tomonini $\omega_2 \gamma$ ga bo`lsak u holda $Q = \omega_2 v_2$ ni hisobga olib, ushbu tenglamani olamiz:

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{\rho Q}{\gamma \omega_2} (v_2 - v_1) = \frac{v_2}{g} (v_2 - v_1). \quad (7.3)$$

Oxirgi tenglamaning $v_2(v_2 - v_1)$ hadi ustida quyidagi amallarni bajaramiz

$$v_2(v_2 - v_1) = v_2^2 - v_2 v_1 = \frac{v_2^2}{2} + \frac{v_2^2}{2} - \frac{2v_1 v_2}{2} + \frac{v_1^2}{2} - \frac{v_1^2}{2}$$

U holda (7.3) tenglama ushbu ko`rinishga keladi

$$\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} - \frac{2v_1 v_2}{2g} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} + \frac{(v_2 - v_1)^2}{2g}.$$

Oxirgi tenglama hadlarini bir xil indekslar bo`yicha guruhlasak,

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{(v_2 - v_1)^2}{2g}.$$

Bu tenglamani (7.2) bilan solishtirsak, quyidagi kelib chiqadi

$$H_M = h_{keng} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} \quad (7.4)$$

Olingan (7.4) formula *Bord formulasi* deyiladi.

Bu formulaga asosan bosimning keskin kengayishdagi pasayishi tezlik kamayishi kvadratining ikkilangan erkin tushish tezlanishiga nisbatiga teng (Bord teoremasi).

Endi, (7.4) formulaga uzilmaslik tenglamasi

$$g_1 \omega_1 = g_2 \omega_2 \text{ ёки } g_2 = \frac{\omega_1}{\omega_2} g_1$$

ni qo'llasak, quyidagi ko'rinishda yoziladi

$$H_M = \left(g_1 - \frac{\omega_1}{\omega} g_1 \right)^2 \frac{1}{2g} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 \frac{g_1^2}{2g}$$

Bu munosabatni (7.1) ga solishtirib, keskin kengayish uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyenti formulasi ushbu ko'rinishda yoziladi:

$$\zeta = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2. \quad (7.5)$$

Bu olingan munosabat (tajribalarda tasdiqlanishicha) turbulent oqimlar uchun olingan tajriba natijalariga juda yaqin keladi. Shuning uchun u ko'rilgan hollarda hisoblash ishlarida keng qo'llaniladi. Quvurning kengaygan kesimi avvalgi kesimdan juda keng bo'lsa ($\omega_2 \gg \omega_1$), u holda $\zeta \approx 1$ bo'ladi

$$H_M = \frac{g_1^2}{2g}.$$

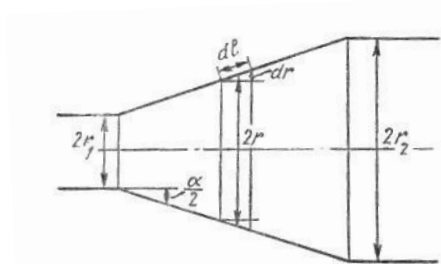
Bu xususiy holda oqimning butun kinetik energiyasi mahalliy qarshilikning yengish uchun sarf bo'ladi.

Shuni aytish kerakki, ko'rilgan holdagi energiyaning hammasi quvurning keskin kengaygan qismida oqimning quvur sirtidan ajrashi hisobiga hosil bo'lgan aylanma harakatning vujudga kelishiga va uning yangilanib turishiga sarf bo'ladi.

7.4. Diffuzorlar

Tekis kengayib boruvchi quvurlar (7.11-rasm) diffuzorlar deyiladi. Diffuzorlarda harakat tezligi kamayadi va bosim ortib boradi. Suyuqlik zarrachalari ortib borayotgan bosimni yengish uchun o'z kinetik energiyasini sarflaydi, natijada diffuzorlarning kengayish yo'nalishida kinetik energiya kamayib boradi. Suyuqlikning devor yonidagi qavatlarining energiyasi shunchalik kamayadiki, ortib borayotgan bosim kuchini yenga olmay qoladi va natijada harakatdan to'xtaydi yoki teskari yo'nalishda harakat qila boshlaydi. Asosiy oqim ana shu teskari harakatlanayotgan oqim bilan to'qnashishi natijasida uyurmali harakat vujudga kelib, oqimning quvur sirtidan ajralish hodisasi yuz beradi. Bu hodisaning tezkorligi diffuzorning konuslik burchagi ortishi bilan kuchayib boradi

va uyurmali harakat hosil qilishga sarf bo'layotgan energiya ham ortadi. Bundan



tashqari diffuzorda ishqalanish kuchini ham hisobga olish mumkin.

7.11-rasm. Diffuzorlarda bosimning kamayishini hisoblashga doir chizma.

Shunday qilib, diffuzorlarda bosimning pasayishi ikki yig'indidan iborat deb qaraladi

$$h_{dif.} = H_M = h_i + h_{keng},$$

bu yerda h_i - bosimning ishqalanish hisobiga pasayishi; h_{keng} - bosimning kengayish hisobiga pasayishi. Bosimning ishqalanish hisobiga pasayishini taxminan hisoblash mumkin. Buning uchun diffuzorni diametri $2r$, yon sirti diffuzor sirti bilan $\frac{\alpha}{2}$ burchak tashkil qilgan va radiuslari r_1 dan r_2 gacha o'zgarib boruvchi uzunligi d_1 bo'lgan elementar silindrik naychalardan tashkil topgan deymiz (7.11-rasm). U holda har bir elementar naycha uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$dh_i = \lambda_i \frac{dl}{2r} \frac{g^2}{2g}$$

V - ixtiyoriy ko'rilayotgan kesimdagi o'rtacha tezlik va ixtiyoriy kesim yuzasi $S = \pi r^2$ ga teng desak;

$$dl = \frac{dr}{\sin \frac{\alpha}{2}} \text{ va } g = \frac{\omega_1}{\omega_2} g_1 = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 g_1$$

ni hisobga olib

$$dh_u = \lambda_u \frac{dr}{2r \sin \frac{\alpha}{2}} \left(\frac{r_1}{r}\right)^4 \frac{g_1^2}{2g}$$

formulani keltirib chiqaramiz.

Bu tenglikda dr (ya'ni d_1) ni nolga intilib borsak, bosimning ishqalanish hisobiga kamayishni tenglikning chap tomondan 0 dan h_i gacha, o'ng tomonidan r_1 dan r_2 gacha integral olish yo'li bilan hisoblaymiz:

$$h_i = \lambda_i \frac{r_1^4}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{g_1^2}{2g} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^5} = \frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^4 \right] \frac{g_1^2}{2g}. \quad (7.6)$$

Kengayish hisobiga bosimning pasayishini hisoblash uchun keskin kengayishdagi (7.4) formuladan foydalanamiz va bunda diffuzor keskin kengayishini taxminiy ifodalangani uchun k koeffitsiyent kiritamiz. U holda

$$h_{keng} = k \frac{(g_1 - g_2)^2}{2g} = k \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] \frac{g_1^2}{2g}. \quad (7.7)$$

k – tajribada aniqlanadigan koeffitsiyent bo`lib, $5 - 20^0$ konuslik burchagiga ega bo`lgan diffuzorlar uchun I.E. Idelshikning tajribadan aniqlangan formulasi bo`yicha

$$k = 3,2tg \frac{\alpha}{2} \sqrt[4]{tg \frac{\alpha}{2}}.$$

Flingerning taxminiy formulasi bo`yicha

$$k = \sin \alpha$$

ga teng. Buni hisobga olib (7.6) va (7.7) yig`indisidan quyidagini olamiz:

$$H_M = h_{dif} = \left[\frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) + \sin \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{n} \right)^2 \right] \frac{V_1^2}{2g} = \zeta_{dif} \frac{V_1^2}{2g}, \quad (7.8)$$

bu yerda $n = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2$ belgilash kiritilgan bo`lib, u diffuzorning kengayish darajasi deyiladi.

Shunday qilib, diffuzor uchun mahalliy qarshilik koeffitsiyenti quyidagi formula bo`yicha aniqlanadi:

$$\zeta_{dif} = \frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) + \sin \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{n} \right)^2. \quad (7.9)$$

Bu formuladan ko`rinadiki, mahalliy qarshilik koeffitsiyenti λ_u konuslik burchagi va kengayish darajasiga bog`liq ekan.

(7.9) dan ko`rinib turibdiki, α ning n ning ortishi bilan (λ_u o`zgarmas bo`lganda) yig`indining birinchi hadi kamayadi, ya'ni ishqalanish kuchining ta'siri kamayib, diffuzor kaltalashadi va uyurmalarining ta'siri ko`payadi, α kamayganda esa (o`zgarmas kengayish darajasi n da) ishqalanish kuchi ortib, uyurmalar kamayadi.

Hisoblashlarda odatda $\lambda_i - 0,015 \div 0,025$ deb olinadi. Bu holda, eng qulay diffuzor uchun nazariy yo`l bilan kengayish darajasi $n = 2 : 4$ ni keltirib chiqaramiz. Bu konuslik burchagi $\alpha = 6^0$ ga to`g`ri keladi.

Amalda diffuzorning uzunligini kamaytirish uchun n va α biroz kattaroq qilib, $\alpha = 7^0 \div 9^0$ atrofida olinadi.

7.5. Quvurlarning torayishi.

Keskin torayishda (7.11-rasm) kesimlar nisbati bir xil bo`lgan keskin kengayishga nisbatan kamroq energiya sarf bo`ladi. Bu holda energiyaning sarf bo`lishiga tor quvurga kirishdagi ishqalanish kuchi va uyurmalar paydo bo`lish sabbdir. Uyurmalarining paydo bo`lishi esa oqimning tor quvurga kirish oldidagi burchakni aylanib o`ta olmay, keng quvur sirtidan ajralishiga va torayishiga, natijada quvur devori va oqim orasida juda sekin harakatlanuvchi uyurmali oqim paydo bo`lishiga olib keladi. Oqimning torayishi u tor quvurga kirganda ham davom etadi va so`ngra kengayadi. Bu davrda gidravlik yo`qotish keskin kengayishdagi kabi aniqlanadi. Shunday qilib, bosimning to`liq pasayishi quyidagiga teng bo`ladi:

$$H_M = h_{tor} = \zeta_0 \frac{g_1^2}{2g} + \frac{(g_1 - g_2)^2}{2g} = \zeta_{tor} \frac{g_2^2}{2g}, \quad (7.10)$$

bu yerda: ζ_0 – tor quvurga kirishdagi ishqalanishni aniqlovchi qarshilik koeffitsiyenti; V_t - torayandagi tezlik.

Keskin torayishning qarshilik koeffitsiyenti torayish darajasi $n = \frac{\omega_1}{\omega_2}$ ga bog`liq va I.E. Idelshik tomonidan taklif qilingan quyidagi yarim empirik formula bilan aniqlanishi mumkin:

$$\zeta_{tor} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{n} \right). \quad (7.11)$$

Formulalardan ko`rinib turibdiki, $\frac{1}{n} \approx 0$ deb hisoblash mumkin bo`lsa, ya'ni katta idishdan quvurga kirish holida, agar kirish burchagi silliqlangan bo`lmasa, qarshilik koeffitsiyenti (1.70-rasm) $\zeta_{tor} = 0,5$ bo`ladi. Kirish burchagi (kirish qirrasini) silliqlangan bo`lsa, qarshilik kuchi kamayadi.

Tekis torayish (7.11-rasm) konfuzor deb ataladi. Konfuzorda suyuqlik oqayotganda tezlik ortib, bosim kamayib boradi. Suyuqlik katta bosimli sohadan kichik bosimli sohaga qarab harakat qilgani uchun uyurmalar paydo bo`lishi va diffuzordagi kabi oqimning sirtidan ajralishiga hech qanday sabab yo`q. Shuning uchun konfuzorda energiya faqat ishqalanishga sarf bo`ladi. Shunday qilib, konfuzordagi qarshilik kuchi xuddi shunday diffuzordagiga qaraganda kichik bo`ladi.

Konfuzordagi bosimning pasayishini diffuzordagi kabi elementar bo`laklarga bo`lib, so`ngra integrallab hisoblash mumkin. Shu usul bilan quyidagi formulani olamiz:

$$H_M = \frac{\lambda_i}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \frac{g_2^2}{2g} \quad (7.12)$$

bu yerda n - torayish darajasi.

Tor quvurga kirishda oqimning devordan ajralishi va ozroq uyurma hosil bo`lishi kuzatiladi. Bu uyurmani yo`qotish uchun ba'zan konussimon quvurning silindrik quvurga tutashgan joyiga ma'lum shakl berilib, silliq tutashtiriladi. Bunday tutashtirilgan quvurlar soplo deyiladi.

7.6. Tirsaklar

Quvurlarning keskin burilishi yoki tirsaklarda (7.12-rasm), odatda anchagina miqdorda energiya sarf bo`ladi. Tirsaklarda energiya sarfiga oqimning (quvur sirtidan) ajralishi va uyurmalar yuzaga kelishi sabab bo`lib, φ burchak qancha katta bo`lsa, sarf ham shuncha ko`p bo`ladi.

Silindrik quvurlardagi tirsaklarda mahalliy qarshilik koeffitsiyenti ζ_{tr} burchak ning o`shishi bilan juda keskin o`sib, $\varphi = 90^\circ$ da 1 ga teng bo`ladi. Kichik diametrli quvurlardagi tirsaklar uchun qarshilik koeffitsiyentini ushbu formula yordamida hisoblash mumkin:

$$\zeta_{tr} = 0,946 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + 2,047 \sin^4 \frac{\varphi}{2}. \quad (7.13)$$

Energiya sarfi katta bo`lgani uchun keskin burilishli tirsaklarni quvurlarda qo`llash tavsiya etilmaydi.

Quvurlardagi burilishlarni (7.12-rasm) ham, odatda, tirsaklar deb atash mumkin. Bunday burilishli tirsaklarda uyurmalar kamroq paydo bo`ladi. Bu holda qarshilik koeffitsiyenti ζ_b ni hisoblash uchun ushbu formuladan foydalaniladi:

$$\zeta_b = \left[0,131 + 0,163 \left(\frac{D}{R_b} \right)^{3,5} \right] \frac{\varphi}{90^\circ}. \quad (7.14)$$

$\varphi = 90^\circ$ va $\frac{R_b}{D} \geq 1$ bo`lganda, tajribadan olingan quyidagi formuladan foydalanish mumkin:

$$\zeta_b \approx \zeta'_b \approx 0,051 + 0,19 \frac{D}{R_b} \quad (7.15)$$

Burchak $\varphi \leq 70$ bo`lganda, qarshilik koeffitsiyenti

$$\zeta_b \approx 0,9 \sin \varphi \zeta'_b$$

Ga, $\varphi \geq 100$ da esa quyidagiga teng.

$$\zeta_b = \left(0,7 + \frac{\varphi 0,35}{90^\circ} \right) \zeta'_b \quad (7.16)$$

Burilishdagi bosimning pasayishi qarshilik koeffitsiyenti aniqlashga keladi

$$H_M = h_b = \xi_b \frac{g^2}{2g}$$

va u to'liq gidravlik yo'qotish bilan ishqalanishga, yo'qotishning ayirmasiga teng, ya'ni quvur egriligi hisobiga paydo bo'lgan qarshiliknigina ifodalaydi.

Tirsaklarda qarshilik quvurning shakliga bog'liq bo'lib, u oqimning uyurmalar hosil qilishiga ta'sir qiladi. Bu masalalar ustida juda ko'p nazariy tekshirishlar va tajribalar mavjud bo'lib, biz ular to'g'risida to'xtalib o'tirmaymiz.

7.7. Reynolds sonining kichik qiymatlarida mahalliy qarshilik koeffitsiyenti.

Yuqorida aytganimizdek, Reynolds sonining katta qiymatlarida (agar harakat turbulent bo'lsa) mahalliy qarshilikning Re ga bog'liqligi shunchalik kichikki, uning ta'sirini hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda, yuqorida keltirilgan usullar bilan turli qarshilik koeffitsiyentlarini hisoblash mumkin.

Laminar harakat vaqtida esa umumiy qarshilik ishqalanish kuchi va uyurmalar yuzaga kelishi hisobiga paydo bo'lgan qarshiliklar yig'indisiga teng. Buni hisobga olib, o'tkazilgan tajribalar mahalliy qarshilik koeffitsiyentini quyidagi ko'rinishda ifodalashga imkon beradi:

$$\zeta = \frac{A}{Re} + B \quad (7.17)$$

Keyinchalik o'tkazilgan A.D. Altshul, V.N.Karayev va N.Z. Frenkellarning tajribalari Reynolds sonining kichik qiymatlarida ($Re < 9$) mahalliy qarshilik koeffitsiyentini Re ga teskari proportsional ko'rinishda olish mumkin ekanligini ko'rsatadi:

$$\zeta = \frac{A}{Re}$$

Demak, Reynolds sonining juda kichik qiymatlarida qarshilik koeffitsiyenti mahalliy qarshilikning shakliga bog'liq bo'lmay, faqat Re soniga bog'liq bo'lar ekan.

Laminar tartibli oqimlar uchun Reynolds sonining kattaroq qiymatlarida esa mahalliy qarshilik (2.17) ka qaraganda biroz murakkabroq ko'rinishda ifodalanishi mumkin:

$$\zeta = \frac{C}{Re^m}$$

bu yerda: C va m - mahalliy qarshilikning qaysi ko'rinishida bo'lishiga bog'liq koeffitsiyentdir.

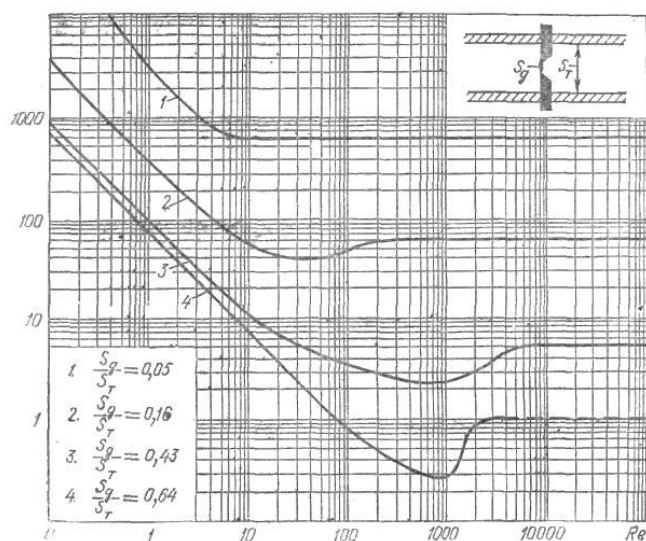
F.P.Tolstolesovning tajribalari bo`yicha $m = 0,285$ bo`lib,

$$\zeta = \frac{C}{Re^{0,285}}.$$

"Azneftkombinat"ning gidravlik laboratoriyasida o`tkazilgan tajribalar bo`yicha $m = 0,25$ bo`ladi:

$$\zeta = \frac{C_1}{Re^{0,25}}.$$

Tajriba natijalaridan ko`rinadiki, Reynolds sonining kattaligi ortishi bilan mahalliy qarshiliklar shaklining ta'siri ortib boradi, $Re > 3500$ bo`lganda, xususan turbulent tartibga o`tganda, bu ta'sir hal qiluvchi rol o`ynaydi.



7.12-rasm . Kichik Re da mahalliy qarshilik

Misol sifatida 7.12-rasmda diafragmalar uchun mahalliy qarshilik koefitsiyentining Re ning o`zgarishi bo`yicha o`zgarib borishini to`rtta diafragma uchun keltirilgan.

Bu rasmdan Reynolds sonining kichik qiymatlarida $\lg \zeta, \lg Re$ ga chiziqli bog`liq bo`lib, mahalliy qarshilik koefitsiyenti uchun (2.17) formulaning to`g`ri ekanligi ko`rinadi. Reynolds soni kattalashgan sari bu qonuniyat o`zgarib boradi.

Mahalliy qarshiliklarda Re soni kichik bo`lgan hollarda amaliy hisob ishlari uchun gidravlik yo`qotishni quvurning ekvivalent uzunligi bilan almashtiriladi. Ekvivalent uzunlik deb ko`rilayotgan quvurning shunday uzunligi olinadiki, undagi ishqalanish qarshiligi mahalliy qarshilikka teng. Bu holda:

$$H_M = \zeta_M \frac{g^2}{2g} = \lambda \frac{l_{kv}^e g^2}{D 2g} \quad (7.19)$$

Bundan ekvivalent uzunlik uchun formula chiqaramiz:

$$l_{kv} = \zeta_M \frac{D}{\lambda} \quad (7.20)$$

Ekvivalent uzunlikni turli mahalliy qarshiliklar uchun, odatda, tajriba yo`li bilan aniqlanadi.

7.8. Mahalliy gidravlik qarshiliklarda kavitatsiya hodisasi

Suyuqliklarda gazlarning erishi haqida so`z yuritilgan 8-§ da biz kavitatsiya hodisasi ustida to`xtalib o`tdik va kavitatsiya hodisasi suyuqliklarda agregat holatining o`zgarishi bilan bog`liq ekanligi ko`rsatiladi. Unda kavitatsiya hodisasi bosimning kamayishi yoki temperaturaning ortishiga bog`liq ekanligi aytilgan edi. Mahalliy qarshiliklarda temperatura o`zgarmay, oqim kesimining o`zgarishi natijasida suyuqlikda erigan gazlarning miqdori o`zgaradi. Suyuqliklarning zichligi (yoki solishtirma hajmi) deyarli o`zgarmagani uchun unda erigan gazlarga Boyl-Mariot qonunini qo`llash mumkin bo`ladi.

$$pV = RT$$

bu yerda p - bosim, V - solishtirma hajm, T - absolyut temperatura, R - gaz doimiysi.

Suyuqlik oqimlarida temperatura o`zgarmagani va ko`ndalang kesim kichrayganda bosim ortib, kesim kattalashganda bosim kamaygani uchun mahalliy torayish mavjud joylarda tezlik ortib, bosim kamayadi (masalan, keskin torayish, konfuzor, jo`mraklar, teshikchalar, diafragmalar va h. k.). Agar bu yerda absolyut bosim suyuqlikning to`yingan bug`larining shu temperaturadagi portsial bosimga teng bo`lsa, u holda bug`lanish va erigan gazlarning ajralish hodisasi yoki mahalliy qaynash hodisasi ro`y beradi. Torayishdan keyin kengayish boshlanishi bilan bosim ortib, qaynash to`xtaydi va ajralgan bug`lar kondensatsiyalanib, gazlar eriydi, ya'ni kavitatsiya hodisasi yuz beradi. Kavitatsiya hodisasi yuqori chastotali mahalliy kichik gidravlik zarbalarning kelib chiqishiga sabab bo`ladi. Bu hodisa gidrosistemalarda odatdagi tartibning buzilishiga, ayrim hollarda esa, uning qismlarining ishdan chiqishiga sabab bo`ladi, quvurlarda qarshilikning ortishiga olib keladi.

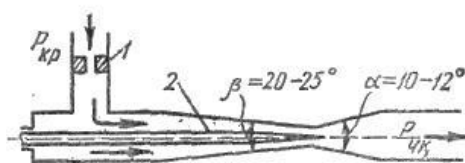
Shuning uchun mahalliy qarshiliklarda kavitatsiyaning kelib chiqishiga qarshi kurash olib boriladi. Bunday usullardan biri mahalliy qarshilikning bosim kamayuvchi qismida klapanlar yordamida bosimni ko`tarishdan iborat. Lekin bu

usul bosimning pasayish darajasi yuqori bo`lganda ko`p foyda bermaydi, ammo kavitatsiyaning zararli ta'sirini kamaytirishga yordam beradi.

7.9 Kavitatsiyadan amalda foydalanish

Kavitatsiya hodisasidan amalda foydalanish ham mumkin. Xususan bu hodisani sarfini stabillash maqsadida Venturi soplolaridan foydalanishda ko`rish mumkin (7.13-rasm). Kirishdagi bosim p_{kr} o`zgarmagan holda, chiqishdagi bosim

p_{chq} kamayishi



7.13-rasm. Kavitatsiya hodisasidan sarfini barqarorlashda foydalanish uchun qurilma

bilan oqimning tezligi va sarfi ortadi. Lekin tezlik ortishi bilan soplarning toraygan qismida bosim kamayadi. Bu bosim kavitatsiyaning boshlanishiga olib keluvchi bosim miqdoriga tenglashsa yoki undan kamaysa, bug` va erigan gazlarning ajralib chiqishi natijasida suyuqlik qaynay boshlaydi. Bosimning bundan keyingi kamayishi kavitatsiya hodisasi tezkorligining ortishiga va natijada qarshilikning ortishiga, suyuqlik qaynashi boshlanishidan keyin, chiqishdagi bosimning kamayib borishiga qaramay, suyuqlik sarfining o`zgarmasdan qolishiga sabab bo`ladi. p_{chq} ning kamayishi faqatgina diffuzorda kavitatsiya zonasining kengayib borishiga olib keladi.

Bu voqea gidrosistemalarning chiqish qismida bosim miqdorining o`zgarib turishi hollarida suyuqlik sarfini stabillash uchun kerak bo`ladi.

Ko`rilayotgan qurilmada (7.13-rasm) sarfini o`lchash bo`lib, u sarf o`zgarishining katta diapazonlarida $\frac{Q_{max}}{Q_{min}} \geq 10$ uni boshqarishga yordam beradi. Bu holda kavitatsiya natijasida gidrosistema qismlarining buzilishi holi bo`lmaydi.

7.10. Mahalliy qarshiliklarning o'zaro ta'siri

Gidravlik sistemalarda umumiy qarshilik uning qismlaridagi ayrim qarshiliklarning yig'indisidan iborat. Masalan, quvurda bir qancha mahalliy qarshiliklar (tirsak, jo'mrak, diafragma, eshikcha va h.k.) bo'lib, ularni xarakterlovchi mahalliy qarshilik koeffitsiyentlari $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \dots, \zeta_n$ bo'lsin. Agar quvurning uzunligi z , diametri D va sarfi Q bo'lsa, undagi ishqalanish qarshiligi

$$H_e = \lambda \frac{z}{D} \frac{g^2}{2g},$$

mahalliy qarshiliklar quyidagicha bo'ladi:

$$H_{M1} = \zeta_1 \frac{g_1^2}{2g}$$

$$H_{M2} = \zeta_2 \frac{g_2^2}{2g}$$

$$H_{M3} = \zeta_3 \frac{g_3^2}{2g}$$

.....

$$H_{Mn} = \zeta_n \frac{g_n^2}{2g}$$

Bularni qo'shib, umumiy qarshilikni topamiz:

$$H = \left(\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 + \dots + \zeta_n + \lambda \frac{z}{D} \right) \frac{g^2}{2g} \quad (7.21)$$

Oxirgi munosabatda qavs ichidagi qiymat quvurdagi ishqalanish kuchi, qarshilik va mahalliy qarshilik koeffitsiyentlari yig'indisidan iborat bo'lib, sistemaning qarshilik koeffitsiyenti deyiladi:

$$\zeta_{sist} = \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 + \dots + \zeta_n + \lambda \frac{z}{D} \quad (7.22)$$

Bu holda sistema uchun

$$H = \zeta_{sist} \frac{g^2}{2g}$$

Qarshiliklarni bunday qo'shish uchun mahalliy qarshiliklar bir-biridan ma'lum masofada bo'lishi kerak, ya'ni har bir mahalliy qarshilik avvalgisidan shunday masofada bo'lishi keraki, unga kelayotgan oqim avvalgi mahalliy qarshilikdan o'tishdagi hosil bo'lgan turli o'zgarishlar ta'siridan holi bo'lgan (turg'unlashgan) bo'lishi kerak. Masalan, turbulent tartibda oqayotgan suyuqlik, laminar oqimli quvurga kirgandan keyin shunday masofani o'tishi kerakki, bunda

tezlikning laminar oqimga tegishli taqsimlanishi vujudga kelishi kerak. Shuningdek, biror mahalliy qarshilikdan o'tayotganda buzilgan laminar oqimning yana turg'unlashuvi biror masofadan o'tganidan so'ng sodir bo'ladi.

Masalan, quvurlarning burilishlaridagi tartibning buzilishi quvur diametridan 50 marta katta masofada ham saqlanadi.

Turg'unlashuv masofasi l_{cr} quyidagi formula bo'yicha hisoblanishi mumkin:

$$l_{st} = 0,693 Re^{0,25} D$$

bu yerda D - quvurning ichki diametri

Quvurning kirish qismi juda yaxshi silliqlanganda laminar oqimning turg'unlashuv qismi $0,29 ReD$ gacha kamayadi.

Amalda mahalliy qarshiliklarni bir-biridan to'g'ri chiziqli bo'lak bilan ajratib, ular orasidagi masofani $l \leq (10 \div 20)D$ ga tenglashtirishga harakat qilinadi.

Odatda, gidrosistemalarda mahalliy qarshiliklar bizning ixtiyorimizga bog'liq bo'lmagan holda turli masofalarga o'rnatilgani uchun ularning o'zaro ta'sirini hisobga olib bo'lmaydi va mahalliy qarshiliklardagi energiya sarfi taxminiy hisoblanadi. Boshqacha aytganda, mahalliy qarshiliklarning o'zaro ta'siri kichik miqdor sifatida nazarga olinmaydi. Umumiy qarshilik oldida bu kuchlar juda kichik bo'lgani uchun hisoblash natijalariga sezilarli ta'sir ko'rsatmaydi.

Amaliy mashg'ulotlarni bajarishga doir ko'rsatma

Masala: Uzunligi $l=1,5$ km va diametri $d = 250$ mm li quvurda benzin oqib o'tmoqda. Benzinning harorati $t = 20^\circ\text{C}$, sarfi $Q = 0,026 \text{ m}^3/\text{s}$. Quvurda yo'qolgan dam (napor)ni aniqlang. Agar quvurning diametrini 20% kamaytirsak yo'qolgan dam (napor) miqdori qanchaga o'zgaradi? Quvurning g'adir-budurligi $\Delta=0,2$ mm.

Yechimi: I. Quvurdagi oqim tezligi:

$$g = \frac{4Q}{\pi d^2} = 0,53 \text{ m/s}$$

Suyuqlikning harakat rejimini aniqlaymiz: jadvaldan $t = 20^\circ\text{C}$ haroratdagi benzinning kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti $\nu = 0,75 \text{ mm}^2/\text{s}$.

Reynolds soni:

$$Re = \frac{Vd}{\nu} = 177 \cdot 10^3.$$

demak, harakat rejimi turbulent.

U holda gidravlik ishqalanish koefitsiyentini Altshul formulasi yordamida aniqlaymiz:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25} = 0,02.$$

Bosimning yo'qolishi:
$$\Delta P = \frac{\lambda \cdot l}{d} \cdot \frac{\rho V^2}{2} = 11,8 \cdot 10^3 \text{ Pa}$$

II. Quvur diametrini 20% ga kamaytirsak:

$$d_1 = 0,8d = 200 \text{ mm}$$

U holda yo'qolgan bosim miqdori:

Demak, quvur diametrini 20% ga kamaytirsak, bosimning kamayishi (yo'qolgan napor) 3,2 marta oshar ekan.

Mustaqil yechishga doir masalalar

1. Uzunligi $l=5$ km, diametri $d=20$ sm bo'lgan po'lat quvurdan harorati $t=20^\circ\text{C}$ bo'lgan suv oqib chiqmoqda. Agar quvurdan o'tayotgan suv sarfi $Q=20$ l/s bo'lsa, gidravlik ishqalanish koefitsiyentini aniqlang.

2. Yuqoridagi masalada suv o'rniga neft oqib o'tayotgan bo'lsa, gidravlik ishqalanish koefitsiyenti qanday bo'ladi?

3. Laboratoriya sharoitida po'lat quvurning gidravlik ishqalanish koefitsiyentini aniqlash uchun, yangi po'lat quvurda tajribalar o'tkazadilar. Buning uchun uzunligi $l=6$ m, diametri $d=200$ mm bo'lgan quvurga pezometr ulanib, ma'lum miqdor sarfni o'tkazadilar. Agar suv sarfi $Q=10$ l/s bo'lib, pezometrlardagi suyuqliklar sathining farqi $\Delta h=200$ mm bo'lganda gidravlik ishqalanish koefitsiyentini aniqlang.

4. Agar po'lat quvurni a) cho'yan; b) polietilen; v) asbestotsement quvurlar bilan almashtirsak pezometrda suyuqliklar sathining farqi o'zgaradimi?

VII bob bo'yicha nazorat savollari

1. Mahalliy qarshilikning asosiy turlari.
2. Mahalliy qarshilik koefitsiyenti
3. Bord teoremasi ta'rifi.
4. Tirsaklar
5. Kavitatsiya hodisasi
6. Mahalliy qarshiliklarning o'zaro ta'siri

FOYDALANILGAN ADABIYOT

1. Bashta T. M., Rudnev S. S, Nekrasov B. I. va boshqalar, Gidravlika i gidravlicheskiye mashini M., "Mashinostroyeniye" 1980 g.1.
2. Latipov Q.SH. Gidravlika , gidromashinalar va gidroyuritmalar.- Toshkent: O'qituvchi, 1992 y.
3. Shtrenlixt D.V. Gidravlika. M., Energoatomizdat, 1992 g.
4. Kiselev P. G. Gidravlika osnovi mexaniki jidkosti. M., Energiya 1980 g.
5. Osipov P. Ye. Gidravlika i gidravlicheskiye mashini, M., "Lesnaya promishlennost, 1965 g.
6. Uginshus A. A. Gidravlika i gidravlicheskiye mashini, Xarkov, izd. Xarkovskogo Gosuniversiteta im. A. M. Gorkogo 1966g
7. Kostyushenko E.V.,Laptyev V.I., Xolodok L.A. Praktikum po gidravlike I gidromxanizatsii selskoxozyaystvennix protsessov.- Minsk urojay, 1991g.
8. Yufin A. P. Gidravlika, gidravlicheskiye mashini i gidroprivodi M., "Visshaya Shkola", 197 1965g
9. A.Arifjanov, I.Axmedxodjayeva, A.Fatxullayev. Suv resurslari.TIMI, 2008y.
10. Nekrasov B.B. Zadachnik po gidravlike, gidromashinam i gidroprivodu-M „Visshaya shkola“. 1995g.
11. Yesman I. G. Nasosi. Izd. Neftyanoy i Gorno-toplivnoy literaturi. M., 1954 g.
12. Tumarkin M. B. Gidravlicheskiye sledyashie privodi M., "Mashinostroyeniye", 1966 g.
13. Krivshyenko G.I., Gidravlicheskiye mashini, M., Energiya 1978 g.
14. Prokofyev V.N., Danilov Yu.A., Kondakov L.A., Luganskiy A. S., Syelin Yu. A. Aksialno-porshnevoy reguliruyemiy privod, M., "Mashinostroenie" M., 1969 g.
15. Geyyer V. G., Dumin V. S, Borsmenskiy A. G., Zorya A. N. Gidravlika gidroprivod "Nedra" M., 1970 g.
16. K.Sh. Latipov - Suyuqliklarda ichki ishqalanish kuchlanishi haqida UzSSR FA Axborotlari, texnika fanlari seriyasi, 1980 y. № 6. 43-47- bet.
17. K.Sh. Latipov - Gidravlik qarshilik koeffitsiyentini aniqlashga doir. UzSSR FA Doklidlari 1982 y. № 8; 16-19-bet.
18. Norkin P. K., Latipov K. Sh. Gidrodinamicheskiye peredachi i ob'yemniy gidroprivod (konspekt lektsiy) Izd-vo TashPI Tashkent - 1980 y.

MUNDARIJA

Kirish	4
VIIbob. Mahalliygidravlikqarshiliklar	7
7.1-§. Mahalliy qarshilikning asosiy turlari. Mahalliy qarshilik koefitsiyenti	7
7.2-§. Reynolds sonining katta qiymatlari uchun mahalliy qarshilik koefitsiyentlari	11
7.3- §. Quvurning keskin kengayishi (Bord teoremasi)	11
7.4-§. Diffuzorlar	13
7.5-§. Quvurlarning torayishi	16
7.6-§. Tirsaklar	17
7.7-§. Reynolds sonining kichik qiymatlarida mahalliy qarshilik koefitsiyenti	18
7.8-§. Mahalliy gidravlik qarshiliklarda kavitatsiya hodisasi	20
7.9-§. Kavitatsiyadan amalda foydalanish	21
7.10-§. Mahalliy qarshiliklarning o`zaro ta'siri	22
FOYDALANILGAN ADABIYOT	25
MUNDARIJA	25

Arifjanov Oybek Muxammedjanovich
Rahimov Quدرات Toshbotirovich
Xodjiev Alisher Kuldoshevich

“GIDRAVLIKA”

/DARSLIK/

Ushbu o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining 2015 yil 21-avgustdagi “303”-sonli buyrug'iga asosan nashr qilishga ruxsat berilgan.

Ro'yxatga olish raqami: 303-058

Muharrir: **M. MUSTAFAYEVA**

Musahhih: **D. ALMATOVA**

Bosishga ruxsat etildi: 21.08.2015y. Qog'oz o'lchami 60x84 - 1/16

Hajmi ____ bosma taboq. ____ nusha. Buyurtma № ____

TIMI bosmaxonasida chop etildi.

Toshkent-100000. Qori Niyoziy ko'chasi 39 uy.

