

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O‘RTA MAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI**

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND DAVLAT
UNIVERSITETI**

Mexanika – matematika fakulteti
«Hisoblash usullari» kafedrası

Tursunov Maxsud Zayniddinovich

**IKKI QOVUSHOQ SUYUQLIKNING SILINDRIK QUVURDAGI
KETMA – KET HARAKATI HAQIDAGI MASALANING YECHIMI**

«5480100 – Amaliy matematika va informatika» ta’lim yo‘nalishi
bo‘yicha bakalavr darajasini olish uchun

BITIRUV MALAKAVIY ISH

Ilmiy rahbar _____ dots. M.M.Suyarshayev
2013 y. «___» _____

Bitiruv malakaviy ish «Hisoblash usullari» kafedrasida bajarildi,
kafedraning 2013 yil «___» _____dagi majlisida muhokama qilindi va
himoyaga tavsiya etildi (____ -son bayonnoma).

Kafedra mudiri _____ dots. A.Abdirashidov

Bitiruv malakaviy ish YaDAKning 2013 yil «___» _____dagi
majlisida himoya qilindi va ____ ball bilan baholandi (____-son bayonnoma).

YaDAK raisi: _____

A’zolari: _____

Samarqand - 2013

Mundarija

Kirish.....	3
1-Bob Qovushoq suyuqlikning harakat tenglamasi.....	5
1.1. Qovushoq suyuqlikning tushunchasi.....	5
1.2. Nav'ye – Stoksning asosiy harakat tenglamasi.....	10
2-Bob Ikkita qovushoq suyuqliklarning ketma – ket harakati.....	13
2.1. Qovushoq siqilmaydigan suyuqlikning quvur bo'ylab statsionar oqishi.....	14
2.2.Slindrik quvurdagi ikkita qovushoq suyuqliklarning ketma – ket harakati haqidagi masalaning yechimi.....	19
Xulosa.....	27
Ilova	28
Adabiyotlar.....	30

Kirish

Mavzuning mohiyati. Suyuqlik o'tkazuvchi truba yo'llarini nazariyasini yoritish uchun avvalo ularning gidrodinamik modelini qurish kerak. Gidrodinamik modeli qidiruv ishlarini va bu ishlarga ketadigan jihozlarni ta'minlashni talab etadi. Odatda bu maqsad uchun kapilyar yoki rotatsionlar xizmat qiladi. Gidrodinamik model harakatlari quydagilardan iborat: 3ertica bog'lanmalar, o'zaro singish Nyuton bog'lanmasi va boshqalardan iborat.

Ishning maqsadi va topshiriqlari

Truba o'tkazgichlar bo'ylab rejalashtirishda burg'ulash ishlari, mahsulotlar va suyuqlik haydab beradigan hajmlarning kattaligini hisobga olish. Tabiiyki heft sanoati mexanikasi bir qator savollarga ilmiy javoblarni talab qiladi. Misol uchun sementni haydashni yaxshilash uchun sement aralashmasini aniqlanganligi, neft mahsulotlarini ketme – ket uzatishda aralashmalarning hajmini kamayishi suyuqliklarni aralashishini to'xtatishda va neft o'tkazish yo'llariga yuqori bog'lanmalardan haydashda va boshqalarda. Truba o'tkazgichlarda suyuqliklarning nyuton va nyuton bo'lmagan harakatlarini nazariyasiz bajarib bo'lmaydi.

Izlanish obekti. Xalq xo'jaligida suyuqlikni ketma – ket harakatlanish usullari neft qazib olishda keng qo'llaniladi. Burg'ulash ishlari va neft mahsulotlari mexanikasi savollarini yechishda loyihalash ish hajmlarining oshishiga yordam beradi. Misol uchun neft quduqlarining atroflarini sementlash sifatini oshirish, ma'lumki sement qorishmalarini mustahkamligi; turli neft mahsulotlarini hayfdab berishda aralashmaning kamaytirish va suyuqliklarni aralashishini to'xtitishda va neft trubalariga yuborishda, neftni yuqori bog'lamda haydashga va boshqalar. Suyuqliklarni nyuton harakati va nyutonsiz harakatini ketma – ketligini truba o'tkazgichlarda izlanishlarni detallar nazariyasi va sinovlarsiz amalga oshirish mumkin emas.

Ilmiy izlanish. Truba o'tkazgichlari bo'ylab turli xil neft mahsulotlarini tashishda quduqlarni sementlash va boshqalar. Trubaga bir qancha suyuqliklarni

ketma – ket haydashga to'g'ri keladi. Bu vaqtda bir suyuqlikning ikkinchi suyuqlik bilan aralashishi, kerakli uchastkaga yetkazib berishda trubadagi suyuqliklarni hajmi va zichligi haqida ma'lumotlar qiziqish uyg'otmoqda. Bu savollarga bag'ishlangan ko'plab nazariy va amaliy izlanishlar bu muommolarni bajarishida, ishlar o'z xilma – xilligiga yondashish.

Izlanish predmeti. Harakatning umumiy sathi, suyuqlikning aralashmasiz zichligini yoritish jarayoni, bu holda harakatni ulanishi. Bunday ulanish darajalari xususiy holler uchun bundan boshqa umumiy aralashma zichligi dinamikasi. Differensial daraja va chegaralangan shartli zichlik jarayoni bir biridan farqini yoritish. Shuning uchun ularni yordamida qo'llaniladigan yaqin usullar.

Muommolarni ishlab chiqish darajasi.

Suyuqlikning zichligini aniqlash uchun truba o'tkazgichga boshqa suyuqlik kiritish kerak. Bu holda ikki aralashmagan suyuqlik bitta truba o'tkazgichda harakatlanadi. Hozirgi vaqtgacha gidrodinamika bo'yicha suyuqliklar harakati tartibga solingan. Bu sohadagi ko'plab masalalar amaliy qiziqish o'yg'otadigan, boshqa umumiy holatlarda matematik qiyinchilikka o'xshash masalalar yechilmagan. Hozirgi kunda bu muommolarni yechish usullari yetarli emas.

Ilmiy amaliy ahamiyati. Suyuqliklarning trubadagi harakatlarini o'rganishda Bakliya – Leveretta usulidan foydalanadi. Yerosti gidrodinamikasi ko'pfazali suyuqliklar harakati uy truba o'tkazgichlarda ayrim boshqa avtorlar ishlarida har bir suyuqlikning harakatini Navye – Stoksa darajasida yoritiladi.

Ishning mazmuni. Kirish qismidan, 2 ta bobdan 4 ta paragrafdan, xulosa, ilova, adabiyotlar, 8 nom va 30 betda.

Annotatsiya. Silindr shakldagi trubadagi suyuqliklar harakatini matematik model tarzida ifodalangan. Suyuqliklarning qism chegaralarini kordinatalarini

aniqlash uchun kiritilgan darajalar. Suyuqlik qismlarining chegaralari vaqt o'tishdagi holatini aniqlash.

I BOB. QOVUSHOQ SUYUQLIKNING HARAKAT TENGLAMASI

1.1.Qovushoq suyuqlik tushunchasi

Qovushoqlik. Harakatlanayotgan suyuqlikdagi siljish kuchlarining miqdori dinamik qovushoqlik tushunchasiga olib keladi. *Suyuqlikning qovushoqligi* deb uning zarrachasi ko'chi-shiga qarshilik ko'rsatish xossasiga aytiladi. Molekulalarning o'zaro ta'sirlashishi qovushoqlikning fizik sababidir. Suyuqlik tomchilari va gazlarning molekulyar tuzilishi farqli bo'lganligi sababli ularning qovushoqlik tabiati ham farqli bo'ladi. Suyuqliklarda qovushoqlik – bu uning molekulalari orasidagi ichki ishqalanish kuchining, gazlarda esa molekulalarning xaotik harakati natijasidagi ularning o'zaro ta'sirlashishining paydo bo'lishidir. Shuning uchun gazlarda temperaturaning oshishi bilan molekulalar harakati faollashadi, bu esa o'z navbatida shu gazdagi qovushoqlikning oshishiga olib keladi. Aksincha, tomchili suyuqliklarda temperaturaning oshishi ularning qovushoqligi kamayishiga olib keladi, ya'ni molekulalar orasidagi o'rtacha masofaning oshishi sodir bo'ladi.

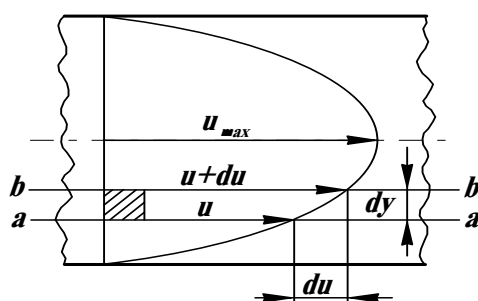
Moddaning muvozanat holati uning parametrlarining fazoda joylashishi bilan xarakterlanadi. Agar biror ta'sir natijasida fazoning biror nuqtasida muvozanat buzilishi paydo bo'lsa, u holda bu moddada shu muvozanatni tiklashga intiluvchi mexanik yoki issiqlik almashinishi boshlanadi. Umumiy holda bu almashinish *ko'chirish jarayoni* deb ataladi. Turli hodisalarda energiyani, massani (moddani) va harakat miqdorini ko'chirish jarayonlarini kuzatish mumkin.

Qovushoqlik – bu harakat miqdorini ko'chirish jarayonini anglatadi.

Qovushoqlik kuchlari qanday paydo bo'lishini tushuntirish maqsadida suyuqlikning doiraviy quvurdagi oqishini qaraymiz. Suyuqlik zarrachalarining tezlik vektorlari Ox o'qiga parallel deb hisoblaymiz. Eng sodda holdan kelib chiqib, oqim ko'ndalang kesimidagi tezliklar taqsimotini quramiz. Ko'ndalang kesimdagi tezliklar taqsimotining grafik tasviri *tezliklar epyurasi (tezliklar maydoni)* deb ataladi. Suyuqlikning quvur devoriga tegib turgan zarrachalari tezliklari nolga teng va simmetriya o'qiga yaqinlashgan sari bu tezlik oshib boradi, simmetriya o'qida esa u o'zining maksimal qiymatiga erishadi: $u = u_{\max}$ (1-rasm).

Suyuqlikning o'zaro dy masofada joylashgan ikki qatlamini ($a-a$ va $b-b$) qaraylik. Faraz qilaylik, $a-a$ qatlam u tezlik bilan harakat qilayotgan bo'lsin. Demak, $b-b$ qatlam ham mos ravishda $u+du$ tezlikka ega bo'ladi. Shunday qilib, qatlamlar orasida joylashgan to'g'ri to'rtburchakli suyuqlik zarrachasining yuqori va quyi chegaralari tezliklari turlicha bo'lganligi hisobidan uning deformatsiyalanishi sodir bo'ladi. Bunday harakat gidromexanika nuqtai nazaridan *oddiy siljish yoki sof siljish oqimi* deb ataladi.

1-rasmدا tasvirlangan element orqali molekulalarning o'zaro ta'sirlashishi kuchlanish tenzorining urinma tashkil etuvchisi paydo bo'lishiga olib keladi. Bunda tashkil etuvchining ishorasi, ya'ni uning yo'nalishi shundayki, qaralayotgan elementning ikkala tarafi bo'yicha tezliklar ayirmasining kamayib borishi mos keladi.



1-rasm. Quvurdagi oqim va tezlik epyurasi.

Harakatlanayotgan suyuqlik qatlamlari orasida paydo bo‘ladigan taranglik kuchining miqdori Nyuton tomonidan taklif etilgan va ko‘p sonli tajribalar bilan tasdiqlangan formula bilan aniqlanadi:

$$F_{ishq} = \mu \frac{du}{dy} S,$$

bu yerda S – o‘zaro tegib turgan qatlamlar sirti yuzasi; du/dy – miqdor normal yo‘nalishida tezlik o‘zgarishini, boshqacha aytganda, agar epyura haqida gap ketsa – tezlikning o‘zgarish sur‘atini bildiradi. Ba’zida bu miqdorni *tezlikning ko‘ndalang gradiyenti* yoki *siljish deformatsiyasi tezligi* deb ham atashadi. Oxirgi tenglikning ikkala tarafini S ga bo‘lamiz. F_{ishq}/S nisbat τ – urinma kuchlanishni beradi.

Shunday qilib, tajribalar ko‘rsatdiki, ko‘pgina suyuqliklar uchun Nyuton gipotezasi o‘rinli, ya’ni bunga ko‘ra siljish kuchlanishi deformasiya tezligiga (gradientiga) to‘g‘ri proporsional, ya’ni

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}, \quad (1.1.1)$$

bunda μ – suyuqlikning fizik tabiatidan, agregat holatidan va temperaturasidan bog‘liq, ammo uning bosimidan deyarli bog‘liq bo‘lmagan proporsionallik koeffisienti bo‘lib, u *dinamik qovushoqlik* yoki sodda qilib *qovushoqlik koeffisienti* deb ataladi va SI birliklar sistemasida $\text{Pa} \cdot \text{s}$ (bunda s – sekund) bilan o‘lchanadi. Toza suv uchun dinamik qovushoqlikning temperaturadan bog‘liqlik ifodasi fransuz olimi J.Puazeyl tomonidan taklif etilgan bo‘lib, u quyidagicha yoziladi:

$$\mu = \mu_0 (1 + 0,0337t + 0,000221t^2)^{-1},$$

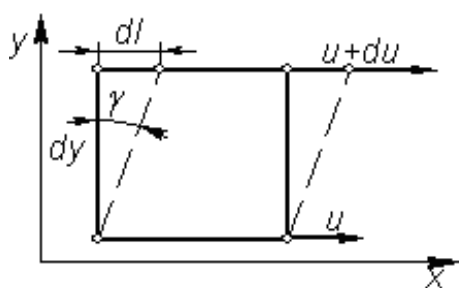
bunda t – temperatura, $0 - 90^\circ\text{C}$; μ_0 – bu $t = 0^\circ\text{C}$ dagi dinamik qovushoqlik. Dinamik qovushoqlik birligi uning nomiga «Puaz» (P) deb ataladi. SI birliklar sistemasida: $1 \text{ Pa} \cdot \text{s} = 10 \text{ P}$; SGS birliklar sistemasida esa $1 \text{ P} = 1 \text{ g}/(\text{sm} \cdot \text{s})$.

Yuqoridagi (1.1.1) munosabatdan yana bitta muhim xulosa chiqarish mumkin: *agar suyuqlik tinch holatda bo‘lsa, u holda $u = 0$ va buning natijasida*

$\tau = 0$, ya'ni tinch holatda turgan suyuqlikda qovushoqlik kuchlari sezilmaydi. Bu tabiiy holda ham kuzatiladi. Haqiqatan ham, idishga solingan suyuq muhitning qovushoqlik darajasini bilish uchun, masalan, stol ustida turgan stakandagi suyuqlikni boshqa idishga quyib ko'rish yoki shu stakanga biror tayoqchani botirib olib, keyin undan suyuqlik qanday oqib tushishini kuzatish kifoya. Bu bilan biz suyuqlikning harakatini tabiiy holda kuzatgan bo'lamiz.

Qaralayotgan suyuqlik zarrachasi tezligining ko'ndalang gradiyenti quyidagicha mexanik ma'noga ega (1.-rasm): dastlab to'g'ri to'rtburchak shaklidagi suyuqlik zarrachasining yuqori va quyi qirralarida tezliklar farqi natijasida u defor-matsiyalanadi va parallelogrammga aylanadi; dl kesma defor-matsiyaning dt vaqt birligi ichidagi miqdorini ifodalaydi, ya'ni $dl = du \cdot dt$, u holda $\frac{du}{dy} = \frac{dl}{dt \cdot dy}$; ammo $\frac{dl}{dy} = \operatorname{tg} \gamma$, u holda $\frac{du}{dy} = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{dt}$. Bundan tezlikning ko'ndalang gradienti siljishning nisbiy deformatsiyasi tezligini ifodalashi kelib chiqadidi.

Shunday qilib, suyuqlikdagi urinma kuchlanish nisbiy deformatsiya tezligidan chiziqli bog'liq ekan. Suyuqlikning qattiq jismdan prinsipial farqi ham shundadir, chunki qattiq jismda urinma kuchlanish deformatsiyaning tezligiga emas, balki uning miqdoriga bog'liq bo'ladi.



2-rasm. Suyuqlik zarrachasi deformatsiyalanishining sxematik tasviri.

Yuqoridagi (1.1.1) teng-lama Nyuton suyuqligi deb ataluvchi suyuqliklarning holatini tavsiflaydi. Havo yoki suvning oqishi (1.1.1) qonuniyatga bo'ysunadi. Shuning uchun (1.1.1) shart bajaril-maydigan suyuqliklar *nonyuton suyuqliklar* deb ataladi. Bunday suyuqliklar haqida 5-bobda ba'zi ma'lumotlar berilgan.

Yuqori aniqlikdagi normal temperaturada va bosimda havoga o'xshash gazlarning qovushoqligi faqatgina tempera-turaga bog'liq bo'ladi. Havo uchun qovushoqlik temperaturada oshishi bilan $T^{0,76}$ qonuniyat bo'yicha oshib boradi. Suvga o'xshash suyuqliklarda qovushoqlik bosimdan kuchsiz bog'langan bo'ladi, ammo temperaturaning o'zgarishi bilan keskin o'zgaradi. Gazlardan farqli ravishda suyuqliklarning qovushoqligi temperaturaning oshishi bilan keskin kamayadi. Temperaturaning oshishi bilan qovushoqlikning kamayishi barcha suyuqliklarga xos. Ammo katta bosimlarda bosimning oshishi bilan suyuqlikning qovushoqligi tez oshadi. Bu hodisa faollashuv energiyasining o'shishi va relaksatsiya vaqtining mos kattalashishidan bog'liq. Shuning uchun, suyuqlikning qovushoqligi uning turidan, temperaturasidan va bosimidan bog'liq.

Temperaturasi o'zgarishi kuzatiladigan oqimlar uchun Furrye qonuni o'rinalidir, bunda issiqlik ko'chirishning lokal tez-ligi temperatura gradientiga to'g'ri proporsional bo'ladi, y'ani

$$\dot{Q}_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (1.1.2)$$

bunda Q_i – x_i o'qi yo'nalishdagi birlik yuzaga mos keluvchi issiqlik uzatish tezligi; k – issiqlik o'tkazuvchanlik koef-fitsiyenti. Ta'kidlaymizki, (1.1.1) va (1.1.2) munosabatlar o'zaro o'xshash. Agar (1.1.2) dagi plastinkalar temperaturalarining qiymati har xil bo'lsa, u holda (1.1.2) qonuniyatga ko'ra suyuqlikda issiqlik uzatishi ushbu

$$\dot{Q}_y = -k \frac{\partial T}{\partial y}$$

munosabatga bo'ysunadi, bu yerda k – issiqlik o'tkazuvchanlik koef-fitsiyenti $\text{Vt/m} \cdot ^\circ\text{K}$ bilan o'lchanadi. Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi xuddi qovushoqlikka o'xshab temperaturada oshishi bilan oshib boradi. Suyuqliklar uchun, masalan, suv uchun, bosimning bir atmosferasida va temperaturaning 0°C dan 100°C oralig'ida issiqlik o'tkazuvchanlik juda ham kam o'zgaradi.

Qovushoqlik va temperatura kelgusida o'rganiladigan impuls va energiya tenglamalariga kiradi. Bu parametrlardan tashqari *kinematik qovushoqlik* va *issiqlik diffuziyasi* tushunchalarini ham kiritish zarur. Bular mos ravishda quyidagi munosabatlardan aniqlanadi:

$$\nu = \mu / \rho \quad \text{va} \quad \alpha = k / (\rho C_p),$$

bunda C_p – o'zgarmas bosimdagi solishtirma issiqlik sig'imi. ν va α ning qiymatlari SI birliklar sistemasida m^2/s (bunda s – sekund) bilan o'lchanadi (bundan tashqari bu sistemaga kirmagan cm^2/s – stoks (St) birlik ham ishlatiladi: $1 \text{ St} = 0,0001 \text{ m}^2/\text{s}$; bu birlik ingliz olim G.Dj.Stoks nomiga qo'yilgan) va ular *harakat miqdori* va *issiqlikka* mos kelib, *diffuziyani* ifodalaydi. Gazlar uchun xuddi havodagi kabi ν va α lar temperaturaning oshishi bilan oshib boradi. (1.1–jadvalga qarang). Suyuqliklarda esa temperaturaning oshishi bilan kinematik qovushoqlik tez pasayadi, issiqlik diffuziyasi esa juda sekin oshib boradi.

1.2. Nav'ye – Stoksning asosiy harakat tenglamasi

Ma'lumki, tutash muhit harakatining umumiy tenglamasini quyisagi shaklda yozish mumkin:

$$\int_{\tau} (F - w) \rho d\tau + \int_S p_n dS \quad (1.2.1)$$

bu yerda τ – S sirtli suyuqlikning ichidan qirqib olingan ixtiyoriy hajm; ρ – suyuqlik zarrachasining zichligi; F – vektor masala birligiga keltirilgan masaviy kuchlar vektori; n – S sirtga tashqi normal yo'nalishi; P_n – sirt kuchlarining kuchlanishi vektori. Bular uchun biz quyidagi tenglamalarga egamiz:

$$p_n = p_x \cos(n, x) + p_y \cos(n, y) + p_z \cos(n, z). \quad (1.2.2)$$

(4.1) ga kirgan sirt integralini hajm integraliga almashtiramiz. Buning uchun quyidagi munosabatni e'tiborga olamiz:

$$\int_S a \cos(n, x) dS = \int_{\tau} \frac{\partial a}{\partial x} d\tau \quad (1.2.3)$$

bu yerda a – berilgan τ hajmda o'zining x bo'yicha hosilasi bilan uzluksiz bo'lgan ixtiyoriy vektor.

Aslida, agar a – vektorning tashkil etuvchilari a_x, a_y, a_z desak, u holda

$$a = a_x i + a_y j + a_z k$$

bu yerda i, j, k – koordinat ortalari. Shunga ko'ra gaussning quyidagi 3 ta formulasiga ega bo'lamiz:

$$\int_S a_x \cos(n, x) dS = \int_{\tau} \frac{\partial a_x}{\partial x} d\tau$$

$$\int_S a_y \cos(n, y) dS = \int_{\tau} \frac{\partial a_y}{\partial y} d\tau$$

$$\int_S a_z \cos(n, z) dS = \int_{\tau} \frac{\partial a_z}{\partial z} d\tau$$

Bu tenglamalardan birinchisini i ga, ikkinchisini j ga, uchinchisini k ga ko'paytirib, keyin ularni o'zaro qo'shib chiqib, (1.2.3) formulani keltirib chiqaramiz.

Bu yerdan ko'rinadiki, (1.2.3) tenglik va unga o'xshash tenglikdan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \int_S p_n dS &= \int_S [p_x \cos(n, x) + p_y \cos(n, y) + p_z \cos(n, z)] dS = \\ &= \int_{\tau} \left(\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} \right) d\tau. \end{aligned}$$

Shunga ko'ra (1.2.1) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$\int_{\tau} \left[(F - w)\rho + \left(\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} \right) \right] d\tau = 0$$

Faraz qilamizki, biz qarayotgan funksiyalar va ularning hosilalarini o'z o'zgaruvchilari bo'yicha uzluksiz. Shu bilan birga, yuqoridagi tenglik

suyuqlikning τ ixtiyoriy hajmida o'rinli, agar integral ostidagi funksiya harakatning ixtiyoriy vaqtida nolga teng bo'lsa .

Shunday qilib , biz nuqtadan harakat tenglamasiga kelamiz:

$$F - w + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (1.2.4)$$

Buni vektor shaklida quyidagicha ham yozish mumkin

$$w = F + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \Pi, \quad (1.2.5)$$

bo'lsa, agar Π tenzor yoyilmasini quyidagicha yozish mumkin bo'lsa

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} = \operatorname{div} \Pi \quad (1.26)$$

Bu vektorning koordinat o'qlaridagi proyeksiyalari:

$$\left. \begin{aligned} (\operatorname{div} \Pi)_x &= \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} \\ (\operatorname{div} \Pi)_y &= \frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z} \\ (\operatorname{div} \Pi)_z &= \frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1.2.7)$$

yoki p_x vektorning proyeksiyalari p_{xx}, p_{xy}, p_{xz} va hokozo.

F massaviy nuqtalarning koordinat o'qlaridagi proyeksiyalarini mos ravishda x, y, z deb belgilab, w tezlanish vektorining proyeksiyalari

$$\frac{dv_x}{dt}, \frac{dv_y}{dt}, \frac{dv_z}{dt}$$

ekanligini e'tiborga olib, (1.2.5) harakat tenglamasini quyidagicha yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= X + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} \right) \\ \frac{dv_y}{dt} &= Y + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z} \right) \\ \frac{dv_z}{dt} &= Z + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\}$$

formulalardan foydalanib va $\mu = \text{const}$ deb faraz qilib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$(\operatorname{div} \Pi)_x = \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \operatorname{div} v}{\partial x} + 2\mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} +$$

$$+\mu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3}\mu \frac{\partial \operatorname{div} v}{\partial x} + \mu \Delta v_x.$$

Shuning uchun, tezlanish proyeksiyalarini to'la shaklda yozib, (1.2.8) dan qovushoq suyuqlikning quyidagi harakat tenglamasiga kelimiz:

$$\rho \left(\frac{dv_x}{dt} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 v_x$$

Bu tenglamalarga uzluksizlik tenglamasini ham qo'shish kerak:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0 \quad (1.2.10)$$

(1.2.9) – Navye – Stoks tenglamasi deb ataladi.

II BOB

IKKITA QOVUSHOQ SUYUQLIKNING KETMA – KET HARAKATI

Truboprovodda joylashgan biror suyuqlik (qovushoq yoki Nyuton suyuqlik) ni siqib chiqarish zaruratini boshqa bir suyuqlik bilan siqib chiqarish orqali bajarish mumkin. Bunday holda ikkita siqilmaydigan suyuqlik truboprovodda ketma – ket harakat qiladi. Har xil fizik – mexanik xossalarga ega siqib chiqaruvchi va siqib chiqariluvchi suyuqliklarning harakatida ularning to'lali chegarasida “til” (suyuqliklarni ajratib turuvchi sirt) deb ataluvchi sirt siqib chiqaruvchi suyuqlikda hosil bo'ladi. Quvurlardagi suyuqliklarning harakatiga qarab “til” ham ma'lum bir tezlik bilan harakat qiladi, bu parametr suyuqlikning qovushqoqligi, zichligi, oqimning o'rtacha tezligidan bog'liq o'zgaradi. Vaqt o'tishi bilan siqib chiqaruvchan suyuqlikning “bosh qismi” truboprovodning oxirgi uchida paydo bo'ladi. Suyuqliklarni ajratib turuvchi sirtning harakat

qonuniyati to'la siqib chiqarish uchun ketgan vaqtni va uning harakatini, hamda kuzatish vaqtida siqib chiqarishning to'laligini baholash imkonini beradi.

2.1. Qovushoq siqilmaydigan suyuqlikning quvur bo'ylab statsionar oqishi

Sodda xususiy hollardan birida Navye-Stoks tenglamasining aniq yechimini ko'rsataylik. Buning uchun qatlamli oqish masalasini qaraymiz, bunda tezlikning faqat bitta tashkil etuvchisi noldan farqli, qolganlari nolga teng, ya'ni $u_x = 0$; $u_y = 0$; $u_z = u_z(x, y, z, t)$. Agar massaviy kuchlarni hisobga olmaslik darajasida kichik desak, u holda

- harakat tenglamasi

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right), \quad 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right), \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right);$$

- uzviylik tenglamasi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0. \quad (2.1.2)$$

Agar siqilmaydigan suyuqlik ($\rho = \text{const}$)ning statsionar oqishi $\left(\frac{\partial u_z}{\partial t} = 0 \right)$ holi bilan cheklansak, u holda uzviylik tenglamasidan oqim bo'ylab tezlikning o'zgarmas $\left(\frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \right)$ ekanligi hamda dastlabki ikkita harakat tenglamasidan ko'ndalang yo'nalishlarda bosimning o'zgarmas $\left(\frac{\partial p}{\partial x} = 0; \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \right)$ ekanligi kelib chiqadi. Shularga asoslanib, (2.1.1) harakat tenglamasining uchinchisidan quyidagini yozamiz:

$$\frac{1}{\mu} \frac{dp}{dz} = \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2}. \quad (2.1.3)$$

1-masala. Ikkita cheksiz parallel tekisliklardan tashkil topgan kanalda qovushoq siqilmaydigan suyuqlikning tekis parallel qatlamli oqishi masalasini yeching.

Yechish. Faraz qilaylik, qovushoq siqilmaydigan suyuqlikning qatlamli oqishi tekis parallel bo'lib, uning Oz o'qi bo'ylab oqish tezligi o'zgarmas $\left(\frac{\partial u_z}{\partial z} = 0\right)$ bo'lsin, u holda (2.1.1) harakat tenglamasining uchinchisida Oxy tekislikda ta'sir etayotgan tangensial qovushoq kuchlanish saqlanib qoladi, ya'ni

$$\sigma_z = 0; \quad \tau_{xz} = 0; \quad \tau_{yz} = \mu \frac{\partial u_z}{\partial y}. \quad (2.1.4)$$

(2.1.4) munosabat sodda holda Nyutonning qovushoq ishqalanish qonunini ifodalaydi. Uni differensiallasak

$$\frac{d\tau_{yz}}{dy} = \mu \frac{d^2 u_z}{dy^2},$$

(2.1.1) harakat tenglamasining uchinchisidan quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$\frac{dp}{dz} = \mu \frac{d^2 u_z}{dy^2}. \quad (2.1.5)$$

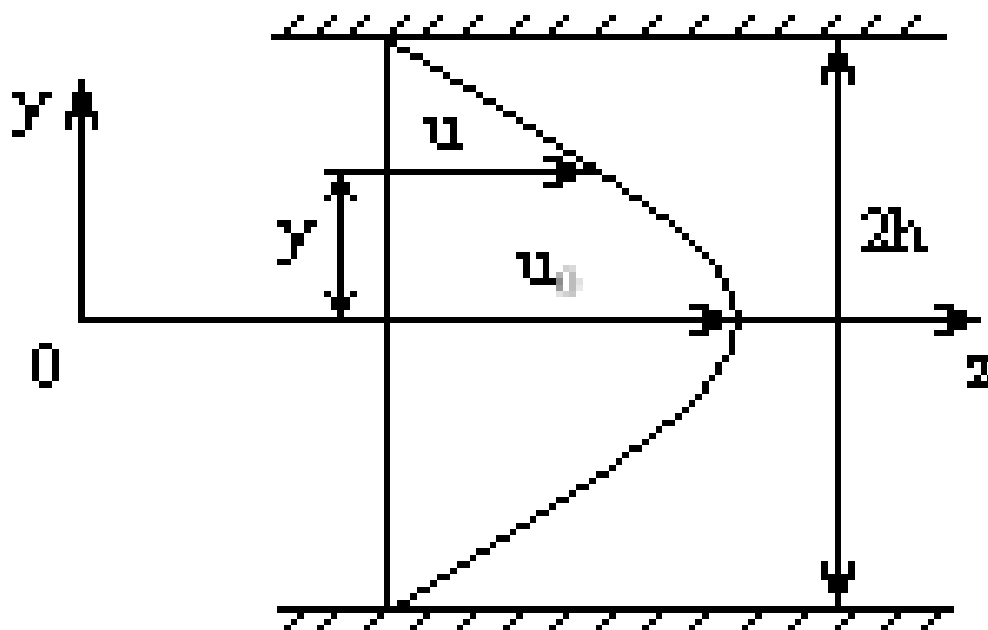
Tekisliklar orasidagi masofa $2h$ va koordinatalar markazi kanal o'qida yotgan bo'lsa (3-rasm), u holda masalaning chegaraviy sharti sifatida suyuqlikning kanal devoriga yopishish shartini qabul qilishimiz mumkin, ya'ni $u|_{y=\pm h} = 0$.

(2.1.5) tenglamani integrallasak,

$$\frac{dp}{dz} y + C_1 = \mu \frac{\partial u_z}{\partial y}. \quad (2.1.6)$$

Simmetriya shartiga ko'ra $y = 0$ o'rta sirtida $\left(\frac{\partial u_z}{\partial y} = 0\right)$, demak $C_1=0$.

(2.1.6) ni integrallasak, $\frac{1}{2} \frac{dp}{dz} y^2 + C_2 = \mu u_z$, bu yerdan esa $C_2 = -\frac{1}{2} \frac{dp}{dz} h^2$.



3-rasm. Kanaldagi tekis parallel oqish sxemasi.

Natijada

$$u_z = \frac{1}{2\mu} \frac{dp}{dz} (y^2 - h^2).$$

Kanalning o'qi ($y=0$) da oqim tezligi quyidagiga teng:

$$u_0 = -\frac{h^2}{2\mu} \frac{dp}{dz}.$$

Oxirgi ikkita tenglamani hadma-had bo'lsak,

$$\frac{u_z}{u_0} = 1 - \frac{y^2}{h^2}.$$

Qo'zg'almas devorga ta'sir etuvchi ishqalanish kuchi:

$$\tau_{yz} = \mu \frac{\partial u_z}{\partial y} \Big|_{y=\pm h} = -h \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Shunday qilib, tekis kanaldagi suyuqlikning qatlamli oqishida tezlikning o'lchamsiz shakli kvadratik parabola shaklida bo'lib, u qovushoqlik miqdoriga ham va bosimning bo'ylama gradientiga ham bog'liq emas ekan.

Oz o'qi bo'yicha birlik qalinlikdagi plastinkalar orasidagi kesim orqali suyuqlik sarfi quyidagiga teng:

$$Q = \iint_S u_z ds = -\frac{2}{3\mu} \frac{dp}{dz} h^3,$$

ya'ni suyuqlik sarfi bosim kamayishiga va plastinkalar orasidagi masofa kubiga to'g'ri proporsional, qovushoqlik koeffisientiga esa teskari proporsional.

2-masala (Kuett oqimi masalasi). O'zaro o'zgarmas tezlik bilan harakatlantirayotgan ikkita cheksiz parallel tekisliklardan tashkil topgan kanalda qovushoq siqilmaydigan suyuqlikning tekis parallel qatlamli oqishi masalasini yeching.

Yechish. Faraz qilaylik, Oyz tekislikning hamma joyida suyuqlik zarrachalari

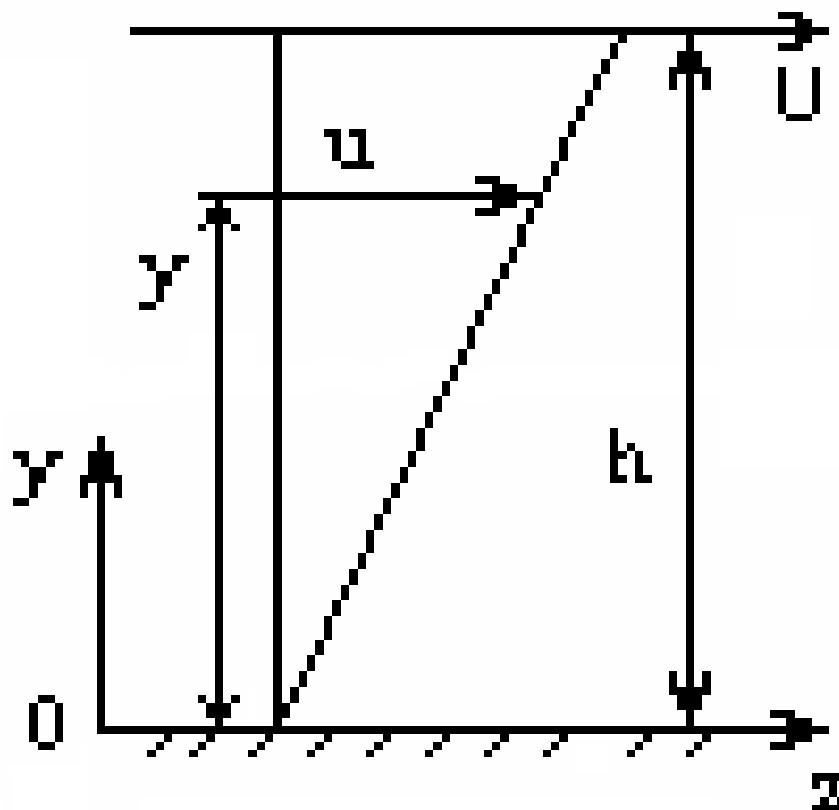
Oz o'q bo'ylab U tezlik bilan yo'nalgan va hamma miqdorlar faqat y koordinatadan bog'liq (4-rasm). Statsionar oqim uchun harakat tenglamasidan *gradiyentsiz oqim yoki Kuettning sodda oqimi* tushunchasiga kelamiz, ya'ni

$$\frac{dp}{dy} = 0, \quad \frac{d^2 u_z}{dy^2} = 0,$$

bu yerdan esa $p = \text{const}$, $u = ay + b$. $Y=0$ va $y=h$ da (h – tekisliklar orasidagi masofa) mos ravishda $u_z = 0$ va $u_z = U$. Bularga ko'ra

$$u_z = \frac{y}{h} U.$$

Bu tenglik suyuqlik tezligi taqsimoti chiziqli ekanligini bildiradi.



4-rasm. Kanaldagi tekis parallel qatlamli oqish sxemasi.

Bunday oqim *Kuettning laminar statsionar oqimi* deb ataladi. Suyuqlikning oʻrtacha tezligi quyidagicha:

$$u_0 = \frac{1}{h} \int_0^h u_z dy = \frac{U}{2}.$$

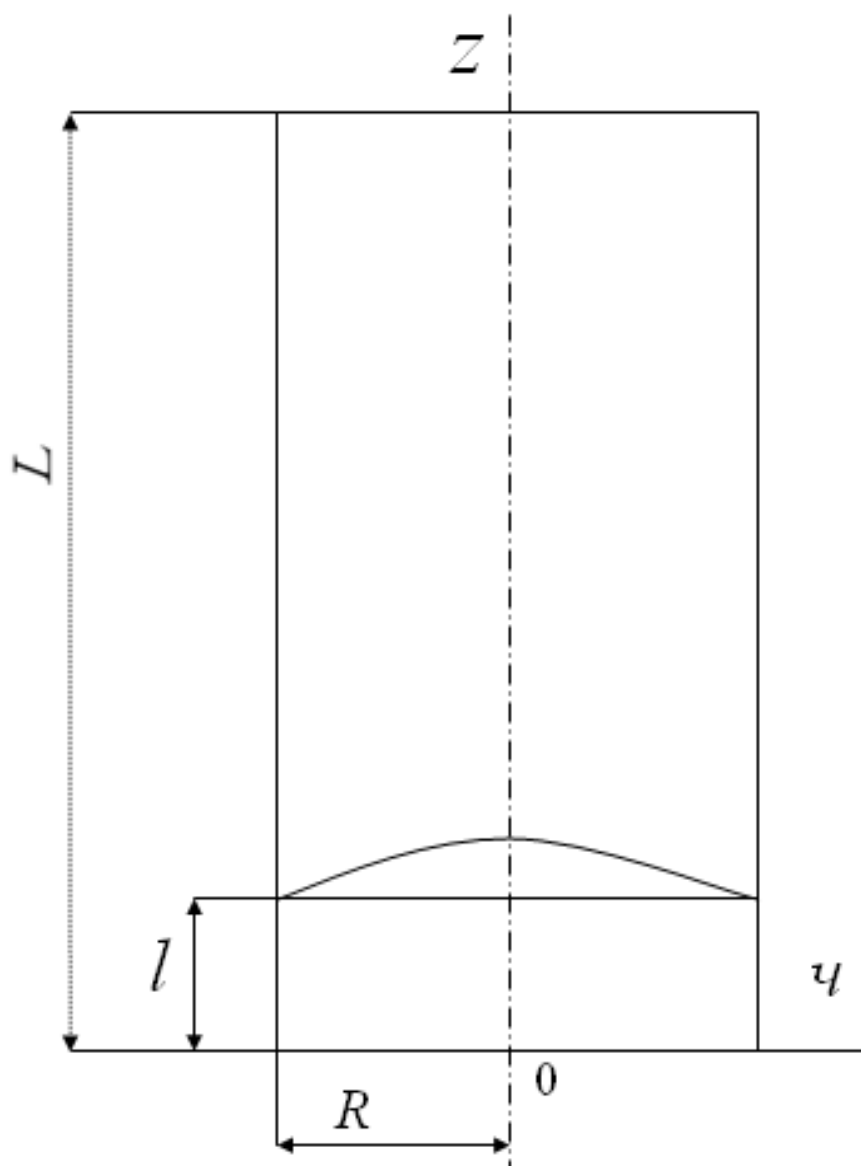
Tangensial ishqalanish kuchi $y=0$ tekislikda quyidagiga teng:

$$\tau_{yz} = \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) = \mu \frac{du_z}{dy} = \mu \frac{U}{h},$$

$y=h$ tekislikda uning qiymati shu miqdorning qarama-qarshi ishoralisiga teng. Bu tenglikdan koʻrinadiki, urinma kuchlanish oʻzgarmas va u qovushoqlikka proporsional. Urinma kuchlanish siljish kuchlanishi deb ham ataladi, shuning uchun Kuettning sodda oqimi *sof siljish oqimi* deb ham ataladi.

2.2. Slindrik quvurdagi ikkita qovushoq suyuqlikning ketma – ket harakati haqidagi masalaning yechimi.

Qatlamlarning gidravlik uzilishda suyuqliklarning ketma – ket harakati kuzatiladi. Truboprovoddan suyuqlik haydab chiqarish tugagandan so'ng unda qolgan suyuqliklardan sovugan qovushoq suyuqlik sovumagan suyuqlikni siqib chiqara boshlaydi. Ana shu holatda doiraviy slindrik quvurlarda qovushoq suyuqliklarning ketma – ket harakati masalasi paydo bo'ladi.



5- rasm. Vertikal quvurda qovushoq suyuqlikning siqib chiqarishi sxemasi.

Ushbu ishda vertikal joylashgan doiraviy silindrik quvurda laminar rejimda oqayotgan bir qovushoq suyuqlikning ikkinchisi orqali siqib chiqarish masalasini yechish uchun ketma – ket harakat usuli qo'llaniladi, bu usuldan yer osti gidrodinamikasida ikkita suyuqlikning tutash chegarasi ko'chishini tadqiq qilishda foydalaniladi. Bu usulga ko'ra quvurning chetlaridagi bosim o'zgarmas va tezliklar taqsimoti epyurasi bir jinsli suyuqlikning xuddi shu chegaraviy shartlardagi harakati masalasi yechimadagi kabi deb farz qilinadi. Shunga ko'ra vertikal silindrik quvur chetki nuqtasining harakat tezligi quydagi ifoda bo'yicha aniqlanadi(5- rasm).

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{P_1 - P \pm \gamma_1 z}{4\eta_1 z} (R^2 - r^2) = \frac{P_2 - P \pm \gamma_2 (L - z)}{4\eta_2 (L - z)} (R^2 - r^2) \quad (2.2.1)$$

bu yerda P – suyuqliklarning tutash chegarasi nuqtasidagi bosim; η_1, η_2 va γ_1, γ_2 siqib chiqaruvchi va siqib chiqariluvchi suyuqliklarning mos ravishda zichliklari va solishtirma og'irliklari; R – quvur radiusi; r – quvur o'qidan nuqtagacha bo'lgan masofa; L – quvurning uzunligi; P_1 va P_2 quvurlarning $z=0$ va $z=L$ kesishlardagi mos bosimlar formuladagi “+” ishora suyuqlik harakati yuqoridan pastga va “-” ishora harakatning pastdan yuqoriga qarab ekanligini bildiradi.

Agar quyudagi o'lchamsiz o'zgaruvchilarni kiritsak,

$$x = \frac{z}{L}, \quad y = \frac{r}{R}, \quad \varphi = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$$

$$\beta = \frac{\eta_2}{\eta_1}, \quad t = \frac{P_1 - P_2}{\gamma_1 L}, \quad \tau = \frac{R^2 \gamma_1}{4\eta_1 L} t$$

u holda (2.2.1) dan quyudagi differensial tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{t \pm \varphi \pm (-\varphi + 1)}{\beta(1 - \beta)x} (1 - y^2) \quad (2.2.2)$$

Suyuqliklarning dastlabki tutash chegarasi tenglamasini $z=l$ deb olib (2.2.2) ni integrallab quydagi tutash chegara tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$y = 1 - \frac{1}{\tau} \left[\Phi_1(x) + \frac{\Phi_2 \ln(\pm(-\varphi + 1)x + t \pm \varphi)}{\pm(-\varphi - 1)\alpha + t \pm \varphi} \right] \quad (2.2.3)$$

$$\Phi_1(x) = \frac{(1-\beta)(x-\alpha)}{\pm(-\varphi+1)}$$

$$\Phi_2(x) = \frac{\beta(1-\beta)-(x-\beta)(1-\varphi)}{(\varphi-1)^2}$$

$$\alpha = \frac{l}{L}$$

O'zgarmas vaqt τ jarayon boshlanishidan boshlab siquvchi suyuqlik quvur oxiridan chiqquncha bo'lib, u (2.2.3) formuladan quyidagilar asosida topiladi:

$$y = 0, \quad x = 1:$$

$$\tau_1 = \Phi_1(1) + \Phi_2 \ln \Phi_3, \quad \Phi_3 = \frac{i \pm 1}{\pm(-\varphi+1)\alpha + i \pm \varphi} \quad (2.2.4)$$

Agar suyuqlik harakati pastdan yuqoriga qarab bo'lsa, u holda uzilish yuz beradigan vaqtdagi siqib chiqariladigan suyuqlik hajmining w dastlabki hajmga nisbati quyidagi ifodadan topiladi:

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Phi_1 + \frac{2\Phi_2}{(1-\alpha)(\varphi-1)} [(i-1)\ln(\varphi-1)(1-\alpha)]}{2\Phi_1(1) + 2\Phi_2 \ln \Phi_3} \quad (2.2.5)$$

Agar $\alpha = 0, \varphi = 1$ bo'lsa (2.2.4) formula quyidagi ko'rinishni oladi

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{2\beta + 1}{3(\beta + 1)} \quad (2.2.6)$$

Agar $\alpha = 0, \varphi = 1$ va $\beta = 1$ bo'lsa, u holda bu nisbat 0,5 ga teng.

Har xil neftlarning suyuqlik bilan siqib chiqarilishi $\alpha = 0$ da (2.2.5) formula bo'yicha sonli hisoblab natijalari tasvirlangan.

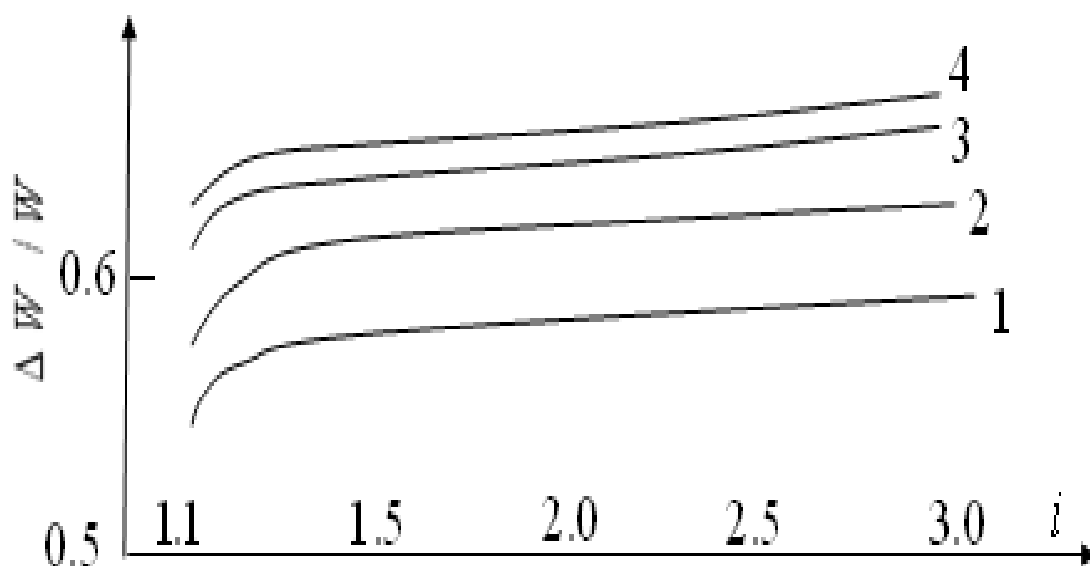
Shuni tasvirlash lozimki, berilgan i da β ning oshishi bilan $\frac{\Delta W}{W}$ nisbat ham oshadi; agar $\beta = 1$ bo'lsa, u holda bu nisbat 0,333 – 0,667 oraliqdagi qiymatlarni qabul qiladi.

6 – rasmdan ham ko‘rinadiki, berilgan β va φ larda i ning oshishi bilan $\frac{\Delta W}{W}$ nisbat ma’lum bir limitik qiymatgacha oshib boradi, keyin esa deyarli o‘zgarmaydi.

Ms’lumki, bir suyuqlikning ikkinchisi orqali siqib chiqarilishi ikki fazada sodir bo‘ladi:

1) Siqilish jarayon boshidan boshlab quvur har bir kesimida siqib chiqaruvchi suyuqlikning uzilish momentiga;

2) Yuvib o‘tish uzilish boshlangan vaqtdan boshlab biror quvur bo‘ylab siqib chiqaruvchi suyuqlik orqali dipor uzoqlashishi.



6 – rasm. $\frac{\Delta W}{W}$ nisbatning i dan bog‘lanish grafigi.

Ushbu ishda siqib chiqarishning har ikkala fazasi yuqoridagi masala kabi qaralgan.

Yuvib chiqarish fazasini tadqiq qilishda vaqtni aniqlash uchun (2.2.3) da $x=1$ va $y = y_i$ (y_i - siqib chiqaruvchi suyuqlikning $x=1$ kesmidagi hajmiy konsentratsiyasi) deb olish yetarli:

$$\tau_j = \frac{1}{1-y_j^2} \left[\frac{a_3}{a_2} (1-\alpha) + \frac{1}{a_2} \left(a_4 - \frac{a_3 a_1}{a_2} \right) \ln \frac{a_1 + a_2}{a_1 + \alpha a_2} \right] \quad (2.2.7)$$

bu yerda quyidagi belgilashlar qabul qilingan:

$$a_1 = i \pm \varphi, \quad a_2 = \pm(1-\varphi), \quad a_3 = 1 \pm \beta, \quad a_4 = \beta.$$

Ixtiyoriy $\tau_j > \tau_1$ vaqt moment uchun suyuqliklarning tutash chegarasini (2.2.5) va (2.2.7) formulalardan olish mumkin:

$$y^2 = 1 - (1-y_j^2) \frac{a_2 a_3 (x - \alpha) + (a_2 a_4 - a_1 a_2) \ln \frac{a_1 + a_2 x}{a_1 + \alpha a_2}}{a_2 a_3 (x - \alpha) + (a_2 a_4 - a_1 a_3) \ln \frac{a_1 + a_2}{a_1 + \alpha a_2}} \quad (2.1.8)$$

Suyuqlik chiqaruvchi suyuqlik uchun siqib chiqarish koeffitsenti, siqib chiqarilgan suyuqlik hajmi va sarar koeffitsenti tenglamasini quyidagi formulalardan aniqlaymiz:

$$K_j = \frac{1}{1-\alpha} \int_{\alpha}^1 y^2 dx \quad (2.2.9)$$

$$\bar{V}_j = 2 \int_{\tau_1}^{\tau_j} q d\tau + K_j \Big|_{\tau=\tau_1} \quad (2.2.10)$$

$$\rho_j = \frac{q_1}{q_2} \quad (2.2.11)$$

Shunday qilib, (2.2.9) , (2.2.10) va (2.2.11) ifodalar quyidagi ko'rinishni oladi:

$$K_j = 1 - (1-y_j^2) \times \frac{0,5 a_2 a_3 (1-\alpha) + (a_2 a_4 - a_1 a_3) \left[-1 + \frac{a_1 + a_2}{(1-\alpha) a_2} \ln \frac{a_1 + a_2}{a_1 + \alpha a_2} \right]}{a_2 a_3 (1-\alpha) + (a_2 a_4 - a_1 a_3) \ln \frac{a_1 + a_2}{a_1 + \alpha a_2}} \quad (2.2.12)$$

$$\bar{V}_j = K_j(0) + \frac{(i-1)}{2(1-\alpha)}(\tau_j - \tau_0) \quad (2.2.13)$$

$$\rho_j = \frac{y_j^2(2 - y_j^2)}{(1 - y_j^2)^2} \quad (2.2.14)$$

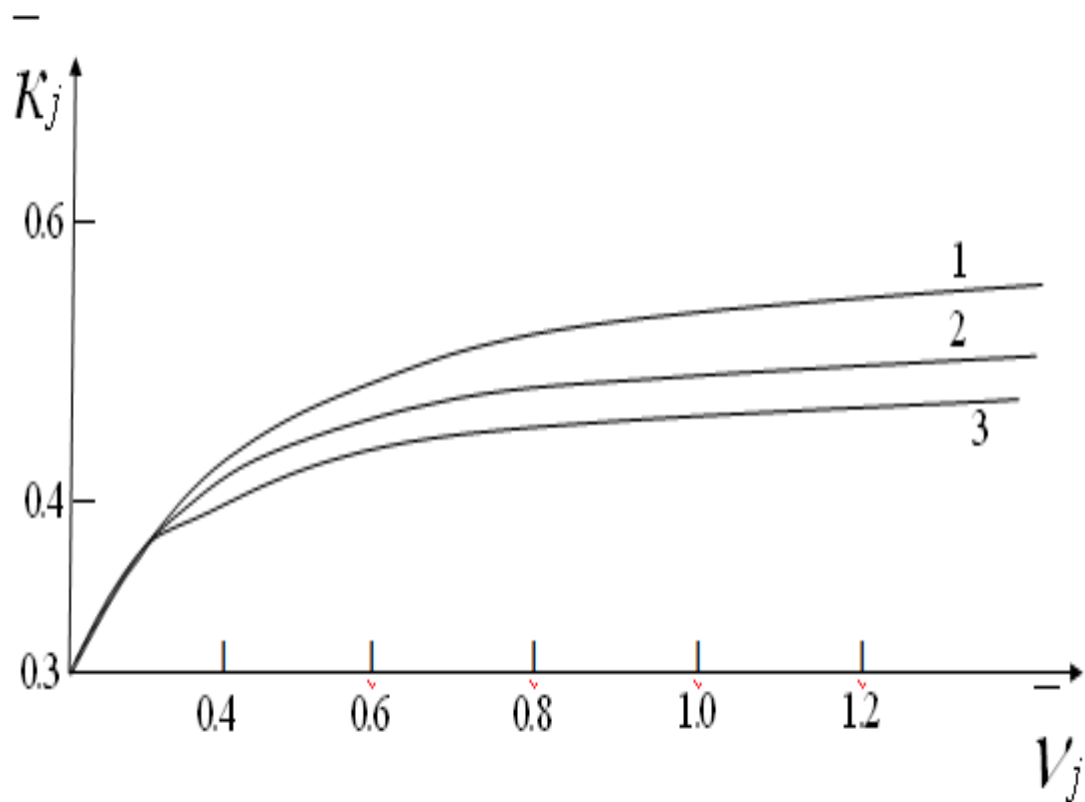
Quvurning l_1 uchastkasida siqib chiqarish koeffitsentini aniqlash muhim ahamiyatga ega:

$$\bar{K}_j = \frac{\int_0^{l_1} \pi r^2 dz}{\pi R^2 l_1} = \frac{1}{l} \int_0^1 y^2 dx, \quad l = \frac{l_1}{L} \quad (2.2.15)$$

Shunday qilib, k_j ning miqdori quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{K}_j = 1 - (1 - y_j^2) \cdot \frac{\left[a_2 a_3 \frac{l - 2\alpha}{2} + (a_2 a_4 - a_1 a_3) \left(\frac{a_1}{a_2 l} \ln \frac{a_1 + a_2 l}{a_1} + \ln \frac{a_1 + a_2 l}{a_1 + a_2 \alpha} - 1 \right) \right]}{a_2 a_3 (1 - \alpha) + (a_2 a_4 - a_1 a_3) \ln \frac{a_1 + a_2}{a_1 + \alpha a_2}}$$

7 – rasmda $\bar{k}_j$ ning $\bar{V}_j$ dan bog'liqlik grafigi har xil β, φ, τ lar uchun tasvirlangan. Rasmdan ko'rinadiki $\bar{V}_j$ ning oshishi bilan siqib chiqarish koeffitsenti o'sib borib, $\bar{V}_j$ ning ma'lum bir qiymatidan keyin $\bar{k}_j$ ning o'sishi sekinlashadi. Bu yerdan shu narsa kelib chiqadiki, τ ning oshishi bilan pastdan yuqoriga qarab siqib chiqarishda ($\varphi > 1$) o'sadi.



7 – rasm. $\bar{k}_j$ ning $\bar{v}_j$ dan bog'liqlik egri chiziq-lari $\beta = 4,08, \varphi = 0,8398$ da va τ ning har xil qiymatlarida:

$$\tau = 1 - 3; 2 - 1; 3 - 1.$$

XULOSA

Ushbu masalaning aniq gidravlik yechimi jada murakkab, shuning uchun bu yerda taqribiy yechish usuli bilan qatlamli harakat usuliga o'xshash yer osti gidrodinamikasida qo'llaniladigan va ikki suyuqlikning chegaralarini ko'chishini o'rganish masalasini sifatli o'rganishga olib keladi. Qo'llanilayotgan usulning mohiyati siqilmaydigan ikkita suyuqlikning harakatidan kelib chiqadi, silindrsimon chetlarida bosimlarni o'zgarmas deb qaralganda, laminar rejimdagi harakatda va boshlang'ich qismlarda ta'sirini inobatga olmasdan.

1. Silindrsimon g'uvurda ikkita qovushoq suyuqlikning ketma –ket harakatini masalasini matematik modeli ifodalangan.

2. O'lchamsiz kattaliklarning kiritilishi.

3. Suyuqlik chegara qismining tenglamasi olingan.

4. Vaqtni hisoblash uchun ifoda keltirib chiqarilgan.

5. Suyuqlikning hajmini hisoblash uchun formula keltirilgan.

6. sonly hisoblashlar natijasi shuni ko'rsatadiki, hisoblash natijalari nazariy tadqiqotlar bilan mos keladi.

ILOVA

Program Maqsud;

Var $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \alpha, \beta, \varphi, l, \frac{\Delta W}{W}, x, \eta_1, \eta_2, \gamma_1, \gamma_2$:real;

Begin

Writeln (“введите вязкости вытесняющей и вытесняемой жидкости”);

Readln (η_1, η_2);

$$\beta = \frac{\eta_1}{\eta_2};$$

Writeln(" $\beta =$ ", β);

Writeln (“введите объемные веса вытесняемой и вытесняющей жидкости “);

Readln(γ_1, γ_2);

$$\varphi = \frac{\gamma_1}{\gamma_2};$$

Writeln(φ);

Writeln(« введите расстояние точки на оси трубы от начала трубопровода до линии контакта между первой и второй жидкости в момент прекращения движения»);

Readln(α);

$$\phi_1 = (1 - \beta) * \frac{x - \alpha}{\varphi - 1};$$

Rriteln([" $\phi_1 =$ ", ϕ_1]);

Writeln(«введите температуру жидкости»);

Readln(i);

$$\phi_2 = \beta * (\varphi - 1) - (1 - \beta) * \frac{l - \varphi}{\text{sqrt}(\varphi - 1)};$$

Writeln(ϕ_2);

$$\phi_3 = \frac{l - 1}{(\varphi - 1) * \alpha + l - \varphi};$$

Writeln(ϕ_3);

$\Delta W / W = \phi_1 1 + (2 * \phi_1 2) / (((1 - \alpha) * (\varphi - 1))) * [(i - 1) * \ln(\phi_1 3) - (\varphi - 1) * (1 - \alpha)] / (2 * \phi_1 1 + 2 * \phi_1 2) * \ln(\phi_1 3)$;
;

Readln($\frac{\Delta W}{W}$);

Writeln(«Отношение оставшегося объема ΔW вытесняемой жидкости в
момент прорыва к первоначальному ее объему W равно», $\frac{\Delta W}{W}$);
End.

PROGRAMMA NATIJASI:

Введите вязкости вытесняющей и вытесняемой жидкости

5 10

$\beta = 0,5$

Введите объемные веса вытесняемой и вытесняющей жидкости

1,1 1,2

$\varphi = 0,91666$

введите расстояние точки на оси трубы от начала трубопровода до линии
контакта между первой и второй жидкости в момент прекраще-
ния движения

0

$\phi_1 = -5$

Введите температуру жидкости

-0,65

$\phi_2 = -3$

$\phi_3 = 1,2$

Отношение оставшегося объема ΔW вытесняемой жидкости в момент
прорыва к первоначальному ее объему W равно 0,4663

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Д. Ф. Файзуллаев, К. Вийселв Мукук, “Последовательные Движения жидкостей”. Издательство .Фан. Уз ССР. 1976
2. Аббосов А.А. “Вопросы полевой гидродинамики”
3. Авданик Н.А. Руенитейн Л и “Теория и практика добычи нефти”
4. Аббосов А.А., Д. Жалилов, И.Н. «Азербайджанский нефтяной хозяйсво»
5. Аббосов А.А. Экспериментальные исследования вопросов, связанных с применением термического метода воздействия
6. Султанов Б. И. “Кандидатская диссертация. Азербайджанский институт нефти и химии”
7. Джамилов И. А., Бегиров М. К., Гейдаров К. М. “Разработка и эксплуатация морских нефтяных месторождений”
8. Борисов Ю.П. ,Ориов В.С., “Разработка нефтяных залежей и гидродинамика пласта”.