

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI
BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI**

**Qo'lyozma huquqida
UDK 681.538:532**

Xayriyev Furqat Nusrat o'g'li

***Dispers zarrachalarni oquvchan suyuqlikka aralashtirganda
anomal xossalarning reologik holatiga ta'siri***

Mutaxassislik: 5A130202 – “Amaliy matematika va axborot texnologiyalari”

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan

DISSERTATSIYA

**Ilmiy rahbar:
dots. A.A. Mirzoyev**

Buxoro – 2015

MUNDARIJA

KIRISH.....	3
YOPIHQOQ SIQILMAYDIGAN SUYUQLIKLAR DINAMIKASI (CHIZIQLI MASALA)	
1.1. Nyuton yopishqoq suyuqligi va unning reologik tenglamasi.....	12
1.2. Nonyuton yopishqoq siqilmaydigan suyuqliklarning reologik qonunlari.....	16
1.3. Nyuton siqilmaydigan muhitlari dinamikasi uchun Nave-Stoks tenglamalari.....	23
1.4. Nave-Stoks tenglamalari echimlariga misollar. Sodda chiziqli masalalar.....	31
TURLI GAZ-NEFT QUDUQLARIDAGI DISPERS ZARRACHALAR DINAMIKASI	
2.1. Oqimda muallaq bo'lgan zarrachalar harakati tenglamasi	37
2.2. Ko'tarilish kuchi va zarrachalar ko'chishi	42
2.3. Shlam zarrachalarini siljitishga kerakli bo'lgan tezligini hisoblash formulasi.....	47
2.4. Laminar oqimda zarrachalar harakati.	49
TURLI REJIMLARDA DISPERS ZARRACHALAR DINAMIKASI	
3.1. Yopishqoq plastik suyuqlikning laminar oqimida zarrachalar transporti.....	52
3.2. Yopishqoq plastik suyuqlikning turbulent oqimida zarrachalar transporti.....	63
3.3. Qattiq fazali zarrachalarni olib chiqish uchun zarur bo'lgan yopishqoq plastik suyuqlik sarfini hisoblash	65
XOTIMA.....	69
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR	71

KIRISH

2012 yil 21 mart kuni O'zbekiston Respublikasi Prezidenti tomonidan "Zamonaviy axborot-kommunikatsiya texnologiyalarini yanada kengroq joriy qilish va rivojlantirish chora-tadbirlari to'g'risida"gi qaror qabul qilindi. Bu qaror asosida Vazirlar Mahkamasida bo'lib o'tgan Kompyuterlashtirish va axborot kommunikatsiya texnologiyalarini rivojlantirish bo'yicha muvofiqlashtiruvchi kengash yig'ilishida 2012-2014 yillarda O'zbekistonda zamonaviy axborot kommunikatsiya texnologiyalarini yanada keng joriy etish va rivojlantirish bo'yicha dasturning ijrosini ta'minlash yuzasidan reja-jadval tasdiqlandi.

Mustaqillikka erishgandan so'ng O'zbekiston bozor munosabatlariga o'tish va jahon hamjamiyatiga qo'shilish davrida ta'lim tizimida ham boshqa sohalardagi kabi boshqarishni tubdan o'zgartirish, demokratlashtirish, uning yangi ilmiy – uslubiy asoslarini yaratish zaruriyati paydo bo'ldi. Bu dolzarb va murakkab muammoning yechimini topish maqsadida qabul qilingan O'zbekiston Respublikasining "Ta'lim to'g'risida"gi qonun va "Kadrlar tayyorlash milliy dasturi"da uzluksiz ta'lim tizimini takomillashtirish, yuksak kasbiy, ma'naviy va axloqiy talablarga javob beruvchi yuqori malakali pedagogik kadrlar tayyorlash tizimini yaratish ko'zda tutilgan [1].

I.A. Karimov ta'kidlaganidek, oldimizda turgan eng ezgu maqsadlarimiz – mamlakatimizning buyuk kelajagi ham, ertangi kunimiz, erkin va farovon hayotimiz ham, O'zbekistonning XXI asrda jahon hamjamiyatidan qanday o'rin egallashi ham – bularning barcha-barchasi, avvalambor, yangi avlod, unib o'sib kelayotgan farzandlarimiz qanday insonlar bo'lib voyaga yetishiga bog'liqdir [2].

Prezident I.A.Karimovning "O'zbekiston mustaqillikkka erishish ostonasida" asarida keltirilganidek: Asosiy vazifa – ishlab chiqarilayotgan va qazib olinayotgan xom-ashyoni kompleks qayta ishlashda, aytish mumkinki, chiqindisiz qayta ishlashda, respublikaning o'zida uni tayyor mahsulotga aylantirishdadir. Boshqacha aytganda, respublikada zamonaviy texnika va texnologiya bilan jihozlangan qudratli qayta ishlash sanoatini bunyod etish va shunday qilib, uzluksiz o'sib borayotgan mehnat resurslarini ish bilan ta'minlash, respublika milliy daromadining yuqori sur'atlarda o'sishiga erishish hamda mamlakatimizdagi har jihatdan uyg'un rivojlangan respublikalar darajasiga yetib olishdir.

Hozir respublika har qachongidan ham ilgarilab ketishi, o'sishi, yangi sifat bosqichiga ko'tarilishi juda zarur. Buning uchun avvalo ilm fanda ham, texnikada ham, texnologiyada ham, ishlab chiqarishni tashkil etishda ham, shitob bilan ishlash, shunga yarasha odamlar ongida, dunyoqarashida ham o'zgarishlar bo'lishi kerak.

Qurilish, oziq-ovqat, kimyo, neft va gaz hamda boshqa ishlab chiqarish tarmoqlarida materiallarni qayta ishlash, murakkab reologiyaga ega bo'lgan muhitlardan mahsulotlarni shakllantirish, neft va gaz quvurlarini burg'ulash va boshqa jarayonlarni intensivlashtirish, texnik taraqqiyotning bosh yo'nalishlaridan biridir.

Mavzuning dolzarbligi: Ishlab chiqarish tarmoqlarini doimiy tarzda rivojlantirib borishi foydalanilayotgan mashina va texnologiyalarda kechayotgan jarayonlarni mukammallashtirish zaruriyatini vujudga keltiradi. Bu tarmoqlarda muhitlarni qayta ishlash, murakkab reologiyaga egaoquvchan muhitlar asosida mahsulotlar shakllantirish va boshqa jarayonlarni intensivlashtirish-tegishli umumiy qonuniyatlari o'rganishni taqazo etadi. Masalan, neft-gaz quduqlarini burg'ulashning texnologik jarayonlarida ko'pgina muammolarini echishda, eng avvalo, quduq qazish ustida gidrodinamik nazoratni to'g'ri, samarali metodlarini tanlash muhim. Quduqlardagi gidrodinamik oqimlarni o'zgarishini o'z vaqtida tahlili, quvur oqimi gidravlik xarakteristikalarini o'rganish ko'plab noxushliklarni, masalan gidravlik zarba, plastlarni uzilishi va yuvuvchi suyuqlikni shimilishilarini oldini olishi mumkin.

Hozirda texnologik jarayonlarga tegishli masalalarni hal etishda ishlatiladigan asosiy reologik modellar: Shvedov-Bengam yopishqoq-plastik modeli[3]; X.A.Raxmatulin, D.F.Fayzullaev, R.I.Nigmatulinlarning[4] o'zaro kirishuvchi aralashmalar modeli hamda yaqinda shakllangan Z.P.Shulmanning[5] yopishqoq-plastik modellari kiradi, bular asosida qator nazariy va amaliy masalalar hal etilgan bo'lib, ular gidrodinamik tahlilda muhim rol o'ynadi.

Har xil suyuq oquvchan muhitlar orasidan deformastiyalanish xotirasini yodda tutuvchi va elastiklik xossalarini namoyon etuvchi polimer aralashma va oquvchan qorishmalar sinfini ajratish mumkin bo'lib, ular Kuett oqimida normal

kuchlanishlarning katta farqi bilan xarakterlanadi. Bunday muhitlarning o'ziga xosligi shundan iboratki, oqimning relaksasiya vaqtiga bog'liq effektlar juda muhim rol o'ynamaydigan oqimlarni tavsiflashda qo'llanilgan Reyner-Rivlin suyuqliklari nazariyasi asosida qarashyopishqoq anomaliyalik effektlari etakchi o'rin kasb etgani uchun to'g'ri kelmaydi [3, 5].

Reologik holat tenglamalarni qurishda boshqa konseptual yondashuvlar orasida ko'pgina izlanuvchilar termodinamikaning muvozanat bo'lmagan jarayonlarining umumiy printsiplariga asoslangan Leonov modelidan [5]foydalanishmoqda. Bu modelda elastik deformatsiyalar yopishqoq-elastik suyuqliklarni ichki termodinamik holatiga bog'liq deb qabul qilingan. Nyuton qonuniga bo'ysunmaydigan oquvchan muhitlarning relaksasiya va retardasiya vaqtlari funktsiyalar orqali ularning xususiyatlarini tadqiq etish usuli ishlab chiqiladi. Murakkab muhitlarga tegishli ilmiy va amaliy izlanishlar natijalari tahlili [masalan, 3-5] shuni ko'rsatadiki, hozirgi davrda mavjud reologik tenglamalar sinflarga taqsimlangan, lekin ularning hammasi yopishqoq-elastik yoki yopishqoq-plastik muhitlar holatining reologik tenglamalariga tegishli. Bunda asosiy muammo bunday muhitlarning qaytmas jarayon oqimida, katta elastik yoki plastik deformatsiyani korrekt tavsiflash bo'lib hisoblanadi. Hozirgi vaqtgacha oquvchan muhitlar uchun taklif etilgan modellar va echilgan masalalar muhitlarning xususiyatlari yopishqoq-elastik yoki yopishqoq-plastik xususiyatlarga ega deb qaralgan. Masalan, monodispers zarrachalardan iborat yopishqoq-elastik muhitlarni o'ziga xos maxsusliklarini ma'lum modellar to'g'ri namoyon qiladi.

Suyuqlik va ikki fazali muhitlar harakati davomida ularda ro'y beradigan hodisalarni o'rganish, fan va texnikaning ko'plab masalalarida: jism sirtidan massaning ko'chish nazariyasi, g'ovaksimon jismlarni oqib o'tish nazariyasi, gidro va pnevmotransportni yanada mukammallashtirishda, neft – gaz qazib chiqarish va uni haydashda, kimyoviy, oziq-ovqat, metallurgiya, medistina va b.q. ishlab chiqarish sohalarida zarur hisoblanadi. Bir va ko'p fazali muhitlar mexanikasining dolzarb muammosi oqim ichki jarayonlarida fizik substansiyalarning ko'chishini o'rganishdan iborat. Texnika va texnologiyalarda

foydalaniladigan dispers muhitlarning kattagina qismi ikki yoki undan ortiq fazadan iborat tizim(sistema)lar tashkil etadi.

Odatda bu fazalarning biri sifatida havo, gaz yoki suyuqliqdan tuzilgan, zarrachalar dispers fazaning butun fazasini qamrab olgan bo'lib, harakat davomida eltuvchi faza sifatida namoyon bo'ladi. Dispers fazaning konsentrastiyasi aralashmaning birlik hajmida oshishi, dispers fazani dispersion fazaga, dispersion fazani esa dispers fazaga o'tishiga olib keladi. Aralashmaning statik va dinamik xossalari konsentrastiyaning $f = 0,01$ dan $0,6$ oraliqda va undan katta bo'lganda tutash muhitlar mexanikasi, hamda reologik nuqtai – nazardan texnika va texnologiyalarda katta ahamiyatga ega. Dispers muhitlarni gidrodinamik va reologik qonuniyatlarini tadqiq etish, yana shunisi bilan ham dolzarbki, bunday muhitlar ichki muhit, ham xom – ashyosi, ham tayyor ishlab chiqarish mahsuloti va boshqalar dispers muhitdan iborat bo'lib, oxirgi yillarda yangi texnika va texnologiyalarni yaratish, hamda mavjudlarini mukammallashtirish maqsadida ham muhim.

Mavzuning respublikada olib borilayotgan ilmiy tadqiqotlarning ustivor yo'nalishlariga mosligi: Tadqiqot muammosi O'zbekiston Respublikasida 2012-2016 yillarga mo'ljallangan fundamental tadqiqotlar "F4. Matematika mexanika va informatika" mavzusidagi Davlat ilmiy texnika dasturiga hamda deformatsiyalanuvchi qattiq jism, suyuqliklar, gazlar va ko'p fazali muhitlar mexanikasining mummolarini nazariy tadqiq etish vazifalari yo'nalishida olib borilayotgan ilmiy tadqiqot yo'nalishiga mos keladi.

Ishning davlat dasturlari yoki ilmiy-tadqiqot ishlari rejalari bilan bog'liqligi: Tadqiqot ishi YoF4-FQ-0-36071/ YoF4-012 "Dispers zarrachalarni eltuvchi suyuqlikka aralashganda anomal xossalarning reologik holatiga ta'siri" yosh olimlar fundamental Davlat ilmiy-texnika dasturlarida ilmiy-tadqiqot ishlari rejalari bilan bog'liqlikda amalga oshiriladi.

Muammoning o'rganilganlik darajasi: "Reologiya" termini keng ma'noda barcha muhitlarga taalluqli bo'lib, deformatsiya, deformatsiya jarayonida Gukning yoki Nyutonning chiziqli qonunlariga bo'ysunmaydi, balki reologik metodlardan

turli-tuman muhitlar uchun qo'llaniladi. Oquvchan muhitlarning harakatini tavsiflash uchun Nave-Stoks tenglamalaridan, uzluksizlik tenglamalaridan va reologik tenglamalardan foydalaniladi, reologik tenglamalar kuchlanish bilan deformatsiya tezligi orasidagi o'ziga xos munosabatni o'rnatadi. Suyuqlikdagi kuchlanish tenzori bilan oqimning kinematik xarakteristikalarini bog'lovchi muhit holatining reologik tenglamasini tezliklar maydoni bilan bog'laydi.

Hozirgi davrda fenomenologik va mikroskopik (molekulyar-kinetik) nazariyalar bo'yicha ilmiy adabiyotlar yetarli. Murakkab reologiyali muhitlarning holat tenglamalarini qurishni umumiy usullari ko'pgina mualliflarning fundamental tadqiqotlarida (Green A.E., Rivlin R. S., Coleman B.D., Noll W., Oldroyd J.G., Treloar L. R.G., Truesdel C., Noll W., Sedov L.I. va boshqalar) ko'rsatilgan, ya'ni materiallarning qaytarilmas deformatsiya jarayonida oqim va yirik plastik deformatsiyaga olib keladigan holatlarni vujudga keltirilishi. Bu ishlarda va keyingi qator tadqiqotlarda holat reologik tenglamalarini qurishning umumiy prinsplari o'rnatilgan va ularni formulirovka qilishdagi inobatga olinadigan cheklanishlar aniqlangan.

Z.I. Shulman va V.G. Litvinovning umumlashgan Nyuton suyuqliklarini modeli juda keng tarqalgan bo'lib hisoblanadi. Har xil suyuq oquvchan muhitlar orasidan shunday materiallar sinfini ajratish mumkinki, masalan, deformatsiyalanish xotirasini yodda tutuvchi va elastik xossalarni namoyon etuvchi polimer aralashma va oquvchan qotishmalar bo'lib, bu materiallar Kuett oqimida normal kuchlanishlarning katta farqi bilan xarakterlanadi. Bu muhitlarning maxsus tomonlari shundan iboratki, oqimlarning relaksatsiya vaqtiga bog'liq effektlar juda muhim rol o'ynamaydigan oqimlarni tavsiflash uchun qo'llaniladigan Reyner-Rivlin suyuqliklari nazariyasi doirasida qarash to'g'ri kelmaydi, chunki bunda yopishqoqlikning anomaliyalik effektlari yetakchi o'ringa ega.

Reologik holat tenglamalarini qurishda boshqa konseptual yondashuvlar orasida ko'pgina izlanuvchilar termodinamikaning muvozanatda bo'lmagan jarayonlarining umumiy prinsplariga asoslangan Leonov modelidan

foydalanishmoqda. Bu modelda elastik deformatsiyalar yopishqoq-elastik suyuqliklarni ichki termodinamik holatiga bog'liq deb qabul qilingan. Barcha nonyuton, ya'ni Nyuton qonuniga bo'ysunmaydigan reologik xarakterdagi fenomenologik modellar oquvchan muhitning relaksatsion spektri va elastik potensial kabi fundamental xususiyatlarga asoslangan. Bunga turg'un oqim rejimida o'lchangan effektiv yopishqoqlikning ko'chish tezligiga bog'liqligini hisobga olish lozim.

Murakkab muhitlardagi ilmiy va amaliy izlanishlar natijalari tahlili shuni ko'rsatadiki, hozirgi davrda tutash muhitlar mexanikasining prinsplari asosida ko'riladigan reologik tenglamalar holatlarining mumkin bo'lgan sinflarini tanlashni nazariy asoslari bor, lekin ularning hammasi yopishqoq-elastik muhitlar holatining reologik tenglamalariga tegishli. Bunda asosiy muammo yopishqoq-elastik muhitning qaytmas jarayon oqimida, katta deformatsiyani korrekt tavsiflash bo'lib hisoblangan.

Bu sohada hozirgi vaqtgacha taklif etilgan modellar va yechilgan masalalar materiallarning xususiyatlari yopishqoq-plastik xususiyatlarga ega deb qaralgan.

Ishning maqsadi va vazifalari: Qiya va gorizonta burg'ilash quduqlarda dispers zarrachalarni eltuvchi suyuqlikka aralashganda anomal xossalarning reologik holatiga ta'sirini o'rganish

Bu maqsadga erishish quyidagi vazifa va masalalarni o'z ichiga oladi:

- eng avval bir fazali Nyuton yopishqoq suyuqligi va unning reologik tenglamasini o'rganish va tahlil etish;
- boshqa fizik tabiatli Nonyuton yopishqoq siqilmaydigan suyuqliklarning reologik qonunlari o'rganish va tahlil etish;
- fundamental qonuniyatlardan biri harakat miqdori(impuls)ning saqlanishni Nyuton siqilmaydigan muhitlari dinamikasi uchun Nave-Stokstenglamalari ko'rib chiqish;
- olingan Nave-Stokstenglamalari echimlariga misollar keltirish va sodda chiziqli masalalar o'rganib tahlil qilish;

- neft va gaz qazib chiqarish uchun qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalaridagi oqimda muallaq bo'lgan zarrachalar harakati tenglamasi tuzish;
- qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalaridagi zarrachalar ko'tarilish kuchi va ularning migrastiyasini o'rganish uchun zarur ifodalarni aniqlash;
- qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalarida hosil bo'ladigan shlamning sekin – asta zarrachalarini siljitishga kerakli bo'lgan tezligini hisoblash formulasi ishlab chiqish;
- laminar oqimda harakatlanayotgan suyuqlikni zarrachani laminar oqib o'tishi shartlari aniqlash va ifodalarni ishlab chiqish;
- qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalaridagi uopishqoq plastik suyuqlikning laminaroqimida zarrachalar transporti o'rganish;
- turbulent oqimda harakatlanayotgan uopishqoq plastik suyuqlikning zarrachalarnig transporti aniqlash;
- qattiq fazali zarrachalarni olib chiqish uchun zarur bo'lganyopishqoq plastik suyuqlik sarfini hisoblash

Tadqiqot obyekti va predmeti: Qiya va gorizontal burg'ilash quduqlarda dispers zarrachalar – tadqiqot obyekti, bu zarrachalarni suyuqligiga aralashganda anomal xossalarning reologik holatiga ta'sirilari natijasida kechadigan mexanikaviy jarayonlarni o'rganish - tadqiqot predmeti

Tadqiqot uslubiyati va uslublari: Tutash muhitlar mexanikasi va reologiya nazariyasi, matematik modellash, differensial tenglamalar nazariyalaridan foydalaniladi.

Ishning ilmiy yangiligi: Mazkur disertatsiya ishida muhitlarning asosiy alomati oqish imkoniyatining mavjudligi hisoblanib, oquvchan reologik murakkab muhitlarni xususiyatlarini modellarini tuzishda, markaziy masalalardan biri qilib aralashma tarkibi bilan molyar zarrachalar orasidagi bog'lanishni hamda muhitning reologok parametrlarini o'zaro moslik qonuniyatlarini o'rnatish hisoblanadi.

Ishning nazariy va amaliy ahamiyati: Neft va gaz quvurlarini burg'ulashning texnologik jarayonlarida ko'pgina muammolarni yechishda, eng avvalo quduq qazish ustida gidrodinamik nazoratni to'g'ri, samarali metodlarini

tanlash muhim. Quduqlardagi gidrodinamik oqimlarni o'zgarishini o'z vaqtida tahlili, quvurdagi oqimning gidravlik xarakteristikalarini o'rganish ko'plab noxushliklarni, gidravlik zarba, plastlarni uzilishi va yuvuvchi suyuqlikni so'rilishlarini oldini olishi mumkin.

Shuni ta'kidlash kerakki, hozirgi paytda neft quduqlarini qazishda ishlatiladigan gidrodinamik nazariyalar suyuqliklarning muvozanat reologik modellarini qo'llashga asoslangan. Jumladan, Shvedov-Bengam yopishqoq-plastik-modeli, X.A. Raxmatulin, D.F. Fayzullayev, R.I. Nigmatulinlarning o'zaro kirishuvchi aralashmalar modeli va yaqinda shakllangan Z.P. Shulmanning yopishqoq-plastik modellari kiradi. Bunga asoslanib qator nazariy va amaliy masalalar yechilgan, bu esa neft va gaz quduqlarini qazishda gidrodinamik tahlil qilishda muhim rol o'ynaydi.

Olingan asosiy natijalar:

- Nyuton hamda Nonyuton yopishqoq suyuqligi va unning reologik tenglamasini o'rganildi va tahlil etildi;
- fundamental qonuniyatlardan biri harakat miqdori(impuls)ning saqlanishni Nyuton siqilmaydigan muhitlari dinamikasi uchun Nave-Stoks tenglamalari olindi va uning echimlariga misollar keltirilib, sodda chiziqli masalalar o'rganildi;
- neft va gaz qazib chiqarish uchun qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalaridagi oqimda muallaq bo'lgan zarrachalar harakati tenglamasi hamda ularning ko'tarilish kuchi va ularning migrastiyasini o'rganish uchun zarur ifodalarni aniqlandi;
- qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalarida hosil bo'ladigan shlamning sekin –asta zarrachalarini siljitishga kerakli bo'lgan tezligini hisoblash formulasi ishlab chiqildi;
- laminar oqimda harakatlanayotgan suyuqlikni zarrachani laminar va turbulent oqib o'tishi shartlari aniqlash va ifodalarni ishlab chaqildi;
- qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalaridagi yopishqoq plastik suyuqlikning laminar va turbulent oqimida zarrachalar transporti o'rganildi;

- qattiq fazali zarrachalarni olib chiqish uchun zarur bo'lganyopishqoq plastik suyuqlik sarfini hisoblash formulasi keltirib chiqarildi.

Tadbiq etish darajasi va iqtisodiy samaradorligi qo'llanish sohasi.

Xulosa va takliflar: Tadqiqotlar yopishqoq-inert materiallarning umumiy metodlarini ishlab chiqishda, ularni siljib oqish vaqtiga bog'liqligini inobatga olish zarurligini ko'rsatdi.

Dissertatsiyaning tuzilishi va hajmi: Kirish, uchta bob, I bob 4 ta bo'lim, II bob 4 ta bo'lim, III bob 3 ta bo'limdan iborat. I, II va III bob xulosalari, xotima, adabiyotlar ro'yxati va ilova jami 73 betdan iborat.

Bajarilgan ishning asosiy natijalari. Ishdagi ayrim masalalar va xulosalar bo'yicha ilmiy to'plamlarda maqolalar(4 ta) va o'quv qo'llanma(1 ta) nashr etilgan.

SIQILMAYDIGAN YOPISHQOQ SUYUQLIK DINAMIKASI (CHIZIQLI MASALALAR).

1.1. Nyuton yopishqoq suyuqligi va uning reologik tenglamasi.

Umumiy holda olingan suyuqlik va gazlar harakat, energiya balansi va modda balansi differensial tenglamalari tutashlik va oquvchanlik xususiyatiga ega muhitlar uchun deb tasavvur qilingan edi. Bu tenglamalarni chiqarishda moddiy zarrachalarning tutash muhiti uchun dinamikaning ikkinchi qonuni va sistema to'la energiyasi uchun saqlanishning umumiy termodinamik qonunidan foydalanilgan edi.

Shuningdek, tutash muhitning eng sodda modellari: ideal(ichki ishqalanishdan xoli) siqilmaydigan suyuqlik yoki gaz, Max sonining kichik qiymatlarida gazning siqiluvchanligi e'tiborga olingan holda, shuningdek, muhitning siqiluvchanligi katta ahamiyata ega bo'lgan tovushdan tez bo'lgan tezliklarga qaralgan.

Suyuqlik yoki gazning ideallik xossasi unda urinma kuchlarning yo'qligi va buning natijasida kuchlanishlar temzori quyidagi ko'rinish olishi bilan xarakterlanadi:

$$P = -pE \quad (1.1)$$

bu yerda E – birlik tenzor.

Bunda endi qoladigan normal kuchlanishlar muhitning olingan nuqtasida bitta skalyar kattalik-bosim bilan ifodalanadi. (1.1) tenglama reologik tenglamaning sodda modeli deb qaraladi. Muhitlarning reologik tenglamasi(qonuni) deb kuchlanishlar ularning hosilalarini vaqt mobaynidagi deformatsiyasi tenzori komponentlarini bog'lovchi tenglamalarga aytiladi. Bunday tenglamalar qaralayotgan muhitnng turli ko'rinishlaridagi harakatida bir xil bo'lishi, yoki mumkin bo'lgan har xil harakatlar xarakteriga bog'liq bo'lishi mumkin, xususan, harakatlanayotgan apparatlar konstruksiyasiga potokning oldingi harakat tarixiga bog'liq bo'lishi mumkin.

Murakkabligi bo'yicha (1.1) dan keyingi reologik tenglama bo'lib odatdagi yopishqoq suyuqlik harakati tenglamasi hisoblanadi. U sodda holda kuchlanishlar tenzori urinma komponent τ bilan tezlik ko'ndalang koordinata bo'yicha hosilasi ko'paytmasiga proporsional bo'lgan Nyutonning ma'lum reologik qonuniga olib kelinadi:

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.2)$$

μ -proporsionallik koeffitsiyenti suyuqlik temperaturasiga bog'liq (umuman real suyuqliklar va katta bosimlarda μ -bosimga ham bog'liq bo'ladi) bo'lib, yopishqoqlikning dinamik koeffitsiyenti deb ataladi. Uning kinematik yopishqoqlik bilan bog'liqligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.3)$$

Bu yerda ν -kinematik yopishqoqlik, ρ -suyuqlik zichligi.

(1.2) formulaga asosan dinamik yopishqoqlik koeffitsiyenti o'lchovi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{kuch \cdot uzunlik}{uzunlik \cdot tezlik} = \frac{kuch}{tezlik \cdot uzunlik}$$

Fizik birliklar sistemasida yopishqoqlikning dinamik koeffitsiyenti (odatda u yopishqoqlik deyiladi) fransuz olimi Puazeylning nomi bilan puaz (P) larda ifodalanadi:

Xalqaro birliklar sistemasi(SI) da yopishqoqlik birligi sifatida paskal-sekund hisoblanadi:

Oldinda ta'kidlanganidek, suyuqlik va gazlarning kinematik yopishqoqlik koeffitsiyenti temperaturaga bog'liq, buni 1.1 va 1.2 jadvallardan ko'rish mumkin: ko'rish mumkinki, suvning temperaturasi oshishi bilan ularning yopishqoqligi kamayadi, boshqa gazlar uchun esa oshadi.

1.1 – jadval.

Temperatura °C	$\mu \cdot 10^3, P$	$\nu \cdot 10^3, \frac{cm^2}{s}$	Temperatura °C	$\mu \cdot 10^3, P$	$\nu \cdot 10^3, \frac{cm^2}{s}$
0	1,792	1,792	40	0,656	0,661
5	1,519	1,519	45	0,599	0,605
10	1,308	1,308	50	0,549	0,556
15	1,140	1,141	60	0,469	0,477
20	1,005	1,007	70	0,406	0,415
25	0,894	0,897	80	0,357	0,367
30	0,801	0,804	90	0,317	0,328
35	0,723	0,727	100	0,284	0,296

1.2 – jadval.

Temperatura °C	$\mu \cdot 10^3, P$	$\nu \cdot 10^3, \frac{cm^2}{s}$	Temperatura °C	$\mu \cdot 10^3, P$	$\nu \cdot 10^3, \frac{cm^2}{s}$
0	1,709	0,132	260	2,806	0,424
20	1,808	0,150	280	2,877	0,451
40	1,904	0,169	300	2,946	0,481
60	1,997	0,188	320	3,014	0,507
80	2,088	0,209	340	3,080	0,535
100	2,175	0,230	360	3,148	0,565
120	2,260	0,252	380	3,212	0,595
140	2,344	0,274	400	3,277	0,625
160	2,425	0,298	420	3,340	0,656
180	2,505	0,322	440	3,402	0,688
200	2,582	0,346	460	3,463	0,720
220	2,658	0,371	480	3,523	0,752
240	2,733	0,397	500	3,583	0,785

Gazning yopishqoqlik koeffitsiyentining temperaturaga bog'liqligini Saterlend formulasi orqali ifodalanadi, u nazariy jihatdan gazlarning kinetik nazariyasida keltirilib chiqariladi:

$$\mu = \frac{const \cdot T^{\frac{3}{2}}}{T + c} \quad (1.4)$$

bu yerda $C \approx 122$ (suv uchun) va o'zgarmas gazlar turiga bog'liq. Amaliyotda taqribiy darajali formuladan foydalaniladi:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^n \quad (1.5)$$

bu yerda n -har xil gazlar uchun har xil va temperatura intervaliga bog'liq. Temperatura oshishi bilan n ning qiymati kamayib boradi. Odatda kichik temperaturalar uchun $n \approx 1$ va katta temperaturalar uchun $n=0,76$ olinadi.

Biz bu yerda izotermik yopishqoq siqilmaydigan gazlarga e'tibor beramiz.

(1.2) reologik tenglama kuchlanishlar tenzori va tezlik deformatsiyasi tenzorining fazodagi chiziqli aloqasi xususiy holi hisoblanadi. bu qonun Nyutonning umumlashgan qonuni deb yuritilib, tutash muhitlar uchun o'rinalidir.

Oquvchi muhitlar orasida izotrop yopishqoqli suyuqliklar va ularga mos gazlar ko'p tarqalgan. Izotrop deganda yopishqoqlik o'zaro munosabati mexanizmining barcha yo'nalishlarda bir xilligi tushuniladi.

Izotrop muhitda Nyutonning umumlashgan qonuni quyidagicha kuchlanishlar tenzori va tezlik deformatsiyasi tenzori orasida chiziqli bog'liqlikni ifodalaydi:

$$P = a \cdot S + b \cdot E \quad (1.6)$$

bu yerda a va b – skalyarlar, E – birlik tenzori

$$E_{ij} = \begin{cases} 0, & \text{agar } j \neq i \\ 1, & \text{agar } j = i \end{cases}$$

(1.6) – tenglama tenzorlar orasida chiziqli bog'liqlikni berishi uchun a – skalyar P va S tenzorlar komponentlariga bog'liq bo'lmasigi kerak: bu skalyar fizik o'zgarmas bo'lib, bu (1.6) tenglama o'zining (1.2) ko'rinishiga ega bo'lishi uchun 2μ ga teng bo'lishi kerak. b – skalyar esa P va S tenzorlar bilan chiziqli bog'liq bo'lishi mumkin, yopishqoqlikning izotropligi shartidan bu tenzorlarning chiziqli kombinatsiyasini ifoda etadi. P kuchlanish tenzorining birinchi invariant bo'lib, uch normal kuchlanishlar yig'indisi hisoblanadi:

$$P_{11} + P_{22} + P_{33}$$

$\dot{S}$ tezlik deformatsiyasining birinchi invariant bo'lib quyidagi summa hisoblanadi:

$$\dot{S}_{11} + \dot{S}_{22} + \dot{S}_{33} = \frac{\partial V_1}{\partial r_1} + \frac{\partial V_2}{\partial r_2} + \frac{\partial V_3}{\partial r_3} = \text{div} \vec{V}$$

Bu qiymat siqilmaydigan suyuqlik uchun nolga teng. E ning birinchi invariant 3 ga teng. b – skalyar qiymatini topish uchun (1.6) asosiy tenglikning chap va o'ng tomonidagi tenzorlar invariantlarini tenglashtiramiz:

$$P_{11} + P_{22} + P_{33} = 3b$$

bundan

$$b = \frac{1}{3(P_{11} + P_{22} + P_{33})} \quad (1.7)$$

Ideal suyuqlik dinamikasida kiritilgan $P_{11} = P_{22} = P_{33} = -P$ tenglik sistemasidagi P – bosim tushunchasini umumlashtirib, quyidagini olamiz:

$$-\frac{1}{3}(P_{11} + P_{22} + P_{33}) = P \quad (1.8)$$

Nyuton siqilmaydigan yopishqoq suyuqligida teskari ishora bilan olingan uch normal kuchlanish o'rta aifmetigi berilgan nuqtadagi bosimni ifodalaydi.

(1.8) qabul qilingan gipotezaning to'g'riligi Nyuton yopishqoq siqilmaydigan suyuqliklar harakatini amaliyotda to'g'ri ifodalashi bilan aniqlanadi.

(1.6), (1.7), (1.8) asosida siqilmaydigan yopishqoq suyuqliklar uchun Nyutonning quyidagi umumlashgan qonunini olamiz:

$$P = 2\mu S - pE = -pE + 2\mu \cdot \text{def} V \quad (1.9)$$

Yoki komponentli (analitik) formada

$$P_{ij} = \begin{cases} \mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) & j \neq i \text{ da} \\ -p + 2\mu \frac{\partial V_i}{\partial x_i} & j = i \text{ da} \end{cases} \quad (1.10)$$

(1.9) tenglama Nyuton siqilmaydigan yopishqoq suyuqligining reologik tenglamasi bo'lib hisoblanadi. (1.9) tenglamani Dekart (x_1, x_2, x_3) koordinatasidagi ko'rinishini yozamiz:

$$\begin{aligned} p_{11} &= -p + 2\mu \frac{\partial V_1}{\partial x_1}, & p_{22} &= -p + 2\mu \frac{\partial V_2}{\partial x_2}, & p_{33} &= -p + 2\mu \frac{\partial V_3}{\partial x_3}, \\ p_{12} &= p_{21} = \mu \left(\frac{\partial V_1}{\partial x_2} + \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right), & p_{23} &= p_{32} = \mu \left(\frac{\partial V_2}{\partial x_3} + \frac{\partial V_3}{\partial x_2} \right), \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$p_{13} = p_{31} = \mu \left(\frac{\partial V_1}{\partial x_3} + \frac{\partial V_3}{\partial x_1} \right)$$

1.2. Nonyuton yopishqoq siqilmaydigan suyuqliklarning reologik qonunlari.

(1.9) reologik tenglama bilan aniqlanuvchi Nyuton suyuqliklari xossalari ko'pgina suyuqlik va gazlar egadir.

Yupqa suspenziyalar (biror moddaning boshqa suyuq modda ichida mayf holida suzib yuradigan holdagi eritma), moyli eritmalar, yog'li bo'yoqlar kabi suyuqliklar xossalari Nyuton suyuqliklari xossalaridan farq qiladi. Bunday suyuqliklardagi Nyuton suyuqliklaridan farq qiluvchi har xil xossalar ularning ichki molekulyar strukturasi, molekulyar harakati bilan bog'liq.

Hozirgi paytda yopishqoq plastik suyuqliklar o'ziga xos qiziqishga ega bo'lmoqda. Plastik xossalar shuki, muhit harakati ko'chishkuchlanishi qandaydir qiymatga yetgandan so'nggina paydo bo'ladi. Bunday suyuqliklarni o'rganishni Bingham (1916) nomi bilan bog'lashadi, lekin ungacha ham bunday oqimlar F.N.Shvedov (1889) tomonidan ham o'rganilgan ekan.

Yuqorida keltirilgan Nyuton oqimiga asoslanib OX o'qi bo'yicha to'g'ri chiziqli $\dot{\varepsilon} = \frac{du}{d\tau}$ ko'chish tezligiga ega harakat uchun yopishqoqli plastik suyuqlik reologik tenglamasini yozamiz:

$$\tau = \tau_0 + \mu' \cdot \varepsilon \quad \tau > \tau_0 \text{ da} \quad (1.12)$$

Bu yerda τ_0 – ko'chish kuchlanishi chegaraviy qiymati, μ' - dinamik strukturali yopishqoqlik koeffitsiyenti(harf ustidagi nuqta vaqt bo'yicha hosilani bildiradi). $\tau < \tau_0$ da harakat yo'q, ya'ni bunda muhit o'zini qattiq jismga o'zshagan tutadi.

Yuqorida keltirilgan yopishqoq plastik modelga misol qilib amaliyotda uchraydigan neft quduqlarida qo'llaniladigan loyli va sementli eritmalar, yog'li bo'yoqlar, har xil pastalarni misol qilib olish mumkin. Ushbu keltirilgan suyuqliklarning fizik tuzilishi shundayki, ularga biror chegaraviy ko'chish

kuchlanishigacha bo'lgan qiymatida ular o'zlarini xuddi qattiq jismlardek tutishadi, faqatgina ko'chish kuchlanishi ana shu chegaraviy qiymatdan o'tgandagina Nyuton suyuqligi xossalariga ega bo'ladi. Agar ko'chish kuchlanishi o'zining chegara qiymatidan yana kamaysa, suyuqlik o'zining yopishqoq – plastik holiga qaytadi.

Boshqa yana “Psevdoplastik” deb nomlangan suyuqliklar ham borki, ular shunday chegaraviy qiymatga ega emas, lekin ularning yopishqoqligi ko'chish tezligiga bog'liq. Bunday “chiziqli bo'lmagan” suyuqliklar (polimerlar eritmaları kabi) quyidagi (Ostvald Reyner) reologik tenglamalariga bo'ysunadi:

$$\tau = k \cdot \dot{\varepsilon}^n, \quad (1.13)$$

bu yerda k va $n < 1$ kuchlanish va deformatsiya tezligining o'zgarish intervalida qariyb o'zgarmas, yopishqoqlik koeffitsiyenti $\frac{\tau}{\dot{\varepsilon}} = k \cdot \dot{\varepsilon}^{n-1}$ esa $\dot{\varepsilon}$ oshishi bilan kamadi.

Kuchlanishning chegaraviy qiymatini oshishi yana shunday suyuqliklarni paydo qiladiki, ularda “psevdoplastik” suyuqliklardan farqli o'laroq yopishqoqlik kuchlanish ortishi bilan ortadi ($n > 1$).

Bunday qonuniyat qattiq zarralar konsentratsiyasi yuqori bo'lgan suyuqliklarda shuningdek kraxmalli kleysterlarga tegishli.

Hozirgi paytda ham yopishqoqlik xossasiga, ham egiluvchanlik xossasiga ega yopishqoq – egiluvchan suyuqliklarga bo'lgan e'tibor kuchaymoqda. Bunday muhitlarga yopishqoqligi yuqori bolgan sintetik materiallar, shuningdek Nyuton suyuqliklaridagi polimerlarning kuchsiz eritmalaridir. Shuni e'tiborliki, Nyuton suyuqliklariga ko'p bo'lmagan polimerni qo'shish ularni yopishqoq – egiluvchan xossaga ega nonyuton suyuqliklariga aylantiradi.

Egiluvchanlik va yopishqoqlikning birgalikdagi harakatini aniqlashga bo'lgan qarashlarga asoslanib reologik modellarning ikki turi farqlanadi:

- 1) Egiluvchanlik va yopishqoqlik kuchlanishlariga asoslangan Foyxt modeli

$$\tau = G\varepsilon + \mu\dot{\varepsilon} \quad (1.14)$$

Bu yerda G – ko'chish moduli, ε – ko'chish deformatsiyasi $\varepsilon = \frac{du}{dy}$ – ko'chish tezligi, μ – dinamik yopishqoqlik koeffitsiyenti, bunda tekislikdagi ko'chish harakati qaraladi.

2) Egiluvchan va yopishqoq deformatsiyalar tezligiga asoslangan Maksvell modeli

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\mu} \quad (1.15)$$

bu yerda ham o'sha belgilashlar va tekislikda ko'chish harakati qaraladi.

Bu modelardagi tafovutni ko'rish uchun birinchi modelga $\tau = \tau_0 = \text{const}$, Ikkinchi modelga $\dot{\varepsilon} = 0$ qo'yib ko'rish kerak. Foyxt modeli uchun (1.14) integrallab, $\tau = \tau_0$ da ega bo'lamiz:

$$\varepsilon = \frac{\tau_0}{G} \left[1 - \exp\left(-\frac{Gt}{\mu}\right) \right] \quad (1.16)$$

Maksvell modelida (15) ni integrallab $\dot{\varepsilon} = 0$ deb hisoblab

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\left(-\frac{Gt}{\mu}\right) \quad (1.17)$$

ga ega bo'lamiz, bu esa t vaqt oshishi bilan $\dot{\varepsilon}$ deformatsiya tezligi bo'lmagandagi muhitning muvozanat holatiga mos τ ning nol qiymatiga qaytishni tavsiflaydi.

Bu holatdan biror – bir sabab bilan chiqqan muhitni muvozanat holatiga qaytarish jarayonini relaksatsiya, bu jarayonni rivojlanish vaqtini relaksatsiya vaqti deyiladi. (1.17) – tenglama bilan ifodalangan Maksvell modelidagi kuchlanishning kamayishi yopishqoq egiluvchan suyuqlik oqimidagi kuchlanish relaksatsiyasini misolidir.

$$\lambda = \frac{\mu}{G} \quad (1.18)$$

Kattaligi ham Foyxt modelida, ham Maksvell modelida uchraydi, bu kattalik Foyxt modelida egilish deformatsiyasini “kechikish vaqti”ni aniqlasa, Maksvell modelida kuchlanishning “relaksatsiya vaqti”ni aniqlaydi.

(1.15) – Maksvell tenglamasini to'g'ri chiziqli harakat xarakterini

($v = 0$, $\varepsilon = \frac{du}{dy}$) hisobga olgan holda quyidagicha yozish mumkin:

$$\lambda \tau + \tau = \mu \varepsilon = \mu \frac{du}{dy}; \quad (1.19)$$

(1.19) tenglama relaksatsiya vaqti nolga teng bo'lganda ($\lambda = 0$) (1.2) Nyuton qonuniga keladi, bu esa deformatsiya tezligidan keyin kuchlanish hosil bo'lishiga olib keladi, boshqacha aytganda tekislikda to'g'ri chiziqli ko'chishli harakatda “kuchlanishlarda” yozilgan dinamikaning asosiy tenglamasini hajmiy kuchlar bo'lamagan holda quyidagicha yozish mumkin:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1.20)$$

(1.19) – tenglamaning ikki tomonidan vaqt bo'yicha hosila olib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\lambda \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} + \frac{\partial \tau}{\partial t} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial t}$$

yoki, (1.20) asosan

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2} + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{v}{\lambda} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.21)$$

bu tenglama giperbolik tipdagi xususiy hosilali differensial tenglama bo'lib, kuchlanishning to'liqinli tarqalishini ifodalaydi, bunda tarqalish tezligi $\frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2}$ - oldidagi koeffitsiyentning kvadrat ildiziga teng bo'lib, yopishqoqlikka bog'liq emas va quyidagiga teng:

$$\omega = \sqrt{\frac{v}{\lambda}} = \sqrt{\frac{vG}{\mu}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (1.22)$$

yopishqoq egiluvchan muhitlarda to'liqinsimon harakat paydo bo'lishi va tarqalish sabablaridan biri bu oqimning shu nuqtasidan oldingi nuqtalardagi har xil ta'sirlar ostida paydo bo'lgan chetlanishlardir. Bunday hodisani oqimning vorisligi deb

atash qabul qilingan. Yopishqoq egiluvchan suyuqliklar ham ana shunday vorislik qobilyatiga ega. Endi Foyxt va Maksvell modellari orasidagi farqni qaraymiz.

Foyxt modeli uchun xarakterli fakt shundan iboratki, (1.16) tenglamani vaqt bo'yicha differensiallaganda hosil bo'ladigan ko'chish tezligi $\dot{\epsilon}$ ning doimiy kuchlanish ta'sirida bu model $t \rightarrow \infty$ da tezgina nolga intiladi, ya'ni Foyxt tanasi doimiy kuch ostida cheksiz oquvchanlik xossasiga ega emas.

Maksvell "tanasi" (1.15) dan ko'rish mumkinki $\tau = \tau_0$, $\tau = 0$ da quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\dot{\epsilon} \rightarrow \frac{\tau_0}{\mu} \neq 0, \quad \text{ixtiyoriy tugun}$$

Bu degani Maksvell tanasi Foyxt tanasidan farqli ravishda doimiy kuch ostida $\epsilon_0 = \frac{\tau_0}{\mu}$ ko'chish tezligi bilan oqadi. Ana shuning uchun ham Foyxt reologik qonuniga bo'ysunuvchi muhitni ko'pincha yopishqoq – egiluvchan, vorislikka ega qattiq jism deyiladi.

Yuqorida keltirilgan misollar Nyuton suyuqliklarining ham barcha xossalarini ko'rsatib bo'lgani yo'q. Ko'pgina suyuqliklarning mexanik xossalari nafaqat deformatsiya tezligiga bog'liq, balki shu deformatsiyalanish davomiyligiga, shuningdek oqim vorisligiga ham bog'liq. Bunday suyuqliklarni tiksotrop suyuqliklar deyiladi.

Shulardan ayrimlari, masalan, reopektik suyuqliklar ko'chishli harakatda o'z strukturasini qattiqligini oshirish qobilyatiga ega, boshqa birlari esa strukturani buzish qobilyatiga ega.

Birinchi tipga sement aralashmalari, suyuq holatda o'zini Nyuton suyuqliklari kabi tutadigan eritilgan metallar kiradi.

Tiksotropiya quyidagidek bo'lishi ham mumkin: ko'chish harakati sababli o'zining qattiqlik strukturasini buzuvchi kefir kabi suyuqliklarda. Silkitish natijasida kefir o'z qattiqligini yo'qotadi va oquvchan bo'lib qoladi, qandaydir vaqt tinch tursa, yana o'zining qattiqlik holatiga o'tib qoladi.

Qurilish, yengil sanoat, oziq – ovqat, kabi sohalarda qo'llaniladigan zamonaviy sintetik materiall ana shunday Nyuton suyuqliklari(reologik)

xossalarga ega, ularning mexanik harakat qonunlari juda murakkab va ayrim holatlardagina sodda qonunlar orqali tavsiflanadi.

Nyuton (reologik) suyuqliklar ko'p fazali va ko'p komponentli muhitlar deb ataladigan bir jinsli bo'lmagan suyuqliklar dinamikasi bilan chegaradoshdir. Bunday muhitlarda bir jinsli bo'lmagan muhitni Nyuton suyuqliklaridan farqlash juda qiyin. Shunday fikrham borki, ayrim paytlarda nonyuton suyuqliklari laminar harakat holatidan turbulent holatiga o'tgan paytda o'zining dastlabki molekulyar mikrostrukturasini yo'qotib bir jinsli bo'lmagan nonyuton suyuqliklariga aylanib qoladi.

Bunday suyuqliklarda harakatdagi muhitning alohda olingan fazalari uchun kuchlanish tenzorlarini aniqlash va fazalararo kuchlanishlar tenzorlari uchun umumiy qonuniyatlarni aniqlash murakkab bo'ladi, bunda deformatsiya tushunchasining o'zi, deformatsiya tezligi tushunchasi ham murakkab bo'lib qoladi.

Bunday holatlarda bu murakkabliklarni aniqlash usuli bo'lib, bu muhitlarni bir jinsli, Nyuton yoki nonyuton suyuqliklari deb qarab, bir jinsli bo'lmagan muhitlar ayiruv xossalari o'rta qiymatlarini hisobga olib o'rganish bo'lib qoladi.

Hajmiy konsentratsiyasi kichik bo'lgan muhitlar uchun yetakchi faza dinamik yopishqoqlik koeffitsiyentiga tuzatish kiritadigan Eynshteyn tuzatmasi ham bir yondashish bo'lib hisoblanadi. Bunda aralashmaning dinamik yopishqoqlik koeffitsiyenti μ^* quyidagi koeffitsiyentlar orqali ifodalanadi:

μ - markaziy yetakchi fazasi uchun va $\bar{\mu}$ suyuq yoki gaz holatidagi aralashma uchun

$$\frac{\mu^*}{\mu} = 1 + \alpha \frac{\mu + \frac{5}{2}\bar{\mu}}{\mu + \bar{\mu}} \quad (1.23)$$

bu yerda α – aralashmaning hajmiy hissi.

Agar muhit qattiq bo'lsa, $\bar{\mu} = \infty$ deb olish kerak, bunda oldingi formula sferik zarralarga ega qattiq muhitlar uchun yoziladigan soda holga keladi:

$$\mu^* = \mu \left(1 + \frac{5}{2}\alpha \right) \quad (1.24)$$

Sferik bo'lmagan zarralarga ega muhitlar uchun aralashma yopishqoqligi ortadi. Masalan, aylanish o'qlari nisbati 6:1 bo'lgan ellipsoid formasiga ega qattiq zarralar uchun

$$\mu^* = \mu(1 + 5\alpha) \quad (1.25)$$

Eynshteyn tuzatmasi

Masalan, yetakchi fazasi Nyuton suyuqligi bo'lgan va plazma hisoblanadigan qon uchun yopishqoqlik koeffitsiyenti $\mu = 0,015P$, plazma bilan olib o'tiluvchi qon tanachalari hajmiy konsentratsiyasi $\alpha \approx 40\%$, agar bu tanachalarni 1:6 nisbiy qalinlokda deb bu tanachalar uchun olsak, u holda $\mu^* =$

Nyuton suyuqliklari reologiyasi hozirgi paytda tutash muhitlar mexanikasining alohida bo'limi bo'lib hisoblanadi. Uning zamonaviy rivojlanishida Minsk issiqlik va massa almashinuvi institutida Z.P.Shulman boshchiligidagi guruh izlanishlari alohida ahamiyatga ega.

1.3. Nyuton siqilmaydigan muhitlari dinamikasi uchun Nave-Stoks tenglamalari.

Yopishqoq siqilmaydigan suyuqliklar dinamikasi asosiy differensial tenglamalarini keltirib chiqarish uchun tutash muhitlar mexanikasining “kuchlanishlardagi” dinamikasi tenglamalaridan foydalanamiz va ularga uzluksizlik tenglamasini qo'shamiz.

“Kuchlanishlarda” yozilgan tenglamalar sistemasi o'ng qismlarini sonli indeksatsiyasi orqali ifodalaymiz:

$$\begin{aligned} \rho \frac{dV_1}{dt} &= \rho F_1 + \frac{\partial P_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial P_{21}}{\partial x_2} + \frac{\partial P_{31}}{\partial x_3}, \\ \rho \frac{dV_2}{dt} &= \rho F_2 + \frac{\partial P_{12}}{\partial x_1} + \frac{\partial P_{22}}{\partial x_2} + \frac{\partial P_{32}}{\partial x_3}, \\ \rho \frac{dV_3}{dt} &= \rho F_3 + \frac{\partial P_{13}}{\partial x_1} + \frac{\partial P_{23}}{\partial x_2} + \frac{\partial P_{33}}{\partial x_3}, \end{aligned} \quad (1.26)$$

yoki

$$\rho \frac{dV_i}{dt} = \rho F_i + \frac{\partial P_{ik}}{\partial x_k} \quad (i, k = 1, 2, 3)$$

Agar biz $\mu = \text{const}$, $\rho = \text{const}$ va $\nu = \text{const}$ deb hisoblab, izotermik harakatni qarasak, (1.26) sistemaning birinchi tenglamasi

Siqilmaydigan suyuqlik uchun $\text{div} \vec{V} = 0$, shunday qilib yuqoridagi tenglamaning o'ng tomonidagi oxirgi had nolga teng.

Xuddi shunday harakatlarni (1.26) sistemaning qolgan 2 ta tenglamalarda bajarib, ikki tomonini ρ ga bo'lib, dV_i/dt hosila ifodasini ochib va uzluksizlik tenglamasini qo'shib, Nave-Stoks tenglamalar sistemasini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_1}{\partial t} + V_1 \frac{\partial V_1}{\partial x_1} + V_2 \frac{\partial V_1}{\partial x_2} + V_3 \frac{\partial V_1}{\partial x_3} &= F_1 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_1} + \nu \nabla^2 V_1, \\ \frac{\partial V_2}{\partial t} + V_1 \frac{\partial V_2}{\partial x_1} + V_2 \frac{\partial V_2}{\partial x_2} + V_3 \frac{\partial V_2}{\partial x_3} &= F_2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_2} + \nu \nabla^2 V_2, \end{aligned} \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial V_3}{\partial t} + V_1 \frac{\partial V_3}{\partial x_1} + V_2 \frac{\partial V_3}{\partial x_2} + V_3 \frac{\partial V_3}{\partial x_3} = F_3 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_3} + \nu \nabla^2 V_3,$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial x_1} + \frac{\partial V_2}{\partial x_2} + \frac{\partial V_3}{\partial x_3} = 0$$

yoki qisqacha yozsak,

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 V_i, \quad \frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0 \quad (i, k = 1, 2, 3)$$

Ushbu tenglamalar sistemasi molekulalarning o'zaro munosabati haqidagi tasavvurlar asosida 1822 yilda Nave va 1829-yilda Puasson tomonidan olingan bo'lib, taxminan shu ko'rinishda Sen Venan tomonidan 1843-yilda va so'ng 1845-yilda Stoks tomonidan olingan.

Vektor ko'rinishda (27) tenglamalar quyidagiko'rinishga ega:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= \vec{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad} p + \nu \nabla^2 \vec{V}, \\ \text{div} \vec{V} &= 0 \end{aligned} \quad (1.28)$$

Bu yerda $\nabla^2 \vec{V}$ -Lampasian, $\vec{V}$ esa $\nabla^2 \vec{V}_i$ ($i=1,2,3$) proyeksiyalarga ega vektor.

(1.27) tenglamani integrallab aniq yechimlarni olish uchun chegaraviy shartlar, shuningdek nostatsionar harakat holida boshlang'ich shartlar kerak bo'ladi. Yopishqoq suyuqlik uchun suyuqlikni chegaralab turgan sirtga nisbatan "yopishish" sharti qo'yiladi. Ya'ni suyuqlikning sirtga yaqin molekulalari sirtga yopishadi, degan tasavvur qo'yiladi. Bu bilan sirtga nisbatan normal tezlik yo'q degan xulosa chiqadi. Shuningdek, suyuqlikning sirtga nisbatan sirpanish ham yo'q deb tasavvur qilinishi masalani yechishning bir yo'lidir.

Amaliyotda bizning tasavvurda suyuqlik harakat paytida sirtga sirpanib o'tgandek tuyuladi.

Shunday qilib sirt yaqinida suyuqlik tezligi 0 ga yaqinlashib, sirtga 0 ga teng deb tasavvur qilinadi.

Nostatsionar, ya'ni vaqtga bog'liq deb qaralayotgan holatlarda boshlang'ich shartlar ham beriladi, bu degani qandaydir bir boshlang'ich vaqtda oqim sohasida tezlik kattaligi beriladi, sohada boshlang'ich bosim va boshqa kattaliklar beriladi.

Yopishqoq suyuqlik harakatining xususiy hollarida yechimning mavjudligi va yagonaligi aniq isbotlangan. Bu teoremlar yuqorida keltirilgan yechimning mavjudligi va yagonaligini ko'rsatibgina qolmay, differensial tenglamalarga qo'yiladigan boshlang'ich va chegaraviy shartlar qanday bo'lishini ham ko'rsatadi.

Shuning bilan birgalikda yopishqoq suyuqliklarda ochiq sohada impulsning saqlanish qonuni ham hisoblashlarda foydalanilishi mumkin.

Yopishqoq suyuqliklar harakatida oqim o'xshashligi. O'xshashlik usuli yoki nazariyasi nafaqat shdrodinamik oqimlar nazariyasi, balki boshqa ko'pgina fizik va texnik masalalarni yechishda qo'l keladi. O'xshashlik usuli tajriba laboratoriya sharoitida olib borilayotganda bu tajriba haqiqiy obyektlarga o'xshash holda o'tkazilishini talab qiladi. Shuningdek ushbu tajriba natijalarini umumlashtirib, empiric formulalar olganda ularning o'lchovini nazorat qiladi.

O'xshashlik metodining amaliy ahamiyati bilan uning bahosi tugab qolmaydi. Ko'p yillardan buyon bu usul nazariya bo'yicha olinadigan tenglamalar o'lchovini aniqlashda qo'l kelmoqda.

Ikkita fizik voqea-hodisa bir-biriga o'xshash deyiladi, agar bir voqelikdagi kattaliklar boshqa voqelik kattaliklar yordamida olinsa.

Yuqorida keltirilgan tenglamalar kattaliklari uchun xarakterli masshtab kattaliklarini kiritamiz va kattaliklarni o'lchovsiz holga keltiramiz:

$$x = \bar{x} \cdot L; \quad y = \bar{y} \cdot L; \quad z = \bar{z} \cdot L;$$

$$t = \bar{t} \cdot T; \quad u = \bar{u} \cdot u_m; \quad v = \bar{v} \cdot u_m; \quad \rho = \bar{\rho} \cdot \rho_m;$$

Ushbu belgilashlarni tenglamalarga qo'yib, o'lchovsiz holga keltirganimizda quyidagi o'lchovsiz kattaliklarni olamiz:

$$\begin{aligned} \frac{V}{T} \frac{\partial u'}{\partial t'} + \frac{V^2}{L} \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} + w' \frac{\partial u'}{\partial z'} \right) &= \\ &= FF'_x - \frac{P}{\rho L} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{\nu V}{L^2} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial z'^2} \right), \\ \frac{V}{T} \frac{\partial v'}{\partial t'} + \frac{V^2}{L} \left(u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + w' \frac{\partial v'}{\partial z'} \right) &= \\ &= FF'_y - \frac{P}{\rho L} \frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{\nu V}{L^2} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2} \right), \\ \frac{V}{T} \frac{\partial w'}{\partial t'} + \frac{V^2}{L} \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x'} + v' \frac{\partial w'}{\partial y'} + w' \frac{\partial w'}{\partial z'} \right) &= \\ &= FF'_z - \frac{P}{\rho L} \frac{\partial p'}{\partial z'} + \frac{\nu V}{L^2} \left(\frac{\partial^2 w'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial z'^2} \right), \\ \frac{V}{L} \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} \right) &= 0, \\ \frac{L}{u_m \cdot T} &= Sh \quad - \text{Struxal soni} \quad \frac{u_m \cdot L}{\nu} = Re \quad - \text{Reynold soni} \\ \frac{u_m^2}{g \cdot L} &= Fr \quad - \text{Frud soni} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Ushbu keltirilgan masshtab kattaliklaridan foydalanib Nave-Stoks tenglamalari va ularga mos boshlang'ich va chegaraviy shartlarini o'lchovsiz holga keltiramiz.

Masshtab o'zgaruvchilari sifatida T -vaqt uchun, L -uzunlik uchun, V -tezlik uchun, P -bosim uchun, F -kuch uchun kabi kattaliklarni kiritib va ularni (1.27) tenglamalar sistemasiga qo'yib, quyidagilarni olamiz:

Ushbu tenglamalar ikki tomonlarini V^2/L kattalikka bo'lib chiqib, quyidagi tenglamalarga kelimiz:

(1.30) tenglamalarda yuqorida keltirilgan o'lchovsiz "o'xshashlik sonlari" deb ataladigan komplekslarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \frac{L}{V \cdot T} = Sh & \text{ -- Struxal soni,} & \frac{P}{\rho \cdot V^2} = Eu & \text{ -- Eyler soni,} \\ \frac{V \cdot L}{\nu} = Re & \text{ -- Reynold soni} & \frac{V^2}{g \cdot L} = Fr & \text{ -- Frud soni} \end{aligned} \quad (1.31)$$

(1.30) tenglamalar Nave-Stoksning yopishqoq siqilmaydigan suyuqlik dinamikasi o'lchovsiz tenglamalarni tashkil qiladi. Ushbu tenglamalarga aniq berilgan vazifaga qarab boshlang'ich va chegaraviy va alohida hollarda Nave-Stoks tenglamalari yagonaligini ta'minlovchi boshqa shartlar qo'shiladi.

Umumiy holdagi nostatsionar bo'lgan bu ikki oqimlar bir-biriga o'xshash bo'lsin. Bu holda oldingidek, o'lchovsiz boshlang'ich, chegaraviy va boshqa shartlar ham o'lchovli va o'lchovsiz hollar uchun bir xil bo'lishi kerak.

Yuqorida keltirilgan "o'xshashlik shartlari" (1.31) bu o'xshashlikning zarur shartlaridir. O'xshashlikning yetarli shartlari (1.30) bajarilishi uchun Nave-Stoks tenglamalari chegaraviy shartlarning yetarlicha oralig'ida yechimi borliginign zaruriy va yetarli shartlari bajarilishi kerak. Amaliyotdagi masalalarning har xilligi (suyuqliklarning trubalarda oqishi masalasidan tashqari konveksiya, ochiq sohadagi oqimlar, chegaraviy qatlamlar

$$\begin{aligned} Sh \frac{\partial u'}{\partial t'} + u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} + w' \frac{\partial u'}{\partial z'} &= \\ &= \frac{1}{Fr} F'_x - Eu \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial z'^2} \right), \\ Sh \frac{\partial v'}{\partial t'} + u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + w' \frac{\partial v'}{\partial z'} &= \\ &= \frac{1}{Fr} F'_y - Eu \frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2} \right), \\ Sh \frac{\partial w'}{\partial t'} + u' \frac{\partial w'}{\partial x'} + v' \frac{\partial w'}{\partial y'} + w' \frac{\partial w'}{\partial z'} &= \\ &= \frac{1}{Fr} F'_z - Eu \frac{\partial p'}{\partial z'} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 w'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial z'^2} \right), \\ \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} &= 0 \end{aligned} \quad (46)$$

hosil bo'lishi va h.k) yopishqoq siqilmaydigan suyuqliklar uchun o'xshashlik yetarli shartlari to'la aniqlab yetilgani yo'q.

O'lchovlar nazariyasi asoslari. P – teorema.

O'xshashlik nazariyasi bilan bir qatorda amaliyotda o'lchovlar nazariyasi ham keng qo'llanilmoqda.

O'lchovlar nazariyasining o'xshashlik nazariyasidan farqli tomoni shuki, o'lchovlar nazariyasi voqelikning matematik modelini bo'lishini talab etmaydi, balki voqelikni aks ettiruvchi asosiy fizik kattaliklar va ularning o'lchovlarini aniqlanishini talab etadi.

O'lchovlar nazariyasi voqelikning aniq matematik modeli aniqlanmagan paytda juda qo'l keladi, bunda bu nazariya nazariy qonuniyatlarni aks ettiruvchi umumlashgan empirik formulalarni olishga imkon beradi.

O'xshashlik nazariyasida Nave – Stoks tenglamalari $\frac{V}{T}, \frac{V^2}{L}$ kabi o'lchovli masshtablarga egaligini oldin ko'rdik, bu tenglamalar ikki tomonlarini $\frac{V^2}{L}$ ga bo'lingandan so'ng o'lchovsiz tenglamalarga aylanib, o'lchovsiz kattaliklar paydo bo'lgan edi. Bu o'lchovsiz kattaliklarni $G(S, h, F_r, E_u, R_e) = 0$ funksional bog'lanish bilan berish mumkin.

O'lchovlar nazariyasida biz o'xshashlik nazariyasida qabul qilingan tezlik, bosim va h.k. kattaliklar uchun masshtab tanlaymiz, balki endi bu nazariyada masshtab kattaliklari o'rniga o'lchov birliklarni qabul qilarmiz, ularning kombinatsiyasi esa o'zgaruvchi va o'zgarmaslar uchun o'lchov sifatida aniqlanadi. Masalan, termodinamika bilan bog'liq bo'lmagan dinamik voqelik uchun asosiy masshtablar bo'lib massa, uzunlik, vaqt olinadi, ularning sistemasidagi birligi kilogram, metr, sekund hisoblanadi.

Umumiy fizik voqeliklarni tavsiflash uchun $x_i (i=1, 2, \dots, n)$ bilan qo'yilgan masaladagi fizik kattaliklarni, $[x_i]$ bilan esa ularning o'lchovlarini belgilaymiz, $M_j (j=1, 2, \dots, m)$ bilan esa qabul qilingan o'lchov birliklarini belgilaymiz. Unda x_i ning o'lchovini quyidagi darajali ko'phad bilan ifodalanadi:

$$[x_i] = M_1^{a_{i1}} \cdot M_2^{a_{i2}} \cdot \dots \cdot M_m^{a_{im}} \quad (1.32)$$

bu yerda a_{ij} – daraja ko'rsatkichlari x_i ning olingan $M_j (i=1,2,\dots,m)$ asosiy birliklarga nisbatan o'lchovi deyiladi.

Gyortler kiritganiga asoslanib, quyidagi matritsani belgilaymiz:

$$A = \|a_{ij}\| \quad (i = 1,2,\dots,n; \quad j = 1,2,\dots,m) \quad (m \leq n)$$

Uni o'lchovlar matritsasi deyiladi, uning nolga teng bo'lmagan eng kata minoriga teng bo'lgan rangini esa r harfi bilan belgilaydilar.

Darajali birhadlar kompleksini qaraymiz.

$$P_s = x_1^{k_{1s}} \cdot x_2^{k_{2s}} \cdot \dots \cdot x_n^{k_{ns}} \quad (s = 1,2,\dots,p) \quad (1.33)$$

(1.33) ning o'lchovi $M_j (i=1,2,\dots,m)$ birliklar sistemasida (1.32) dagi x_i - o'lchovlarni (1.33) ga qo'yish orqali hosil qilinadi:

$$[P_s] = M_1^{a_{i1} \cdot k_{is}} \cdot M_2^{a_{i2} \cdot k_{is}} \cdot \dots \cdot M_m^{a_{im} \cdot k_{is}} \quad (1.34)$$

bu yerda darajalarda $i=1$ dan $i=n$ gacha qaytariladigan indekslar qatnashyapti. Agar (1.34) da barcha darajalar ko'rsatkichlari nolga teng bo'lsa, ya'ni Kislar quyidagi algebraik tenglamalar sistemasini qanoatlantirsa

$$a_{i1} \cdot k_{is} = 0, \quad a_{i2} \cdot k_{is} = 0, \dots, a_{im} \cdot k_{is} = 0 \quad (1.35)$$

u holda barcha P_s lar ($s=1,2,\dots,p$) o'lchovsiz bo'lib qoladi. Bunda o'xshashlik nazariyasi terminologiyasiga asosan, P_s lar o'xshashlik sonlarini ifodalaydi, faqat shu shart bilanki, barcha P_s lar ozod hisoblanadi, ya'ni ularning birortasi boshqasining kombinatsiyasi sifatida ifodalana olmaydi.

Agar $P_1, P_2, \dots, P_p$ darajali birhadlar sistemasi bog'lanishsizlik(ozod) va o'lchovsizlik shartlarini bajarsa va bundan tashqari ixtiyoriy P darajali bir a'zoli bog'lanish P_s dan tuzilgan darajali birhad orqali ifodalansa, bunday $P_s (s=1,2,\dots,p)$ sistema o'lchovsiz darajali birhadlar fundamental sistemasini tashkil qiladi.

$P_s (s=1,2,\dots,p)$ – fundamental komplekslar soni r barcha ko'rilayotgan fizik kattaliklar soni k bilan A – o'lchovlar matritsasi rangi r ning ayirmasiga teng:

$$p = n - r \quad (1.36)$$

Haqiqatdan ham A matritsa ko'effitsiyentlari rangi $r < m$ bo'lganda (1.35) chiziqli algebraik tenglamalar sistemasi nolga teng bo'lmagan r ta bir jinsli

bo'lmagan tenglamalar sistemasi bilan almashtirilishi mumkin. Ushbu tenglamalar chap tomonida nomalumlar sifatida $k_{1s}, k_{2s}, \dots, k_{rs}$ ni, o'ng tomonida esa $k_{r+1,s}, k_{r+2,s}, \dots, k_{ns}$ ni saqlaydi.

Biror D sohada aniqlangan $x_1, x_2, \dots, x_n$ haqiqiy o'zgaruvchilar funksiyasi $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ bu o'zgaruvchilarning bir jinsli o'lchovli funksiyasi deyiladi, agar shunday b_k ($k=1, 2, \dots, m$) haqiqiy sonlar to'plami uchun

$$f(\alpha_1^{a_{11}} \alpha_2^{a_{12}} \dots \alpha_m^{a_{1m}} x_1, \dots, \alpha_1^{a_{n1}} \alpha_2^{a_{n2}} \dots \alpha_m^{a_{nm}} x_n) = \alpha_1^{b_1} \alpha_2^{b_2} \dots \alpha_m^{b_m} f(x_1, x_2, \dots, x_n)$$

tenglik barcha α_k ($k=1, 2, \dots, m$) va x_i ($i=1, 2, \dots, n$) uchun D sohada o'rinli bo'lsa, M_j ($j=1, 2, \dots, m$) birliklar sistemasidan α_i marta kichik bo'lgan birliklarga o'tib x_i o'zgaruvchilar sistemasini

$$\bar{x}_i = \alpha_1^{a_{i1}} \alpha_2^{a_{i2}} \dots \alpha_m^{a_{im}} x_i$$

o'zgaruvchilar sistemasiga almashtiramiz.

Agar

funksiya x_i o'zgaruvchilar orasidagi biror fizik aloqasini ifodalasa, u holda y o'lchovli bir jinsli funksiya xossasiga ega, ya'ni y kattalik

$$[y] = M_1^{b_1} \cdot M_2^{b_2} \cdot \dots \cdot M_m^{b_m}$$

o'lchovga ega.

Ixtiyoriy nolga aylanmaydigan o'lchovli bir jinsli $x_1, x_2, \dots, x_n$ o'zgaruvchilar funksiyasi uchun hech bo'lmaganda bu o'zgaruvchilarning bitta

$$x_1^{k_1} x_2^{k_2} \dots x_n^{k_n}$$

ko'rinishdagi darajali birhadi bor, u esa quyidagi tenglikni qanoatlantiradi:

$$[x_1^{k_1} x_2^{k_2} \dots x_n^{k_n}] = [y]$$

va bundan kelib chiqib,

$$\frac{f(x_1, x_2, \dots, x_n)}{x_1^{k_1} x_2^{k_2} \dots x_n^{k_n}}$$

nisbat o'lchovi nolga teng bo'ladi. Bundan esa P – teorema deb atalgan o'lchovlar nazariyasi asosiy teoremasi kelib chiqadi.

P – teorema shunday ifodalanadi: agar $x_1, x_2, \dots, x_n$ n ta fizik kattaliklarning son qiymatlari $A = \|a_{ij}\|$ ($i = 1, 2, \dots, n; j = 1, 2, \dots, m$) o'lchov birliklaridagi o'lchovlar matritsasi, $f = x_1, x_2, \dots, x_n$ o'zgaruvchilarning o'lchovli bir jinsli ixtiyoriy funksiyasi, $P_1, P_2, \dots, P_p$ ($p = n - r$, r – matritsa rangi) – o'zgaruvchilarning darajali birhadlar fundamental sistemasi bo'lsa, $k_1, k_2, \dots, k_n$ ixtiyoriy haqiqiy sonlar uchun

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = x_1^{k_1} x_2^{k_2} \dots x_n^{k_n} G(P_1, P_2, \dots, P_p)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

Yopishqoq siqilmaydigan suyuqlik holida misol ko'ramiz. Asosiy o'lchovlarni kiritamiz: barcha o'zgaruvchilar, o'zgarmas fizik kattaliklarni o'lchov matritsasida tasvirlaymiz. Quyidagilarni e'tiborga olamiz:

$$[x, y, z] = L, [t] = T, [u, v, w] = L \cdot T^{-1}, g = L \cdot T^{-2},$$

$$[p] = M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}, [\rho] = M \cdot L^{-3}, [\mu] = M \cdot L^{-1} \cdot T^{-1}$$

Bu holda quyidagi o'lchov matritsasiga ega bo'lamiz (satrlar bo'yicha – kattaliklar o'lchovi, ustunlar bo'yicha o'lchov birligi).

$$\begin{array}{c} x, y, z \\ t \\ u, v, w \\ p \\ g \\ \rho \\ \mu \end{array} \left\| \begin{array}{ccc} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & -1 \\ 1 & -1 & -2 \\ 0 & 1 & -2 \\ 1 & -3 & 0 \\ 1 & -1 & -1 \end{array} \right\|$$

Bu yerda matritsa rangi $r=3$, harakatni aniqlovchi kattaliklar $n=7$. Parametrlar fundamental sistemasi P $p=n-r=7-3=4$ ta parametrga ega. Bular biz oldingi ko'rgan o'xshashlik sonlari Sh, Fr, Eu va Re sonlaridir.

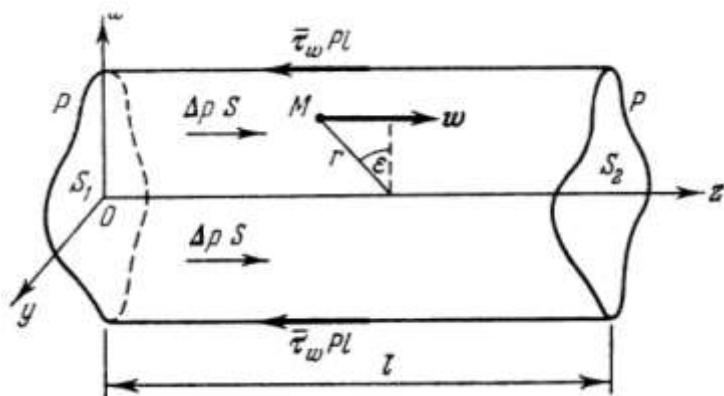
1.4. Nave-Stoks tenglamalari yechimlariga misollar. Sodda chiziqli misollar.

Sodda masalalarga to'g'ri chiziqli harakat (chiziqsiz hadlar bo'lmagan hol) kabi masalalar, shuningdek Nave-Stoks tenglamalarini kichik konvektiv

tezlanishlarni olib tashlab chiziqlashtirish (kichik Renold sonlari – sekin, sudraluvchi harakatlar) kabilar kiradi.

Yopishqoq siqilmaydigan suyuqlik harakatining sodda hollaridan biri bu laminar (qatlamli) tashqari harakat bo'lib, bunday harakat slindrik trubalarda tok chiziqli truba o'qiga parallel to'g'ri chiziqlar bo'lgan holdagi harakatdir.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bunday harakat har xil radiusli slindrik



trubalarda Reynold soni aniq bir sonidan kichik bo'lgan hollarda ro'y beradi, Reynold soni kata bo'lgan hollarda harakat endi laminar bo'lmaydi. Amaliyotda bunday harakat kichik tezliklarda ro'y beradi, shuningdek yopishqoqlik katta

bo'lgan hollarda ro'y beradi.

Oz o'qini truba o'qi bo'ylab yo'naltiramiz (1.1 – chizma) va trubani cheksiz uzun deb hisoblaymiz. Oqim truba o'qi yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan, demak u , v , w tezlik komponentlaridan faqat w qoladi, qolgan komponentlar nolga teng. Hajmli kuchlarni hisobga olmasdan va oqimni izotermik deb hisoblab, buning hisobiga ρ – zichlik yopishqoqlik koeffitsiyenti – μ ni o'zgarmas deb hisoblab, Nave-Stoks tenglamalari quyidagi ko'rinishga keladi:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\omega \frac{\partial \omega}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right), \quad \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0$$

Oxirgi tenglamadan ko'rinadiki, ω – x va y ning funksiyasi, P esa faqat z ning funksiyasi. Boshqacha aytganda, agar truba o'qiga normal bo'yicha kesim o'tkazilsa varcha shunday kesimlarda tezlilar ko'rinishi bir xil, bosim esa kesimdan kesimga o'zgaradi, bir kesimda bosim faqat bitta qiymatga ega. Bunday harakatlar turg'un harakatlar deyiladi.

1.1 – chizma

Oldingi sistemani bitta tenglama ko'rinishida yozish mumkin:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial p}{\partial z} \quad (1.37)$$

(1.37) tenglamaning chap tomonida x va y funksiyasi, o'ng tomonida esa faqat z ga bog'liq funksiya. Koordinatalarning bir – biri bilan bog'liq bo'lmasligi faqat chap va o'ng tomondagi hadlar o'zgaras bo'lganda ro'y beradi.

Qulaylik uchun quyidagi belgilanishlarni kiritamiz:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \text{const} = -\frac{\Delta p}{l} \quad (1.38)$$

bu yerda Δp – biror bir olingan l – uzunlikdagi truba kesimidagi bosim o'zgarishi.

Slindrik truba bo'yicha yopishqoq suyuqlikning turg'un harakatida kesim yuziga ko'paytirilgan bosim o'zgarishi Δp harakat kuchi qiymatini beradi - $\Delta p \cdot S$.

Bundan kelib chiqadiki, slindrik trubada bosim harakat yo'nalishida kamayib borishi kerak, ya'ni $\Delta p > 0$. Agar truba kesimlari o'zgaruvchan bo'lsa, ayrim joyda harakat tezlanuvchan, ayrim joylarda sekin, bu xulosa to'g'ri bo'lmaydi.

Aniq yechimarni olishda truba bo'yicha suyuqlik sarfi, tezlikning o'rtacha yoki maksimal qiymatlaridan foydalanib ham bosim o'zgarishini aniqlash mumkin.

(1.37) tenglama Oxy tekislikda ikkinchi tartibli xususiy hosilali chiziqli differensial tenglamaga keladi(Puasson tenglamasi):

$$\nabla^2 \omega = \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} = -\frac{\Delta p}{\mu l} \quad (1.39)$$

Ushbu tenglama tezlikning truba devorida 0 ga teng bo'lishi sharti, yoki trubaning biror kesimida bosim o'zgarishi berilishi, shuningdek trubaning biror kesimida suyuqlik sarfi berilishi, yoki truba o'qida maksimal tezlikning berilish sharti bilan yechilishi mumkin.

(1.39) tenglamani integrallashning soda misol sifatida yopishqoq siqilmaydigan suyuqlikning $y = \pm h$ uzoqlikda joylashgan ikki tekislik orasidagi

harakatini ko'rish mumkin. Agar to'rtburchak bir tomonini $2h$ uzunlikda hisoblab, boshqasini cheksiz deb hisoblasak, x koordinatasi yo'qoladi, (1.39) tenglama 2 – tartibli oddiy differensial tenglamaga keladi:

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} = -\frac{\Delta p}{\mu l} \quad (1.40)$$

Bu tenglamaning $y = \pm h$ dagi $\omega = 0$ chegaraviy shartdagi integrali

$$\omega = \frac{\Delta p \cdot h^2}{2\mu l} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right] \quad (1.41)$$

Tezlik tarqalishi 2 – tartibli parabola ko'rinishida bo'ladi. Eng katta tezlik w_{max} oqim tekisligi simmetriya o'qida ($y=0$) erishiladi va quyidagiga teng:

$$\omega_{max} = \frac{1}{2} \frac{\Delta p \cdot h^2}{\mu l} \quad (1.42)$$

Ox yo'nalishida tekislikda perpendikulyar holda bir birlik uzunlikda bir sekundlik hajmiy sarf quyidagicha bo'ladi:

$$Q = \int_{-h}^h \omega dy = \frac{2}{3} \frac{\Delta p \cdot h^3}{\mu l} \quad (1.43)$$

Bundan kesim bo'yicha o'rtacha tezlik topiladi:

$$\omega'_{or} = \frac{Q}{2h} = \frac{1}{3} \frac{\Delta p \cdot h^2}{\mu l} = \frac{2}{3} \omega_{max} \quad (1.44)$$

Suyuqlikni aniq berilgan bosim bo'yicha harakatida bo'ladigan sarf tekisliklar orasidagi masofa kubiga proporsional bo'lib, masofa oshishi bilan tez oshadi. Suyuqlikni harakatga keltirish uchun zarur bo'lgan bosim farqi suyuqlik oqayotgan ikki plastinka orasidagi masofaning kubiga proporsional ravishda o'zgaradi. Agar biz dumaloq quvurni qaraydigan bo'lsak, suyuqlik sarfi yoki bosim farqi quvur diametri to'rtinchi darajasiga proporsional bo'ladi.

Ikki plastinka orasidagi suyuqlik harakati uchun λ qarshilik koeffitsientini quyidagi formula yordamida kiritamiz:

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{2h} \frac{\rho \cdot \omega'_{or} r^2}{2} \quad (1.45)$$

(1.45) da $\frac{\Delta p}{l} = w'_{or}$ ifodadan va (1.44) formuladan foydalanib, tekis quvur uchun qarshilik qonunini olamiz:

$$\lambda = \frac{24}{Re'}, \quad \text{bu yerda } Re = \frac{\omega'_o r \cdot 2h}{\nu} \quad (1.46)$$

Aylana ko'rinishiga ega quvurdan yopishqoq suyuqlikning laminar harakati pulsatsiyasi.

Slindrli(aylana) ko'rinishdagi quvurlarda suyuqlikning nostatsionar harakati avvaldan izlanuvchilar e'tiborida bo'lgan.

Aylanali quvurda garmonik ravishda bosim o'zgarishi ostida suyuqlik harakat qilayotgan bo'lsin.

Aylanali quvurda laminar nostatsionar harakatning asosiy differensial tenglamasi slindrik koordinatalar sistemasida quyidagi korinishga ega:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} - \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) = \frac{1}{\rho} f(t) \quad (1.47)$$

Bu yerda umumiy holda $-\frac{\partial p}{\partial l} = f(t)$. Ushbu tenglamani quyidagi chegaraviy shartlarda

$$w=0 \quad r=0 \quad (1.48)$$

bo'lganda va quyidagi boshlang'ich shartlarda(o'qqa nisbatan simmetrik harakat uchun)

$w=w_0(r) \quad t=0$ bo'lganda integrallash kerak.

Misol sifatida bosim o'zgarishi garmonik qonunga asosan bo'layotgan pulsatsiyali harakatni ko'ramiz:

$$f(t) = \rho A \cos \omega t$$

Bu holda boshlang'ich shart o'z qiymatini yo'qotadi, faqat (1.48) chegaraviy shartga ega bo'lamiz. Quyidagicha belgilash kiritib:

$$\omega(r, t) = \varphi(r, t) + \frac{A}{\omega} \sin \omega t \quad (1.49)$$

va t o'rniga yagi $\tau = \nu t$ o'zgaruvchi kiritib, (1.47) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} \quad (1.50)$$

xuddi shunday (1.48) – chegaraviy shartni ham o'zgartiramiz:

$$\frac{\varphi(a, \tau) = -\frac{A}{\omega} \sin \omega}{v} \tau \quad (1.51)$$

(1.50) – tenglama parabolik tipga ega va issiqlik tarqalish tenglamasi bilan mos tushadi. Qo'yilgan masala issiqlikning cheksiz quvurda tarqalish masalasiga ekvivalent, bu quvur sirtiga vaqt bo'yicha (1.51) qonun bo'yicha pulsatsiyalanadi. (1.50) – tenglama xususiy yechimini r va τ funksiyalari ko'paytmalari ko'rinishida hosil qilamiz:

$$\varphi = R(r) \cdot e^{-i\lambda\tau} \quad (1.52)$$

Bu yerda λ – hali aniqlanmagan, lekin haqiqiy qiymat. (1.52) ni (1.50) ga qo'yib $R(r)$ ni aniqlash uchun ikkinchi darajali oddiy differensial tenglamani hosil qilamiz;

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + i \cdot \lambda \cdot R = 0 \quad (1.53)$$

Quvur o'qida $r=0$ da (1.53)ning xususiy yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$R(r) = J_0(r\sqrt{\lambda i}) = ber(r\sqrt{\lambda}) - i \cdot bei(r\sqrt{\lambda})$$

Bu yerda $J_0(x\sqrt{i})$ – a kompleks argumentning nolinchii tartibli bessel funksiysi, Kelvinning haqiqiy funksiyalari $ber(x)$ va $bei(x)$ esa haqiqiy va teskari ishora bilan olingan $J_0(x\sqrt{i})$ ning kompleks qismini tashkil qiladi.

$$\begin{aligned} ber(x) &= Re J_0(x\sqrt{i}) = 1 - \frac{x^4}{2^2 \cdot 4^2} + \frac{x^8}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8^2} - \dots, \\ bei(x) &= -Im J_0(x\sqrt{i}) = \frac{x^2}{2^2} - \frac{x^4}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2} + \frac{x^8}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8^2 \cdot 10^2} - \dots \end{aligned} \quad (1.54)$$

Biz yuqorida ko'rgan yopishqoq siqilmaydigan suyuqlik harakati masalalari Nave-Stoks tenglamalarini chiziqlashtirish evaziga olingan. Nave-Stoks tenglamalarini to'liqroq holida yechimda sonli usullarni qo'llashga to'g'ri keladi.

Birinchi bobning xulosasi.

Birinchi bobda Nyuton yopishqoq suyuqligi va uning reologik tenglamasining ko'rinishi ko'rsatilgan. Ma'lumki Nyuton qonuniga bo'sunmaydigan oquvchan suyuq muhitlar ham mavjud bo'lib uni nonyuton suyuqliklari deb ataladi. Ularning reologik qonuniyatlari turlicha bo'lib, masalan psevdoplastik Ostvald Reyner, yopishqoq elastik Maksvell hamda Foyxt qonuniyatlari bo'ysunuvchi muhitlarining modellari orqali ifodalanadi. Ba'zi suyuqliklar esa mexanik xossalari nafaqat deformatsiya tezligiga bog'liq, balki shu deformatsiyalanish davomiyligiga, shuningdek oqim vorisligiga ham bog'liq tiksotrop suyuqliklar ham qaralgan. Bu kattaliklarni barchasini P – teorema orqali o'lchovsiz holga keltirish bayon etilgan. Bulardan foydalanib, turli oquvchan muhitlarning dinamikasi uchun Nave-Stoks tenglamalarini tuzish va bu tenglamalarni sodda laminar oqim jarayonida chiziqli hollari uchun yechish usullari keltirilgan.

TURLI GAZ-NEFT QUDUQLARIDAGI DISPERS ZARRACHALAR DINAMIKASI

2.1. Oqimda muallaq bo'lgan zarrachalar harakati tenglamasi.

Muallaq zarrachalar bo'lgan aralashmalarni turbulent oqimdagi harakati, uning bo'ylama va boshqa yo'nalishlardagi oqim murakkabligi va intensivligi bilan laminar oqimga nisbatan keskin farq qiladi. Buning sababi shundan iboratki, bu

zarrachalar agar juda yirik bo'lmasa, zarrachalarning turbulent diffuziyasi deb ataluvchi jarayon sodir bo'ladi: muhitning tartibsiz pulsastiyalariga mos javob qaytardi, shu bilan bir qatorda oqim bilan birga muhitning eltuvchi mollarinin pulsastion (tebranma) harakat ta'sirida ilgarilanma harakat qiladi, hamda tartibsiz tarzda mollar bilan aralashadi. Muhitning mollari harakati kabi, zarrachalarning pulsastion va diffuzion harakati stoxastik(tasodifiy)xarakterga ega va shuning uchun ular statistik tarzda aniqlanadi. Og'irlik kuchi ta'sirida zarrachalarning tabiiy cho'kishi xuddi shunday xarakter kasb etadi: zarrachlarni eltuvchi pulsastion mollar bilan birga tartibsiz goh pastga tushib, goh tepaga ko'tarilib, sekin – asta so'nadi.

Turbulent oqimdagi zarrachalarning harakatining barcha formalari nazariy tahlil jihatidan odatda quyidagi farazlarni ilgari surish [1, 2,3, 4]:

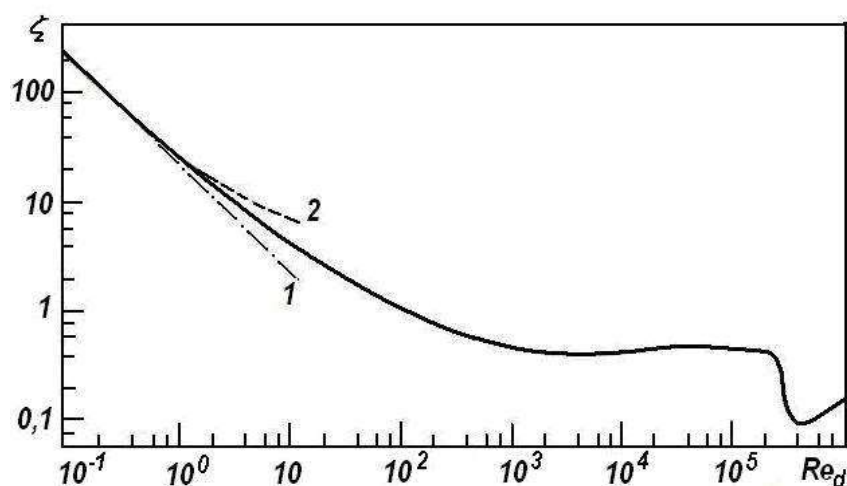
1. Zarrachalarning diametri d , pulsastion mollarning ℓ masshtabiga nisbatan juda kichik:

$$d \ll \ell \quad (2.1)$$

Bu farazga ko'ra boshlang'ich pulsastion mol doirasida har bir zarracha harakat qiladi. (2.1) shart zarrachalarning ixtiyoriy dispersligida ham o'rinli, aynan esa: yuqori dispers $d < 0,5 \div 1 \text{ mkm}$, ingichka dispers $0,5 \div 1 < d < 10 \div 20$, dag'al dispers $10 \div 20 < d < 100 \div 200 \text{ mkm}$.

2. Zarrachalarni, pulsastion mollar bilan oqib o'tishi (obtekanie) yopishqoq xarakterga ega. Bu Reynolds sonining kichikligi ($Re_d = |u_{gp}| d/\nu < 1$) dan kelib chiqadiki, bu ko'plab kichik zarrachalarga hatto muxitning turbulent pulsastion mollar bilan $u_{gp} = i - i_r$ yuqori tezliklarda quvib o'tishida ham o'rinli.

3. Agar alohida ta'kidlanmagan bo'lcha, zarrachalarni sferik shaklda va monodispers deb qaraladi. Zarrachalar sferik shakldan ko'p og'aganda og'ish koef-fistienti kiritiladi, zarrachalarning polidisperslik holatida esa har bir kattalikdagi zarrachalar frakstiyalarga ajratilgan holda [5, 9, 10] qaraladi.



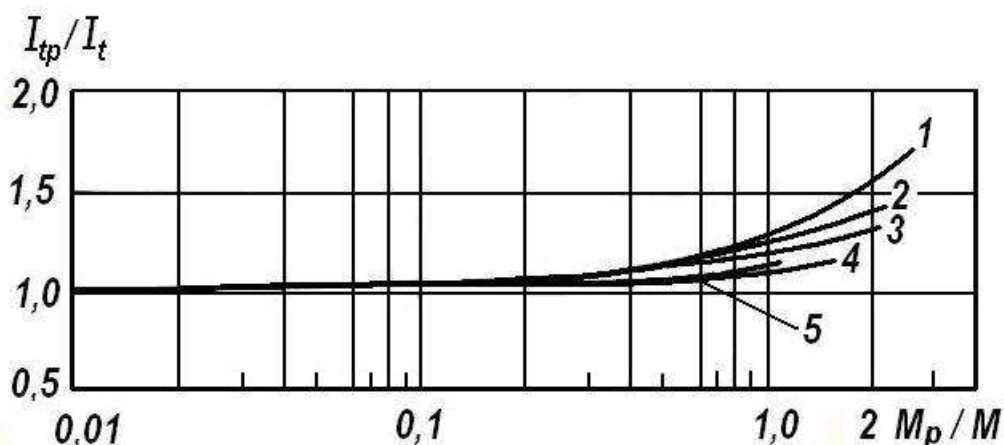
2.1 – chizma. Sfera qarshiligi koeffitsienti ζ ning Reynolds soni Re_d bilan bog'liqligi: 1 – Stoks yaqinlashishi bo'yicha; 2 - Oseen yaqinlashishi bo'yicha.

4. Zarrachalarning muxit harakatiga gidrodinamik qarshiligi o'rnatilgan eksperimental $\zeta = f(Re_d)$ qonuniyat bo'yicha (chizma 2.1) $Re_d < 1$ holda birinchi yaqinlashishiga ko'ra Stoks chiziqli qonuni orqali ifodalanadi [5, 11].

$$f_{sopr} = 3n\eta du_{gp}, \quad (2.2)$$

bunda η – muhitning dinamik yopishqoqligi.

Bu qonunga o'zgartirish faqat maxsus hollardagina yo'l qo'yiladi.



2.2 – chizma. Diametrlari: 1 - 30, 2 - 20, 3 - 25, 4 - 10. 5 - 50 mkm bo'lgan shishali monodispers sharchalar bilan Rosseti va Pfeferlarning o'tkazgan tajribalariga asosan truba ichidagi oqimda turbulentlik intensivligiga zarrachalarning konstantstiyasining ta'siri [12]. (I_t – «toza» havoda turbulentlik intensivligi; I_{tp} - shishali monodispers sharchalar uchun turbulentlik intensivligi; M_p/M - sharchalar og'irligining eltuvchi havo og'irligiga nisbati)

5. Zarrachalar orasidagi masofa [13,14] dagi formula orqali aniqlanadi

$$s_m \cong 80d \sqrt[3]{\rho_p / c_m} \quad (2.3)$$

(ρ_r – zarrachalar zichligi, g/sm³; s_m - ularning massoviy konstantriyasi, g/m³), bu masofa zarrachalar o'lchamlariga nisbatan ancha katta, shuning uchun ular:

a) o'zaro siljishi jarayonida bir-birini siqib qo'ymaydi;

b) ular o'zaro to'qnashmaydi, o'zaro koagulyatsiya sodir bo'lmaydi [5, 15, 16, 17, 18,19] va parchalanmaydi [20];

6. Turbulent oqimda elektrostatik, termoforetik, diffuzioforetik va b.q. gidrodinamik tabiatiga zid hodisalar kuzatilmaydi [1, 5, 19]. Faqatgina bosim kamayishi $\frac{dP}{dz}$ va og'irlik kuchi ta'sirida zarrachalar harakat qiladi va quyidagi tezlik bilan cho'kadi[5]:

$$u_s = \tau g, \quad (2.4)$$

bunda g - erkin tushish tezlanishi; τ - zarrachalarning relaksatsiya vaqti, u yuqori- va ingichka dispers zarrachalar uchun quyidagicha aniqlanadi

$$\tau = \frac{1}{18} \frac{\rho_p}{\eta} d^2, \quad \text{yoki} \quad \tau = \frac{1}{18} \frac{\rho_p}{\rho} \frac{d^2}{u}, \quad (2.5)$$

dag'al dispers zarrachalar uchun esa

$$\tau^* = m_r v \quad \text{yoki} \quad \tau^* = \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_p \frac{u_{cp}}{F} \quad (2.6)$$

formula orali aniqlanadi (ρ_r - zarracha zichligi; $m_p = \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_p$ - uning massasi; $v = u_{gp}/f - f_{comp}$ ga bog'liq harakatchanligi(2.13) tenglamaga qarang).

Yuqorida keltirilgan faraz va qonuniyatlarga ko'ra alohida zarracha turbulent muhitdagi harakat differentsial tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega[3, 5].

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d^3 \rho_p \frac{du_{pi}}{dt} = 3\pi\eta d(u_i - u_{pi}) - \frac{\pi}{6} d^3 (\rho_p - \rho) \frac{du_i}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d^3 \rho \left(\frac{du_i}{dt} - \frac{du_{pi}}{dt} \right) + \\ + \frac{3}{2} d^2 \sqrt{\pi\rho\eta} \int_{t_0}^t \frac{du_i/dt' - du_{pi}/dt'}{\sqrt{t-t'}} dt' + F_e - \frac{dP}{dz} \end{aligned} \quad (2.7)$$

bunda u_i - i-yo'nalishdagi muhit tezligi; u_{pi} - xuddi shu i-yo'nalishdagi zarracha tezligi; t - qaralayotgan oniy vaqt; t' - oldingi oniy vaqt; f_e - tashqi kuch, bizning holda bu og'irlik kuchi $m_p g_i = \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_p g_i$.

Shunday qilib, $Re_d < 1$ sharti bajariladigan alohida olingan zarrachaning turbulent oqimdagi oniy harakatini qaralayotganida yopishqoq laminar oqimda mavjud kuchlar bilan cheklanish mumkinligini qayd etish mumkin. Bu holda (2.7)

tenglamani $m_p g_i = \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_p g_i$ ga bo'lgandan so'ng quyidagi ko'rinishga ega

bo'lamiz:

$$\frac{du_{pi}}{dt} + \beta(u_{pi} - u_i) - \gamma \frac{du_i}{dt} + g_i + \frac{dP}{dz} = 0, \quad (2.8)$$

bunda $\beta = 1/\tau$ - zarracha inerstonlik faktori, gohida «doimiy vaqt» deb ataluvchi,

$\gamma = \frac{2}{3} \frac{\rho}{\rho_p}$ - muhitning zichlik faktori.

Inerstonlik indeksi $\omega\tau$ ning o'rtacha qiymatlarida, (2.8) tenglamaning o'ngdan ikkinchi hadi nisbatan katta emas, shuning uchun (2.8) tenglama soddaroq holga, yoki aynan,

$$\frac{du_{pi}}{dt} + \beta(u_{pi} - u_i) + g_i + \frac{dP}{dz} = 0, \quad (2.8')$$

gravitastion tashkil etuvchidan xoli bo'lganda

$$\frac{du_{pi}}{dt} + \beta(u_{pi} - u_i) + \frac{dP}{dz} = 0, \quad (2.8'')$$

Bu ikki tenglama ko'p hollarda ancha tor diapozondagi o'lchamli va Reynolds soniga to'la mos keladigan zarrachalarning harakat tenglamalarni qanoatlantiradi, shuning uchun ham Stoks formulasiga tuzatmalar kiritishga to'g'ri keladi.

1. Sust oqib o'tuvchi yuqori dispers zarrachalar ($d < 0,5-1$ mkm, $Re_d < 1$) uchun muhitning diskretligiga Stoks formulasidagi S_m bo'luvchi tuzatma kiritiladiki Knudsena (Kn) soni deb ataluvchi – gaz molekulasining erkin yugurish yo'lining zarracha diametrining nisbati λ/d ga bog'liq bo'lib, $Kn \ll 1$ qiymatlarga mos Kenningem [5] bo'yicha tuzatma:

$$S_m = 1 + 2.4Kn \sim 1 + 1,62 \cdot 10^{-5}/d. \quad (2.9)$$

Yanada universal formula N.A.Fuks va i I.B.Stechkinaga tegishli bo'lib [24], barcha Kn sonlari uchun:

$$C_m = \frac{1}{1 + 2\beta Kn} + 4,5Kn. \quad (2.10)$$

(havodagi moyli tomchilar uchun $\beta = 0,84$ va $\delta = 2,7$), hamda ushbu formula o'rinli [25]:

$$S_m = 1 + Kn [1,23 + 0,41 \exp(-0,44/Kn)]. \quad (2.10')$$

2. Re_d soni 0,05-0,10 dan katta ammo birdan kichik bo'lgan ingichka va dag'al dispers zarrachalar uchun aniq echim olish uchun Stoks formulasi (2.2) dagi inerstion muhit tuzatma ko'paytuvchi Oseen bo'yicha [1, 5] quyidagicha kiritiladiki

$$k_{0s} = 1 + \frac{3}{16} Re_d, \quad (2.11)$$

bu gidrodinamik qarshilik kuchi uchun yanada qiyin ifodaga keladi:

$$F_{oc} = 3\pi\eta du_{gp} (1 + \frac{3}{16} Re_d). \quad (2.12)$$

3. Dag'al dispers zarrachalarni qarshilik bilan chiziqli bog'lanishi, zarrachani oqib o'tish tezligining oshishi barobarida ko'proq buziladi, u holda Stoks formulasi o'rniga umumiy:

$$F = \zeta \frac{1}{2} \rho |u_{gp}| u_{gh} \frac{\pi d^2}{4}, \quad (2.13)$$

bunda ζ - zarrachaning qarshilik koeffitsienti, bevosita eksperimental berilganlardan (2.1-chizma), yoki asimptotik formulalar [1, 2, 5, 9, 34a] aniqlanadi bu formulalarning eng muvaffakiyatlisi L.S. Klyachkoga tegishli [28]:

$$\zeta = \frac{24}{Re_d} + \frac{4}{Re_d^{1/3}} \cong \frac{24}{Re_d} (1 + 0,17 Re_d^{2/3}), \quad (2.14)$$

ko'p hollarda quyidagi formula ham ishlatiladi:

$$\zeta = \frac{A}{Re_d^n}, \quad (2.15)$$

Quyida oqimda migrastiyalanayotgan zarrachaga ko'tarilish kuchlarining ta'sirlari o'rganiladi.

2.2. Ko'tarima kuch va zarrachalar migrastiyasi(ko'chishi).

Turbulent oqimda zarrachalarni oqib o'tish nafaqat og'irlik kuchi ta'sirida cho'kishi, balki zarrachalarning bo'ylama siljishi hodisasi, hamda muhitning pulsastion xarakteri ham natijasida ham vujudga keladi. Zarrachalarni aylanishi harakatga nisbatan siljish tezligiga, kam hollarda esa devorga urilishlariga bog'liq. Bu turbulentoqimning ham vertikal ham gorizonta. Ko'tarilma migrastiyasiga xosligini bildiradi. Bunda zarrachalarning ko'tarilib ko'chishi tezlik vektori 2.3-2.5 chizmalarda keltirilgan sxemadan ko'rinib turibdiki, bir holda oqim o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, boshqa holda teskari, devor tomon yo'nalgan bo'ladi.

Aerozolli zarrachaga trubaning ichki turbulent oqimdagi gaz ta'sir etuvchi ko'ndalang kuchning sonli qiymatlarini aniqlash uchun, nazariy ishlarida Rubinov va Keller [63] yoki Sefmen [64] echimlardan foydalaniladiki, bu to'la korrekt emas. Chegaralanmagan yopishqoq oqimda harakatlanayotgan, mustaqil sekin aylanayotgan sferik zarrachalarga ta'sir etuvchi ko'ndalang kuchlarning Rubinov va Keller echimi [23]:

$$F_L = \frac{\pi}{8} \rho d^3 [\omega x u_{gp}]$$

bunda ω – zarrachalarning aylanma tezligi, u_{gp} – ilgarilanma harakatdagi nisbiy tezligi.

Biroq Koks i Brenner ko'rsatganlaridek aralashmaning trubadagi oqimida bu natijani bevosita qo'llab bo'lmaydi, chunki bu holda zarrachalning aylanishi tashqi ta'sir orqali emas, balki shu suyuqlikning o'zining o'zaro siljish (sdvig) harakatidan vujudga keladi.

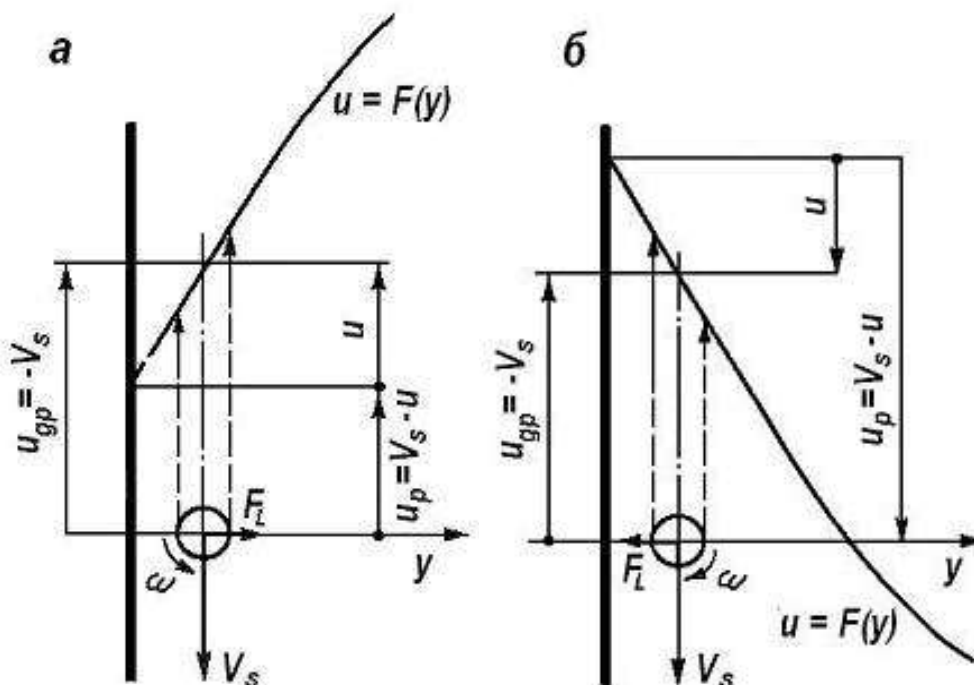
Chiziqli siljish tezligi bilan yopishqoq oqimda (Kuett oqimida) ozod aylanuvchi sferik zarrachaga ta'sir etuvchi ko'ndalang kuchlarning echimi uchun Sefmen dastlab

$$F_L = 20,3 \rho d^2 \left(\frac{V}{\Gamma}\right)^{1/2} [\Gamma x u_{pg}] \quad (2.16)$$

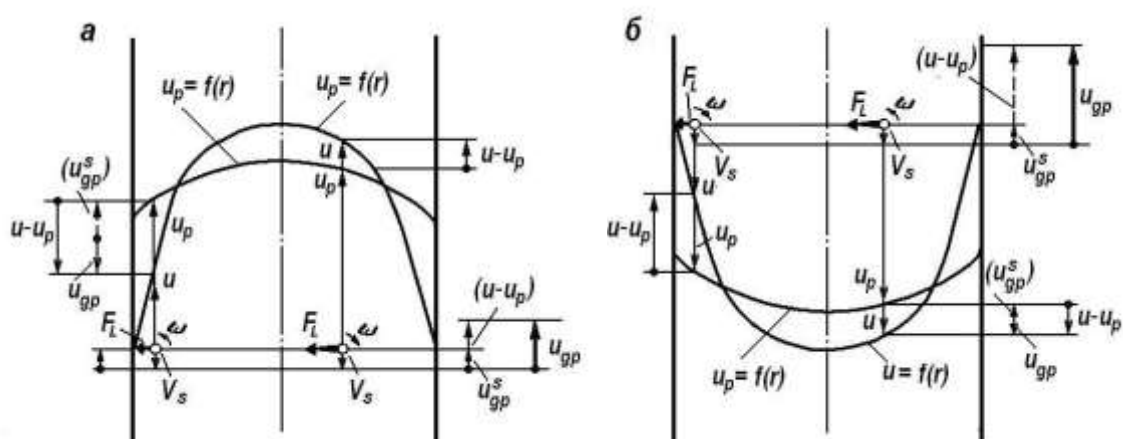
formulani taklif eadi, buda $G = kdu/dy$ - muhit tezlik gradienti (k - birlik vektor).

Keyinroq yuqorida keltirilgan formulada sonli koeffitsient 4π marta tasodifan ortiq ekanligi aniqlandi, ya'ni quyidagi formula o'rinli:

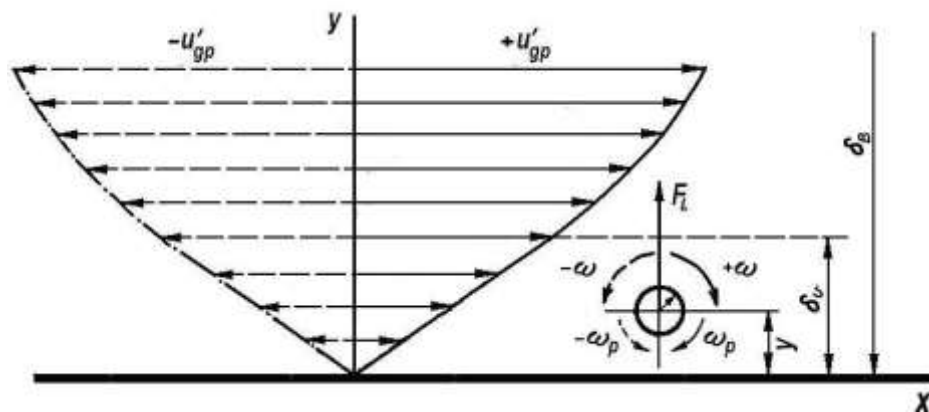
$$F_L = 1,6\rho d^2 \left(\frac{V}{\Gamma}\right)^{1/2} [\Gamma x u_{pg}] \quad (2.16')$$



2.3 – chizma. Muallaq zarrachaning devor yaqinida ko'tarma migrastiyasining sxemasi: a, b – gaz oqimlarida mos ravishda ko'tariluvchi va pasayuvchi zarrachalar



2.4 – chizma. Turbulent oqimda fazalarning sirpanishini hisobga oluvchi muallaq zarrachaning devor atrofi va markaziy sohalarda ko'tarma migrastiyasining sxemasi: a, b – gaz oqimlarida mos ravishda ko'tariluvchi va pasayuvchi zarrachalar



Chizma 2.5 – Chegaraviy qatlamning yopishqoq qatlamchasida muallaq zarrachaning ko'tarma migrastiyasining paydo bo'lish sxemasi

Aerozol diapazonli o'lchamlarga ega zarrachaning ko'tarma migrastiyasi intensivligi qandayligini aniqlash uchun migrastiya tezligining juda kichikligiga ko'ra, Sefmenning (2.16) tuzatilgan echimidan foydalanib, zarrachaning migrastion ko'chishiga qarshilik kuchi Stoks formulasi $F_L = 3\pi\eta dV_L$ orqali aniqlanadi. $f_l = f_{sopr}$ tengligidan zarrachaning ko'tarma migrastiyasi uchun quyidagi umumiy formulaga ega bo'lamiz:

$$V_L = 0,17 \frac{du_{gp}}{u_q^{1/2}} \left(\frac{du}{dy} \right)^{1/2}.$$

Birinchi hol – zarrachalarning ko'tarma migrastiyasini, (chizma 2.3) zarrachalar gravitastion cho'kishi yuzaga keltiradi, u_{gp} zarrachalarni oqib o'tish tezligi barcha joyda ham bir xil va cho'kish tezligi u ga teng, gaz tezliklarining gradienti esa turlicha. U yopishqoq qatlamchada eng yuqori, shuning uchun

$$V_L = 0,17 \left(d \frac{u_*}{u_q} \right) V_s$$

Oqimning dinamik tezligi $i_* \approx 30$ sm/s tartibida bo'lganida quyidagi zarrachalar migrastiyasining ko'tarma tezliklari hosil bo'ladi:

Zarracha diametri, mkm	2	20	50	100	200
Migrastiya tezligi, sm/s	$8 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-2}$	1,2	8,5	50

Ikkinchi hol – zarrachalarning ko'tarma migrastiyasini, (2.4 – chizma) zarrachalarning bo'ylama ishqalanishi yuzaga keltiradi, u_{gp} zarrachalarni oqib o'tish tezligi gravitastion cho'kishi tezligidan ancha katta, biroq gaz tezliklarining

gradienti ayniqsa yopishqoq qatlamchada juda kichik. Bu dalilning konkret tajribalari mavjud emas, bu esa sonli tasdiqlashimkoni yo'qligini ko'rsatadi.

Uchinchi hol - zarrachalarning ko'tarma migrastiyasini, (2.5 – chizma) gazning bo'ylama pulsastiyalari vujudga keltiradi, hamda qo'shimcha tahlil talab etiladi (bularning birinchisi V.V.Orlov tomonidan o'tkazilgan).

Bo'ylama pulsastion tezliklarning oniy profili yopishqoq qatlamcha atrofida chiziqli qonunga yaqinligi, muallaq zarrachalarining ko'tarma kuch qiymatini Sefmenning (2.16) tuzatilgan echimidan foydalanib hisoblash imkonini.

Zarrachalarning chiziqli siljish harakatidagi sohadagi suyuqlikning turg'un tezligi quyidagi tenglamalar orqali ifodalanadi:

$$u' = U' \sin \omega t + \Gamma_0 (y - y_0) \sin \omega t,$$

bunda U' - turg'un gaz tezligining amplitudasi qiymati, $G_0 - u = u_0$ nuqtadagi tezlik gradientining amplitudasi. Bunday tezliklar maydonida (chizma 2.5) muallaq zarrachalar φ burchakning siljish fazasi va μ_p ning oshishi darajasiga ko'ra ilgarilanma tebranadilar va ular quyidagi $\varphi = \arctg \omega \tau$ va

$\mu_p = \cos \varphi = \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}}}$ formulalar orqali aniqlanadi. Shu bir vaqtning o'zida φ_ω

burchakning siljish fazasi va $\mu_{p\omega}$ ning oshishi darajasiga ko'ra aylanma tebranadilar.

(2.16) tenglamaga nisbiy ilgarilanma va aylanma tezliklar, hamda uni vaqt bo'yicha o'rtalashtirilgan ifodasini qo'ysak, ko'tarma kuch uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$F_L \cong 5,5 \cdot 10^{-3} d^3 \rho \Gamma_0 U' \omega^2 \tau^2. \quad (2.17)$$

Yopishqoq qatlamchadagi gazning bo'ylama pulsastion tezligi amplitudasi oqimning o'rtalashgan tezligiga proporsional, bu tezliklarelal nisbatini o'zgarmasligi bunga dalil. Yaxshi shakllangan turbulent oqimda ta'kidlangan munosabat $k = 0,30-0,45$ ga teng.

$u_+ = y_+, (y_+ \leq 5)$ formulaga ko'ra, $U' = k u_+ y_+$, bunga mos G_0 gradientning amplituda qiymati

$$\Gamma_0 = dU'/dy = k u_* y_+,$$

(2.17) esa quyidagi ko'rinishga ega

$$F_L = 3,4 \cdot 10^3 c_L \frac{k^2 \rho_p^2 u_m^{5,5} d^7}{v^{3,5} \rho D^{2,5}} y. \quad (2.18)$$

Yopishqoq qatlamchadagi zarrachalarning ko'tarma migrastiyasi uchun Stoks formulasi bilan buni taqqoslasak:

$$\frac{V_L}{u_*} = 2,8 \cdot 10^{-7} k^2 \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right)^2 \left(\frac{d}{D} \right)^6 Re_{D-y_+}^{3,75}. \quad (2.19)$$

Zarrachalarning gravitastion cho'kish tezligiga bu tezlikning nisbati:

$$\frac{V_L}{V_s} = 1,1 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right) \left(\frac{d}{D} \right)^4 Re^{1,625} \frac{u_m^3}{vg} y_+. \quad (2.20)$$

Bu formula bo'yicha sonli hisoblashlar yopishqoq qatlamchada suyuqliklarning bo'ylama pulsastiyalari vujudga keltirgan zarrachalarning ko'tarma migrastiyasi tezliklari, gravitastion cho'kish tezligidan faqatgina $d > 100-150$ mkm bo'lganida ortiq bo'lishini ko'rsatdi. Ushbu natija esa ko'tarma migrastiyasi hodisasini nimavujudga keltirishidan qat'iy nazar dag'al dispers zarrachalar aralashmaning qancha qismini tashkol etishiga bog'liqligini ko'rsatdi [8].

2.3. Shlam zarrachalarini siljitishga kerakli bo'lgan tezligini hisoblash formulasi.

$\delta = r_n / r_c = (0,25 \leq \delta \leq 1,0)$ diapazondagi qiymatlar uchun halqali fazoda birinchi yaqinlashishda tekis tirqishdagi oqimni qarash mumkin, bunda r_n va r_s - ichki va tashqi halqali fazoning radiuslari. Zarrachalarni laminar oqib o'tishi ikki rejimda – laminar yoki turbulent bo'lishi mumkin.

Zarrachalarni devor atrofida oqib o'tishi, chegaralanmagan sohada oqib o'tishdan farq qiladi. Keyinchalik, zarrachani devor atrofida oqib o'tishini chegaralanmagan sohada oqib o'tishi bilan almashtirib va bu zarrachaning noto'g'ri formasini sfera deb qabul qilib, ya'ni bu bilan S_w qarshlik koeffitsientini

kamayishiga sabab bo'ladi. Shu bilan birga qabul qilingan boshqa farazlar S_w qarshilik koeffitsientini ularning real qiymatlaridan kamayishiga va v_s zarrachalarni stragivaniya(ajralish) tezligini ularning real qiymatlaridan oshishiga olib keladi. Natijada, kattaliklarni zarur bahosini beradigan zarrachaning stragivaniya(ajralishi) va transportini aniqlash uchun hisoblash formulalari olinadi.

Suyuqlik oqimi jarayonida zarrachalar og'irlik kuchi ta'sirida pastki qiya uchastka shakllangan halqaviy fazoga tushish(cho'kish)ga intiladi. Halqaviy fazoning tirqish markazida suyuqlik tezligi 0 dan $v_{max}g$ acha o'zgarishi mumkin. Aytaylik, agar zarracha markazi nuqtasidagi suyuqlik tezligi uloqtirish tezligidan ortiq bo'lsa, zarracha harakat eta boshlaydi. Sferik zarrachaning stragivaniya(ajralish) momentida stragivaniya R kuchni quyidagi ko'rinishda olishimiz mumkin:

$$R = \mu_r \cdot G \cdot \sin \alpha + G \cdot \cos \alpha, \quad (2.21)$$

bunda $G = \frac{\pi \cdot d_q^3}{6} \cdot (\rho_q - \rho_{\kappa})g$ - teng ta'sir etuvchi og'irlik kuchi va zarrachani uloqtirish kuchi; ρ_q, ρ_{κ} - zarracha va suyuqlik zichligi; d_{ch} - zarracha diametri; g - erkin tushish tezlanishi; μ_r - zarracha va devor hamda boshqa zarrachalar orasidagi ishqalanish koeffitsienti.

Shuni ta'kidlash lozimki, devor hamda zarracha orasidagi ishqalanish kuchidan tashqari boshqa o'zaro ta'sir kuchlari ham yuzaga kelishi mumkin. Biroq, umumiylikka zid bo'lmagan holda, μ_r koeffitsientni o'zgarishiga ko'ra ularni hisobga olish mumkin. Bunda bu koeffitsientni eksperimental aniqlash mumkin.

Oqimdagi sferik zarrachaning qarshilik kuchi quyidagi formula orqali aniqlash mumkin [27]:

$$F_w = C_w \rho_{\kappa} v_c^2 \frac{\pi \cdot d_q^2}{8}. \quad (2.22)$$

Muvozanat holida $R = F_w$ tenglik bajariladi. U holda, (2.21) va (2.22) formulalardan foydalanib, yozish mumkin:

$$R = (\mu_r \sin \alpha + \cos \alpha) \cdot \frac{\pi \cdot d_q^3}{6} \cdot (\rho_q - \rho_{\kappa})g = C_w \rho_{\kappa} v_c^2 \frac{\pi \cdot d_q^2}{8}. \quad (2.23)$$

(2.23)ga ko'ra zarrachani stragivaniya(ajralishi) tezligi quyidagiga teng:

$$v_c = \sqrt{\frac{4(\rho_q - \rho_{\text{ж}}) \cdot d_q \cdot g \cdot (\mu_r \cdot \sin \alpha + \cos \alpha)}{3 \cdot C_w \rho_{\text{ж}}}}. \quad (2.24)$$

Bundan, zarrachalarni transportini ta'minlashga kerak suyuqlik sarfi aniqlash uchun $d_q/2$ masofadagi oqim tezligi:

$$v_c = K \sqrt{\frac{4(\rho_q - \rho_{\text{ж}}) \cdot d_q \cdot g \cdot (\mu_r \cdot \sin \alpha + \cos \alpha)}{3 \cdot C_w \rho_{\text{ж}}}}, \quad (2.25)$$

bunda K – zahira koeffistienti.

Amaliy qiymatlarga asoslangan holda zarrachalarni ishonchli transport qilish uchun oqim tezligining 20...30% ortig'ini zarrachani stragivaniya(ajralishi) tezligi oladi, ya'ni $K = 1,2...1,3$.

Ixtiyoriy reologiyali suyuqliklarda (2.24) bog'lanishni quyidagi ko'rinishda ushlab qolish mumkin:

$$v_c = K \sqrt{\frac{4(\rho_q - \rho_{\text{ж}}) \cdot d_q \cdot \bar{g}}{3 \cdot C_w \rho_{\text{ж}}}}, \quad (2.26)$$

bunda $\bar{g} = g \cdot (\mu_r \cdot \sin \alpha + \cos \alpha)$ - Effektiv erkin tushish tezlanishi, vertikal trubalar uchun ($\alpha = 0$) hamda $\bar{g} = g$ o'rinli.

Shunday qilib, qiya quduqlar uchun, shlam zarrachalarini stragivaniya(ajralishi) tezligi (2.26) formula bo'yicha hisoblash mumkin, unng strukturasi vertikal oqim uchun formulaga o'xshash, biroq u $\bar{g}$ effektiv erkin tushish tezlanishi va α qiyalik burchagiga bog'liq.

2.4. Laminar oqimda zarrachalar harakati.

Ma'lumki laminar yopishqoq suyuqlik bilan sharni laminar oqib o'tishda S_w qarshilik koeffistient quyidagiga teng:

$$C_w = 24 / Re, \quad (2.27)$$

bunda $Re_c = v_c d_q \rho_{\text{ж}} / \mu$ - Reynolds oqib o'tish soni, μ – yopishqoqlik koeffistienti.

Bu holda (2.26) formula ko'rinishi quyidagiga teng

$$v_c = \frac{1}{18} \frac{(\rho_q - \rho_{\kappa}) \cdot d_q^2 \cdot \bar{g}}{\mu}. \quad (2.28)$$

(2.28) formuladan ko'rinib turibdiki v_s tezlik maksimumga $\alpha = \arctg(\mu_r)$ bo'lganda erishdi. Masalan, $\mu_r = 1$ uchun $\alpha = 45^\circ$.

Sharni laminar yopishqoq suyuqlik bilan turbulent oqib o'tishda (2.26) S_w qarshilik koeffitsientni $S_w = 0,4$ teng deb olish mumkin, bu holda formula ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$v_c = 1,83 \sqrt{\frac{(\rho_q - \rho_{\kappa}) \cdot d_q \cdot \bar{g}}{\rho_{\kappa}}}. \quad (2.29)$$

Oqib o'tish rejimi laminarligidan foydalanib (2.28) formuladan v_s aniqlash mumkin. Bunda oqib o'tish rejimi haqiqatdan ham laminarligini tekshirish lozim, buning uchun Re_c sonini (2.27) formuladan hisoblaymiz. Agar $Re_c < Re_{kp} = 60$ bo'lsa, u holda (2.28) formuladan foydalanish o'z kuchida qoladi, agar $Re_c \geq Re_{kp}$ bo'lsa esa, u holda sharni turbulentnom rejimda oqib o'tish (2.29) formulasini qo'llash kerak.

Endi zarrachani stragivaniya(ajralishi) Q sarfni topamiz.

Buning uchun tezliklar profilini qaraymiz. Tekis tirqishdan oqayotgan laminar yopishqoq suyuqlikning tezliklari profili, quyidagi suyuqlik harakati tenglamasining echimidan olinadi:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}. \quad (2.30)$$

Bunda quyidagi tengliklar ham o'rinli:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = A = const \quad u \quad \mu \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = A = const.$$

Tezliklar profilini tenglamani integrallab, quyidagi chegaraviy shartlarni qo'llab: $u = 0$, agar $r = h/2$ bo'lsa; $u = 0$, agar $r = -h/2$ bo'lsa;

$$u(r) = \frac{A}{2\mu} \left[r^2 - \left(\frac{h}{2} \right)^2 \right], \quad (2.31)$$

bunda h - tekis tirqish balandligi; $A = \Delta r/L$ - truba uzunligining bir birligiga to'g'ri keladigan bosimning tushishi ($\Delta r < 0$).

(2.31) da r ning o'rniga shar shaklidagi zarrachaning markazi koordinatalarini qo'ysak $r = -h/2 + d_{ch}/2$ va u tezlikni v_c tezlik bilan almashtirib (2.31)ni A ga nisbatan echamiz. Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A = \frac{2\mu v_c}{(-h/2 + d_{ch}/2)^2 - (h/2)^2}. \quad (2.32)$$

Halqali fazoda sarf quyidagi formuladan topiladi:

$$Q = -\frac{\pi \cdot d_r^3 (d_c + d_H) \cdot A}{128\mu \cdot f(\delta)}, \quad (2.33)$$

bunda $f(\delta) = -\frac{(1-\delta)^2}{1+\delta^2 + \frac{1-\delta^2}{\ln \delta}}$; $\delta = d_H/d_c$, $d_r = d_c - d_H$ - gidravlik diametr.

Amaliy hisoblashlarda, halqali fazoda oqim laminar bo'lsa (2.33) formuladan foydalanish mumkin, ya'ni agar Reynolds soni:

$$Re = \frac{Q \cdot d_r \rho_{\kappa}}{S_{\kappa} \mu} < Re_{kp.} = 2100. \quad (2.34)$$

Agar halqali fazoda oqim turbulent bo'lsa, ya'ni $Re \geq Re_{kp.}$, u holda Q suyuqlik sarfini turbulent rejimda hisoblash kerak bo'ladi.

II bobning xulosasi

Muallaq zarrachalar bo'lgan aralashmalarni turbulent oqimdagi harakati, uning bo'ylama va boshqa yo'nalishlardagi oqim murakkabligi va intensivligi bilan laminar oqimga nisbatan keskin farq qilish sabab va oqibatlari tahlil etilgan. Ularga asoslanib, neft va gaz qazib chiqarish uchun qiya va gorizontaal burg'ulash quduqlari trubalaridagi oqimda muallaq bo'lgan zarrachalar harakati tenglamasi tuzilgan.

Turbulent oqimda zarrachalarni oqib o'tish nafaqat og'irlik kuchi ta'sirida cho'kish, balki zarrachalarning bo'ylama siljishi hodisasi, hamda muhitning pulsation xarakteri ham natijasida ham vujudga kelishi ko'rsatilgan. Bu zarrachalarni aylanishi harakatga nisbatan siljish tezligiga, ba'zida esa ularning devorga urilishlariga bog'liqligini hisobga olgan holda, qiya va gorizontaal burg'ulash quduqlari trubalaridagi zarrachalar ko'tarilish kuchi va ularning migrastiyasini o'rganish uchun zarur ifodalari aniqlangan.

Zarrachalarni devor atrofida oqib o'tishi, chegaralanmagan sohada oqib o'tishdan farq qilishi S_w qarshilik koeffitsientiga bog'liqligi va v_s zarrachalarni stragivaniya (ajralish) tezligini o'zgarishiga sabab bo'lish tahlil etilgan. Bularni inobatga olib, qiya va gorizontaal burg'ulash quduqlari trubalarida hosil bo'ladigan shlamning sekin – asta zarrachalarini siljitishga kerakli bo'lgan tezligini hisoblash formulasi ishlab chiqilgan.

Tekis tirqishdan oqayotgan laminar yopishqoq suyuqlikning tezliklari profili, suyuqlik harakati tenglamasining echimidan olindi, hamda laminar oqimda harakatlanayotgan suyuqlikni zarrachani laminar oqib o'tishi shartlari va bu ifodalarning aniqlangan.

TURLI REJIMLARDA DISPERS ZARRACHALAR DINAMIKA SI

3.1. Yopishqoq plastik suyuqlikning laminar oqimida zarrachalar transporti.

Ma'lumki, burg'ulash jarayonida burg'ulash aralashmasining asosiy vazifasi – bu burg'ulangan jinslardan iborat turli xil zarrachalarni yuqoriga chiqarishdir. Qu duqlarni chuqurlashib borishi bilan yuvuvchi burg'ulash aralashmalarining nisbiy og'irligini yanada oshirishga to'g'ri keladi. Bu esa aralashmalarga og'irlashtiruvchi (mas. barit kabi) moddalarni qo'shish orqali amalga oshirish mumkin. Aralashmada og'irlashtiruvchi moddalarni va burg'ulangan jinslardan iborat zarrachalarni konstantastiyalari oshib borishi bilan aralashmaning sedimentastion barqororligi yo'qolib bora boshlaydi va bu zarrachalar cho'ka boshlaydi. Aralashmaning sedimentastion barqororligi yo'qolishiga ma'lum bir konstantastiyalarda struktura hosil qila boshlashi, ya'ni koagulyastiya jarayoni ham o'z ta'sirini ko'rsata boshlaydi. Aralashmaning bu tiksotropik xossasi

burg'ulash jarayoniga ham ijobiy, ham salbiy ta'sir ko'rsatishi mumkin. Ijobiy effekti shundan iboratki, burg'ulash jarayonini majburiy to'xtatilganda (mas. avariya holatida) va aralashmaning stirkulyastiyasi tugatilganda, kolloidli aralashmada zarrachalar struktura hosil qilib, o'yilgan tog' jinslari zarrachalarini ushlab qolib, truboprovod devoriga cho'kishini oldini oladi. Aralashmaning tiksotropik xossasining salbiy ta'siri esa shundan iboratki, bu kolloidli aralashma, transportirovka qilinayotgan tog' jinslari zarrachalari bilan birlashib (to'planib), kichik-kichik strukturalashgan sohalar hosil qilishi va natijada sedimentastiya jarayonini yanada kuchaytirishi mumkin. Bu jarayonlar aralashmaning stirkulyastiyasi to'xtatilganda, hatto ularning juda kichik tezlik bilan oqayotganida hamda og'irlashtiruvchi moddalar va burg'ulangan jinslardan iborat zarrachalarni konstentrastiyalarining yuqori qiymatlarida ham ro'y beradi. Xorij va respublikamiz olimlari bu muammo bilan keng shug'ullanib, ko'plab ilmiy tadqiqotlari ma'lum.

Shunga qaramasdan, gorizontal quduqlarlarni o'tkazishda, ularni samarali yuvish (promыvka) masalalari etarlicha o'rganilmagan. Promыvka suyuqliklarini zarur parametrlarni hisoblashning umumiy qabul etilgan metodikasi yo'q, eksperimental tadqiqotlarda esa bu zarur parametrlar va o'xshashlik kriteriyalari to'la inobatga olinmagan.

Bularning barchasi, gorizontal quduqlarlarni o'tkazishda, o'yilgan tog' jinslari zarrachalarini transportirovka qilish jarayonlarini ham nazariy ham eksperimental jihatdan yanada chuqurroq o'rganishni taqqazo etadi

Oxirgi yillarda O'zbekistonda yangi neft va gaz konlarining zaxiralari kamayib, ularning kollektor xossalari va to'yintiruvchi flyuidlarning sifatii tartibi ancha yomonlashdi.

Ko'pgina regionlarda 2500-3000 metrgacha bo'lgan neft va gaz zaxiralarini ancha oldin aniqlangan va ularning deyarli barchasidan allaqachon foydaniimoqda. Buning natijasida qazilayotgavn uglevodorod mahsulotlarining sifati va quduqlar debitining kamayishiga olib kelmoqda. Aynan shuning uchun ham, an'anviy texnologiyalarni qo'llash vatanimizning neft-gaz qazib chiqarish tarmog'ini

raqobatbardoshligini pasaytirapdi. Neft-gaz qazib chiqarishning kamayishi sharoitida quduqlarning debitini oshirish muammosi – bizning mamlakatimizni ko'plab neft-gaz qazib chiqaruvchi konlari oldida turgan asosiy muammodir. Shuning uchun ham, plastlarning neft berishini oshiruvchi texnika va texnologiyalar arsenali va qolgan neft zaxiralarini ekspluatatsiyaga qolish doimiy mukammallashtirilmoqda.

O'zbekistonda gorizontal quduqlar bilan samarali qazib chiqarish mumkin bo'lgan neft zaxiralari bir necha o'n million tonnani tashkil etadi. Yaqin yillarda bu usul texnologiya statusiga ega bo'lib, davlatimizning iqtisodiy barqarorligini ta'minlaydi.

Bizning neft-gaz qazib chiqarish tarmog'i oxirgi o'n yillarda faqatgina: plastlarga kimyoviy ta'sir ko'rsatish, suv bilan haydash, faqat yuqori produktivli qatlamlardan foydalanish va boshqa shu kabi quduqlarni produktivligini oshiruvchi metod hamda texnologiyalarga katta e'tibor qaratishgan. Buning natijasida, bu yo'nalishda bizning mamlakat, gorizontal va qiya burg'ulashning intensiv texnologiyalarini hamda produktivli qatlamlarga ta'sirning barcha metodlariga nisbatan sifatiy jihatidan eng samarali metodlarini o'zlashtirgan qator mamlakatlardan ortda qolib ketdi. Ya'ni, katta uzunlikka ega gorizontal quduqlarning debiti sezilarli o'sdi. Natijada, ekspluatatsion quduqlar setkasi(to'ri) hosil bo'ldiki, unda plast depressiyasi kamayadi, «suvsiz» ekspluatatsiya vaqti oshadi, hamda oldin qiyin qazib chiqariladigan zaxiralar, endilikda sanoat miqiyosida samarali qazib chiqariladigan bo'lib kategoriyasi o'zgardi, produktivli qatlamlarga ta'sirning ko'plab eskirgan metodlarning gorizontal va qiya quduqlaridagi qo'llaganda uning samaradorligi keskin oshadi.

Shuning uchun hozirgi davrda, nafaqat eng yangi xalqaro yutuqlardan foydalanish, balki o'zimizning yuqori samaradorlikka ega texnik va texnologik echimlarni io'lab chiqishimiz kerakki bu respublikamiz neft qazish tarmog'idagi muammolarni hal etish imkonini beradi.

Gorizontal quduqlar (GQ) va gorizontal tarmoqlangan quduqlar (GTQ)dagi samarali burg'ulash muammolarni kardinal hal etish uchun eng avvalo quyidagi yo'nalishlarga diqqatimizni qaratmog'imiz lozim:

- gorizontal va qiya quduqlardagi burg'ulashda yuvuvchi suyuqliklarning reologik parametrlarini yaxshilash metodlari, proxodka qazish tezligini inobatga olgan holda yuvish gidrodinamikasi jarayonlarini mukammallashtirish, yopishqoq-elastik bufer sistemani qo'llash va b.q.lar orqali stvolni tozalashning samarali usulini ishlab chiqish;

- cho'kma hosil bo'lish, aralashmada cho'kish tezligi bo'yicha gidravlik zarrachalarning yirikligiga bog'liqligi, jarayonning $Ar - Ar_{ximed}$, $Re_{os} - cho'kish Reynolds$ va b.q. parametrlari shartlariga orqali mos aralashmada transportirovka qilinayotgan tog' jinslari zarrachalari mexanizmini aniqlash;

- eksstentrik halqalar fazosi orqali harakatlanayotgan sistemalarni reologik ma'noda nonyutonga ta'lluqli aralashmalarni tadqiq qilish;

Gorizontal va qiya burg'ulashdagi katta muammolaridan biri quduq stvolining etarlicha tozalab bo'lmasligi hisoblanib, bu birtalay noxushliklarga va quduqlarni qurish muddatini cho'zishga olib keladi.

Tozalash metodlarni mukammallashtirish bir nechta yo'nalishlarda olib boriladi – yuvuvchi suyuqliklarning reologik parametrlarini yaxshilash metodlari, yuvish gidrodinamikasi jarayonlarini mukammallashtirish, yopishqoq-elastik bufer sistemani qo'llash.

Gorizontal uchastka bo'ylab o'yilgan tog' jinslari zarrachalari transportirovka qilish muammolari, qaysidir darajada sanoatdagi qattiq zarrachalarni gidrotransporti muammolariga o'xshash.

Ma'lumki suyuqlik va qattiq zarrachalardan iborat aralashmaning harakatining asosiy rejimi turbulent holda kechadi. Shuning uchun muaalaq zarrachali ko'p fazali oqimning kinematik strukturasi turbulentlik bilan, ayniqsa bir fazali suyuqliklar oqimidagi turbulentlikning vujudga kelishi olib keladigan fizikaviy hodisalar bilan chambarchas bog'liq.

Re ning katta miqdorlarida turbulentlikning vujudga kelish mexanizmini

quyidagicha izohlash mumkin. O'rtalashtirilgan harakatning barqaror emasligi natijasida, yirik uyurmalar vujudga keladiki, ular ham o'z navbatida turg'unsiz bo'lib, ancha kichik uyurmalarni yuzaga keltiradi. Bu kichik uyurmalar yanada kichikkina uyurmalarga ajraladi va h.z., bu jarayon shunday nisbiy kichikkina uyurmalarga qadar davom etadiki, u juda kichik tezlik va kichik chiziqli o'lchamlarga egaligi natijasida molekulyar yopishqoqlik ta'sirida so'nadi. Bunda mexanik energiyani issiqlikka o'tishi sodir bo'ladi.

Uyurmalarining parchalanishi tezliklar pulsastiyasi turli masshtab va chastotasining uzluksiz spektri bilan xarakterlanadi. Yirik uyurmalar - M.A.Velikanov, B.A.Fridman, N.A.Mixaylova va b.q.larning tadqiqotlariga asosan oqimning ko'ndalang o'lchamlariga yaqin o'lchamlariga ega bo'ladi va past chastotali pulsastiya spektrini xarakterlaydi.

Yuqori va past chastotali pulsastiya spektri turbulent oqimning energiya balansidagi roli bilan bir-biridan farqlanadi. Yuqori masshtabli uyurmalar energiyani o'rtalashtirilgan harakatdan oladi va kaskad bo'ylab chastotasi bo'yicha kichik va yanada kichikroq uyurmalarga uzatadi, oldin ta'kidlanganidek, eng so'nggida mexanik energiya molekulyar yopishqoqlik kuchlari orqali issiqlikka o'tadi.

B.A.Fridmanning tadqiqotlariga asosan, g'adir-budur devorlar bilan chegaralangan oqimlarda, o'rtalashgan tezliklarning katta gradientlaridagi sohada ya'ni devor yaqinida, kichik masshtabli uyurmalar hosil bo'ladi. Bu uyurmalarni oqim yadrosiga ko'chishi natijasida ularning o'lchamlari kattalashadi. Uzluksizlik natijasida teskari jarayon ham kuzatiladi – yirik uyurmalarni devor yo'nalishi bo'yicha ko'chishi. Bizningcha, turbulent oqimning shakllanishidagi bu ikki sxema bir-biriga zid emas.

Turbulent oqimning shakllanishi mexanizmini, masalan, truba (quvur) yoki kanalda qarasak, u holda uyurma shakllanish jarayoni oqim yadrosida ham devor atrofida ham bir vaqtda sodir bo'ladi. Bunda shuni ham hisobga olish kerakki, oqim yadrosidagi va devor atrofidagi qatlamdagi uyurmalar kinetik hamda energetik jixatidan o'zaro bog'liq, ammo ular turli chastotaviy va energetik

xarakteristikalarga ega.

Oqimni kinematik strukturasining ko'rinishi tezlik maydoni beradiki, ular odatda o'rtalashtirilgan va pulsastion tezliklarga bo'linadi, shuni inobatga olish kerakki oqimning oniy tezligi o'rtalashtirilgan va pulsastion tezliklar yig'indisiga teng.

Bo'ylama o'rtalashtirilgan va pulsastion tezliklarning profillari trubaning geometrik o'qi bo'ylab simmetrik. Trubaning o'qidan yoki naporsiz oqim sirtidan uzoqlashgan sari pulsastion tezliklar oshib boradi, devor atrofidan biror masofada joylashgan nuqtalarda maksimumga erishadi, keyinchalik ular keskin kamayadi va devorning o'zida nolga teng bo'ladi.

Bir jinsli suyuqliklarga qattiq zarrachalarni kiritilishi turbulentlik xarakteristikolari mohiyatiga ta'sir etadi. Umumiy holda, oqimga zichligi suyuqlik zichligidan katta bo'lgan qattiq dispers zarrachalarni kiritilishi, oqim kesimi bo'ylab o'rtalashtirilgan tezliklar taqsimotini assimetriyasiga olib keladi. Xuddi shu hol pulsastion tezliklar taqsimotiga ham daxldor.

Qattiq zarrachalarning turbulentlik xarakteristikalariga ta'siri turli tadqiqotchilar tomonidan turlicha baholanadi. Birlari (tadqiqotchilarning katta qismi) qattiq zarrachalar turbulentlikni so'ndiradi yoki silliqlaydi desa, qolganlari esa bu fikrga teskari fikrni ilgari surishadi. Birinchi konstepstiyaning tarafdorlari buning isboti sifatida quyidagi sxemaga tayanadilar. Bir jinsli suyuqliklarning turbulent oqimi deganda turbulent aralashish deb ataluvchi, chekli hajmdagi suyuqliklarning bir qatlamdan ikkinchi qatlamga ko'chishi bilan xarakterlanuvchi jarayon tushiniladiki, bunda harakat miqdori almashinadi. Qattiq zarrachalar bunday chekli hajmdagi suyuqlikka tushsa, ular ham turbulent almashinuvda ishtirok etadi, biroq uni o'rab olgan suyuqlikning zichligidan ko'ra katta zichlikka ega bo'lganligi uchun og'irlik kuchi ta'sirida pastga tushadi, buning natijasidabir massali suyuqlikdan ikkinchi bir masali suyuqlikka o'tadi. Turbulent pulsastiyalar o'chog'iga tushib, qattiq zarrachalar atrof suyuqligida pulsastion harakatlar paydo qiladi, ammo katta massaga egaligi, ya'ni etarli darajadagi inerstiya sababli, bu harakatlar uning atrofidagi suyuqlikka nisbatan ancha silliq bo'ladi

Qattiq zarrachalarning inerstionligi, shu bilan birga eltuvchi fazaga nisbatan lokal kechikishi suyuq massaning harakatini tormozlaydi, hamda oqimning pulsastion xarakteristikalarini silliqlaydi, buning natijasida pulsastiya amplitudasi kamayadi, pulsastiya chastotalari spektri esa yuqori chastotali spektr tomon siljiydi.

A.N.Kolmagorov, M.A. Velikanov, G.I.Barenblatt va b.q. kabi ko'plab olimlar harakat tenglamalari yoki tezliklar taqsimotining logarifmik qonun (V.Vanoni, X.Ismail) bo'yicha o'zgarishlarini tahlili asosida, qattiq zarrachalarning so'ndiruvchi effektga ega ekanligi haqidagi xulosaga kelishgan. A.P.Yufin toza suv va gidroaralashma (gidrosmes)ning harakatining gidravlik qarshiligini taqqoslash yo'li orqali ham xuddi shunday xulosaga kelgan.

Oldin ko'rsatib o'tilganidek, dumaloq gorizontal trubada bir jinsli suyuqliklarning harakati ixtiyoriy diametral kesim bo'yicha o'rtalashtirilgan tezliklar profili simmetrik. Bo'ylama tezliklar trubaning geometrik o'qida maksimal qiymatga ega. Bir jinsli bo'lmagan qattiq zarrachalari mavjud suyuqlik (gidrosmes) harakatida o'rtalashtirilgan tezliklar profili oqim bo'ylab asimmetrik.

Suyuqlik oqimi qattiq zarrachalari mavjudligi aralashmaning yopishqoqligi va zichligining oqim ichi bo'ylab, qattiq zarrachalari miqdori va yirikligi bog'liq holda o'zgarishiga olib keladi O'z navbatida qattiq zarrachalari konstantrasiyasi va yirikligining taqsimlanishi qattiq zarrachalarining o'zining zichligi va yirikligiga, shu bilan birga muallaq oqimning o'rtacha tezligining o'rtacha tezligiga bog'liq. Eng katta konstantrasiya notekisligi tarqalishi kritik qiymatga yaqin oqim tezliklarida kuzatiladi. Oqimning kritik tezligi – truboprovod tubiga tushish uchun etarli oldindan berilgan tezlik.

Shunday qilib, yirikligi konstantrasiyasi taqsimotining egri chizig'i va oqim chuqurliga orasida chambarchas bog'liqlik mavjud. Oqim chuqurliga bo'ylab qattiq zarrachalari konstantrasiyasi va yirikligining notekis taqsimlanishi, o'rtalashtirilgan tezliklar maksimal qiymatining geometrik o'qqa nisbatan yuqoriga siljishi va tezliklar taqsimlanishi epyurasi shaklning o'zini o'zgarishi sababli, simmetriyasining buzilishiga olib keladi.

Suv va gidroaralashmali suyuqlik oqimlarning bir xil o'rtacha tezliklarda, gidroaralashmali suyuqlik o'rtalashtirilgan tezligi taqsimlanishi epyurasi suvning xuddi shunday epyurasiga nisbatan oqim bo'ylab yuqoriga cho'ziladi, tezliklar gradienti esa kamayadi. Shu bilan bir vaqtda gidroaralashmali suyuqlik tezliklar gradienti oqimi yadrosining pastki qismida, bir jinsli «toza» suvning tezliklar gradientga nisbatan oshadi.

Gidroaralashmali suyuqlik o'rtacha tezliklarini kritik qiymatlariga yaqin joylarida tezliklari taqsimotining eng katta asimmetriyasi vujudga keladi. O'rtacha tezliklarini ortishi bilan tezliklari taqsimoti epyurasining asimmetriyasi kamayadi va juda katta tezliklarda epyura simmetrik bo'lishga intiladi. Muallaq zarrachalar mavjud oqimlarning strukturasi haqidagi qisqacho ma'lumotlar shulardan iborat.

Bu muammolarga doir tadqiqotlarda, o'yilgan tog' jinslari zarrachalarini suyuqlik oqimi orqali transportirovka etish: cho'kma yig'ilish shartlari, zarrachalarning suvda cho'kishi tezligining zarrachalarning gidravlik yirikligi bog'liqligi tushunchalarini kiritishligiga asoslangan mexanizmlar hamda Arximed (Ar), Reynolds (Re_{os}) kriteriyalari aniqlangan.

Biroq bu natijalarni to'g'ridan to'g'ri gorizontal quduqlardan shlam zarrachalarini transportirovka qilish jarayoniga qo'llab bo'lmaydi, ya'ni bosmli gidrotransportda etaklovchi faza – trubada harakatlanayotgan suv hisoblanadi, gorizontal quduqlarda burg'ulash jarayonida esa reologik ma'noda nonyuton suyuqliklariga talluqli yuvuvchi aralashmalar orqali amalga oshiriladiki, ular halqali fazo tashkil etib qadigan murakkab sistemalaridir. Gorizontal quduqlarda promыvkaning hisobi bag'ishlangan nazariy tadqiqotlardan shlamni transport ga etarli yuvuvchi aralashmalar sarfini hisoblash formulalarini taklif etgan V.I.Крылов i V.V. Krestullarning ishlarini alohida ta'kidlash lozim.

Trubalarda yopishqoq-plastik suyuqliklarning laminar oqimi rejimida zarrachalarning laminar oqib o'tishi jarayonida S_w qarshilik koeffistientini quyidagicha olish mumkin[98]:

$$C_w = \frac{24}{Re_c} \left[1 + 1,87 \sqrt{\frac{He}{Re_c}} + 1,15 \frac{He}{Re_c} \right], \quad (3.1)$$

bunda $He = \tau_0 d_q^2 \rho_{\text{ж}} / \eta^2$ - Xedstrem oqib o'tish soni; τ_0 - siljishning dinamik kuchlanishi, Pa; η – plastik yopishqoqlik koeffitsienti, Pa·s.

Bu qiymatni (2.22) ga qo'yib hosil bo'lgan ifodada teng ta'sir etuvchi erkin tushish tezlanishi va uloqtirishning qarshilik kuchlarini tenglashtirsak:

$$R = \frac{\pi \cdot d_q^3}{6} (\rho_q - \rho_{\text{ж}}) \cdot \bar{g}, \quad (3.2)$$

zarrachalarni stragivaniya(ajralish) tezligi uchun formulaga ega bo'lamiz

$$v_c = \frac{\tau_0 d_q}{2\eta} [3,51 - 2 \cdot \Delta - 1,87 \sqrt{(3,51 - 4 \cdot \Delta)}], \quad (3.3)$$

$$\text{bunda } \Delta = 1,15 - \frac{1}{18} \frac{(\rho_q - \rho_{\text{ж}}) \cdot d_q \cdot \bar{g}}{\tau_0}.$$

(3.3) formulani qo'llanilish sohasi yopishqoq-plastik suyuqliklarning trubalarda laminar rejimda oqishi jarayonida sharni laminar oqib o'tish oqib o'tishni xarakterlovchi Reynolds soning kritik sonlari orqali aniqlanadi

$$Re_{\text{кр.}} = 10(6 + \sqrt{He}). \quad (3.4)$$

Re_s ning katta qiymatlarida kritik tezlik uchun quyidagi formula mavjud

$$v_{\text{кр.}} = 10 \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho_{\text{ж}}}}.$$

Agar $Re_c = v_c d_q \rho_{\text{ж}} / \mu$ zarrachani oqib o'tish soni $Re_{\text{кр.}}$ kritik soni (3.4) dan kichik bo'lsa, yoki v_c qiymati $v_{\text{кр.}}$ qiymatidan kichik bo'lsa, u holda hisoblash uchun (3.3) ifodadan foydalanish zarur. Aks holda hisoblash ishlarida oqib o'tishning turbulent rejimdagisini qo'llash lozim.

(2.26) formulni o'lchovsiz holdagi ko'rinishi

$$C_w \cdot Re^2 = \frac{4}{3} \cdot Ar, \quad (3.5)$$

$$\text{bunda } Ar = \frac{d_q^3 \cdot \bar{g}}{\eta^2} \rho_{\text{ж}} (\rho_q - \rho_{\text{ж}}) - \text{Arximed soni.}$$

$Re_{\text{кр.}}$ kritik sonini (3.1) formulga qo'ysak va (3.5) ifoda yordamida Arximed kritik soni uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$Ar_{kp.} = 18 Re_{kp.} \left[1 + 1,87 \sqrt{\frac{He}{Re_{kp.}}} + 1,15 \frac{He}{Re_{kp.}} \right]. \quad (3.6)$$

Amaliy hisoblashlarda zarrachalarni stragivaniya(ajralish) tezligini topish uchun quyidagilar topiladi: Ne , $Re_{kp.}$, Ar va $Ar_{kp.}$ lar topiladi, so'ngra Ar va $Ar_{kp.}$ sonlar taqqoslanadi. Agar $Ar < Ar_{kp.}$ bo'lsa, u holda zarrachalarni stragivaniya (ajralish) tezligini topish uchun (2.27) formuladan foydalanish lozim. Agar $Ar \geq Ar_{kp.}$ bo'lsa, u holda zarrachalarni stragivaniya(ajralish) tezligini (2.29) formuladan foydalanish lozim.

Yopishqoq-plastik suyuqliklarning trubalarda laminar rejimda oqimining halqaviy fazoning tezlik profili 2.6 - chizmada ko'rsatilgan.

Halqaviy fazoni tirqish deb qaralgan holda (2.30)dan farqli ravishda harakat tenglamasi ko'rinishi

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\pm \tau_0 + \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right).$$

U holda birinchi va ikkinchi gradientli qatlamlarda

$$\frac{\partial p}{\partial z} = A = \text{const}, \quad (3.7)$$

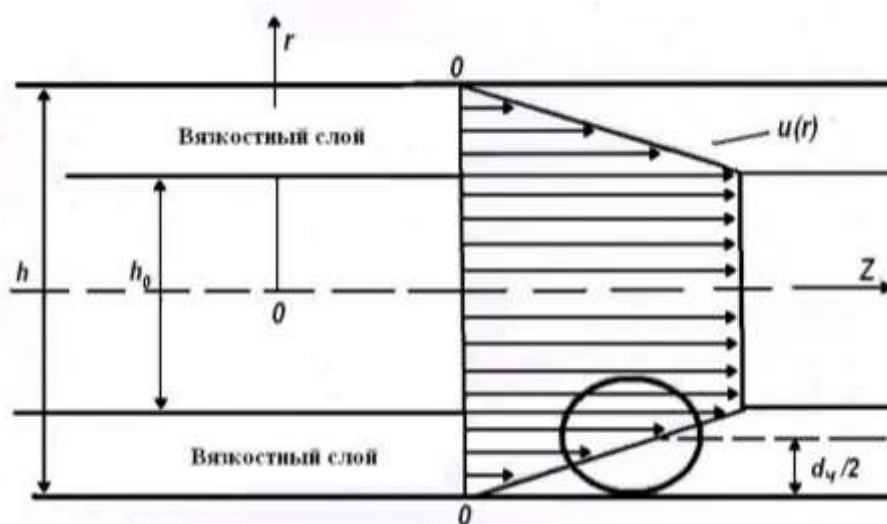
$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\pm \tau_0 + \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right) = A = \text{const}. \quad (3.8)$$

Oqim yadrosi N_0 qalinlikka teng harakat sharti, tutash muxitlarda bo'lgani kabi quyidagi ko'rinishga ega:

$$-h_0 \cdot \Delta r = 2\tau_0 \cdot L \quad \text{yoki} \quad h_0 = -\frac{2\tau_0}{A} = -\frac{2\tau_0 \cdot L}{\Delta p}. \quad (3.9)$$

Chegaraviy masalalar quyidagicha:

$$\begin{aligned} u &= 0 & r &= +h/2; \\ u &= 0 & r &= -h/2; \\ u &= u_{\max} & r &= \pm h/2. \end{aligned} \quad (3.10)$$



2.6 – chizma. Tekis tirqishdagi oqim: d_{ch} – shlam zarrachalarini ekvivalent diametri; h – tirqish kattaligi; h_0 – yadro o'lchami; $u(r)$ – suyuqlik oqimining tezlik profili.

(2.22) tenglamani integrallab, quyidagi ifodaga ega bulamiz:

$$u = \frac{A}{2\eta} r^2 - \frac{\tau_0}{\eta} r + \frac{C_1}{\eta} r + C_2. \quad (3.11)$$

(3.10) shartlar yordamida S_1 va S_2 o'zgarmaslarni qiymatlarini aniqlab yana ularni (3.11)ga qo'yib, birinchi gradientli qatlamda va oqim yadrosining tezliklar profili topamiz:

$$u(r) = -\frac{A}{2\eta} \left[\left(\frac{h}{2} \right)^2 - r^2 \right] - \frac{\tau_0}{\eta} \left[\frac{h}{2} + r \right]$$

Agar
$$-\frac{h_0}{2} \leq r \leq -\frac{h}{2}, \quad (3.12)$$

$$u(r) = -\frac{A}{2\eta} \left[\frac{h}{2} - \frac{h_0}{2} \right] = const$$

Agar
$$0 \geq r \geq -\frac{h_0}{2}. \quad (3.13)$$

bunda $\frac{h_0}{2} = -\frac{\tau_0}{A}$ - yadro yo'g'onligining yarmi.

$h = d_r/2$ ekanligini hisobga olib, bu formulani quyidagicha yozamiz:

$$u(r) = -\frac{A}{2\eta} \left[\left(\frac{d_r}{4} \right)^2 - r^2 \right] - \frac{\tau_0}{\eta} \left[\frac{d_r}{4} + r \right], \quad (3.14)$$

$$u(r) = -\frac{A}{2\eta} \left[-\frac{d_r}{4} + \frac{\tau_0}{A} \right]^2. \quad (3.15)$$

Agar zarracha radiusi $d_g/2 < (h-h_0)/2$ bo'lsa, u holda (3.14) formulani (3.3) ifodaning chap tomoniga hamda r ning o'rniga $(d_{ch}/2 - d_g/4)$ ni qo'ysak:

$$A = -\frac{2\eta \left[v_c + \frac{\tau_0}{\eta} \cdot \frac{d_q}{4} \right]}{\left[\left(\frac{d_r}{4} \right)^2 - \left(\frac{d_r}{4} - \frac{d_q}{4} \right)^2 \right]}. \quad (3.16)$$

Agar $d_{ch}/2 \geq (h-h_0)/2$ bo'lsa, u holda (49) formula orqali topamiz:

$$A = -\frac{4}{d_r} (d_r \tau_0 + 4\eta v_c + 2\sqrt{2\eta v_c (d_r \tau_0 + 2\eta v_c)}). \quad (3.17)$$

A ni qiymatini (2.30)dan topgandan so'ng, uni tekshirish kerak. Belgilash kiritamiz:

$$r' = \frac{d_c}{4} - \frac{h_0}{2}. \quad (3.18)$$

Agar $d_{ch}/2 < r'$ bo'lsa, u holda A ni qiymatini (3.16)dan topganday qoldiramiz. Agar bu shart bajarilmasa A ni qiymatini qaytadan (3.17)da aniqlagandek hisoblaymiz.

(3.16) va (3.17) formulalarni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin

$$A = -4 \frac{2\eta v_c + \tau_0 d_q}{d_q (d_r - d_q)}; \quad (3.19)$$

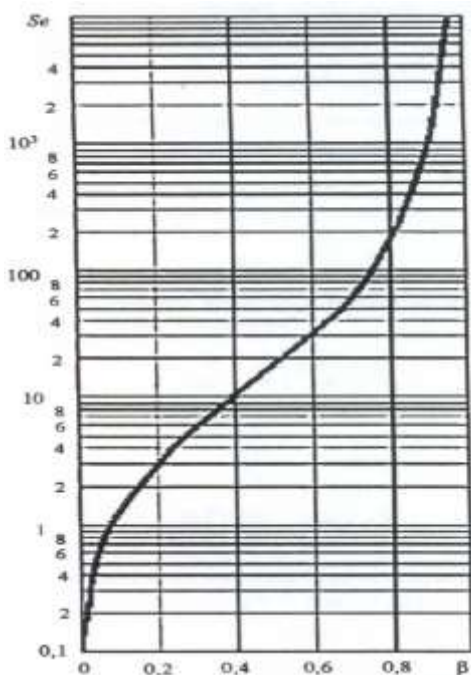
$$A = -\frac{4}{d_r^2} (d_r \tau_0 + 4\eta v_c + 2\sqrt{2\eta v_c (d_r \tau_0 + 2\eta v_c)}). \quad (3.20)$$

A ning ma'lum qiymatida halqaviy fazoda shlamni chiqarish uchun zarur sarfni bo'lgan quyidagi ko'rinishda topish mumkin

$$Q = -\frac{\tau_0 \cdot d_r S_k}{\eta \cdot Se}, \quad (3.21)$$

bunda S_k - halqaviy fazoning sirtini qiymati; Se - Sen-Venana soni bo'lib, u 2.7-chizmadan toopiladi, bunda β plastiklikning son qiymati oldindan ma'lum

$$\beta = \frac{4\tau_0}{|A| \cdot d_r} \quad (3.22)$$



2.7. – chizma. Se sonini aniqlash uchun β ma'lum qiymati bo'yicha $Se(\beta)$ egri chizig'i

Amaliy hisoblashlarda shlamni chiqarish uchun zarur sarfni (3.21) orqali aniqlab, yana shu shlamni chiqarish uchun zarur sarfda oqim laminar bo'lishini tekshirish kerak. Buning uchun Re sonini $Re = v_s d_g \rho_j / \eta$ formula bo'yicha hisoblash va Re_{kr} kritik soni bilan Soloveva E.M. formulasi bo'yicha taqqoslash lozim

$$Re_{kp.} = 2100 + 7,3 \cdot (He)^{0,58}, \quad (3.23)$$

bunda $He = \tau_0 d_r^2 \rho_{\kappa} / \eta^2$ - oqimning Xedstrem soni.

Agar $Re < Re_{kr}$ bo'lsa, u holda shlamni chiqarish uchun zarur sarfni (3.21) formula bo'yichatopish o'z kuchida turadi. Agar $Re \geq Re_{kr}$, shlamni chiqarish uchun zarur sarfi jarayoni turbulentnom rejimda kechadi.

3.2. Yopishqoq plastik suyuqlikning turbulentoqimida zarrachalar transporti.

Turbulent oqimda tezliklar profili $u(r)$ ni quyidagicha yozamiz [27]

$$u_1(r) = \varphi_1(r-R_1)^{1/N}, \quad R_1 \leq r \leq R_a; \quad (3.22)$$

$$u_2(r) = \varphi_2(R_2-r)^{1/N}, \quad R_a \leq r \leq R_2, \quad (3.23)$$

bunda

$$\varphi_1 = 0,98C(N) \left[\frac{\Delta p(R_2^2 - R_a^2)}{2\rho_{\kappa} L R_2} \right]^{(N+1)/2N} \left[\left(\frac{R_2 - R_a}{R_a - R_1} \right) \frac{\rho_{\kappa}}{\mu} \right]^{1/N}; \quad (3.24)$$

$$\varphi_2 = 0,98C(N) \left[\frac{\Delta p(R_2^2 - R_a^2)}{2\rho_{\kappa} L R_2} \right]^{(N+1)/2N} \left[\frac{\rho_{\kappa}}{\mu} \right]^{1/N}. \quad (3.25)$$

$$R_a = R_2(\delta + 0,5(1 - \delta)\delta^{0,225}), \quad \delta = R_1/R_2, \quad (3.26)$$

bunda $C(N)$ – turbulentlik darajasi N ga bog'liq doimiy [29].

(3.22) va (3.23) larda w_1 va w_2 tezliklar qiymati v_c , o'rniga φ_1 va φ_2 ning (3.24) va (3.25)dagi ifodalarini $r = R_2 - d_{ch}/2$ ekanligini hisobga olib, A ni qiymatini topamiz.

Agar $d_{ch}/2 < R_2 - R_a$ bo'lsa, u holda:

$$A = \frac{v_c^{\frac{2N}{N+1}} \frac{2\rho_{\text{ж}} R_2}{R_2^2 - R_a^2}}{0,98C(N)^{\frac{2N}{N+1}} \left[(R_2 - R_1 - d_{\text{ч}}/2) \frac{\rho_{\text{ж}}}{\mu} \left(\frac{R_2 - R_a}{R_a - R_1} \right) \right]^{2/(N+1)}}, \quad (3.27)$$

agar $d_{\text{ch}}/2 > (R_2 - R_a)$ bo'lsa, uholda

$$A = \frac{v_c^{\frac{2N}{N+1}} \frac{2\rho_{\text{ж}} R_2}{R_2^2 - R_a^2}}{0,98C(N)^{\frac{2N}{N+1}} \left[\frac{d_{\text{ч}} \rho_{\text{ж}}}{2\mu} \right]^{2/(N+1)}}, \quad (3.28)$$

$$Q = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} u r dr = 2\pi \varphi_2 R_2^{1/N+2} \frac{N}{(N+1)(2N+1)} (1-\delta_a)^{1/N} (1-\delta) [\delta_a + N(\delta+1)]. \quad (3.29)$$

Amaliy tadqiqotlarda $N = 7$, $C(N) = 8,74$ deb olish mumkin [30].

U holda (3.27)-(3.29) ning ko'rinishi

$$A = \frac{2\rho_{\text{ж}} R_2 v_c^{1,75}}{43,54(R_2^2 - R_a^2)(R_2 - R_1 - d_{\text{ч}}/2)^{0,25} \left[\frac{\rho_{\text{ж}}}{\mu} \left(\frac{R_2 - R_a}{R_a - R_1} \right) \right]^{0,25}}, \quad (3.30)$$

$$A = \frac{2\rho_{\text{ж}} R_2 v_c^{1,75}}{43,54(d_{\text{ч}}/2)^{0,25} \left[\frac{\rho_{\text{ж}}}{\mu} \right]^{0,25}}, \quad (3.31)$$

$$Q = 2\pi \varphi_2 R_2^{2,6143} \cdot 0,060583(1-\delta_a)^{0,143} (1-\delta) [\delta_a + N(\delta+1)]. \quad (3.32)$$

3.3. Qattiq fazali zarrachalarni olib chiqish uchun zarur bo'lgan yopishqoq-plastik suyuqlik sarfini hisoblash.

Qattiq fazali zarrachalarni qiya uchastkadan olib chiqish uchun zarur bo'lgan yopishqoq-plastik suyuqlik sarfini hisoblaylik, bunda $\alpha = 30^\circ$ –quduq qiyalik buchagi; $d_n = 127$ mm – tashqi burg'ulash trubalarining diametri $d_s = 295,3$ mm - dolota diametri; $\rho_j = 1260$ kg/m³ - burg'ulash aralashmasining zichligi; $\rho_{\text{ch}} = 2500$ kg/m³ - shlam zichligi; $d_{\text{ch}} = 10$ mm – shlama zarrachalarining ekvivalent diametri; $\tau_0 = 52$ Pa – aralashmaning dinamik siljish kuchlanishi; $\eta = 0,01$ Pa·s -

aralashmaning plastik yopishqoqlik koeffitsienti; $\mu = 7$ – zarrachalarni siljishdagi qarshiligini hisobga oluvchi koeffitsient.

Zarrachalarni qiya uchastkadan olib chiqish uchun zarur bo'lgan yopishqoq-plastik suyuqlik burg'ulash aralashmasi sarfini va uning reologik xossalarini aniqlash masalasi hal etamiz.

Buning uchun (2.26) formulaga ko'ra $\bar{g}$ qiymatini topamiz:

$$\bar{g} = g(\mu_t \cdot \sin \alpha + \cos \alpha) = 9,81 \cdot (7 \cdot \sin 30^\circ + \cos 30^\circ) = 42,84 \text{ m/s}^2.$$

Oqim rejimi aniqlas bo'lgani uchun uni hozircha laminar deb qaraymiz, so'ngra bu farazni to'g'riligini tekshiramiz.

(3.5) formulaga ko'ra Arximed sonini topamiz

$$Ar = \frac{d_q^3 \cdot \bar{g}}{\eta^2} \rho_{\text{ж}} (\rho_{\text{q}} - \rho_{\text{ж}}) = 0,01^3 \cdot 42,84 \cdot 1260 \cdot (2500 - 1260) / 0,01^2 = 669301$$

(3.23) formulaga ko'ra Xedstrem sonini topamiz

$$He = \tau_0 d_r^2 \rho_{\text{ж}} / \eta^2 = 25 \cdot 0,01^2 \cdot 1260 / 0,01^2 = 31500.$$

(3.23) formulaga ko'ra Reynolds kritik sonini topamiz

$$Re_{kr} = 10 \cdot (6 + (He)^{0,5}) = 10 \cdot (6 + (31500)^{0,5}) = 1834,8.$$

(2.20) formula bo'yicha Arximed kritik sonining qiymati

$$Ar_{kr} = 18 Re_{kr} \left[1 + 1,87 \sqrt{\frac{He}{Re_{kr}}} + 1,15 \frac{He}{Re_{kr}} \right] = 18 \cdot 1834,8 \times \\ \times [1 + 1,87 \sqrt{3150/1834,8} + 1,15 \cdot 3150/1834,8] = 940974.$$

$Ar = 669301 < Ar_{kr} = 940974$ bo'lgani uchun, zarrachalarni stragivaniya (ajralish) tezligini (37) formula orqali aniqlaymiz:

$$\Delta = 1,15 - \frac{1}{18} \frac{(\rho_{\text{q}} - \rho_{\text{ж}}) \cdot d_q \cdot \bar{g}}{\tau_0} = 1,15 - 0,01 \cdot (2500 - 1260) \cdot 42,8 / (18 \cdot 25) = 0,0304.$$

$$v_c = \frac{\tau_0 d_q}{2\eta} [3,51 - 2 \cdot \Delta - 1,87 \sqrt{(3,51 - 4 \cdot \Delta)}] = 25 \cdot 0,01 / (2 \cdot 0,01) \times \\ \times [3,51 - 2 \cdot 0,0304 - 1,87 \cdot \sqrt{(3,51 - 4 \cdot 0,0304)}] = 0,2577 \text{ m/c}.$$

Zarur A bosim gradientini (3.29) formula asosida topsak:

$$A = -4 \frac{2\eta v_c + \tau_0 d_q}{d_q (d_r - d_q)} = -4 \cdot (2 \cdot 0,01 \cdot 0,2577 + 25 \cdot 0,01) / (0,01 \cdot (0,1683 - 0,01)) = -633 \text{ (Pa/m)}.$$

(3.14) formula bo'yicha yadro qalinligi yarmini qiymatini aniqlaymiz

$$\frac{h_0}{2} = -\frac{\tau_0}{A} = -25/(-633) = 0,0394 \text{ m.}$$

(3.18) formulaga ko'ra qatlam qalinligi gradientni tapamiz:

$$r' = \frac{d_c}{4} - \frac{h_0}{2} = 0,1683/4 - 0,0394 = 0,0026 \text{ m.}$$

$r' = 0,0026 \text{ m} < d_{ch}/2 = 0,005 \text{ m}$ bo'lgani uchun, A kattalikni (3.19) formula yordamida aniqlaymiz:

$$\begin{aligned} A &= -\frac{4}{d_r^2} (d_r \tau_0 + 4\eta v_c + 2\sqrt{2\eta v_c (d_r \tau_0 + 2\eta v_c)}) = \\ &= -\frac{4}{0,1683^2} \{0,1683 \cdot 25 + 4 \cdot 0,01 \cdot 0,2577 + 2 \times \\ &\times \sqrt{2 \cdot 0,01 \cdot 0,2577 (0,1683 \cdot 0,25 + 2 \cdot 0,01 \cdot 0,2577)}\} = -637 \text{ Pa/m} \end{aligned}$$

β koeffitsientni (3.22) formuladan hisoblashsak:

$$\beta = \frac{4\tau_0}{|A| \cdot d_r} = 4 \cdot 25 / (637 \cdot 0,1683) = 0,933.$$

2.7. – chizmadan Se Sen-Venan sonini aniqlasak: $Se = 1000$.

(3.18) formulaga ko'ra Q suyuqlik sarfini hisoblaymiz

$$Q = -\frac{\tau_0 \cdot d_r S_k}{\eta \cdot Se} = 25 \cdot 0,1683 \cdot 0,0558 / (0,01 \cdot 1000) = 0,023 \text{ m}^3/\text{s}.$$

Shu holda oqim uchun Reynolds sonino aniqlaymiz:

$$Re = \frac{Q \cdot d_r \cdot \rho_{ж}}{\eta \cdot S_k} = 0,023 \cdot 0,1683 \cdot 1260 / (0,0558 \cdot 0,01) = 8741.$$

(3.23) formulaga ko'ra Reynolds kritik sonini, dastlab Xedstrem sonini hisoblab topamiz:

$$He = \frac{\tau_0 \cdot d_r^2 \rho_{ж}}{\eta^2} = 25 \cdot (0,1683)^2 \cdot 1260 / (0,01)^2 = 8922340;$$

$$Re_{kr.} = 2100 + 7,3 \cdot (He)^{0,58} = 2100 + 7,3 \cdot (8922340)^{0,58} = 80551.$$

$Re = 8741 < Re_{kr.} = 80551$ bo'lgani uchun, aniqlangan sarfni qoldiramiz. Agar bu tengsizlik bajarilmasa, u holda hisoblashlarni turbulentnom rejimdagi formulalar asosida olib borish mumkin.

Oxirgi qat'iy sarfni aniqlaymiz $Q = 0,023 \text{ m}^3/\text{s}.$

Yuqorida keltirilganlar orqali shunday xulosaga kelish mumkinki, zarrachalarni gorizonta va qiya uchastkadan olib chiqish uchun zarur bo'lgan yopishqoq-plastik suyuqlik burg'ulash aralashmasi sarfini va uning reologik xossalarini aniqlash uchun hisoblash metodikasi ishlab chiqildi.

III bobning xulosasi.

Gorizonta quduqlar (GQ) va gorizonta tarmoqlangan quduqlar (GTQ)dagi samarali burg'ulash muammolarni kardinal hal etish uchun eng avvalo nimalarga yo'nalishlarga diqqatini qaratish lozimligi botafsil bayon etilgan. Shu bilan birga bu borada ko'pgina olimlarning tadqiqotlari tahlil etilib ubu ishlarning yutuq va kamchiliklari keltirilgan.

Trubalarda yopishqoq-plastik suyuqliklarning laminar oqimi rejimida zarrachalarning laminar oqib o'tishi jarayonida S_w qarshilik koefitsientini tanlab olish masalalari qaralgan. Qiya va gorizonta burg'ulash quduqlari trubalaridagi uopishqoq plastik suyuqlik ning laminaroqimida zarrachalar transporti o'ganilgan. Bu ifodalardan, faqat yopishqoq-plastik suyuqliklarning laminar oqimi rejimida zarrachalarning laminar oqib o'tishi jarayonida foydalanish mumkin.

Yopishqoq-plastik suyuqliklarning laminar oqimi rejimida zarrachalarning turbulent oqib o'tishi jarayonida esa boshqacha yondashuvlarga tayanish lozim. Turbulent oqimda harakatlanayotgan uopishqoq-plastik suyuqlikning zarrachalarnig transportining ifodasi aniqlangan.

Qattiq fazali zarrachalarni olib chiqish uchun zarur bo'lganyopishqoq plastik suyuqlik sarfini hisoblangan. Demak, bulardan shunday xulosaga kelish mumkinki, zarrachalarni gorizonta va qiya uchastkadan olib chiqish uchun zarur bo'lgan yopishqoq-plastik suyuqlik burg'ulash aralashmasi sarfini va uning reologik xossalarini aniqlash uchun hisoblash metodikasi ishlab chiqilgan.

XOTIMA

Ma'lumki, Nyuton yopishqoq suyuqligidan farqli, Nyuton qonuniga bo'sunmaydigan odatda nonyuton suyuqliklar deb ataluvchi oquvchan suyuq muhitlar ham mavjud. Ularning reologik qonuniyatlari turlicha bo'lib, masalan psevdoplastik Ostvald Reyner, yopishqoq elastik Maksvell hamda Foyxt qonuniyatlariga bo'ysunuvchi muhitlarining modellari orqali ifodalanadi. Ba'zi suyuqliklar esa mexanik xossalari nafaqat deformatsiya tezligiga bog'liq, balki shu deformatsiyalanish davomiyligiga, shuningdek oqim vorisligiga ham bog'liq tiksotrop suyuqliklar ham qarang. Bu kattaliklarni barchasini P – teorema orqali o'lchovsiz holga keltirish bayon etilgan. Bulardan foydalanib, turli oquvchan muhitlarning dinamikasi uchun Nave-Stokstenglamalarini tuzish va bu tenglamalarni sodda laminar oqim jarayonida chiziqli hollari uchun yechish usullari keltirilgan.

Muallaq zarrachalar bo'lgan aralashmalarni turbulent oqimdagi harakati, uning bo'ylama va boshqa yo'nalishlardagi oqim murakkabligi va intensivligi bilan laminar oqimga nisbatan keskin farq qilish sabab va oqibatlari tahlil etilgan. Ularga asoslanib, neft va gaz qazib chiqarish uchun qiya va gorizontaal burg'ulash quduqlari trubalaridagi oqimda muallaq bo'lgan zarrachalar harakati tenglamasi tuzilgan.

Turbulent oqimda zarrachalarni oqib o'tish nafaqat og'irlik kuchi ta'sirida cho'kish, balki zarrachalarning bo'ylama siljishi hodisasi, hamda muhitning pulsatsion xarakteri ham natijasida ham vujudga kelishi ko'rsatilgan. Bu zarrachalarni aylanishi harakatga nisbatan siljish tezligiga, ba'zida esa ularning devorga urilishlariga bog'liqligini hisobga olgan holda, qiya va gorizontaal burg'ulash quduqlari trubalaridagi zarrachalar ko'tarilish kuchi va ularning migratsiyasini o'rganish uchun zarur ifodalari aniqlangan.

Zarrachalarni devor atrofida oqib o'tishi, chegaralanmagan sohada oqib o'tishdan farq qilishi S_w qarshilik koeffitsientiga bog'liqligi va v_s zarrachalarni stragivaniya (ajralish) tezligini o'zgarishiga sabab bo'lishi tahlil etilgan. Bularni inobatga olib, qiya va gorizontaal burg'ulash quduqlari trubalarida hosil bo'ladigan

shlamning sekin –asta zarrachalarini siljitishga kerakli bo'lgan tezligini hisoblash formulasi ishlab chiqilgan.

Tekis tirqishdan oqayotgan laminar yopishqoq suyuqlikning tezliklari profili, suyuqlik harakati tenglamasining echimidan olindi, hamda laminar oqimda harakatlanayotgan suyuqlikni zarrachani laminar oqib o'tishi shartlari va bu ifodalarning aniqlangan.

Gorizontal quduqlar (GQ) va gorizontal tarmoqlangan quduqlar (GTQ)dagi samarali burg'ulash muammolarni kardinal hal etish uchun eng avvalo nimalarga yo'nalishlarga diqqatini qaratish lozimligi botafsil bayon etilgan. Shu bilan birga bu borada ko'pgina olimlarning tadqiqotlari tahlil etilib ubu ishlarning yutuq va kamchiliklari keltirilgan.

Trubalarda yopishqoq-plastik suyuqliklarning laminar oqimi rejimida zarrachalarning laminar oqib o'tishi jarayonida S_w qarshilik koeffistientini tanlab olish masalalari qaralgan. Qiya va gorizontal burg'ulash quduqlari trubalaridagi uopishqoq plastik suyuqlik ning laminaroqimida zarrachalar transporti o'ganilgan. Bu ifodalardan, faqat yopishqoq-plastik suyuqliklarning laminar oqimi rejimida zarrachalarning laminar oqib o'tishi jarayonida foydalanish mumkin.

Qattiq fazali zarrachalarni olib chiqish uchun zarur bo'lganyopishqoq plastik suyuqlik sarfini hisoblangan. Demak, bulardan shunday xulosaga kelish mumkinki, zarrachalarni gorizontal va qiya uchastkadan olib chiqish uchun zarur bo'lgan yopishqoq-plastik suyuqlik burg'ulash aralashmasi sarfini va uning reologik xossalarini aniqlash uchun hisoblash metodikasi ishlab chiqilgan.

Xulosa qilib, shuni ta'kidlash lozimki, qiya va gorizontal burg'ulash quduqlarida truba stvollarini shamlar bilan tutilib qolishini oldini olish uchun dispers zarrachalarni oquvchan suyuqlikka aralashtirganda anomal xossalarning reologik holatiga ta'siri o'rganildi. ya'ni zarrachalarning laminar(turbulent) oqib o'tishi jarayonidagi har bir hol uchun alohidaa qarshilik kuchi va koeffistenti, zarrachalar uchun ajralish tezligi profillari hamda bosim gradientlari profillari uchun ifodalar olingan.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. A. Karimov. "Barkamol avlod-O'zbekiston taraqqiyotining poydevori"
"Toshkent" 1998 y
2. I. A. Karimov. "Biz kelajagimizni o'z qo'limiz bilan quramiz"
"Toshkent". 1999 y.
3. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975.
384 с.
4. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971, 536с.
5. Хинце И.О. Турбулентность, ее механизм и теория. М.: Физматгиз,
1963. 680 с.
6. Tchen C.M. Mean value and correlation problems connected with
the motion of small particles suspended in a turbulent fluid. The Hague,
1947.
7. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
8. Фукс Н.А., Сутугин А.Г. Высокодисперсные аэрозоли. М: ВИНТИ,
1969. 84 с.
9. Сакс С.Е. Гидравлическое сопротивление при турбулентном
движении тонко дисперсных аэросмесей. -Инж.-физ. журн., 1968, т. 14,
№ 4, с. 633-638.
10. Сакс С.Е. Определение критической скорости взвесенесущего
потока. -Инж.-физ. журн., 1970, т. 18, № 5, с. 832-837.
11. Бабуха Г. Л., Рабинович М.И. Механика и теплообмен полидисперсных
потоков газовзвеси. Киев: Наук. думка, 1968. 220 с.
12. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли - пыли, дымы и туманы. Л.: Химия,
1969. 428 с.
13. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Т. 2.
М.; Л.: Гостехиздат, 1948. 612 с.
14. Rossetti S.J., Pfeffer R. Drag reduction in dilute flowing gas-solid
suspensions.- AIChEJ., 1972, 18, № 1, p. 31-39.
15. Медников Е.П. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей.

М.: Изд-во АН СССР, 1963. 264 с.

16. Mednikov E.P. Acoustical coagulation and precipitation of aerosols. New York; Consultants Bureau, 1965.

17. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 700 с.

18. Смирнов В.И. Скорость коагуляционного и конденсационного роста частиц аэрозолей.- Тр. ЦАО, 1969, вып. 92.

19. Фукс Н.А. Успехи механики аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 160 с.

20. Davidson G.A., McComb W.D. Turbulent diffusion in an aerosol jet.- J. Aerosol Sci., 1975, 6, № 3/4, p. 222-247.

21. Okuyama K., Konsaka Y., Yoshida T. Turbulent coagulation of aerosols in a pipe flow.- J. Aerosol. Sci., 1978, 9, № 5, p. 399-410.

22. Thomas D.G. Turbulent disruption of flocks in small particle size suspensions.- AIChEJ., 1964, 10, № 4, p. 517-523.

23. Борщевский Ю.Т. Теория одно- и двухфазного турбулентного пограничного слоя. Киев: Вишшккола, 1975.

24. Krieger J.M., Dodge J.S. The laminar-turbulent transition in suspension of rigid spheres.- Soc. Petrol. Eng. J., 1967, 7, № 3, p. 259-265.

25. Rubinow S.I., Keller J.B. The transverse force on a spinning sphere in a viscous fluid.- J. Fluid Mech., 1961, 11, part 3, p. 447-459.

26. Фукс Н.А., Стечкина И.Б. Сопротивление газообразной среды движению частиц с размером, сравниваемым со средней длиной свободного пути газовых молекул.- Журн. техн. физ., 1963, т. 33, № 1, с. 132-135.

27. Munakata T., Maisuda A., Hirai N., To N., Kakihara R. Velocity of solid particles entrained with reduced-pressure air flow in horizontal duct,- J. Chem. Eng. Jap., 1977, 10, № 5, p. 355-360.

28. Кучанов С.И., Левич В.Г. Диссипация энергии в турбулентном газе, содержащем взвешенные частицы.- Докл. АН СССР, 1967, т. 174, № 5, с. 1033-1036.

29. Boothroyd R.G., Walton P.J. Fully developed turbulent boundary-layer flow of a fine solid-particle gaseous suspension.- Ind. And Eng. Chem. Fundam., 1973, 12, 1, p. 75-82.
30. Owen P.R. Pneumatic transport. -J. Fluid Mech., 1969, 39, part 2, p. 407-432.
31. Boothroyd R.G. Turbulence characteristics of the gaseous phase in duct flow of a suspension of fine particles.-Trans. Instn. Chem. Eng., 1967, 45, № 8, p. 297-310.
32. Kramer T. J., Depew C. A. Experimentally determined mean flow characteristics of gas-solid suspensions.- Pap. ASME, 1972, № FE-29.
33. Doig I.D., Röper G.H. Air velocity profiles in the presence of cocurrently transported particles.- Ind. and Eng. Chem. Fundam., 1967, 6, № 2, p. 247-256.
34. Soo S.L., Ihrig H.K., Jr., El Kouh A.E. Experimental determination of statistical properties of two-phase turbulent motion.- Trans. ASME Ser. D, 1960, 82, № 3, p. 609-621
35. Soo S.L., Trezek G.J. Turbulent pipe flow of magnesia particles in air.-Ind. and Eng. Chem. Fundam., 1966, 5, № 3, p. 388-392.
36. Torobin L.B., Gauvin W.H. Fundamental aspects of solids-gas flow:
 - a) Part I. Introductory concepts and idealized sphere motion in viscous regime.- Canad. J. Chem. Eng., 1959, 37, № 4, p. 129-141.
 - b) Part II. The sphere wake in steady laminar fluids.- Idem, № 5, p. 167-176.
 - c) Part III. Accelerated motion of a particle in fluid.- Idem, № 6, p. 224-236.
 - d) Part IV. The effects of particle rotation, roughness and shape.- Idem, 1960, 38, № 5, p. 142-153.
 - e) Part V. The effects of fluid turbulence on the particle drag coefficient.- Idem, № 6, p. 189-200.
 - f) Part VI. Multiparticle behaviour in turbulent fluids.- Idem, 1961, 39, № 2, p. 113-120.