А.А. АРСЛОНОВ

ЕР ОСТИ ГИДРОДИНАМИКАСИ БЎЙИЧА ҚИСҚАЧА МАЪРУЗАЛАР

ДИТАФ
Тошкент – 2002

«ЎЗБЕКНЕФТГАЗ» МИЛЛИЙ ХОЛДИНГ КОМПАНИЯСИ

ЎЗБЕКИСТОН НЕФТ ВА ГАЗ САНОАТИ ИЛМИЙ ТАДҚИҚОТ ВА ЛОЙИҲА ҚИДИРУВ ИНСТИТУТИ

А.А. АРСЛОНОВ

ЕР ОСТИ ГИДРОДИНАМИКАСИ БЎЙИЧА ҚИСҚАЧА МАЪРУЗАЛАР

Абу Райхон Беруний номидаги Тошкент Давлат техника Университети нефт ва газ куллиёти илмий кенгаши қарори асосида дарслик сифатида чоп этишга тавсия қилинган.

ДИТАФ
Тошкент – 2002

Муаллиф: физика-математика фанлари номзоди, доцент А.А.Арслонов

Тақризчилар: Техника фанлари доктори А.Ҳ.Ағзамов
«Муборакгаз» нефт-газ конлари бошқармаси бош муҳандиси, техника фанлари номзоди П.Э.Аллақулов

Ўзбекистон нефт ва газ саноати илмий тадқиқот ва лойиҳа қидирув институти (ЎзЛИТИнефтгаз).

Абу Райхон Беруний номидаги Тошкент Давлат техника Университети нефт ва газ куллиёти.

Ўзбекистон нефт ва газ саноати илмий - муҳандислик жамияти (Ўз НГС ИМЖ)

УДК 622.276.031:53

Аннотация

Ер ости гидродинамикаси бўйича қисқача маърузалар А.А.Арслонов Тошкент - 2001.

Ушбу маърузалар тўпламига нефт ва газ конларини ишлаш ва ишлатиш мутахассислиги бўйича бакалаврлик ва магистрлик курсларида таҳсил олаётган талабалар, шу йўналишларда илмий изланишда бўлган аспирантларга қўлланма сифатида тартиб берилди.

Қўлланмада асосий эътибор ер ости гидродинамикаси фанининг физик моҳияти, эришган ютуқлари, амалиёт учун зарур бўлган асосий масалалари ва уларни ечиш усулларини тушунишга қаратилди.

Қўлланма 8 бобдан иборат бўлиб, 105 варақ текст, 1 та жадвал ва 22 расмдан ташкил топган.

Бобом - мулла Тўрабой Ражаб ўғлининг ёрқин хотираларига бағишлайман.

СЎЗ БОШИ

Олий таълимнинг 540 000 «Саноат ва ишлов бериш» соҳалари В-540300 «Нефт ва газ иши» йўналиши ўқув режасидаги асосий фанлардан бири «Ер ости гидравликаси» фани ҳисобланади.

Ер ости гидравликаси ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг ҳаракати масалаларини ўрганади. Нефт ва газ саноати, гидрология, ирригация, кимёвий технология жараёнлари, тоғ жинслари механикаси ва шунинг каби бир қанча илмий йўналишларда ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг ҳаракати қонуниятларини билиш қатъий талаб қилинади.

Механика фанининг бу тармоғи амалиётнинг кўпгина соҳаларида қўлланилади, у бир қанча тривиал бўлмаган физик эффектларга, амалий математика ва ҳисоблаш техникасининг замонавий ютуқларига асосланади, ўз навбатида ўзининг эҳтиёжи ва талаби билан бу фанлар ривожига туртки беради.

Ғовак муҳитда суюқлик ва газлар ҳаракатига бағишланган, фаннинг йирик намоёндалари қаламига мансуб бир қанча дарслик ва монографиялар мавжуд. Ер ости гидродинамикаси бўйича Л.С.Лейбензон, В.Н.Шелкачев, Б.Б.Лапук, М.Маскет, А.Шейдеггер, Р.Коллинз ва бошқа бир қанча таниқли олимлар томонидан яратилган дарслик ва монографиялар шулар сирасига киради.

Аммо шу кунгача ер ости гидродинамикаси бўйича ўзбек тилида дарслик ёхуд монография ёзилмаган.

Камина бу бўшлиқни тўлдириш мақсадида кейинги бир неча йил давомида Тошкент Давлат техник Университетининг нефт ва газ куллиёги талабаларига ўқиган маърузалар асосида мана шу мўъжазгина маърузалар тўпламига тартиб бердим.

Бадиий ифода бобида ниҳоятда бой, гўзал ва чуқур тарихга эга бўлган она тилимиз, ҳозирги ўтиш даврида маълум сабабларга кўра XX аср тараққиёти натижаларини илмий - техник жиҳатдан ифодалашда баъзи бир ҳолларда, қийинчиликлар ва иккиланишга учраб турибди. Атамашунослик соҳасида олиб борилаётган изланишлар тез орада бу қийинчиликларга барҳам беришига аминмиз.

Хусусан нефт ва газ соҳаларининг русча-ўзбекча атамалар луғатида углеводород сўзи «карбонсувчил» деб таржима қилинган. Углерод ва водород бирикмалари қаторини ифодаловчи бу сўзни таржима қилиш зарурмикан деган истиҳола билан биз ушбу қўлланмада ўзбек тилида ҳам углеводород сўзини ишлатдик. Шунга ўхшаш бошқа сўзлар ҳам учраши мумкин.

Ушбу маърузалар тўплами мавжуд бирор дарсликнинг таржимаси эмас, у муаллифнинг фикрича ер ости гидродинамикаси фанининг физик моҳияти, эришилган бугунги ютуқлари, амалиёт учун зарур бўлган асосий масалалари ва уларни ечиш усулларини тушунишга қаратилган.

Тўпламнинг ҳажми ва унга ажратилган муддатнинг талаби билан баъзи-бир масалаларда батафсилроқ тўхталиш имкони бўлмади.

Қўлланма нефт ва газ конларини ишлаш ва ишлатиш мутахассислиги бўйича бакалаврлик ва магистрлик курсларида таҳсил олаётган талабалар, шу йўналишларда илмий изланишда бўлган аспирантлар, илмий тадқиқот институтлари мутахассисларига мўлжалланган.

Давлат тилида илк бор ёзилган ушбу маърузалар тўплами албатта камчиликдан холи бўлмас. Шу сабабли ундаги камчиликларни бартараф қилиш ниятида билдирилган барча фикр ва мулоҳазаларни бажонудил қабул қилиш билан бирга танқидий фикр ва мулоҳазалар муаллифларига ўз миннатдорчилигимни изҳор этаман.

Ушбу қўлланмага тартиб бериш ва уни нашриётга тайёрлаш жараёнида компьютердан фойдаланиш билан боғлиқ барча ишлар «ЎзЛИТИнефтгаз» интитути компьютер графикаси гуруҳининг ходими С.Солихов томонидан бажарилди. Ер ости гидродинамикасидан қўлланма ёзиш, уни нашр қилиш фикрини билдирганликлари ва бу ишни амалга ошириш билан боғлиқ барча тадбирларда Тошкент давлат техника университети «Нефт ва газ куллиёти» «нефт ва газ конларини ишлаш ва ишлатиш» кафедраси мудири, техника фанлари номзоди Б.Ш.Акрамов, тақризчилар техника фанлари доктори А.Х.Агзамов ва техника фанлари номзоди П.Э.Аллақуловлар ўз дўстона фикрлари билан муаллифга катта ёрдам бердилар.

Техника фанлари доктори Э.К.Ирматов қўлланмани алоҳида эътибор билан тақриз қилиб ундаги баъзибир камчиликларни бартараф қилиш борасида дўстона фикрлар билдирди. Бу мулоқот натижасида қўлланманинг икки бобига қўшимча саҳифалар киритилди.

Менинг «ЎзЛИТИнефтгаз» (аввалги «СредАзНИИгаз») институтида ишлай бошлаганимга 31 йилдан ошди. Шу йиллар мобайнида кимдир менга ўргатди, кимгадир мен ўргатдим, институт жамоаси барча тадбирларда менга ҳамроҳ бўлди. Хусусан, қўлингиздаги қўлланма ҳам институт жамоасининг хомийлигида ёзилди.

Қўлланмани нашр қилиш билан боғлиқ чора-тадбирларни Ўзбекистон нефт ва газ саноати илмий-муҳандислик жамияти (Уз НГС ИМЖ) ўз зиммасига олиб, холис хизмати билан муаллифга бекиёс ёрдам кўрсатди.

Юқорида номлари зикр этилган барча дўстларга ва иккала жамоа аъзоларига кўрсатган барча ёрдамлари учун ўз миннатдорчилигимни изҳор қиламан.

1. Ғовак муҳит ва унинг хусусиятлари.

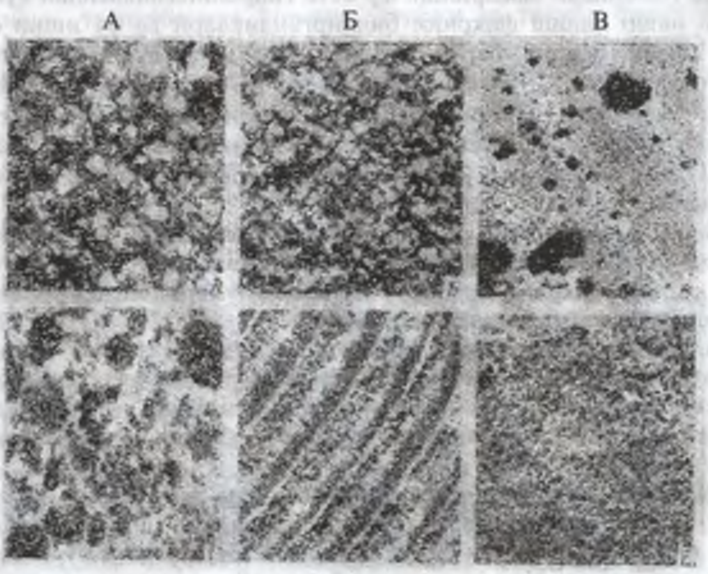
Ғовак муҳит, ғоваклик коэффициенти, умумий ва актив ғоваклик, нисбий юза, ўтказувчанлик, ўтказувчанлик коэффициенти, анизотропия, тоғ жинсларининг зичланиши.

1.1. Ғовак жисмнинг тузилиши ва таснифи.

Ғовак жисм деб, ҳар бирининг ўлчами жисмнинг ўлчамидан жуда кичик бўлган ва тартибсиз жойлашган кўп сонли бўшлиқларга (ғовакликка) эга бўлган жисмга айтилади.

Кўпгина табиий ва сунъий жисмлар ғовакдирлар. Мисол тариқасида челакдаги қум, оҳактош, тахта, нон бўлаги, кесак ва ҳоказоларни кўрсатиш мумкин.

Ғовак жисмнинг тузилиши, ундаги бўшлиқларнинг катталиги жуда хилма-хилдир (1.1-расм).



1.1 Расм. Табиий ғовак жисмларга мисоллар.

А - қирғоқдаги қум, Б - қумтош,
В - оҳактош, Г - жавдар нони бўлаги,
Д - ёғоч, Е - одам ўпкаси.

Шунга қарамай жисмлардаги ғовакликни маълум даражада таснифлаш мумкин. Агарда ғовак жисм ва суюқлик орасидаги ўзаро муносабатдан келиб чиқадиган бўлсак, ғовакликларни учта асосий гуруҳларга бўлиш мумкин. Жуда кичик бўшлиқларда суюқлик ва жисм орасидаги молекуляр кучлар таъсири ниҳоятда катта бўлади. Бундай бўшлиқлар молекуляр ғовакликлар деб юритилади. Жуда катта йирик бўшлиқларда суюқлик ҳаракатига жисм яъни бўшлиқ деворининг таъсири ҳал қилувчи роль ўйнамайди. Бундай бўшлиқларни коваклар дейилади ва ниҳоят, катталиги жиҳатидан молекуляр ғовакликлар ва коваклар оралиғида жойлашган бўшлиқларга ғоваклар дейилади.

Ғоваклар ўзаро боғланган - очиқ ёхуд боғланмаган - ёпиқ бўлиши мумкин. Суюқлик фақатгина очиқ, ўзаро боғланган ғоваклиқларда ҳаракат қилиши мумкин. Ўзаро боғланган ғоваклар актив ғоваклики, барча ғоваклар умумий ғоваклики ташкил этади.

Баъзан ғоваклар ҳам катталиги жиҳатидан таснифланади. Хусусан оҳактош ва доломитларда тоғ жинси (жисм)нинг эриши натижасида ҳосил бўлган унча катта бўлмаган бўшлиқлар жеодлар ва улар ташкил қилган ҳажм жеод ҳажм дейилади.

Ғовак жисмлар тузилиши жиҳатидан тартибланган ва тартибсиз ғоваклика эга бўлади. Масалан, бир хил катталикдаги шарларнинг мунтазам равишда жойлашиши натижасида тартибланган ғоваклика эга бўлган жисм ташкил топади. Бир бўлак нон эса, тартибсиз ғоваклиқларга эга бўлган жисмга мисол бўла олади.

1.2. Ғовак жисмнинг тузилиши ва хусусиятлари.

Сунъий ва табиий ғовак жисмларда бўшлиқлар тартибсиз равишда жойлашган. Шу сабабли бундай жисмларнинг тузилиши фақатгина статистик жиҳатдан тавсифланиши мумкин.

Бироқ, бундай жисмлар ичида суюқликнинг ҳаракати макроскопик нуқтаи назардан аниқ катталиклар воситасида ўрганилиши мумкин. Бундай ҳолат газларнинг кинетик назариясидаги ҳолатга жуда ўхшайди. Бу иккала ҳолда ҳам ўзгарувчи катталиклар микроскопик жиҳатдан тасодифий миқдорлар сифатида талқин қилинмоғи керак бўлса, макроскопик жиҳатдан ўрганилганда бир нечта тўла аниқланиши мумкин бўлган ўзгарувчи катталикларнинг киритилиши кифоя.

Масалан: ҳажм, босим, ҳарорат ва ҳоказо.

Ғовак жисмлар макроскопик хоссаларининг микроскопик хусусиятларига боғлиқлигини ўрганиш бир қанча назарияларга мавзу бўлган. Бу назарияларнинг кўпчилигида ғовак жисмларнинг макроскопик хусусиятлари билан ғоваклиқнинг ўлчам жиҳатидан тарқалиши орасидаги боғлиқлик ўрганилган. Баъзи бир назарияларда жисм макроскопик хусусиятининг унинг скилетини ташкил қилувчи доналар катталиги тақсимотига боғлиқлиги ўрганилган.

Бу назариялар ғовак муҳитда юз берадиган жараёнларни физик жиҳатидан ўрганишга бирмунча ёрдам берсада, макроскопик масалаларни ечишга қўллашга ярамайди.

Ғовак муҳитда суюқликларнинг сирқиши макроскопик назариясини ики хил йўл билан тузиш мумкин. Улардан бири статистик, микроскопик онуниятлар асосида муайян макроскопик қонунларни келтириб иқаришга асосланган (газлар кинетик назарияси асосида Бойл-Мариотт онунининг келтириб чиқарилиши сингари).

Иккинчиси асосий макроскопик қонунларни илмий тажриба атижаларига таяниб чиқаришга асосланган.

Ғовак муҳитда суюқликлар ҳаракатининг мавжуд барча статистик азариялари макроскопик ходисаларни ўрганишга яроқсиз эканлигини азарда тутиб, амалда иккинчи-ҳаракат қонунларини тажриба атижаларига таяниб чиқариш йўли қўлланилади.

Микроскопик жараёнлар ва жисмнинг тузилиш хусусиятлари унчаки макроскопик жараёнларни талқин қилиш мақсадида ўрганилади.

Кейинги параграфларда ғовак муҳитда суюқликлар ҳаракатини рганишда муҳим аҳамиятга эга бўлган макроскопик хусусиятлар ҳақида ўз боради. Бу хусусиятларнинг барчаси жисмнинг етарлича катта ҳажмга а шу сабабли жуда кўп миқдордаги ғовакликларга эга бўлган намуналари чунгина ўринлидир.

1.3. Ғоваклик

Ғовак жисмнинг ғоваклиги ёхуд ғоваклик коэффициенти деб, ундаги ўшлиқлар эгаллаган ҳажмнинг жисм умумий ҳажмига нисбатига йтилади ва m ҳарфи билан белгиланади.

$$m = \frac{V_б}{V} = \frac{\text{бўшлиқлар ҳажми}}{\text{умумий ҳажм}}$$

емак, бу катталик ўлчов бирлигига эга эмас. Икки хил ғоваклик мавжуд: <u>бсолют</u> ёки <u>умумий</u> ғоваклик ҳамда <u>актив</u> ғоваклик. Жами бўшлиқлар ажмининг намуна умумий хажмига нисбати абсолют ғоваклик дейилади.

Намунадаги ўзаро боғланган бўшлиқлар ҳажмининг умумий ҳажмга нисбати – актив ғовакликни ташкил қилади.

Кўпгина вулканик тоғ жинслари умумий ғоваклиги юқори бўлишига ;арамай нисбатан кичик актив ғовакликка эга. Актив ғоваклик жисм ўтказувчанлигига таъсир қилади, аммо уни тўла характерлай олмайди.

Ғовак жисмга таъсир этувчи кучлар мувозанатининг бузилиши натижасида унинг сиқилиши жисм ғоваклигининг камайишига, ва аксинча физик эрозия, ишқор билан ювилиш жараёнлари ғовакликнинг ортишига олиб келади.

1.4. Ғовакликни ўлчаш усуллари

Ғоваклик тушунчасига берилган таърифдан кўриниб турибдики унинг қийматини ўлчаш учта катталик – жисм умумий ҳажми, ундаги бўшлиқлар ҳажми ва жисм скелетини ташкил қилувчи тоғ жинслари ҳажмидан ихтиёрий иккитасини ўлчаш кифоя.

Бевосита ўлчаш усули

Бунда аввал жисм (намуна)нинг умумий ҳажми ўлчанади, сўнгра намуна эзиб талқон ҳолига келтирилади ва ҳосил бўлган талқон ҳажми ўлчанади. Маълумки намуна талқон ҳолига келтирилганда ундаги ғовакликлар йўқолади, демак талқон ҳолига келтирилгандаги намуна ҳажми уни ташкил қилувчи тоғ жинсларининг хажмидан иборат. Ундаги бўшлиқлар ҳажми эса умумий ҳажмдан тоғ жинслари ҳажмининг айирмасига тенг, яъни:

$V_б=V_У-V_Т$

бу ерда $V_Т$ - скелет, яъни тоғ жинсларининг ҳажми .

натижада $m=\frac{Vб}{Vу}$ аниқланади.

Газнинг кенгайишига асосланган усул

Келтирилган бевосита ўлчаш усули ёрдамида умумий ғоваклик аниқланади. Ғовак муҳитда суюқлик ҳаракати фақат актив ғоваклик орқали амалга ошади.

Актив ғовакликни ўлчашнинг энг тарқалган усули, газни кенгайишига асосланган усулдир. Бу усулга мувофиқ намуна ҳаво ёки газ билан тўлдирилган идишга жойланади. Сўнгра бу идиш иккинчи ҳавоси сўриб олинган идиш билан боғланади. Иккала идишнинг ҳам ҳажмини билган ҳолда уларни ўзаро боғлаш натижасида биринчи (намуна солинган) идиш босимининг ўзгаришини ўлчаб, Бойл-Мариотт қонунига мувофиқ намунадаги актив бўшлиқ ҳажми қуйидагича аниқланади.

$$(V_{1И}-V_У+V_б)P_1=(V_{1И}-V_У+V_б+V_{2И})P_2$$

ёки

$$(V_{1И}-V_У+V_б)(P_1-P_2)=V_{2И}P_2$$

бундан

$$V_{1И}-V_У+V_б=V_{2И}\frac{P_2}{P_1-P_2}$$

келиб чиқади.

Бу тенгликда бўшлик ҳажми $V_б$ дан бошқа барча катталиклар бизга маълум бўлганлигидан намунадаги актив бўшлиқ ҳажмини ҳисоблаш учун

$$V_б=V_у-V_{1и}+V_{2и}\frac{P_2}{P_1-P_2} \qquad (1.1)$$

формулага эга бўламиз.

Бу ерда: $V_б$ - намунанинг актив ғоваклиги;
$V_у$ - намунанинг умумий ҳажми;
$V_{1и}$ - намуна жойлаштирилган идиш ҳажми;
$V_{2и}$ - ҳавоси сўриб олинган иккинчи идиш ҳажми;
P_1 - бошланғич босим;
P_2 - идишлар ўзаро боғлангандан кейинги босим.

Зичликни ўлчашга асосланган усул

Ғовак жисмнинг массаси унинг скелетини ташкил қилувчи тоғ жинслари массасига тенг, яъни:

$$M = \rho_T V_T = \rho_y V_y$$

Бу ерда М - намуна массаси, ρ_T ва ρ_y мос ҳолда скелет (тоғ жинси) ва намунанинг умумий зичлиги.

Демак

$$M = \frac{V_y - V_T}{V_y} = \frac{V_y - \frac{\rho_y}{\rho_T} V_y}{V_y} = 1 - \frac{\rho_y}{\rho_T} \qquad (1.2)$$

Намунанинг умумий зичлиги унинг ҳажмини ва оғирлигини ўлчаш орқали аниқланади. Намунани толқонга айлантириб эса уни ташкил қилган тоғ жинсларининг зичлиги (ρ_T) аниқланади. Ўз-ўзидан маълумки бу усул билан умумий ғоваклик ўлчанади.

Суюклик сингдириш усули

Тоғ жинсларининг намланишига ва сувни шимилишга мойиллигига асосланган ва нефт саноатида кенг қўлланиладиган бу усул бевосита актив ғовакликни ўлчашга имкон беради.

Агар ҳавоси сиқиб чиқарилган намуна сувга ботирилса тахминан бир ҳафта ичида унинг барча бўшлиқлари сувга тўлади ва массаси

$$M^1 = M + \rho_c V_в \qquad (1.3)$$

бунда ρ_c - сувнинг зичлиги ($\rho_C = 1$)

М- қуруқ намунанинг массаси.

Демак

$$V_в = \frac{M^1 - M}{\rho_c}$$

Намунанинг актив ғоваклигини аниқлаш учун энди жисм умумий ҳажми ўлчанса бас. Намунани сувга түйинтириш учун керак бўлган вақтни ҳисобга олмаганда бу усул қўлланилаётганлари орасида энг қулайи ҳисобланади.

1.5. Нисбий юза ва уни ўлчаш

Ғовак жисмнинг нисбий юзаси (Σ) ундаги барча ғовакликлар сиртининг ҳажмга нисбатига тенг. Ғовак жисм нисбий юзасининг ўлчов бирлиги L^{-1}.

Бинобарин кичик доналарнинг бирикишидан ташкил топган ғовак жисмлар йирик доналар бирикмасидан ташкил топганига кўра жуда катта нисбий юзага эга бўлади.

Нисбий юза ғовак жисм ўтказувчанлигини аниқловчи асосий омиллардан биридир.

Ҳар қандай ғовак жисмнинг таркибий тузилиши ўта мураккаблиги сабабли унинг нисбий юзасини бевосита аниқлашга имкон йўқ. Шу сабабли ғовак жисм нисбий юзаси статистик усуллар ёхуд бирор-бир билвосита усул ёрдамида аниқланади.

Нисбий юза тушунчаси кимё саноатида реактор, сирқиш ва ион алмашиниш колонналарини лойиҳалаштиришда кенг қўлланилади.

Статистик усул

Бу усул қўлланилганда намунанинг исталган кесимининг n - марта катталаштирилган фотосурати олиниб, унда жуда кўп марта тасодифий равишда узунлиги *l* бўлган игна отилади ва:

- игнанинг ғоваклик (бўшлиқ) ичига қадалиши сони h;
- ғоваклик деворига санчилиш сони с ҳисобланади.

Эҳтимоллар назариясига биноан ғовак жисм нисбий юзаси қуйидаги формула

$$\Sigma=4mcn/lh \qquad (1.4)$$

билан ҳисобланади.

Суюқлик ҳаракатидан фойдаланишга асосланган усул

Ғовак жисм нисбий сиртининг унинг ўтказувчанлиги билан боғлиқлиги Козени тенгламаси билан ифодаланади. Амалиётда кенг тарқалган, ўтказувчанлик қийматидан фойдаланиб ғовак жисм нисбий сиртини топиш усули ана шу формулага асосланган.

$$K=\frac{Cm^3}{\Sigma^2} \qquad (1.5)$$

бунда

K - ўтказувчанлик

m - ғоваклик коэффициенти

C - капилляр трубкаларнинг кўндаланг кесими геометрик шаклига боғлик бўлган ўлчов бирлигисиз доимий катталик.

Агар трубкаларнинг кўндаланг кесими доира шаклида бўлса C=0,5, квадрат шаклида бўлса C=0,5619, тенг томонли учбурчак учун C=0,5974.

C - Козени доимийлиги деб юритилади.

1.6. Ўтказувчанлик

Ўтказувчанлик ғовак жисмларнинг жисмга қўйилган босим градиенти таъсири остида ўзидан суюқлик ўтказиш имкониятини тавсифловчи хусусиятидир. Бу хусусиятни ифодаловчи параметр биринчи бор 1856 йилда Француз муҳандиси Дарси томонидан киритилган. Шу сабабли ўтказувчанликни тажрибада ўлчаш мумкин бўлган катталиклар орқали ҳисоблаш тенгламаси Дарси қонуни деб юритилади.

Агар сиқилмайдиган суюқликнинг кўндаланг кесими А ва узунли L бўлган горизантал трубкадаги тўғри чизиқли барқарор ҳаракати қаралса, у ҳолда жисм (трубкани ташкил қилган)нинг ўтказувчанлиги

$$K = \frac{q\mu}{A(\Delta p / L)} \qquad (1.6)$$

Бу ерда:

q- суюқликнинг ҳажм ўлчовидаги чиқими;

µ- суюқлик қовушқоқлик коэффиценти;

Δр - L - узунликдаги намунанинг (трубканинг) четларига қўйилган босим фарқи.

Ўтказувчанлик ғовак жисмнинг тузилиш структурасига боғлиқ параметр. Унинг ўлчов бирлиги узунликнинг квадратига яъни юза ўлчов бирлигига тенг. Кўпчилик ғовак жисмлар тузилиш структураси йўналишга боғлиқ. Шу сабабли бундай жисмдан кесиб олинган кубнинг ҳар бир томонига перпендикуляр ҳаракатга нисбатан унинг ўтказувчанлиги ҳар хил бўлади.

Бундай ғовак жисмлар <u>анизотропик</u> жисмлар дейилади. Агарда уччала фазовий йўналиш бўйича ҳам жисм бир хил ўтказувчанликка эга бўлса, бундай жисмлар изотропик жисмлар дейилади. Ўтказувчанликнинг энг кўп қўлланиладиган ўлчов бирлиги - дарси (д).

Агар қирралари узунлиги 1 см бўлган куб қарама-қарши томонларига қўйилган босим фарқи 1 атм бўлганда қовушқоқлиги 1сП бўлган суюқликнинг чиқими 1 $см^3$/сек. ни ташкил қилса, бундай жисмнинг ўтказувчанлиги 1дарси деб қабул қилинган.

яъни:

$$\frac{1(см^3/сек).1(сП)}{1.(см^2).1(атм/см)} \qquad (1.7)$$

Ўтказувчанлиги кичик бўлган жисмлар учун дарсининг мингдан бир бўлаги миллидарси қўлланилади.

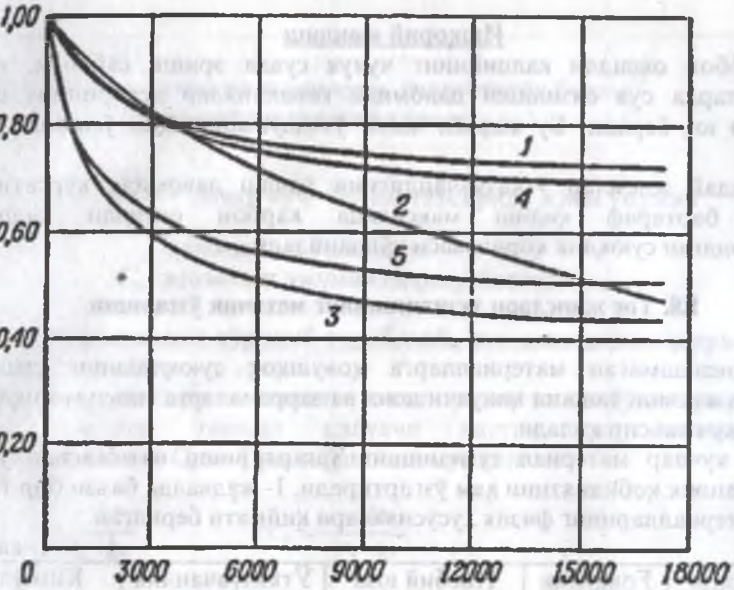
1мд=0,001д.

1.7. Ўтказувчанликка таъсир этувчи омиллар

<u>Тоғ жинсларининг зичланиши</u>

Зичланиш натижасида нафақат жисм ғоваклиги, унинг ўтказувчанлиги ҳам камаяди. Толасимон жисм (ёғоч, қоғоз, изоляцияловчи жисмлар ва ҳоказо)ларда кескин ўзгариш юз беради ва аксинча бўшоқ жисмларда (қум, қаттиқ доналардан иборат кукун) ўзгариш нисбатан кам сезилади.

Бўшоқ жисмлар ўтказувчанлигини сезиларли даражада ўзгариши учун нисбатан катта сиқувчи куч қўйилиши талаб қилинади. Мустаҳкам жипслашган тоғ жинсларида ўтказувчанликнинг сезиларли даражада камайиши жуда юқори босим таъсиридагина рўй бериши мумкин. 2-расмда келтирилган.



1.2 расм. Мустаҳкам жипслашган тоғ жинсларида сиқилишнинг ўтказувчанликка таъсири.
абцисса ўқи бўйича: сиқувчи куч (кГ/см^2)
ордината ўқи бўйича: сиқувчи куч таъсиридаги ўтказувчанликнинг, бундай кучлар таъсир қилмагандаги қийматига нисбати.

Эгри чизиқлар ўтказувчанликнинг ҳар хил қийматига мос келади (миллидарси ҳисобида): 1-3,86; 2-40,8; 3-45,0; 4-4,35; 5-6,32 (Фатт ва Дэвис тажрибалари).

Кўпгина материалларда ўтказувчанликнинг босимга боғлиқлиги тўйинганликнинг ўзгариш чизиғига ўхшаш хусусиятга эга. Яъни босимнинг маълум бир қийматидан сўнгги ўсиши ўтказувчанликка деярли таъсир қилмайди. Бу хусусият баъзи бир чўкинди жинслар учун.

Гил катламларнинг бўкиши

Кўпгина жипслашган қумтошлар таркибида маълум даражада гил ва балчиқ (лой) учрайди. Бу гил ва балчиқлар кўп миқдорда чучук сув шима олиш ва бўкиш хусусиятига эга. Бундай тоғ жинслари ўтказувчанлигини ўлчаш учун чучук сув қўлланилганда уларнинг ўтказувчанлиги кескин камайиши мумкин. Бу холатнинг олдини олиш учун ўлчашда ишлатиладиган сувга хлорли натрий ёки хлорли калий тузлари қўшилиб шўрлантирилади.

Ишқорий ювилиш

Карбон оксидли калцийнинг чучук сувда эриши сабабли, ғовак оҳактошларда сув сизилиши давомида ғовакликлар деворининг сувда ювилиши юз беради. Бу жараён жисм ўтказувчанлигини ўсишига олиб келади.

Бундай жисмлар ўтказувчанлигини ўлчаш давомида кўрсатилган омилни бартараф қилиш мақсадида карбон оксидли калцийга тўйинтирилган суюқлик қоришмаси қўлланилади.

1.8. Тоғ жинслари тузилишининг механик ўзгариши

Жипслашмаган материалларга қовушқоқ суюқликнинг сизилиш давомида жисмни ташкил қилувчи дона ва заррачаларга маълум миқдорда механик куч таъсир қилади.

Бу кучлар материал тузилишини ўзгартириши натижасида унинг ўтказувчанлик қобилиятини ҳам ўзгартиради. 1- жадвалда баъзи бир типик ғовак материалларнинг физик хусусиятлари қиймати берилган.

1-жадвал

Ғовак жисм хусусияти	Ғоваклик	Нисбий юза ($см^2/см^3$)	Утказувчанлик даражаси	Ким ўлчаган
кварц кукуни	0,37-0,49	$6,8\cdot10^3$-$8,9\cdot10^3$	$1,3\cdot10^{-2}$-$5,1\cdot10^{-2}$	Карман, 1938
бўшоқ қум	0,37-0,5	$1,5\cdot10^2$-$2,2\cdot10^2$	20-180	Карман, 1938
тупроқ	0,43-0,54	$2\cdot10^3$-$4\cdot10^3$	29-140	Пеерлкамп, 1948
кумтош	0,08-0,38	$1,5\cdot10^4$-$10\cdot10^4$	$5\cdot10^{-4}$-3,0	Маскет, 1537
оҳактош	0,04-0,10	$0,15\cdot10^4$-$1,3\cdot10^4$	$2\cdot10^{-4}$-$4,5\cdot10^{-2}$	Лок и Блис, 1950
ғишт	0,12-0,34	$3\cdot10^3$-$5\cdot10^4$	$4,8\cdot10^{-3}$-$2,2\cdot10^{-1}$	Стал и Джонсон, 1940
тери	0,56-0,59	$1,2\cdot10^4$-$2,1\cdot10^4$	$9,5\cdot10^{-2}$-$1,2\cdot10^{-1}$	Миттон, 1945
шиша тола	0,88-0,93	$5,6\cdot10^2$-$7,7\cdot10^2$	24-51	Уиггинс ва бошқалар 1939

1.9. Ғовак материалларнинг механик хоссалари

Одатда ғовак муҳитда суюқликлар ҳаракати масалаларида муҳитнинг механик хусусиятлари унчалик катта таъсир кўрсатмайди деб ҳисобланади. Бироқ катта чукурликда жойлашган чўкинди жинслар механик хусусиятлари уларда нефт, газ ва сув ҳаракатига сезиларли таъсир кўрсатиши мумкин. Нефт саноатида тоғ жинсларининг сиқилувчанлиги ва чидамлилигини аниқлаш бўйича бир қанча тадқиқотлар олиб борилган.

Ғовак тоғ жинсларининг сиқилувчанлиги

Сиқилувчанлик қуйидаги муносабат билан аниқланади.

$$C_y = -\frac{1}{V_y}\frac{\partial V_y}{\partial p} \tag{1.8}$$

бу ерда: p - ташқи таъсир кучи, гидростатик босим;

V_y - жисмнинг умумий ҳажми.

$\frac{\partial V_y}{\partial p}$ - ташқи куч - босим таъсирида жисм умумий ҳажмининг ўзгариши.

C_y - жисмнинг умумий сиқилувчанлиги.

(1.8) формуладан кўриниб турибдики, тоғ жинсларисиқилувчанлиги ўлчов бирлиги - 1/ат.

Шунинг сингари жисмнинг ғовак қисми яъни бўшлиқлар ҳамда унинг скелетини ташкил қилувчи қаттиқ тоғ жинсларининг сиқилувчанликлари $C_б$ ва C_T аниқланиши мумкин.

$$C_б = -\frac{1}{V_б}\frac{\partial V_б}{\partial p} \qquad C_T = -\frac{1}{V_T}\frac{\partial V_T}{\partial p}$$

Агарда $V_y = V_б + V_T$ ва $m = \frac{V_б}{V_y}$ эканлигини ҳисобга олсак

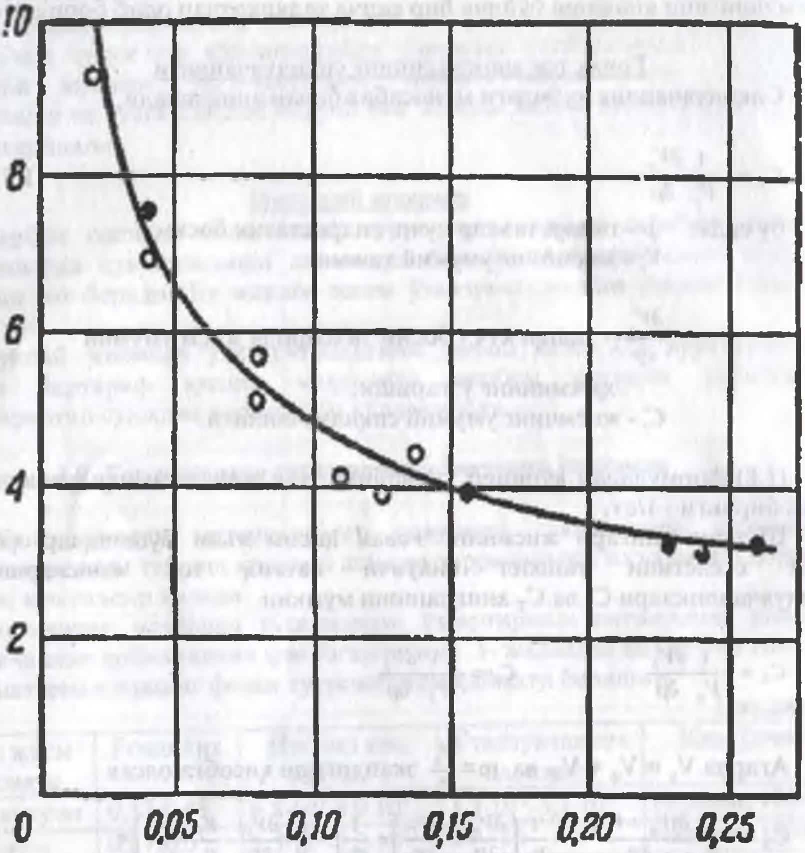
$$C_y = -\frac{1}{V_y}\frac{\partial (V_б + V_T)}{\partial P} = -\frac{1}{V_y}\left(\frac{\partial V_б}{\partial P} + \frac{\partial V_T}{\partial P}\right) = \frac{1}{V_y}\left(-\frac{V_б}{V_б}\frac{\partial V_б}{\partial P} - \frac{V_T}{V_T}\frac{\partial V_T}{\partial P}\right) =$$

$$= \frac{1}{V_y}(V_б C_б + V_T C_T) = \frac{V_б}{V_y}C_б + \frac{V_y - V_б}{V_y}C_T = mC_б + (1-m)C_T$$

яъни

$$C_y = mC_б + (1-m)C_T$$

муносабатни келтириб чиқарамиз. 1.3-расмда ғовак тоғ жинслари сиқилувчанлигининг ғоваликка боғлиқлиги кўрсатилган.



1.3-расм. Ғовак тоғ жинсларининг сиқилувчилиги.
Абцисса ўқи бўйича: ғоваклик;
Ордината ўқи бўйича: тоғ жинслари сиқилувчанлиги $*10^4$;
(Босим 1 атм.га ўзгарганда намуна ғоваклиги ҳажми ўзгаришининг ғоваклик бошланғич ҳажмига нисбати)

• - қумтош; ∘ - оҳактош.

<u>Тоғ жинсларининг сиқилишга қаришилиги</u>

Ғовак оҳактошлар, қумтошлар ҳамда гилли сланцлар тадқиқоти давомида ғовак жисм таранглик ҳолатининг жисмнинг сиқилишга қаршилигига катта таъсир кўрсатиши аниқланган. Хусусан жисм бўшлиғидаги суюқлик босими ва жисмга таъсир қилувчи ташқи босим фарқининг миқдори (қиймати) жисмнинг механик парчаланиш хусусиятини аниқлайди. Бу фарқнинг ўсиб бориши давомида жисм парчаланиш характери мўрт парчаланишдан токим қайишқоқ парчаланишгача ўзгариши кузатилган.

Такрорлаш учун саволлар.

1. Қандай муҳит ғовак муҳит дейилади?

2. Ғоваклик коэффициенти қандай ҳисобланади?

3. Умумий ва актив ғоваакликлар нима билан фарқ қилади?

4. Умумий актив ғовакликни ўлчашнинг қандай усулларини биласиз?

5. Ғовак муҳит нисбий юзаси деб нимага айтилади ва у қандай ўлчов бирлигига эга?

6. Ғовак муҳит нисбий юзасини ҳисоблашнинг қандай усулларини биласиз?

7. Ғовак муҳит ўтказувчанлиги деб нимага айтилади?

8. Қандай ғовак муҳит изотропик ва қандайи анизотропик дейилади?

9. Тоғ жинсларининг зичланиш сабаблари нималардан иборат?

10. Тоғ жинслари ғоваклигининг ва ўтказувчанлигининг камайишига олиб келадиган омиллар нималардан иборат?

11. Қайси омиллар тоғ жинслари ўтказувчанлигини ошришга имкон беради?

12. Амалиётда тоғ жинслари ўтказувчанлигининг ошиши қандай аҳамиятга эга?

13. Қандай ҳолларда тоғ жинслари ўтказувчанлигини камайтириш зарурати туғилади?

14. Тоғ жинсларининг сиқилувчанлик коэффициенти қандай ҳисобланади?

15. Тоғ жинслари сиқилувчанлик коэффициенти қандай ўлчов бирлигига эга?

2. Ғовак муҳитда суюқликларнинг турғунлик ҳолати

Тўйинганлик, нисбий ўтказувчанлик, капилляр босим, намловчи ва намламайдиган суюқлик, капилляр гистерезис, қолдиқ тўйинганлик, Леверетт функцияси.

2.1. Тўйинганлик

Ғовак муҳитда бўшлиқлар қисман бир суюқлик, қисман бошқа суюқлик ёки газлар билан тўлдирилган бўлиши мумкин. Бундай ҳолларда ҳар бир суюқлик ёки газ бўшлиқнинг қанча қисмини эгаллаши ҳақидаги масала пайдо бўлади.

Ғовак муҳит бўшлиғининг муайян бир модда эгаллаган қисмининг умумий бўшлиққа нисбати ғовак муҳитнинг шу моддага тўйинганлиги дейилади, яъни:

S = умумий бўшлиқ ҳажми

муайян модда эгаллаган бўшлиқ ҳажми (2.1).

Келтирилган таъриф бўйича ўз-ўзидан маълумки муҳит бўшлиғида икки хил модда бўлса, у ҳолда

$$S_1+S_2=1 \tag{2.2}$$

уч хил модда бўлса,

$$S_1+S_2+S_3=1$$

бўлади.

Тўйинганлик ўлчов бирлигисиз катталикдир. Тўйинганлик макроскопик хусусият бўлиб, унда модданинг ғовакликлар бўйича тақсимоти эътиборга олинмайди.

2.2. Тўйинганликни ўлчаш усуллари

Тўйинганликни ўлчашнинг кенг тарқалган усуллари қуйидагилардан иборат.

<u>Ҳажм баланси усули</u>

Агар ғоваклиги маълум бўлган жисм намунасида бирор бир суюқлик (масалан 1-суюқлик) бўлмасада ва унга V_1 ҳажмдаги шу суюқлик шимдирилса у ҳолда намунанинг 1-суюқлик билан тўйинганлиги

$$S_1=\frac{V_1}{mV_r} \tag{2.3}$$

ифода билан аниқланади. Худди шунингдек бошланғич ҳолатда намуна бўшлигида биринчи суюқлик бўлган ҳолда уни бошқа турдаги, биринчи суюқлик билан қоришмайдиган модда ёрдамида сиқиб чиқариш йўли билан V_1 ва демак S_1 аниқланади.

Тарозида тортиш усули

Ғовак муҳит икки хил ўзаро қоришмайдиган моддалар билан тўйинган ҳолда, ҳар бир моддага нисбатан тўйинганлик тарозида тортиш усули билан аниқланиши мумкин. Масалан, ғовак муҳит намунасининг аввал газ билан тўлдирилган ҳолдаги оғирлиги аниқланса (тарозида тортилиб) ва сўнгра зичлиги ρ_c бўлган суюқлик билан қисман тўлдирилса, у ҳолда, суюқлик билан тўйинганлик қуйидаги формулага мувофиқ аниқланади.

$$S_c = \frac{W_2 - W_1}{m\rho_c V_r \cdot g}$$

Бу ерда W_1 - намунанинг газ билан тўйинган ҳолдаги оғирлиги;
W_2 -унга S_c -тўйинганликка қадар ρ_c - зичликдаги суюқлик шимдирилган ҳолдаги оғирлиги;
g - эркин тушиш тезланиши.

Электр қаршилиги усули

Агар электр токини ёмон ўтказадиган ғовак жисм қисман токни яхши ўтказадиган суюқлик билан тўлдирилса (масалан хлорли натрий эритмаси билан) унинг суюқликка нисбатан тўйинганлиги электр қаришилигини ўлчаш усули билан Арчи қонунига мувофиқ аниқланиши мумкин. Ушбу қонунга мувофиқ

$$R = R_0 S_c^{-r}$$

Бу ерда R-намловчи суюқлик билан S_C- тўйинганлик даражасида шимдирилган намунанинг нисбий қаршилиги;

r-тўйинганлик кўрсатгичи деб аталувчи доимийлик. Соф қумтошлар учун $r \approx 2$;

R_0 - намунанинг нисбий қаршилиги.

Бу усул тарозида тортиш усули қўллаб бўлмайдиган ҳолларда ва суюқлик намуна бўйлаб бир текис тарқалган ҳолларда жуда қулай келади.

Рентген нурларини ютишдан фойдаланиш усули

Исталган жисмдан рентген нурлари ўтганда унинг интенсивлиги экспоненциал қонунга мувофиқ камаяди.

2.2-расм. Кубик шаклида жойлашган шиша стерженлардан ташкил топган «Ғовак муҳитда» сув ва ҳаво орасидаги чегара сирти.

$\gamma_{к2}=0$ деб қабул қиламиз, у ҳолда $\gamma_{1,2} = \gamma_{к,1}$, ва $\cos\theta = 1$ демак $\theta=0$.

Мана шу шаклда тузилган идеал ғовак жисмнинг ғоваклиги осонгина ҳисобланади ва у:

$$m = 1-\pi/4 \tag{2.9}$$

қийматга тенг бўлади.

2-суюқлик билан тўйинганликнинг туташ сиртининг эгрилик радуси r-га мос бўлган қиймати қуйидаги формула билан берилади.

$$S_2 = \frac{4}{3\pi}\left[\sqrt{\left(\frac{r}{R}\right)^2 + 2\frac{r}{R}} - \arccos\frac{R}{r+R} - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \arcsin\frac{R}{r+R}\right] \tag{2.10}$$

Бунда R-цилиндр радуси.

Капилляр босим эса

$$P_k = \frac{\gamma_{12}}{r} \tag{2.11}$$

га тенг бўлади.

Шундай қилиб ғоваклиликнинг идеаллаштирилган тузилиши ҳолида биз параметрик кўринишда тўйинганлик ва капилляр босим орасидаги боғлиқликни топишга муяссар бўлдик. Бу боғлиқликнинг графиги 2.3-расмда келтирилган. Бу боғлиқлик икки ёндош туташиш сиртларининг бир-бирига қўшилгунига қадар сақланади, ундан сўнг эса кўрсатилган сиртлар геометрияси бузилиб ўз барқарорлигини йўқотади.

Табий ғовак материалларнинг тузилиши жуда мураккаб ва тартибсиз. Шу сабабли улар учун тўйинганликнинг капилляр босимга боғлиқлигининг юқорида келтирилган ҳолдаги каби ифодасини топиб бўлмайди. Шунга қарамай, тўйинганликнинг ҳар бир қийматида капилляр босимни ўлчаш йўли билан бундай боғликлик аниқланиши мумкин.

2.4. Капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлиги

Сирт таранглик кучлари бир суюқликнинг иккинчи суюқлик билан сиқиб чиқарилишига қаршилик қилиши ҳам, ёрдам бериши ҳам мумкин. Шу сабабли ғовак муҳитнинг намламайдиган суюқлик билан қисман тўйинганлигини таъминлаш учун намламайдиган суюқлик босими намлайдиган суюқликникига нисбатан юқорироқ бўлиши керак. Намлайдиган суюқлик босимини $P_н$ намламайдиган суюқлик босимини $P_{нм}$ билан белгиласак

$$P_{нм} - P_н = P_к (S_Н) \tag{2.12}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бошқача қилиб айтганда мувозанат ҳолатида намламайдиган суюқлик ва намлайдиган суюқлик босимларининг фарқи капилляр босимга тенг. (2.12) тенглама ғовак муҳитда капилляр босим таърифини ифодалайди.

2.5. Капилляр босимни ўлчаш усуллари

<u>Гравитацион усул</u>

Ғовак муҳитда капилляр босимнинг тўйинганлик функцияси сифатида қийматини ўлчашнинг даслабки усули пўкак материаллар учун ишлаб чиқилган бўлиб, ҳозирда бу усул тупроқ тадқиқоти масалаларида кенг қўлланилади. Намламайдиган суюқликка тўйинган ғовак материал билан тўлдирилган вертикал трубкани кўрайлик. Трубканинг пастки учи намлайдиган суюқликка ботирилган бўлсин. Намлайдиган суюқлик сатҳини нол деб қабул қилсак, ундан вертикал ўқ бўйича z масофада иккала суюқлик босими қуйидаги формулалар ёрдамида топилади.

$$P_н = P_н(0) - \rho_H g z \tag{2.13}$$

$$P_{нм} = P_{нм}(0) - \rho_{НМ} g z \tag{2.14}$$

Бунда $\rho_н$, $\rho_{нм}$ - мос равишда, намлайдиган ва намламайдиган суюқликлар зичлиги; g - эркин тушиш тезланиши.

(2.13), (2.14) тенгламалар мувозанат шароитидагина маънога эга. Бироқ кўрилаётган ҳолда, суюқликлар орасида мувозанат ўрнатилиши учун кўп вақт талаб қилиниши мумкин. Иккинчи тенгламадан биринчисини айириб, капилляр босим таърифига кўра

$$P_k(z) = P_k(0) + (\rho_H - \rho_{НМ})gz \tag{2.15}$$

ҳосил қиламиз. Аммо z=0 кесимда ғовак материал тўлалигича намлайдиган суюқлик билан тўйинганлиги туфайли $P_К(0) = 0$.

Демак, z баландликда капилляр босим қуйидаги тенглама билан ифодаланади.

$$P_k(z) = (\rho_H - \rho_{НМ})gz \tag{2.16}$$

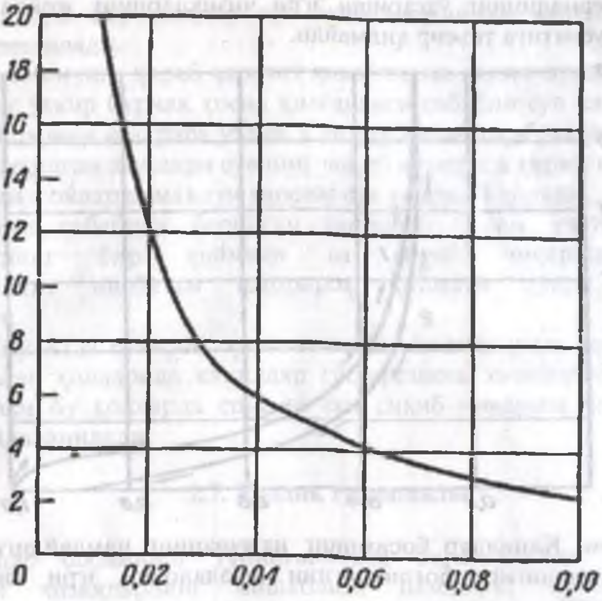
Агар мувозанат шароитида намуна зудлик билан кўндаланг йўналишда майда-майда бўлакларга бўлинса ва ҳар бир кесимда тўйинганлик ўлчанса капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлик функциясини аниқлаш мумкин.

Замонавий ускуналарда намунани кўндалангига кесиш ўрнига трубка бўйича қатор халқасимон электродлар ўрнатилади ва улар ёрдамида электр қаршилиги ўлчаниб, тўйинганлик аниқланади.

Суюқликни сиқиб чиқариш усули

Намлайдиган суюқликка тўйинтирилган ғовак жисм намунасини намламайдиган суюқликка тўлдирилган камерага жойлаб капилляр босим аниқаниши мумкин. Бунда намунанинг қуйи қисми фақатгина намлайдиган суюқликни ўтказиши керак, яъни бир томонлама ўтказувчи бўлиши зарур. Намуна қуйи кесимининг давомини ўлчаш идиши ташкил қилиши керак.

Агарда камерада намламайдиган суюқлик босимини секинлик билан кўтариб қандайдир бир қийматда ушлаб турилса намунага маълум даражада намламайдиган суюқлик сингийди. Бунинг натижасида намлайдиган суюқликнинг бир қисми сиқиб чиқарилади ва ўлчаш идишига келиб тушади. Намунада намлайдиган суюқлик босими атмосфера босимига тенглиги, намламайдиган суюқлик босими $P_{нм}$ ва тўйинганлик $S_{нм}$ нинг бевосита ўлчаниши капилляр босим $P_к$ ни ҳисоблаш имконини беради. Тажриба намламайдиган суюқлик босимининг ($P_{нм}$) бир қанча қийматларида қайтарилса, натижада капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлиги $P_к = f(S_{нм})$ аниқланиши мумкин.



2.3-расм. Капилляр босимнинг намлайдиган суюқлик билан тўйинганликка боғлиқлиги.

Абцисса ўқи бўйича: намлайдиган суюқлик билан тўйинганлик $S_н$.

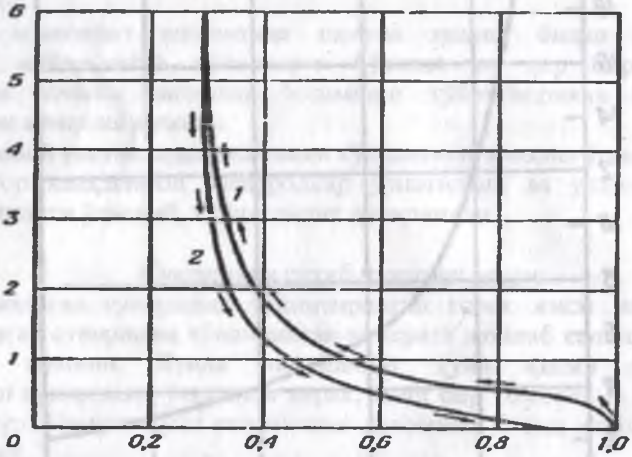
Ордината ўқи бўйича: $\dfrac{RP_K}{\gamma_{1,2}}$ - ўлчовсиз катталик.

2.6. Капилляр гистерезис

Капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлигини аниқлашнинг юқорида келтирилган усулларида намуна аввал намлайдиган ёки намламайдиган суюқликка тўйинтирилади. Баъзи усуллар иккала ҳолда ҳам қўлланилиши мумкин. Аммо бу иккала ҳолда олинган натижалар солиштирилиб кўрилса улар орасида маълум бир фарқ борлиги аниқланади. Бу ҳодиса капилляр гистерезис номини олган.

Капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлигини ифодаловчи икки эгри чизиққа махсус номлар берилган. Намунани бошланғич ҳолда намлайдиган суюқликка тўйинтирилганда олинадиган эгри чизиққа суюқликни сиқиб чиқариш эгри чизиғи дейилади. Бошланғич ҳолда намламайдиган суюқликка тўйинтирилганда олинадиган эгри чизиққа сингдириш эгри чизиғи номи берилган. Қумтош намунасида сув ва керосин учун олинган бундай эгри чизиқлар 2.4-расмда келтирилган.

Расмда келтирилган эгри чизиқлар хусусияти барча ҳоллар учун хосдир, яъни намлайдиган ва намламайдиган суюқликнинг ўзгариши ёхуд намуна материалининг ўзгариши эгри чизиқларнинг жойлашиш ҳамда ўзгариш хусусиятига таъсир қилмайди.



2.4.-расм. Капилляр босимнинг намунанинг намлайдиган суюқлик билан тўйинганлигига боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқларнинг типик кўриниши.

Ордината ўқи бўйича: Капилляр босим $P_к$, кг/см^2;

Абцисса ўқи бўйича: намлайдиган суюқлик билан тўйинганлик;

I-сиқиб чиқариш, 2-сингдириш эгри чизиқлари.

Капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлигини ифодаловчи сингдириш ва сиқиб чиқариш эгри чизиқлари орасидаги фарқнинг сабаби, намлайдиган суюқликнинг намунага сингиши ёки ундан сиқиб чиқарилиши вақтида суюқликлар орасидаги туташиш сирти билан қаттиқ жисм орасидаги туташ бурчакнинг ҳар хиллигидир. Бундан ташқари эътироф этилган туташ бурчаги, ёки намланиш ҳам ўзгариб туриши мумкин экан.

Бу ҳолат айникса нефт ва қатлам сувларининг биргаликда сизиш ҳолларида кўп учрайди. Масалан, буғланувчи эритгич суюқлик билан обдон тозаланган тоғ жинси намунасига нефт хайдаб кўрилгандаги жараёнда нефт намловчи суюқликдек ҳаракат қилади. Намуна қайта тозаланиб унга сув ҳайдалса намуна сув билан ҳам намланади. Нефт саноатида ҳозирги кунги долзарб масалалардан бири коллектор хусусиятига эга бўлган тоғ жинсларининг намланиши масаласидир.

Капилляр гистерезис ҳодисасини тўкилмас сиёҳдон мисолида ҳам кўриш мумкин.

Йўналиш ўқи бўйича симметрик шаклдаги капилляр трубкани олиб қарайлик. Ўқ йўналиши бўйича трубка кўндаланг кесими радуси тўлқинсимон ўзгарган бўлсин. Агар бундай трубканинг учи сувга маълум миқдорда туширилса, унда сув токим гидростатик босим устуни капилляр босим билан тенглашмагунга қадар кўтарилади. Энди у бироз сувдан чиқазилса маълум бир миқдор сув оқиб чиқади ва капиллярда янги мувозанат ўрнатилади.

Сув трубка ичига қараб ҳаракат қилаётганда капилляр девори билан сув сиртининг ўткир бурчак ҳосил қилганлиги сабабли сув капиллярнинг қисилган жойларини «сакраб» ўтади. Сув трубкадан оқиб чиқаётганда эса, трубканинг сиқилган жойлари сувнинг чиқиб кетишига қаришилик қилади ва бу сиқилган жойларда маълум миқдор сув ушланиб қолади.

Бу, нима сабабдан берилган капилляр босим учун сингишда тўйинганликнинг бир қиймати ва сиқиб чиқариш вақтида тўйинганликнинг нисбатан юқорироқ қиймати тўғри келишини тушунтиради.

Ғовак муҳитда суюқлик ҳаракатининг амалиёт учун аҳамиятга эга бўлган кўпгина ҳолларида капилляр гистерезисга эътибор берилмаслик мумкин, чунки бу ҳолларда сингиш ёки сиқиб чиқариш чизиқларидан биридан фойдаланилади.

2.7. Қолдиқ тўйинганлик

Капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлигини ифодаловчи барча эгри чизиқларнинг нишаблиги намловчи суюқлик билан тўйинганликнинг камайиб маълум бир қийматга бориши билан кескин ўса бошлайди.

Сиқиб чиқариш чизиқларини ўрганишлар натижаси шуни кўрсатадики, намловчи суюқлик билан тўйинганликнинг маълум бир қийматидан сўнг уни янада озгина микдорда бўлсада камайтириш жуда катта, ҳатто чексизликка интилувчи босим қўйилишини талаб қилади.

Мана шу чегаравий тўйинганлик қолдиқ тўйинганлик деб, агар намловчи суюқлик сув бўлса боғланган сув деб аталади.

Умуман олганда қолдиқ тўйинганликни камайтириш ёки йўқ қилиш ҳам мумкин, масалан намунани қиздириш йўли билан. Бироқ амалиёт учун аҳамиятга эга бўлган барча ҳолларда намламайдиган суюқлик ҳайдаш йўли билан бунга эришиб бўлмайди. Шундай қилиб, намловчи суюқлик билан тўйинганлик қолдиқ тўйинганлик қийматига яқинлашган сари, капилляр босим $P_к$ қиймати чексизликка интилади деб қабул қилиш мумкин.

2.8. Леверетт функцияси

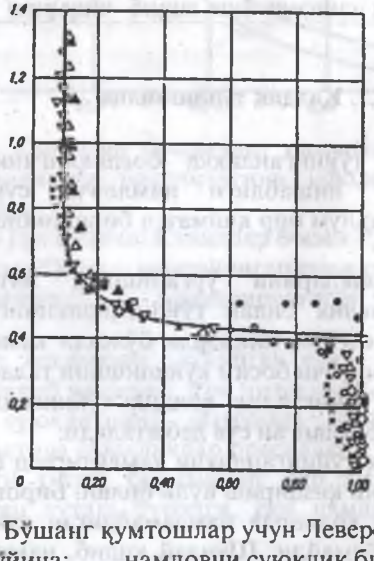
Деярли барча табиий ғовак муҳитлар учун капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлиги эгри чизиғи бир хил шаклда эканлиги, бу чизиқларни ифодаловчи умумий тенглама топиб бўлмасмикан деган фикрни уйғотди. Леверетт бу масалага ўлчовлар таҳлили нуқтаи назаридан ёндошди.

У капилляр босимнинг ғоваклик, сирт таранглиги ва ғоваклар ўлчамини ифодаловчи хос катталикка боғлиқлигини ҳисобга олиб, тўйинганликнинг ўлчов бирлигига эга бўлмаган функциясини киритди ва уни j - функция деб атади.

$$j(S_W) = \frac{P_k}{\gamma_{12}}\sqrt{\frac{K}{m}} \qquad (2.17)$$

Ғоваклар ўлчамини ифодаловчи хос катталикнинг квадрати сифатида у ўтказувчанликнинг ғовакликка нисбатини қабул қилди.

Ўлчов бирлигисиз j - функциядан фойдаланиш, кўпгина ҳолларда капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлиги эгри чизиғи фарқини бартараф қилиб, уни битта эгри чизиққа олиб келиш имконини берди. Мана шу имконият 2.5-расмда бўшанг қумтошларнинг бир қанча тури учун кўрсатиб берилган.



2.5-расм. Бўшанг қумтошлар учун Леверетт j - функцияси.

Абцисса ўқи бўйича: намловчи суюқлик билан тўйинганлик

Ордината ўқи бўйича: $j(s) = \frac{P_K}{\gamma_{12}}\sqrt{\frac{k}{m}}$

Ўтказувчанлик (дарси)	суюқликлар
° 214	сув-керосин
• 34,9	——«»——
Δ 42-46	10% NaCl-ҳаво
■ 2160	керосин–ҳаво
0,057	CCl_4–ҳаво
∇ 3,63	сув–ҳаво
x 2,42	——«»——
◊ 3,18	——«»——

Такрорлаш учун саволлар.

1. Ғовак муҳитнинг бирор хил модда билан тўйинганлиги деганда нимани тушунасиз?
2. Тўйинганлик қайси чегараларда ўзгариши мумкин?
3. Тўйинганликни ўлчашнинг қандай усулларини биласиз?
4. Капилляр босимнинг физик моҳияти нимадан иборат?
5. Капилляр босим ва тўйинганлик орасида қандай боғлиқлик мавжуд?
6. Капилляр босимни ўлчашнинг қандай усулларини биласиз?
7. Нисбий ўтказувчанлик нима ва у абсолют ўтказувчанликдан нима билан фарқланади?
8. Нисбий ўтказувчанлик қандай ўлчанади?
9. Капилляр гистеризис моҳияти нимадан иборат?
10. Ғовак муҳитнинг намланиши деганда нимани тушунасиз?
11. Намловчи ва намламайдиган суюкликларнинг ғовак муҳитда ҳаракатига таъсир этувчи кучлар ва улар орасидаги фарқ нимадан иборат?
12. Қолдиқ тўйинганлик нима?
13. Левереттт функцияси физик моҳияти нимадан иборат?

3. Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг ҳаракати қонуниятлари

Суюқликлар ва газлар ҳаракати, таъсир кучлари, ламинар ва турбулент ҳаракат, ўтказувчанлик коэффициенти, узулуксиз муҳит, узулуксизлик тенгламаси, сизилиш тенгламаси, текис ҳаракат, бошланғич ва чегаравий шартлар.

3.1. Ғовак муҳитда суюқликларни ҳаракатга келтирувчи омиллар ва ҳаракат турлари

Ғовак муҳитда суюқликлар ҳар хил сабабларга кўра ҳаракатга келиши мумкин. Биринчи навбатда бу ташқи механик куч – босим градиенти таъсири остидаги ҳаракат.

Шунинг билан бир қаторда, у даражада сезиларли бўлмасада, маълум бир шароитларда электр, иссиқлик энергиялари, суюқлик таркибидаги тузлар концентрацияси градиенти таъсири остида, ёки симирилиш сабабли ҳам суюқликлар ҳаракатга келади. Бундан ташқари суюқликлар ҳаракати суюқликнинг ўртача босими, босимининг ўзгариш чегаралари, ғоваклик ўлчами ва шу кабиларга боғлиқ ҳолда турлича бўлиши мумкин.

Суюқликларни ҳаракатга келтирувчи омиллар ва ҳаракат турлари қанчалик хилма-хил бўлмасин, нефт-газли қатламларда модда ҳаракатига ҳал қилувчи таъсир кўрсатадиган куч, механик куч, босим градиенти ҳисобланади. Шу сабабли ҳам ер ости гидродинамикаси асосан суюқликларнинг ғовак муҳитда механик куч таъсири остида юз берадиган ҳаракатини ўрганади. Бошқа кучлар таъсири билан бўладиган ҳаракатлар махсус масалаларда кўрилади. Бундай масалалар ер ости гидродинамикасининг ушбу дарслигига киритилмади.

3.2. Ғовак муҳитда қовушқоқ суюқликларнинг ламинар ҳаракати

3.2.1. Дарси қонуни

Ғовак муҳитда суюқликларнинг сизилиши назариясининг асосий қонунларидан бири 1856 йилда тажриба асосида ўрнатилган Дарси қонуни ҳисобланади. Дарси қонуни, кўндаланг кесим юзаси f бўлган, ғовак жисм билан тўлдирилган трубкада суюқлик оқимининг ҳажмий чиқимини (Q) трубка четларига қўйилган босимлар фарқи (H_2-H_1) билан боғлайди.

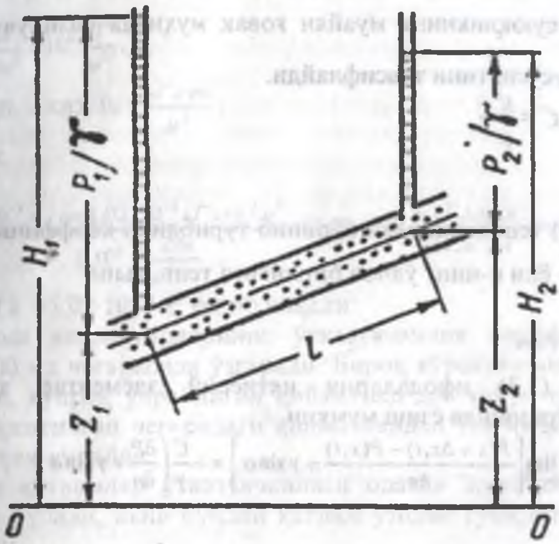
$$H = Z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \qquad (3.1)$$

Бу ерда Z - трубка ўқининг берилган нуқтадаги баландлиги.
P - пьезометрик баландлик.
γ- суюқлик зичлиги (ҳажмий оғирлик)
u - суюқликнинг берилган нуқтадаги ҳаракат тезлиги.

Суюқликларнинг ғовак муҳитда сизилиши масалаларида ҳаракат унчалик катта тезликка эга бўла олмайди. Шу сабабли (3.1.) формуланинг охирги ҳади $-u^2/2g$, ҳисобга олинмаслиги мумкин, демак босим

$$H = Z + \frac{p}{\gamma}$$

формула орқали ифодаланади.



3.1-расм. Дарси қонунини келтириб чиқариш бўйича тажриба схемаси.

Сиқилмайдиган суюқлик ҳолида босим қуйидаги ифода билан аниқланади:

Дарси қонунига кўра узунлиги l ва кўндаланг кесими f бўлган, ғовак модда билан тўлдирилган, трубкада сизилаётган суюқликнинг ҳажмий чиқими (Q) трубка четларига қўйилган босимлар фарқига (H_2-H_1) пропорционал, яъни

$$Q = C\frac{H_2 - H_1}{l} f \qquad (3.2)$$

Бунда C - пропорционаллик коэффиценти, сизилиш коэффиценти деб ҳам юритилади ва у сизилаётган суюқлик ҳамда ғовак муҳит хусусиятларини ифодалайди.

(3.2.) ифодани

$$q = \frac{Q}{f} = \frac{C}{\gamma}\left(\frac{p_2 - p_1}{l} + \gamma \sin\alpha\right) \qquad (3.3.)$$

кўринишда ҳам ёзиш мумкин.

Бу ерда: α - трубка ва горизантал текислик орасидаги бурчак.

Одатда $\frac{C}{\gamma}$ коэффициент $\frac{C}{\gamma}=\frac{K}{\mu}$ -деб қабул қилинади.

Бу ерда: К - муҳит ўтказувчанлик коэффициенти.

μ - суюқликнинг қовушқоқлик коэффициенти.

$\frac{K}{\mu}$ -ифода суюқликнинг муайян ғовак муҳитда сизилувчанлик ёки ҳаракатчанлик хусусиятини тавсифлайди.

Демак, $C=\frac{K}{\mu}\gamma$ (3.4)

келиб чиқади.

(3.2) ва (3.3) тенгликлардан кўриниб турибдики коэффициент C-нинг ўлчов бирлиги $\frac{Q}{f}$ ёки q-нинг ўлчов бирлигига тенг, яъни

$$\frac{см^3 / сек}{см^2}=см / сек$$

(3.2) ёки (3.3) ифодаларни ихтиёрий элементар ҳажм учун дифференциал кўринишда ёзиш мумкин.

$$\vartheta=\lim_{\Delta n\to 0} q=\frac{C}{\gamma}\lim_{\Delta n\to 0}\left[\frac{P(x+\Delta x,t)-P(x,t)}{\Delta n}+\gamma\sin\alpha\right]=-\frac{C}{\gamma}\left(\frac{\partial P}{\partial n}+\gamma\sin\alpha\right)$$

ёки

$$\vartheta=-\frac{K}{\mu}\left(\frac{\partial P}{\partial n}+\gamma\sin\alpha\right) \quad (3.5.)$$

Бу ерда n - модда ҳаракати йўналиш вектори.

Бу тенглама дарси қонунининг дифференциал кўриниши бўлиб, у (3.3) тенгликнинг мантиқий умумлаштириш натижасидир.

Кейинги бобларда биз асосан дарси қонунининг дифференциал кўринишидан фойдаланамиз.

Нефт, газ саноат тармоғи масалаларида аралаш система номини олган махсус система қўлланилади. Бу системанинг асосий бирликлари: узунлик - сантиметрда, куч - килограмм - куч, вақт - секунд қабул қилинган. Бундан ташқари аралаш системада ҳосилавий бирликлар, масалан, босим бирлиги - техник атмосфера (кГ/см^2) билан бир қаторда системадан ташқари махсус бирликлар:

- динамик қовушқоқлик коэффициенти ўлчов бирлиги - <u>сантипуаз</u> (сПз);

- муҳит ўтказувчанлик коэффициенти - дарси (∂) мавжуд.

(3.2), (3.4) тенгликдан кўриниб турибдики, ўтказувчанлиги 1∂, кўндаланг кесим юзаси 1см^2 узунлиги 1см бўлган намуна четларига 1кг/см^2 га тенг босим фарқи қўйилса, ундан сизиб ўтаётган, қовушқоқлиги 1сПз га тенг бўлган суюқликнинг ҳажмий чиқими $1 см^3/сек$ ни ташкил қилади. Ўтказувчанликнинг физик системадаги ўлчов бирлиги

$$[K]=\frac{[C][\mu]}{[\gamma]};$$

$$[C]=1\frac{см}{сек}=10^{-2}\,м/сек,$$

$$[\gamma]=1\frac{кГ}{см^3}=10^6\frac{кГ}{м^3}$$

$$[\mu]=1сП_3=1.02\cdot10^{-4}\frac{кГ.сек}{м^2}$$

Демак

$$[K]=\frac{10^{-2}\,м/сек\,1.02\cdot10^{-4}\,кГ.сек/м^2}{1.10^6\,\frac{кГ.сек}{м^3}}=1.02.10^{-12}\,\frac{м.кГ.сек.м^3}{сек.м^2.кГ}=1.02\cdot10^{-12}\,м^2$$

яъни $1д = 1{,}02\cdot10^{-12}$ м^2 келиб чиқади.

Қумтош коллекторларнинг ўтказувчанлик коэффициенти одатда К=100 - 1000 мд чегарасида ўзгаради. Бироқ кўрсатилган чегара шунчаки бир шартли, кўпроқ учрайдиган қийматлар деб қабул қилинмоғи керак, чунончи кўрсатилган чегарадаги қийматлардан ўта кичик ҳам, ўта катта қийматлар ҳам учрайди.

Гилли қатламлар ўтказувчанлиги одатда жуда кичик, токим нол қийматгача бўлади, яъни бундай қатлам ўзидан суюқлик ўтказмайди деб ҳисобланади.

Ўтказувчанлик, ғовак қатламни ташкил қилган тоғ жинси доналарининг катталиги, шакли, жойлашиши ва шу каби ғовак муҳит геометрик тузилишини аниқловчи омилларга боғлиқ.

Бироқ, бу боғлиқликни назарий асослаш бўйича барча уринишлар натижа бермаган. Бунинг асосий сабаби реал тоғ жинси қатламларининг ниҳоятда мураккаб тузилиши ва унинг ҳеч қандай шартли геометрик схемаларга бўйсунмаслигидадир.

Шу сабабли ўтказувчанлик коэффициенти қиймати лабораторияда муайян намуна устида ўтказиладиган махсус тажрибалар асосида аниқланади.

Амалиётда эса нефт, газ қудуқлари маҳсулдорлигини унинг ишлаш режимини белгиловчи омилларга боғлиқлигини аниқлаш бўйича ўтказиладиган махсус тадқиқотлар асосида ҳисобланади.

3.2.2. Дарси қонунининг қўлланиш чегараси

Дарси қонуни сизилиш тезлиги ва босим градиенти орасида пропорционалликни (мутаносибликни) ўрнатади.

Дарси қонуни қуйидаги шартлар бажарилган тақдирда ўринлидир:

1.унча катта бўлмаган босим градиенти ёхуд сизилиш тезлигининг кичик қийматларида;

2.босим градиенти ёки сизилиш тезлиги ўзгариши унчалик катта бўлмаганда;

3.ғовак муҳит скелети майда зарралардан ташкил топган ёки ундаги дарзлар ва ғовак каналлар кўндаланг кесими жуда катта бўлмаганда.

Келтирилган шартлар Дарси қонунининг таъсир доирасини сифат даражаси нуқтаи назаридан тавсифлайди, лекин уни сон жиҳатидан тавсифлаш ҳам алоҳида аҳамиятга эга.

Дарси қонуни таъсир доирасининг соний кўрсатгичи илк бор 1922 йилда академик Н.Н. Павловский томонидан ўрнатилган.

Бунда Н.Н. Павловский капилляр ва қувурлар гидравликасини ва турбулент ҳаракат чегарасини аниқловчи мезон - Рейнольдс сони сингари, Дарси қонуни таъсир доираси соний кўрсатгичи сифатида ўлчовсиз катталик Re мезонини қўллашни тавсия қилган. Бу мезонни ҳисоблаш формуласи сифатида суюқликларнинг қувурлардаги ҳаракати масалаларида қўлланиладиган

$$Re = \frac{\bar{\vartheta} d}{\nu} \tag{3.6}$$

формуладан фойдаланган.

Бунда:

$\bar{\upsilon}$ - қувур бўйлаб ўртача ҳаракат тезлиги;

d - қувур диаметри;

ν - кинематик ковушқоқлик коэффициенти.

Н.Н. Павловский ғовак муҳит хусусиятларини ҳисобга олиш мақсадида (3.6) формулани қуйидаги тарзда ўзгартирган

$$Re = \frac{1}{0{,}75m + 0{,}23}\frac{\vartheta d_э}{\nu} \tag{3.7}$$

Бу ерда m,ϑ,dэ - мос равишда муҳитнинг ғоваклик коэффициенти, сизилиш тезлиги ва ғовак каналлар эффектив диаметри.

Тажриба натижалари ва (3.7) формула ёрдамида Рейнольдс сони Re нинг критик қийматлари

$$7{,}5 \le Re_{кр} \le 9 \tag{3.8}$$

эканлиги ҳисоблаб топилган.

Агар ўрганилаётган жараён учун Рейнольдс сонининг (3.7) формула бўйича аниқланган қиймати (3.8) да кўрсатилган $Re_{кр}$ нинг қуйи қийматидан кичик бўлса Дарси қонуни ўринли ва $Re_{кр}$ нинг юқори қийматидан катта бўлса Дарси қонуни талаблари бажарилмайди яъни ўринсиз дейилган.

Кўрсатилган икки чегара орасидаги ноаниқлик интервалининг нисбатан кенглигига икки сабаб:

1. Сизилиш жараёнининг Дарси қонунига мос режимдан иккинчи - Дарси қонунига бўйсунмайдиган режимга ўтиши кескин, сакраб эмас, мўътадил, узлуксиз ўзгариш орқали рўй бериши;

2. Ғовак муҳит ички тузилиши хусусиятларининг (3.7) формулада тўла ҳисобга олинмаганлиги келтирилган.

1933 йилда Г.Х. Фенчер Ж.А. Льюис ва К.Б. Бернсларнинг цементланмаган ва цементланган кумтошдан тузилган 27 тоғ жинслари намунасида нефт сув, газ ва ҳавонинг сизилиши устида ўтказган тажрибалари натижалари эълон қилинди.

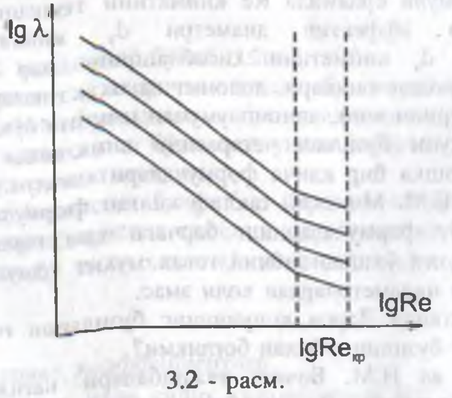
Ўтказилган тажрибалар натижалари ёрдамида

$$\lambda = \frac{d_e \Delta P}{2 \Delta L \rho \vartheta^2} \qquad (3.9)$$

$$Re = \frac{\vartheta d_e \rho}{\mu} = \frac{\vartheta d_e}{\nu} \qquad (3.10)$$

деб қабул килиб, гидравлик каршилик коэффициенти λ ва Рейнольдс сони Re орасидаги боғлиқлик таҳлил қилинган. Бу ерда ρ- сизилаётган модда зичлиги, μ-динамиқ қовушқоқлик коэффициенти.

Олинган натижаларнинг lgλ - lgRe координаталарда ифодаланган график кўриниши 3.2 расмда келтирилган.



3.2 - расм.

Гидравлик қаршилик коэффициенти λ логарифмининг Рейнольдс сони Re логарифмига боғлиқлиги.

Фенчер, Льюис, ва Бернс тажрибалари натижаларининг таҳлили цементланган қумтошлар учун Re≤1 ва цементланмаган қумтошлар учун Re≤4 қийматларда lgλ ва lgRe орасидаги боғлиқлик тўғри чизиқ билан ифодаланиши ва ундан юқори қийматларда ўзаро тўғри чизиқли мосликнинг бузилишини кўрсатади. Бу тўғри чизиқли мослик

$$\lg\lambda = B - \lg Re \qquad (3.11)$$

тенглама билан ифодаланади.

(3.11) тенгламани (3.9), (3.10) лар ёрдамида

$$lg\left(\frac{d_э\Delta P}{2\rho\vartheta^2\Delta L}\frac{\vartheta d_э\rho}{\mu}\right)=B \qquad (3.12)$$

шаклда ёзишимиз мумкин.

Агар B=lgC десак (3.12) формула

$$\vartheta=\frac{d_э^{\,2}}{2C\mu}\frac{\Delta P}{\Delta L} \qquad (3.13)$$

кўринишга ўтади.

(3.13) эса Дарси қонунини ифодалайди.

Демак 3.2 расмда тўғри чизиқ билан ифодаланган қисм учун Дарси қонуни ўринли ва тўғри чизиққа мос келмаган қисм учун Дарси қонуни ўринсиз дейшимиз мумкин.

Биз юқорида lgλ=f/(lgRe) мосликнинг тўғри чизиқ билан ифодаланадиган қисми цементланган кумтошлар учун Re=1 ва цементланмаган қумтошлар учун Re=4 билан чегараланишини таъкидлаган эдик. Шунга мувофиқ цементланган кумтошлар учун $Re_{кр}=1$ ва цементланмаган қумтошлар учун $Re_{кр}=4$ дейишга ҳақлимиз.

(3.10) формула ёрдамида Re қийматини топишнинг ноқулайлиги унда ғовак каналлар эффектив диаметри $d_э$ қийматини билиш талаб қилинишидадир. $d_э$ қийматини ҳисоблашнинг ҳар хил усуллари турли натижалар беришидан ташқари, доломит ва оҳактошлар учун ғовак каналлар эффектив диаметрини аниқлашнинг умуман имкони йўқ.

Дарси қонуни бузилиш чегарасини аниқлашда Re сони қийматини ҳисоблашнинг бошқа бир қанча формулалари маълум. В.Н. Шелкачев, М.Д. Миллионщиков, Е.М. Минский таклиф қилган формулалар шулар жумласига киради. Аммо бу формулаларнинг барчаси ҳам ғовак каналлар эффектив диаметри ёки шунга ўхшаш табиий ғовак муҳит намуналари учун ҳисоблаш мумкин бўлмаган параметрлардан холи эмас.

Умуман олганда Дарси қонунининг бузилиши ғовак муҳитда ҳаракат ламинарлигининг бузилиши билан боғлиқми?

Линдквист ва Н.М. Бочков тажрибалари натижалари Дарси қонуни бузилиши чегарасидаги $Re_{кр}$ қийматидан ҳатто икки тартиб юқори қийматларда ҳам (Re = 350) шиша трубкалардаги оқим ламинарлиги бузилмаганлигини кўрсатади. Демак, ҳаракат ламинарлиги бузилмасданок Дарси қонуни бузилиши мумкин экан.

Хўш, у ҳолда Дарси қонунининг бузилишига сабаб нима?

Ғовак муҳитда суюқлик ва газлар ҳаракат тезлигининг ошиши билан инерцион кучлар таъсири ҳам кескин ошаборади. Ғовак каналлар кўндаланг кесимининг кескин ва тартибсиз ўзгаришлари, уларнинг қинғир-қийшиқликлари нафақат ҳаракат тезлигининг кескин ўзгаришига, унинг йўналишини ҳам ўзгаришига олиб келади.

Ҳаракат тезлигининг ўсиши эса инерцион кучлар таъсирининг ўсишига олиб келади. Дарси қонунини келтириб чиқаришда биз олдинги саҳифалардаги (3.1) формулада инерцион кучлар таъсирини ҳисобга олувчи $\frac{u^2}{2g}$ ҳадни жуда кичик миқдор сифатида ташлаб юборган эдик.

Дарси қонунининг бузилишига сабаб, ана шу ҳаднинг ҳисобга олинмаганлигидадир.

3.2.3. Ғовак муҳитда суюқлик ва газлар сизилишининг чизиқсиз қонунлари

Ғовак муҳитда суюқлик ва газлар сизилиши масалаларида Дарси қонуни талаблари бажарилмаган ҳолларда чизиқсиз қонунлардан фойдаланилади. Чизиқсиз қонунларни ифодаловчи формулалар икки турга, бирҳадли ва икки ҳадлига бўлинади.

Барча бирҳадли қонунлар, умумлашган ҳолда қуйидаги формула билан ифодаланди:

$$\vartheta = C\left|\frac{dP}{dL}\right|^{\frac{1}{n}} \tag{3.14}$$

бу ерда С ва n - ўзгармас миқдорлар бўлиб, 1≤n≤2.

Агар сизилиш тезлиги ўзгарувчан бўлса, бу жараённи тўғри акс эттириш учун n тезликнинг функцияси сифатида ўзгариши керак. Лекин тезликнинг қиймати ҳар қанча катта бўлмасин, унинг ўзгариши унчалик катта бўлмаса n=const деб қабул қилиш мумкин.

Дарси қонунидан мўътадиллик билан бир маромда чизиқсиз қонунларга ўтиш ва чизиқсиз қонунлар доирасида сизилиш жараёнини акс эттириш учун энг қулай математик ифода бу икки ҳадли қонун ҳисобланади:

$$\frac{dP}{dL} = A\vartheta + B\vartheta^2 \tag{3.15}$$

Бунда А ва В - ўзгармас коэффициентлар.

Сизилиш тезлиги ϑ-нинг жуда кичик қийматларида $B\vartheta^2$ ҳадни инобатга олмасак (3.15) формула Дарси қонуни кўринишини олади. Аксинча ϑ-нинг қиймати жуда катта бўлиб, (3.15) формуланинг чап томонидаги биринчи ҳад $A\vartheta$ иккинчи ҳад $B\vartheta^2$ га нисбатан кичик миқдор сифатида кам таъсирга эга бўлса, бу ҳадни чегириб ташлаш ҳисобига

$$\vartheta = C\left|\frac{dP}{dL}\right|^{\frac{1}{2}} \tag{3.16}$$

формулани ҳосил қиламиз. Бу (3.14) формулада n=2 бўлган ҳолга тўғри келади ва Краснопольский қонуни деб юритилади.

(3.14) формула таркибидаги ўзгармас коэффициентлар қиймати қудуқларнинг гидродинамик тадқиқоти натижаларини таҳлил қилиш йўли билан ҳисобланади.

(3.14) формулада n ўзгармас сон бўлган ҳолда коэффициент C қандай ҳусусиятларга эга ёки нималарга боғлиқ бўлишини таҳлил қилиб кўрайлик.

Маълумки, сизилиш жараёнини бошқарадиган қонун, муҳит ва сизилаётган модда хусусиятларининг ифодаси бўлиши керак.

Сизилиш тезлиги муҳит ўтказувчанлик коэффициенти к, модда қовушқоқлик коэффициенти μ, зичлиги ρ ва босим градиенти $\frac{dP}{dL}$га боғлиқ эканлиги бизга маълум. Демак, бундан C коэффициент келтирилган параметрлардан к, μ ва ρ га боғлиқ деган хулоса келиб чиқади.

Бу боғлиқликни қуйидаги кўрсаткичли бир ҳадли функция сифатида қарайлик:

$$C = a\, k^x \mu^y \rho^z \qquad (3.17)$$

Бу ерда a- ўлчов бирлигига эга бўлмаган коэффициент;

x, y, z - аниқланиши керак бўлган даража кўрсатгичлари.

(3.17) ни (3.14) формулага қўйсак

$$\vartheta = a k^x \mu^y \rho^z \left|\frac{dP}{dL}\right|^{\frac{1}{n}} \qquad (3.18)$$

ҳосил бўлади.

Ўз-ўзидан маълумки тенгликнинг икки томонида мос ўлчов бирликлари таъминланиши керак. (3.18) формула таркибидаги катталиклар қуйидаги ўлчов бирликларига эга:

$$[\vartheta] = LT^{-1};\ [k] = L^2;\ [\mu] = ML^{-1}T^{-1};\ [\rho] = ML^{-3};\ \left[\frac{dP}{dL}\right] = ML^{-2}T^{-2}$$

Бунда: L - узунлик ўлчов бирлиги;
T - вақт ўлчов бирлиги;
M - масса ўлчов бирлиги.

ва [x] ифода «x-нинг ўлчов бирлиги» деб қабул қилинди.

(3.18) формула икки томони ўлчов бирликларининг тенглик шарти

$$LT^{-1} = L^{2x} M^y L^{-y} T^{-y} M^z L^{-3z} M^{\frac{1}{n}} L^{-\frac{2}{n}} T^{-\frac{2}{n}} \qquad (3.19)$$

каби ифодаланади.

Бу тенгликнинг икки томонидаги бирликлар даража кўрсатгичлари ўзаро тенг бўлиши шарт, шунга кўра

$$\left.\begin{aligned} 1 &= 2x - y - 3z - \frac{2}{n} \\ -1 &= -y - \frac{2}{n} \\ 0 &= y + z + \frac{1}{n} \end{aligned}\right| \qquad (3.20)$$

системага эга бўламиз.

Унинг ечими

$$x = \frac{3-n}{2n};\ y = \frac{n-2}{n};\ z = \frac{1-n}{n} \qquad (3.21)$$

кўринишда бўлади.

Бундан x, y, z - лар қийматини (3.18)га қўйсак

$$\vartheta = ak^{\frac{3-n}{2n}} \mu^{\frac{n-2}{n}} \rho^{\frac{1-n}{n}} \left|\frac{dP}{dL}\right|^{\frac{1}{n}} \qquad (3.22)$$

ҳосил қиламиз.

Шундай қилиб, ўлчов бирликлари тенглиги шартидан фойдаланиб, (3.14) формуладаги С коэффициентнинг k, μ ва ρ параметрларга боғлиқлиги ифодасини топишга муяссар бўлдик.

Агар (3.22) формулада n=1 десак, ўлчов бирлигисиз ўзгармас коэффициентгача аниқликда Дарси қонуни келиб чиқади.

Бундан Дарси қонунини ҳосил қилиш учун a=1 дейиш кифоя.

3.2.4. Ньютон қонунига бўйсунмас суюқликларнинг ғовак муҳитда сизилиши қонунлари

Ушбу бобнинг олдинги саҳифаларида, ғовак муҳитда суюқлик ва газлар сизилиш тезлигининг катта қийматларида инерцион кучлар таъсири остида Дарси қонуни талаблари бажарилмаганда, қувурлар гидравликаси тушунчалари асосида қабул қилинган ғовак муҳитда сизилишнинг чизиқсиз қонунлари хақида сўз юритилган эди.

Аммо сизилиш тезлигининг кичик қийматларида ҳам баъзи ҳолларда Дарси қонуни талаблари бажарилмаслиги мумкин экан. Бундай ҳоллар бирқанча омиллар таъсирида, хусусан ғовак муҳит хусусиятлари идеал каттиқ жисм хусусиятларидан кескин фарк қилиши ёки сизилаётган модда одатдаги гидродинамик моделда кўзда тутилган биржинсли қовушқоқ модда талабига бўйсунмаганлиги натижасида рўй бериши аниқланган.

Маҳсулдор қатламни ташкил қилган ғовак тоғ жинслари таркибида гил қаватлари бўлган ҳолда, бу қатламларда сувнинг сизилишида масалалари тадқиқотида ҳам босим градиенти ўсабориши билан сизилиш тезлигининг ўсиши чизиқли қонуниятга (Дарси қонунига) бўйсунмаслиги кузатилган. Гиллар консолидацияси назариясида, Роза (1950); Флорин (1951) ва Гельтов (1956)лар сувнинг гил қатламларида сизилиши тадқиқотида сизилишининг бошланғич градиентли қонунини таклиф қилишган

$$\vartheta = \begin{cases} \dfrac{k}{\mu}\left(1 - \dfrac{\beta}{|gradP|}\right) gradP, & |gradP| \geq \beta \\ 0, & |gradP| < \beta \end{cases} \qquad (3.23)$$

Бунда β - босим градиенти ўлчов бирлигига эга бўлган ўзгармас миқдор.

Қовушқоқ суюқликлар таркибида сирт фаол моддалар бўлганда, одатдаги гидродинамик тадқиқотларда аномал хусусиятлар зоҳир қилмаган ҳолда ҳам, шунингдек ўта қовушқоқ суюқликлар ғовак муҳитда сизилиш жараёнида, классик ковушқок суюқлик хусусиятларидан четлашиши кузатилган ва бундай суюқликлар Ньютон қонунига бўйсунмас суюқликлар деб номланган.

Бундай суюқликларнинг ғовак муҳитда сизилишида ҳам, сизилиш тезлиги ва босим градиентининг ўзгариши орасидаги муносабат чизиқли қонуниятга мос келмаслиги кузатилган.

Ньютон қонунига бўйсунмас суюқликлар, ёҳуд ковушқоқ-пластик суюқликлар сизилиши феноменологик назариясига академик А.Х.Мирзожонзода (1959) сизилишнинг чегаравий босим градиенти қонунини асос қилиб олган.

Унинг бир кўриниши бошланғич градиентли қонун (3.23) билан ифодаланади, яна бир кўриниши гиперболик қонун деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$\vartheta = -\frac{k}{\mu}\left[\sqrt{\beta^2 + (gradP)^2} - \beta\right]\frac{gradP}{|gradP|} \qquad (3.24)$$

Агар босим градиентининг кичик қийматларида ҳам модда ҳаракати содир бўлсаю унинг тезлиги босим градиентига мутаносиб бўлмаса бундай ҳоллар учун сизилишнинг полигонал (синиқ чизиқли) қонуни таклиф қилинган:

$$\vartheta = \begin{cases} -\dfrac{k}{\mu}\left(1 - \dfrac{\beta\mu_0}{|gradP|}\right)gradP, & |gradP| \ge \beta \\ -\dfrac{k}{\mu}gradP, & |gradP| < \beta \end{cases} \qquad (3.25)$$

Бу ерда $\mu_* = \mu/\bar{\mu}$, $\bar{\mu}$ - ковушқоқ-пластик суюқликнинг босим градиентининг кичик қийматларидаги ковушқоқлиги.

Ньютон қонунига бўйсунмас суюқликлар сизилиши масалаларининг математик моделини тузиш ва уларни ечишда Н.М.Муҳидинов, Н.Муқимов ва М.К.Содиқовлар [8] юқорида келтирилган қонунларни қуйидаги умумлашган кўринишда ёзишни таклиф қилишган

$$\vartheta = \frac{1}{\mu}k^*(gradP.\beta)gradP \qquad (3.26)$$

бунда

$$k^*(gradP,\beta) = k\frac{|gradP| - \lambda_1\mu_0\beta}{\lambda_2\beta + \sqrt{\lambda_3\beta^2 + (gradP)^2}}$$

Бу ерда λ_1, λ_2, λ_3 - 0 ёки 1 қийматни қабул қилувчи параметрлар.

Агар $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0$ бўлса (3.26)дан чизиқли, Дарси қонунини ҳосил қиламиз, $\lambda_1 = \mu_1 = 1$, $\lambda_2 = \lambda_3 = 0$ бўлса бошланғич ёки чегаравий босим градиенти қонуни (3.23) келиб чиқади. Бунда $|gradP| < \beta$ бўлганда $\vartheta = 0$ шарти билан тўлдириш керак бўлади. Шунингдек λi-ларга хар хил комбинацияда 0 ва 1 қийматлар бериш йўли билан юқорида келтирилган қонунлар ифодасини ҳосил қилиш мумкин.

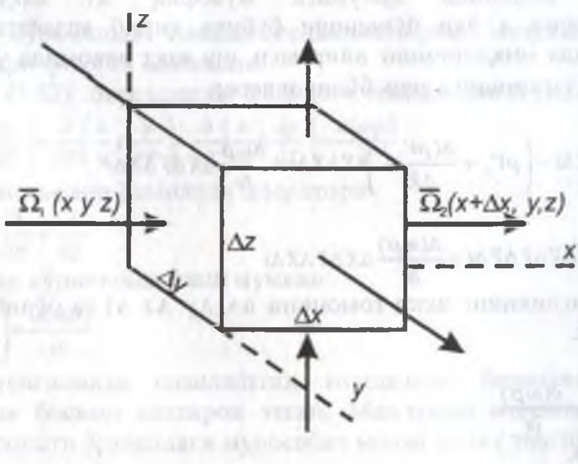
3.2.5. Узлуксизлик тенгламаси

Классик гидродинамика қовушқоқ суюқликнинг берилган чегаралар орасидаги ҳаракатини ўрганади. Бунда муайян бир масалани математик ифодалаш учун берилган чегаралар ҳам ўз математик ифодасини топмоғи зарур.

Ер ости қатламлари ғовакликларининг тузилиши ўта мураккаблиги сабабли уларни математик ифодалашнинг имкони йўқ. Демак, агарки ғовак муҳитда суюқликлар ҳаракатининг математик назарияси яратилиши керак бўлса, бу ёки статистик назария, ёки кўрилаётган жараён макроскопик хусусиятларига асосланган назария бўлиши мумкин.

Охирги йўл нафақат мумкин бўлиб қолмай, ўта самарадор йўл экан. Бу йўналишнинг асосий қонунларидан бири модданинг сақланиш қонунидир. Узлуксиз муҳит механикаси, шу жумладан ер ости гидромеханикасида модда сақланиш қонуни-узлуксизлик тенгламаси сифатида маълум.

Бу қонунни математик ифодалаш учун, кўрилаётган оқим соҳасининг ихтиёрий нуқтаси атрофидан фикран томонлари Δx, Δy, Δz бўлган тўғри бурчакли параллелепипедни олиб қараймиз.



3.3-расм. Оқим соҳасидаги ҳажм элементи.

Параллелепипед ҳажми Δx•Δy•Δz, ундаги бўшлиқлар ҳажми m Δx ΔyΔz. Бўшлиқларни эгаллаб турган суюқлик зичлиги ρ бўлса, унинг миқдори, яъни массаси $\rho m\Delta x\cdot\Delta y\cdot\Delta z$га тенг. Қаралаётган параллелепипедни координат системасининг биринчи квадрантига жойлаб, координат ўқларини унинг қирралари бўйича йўналтирайлик ва x ўқи йўналиши бўйича атроф билан модда алмашинув жараёнини кўрайлик.

Параллелепипеднинг x ўқи йўналиши бўйича ён томонининг юзаси $\Delta y\,\Delta z$.

Фараз қилайлик x ўқи йўналишида параллелипипеднинг чап томонидан ϑ тезликда модда оқими кириб келмоқда. У ҳолда Δt вақт давомида параллелепипедга кириб келаётган модда миқдори

$$\rho V_x \Delta y \Delta z \Delta t \tag{3.27}$$

ни ташкил қилади.

Параллелепипеднинг қарама қарши томонидан Δt вақт ичида чиқиб кетаётган модда миқдори

$$\left(\rho V_x + \frac{\Delta(\rho V_x)}{\Delta X}\Delta X\right)\Delta y \Delta z \Delta t \tag{3.28}$$

га тенг бўлади.

Мана шу модда алмашинуви натижасида Δt вақт давомида параллелепипеддаги модда миқдори

$$\frac{\Delta(m\rho)}{\Delta t}\Delta X \Delta Y \Delta Z \Delta t \tag{3.29}$$

га ўзгаради.

Модда сақланиш қонунига мувофиқ Δt вақт давомида параллелепипедга x ўқи йўналиши бўйича кириб келаётган ва чиқиб кетаётган модда миқдорининг айирмаси, шу вақт давомида ундаги модда миқдорининг ўзгаришига тенг бўлиши керак.

Демак,

$$\rho V_x \Delta Y \Delta Z \Delta t - \left(\rho V_x + \frac{\Delta(\rho V_x)}{\Delta X}\right)\Delta Y \Delta Z \Delta t = \frac{\Delta\Delta m\rho}{\Delta t}\Delta X \Delta Y \Delta Z \Delta t$$

ёки

$$-\frac{\Delta(\rho V_x)}{\Delta X}\Delta X \Delta Y \Delta Z \Delta t = \frac{\Delta(m\rho)}{\Delta t}\Delta X \Delta Y \Delta Z \Delta t$$

Агар тенгликнинг икки томонини $\Delta x\ \Delta y\ \Delta z\ \Delta t$ га бўлиб, $\Delta x \to 0$даги лимитга ўтсак.

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial X} = -\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \tag{3.30}$$

ҳосил қиламиз.

Юқорида келтирилган мулоҳазалар y ва z ўқлари йўналишлари бўйича ҳам бажарилса, у ҳолда t вақт давомида қаралаётган параллелепипеднинг барча томонлари бўйича модда алмашинуви натижаси ундаги модда миқдорининг ўзгаришига тенг бўлиши шартига биноан

$$\frac{\Delta(\rho V_x)}{\partial X}+\frac{\Delta(\rho V_y)}{\partial Y}+\frac{\Delta(\rho V_z)}{\partial Z}=-\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \qquad (3.31)$$

ҳосил бўлган (3.31) тенглама узулуксизлик тенгламаси деб юритилади.

Ушбу тенгламани қисқа кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин

$$div(\rho V)=-\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \qquad (3.31а)$$

Бу тенглама нафақат ер ости гидродинамикаси, умуман узлуксиз муҳит механикасининг асосини ташкил этади.

3.2.6. Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг сизилиш тенгламалари

Олдинги бандда келтирилган узлуксизлик тенгламаси (3.31) да ғовак муҳитда сизилаётган суюқлик зичлиги ва тезлигининг координат ўқлари йўналиши бўйича компонентлари қатнашган.

Ғовак муҳитда модда ҳаракати тезлиги дарси қонуни (3.5) орқали ифодаланади. Дарси қонунини (3.5) кўринишдан координат ўқлари йўналиши бўйича ёйилмаси шаклида ёзсак.

$$v_x=-\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial X}$$

$$v_y=-\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial Y} \qquad (3.32)$$

$$v_z=-\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial Z}$$

(3.32) кўринишда ёзишда соддалаштириш мақсадида оғирлик кучлари таъсири ҳисобга олинмади.

(3.31) ва (3.32) биргаликда қуйидаги тенгламани беради.

$$\frac{\partial}{\partial X}\left(\frac{k}{\mu}\rho\frac{\partial p}{\partial X}\right)+\frac{\partial}{\partial Y}\left(\frac{k}{\mu}\rho\frac{\partial p}{\partial Y}\right)+\frac{\partial}{\partial Z}\left(\frac{k}{\mu}\rho\frac{\partial p}{\partial Z}\right)=\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \qquad (3.33)$$

(3.33) тенгламани Гамилтон оператори

$$\nabla=\frac{\partial}{\partial X}+\frac{\partial}{\partial Y}+\frac{\partial}{\partial Z}$$

ёрдамида қисқа кўринишда ёзиш мумкин

$$\nabla\left(\frac{k}{\mu}\rho\nabla p\right)=\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \qquad (3.34)$$

(3.34) тенгламада сизилаётган модданинг берилган нуқтадаги зичлиги ҳамда босими иштирок этган. Маълумки модданинг зичлиги, босими ва ҳарорати ўртасидаги муносабат модда ҳолат тенгламаси орқали ифодаланади.

Демак биз (3.33) тенглама билан ҳар хил моддалар (суюқликлар ва газлар) ҳолат тенгламаларини бирлаштириб, муайян модданинг ғовак муҳитда сизилиш тенгламасини ҳосил қилишимиз мумкин.

3.2.7. Ўзгармас сиқилувчанликка эга бўлган суюқлик

Бундай хусусиятга эга бўлган суюқликнинг ҳолат тенгламаси

$$C = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dp} = const \qquad (3.35)$$

Шунга кўра $\rho dp = \frac{1}{c} d\rho$ (3.36)

Ушбу муносабатдан фойдаланиб (3.34) тенгламани

$$\nabla(k\nabla p) = \mu c \frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \qquad (3.37)$$

ўринишда ёзиш мумкин.

Агарда ғовак муҳит изотроп яъни барча координат йўналишлари ўйича унинг хусусиятлари бир хил ва деформацияланмайдиган бўлса, у олда (3.37) тенглама

$$\nabla(k\nabla\rho) = m\mu c \frac{\partial\rho}{\partial t} \qquad (3.38)$$

ўринишни олади.

Бундан ташқари ғовак муҳит бир жинсли, яъни унинг ўтказувчанлик оэффициенти к = const бўлса,

$$\nabla^2\rho = \frac{m\mu c}{k}\frac{\partial\rho}{\partial t} \qquad (3.39)$$

Келтирилган (3.37), (3.38), (3.39) тенгламалар ўзгармас сиқилувчанликка эга бўлган суюқликнинг мос равишда бир жинсли бўлмаган, ва еформацияланувчан, изотроп, бир жинсли бўлмаган ва деформацияанмайдиган бир жинсли ва деформацияланмайдиган ғовак муҳитда изилиш тенгламаси дейилади.

Нефт ва газ саноати амалётида кўпгина масалалар текис радиал ёки ферик ҳаракат доирасида кўришни тақозо этади.

Қутб координат системасида текис радиал ҳаракат учун (3.37)-(3.39) енгламалар мос равишда қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{kh}{\mu} r \frac{\partial p}{\partial r}\right] = ch \frac{\partial(m\rho)}{\partial t} \qquad (3.37`)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{kh}{\mu} r \frac{\partial\rho}{\partial r}\right) = mch \frac{\partial\rho}{\partial t} \qquad (3.38`)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial\rho}{\partial r}\right) = \frac{m\mu c}{k}\frac{\partial\rho}{\partial t} \qquad (3.39`)$$

Бу ерда h - қатлам қалинлиги.

3.2.8. Кам сиқилувчан суюқлик

Бундай суюқлик учун ҳолат тенгламаси (3.35) га мувофиқ

$$\rho = \rho_0 \exp\left[c(P-P_0)\right] \qquad (3.40)$$

кўринишда бўлади.

Бу ерда $c \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ ва ундан ҳам кичик сон, шу сабабли (3.40) ни

$$\rho = \rho_0\left[1 + c(p - p_0) + \frac{1}{2}c^2(p - p_0)^2 + ...\right] \tag{3.41}$$

эканлигидан ва с - нинг кичик миқдорлигидан фойдаланиб

$$\rho = \rho_0\left[1 + c(p - p_0)\right] \tag{3.41`}$$

шаклида ёзиш мумкин.

(3.41) ифодани (3.37), (3.38), (3.39) тенгламаларга қўйиб, унча мураккаб бўлмаган дифференциаллаш амалларини бажарсак ва

$$\sum_{i=1}^{3}\frac{\partial^2 P}{\partial Si^2} >> \frac{c\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial p}{\partial Si}\right)^2}{1 + c(p - p_0)} \tag{3.42}$$

эканлигини ҳисобга олсак мос равишда юқорида кўрсатилган шароитларда кам сикилувчан суюқликнинг сизилиш тенгламаларини ҳосил қиламиз. Бу ерда $S_1 = x$; $S_2 = y$; $S_3 = z$. Хусусан (3.39), (3.39`) тенгламалар

$$\Delta^2 p = \frac{m\mu c}{k}\frac{\partial p}{\partial t} \tag{3.43}$$

$$\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial p}{\partial r}\right) = \frac{m\mu c}{k}\frac{\partial p}{\partial t} \tag{3.43`}$$

кўринишда соддалашади.

3.2.9. Идеал газ

Идеал газлар учун ҳолат тенгламаси Клапейрон тенгламаси сифатида маълум.

$$PV = \frac{G}{M}RT \tag{3.44}$$

Бунда v - массаси G-га тенг бўлган газнинг ҳажми;
M - газ молекуляр оғирлиги;
R - универсал газ доимийлиги;
T - газнинг абсалют шкала бўйича ҳарорати.

Газнинг зичлиги $\rho = \frac{G}{V}$ бўлгани учун (3.44)

$$\rho = \frac{M}{RT}P \tag{3.45}$$

кўринишда ёзилиши мумкин.

Ер ости қатламларида агарда маълум бир усулда термик таъсир кўрсатилмаса суюқлик ва газларнинг сизилиши изотермик шароитда кечади. Шу сабабли (3.45)ни

$$\rho = \rho_{am}\frac{P}{p_{am}} \tag{3.46}$$

шаклида ёзишимиз мумкин ва бу ифодани (3.34) тенгламага қўйиб,

$$\nabla\left(\frac{k}{\mu}\nabla p^2\right) = 2\frac{\partial(mp)}{\partial t} \tag{3.47}$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Бу тенглама идеал газларнинг бир жинсли бўлмаган, деформацияланувчан ғовак муҳитда сизилиш жараёнини ифодалайди.

Текис радиал ҳаракат учун (3.47) тенглама

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{k}{\mu}r\frac{\partial p^2}{\partial r}\right) = 2\frac{\partial(mp)}{\partial t} \tag{3.47`}$$

шаклда ёзилади.

Идеал газларнинг деформацияланмайдиган бир жинсли ғовак муҳитда сизилиши

$$\nabla^2 p^2 = \frac{2m\mu}{k}\frac{\partial p}{\partial t} \tag{3.48}$$

тенглама билан ифодаланиди.

Бунинг устига ҳаракат текис радиал дейилса;

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial p^2}{\partial r}\right) = 2\frac{m\mu}{k}\frac{\partial p}{\partial t} \tag{3.48`}$$

тенглама билан ифодаланади.

3.2.10. Реал газ

Реал газлар ҳолат тенгламалари орасида бизнинг мақсадда фойдаланиш учун энг қулайи Менделеев-Клапейрон тенгламаси

$$PV = Z\frac{G}{M}RT \tag{3.49}$$

Бу ерда $z = z(P_k, T_k\ \omega)$ реал газларнинг ўта сиқилувчанлик коэффициенти. P_k, T_k, ω - мос равишда газнинг келтирилган босими, ҳарорати ва ацентрик фактори.

$$P_K = P/P_{KP};\quad T_K = T/T_{KP}\quad W_i = \frac{3}{7}\left[\frac{\lg p_{kpi}/p_{am}}{\frac{(Tkpi)}{T\kappa}-1}\right]-1.\qquad \omega = \sum_{i=1}^{n} y_i\omega_i$$

P_{kp}, T_{kp} - газнинг критик босими ва ҳарорати.

P_{kpi}, T_{kpi}, ω_i - реал газ қоришмаси i - компонентининг критик босими, критик ҳарорати ва ацентрик фактори.

y_i - i - компонентнинг қоришмадаги моляр қисми, $0 < y_i \le 1$

n - қоришмадаги компонентлар сони.

T_{ki} - i -компонентнинг қайнаш ҳарорати.

Юқорида идеал газ ҳолат тенгламаси (3.44) юзасидан қилинган мулоҳазаларни (3.49) учун такрорласак (3.46) тенгламанинг реал газлар учун аналоги бўлмиш

$$\rho = \rho_{am} \frac{p.Z_{am}}{p_{am} Z} \tag{3.50}$$

тенгламани ҳосил қиламиз. (3.50) ва (3.34) тенгламаларни бирлаштириш натижасида реал газларнинг биржинсли бўлмаган, деформацияланувчан, ғовак мухитда сизилишини ифодаловчи тенгламага эга бўламиз.

$$\nabla\left(\frac{k}{\mu Z}\nabla p^2\right) = 2\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{mp}{Z}\right) \tag{3.51}$$

Юқорида ўзгармас сиқилувчанликка эга бўлган суюқликнинг ғовак муҳитда сизилиш тенгламаси (3.37) дан маълум бир соддалаштирувчи мулоҳазалар натижасида (3.38), (3.39), тенгламаларни ҳосил қилганимиздек шу каби мулоҳазалар (3.51) тенгламадан реал газлар учун қўйилган соддалаштирувчи шартларга хос тенгламаларни ҳосил қилишимиз мумкин.

Масалан, биржинсли деформацияланмайдиган ғовак муҳит учун реал газларнинг сизилиш тенгламаси

$$\nabla\left(\frac{1}{\mu Z}\nabla p^2\right) = \frac{2m}{k}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{p}{Z}\right) \tag{3.52}$$

текис радиал харакат учун эса

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\mu Z}\frac{\partial p^2}{\partial r}\right) = \frac{2m}{k}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{p}{Z}\right) \tag{3.52'}$$

ҳосил қиламиз.

Бундай соддалаштирувчи мулоҳазалар ёрдамида суюқлик ва газларнинг ғовак муҳитда сизилишини ифодаловчи қатор тенгламаларни кейинги бобларда муайян масалалар билан боғлиқ ҳолда кўриб ўтамиз.

3.3. Бошланғич ва чегаравий шартлар

Олдинги бандда олинган натижалардан кўриниб турибдики, ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг ҳаракат тенгламалари, иккинчи тартибли, хусусий ҳосилали чизиқли ва чизиқсиз дифференциал тенгламалар оиласига мансуб экан. Бундай тенгламалар билан ифодаланувчи жараёнлар юзасидан муайян масалалар математик жиҳатдан тўла қўйилиши ва уларни ечиш учун кўрилаётган масалага мос бошланғич ва чегаравий шартларнинг берилиши зарур.

Бошланғич ва чегаравий шартларнинг, кўрилаётган масаланинг физик моҳиятига кўра, математик ифодаланишини кўриб чиқайлик.

3.3.1. Бошланғич шартлар

Бошланғич шартлар, муайян системанинг кўрилаётган жараён бошланиш моментидаги ҳолатини математик ифодалашга хизмат қилади. Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг сизилиши тенгламаларида вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила қатнашганлиги сабабли шартнинг бир нуқтада берилиши кифоя. Истисно тариқасида махсус масалалар қўйилиши ҳисобга олинмаса, одатда кўрилаётган жараён бошланишида система ҳолати маълум деб қаралади.*

Шу сабабли ҳам вақт бўйича қўйиладиган шарт, бошланғич шарт деб юритилади. Бошланғич шартнинг умумий кўриниши

$$p\,(x,y,z,0) = f\,(x,y,z) \tag{3.53}$$

шаклда бўлиши мумкин. Бу ерда f (x,y,z) - маълум функция, кўрилаётган жараён бошланиш моментидаги қатламда босим тарқалиш қонуниятини беради.

Хусусий ҳолда жараён бошланиш моментида қатламда вертикал координата z бўйича босим ўзгариши, яъни оғирлик кучининг таъсири ҳисобга олинмаса ва қатлам юзаси бўйича ҳам босим ҳамма ерда бир хил деб қабул қилинса, бошланғич шарт.

$$f\,(x,y,z) = P_0 = \text{const.} \quad \text{ёки} \quad P\,(x,y,z,0) = Po = \text{const} \tag{3.54}$$

кўришинда ифоланади.

3.3.2. Чегаравий шартлар

Чегаравий шартлар, вақтнинг исталган қийматида, кўрилаётган системанинг атроф муҳит билан ўзаро алоқасини ифодалайди. Чегаравий шартлар қуйидагича бўлиши мумкин.

<u>Система чегараси ёпиқ</u>

Яъни ташқи чегара орқали атроф-муҳит билан модда алмашинувига имкон йўқ. У ҳолда

$$\frac{k}{\mu}\rho\frac{\partial p}{\partial n}\Big/_{\Gamma} = 0 \tag{3.55}$$

Бу ерда n - сизилиш соҳасининг чегараси Г га ўтказилган ташқи нормал. Текис радиал ҳаракат учун (3.55)

*) Юқорида келтириб чиқарилган иккинчи тартибли, хусусий ҳосилали дифференциал тенгламалар параболик тип тенгламалар бўлиб, бу тенгламалар учун ечимнинг мавжудлиги, ягоналиги ва турғунлиги фақат вақтнинг мусбат йўналиши учунгина исботланган. Бу масалалар махсус адабиётларда кўрилади.

$$\frac{k}{\mu}\rho r\frac{\partial p}{\partial r}\Big/_{r=R_k}=0 \qquad (3.55')$$

шаклда ёзилади.

R_k - қатлам ташқи чегараси (контури) радиуси.

Агар сизилаётган модда кам сиқилувчан суюқлик бўлса (3.55')

$$\frac{k}{\mu}r\frac{\partial p}{\partial r}\Big/_{r=R_k}=0 \qquad (3.56)$$

идеал газ учун эса

$$\frac{k}{\mu}r\frac{\partial p^2}{\partial r}\Big/_{r=R_k}=0 \qquad (3.57)$$

кўринишда ёзилади.

<u>Система чегараси очиқ</u>

Система чегараси очиқ бўлганда у ташқи муҳит билан маълум бир қонуниятга мувофиқ модда алмашинади. Чегаравий шарт сифатида ана шу қонуниятнинг математик ифодаси берилади. Масалан қўрилаётган система йирик сув хавзаси билан боғланган ва бу хавзанинг босими деярли ўзгармайди дейилса, у холда,

$$P(x, y, z, t) / \Gamma = P_0 = const. \qquad (3.58)$$

Баъзан чегара ёки унинг бир қисми бўйича модда алмашинув тезлигининг нормал бўйича йўналган компоненти берилади.

$$V_n=-\frac{k\rho}{\mu}\frac{\partial p}{\partial n}\Big/\Gamma \qquad (3.59)$$

Текис радиал ҳаракат учун ташқи чегара айлана шаклида деб қабул қилинганда

$$V_n=-\frac{k\rho}{\mu}r\frac{\partial p}{\partial r}\Big/r=R_K \qquad (3.60)$$

Ҳусусан кам сиқилувчан суюқлик учун

$$V_n=-\frac{k}{\mu}r\frac{\partial p}{\partial r}\Big/r=R_K \qquad (3.61)$$

<u>Ғовак муҳит хусусиятларининг узилишли (кескин) ўзгариши</u>

Баъзан ғовак муҳит ўтказувчанлигининг маълум бир йўналиш бўйича кескин (узилишли сакраб) ўзгаришини ҳисобга олишга тўғри келади.

Бундай узилиш чизиқларида қўйиладиган чегаравий шартлар физик моҳиятдан келиб чиққан ҳолда қўйилади. Хусусан ғовак муҳитнинг ҳар бир нуқтасида босим бир қиймат қабул қилиши мумкин холос, шундай экан узилиш чизиғининг иккала томонидаги босим тенг бўлиши шарт, яъни

$$P(x,y,z,t)|_{G-0}=P(x,y,z,t)|_{G+0}$$
$$(x,y,z)\in G, \qquad t>0 \qquad (3.62)$$

Худди шунингдек узилиш чизиғининг бир томонидан унга кирган модда унинг иккинчи томондан чиқиши керак, яъни узилиш чизиғида модда сақланиш қонуни бажарилиши шарт

$$\rho\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial n}\Big/_{G-0}=\rho\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial n}\Big/_{G+0} \qquad (3.63)$$

Бу ерда G - узилиш чизиғи нуқталари тўплами, n - x,y,z нуқтада унга ўтказилган нормал.

Такрорлаш учун саволлар.

1. Ғовак муҳитда суюқликларни ҳаракатга келтирувчи омиллар нималардан иборат?
2. Ҳаракатнинг қандай турларини биласиз?
3. Суюқликларнинг қандай ҳаракати Ламинар ҳаракат дейилади?
4. Турбилент ҳаракат нима билан ҳарактерланади?
5. Ғовак муҳитда суюқлик ва газлар ҳаракати қайси ҳолларда турбулентлик хусусиятига эга бўлади?
6. Дарси қонуни нимани ифодалайди?
7. Дарси қонуни суюқлик ва газларнинг ғовак муҳитдаги қайси ҳаракати учун ўринли бўлади?
8. Ғовак муҳитда суюқликларнинг сизилиш коэффициенти ва муҳит ўтказувчанлик коэффициенти орасида қандай боғлиқлик бор?
9. Суюқлик ва газлар ҳаракатининг қайси ҳолларида Дарси қонуни талаби бажарилмайди ва у ҳолларда қайси қонунлардан фойдаланилади?
10. Ғовак муҳит ўтказувчанлигининг қандай ўлчов бирликларини биласизми ва улар орасида қандай боғлиқлик бор?
11. Ўтказувчанлик коэффициентини ўлчашнинг қандай усулларини биласиз?
12. Узлуксиз муҳит деганда нимани тушунасиз?
13. Узлуксизлик тенгламасининг физик моҳияти нимадан иборат?
14. Узлуксизлик тенгламасининг умумий кўриниши қандай ёзилади?
15. Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг сизилиш тенгламасининг умумий кўриниши қандай ёзилади?
16. Суюқлик ва газлар учун ҳолат тенгламаси нимани ифодалайди?
17. Суюқликлар учун қандай ҳолат тенгламаларини биласиз?
18. Реал ва идеал газлар нима билан фарқланади?
19. Реал ва идеал газлар учун қандай ҳолат тенгламаларини биласиз?
20. Бошланғич ва чегаравий шартлар физик моҳияти нимадан иборат?
21. Бошланғич ва чегаравий шартларнинг математик ифодаланишига мисоллар келтиринг.
22. Ғовак муҳит хусусиятларининг кескин (узилишли) ўзгариш нуқталарида қандай шартлар қўйилади ва улар математик жиҳатдан қандай ифодаланади?

4. Биржинсли суюқликларнинг барқарор ҳаракати

Биржинсли муҳит, биржинсли суюқлик, барқарор ҳаракат, текис параллел ва текис радиал ҳаракат, қудуқ туби босими, қатлам босими, қудуқ махсулдорлиги.

4.1. Барқарор ҳаракат ҳусусиятлари

Бирор бир жараённинг физик хусусиятлари вақтга боғлиқ бўлмаса, бундай жараён барқарор дейилади. Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг ҳаракат курсатгичлари (исталган нуқтадаги босим, тезлик) вақтга боғлик бўлмаса, яъни вақтга нисбатан ўзгармаса бундай ҳаракат барқарор ҳаракат дейилади.

Демак, барқарор ҳаракатни ифодаловчи тенгламаларда вақт бўйича ҳосила нолга тенг бўлади ва бошланғич шартнинг қўйилишига ҳожат қолмайди. Ҳусусан олдинги бобда келтириб чиқарилган кам сиқилувчан суюқликлар ва идеал газ ҳаракати тенгламалари (3.23), (3.23'), (3.28), (3.28'), мос равишда қуйидаги кўринишда ёзилади.

$$\nabla^2 p=0 \tag{4.1}$$

$$\frac{d}{dr}\left(r\frac{dp}{dr}\right)=0 \tag{4.1'}$$

$$\nabla^2 p^2=0 \tag{4.2}$$

$$\frac{d}{dr}\left(r\frac{dp^2}{dr}\right)=0 \tag{4.2'}$$

Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг барқарор ҳаракати масалаларини ечиш айниқса бир ўлчовли ҳаракат учун мураккаб усулларни талаб қилмайди. Бундай масалалардан баъзиларини кўриб ўтайлик.

4.2. Суюқликларнинг барқарор текис параллел ҳаракати

Текис параллел ҳаракат бир йўналиш бўйича ўзгариши мумкин, бу йўналишни x ўқи йўналиши деб қабул қилсак, ҳаракат тенгламаси.

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{k(x)}{\mu}\frac{dp}{dx}\right)=0 \tag{4.3}$$

кўринишда бўлади ёки

$$\frac{k(x)}{\mu}\frac{dp}{dx}=const. \tag{4.4}$$

(4.4) муносабатни ҳаракат соҳасининг кўндаланг кесими юзаси A га кўпайтириб, Дарси қонунига мувофиқ

$$-\frac{k(x)A}{\mu}\frac{dp}{dx}=q=const. \tag{4.5}$$

ёхуд $-\frac{dp}{dx}=\frac{\mu q}{A}\frac{1}{k(x)}$

$$V = -\frac{k}{\mu}\frac{dp}{dr}\Big/_{r=R_к} \qquad (4.18)$$

Масала ечими (4.15) дан r бўйича ҳосила олсак

$$-\frac{dp}{dr} = \frac{p_r - p_к}{ln\frac{R}{R}}\frac{1}{r} \qquad (4.19)$$

га эга бўламиз. Бунда ҳосила ифодаси олдида «-» ишора, ҳаракат йўналиши координата ўқининг мусбат йўналишига қарама-қарши эканлигини ҳисобга олади. Бу ифодани (4.18) муносабатга қўйиб, унинг натижаси ва S юза қийматини (4.17) га қўйсак

$$Q = \frac{2\pi kh}{\mu}\frac{p_r - p_к}{ln\frac{R}{R_к}} \qquad (4.20)$$

ҳосил бўлади.

(4.20) формула илк бор уни келтириб чиқарган Француз муҳандиси Дюпюи шарафига Дюпюи формуласи деб юритилади.

(4.20) формуладан кўриниб турибдики, босим тарқалиши суюқлик ва муҳит хусусиятига боғлик бўлмасада, қудуқ маҳсулдорлиги - босим ўзгариши, муҳит ва суюқлик хусусиятларига бевосита боғлиқ.

4.4. Мукаммал очилмаган қудуқлар ва уларнинг ишлаш хусусиятлари

Ушбу бобнинг олдинги саҳифасида биз кудук махсулдорлигини ҳисоблашда қатламдан қудуққа келаётган оқим юзасини

$S=2\pi R_к h$ (4.21)

деб қабул қилиб, қудуқ махсулдорлигини ҳисоблаш (Дюпюи) формуласини (4.20)

$$Q = \frac{2\pi kh}{\mu}\frac{p_0 - p_к}{ln\frac{R}{R_к}}$$

келтириб чиқардик.

Бунда h - қатлам қалинлиги.

(4.21) дан кўриниб турибдики қатламдан қудуққа келаетган оқим юзаси, радиуси қудуқ радиусига ва баландлиги қатлам қалинлигига тенг бўлган цилиндр юзаси деб қабул қилинган, яъни қудуқ қатламни бутун қалинлиги бўйича очган ҳамда қудуқ ва қатлам орасида хеч қандай тўсиқ йўқ дейилган. Бундай идеал қудуққа мукаммал очилган қудуқ дейилади.

Одатда қудуқ туби баландлиги қатлам қалинлиги ва радиуси қудуқ радиусига тенг бўлиб, ён сирти тўлалигича очиқ бўлган цилиндр эмас, яъни қудуқлар одатда мукаммал эмас.

Қудуқ лар номукаммаллиги уч турда бўлади:

– қатламни очиш даражаси бўйича;

– қатламни очиш хусусияти бўйича;

– қатламни очиш даражаси ҳамда хусусияти бўйича.

Қатлам қалинлигини тўлалигича эмас бир қисмини очган қудуқларга қатламни очиш даражаси бўйича номукаммал қудуқлар дейилади.

Қатлам қалинлигини тўла очган тақдирда, қудуқ ва қатлам орасида модда алмашиш қудуқнинг ён сирти бўйича тўлалигича эмас, балки перфорация тешиклари ёки дарзлар орқали содир бўлса, бундай қудуқ, қатламни очиш хусусияти бўйича номукаммал дейилади.

Агарда қудуқ, қатлам қалинлигини тўла очмаган ва қатлам билан модда алмашиш перфорация тешиклари орқали содир бўлса, бундай қудуқ, ҳам қатламни очиш даражаси ҳамда очиш хусусияти бўйича номукаммал дейилади.

Қудуқ номукаммаллик даражаси унинг мукаммаллик коэффициенти δ билан белгиланади:

$$\delta = Q_н / Q \tag{4.22}$$

Бу ерда, $Q_н$ ва Q мос равишда, бир хил шароитда ишлаётган номукаммал ва мукаммал қудуқлар махсулдорлиги (дебити). Кўриниб турибдики, агар қудуқ ҳар томонлама мукаммал бўлса δ=1.

Агар биз (4.20) формулани қуйидаги кўринишда ёзсак

$$Q = \frac{p_0 - p_к}{\frac{\mu}{2\pi kh} ln\frac{R}{R_к}} \tag{4.23}$$

унинг махражидаги ифода қанчалик катта қийматга эга бўлса қудуқ дебити Q шунчалик кичик бўлади (4.23) формула махражини биз қудуқ томон флюид (модда) сизилишига қаршилик ёки сизилиш қаршилиги деб талқин қилишимиз мумкин. Ўз-ўзидан маълумки номукаммал қудуқнинг сизилиш қаршилиги мукаммал қудукникига нисбатан катта бўлади.

Шунга кўра номукаммал қудуқ учун (4.23) формулани

$$Q_н = \frac{p_0 - p_к}{\frac{\mu}{2\pi kh}\left(ln\frac{R}{R_к} + C \right)} \tag{4.24}$$

кўринишда ёзишимиз мумкин.

Бунда $\frac{\mu C}{2\pi kh}$ - номукаммал қудуқ тубининг қўшимча сизилиш қаршилиги.

Кўпинча $C = C_1 + C_2$ ва C_1 - қудуқнинг қатламни очиш даражаси бўйича номукаммаллик кўрсатгичи, C_2 - қатламни очиш хусусияти бўйича номукаммаллик кўрсатгичи деб талқин қилинади.

(4.23) ва (4.24) асосида (4.22) ни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\delta = \frac{ln\frac{R}{R_к}}{ln\frac{R}{R_к} + C} \tag{4.25}$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, номукаммал қудуқни нисбатан кичик радиусли мукаммал қудуқ деб қараш мумкин экан. Агарда бундай қудуқ радиусини келтирилган радиус (Rкел) деб атасак (4.25) ни

$$\delta = \frac{\ln \frac{R}{R_к}}{\ln \frac{R}{R_{кел}}} \tag{4.26}$$

шаклда ёзишга ҳақлимиз.

Агар (4.25) ва (4.26) формулалар ўнг томонларини тенглаштириб, потенцирласак

$$R_{кел} = R_к \exp(-C) \tag{4.27}$$

келиб чиқади.

Қатламни очиш даражаси бўйича яъни биринчи тур номукаммаллик кўрсаттичи C_1-ни ҳисоблаш учун Пирвердян қуйидагича формула таклиф қилган

$$C_1 = \left(\frac{1}{\bar{\ell}} - 1\right)\left(\frac{1}{1 - \frac{R_к}{h}} \ln \frac{h}{R_к} - 1\right) \tag{4.28}$$

Бу ерда $\bar{\ell}$ - қатламни қудуқ очган қисмининг (перфорация интервалининг) қатлам қалинлигига нисбати.

Қатламни очиш хусусияти бўйича номукаммаллик кўрсатгичи C_2 Шуров формуласи ёрдамида ҳисобланади:

$$C_2 = \frac{172{,}7\left(1{,}32 - \sqrt{1{,}07 - \lg\sqrt{\frac{K_0}{K_z}}}\right)}{N^{(0{,}0866 d^{-1} + 1{,}033)}} \cdot \left(1{,}012 d^{-1{,}82} + 1\right) \tag{4.29}$$

Бунда:

N - қудуқ деворининг бир метрига тўғри келган тешиклар сони;

d - тешик диаметри, см;

K_0, K_z - мос равишда горизонтал ва вертикал йўналишлар бўйича қатлам ўтказувчанлик коэффициенти, дарси.

Юқорида келтирилган барча мулоҳазалар қатламдан суюқлик олувчи қудуқларга тегишли эди. Агар қудуқ оладиган маҳсулот газ бўлса, у ҳолда, мукаммал қудуқ туби томон газнинг сизилиши икки ҳадли қонунга мувофик қуйидагича ифодаланади:

$$P_0^2 - P_к^2 = Aq + Bq^2 \tag{4.30}$$

Бу ерда A ва B - қудуқ туби атрофининг сизилишга қаршилик коэффициентлари. Агарда қудуқ мукаммал бўлса сизилишга қаршилик коэффициентлари

$$A = \frac{\mu z P_{AT} T_{кат}}{\pi k h T_{CT}} \ln \frac{R_0}{R_к} \tag{4.31}$$

$$B = \frac{\rho_{AT} z P_{AT} T_{кат}}{2\pi^2 l h^2 T_{CT} R_к}\left(1 - \frac{R_к}{R_0}\right) \tag{4.32}$$

формулалар ёрдамида ҳисобланади. Агар қудуқ, ҳам қатламни очиш даражаси ҳамда хусусияти бўйича номукаммал бўлса, у ҳолда сизилишга қаршилик коэффициентлари

$$A_{\text{в}} = \frac{\mu z P_{AT} T_{\text{қат}}}{\pi k h T_{CT}} \left(ln \frac{R_0}{R_{\text{К}}} + C_1 + C_2 \right) \tag{4.33}$$

$$B_{\text{в}} = \frac{\rho_{AT} z P_{AT} T_{\text{қат}}}{2\pi^2 l h^2 T_{CT} R_{\text{К}}} \left(1 - \frac{R_{\text{К}}}{R_0} + C_3 + C_4 \right) \tag{4.34}$$

кўринишда аниқланади.

Бу ерда:

$T_{\text{қат}}$ - қатлам температураси, ^{0}K;

$T_{\text{ст}}$ - стандарт температура, ^{0}K;

l - қатламда газ ҳаракатланувчи каналлар деворининг нотекислик коэффициенти;

P_0, $P_{\text{к}}$ - мос равишда қатлам ва қудуқ туби босимлари, кгс/см^2;

q - атмосфера босими ва стандарт шароитдаги қудуқ маҳсулдорлиги, минг м^3/сут;

k - қатлам ўтказувчанлиги, дарси;

h - қатламнинг эффектив қалинлиги, м;

μ - қатлам ҳарорати ва босим шароитидаги газнинг динамик қовушқоқлик коэффициенти, сП;

$\rho_{\text{ат}}$ - атмосфера босими ва стандарт шароитдаги газнинг зичлиги, кг/м^3;

R_0, $R_{\text{к}}$ - мос равишда қатлам чегараси ва қудуқ радиуси, м;

z - қатлам ҳарорати ва босими шароитидаги газнинг ўта сиқилувчанлик коэффициенти;

C_1, C_2 ва C_3, C_4 - мос равишда қудуқнинг қатламни очиш даражаси ва хусусияти бўйича номукаммаллик коэффициентлари.

$$C_1 = \frac{1}{\bar{h}} ln\,\bar{h} + \frac{1-\bar{h}}{\bar{h}} ln \frac{\delta}{\bar{R}_{\text{К}}} \tag{4.35}$$

$$C_3 = 1/\bar{h} \tag{4.36}$$

$$C_2 = h/n\,r_k \tag{4.37}$$

$$C_4 = h^2/3n^2\,r_k^3 \tag{4.38}$$

Бунда:

$\bar{h} = h_{ПИ} / h$ - қатламнинг нисбий очилиш қалинлиги;

$h_{ПИ}$ - перфорацияланган интервал узунлиги, м;

$\bar{R} = R_{\text{К}} / h$ - қудуқнинг нисбий радиуси;

$\delta = 1,6\ (1 - \bar{h}^2)$

n - перфорация тешиклари сони;

r_k - перфорация зарядининг қатламни ўйиб кирган канали радиуси, м.

Юқорида келтирилган формулалар таркибидаги баъзибир катталиклар, масалан, қатламда газ ҳаракатланувчи каналлар деворининг нотекислиги (l), перфорация зарядининг қатламни ўйиб кирган канали радиуси (r_k), қатлам чегараси радиуси (R_0) ёки билвосита, юқори даражадаги ноаниқлик билан ўлчаниши мумкин, ёки умуман ўлчашнинг имкони йўқ.

Шу сабабдан одатда қудуқ туби атрофининг сизилишга қаршилик коэффициентлари (А, В) қийматлари қудуқ гидродинамик тадқиқоти натижаларини таҳлил қилиш йўли билан аниқланади.

4.5. Қудуқлар системаси ва уларнинг интерференцияси.

Биз, ушбу бобнинг 4.3 - саҳифасида, радиуси R га тенг бўлган доира шаклидаги қатламнинг марказида жойлашган $R_к$ радиусли қудуқ томон суюқликнинг баркарор ҳаракати масаласини кўриб ўтган эдик. Бу масаланинг умумий ечими (4.14)

$$P(r) = C_1 \ln r + C_2$$

берилган эди.

Агар қудуқ девори ва қатлам чегарасида босим қийтмати $P_к$ ва P_0 берилган бўлса, интеграллаш доимийлиги

$$C_1 = \frac{P_0 - P_к}{\ln \frac{R_0}{R_к}} \tag{4.39}$$

бўлади. Дюпюи формуласи (4.20) га мувофиқ

$$C_1 = \frac{\mu Q}{2\pi hk} = \frac{\mu q}{2\pi k} \tag{4.40}$$

дейшимиз мумкин.

q=Q/h, қудуқ дебитининг қатлам қалинлигига нисбати ёки қатлам қалинлигининг бир бирлигига мос келган қудуқ дебити.

Агар

$$U(r) = \frac{k}{\mu} P(r) \tag{4.41}$$

кўринишдаги функция киритсак (4.14)ни (4.40) ва (4.41) ёрдамида

$$U(r) = \frac{q}{2\pi} \ln r + C \tag{4.42}$$

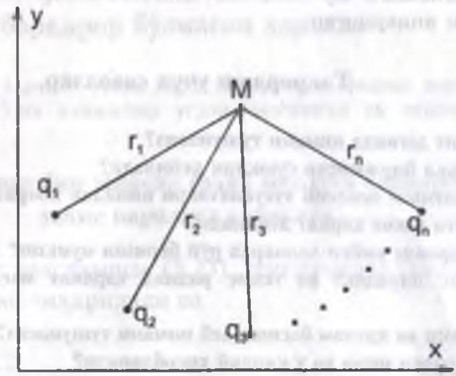
шаклда ёзишимиз мумкин.

U(r) функция, потенциал функция деб юритилади. Демак (4.12) формула қатламда q=Q/h - дебит билан ишлаётган қудуқ таъсирида унинг марказидан r масофадаги нуқтада потенциал қийматини хисоблаш имконини беради.

Агар қатламдан маҳсулот олаётган қудуқлар сони бирнечта (n) бўлса ва модда сизилиши Дарси қонунига мувофиқ кечса, бу қудуқлар таъсирида қатламнинг исталган М нуқтаси потенциали ҳар бир қудуқ таъсирида ҳосил бўладиган потенциаллар йиғиндисига тенг бўлади, яъни,

$$U_M = \left(\frac{q_1}{2\pi} \ln r_1 + C_1 \right) + \left(\frac{q_2}{2\pi} \ln r_2 + C_2 \right) + \ldots + \left(\frac{q_n}{2\pi} \ln r_n + C_n \right) \tag{4.43}$$

Бу ерда r_1, r_2, ... r_n - мос равишда биринчи, иккинчи ва ҳоказо қудуқлардан М нуқтагача бўлган масофа (4.1 расм).



4.1 расм.

(4.43) тенгликни қуйидагича ёзишимиз мумкин.

$$U_M = \frac{1}{2\pi}\sum_{i=1}^{n} q_i \ln r_i + C \qquad (4.44)$$

Бунда $C = \sum_{i=1}^{n} C_i$.

Интеграллаш доимийлиги C нинг қиймати берилган чегаравий шартга мувофиқ аниқланади. (4.44) формула суперпозиция принципига асосланади ва у потенциал учун Лаплас тенгламаси (4.13) нинг чизиқлилиги ҳамда унинг хусусий ечимларини қўшиш мумкинлигидан келиб чиқади. Айни пайтда, натижавий сизилиш тезлиги, геометрик йиғинди ёхуд векторлар йиғиндиси сифатида топилади.

Демак, (4.44) формула қатламнинг исталган нуқтасида унда ишлаётган хар бир қудуқ таъсирида ҳосил бўладиган потенциал қиймати U_M-ни ва сўнгра (4.41) ёрдамида босим қиймати P_M-ни топиш имконини беради.

Келтирилган формулалар қудуқ дебити қиймати ва қатлам хусусиятларининг қудуқнинг маҳсулот олиш доираси чегарасига таъсирини ҳисоблаш, демак, қудуқларнинг ўзаро таъсири яъни интерференциясини баҳолашга имкон беради.

Юқорида келтирилган барча мулоҳазалар, қатламда суюқликларнинг барқарор ҳаракати масаласига мувофиқ юритилди. Суюқликларнинг Дарси қонуни доирасида барқарор бўлмаган ҳаракати масаласи учун хам, сизилиш тенгламаси чизиқлилиги бузилмайди ва келтирилган барча хулосалар ўринли бўлади.

Газларнинг ғовак муҳитда барқарор бўлмаган сизилиши чизиқсиз диференциал тенглама билан ифодаланади ва унинг хусусий ечимлари учун умуман олганда суперпозиция принципи ўринли эмас.

Шунга қарамай амалиётда қатлам босимининг квадратига ($P^2(x,y,t)=U(x,y,t)$) нисбатан газлар ҳаракати тенгламаси шартли равишда чизикли ҳолга келтирилиб юқорида қилинган ҳулосалар маълум бир хатолик доирасида қўлланилади. Бу хатолик қиймати баҳоланган ва унинг унчалик катта бўлмаслиги аниқланган.

Такрорлаш учун саволлар.

1. **Биржинсли муҳит деганда нимани тушунасиз?**
2. **Қандай суюқликка биржинсли суюқлик дейилади?**
3. **Баркарор ҳаракатнинг асосий хусусиятлари нимадан иборат?**
4. **Қандай ҳаракатга текис ҳаркат дейилади?**
5. **Текис радиал ҳаракат қайси ҳолларда рўй бериши мумкин?**
6. **Амалиётда текис параллел ва текис радиал ҳаракат масалалари қайси ҳолларда қўлланилади?**
7. **Қудуқ туби босими ва қатлам босими деб нимани тушунасиз?**
8. **Қудуқ маҳсулдорлиги нима ва у қандай ҳисобланади?**
9. **Дюпюи формуласи қандай жараён учун ўринли ва у нимани ифодалайди?**

5. Биржинсли суюқлик ва газларнинг ғовак муҳитда барқарор бўлмаган ҳаракати

Барқарор бўлмаган ҳаракат, текис параллел ва текис радиал ҳаракат, автомоделлик шарти, автомодел ечим, ўрта қийматлар усули, чекланган ва чексиз қатлам радиуси, Лейбензон функцияси.

5.1. Суюқликларнинг бир жинсли ғовак муҳитда барқарор бўлмаган текис параллел ҳаракати

Бундай ҳаракат тенгламаси (3.23) тенгламадан хусусий ҳолда бир йўналиш учун келтириб чиқарилади ва

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}=\frac{m\mu c}{k}\frac{\partial p}{\partial t}=\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t} \qquad (5.1)$$

кўринишда бўлади.

Бу тенглама кўриниш жиҳатидан иссиқлик ўтказиш тенгламасидан фарқ қилмайди.

Бунда χ - иссиқлик ўтказиш коэффициентининг аналоги;

p - температура аналоги.

В.Н. Шелкачев таклифи билан χ босим ўтказиш (пьезопроводность) коэффициенти деб қабул қилинган.

Мана шу энг оддий ҳол учун ҳам барқарор бўлмаган ҳаракат масалаларининг аниқ ечими умуман олганда маълум эмас.

(5.1) тенгламанинг аналитик ечими фақат автомодел ҳол учунгина махсус интеграл орқали берилади. Биз олдинги бобда барқарор текис параллел ҳаракат масаласини кўрганимизда хусусий ҳосилали (5.1) тенглама ўрнига оддий диференциал тенгламага эга бўлиб, унинг умумий ечимини осонгина топган эдик. Шу сабабли бўлса керак (5.1) тенгламанинг умумий ечимини топиш йўлида уни ўзгарувчини алмаштириш йўли билан оддий диференциал тенгламага келтиришнинг иложи йўқмикин деган савол туғилган.

Қўйилган саволга ижобий жавоб бериш учун икки аргумент ўрнига бир аргумент (ξ) киритиш имкони бормикин деган саволга жавоб бериш керак бўлади, яъни қандайдир $\xi=\xi(x,t)$ муносабат билан янги ξ ўзгарувчи киритиш керак бўлади.

У ҳолда мураккаб функцияларни дифференциаллаш қоидасига мувофиқ;

$$\frac{\partial p}{\partial t}=\frac{dp}{d\xi}\frac{\partial \xi}{\partial t} \qquad \frac{\partial p}{\partial x}=\frac{dp}{d\xi}\frac{\partial \xi}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{dp}{d\xi}\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)=\frac{d^2 p}{d\xi^2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2+\frac{dp}{d\xi}\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}$$

(5.1) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$\frac{dp}{d\xi}\frac{\partial\xi}{\partial t}=\chi\left[\frac{d^2p}{d\xi^2}\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2+\frac{dp}{d\xi}\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}\right] \qquad (5.2)$$

Энди, ҳозирча ихтиёрий бўлган $\xi(x,t)$ функцияни танлаш ҳисобига (5.2) тенгламани оддий дифференциал тенгламага келтиришга уриниб кўрайлик.

Бунинг учун

$$\xi(x,t) = X(x).T(t) \qquad (5.3)$$

шаклида қидирайлик, у ҳолда

$$\frac{\partial\xi}{\partial x}=X'T,\ \frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}=X''T,\qquad \frac{\partial\xi}{\partial t}=X.T' \qquad (5.4)$$

Бу ифодаларни (5.2) тенгламага қўйиб,

$$\frac{dp}{d\xi}\frac{XT'}{T^2}=\chi\left[\frac{d^2p}{d\xi^2}X'^2+\frac{dp}{d\xi}\frac{X''}{T}\right] \qquad (5.5)$$

эга бўламиз.

Агар (5.3) га мувофиқ $X=\frac{\xi}{T}$ эканлигини инобатга олсак (5.5) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{dp}{d\xi}\frac{\xi T''}{T^3}=\chi\left[\frac{d^2p}{d\xi^2}X'^2+\frac{dp}{d\xi}\frac{X''}{T}\right] \qquad (5.6)$$

Энди ҳозирча ихтиёрий бўлган X(x) ва T(t) функцияларни шундай танлайликки (5.6) тенглама оддий дифференциал тенгламага айлансин.

Бунинг учун $X' = a,\ \frac{T'}{T^3}=b$ (5.7)

бўлиши кифоя. Бунда a ва b - ўзгармас сонлар.

(5.7) системанинг биринчи тенгламасидан

$$X=ax+c_1;\quad X''=0 \qquad (5.8)$$

келиб чиқади. Иккинчи тенгламасидан

$$\frac{1}{T^3}\frac{dT}{dt}=b,\ \text{ёки}\qquad bdt=\frac{dT}{T^3},\qquad bt=-\frac{1}{2T^2}+c_2 \qquad (5.9)$$

ҳосил қиламиз.

Агарда (5.8) ва (5.9) ифодаларда интеграллаш доимийлиги $C_1=0$, $C_2=0$ ҳамда a=1 ва в$=-\frac{1}{2}$, деб қабул қилсак

$$X=x,\qquad T=t^{-1/2},\qquad \xi=x/\sqrt{t} \qquad (5.10)$$

келиб чиқади ва (5.6) тенглама

$$-\frac{1}{2}\frac{dp}{d\xi}\xi=\chi\frac{d^2p}{d\xi^2} \qquad (5.11)$$

кўринишга ўтади. Бу тенгламанинг умумий ечими

$$P(\xi)=C_1\int e^{-\frac{\xi^2}{4\chi}}d\xi+C_2=P(x,t) \qquad (5.12)$$

шаклда ёзилади.

(5.11) тенглама иккинчи тартибли оддий дифференциал тенглама. Унинг ечимида иккита C_1, C_2 интеграллаш доимийлиги қатнашади. Уларнинг қийматини, яъни (5.11) тенгламанинг хусусий ечимини топиш учун ξ бўйича икки нуқтада шарт берилиши кифоя. Аммо (5.1) тенгламани ечиш учун бошланғич ва иккита чегаравий шарт берилиши керак эди. Демак x ва t ўзгарувчилардан ξ га ўтиш жараёнида учта шарт икки шартга ўтмоғи ҳам зарур. Бунинг учун (5.10) ўзгарувчини алмаштириш муносабатига мурожаат қилсак, t = 0 да $\xi\to\infty$ ва x = 0 да $\xi = 0$ эканлигини кўрамиз. X - бўйича иккинчи чегаравий шартнинг ҳам қаноатлантирилиши учун у фақатгина $X\to\infty$ да берилиши керак, чунки у ҳолда бу шарт бошланғич шарт $t\to 0$ билан бир вақтда $\xi\to\infty$ бўлганда қаноатлантирилади. Демак (5.1) тенгламанинг автомодел ечими мавжуд бўлиши учун бошланғич ва чегаравий шартлар

$$\begin{aligned} &P(x,0)=P_0\\ &P(0,t)=P_k \qquad (5.13)\\ &P(x,t)\big|_{x\to\infty}=P_0 \end{aligned}$$

кўринишда бўлиши керак экан.

(5.13) шарт ξ ўзгарувчи учун

$$\begin{aligned} &P(0)=P_k\\ &P(\xi)\big|_{\xi\to\infty}=P_0 \qquad (5.14) \end{aligned}$$

шаклда бўлади.

Агар (5.12) ечим учун (5.14) шартнинг бажарилишини таъминласак

$$P_0-P(x,t)=(P_0-P_k)\left(1-erf\frac{x}{2\sqrt{\chi t}}\right)=(P_0-P_k)\left(1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{x}{2\sqrt{\chi t}}}\exp(-u^2)du\right) \qquad (5.15)$$

кўринишдаги ечимга эга буламиз.

Бу ерда

$$u=\frac{\xi}{2\sqrt{\chi}}=\frac{x}{2\sqrt{\chi t}}$$

ўзгарувчини алмаштиришдан, ҳамда

$$\int_0^{\infty}\exp(-u^2)du=\frac{\sqrt{\pi}}{2} \qquad (5.16)$$

Пуассон интегралидан фойдаланилди.

(5.15) ечимда қатнашган

$$erf(\xi)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\xi}\exp\left(-u^2\right)du \qquad (5.17)$$

махсус интеграл бўлиб, у эҳтимоллик интеграли деб юритилади.

Бу интегралнинг қиймати жадвал ҳолида берилади.

5.2. Суюқликларнинг барқарор бўлмаган текис параллел ҳаракати масалаларини ечишнинг ўрта қийматлар усули

Юқорида биз, суюқликларнинг деформацияланмайдиган бир жинсли ғовак муҳитда барқарор бўлмаган текис параллел ҳаракати тенгламаси (5.1) учун, автомодел ечим мавжуд бўлиш шартлари (5.13) бажарилган ҳолда, автомодел ечим (5.15) ни топиш йўли билан танишдик.

Автомодел ечимни олиш жараёнида биз юритган мулоҳазаларга мувофиқ, автомодел ечимнинг мавжуд бўлиш шартлари жуда қаттиқ чегараланган ҳоллардагина бажарилиши, (5.1) тенглама учун қўйилган масалаларни ечишнинг бошқа кенгроқ кўламда қўллаш имконини берадиган усулини топишни тақозо этади.

Бундай усуллардан бири Ю.Д.Соколов [ ] таклиф қилган ўрта қийматлар усулидир. Ўрта қийматлар усулининг асосий моҳиятини уни қуйидаги масалани ечишга қўллаш жараёнида кўриб чиқайлик.

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}=\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t}\\&p(x,0)=p_0\\&p(0,t)=p_{\kappa}\\&p(L,t)=p_0\end{aligned}\right| \qquad (5.18)$$

Ўз-ўзидан кўриниб турибдики (5.18) масала автомоделлик шартини бажармайди, чунки қатлам чегараланган ва қўйилган масаланинг бошланғич шарти ва қатлам ташқи чегарасидаги шартлар биргаликда бажарилишини таъминлаб бўлмайди.

Ўрта қийматлар усулига мувофиқ, (5.18) масаласидаги тенгламанинг ўнг томонидаги ҳадни унинг ўртача қиймати билан алмаштирамиз, яъни

$$\frac{d^2 p}{dx^2}=F(t) \qquad (5.19)$$

$$F(t)=\frac{1}{l}\int_0^{l}\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t}dx \qquad (5.20)$$

Бу ерда l умуман олганда $l(t)$, t вақтгача x=0 нуқтадаги галерея ишлаши натижасида қатламда босим камайишининг етиб борган чегараси. $x \geq l$ нуқталар учун $p(x,t)=p_0$.

Демак (5.18) масаласининг учинчи шартини

$$P(l,t)=P_0 \tag{5.21}$$

билан алмаштиришимиз мумкин.

Бундан ташқари t-оний ҳолат учун

$$\left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{x=l} = 0 \tag{5.22}$$

ва (5.18) нинг биринчи шартига мувофиқ,

$$l(0) = 0, \tag{5.23}$$

(5.22) шарт $l(t) = L$ га қадар кучга эга бўлади ва бу давр биринчи фаза деб аталади. $l(t) = L$ шарт бажарилганидан кейин иккинчи фаза бошланади ва бў фазада (5.21) шарт

$P(L,t)=P_0$

(5.23) шарт эса

$$\left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{x=L} = q(t) \tag{5.24}$$

кўринишга ўтади

Бу ерда q (t) - қатлам чегарасида P_0-босимни ушлаб туриш учун қатламга ташқаридан кириб келиши керак бўлган модда миқдори.

Биринчи фаза давомида кўрилаётган масаланинг ечими қуйндагича топилади.

(5.19)ни бир марта интегралласак

$$\frac{\partial p}{\partial x} = F(t)x + c_1$$

ҳосил қиламиз ва (5.22) га мувофиқ;

$c_l=-F(t)\cdot l(t)$ ёки

$$F(t) = -\frac{c_1}{l(t)} \tag{5.25}$$

эга бўламиз, демак

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{c_1}{l(t)}x + c_1$$

бу ифодани интегралласак

$$P = -\frac{c_1}{l(t)}\frac{x^2}{2} + c_1 x + c_2$$

кўринишдаги умумий ечимни топамиз.

Интеграллаш доимийликлари c_1 ва c_2 ни аниқлаш учун (5.18) нинг иккинчи шарти ва (5.21) шартлардан фойдаланамиз.

Шунга мувофиқ

$$c_2=P_к; \quad c_1 = 2\frac{P_0 - P_к}{l(t)} \tag{5.27}$$

ҳосил қиламиз ва ниҳоят бу ифодаларни (5.26) га қўйиб,

$$P(x,t) = \frac{P_0 - P_к}{l(t)}\left[-\frac{x^2}{l(t)} + 2x\right] + P_к \tag{5.28}$$

кўринишдаги ечимга эга бўламиз.

Бу ерда $l(t)$ ҳозирча номаълум. $l(t)$ ни аниқлаш учун (5.28) дан t бўйича ҳосила оламиз

$$\frac{\partial p}{\partial t} = (P_0 - P_C)\left[-\frac{l'(t)x^2}{l^2} + \frac{l'x^2}{l^3}\right] \tag{5.29}$$

ва бу ифодани (5.20) қўйиб интеграллаш амалини бажарамиз.

$$F(t) = \frac{1}{l(t)}\int_0^{l(t)}\frac{1}{\chi}(P_0 - P_к)\left[-\frac{l'(t)x^2}{l^2} + \frac{l'(t)x^2}{l^3}\right]dx =$$

$$= \frac{(P_0 - P_к)}{l(t)\chi}\left[-\frac{l'(t)x^2}{2l^2} + \frac{l'(t)x^3}{3l^3}\right]^{l(t)} = -\frac{2(P_0 - P_к)}{l(t)\chi}\frac{l'(t)}{6} \tag{5.30}$$

(5.25) ва (5.27) га мувофиқ;

$$-\frac{2(P_0 - P_к)}{l^2(t)} = -\frac{2(P_0 - P_к)}{l(t)\chi}\frac{l'(t)}{6}$$

ёки $6\chi = l(t)\, l'(t)$ (5.31)

(5.31)ни интеграллаб (5.23) шартни бажарилишини талаб қилсак

$$l(t) = \sqrt{12\chi t} = 2\sqrt{3\chi t} \tag{5.32}$$

бўлади.

Демак биринчи фаза учун қўйилган масаланинг ечими (5.28) ва (5.32) муносабатлар орқали берилади. Бунда t нинг $0 \le t \le T$ оралиқдаги исталган қийматида (5.32) ифодадан $l(t)$ аниқланади ва бу қийматни (5.28)га қўйиб $0<x<l(t)$ учун P (x,t) аниқланади. 2-фаза учун ечим худди шу йўсинда изланади, фақат бу ҳолда $l(t)=L$ қабул қилиниб, номаълум q(t) қиймати (5.20) ва (5.24) ифодалар ёрдамида топилади ва қаралаётган масала учун қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$P = P_C + q(t)\left(\frac{x^2}{L} - x\right) + \frac{P_0 - P_C}{L}\left(2x - \frac{x^2}{L}\right) \tag{5.33}$$

$$q(t)=\frac{P_0-P_C}{L}\left\{1-\exp\left[-\frac{12\chi}{L^2}(t-T)\right]\right\} \qquad (5.34)$$

2-фаза учун қатламнинг исталган нуқтасидаги босим P(x,t) қиймати 1-фазадаги сингари, $t\geq T$ учун (5.34) формула ёрдамида q(t) аниқланиб, (5.33) формула ёрдамида ҳисобланади.

5.3. Текис радиал ҳаракат масалаларини ечишда ўрта қийматлар усулининг қўлланилиши

Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг фильтрацияси тадқиқоти борасида текис радиал ҳаракат масалалари амалиётда қўлланиш кўлами жиҳатидан алоҳида аҳамиятга эга. Қуйида ўрта қийматлар усули ёрдамида суюқликларнинг текис радиал ҳаракати масалаларини ечишга бир мисол келтирамиз. Ўрта қийматлар усули Ю.Д.Соколов томонидан таклиф қилинган бўлиб [8], нефт сизилиши масалаларини ечишда биринчи бор Г.П. Гусейнов қўллаган.

Фараз қилайлик $R_г$ радиусли доира шаклидаги қатлам марказида жойлашган $R_қ$ радиусли қудуқ ўзгармас q дебит билан ишламоқда. Қатламнинг бошланғич босими P_0, ташқи чегараси ёпиқ. Қатламда босим тарқалиш қонуниятини топиш талаб қилинади.

Ушбу масаланинг математик қўйилиши (модели) қуйидагича ифодаланади.

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial p}{\partial r}\right)=\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t} \qquad (5.35)$$

$R_қ<r<R_г$, $t>0$

$$P(r,0)=P_0 \qquad (5.36)$$

$$r\frac{\partial p}{\partial r}\bigg|_{r=R_қ}=\frac{\mu}{2\pi kh}q=Aq \qquad (5.37)$$

$$r\frac{\partial p}{\partial r}\bigg|_{r=R_г}=0 \qquad (5.38)$$

Келтирилган масалани ечишда ўрта қийматлар усули қўлланилганда (5.35) - (5.38) масала қуйидаги кўринишга ўтади. (1-фаза)

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial p}{\partial r}\right)=F(t) \qquad (5.39)$$

$R_қ<r<R$,

$$r\frac{\partial p}{\partial r}\bigg|_{r=R_қ}=Aq \qquad (5.40)$$

$$r\frac{\partial p}{\partial r}\Bigg|_{r=R} = 0 \qquad (5.41)$$

$$P(R,t)=P_0 \qquad (5.42)$$

$$F(t) = \frac{2}{R^2 - R_\kappa^2}\int_{R_\kappa}^{R}\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t}rdr \qquad (5.43)$$

$$R(t)/_{t=0}=R_\kappa \qquad (5.44)$$

(5.39) тенгламани r бўйича бир марта интегралласак

$$r\frac{\partial p}{\partial r} = F(t)\frac{r^2}{2} + C_1 \qquad (5.45)$$

ҳосил қиламиз.

(5.40), (5.41) шартларни қаноатлантирсак;

$$C_1 = -F(t)\frac{R^2}{2}$$

$$F(t) = -\frac{2Aq}{R^2 - R_\kappa^2} \qquad (5.46)$$

$$C_1 = \frac{AqR^2}{R^2 - R_\kappa^2} \qquad (5.47)$$

келиб чиқади.

(5.46) ва (5.47) дан F(t) ва C_1 қийматларини (5.44) тенгламага қўйиб, r бўйича интеграллаш амалини бажарсак ва $R^2_\kappa <<< R^2_\eta$ эканлигини эътиборга олсак.

$$P = -\frac{Aqr^2}{2R^2} + Aq\ln r + C_2$$

ҳосил қиламиз.

(5.42) шартни бажарилишини талаб қилсак;

$$C_2 = P_0 + Aq\left(\frac{1}{2} - \ln R\right)$$

келиб чиқади, ва демак

$$P(r,t) = P_0 + \frac{Aq}{2}\left(1 - \frac{r^2}{R^2(t)}\right) + Aq\ln\frac{r}{R(t)} \qquad (5.48)$$

ечимни оламиз.

R(t) қийматни топиш учун (5.43) муносабатдан фойдаланамиз.

Бунда (5.48) тенгламадан t бўйича ҳосила олиб, (5.43) даги интеграллаш амалини бажарсак ($R^2_к <<< R^2_\eta$ эканлигини эътиборга олиб),

$$F(t) = -\frac{AqR'}{2\chi R} \quad (5.49)$$

келиб чиқади.

Бу ерда $R' = \frac{dR}{dt}$

(5.46) тенглик ёрдамида

$$R\frac{dR}{dt} = 4\chi \quad (5.50)$$

дифференциал тенгламага эга бўламиз. (5.50) тенгламани интеграллаб, (5.44) шартнинг бажарилишини талаб қилсак

$$R(t) = \sqrt{R^2_к + 8\chi t} \quad (5.51)$$

эканлигини топамиз.

Демак қўйилган масаланинг ечими исталган t>0 учун (5.51) дан R(t) нинг қийматини топиш ва бу қийматни (5.48) муносабатга қўйиб, исталган Rқ<r<R(t) учун P(r,t) қийматини аниқлаш йўли билан берилади.

Кўрилган масаланинг иккинчи фаза учун ($R(t)=R_г$, t>T) ечими ушбу бобнинг (5.2) бандида келтирилгандек топилади.

(5.35) тенглама учун (5.37) ва (5.38) дан бошқача чегаравий шартлар берилган ҳолдаги ечими юқорида келтирилган йўсинда топилади.

5.4. Газларнинг бир жинсли ғовак муҳитда текис радиал ҳаракати

Идеал газларнинг биржинсли ғовак муҳитда текис радиал ҳаракати (3.28') тенглама билан ифодаланади.

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial p^2}{\partial r}\right) = \frac{2m\mu}{k}\frac{\partial p}{\partial t}$$

Келтирилган тенгламанинг, ушбу бобнинг олдинги бандларида кўрилган масалалардаги, суюқликларнинг текис радиал ҳаракатини ифодаловчи тенгламадан фарқи, унинг чизиқсиз эканлигидадир. Шу сабабли ушбу тенглама асосида қўйилган масалаларни аналитик ечимини олишда аввал уни чизиқли ҳолга келтириш талаб қилинади. Бу тенгламани чизиқли ҳолга келтиришда, нефт ва газ ер ости гидродинамикасининг асосчиси Л.С.Лейбензон киритган ва унинг шарафига Лейбензон функцияси деб юритиладиган

$$P = \int_0^p p dp \quad (5.52)$$

$$\tau = \int_0^t \frac{dp}{d\rho}\rho dt \qquad (5.53)$$

ифодалар билан бериладиган ўзгарувчини алмаштиришдан фойдаланилади.

(5.52) ва (5.53) муносабатлар ёрдамида (3.28') тенглама қуйидаги кўринишга ўтади.

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)=\frac{m\mu}{k}\frac{\partial P}{\partial \tau} \qquad (5.54)$$

Идеал газлар учун (5.53) муносабат

$$\tau = \int_0^t p(r,t)dt \qquad (5.55)$$

кўринишга эга бўлади.

Ушбу муносабатни янада соддалаштириш мақсадида интеграл остидаги P(r,t) номаълум функцияни унинг бошлағич қиймати P(r,0)=P_0=Const билан алмаштириш таклиф қилинган. У ҳолда τ = P_0t ва (5.54) тенглама

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)=\frac{m\mu}{kP_0}\frac{\partial P}{\partial \tau} \qquad (5.56)$$

кўринишга ўтади.

Ўтказилган тадқиқотлар, бундай ўзгарувчини алмаштириш, (5.56) тенгламага қўйилган масалаларнинг ечимидан олинадиган қатламда босим тарқалиши, (3.28') тенгламага қўйилганга нисбатан кичик қийматлар беришини ва улар орасидаги фарқнинг вақт давомида ўсиб боришини кўрсатган.

Ечим аниқлигини ошириш мақсадида (5.55) муносабатда

$$p(r,t)=\overline{p}(t)=\frac{2}{R_r^2-R_c^2}\int_{R_c}^{R_r}P(r,t)rdr \qquad (5.57)$$

деб қабул қилиш ва $\overline{p}(t)$ — қатлам бўйича t вақтдаги ўртача босим қийматини материал баланс тенгламаси ёрдамида топиш таклиф қилинган.

(5.57) алмаштириш ёрдамида (5.54) тенглама

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)=\frac{m\mu}{k\overline{p}(t)}\frac{\partial P}{\partial t} \qquad (5.58)$$

кўринишга ўтади.

Ғовак муҳитда реал газлар сизилишининг текис радиал ҳаракати (3.31') тенгламанинг қуйидаги кўриниши билан ифодаланади

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{k}{\mu z} r \frac{\partial p^2}{\partial r}\right) = 2m\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{p}{z}\right) \qquad (5.59)$$

(5.59) тенгламани чизиқли кўринишга ўтказиш учун қўлланиладиган Лейбензон функцияси қуйидаги кўринишга эга бўлади

$$P = \int_0^p \frac{k(p)p}{\mu(p)z(p)}\,dp \qquad (5.60)$$

$$\tau = \int_0^t \frac{k(p)p}{\mu(p)\left(1-\frac{z'}{z}p\right)}\,dt \qquad (5.61)$$

ва бу алмаштириш ёрдамида (5.59) тенглама,

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right) = m\cdot\frac{\partial P}{\partial \tau} \qquad (5.62)$$

кўринишга ўтади.

Ғовак муҳитда идеал газларнинг сизилиши (5.58) ва реал газлар учун (5.62) тенгламалар асосида қўйилган масалаларни аналитик ечишда юқорида келтирилган усулларни, хусусан ўрта қийматлар усулини қўллаш мумкин бўлибгина қолмай, олинган ечимнинг амалиёт учун керакли даражада аниқлик бериши кўплаб тадқиқотчилар томонидан таъкидланган.

5.5. Такомиллаштирилган ўрта қийматлар усули

Ушбу бобнинг текис радиал ҳаракат масалаларини ечишда ўрта қийматлар усулининг қўлланилиши бандида ғовак муҳитда суюқликларнинг барқарор бўлмаган текис радиал сизилиши масалаларидан бирини ((5.35) - (5.38)) ечишда Ю.Д. Соколовнинг ўрта қийматлар усулининг қўлланилиши кўрсатилган эди.

Қуйида ўрта қийматлар усулининг аниқлигини ошириш имкони ҳақида сўз боради.

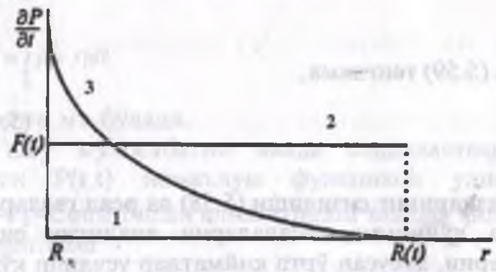
Барқарор бўлмаган ҳаракат масалаларини ечишнинг бошланғич даврида бу масалалар барқарор ҳаракатлар кетма-кетлиги усулини қўллаш йўли билан тадқиқ қилинган ва унга мувофиқ текис радиал ҳаракатда кўрилаётган t вақт учун $R_к<r<R(t)$ чегарасида $\frac{\partial p}{\partial t}=0$ деб қабул қилиниб, босим тарқалиш қонунияти ва унинг ўзгариш чегараси R(t) қиймати топилган 1953 йилда Ю.Д.Соколов ўрта қийматлар усулини таклиф қилар экан, $R_к<r<R(t)$ чегарасида $\frac{\partial p}{\partial t}$ ни унинг ўрта қиймати билан, яъни

$$\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t} \approx F(t) = \frac{2}{R^2 - R_к^2}\int_{R_к}^{R}\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t} r dr$$

билан алмаштирган.

Бу таклиф барқарор бўлмаган ҳаракат масалалари ечими аниқлигини анчагина ошириш имконини берган ва амалиётда кенг қўлланилиб келган [6].

Агар биз $\frac{\partial p}{\partial t}$ ўзгариш қонуниятини таҳлил қилсак, унинг қудуқ деворида максимал қийматга эга бўлиши ва қудуқ деворидан узоқлашган сари монотон камайиб, t вақт учун босимнинг ўзгариш чегараси R (t) да нолга тенг бўлишини кўрамиз (расмга қаранг).



Шунга кўра, номаълум $\frac{\partial p}{\partial t}$ ни $R_к<r<R(t)$ чегарасида монотон камаювчи 3-чизиқни аппроксимацияловчи бирор бир функция билан алмаштириш имкони йўқмикан деган савол туғилади. Мана шу саволга жавобан (5.35) тенгламанинг ўнг томонини $F(t)\ln\frac{R}{r}$ билан алмаштирайлик [6], яъни

$$\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t} \approx F(t)\ln\frac{R(t)}{r} \qquad (5.63)$$

$$\int_{R_к}^{R} F(t) r \ln\frac{R}{r} dr = \int_{R_к}^{R}\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t} r dr \qquad (5.64)$$

$\ln\frac{R}{r}$ функция эса $r=R_к$ да ўзининг максимал қиймати $\ln\frac{R}{R_к}$ ни қабул қилади ва r=R да ln 1=0, яъни ўз хусусияти билан расмдаги монотон камаювчи 3-чизиқни аппроксимациялайди, чунки F(t) функция $\frac{1}{\chi}\frac{\partial p}{\partial t}$ нинг ўртача қийматига тенглиги сабабли материал баланс шарти бузилмаслигини таъминлайди. (5.63) га мувофиқ (5.35) тенгламани;

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial p}{\partial r}\right)=F(t)\ln\frac{R}{r} \qquad (5.65)$$

кўринишда ёзишимиз мумкин.

Бунда (5.36)-(5.38) бошланғич ва чегаравий шартлар ўрта қийматлар усули қўлланилгандагидек (5.40)-(5.44) шартларга ўтади.

(5.56) тенгламани r бўйича интегралласак.

$$r\frac{\partial p}{\partial r}=F(t)\left(\frac{r^2}{2}\ln\frac{R}{r}+\frac{r^2}{4}\right)+C_1 \qquad (5.66)$$

ҳосил киламиз, ва (5.40), (5.41) шартлар бажарилишини талаб қилсак, $R^2_к << R^2$ эканлигини ҳисобга олиб, унча мураккаб бўлмаган амалларни бажариш натижасида

$$C_1 = Aq \qquad (5.67)$$

$$F(t)=\frac{4Aq}{R^2} \qquad (5.68)$$

эга бўламиз.

Демак $r\frac{\partial p}{\partial r}=-\frac{4Aq}{R^2}\left(\frac{r^2}{2}\ln\frac{R}{r}+\frac{r^2}{4}\right)+Aq$

Ҳосил бўлган тенгламани интегралласак

$$P=-\frac{Aqr^2}{R^2}\ln\frac{R}{r}+Aq\ln r-Aq\frac{r^2}{R^2}+C_2 \qquad (5.69)$$

кўринишдаги натижага келамиз.

(5.42) шартни бажариш талаби

$C_2=P_0$-Aq(lnR-1)

беради ва ечим

$$P=P_0-\frac{Aqr^2}{R^2}\left(\ln\frac{R}{r}+1\right)-Aq\left(\ln\frac{R}{r}-1\right) \qquad (5.70)$$

кўринишда бўлади.

Ўрта қийматлар усулини қўллагандагидек R(t) қийматини топиш учун тенгламадан $\frac{\partial p}{\partial t}$ ифодасини топиб, уни (5.64) га қўйиб интеграллаш амалини бажарсак

$$-\frac{AqR'R}{8\chi}=-Aq \qquad (5.71)$$

ёки

$$R\frac{dR}{dt}=8\chi \qquad (5.72)$$

елиб чиқади.

(5.72) тенгламани интеграллаб, (5.44) шартнинг бажарилишини алаб қилсак

$$R=\sqrt{R_c^2+16\chi t} \qquad (5.73)$$

канлигини топамиз.

Демак, таклиф қилинган усул бўйича (5.35) - (5.38) масаланинг ечими 5.70) ва (5.73) формулалари орқали берилади.

Ўрта қийматлар усули ёрдамида олинган ечим (5.48), (5.51) ва акомиллаштирилган ўрта қийматлар усули билан (5.70), (5.73) бир хил шароит учун олинган ечимлар ўзаро таққосланганда, қудуқ таъсир доирасининг радиуси (5.73) формулада (5.51) га нисбатан $\sqrt{2}$ марта катта канлигини кўрамиз. Бу иккала усул ёрдамида ҳисобланган босим қийматлари ((5.48) ва (5.70) формулалар бўйича бажарилган ҳисоб атижалари) орасидаги максимал фарқ 10%дан кўпроқни ташкил этади. Такомиллаштирилган ўрта қийматлар усули бўйича олинган босим қийматлари барча нуқталарда ўрта қийматлар усули берадиган атижалардан паст эканлиги ва максимал фарқ қудуқ деворида бўлиб, ндан узоқлашган сари камайиб нолга интилиб бориши кузатилади. (5.35) енглама учун бошқа чегаравий шартларда қўйилган масалалар ҳам шу ўсинда ечилади.

Такрорлаш учун саволлар.

1. Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг барқарор бўлмаган ҳаракатининг асосий хусусияти нимадан иборат?
2. Ғовак муҳитда суюқлик ҳаракатининг автомодел масаласи, автомоделлик шартлари нималардан иборат?
3. Автомодел ечимини топиш схемасини тушунтириб беринг.
4. Ғовак муҳитда суюқлик ва газлар сизилиши масалаларини ечишнинг ўрта қийматлар усули моҳияти нимадан иборат?
5. Ўрта қийматлар усули ёрдамида масалалар ечишнинг икки фазаси нима билан фарқланади?
6. Чекланган ва чексиз қатлам деганда нимани тушунасиз?
7. Қатлам ташқи чегараси радиусини тавсифланг.
8. Ғовак муҳитда газлар сизилиши тенгламасининг суюқликлар сизилиши тенгламасидан асосий фарқи нимадан иборат?
9. Лейбензон функцияси нимани ифодалайди ва нима мақсадда қўлланилади?

6. Суюқлик ва газларнинг дарзли ғовак муҳитда сизилиши

Дарзли ғовак муҳит, ғовак бўлаклар, дарзлар, тўла система, қисқартирилган система, соддалаштирилган система, гетероген сизилиш.

Дунё газ ва нефт заҳираларининг аксарият қисми дарзли ғовак муҳитда жойлашган. Бундай тоғ жинсларида жойлашган конларни самарали ишлатиш, дарзли ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг сизилиш масалаларининг тадқиқоти билан бевосита боғлик.

Замонавий талқинларга мувофиқ, кўп сонли тармоқларга эга булган дарзлар билан ўзаро ажратиб қўйилган, ўтказувчан ғовак тоғ жинслари бўлакларидан иборат бўлган муҳит, дарзли ғовак муҳит дейилади. Бунда дарзли ғовак муҳит узлуксиз муҳит сифатида қабул қилиниб, унинг ҳар бир нуқтасида ҳам ғовак бўлак, ҳам дарзлар мавжуд дейилади ва ғовак муҳитдан фарқли ўлароқ, ҳар бир нуқтада босимнинг икки қиймати ғовак бўлаклардаги босим қиймати P_2 ва дарзлардаги босим қиймати P_1 киритилади. Шунингдек иккита тезлик векторлари - дарзлардаги сизилиш тезлигн U_1 ва ғовак бўлаклардаги сизилиш тезлиги U_2 киритилади.

Дарси қонунига мувофиқ

$$U_1 = -\frac{k_1}{\mu} gradP_1$$

$$U_2 = -\frac{k_2}{\mu} gradP_2 \qquad (6.1)$$

k_1, k_2 - мос равишда дарзлар ва ғовак бўлакларнинг ўтказувчанлик коэффициенти.

Ғовак бўлаклар ва дарзлар ўртасидаги ўзаро модда алмашинуви жараёни вақтга бевосита боғлик эмас, деб қабул қилинганда, (умуман олганда қисман барқарор - квазистационар) бу жараённи ифодаловчи функция қуйидагича берилиши мумкин.

$$q = \frac{\alpha\rho}{\mu}(P_2 - P_1) \qquad (6.2)$$

бу ерда α - ўлчов бирлигига эга бўлмаган, дарзли ғовак муҳит хусусиятини ифодаловчи янги параметр.

Модда сақланиш қонуни дарзлар ва ғовак бўлаклар учун узлуксизлик тенгламалари билан ифодаланади.

$$div(\rho U_1) = \frac{\partial(m_1\rho)}{\partial t} + q \qquad (6.3)$$

$$div(\rho U_2) = \frac{\partial(m_2\rho)}{\partial t} - q \qquad (6.4)$$

Келтирилган (6.1) - (6.4) тенгламаларни суюқлик ёки газлар учун ҳолат тенгламаси.

$$\rho = \rho(p),\ p=p_1,p_2 \qquad (6.5)$$

ва дарзли ғовак муҳитнинг дефформацияланиши қонунияти

$$m_1=m_1(p_1,p_2),\ m_2=m_2(p_1,p_2) \qquad (6.6)$$

билан тўлдирилса саккиз номаълум, икки босим қиймати ва тезликларнинг ўқлар йўналиши бўйича учтадан олтита компонентини топиш учун саккизта тенгламадан иборат тўлиқ системага эга бўламиз.

Хусусан, биржинсли, қайишқоқ дарзли ғовак муҳитда кам сиқилувчан суюқликларнинг сизилишини ифодалаш учун (6.1)-(6.6) системадан қуйидаги тенгламалар системасини ҳосил қиламиз.

$$\begin{cases} \dfrac{K_1}{\mu}\nabla^2 p_1 = (\beta_{c2} + m_1\beta)\dfrac{\partial p_1}{\partial t} + \dfrac{\alpha}{\mu}(p_2 - p_1) \\ \dfrac{K_2}{\mu}\nabla^2 p_2 = (\beta_{c2} + m_2\beta)\dfrac{\partial p_2}{\partial t} - \dfrac{\alpha}{\mu}(p_2 - p_1) \end{cases} \qquad (6.7)$$

Бу ерда β_{c1}, β_{c2}, β мос равишда дарзлар, ғовак бўлаклар ва уларда сизилаётган суюқликларнинг қайишқоқлик коэффициенти.

(6.7) система - дарзли ғовак муҳитда суюқликлар сизилишининг тўла тенгламалар системаси деб юритилади.

Дарзли ғовак муҳит ғоваклиги умумий ҳажмининг асосий қисмини ғовак бўлаклардаги ғоваклик ҳажми ташкил қилишини, яъни $m_1 << m_2$ ва $\beta_{c1} << \beta_{c2}$, айни вақтда, дарзлар системаси ўтказувчанлиги ғовак бўлаклар ўтказувчанлигига нисбатан жуда катта $k_1 >> k_2$ эканлигини ҳисобга олсак, (6.7) дан қуйидаги системани ҳосил қиламиз.

$$\begin{cases} k_1\nabla^2 p_1 = +\alpha(p_2 - p_1) \\ (\beta_{c2} + m_2\beta)\dfrac{\partial p_2}{\partial t} = \dfrac{\alpha}{\mu}(p_2 - p_1) \end{cases} \qquad (6.8)$$

Бу система дарзли ғовак муҳитда суюкликлар сизилишининг соддалаштирилган тенгламалар системаси номини олган.

(6.8) тенгламалар системаси дарзларда жойлашган модда миқдорини ҳисобга олмайди, бунда дарзлар фақат модданинг қудуқлар томон ҳаракатини таъминловчи каналлар вазифасини бажаради. Дарзлардаги модда миқдорини ҳисобга оладиган бўлсак,

$$\begin{cases} \dfrac{k_1}{\mu}\nabla^2 p_1 = (\beta_{c1} + m_1\beta)\dfrac{\partial p_1}{\partial t} - \dfrac{\alpha}{\mu}(p_2 - p_1) \\ (\beta_{c2} + m_2\beta)\dfrac{\partial p_2}{\partial t} = \dfrac{\alpha}{\mu}(P_2 - P_1) \end{cases} \qquad (6.9)$$

системага эга буламиз. (6.9) система дарзли ғовак муҳитда суюқликлар сизилишининг қисқартирилган тенгламалар системаси номини олган.

Келтирилган тенгламалар системаларини солиштириб, қисқача таҳлил қилсак қуйидагиларни таъкидлашимиз мумкин.

Тўла тенгламалар системаси (6.7) бўйича, ғовак бўлакларда жойлашган модданинг қудуқлар томон ҳаракати дарзлар системаси орқали (модда алмашиниш жараёнини ҳисобга олувчи ҳаднинг таъсири остида) ҳамда бевосита ғовак бўлаклар орқали амалга оширилиши мумкин. Чунки $\nabla^2 p_2$ ҳаднинг мавжудлиги ғовак бўлакларни бир-бири билан бевосита боғлаб, узлуксиз муҳитни ташкил қилиш имконини беради.

Демак, бирор-бир ғовак бўлакдаги модда заррачаси дарзларга ўтмасдан бир ғовак бўлакдан иккинчи ғовак бўлакка ўта олиш ва шу йўсинда қудуқ тубигача етиб келиш имконига эга бўлади. Бу эса ушбу бобнинг бошланиш қисмида дарзли ғовак муҳитга берилган таърифга зид бўлиб чиқади.

Чунки келтирилган таърифга мувофиқ, дарзли ғовак муҳит - кўп сонли тармоқларга эга бўлган дарзлар билан ўзаро ажратиб қўйилган, ўтказувчан ғовак бўлаклардан иборат дейилган эди. Шунинг билан бирга дарзлар системасининг ўтказувчанлиги ғовак бўлаклар ўтказувчанлигига нисбатан жуда катта ва умумий ғоваклиги ғовак бўлаклар ғоваклигига нисбатан жуда кичиклиги натижасида қудуқдан бир хил масофадаги исталган нуқтада дарзлар системасидаги модда босими ғовак бўлаклардаги модда босимидан кичик ёки тенг бўлиши муқаррар, яъни

$$P_1(x, y, z, t) \le P_2(x, y, z, t).$$

Демак, дарзлар системасидаги исталган заррача ғовак бўлакка сизилиб кирмайди (гетероген сизилишнинг баъзи махсус масалалари бундан мустасно). Хулоса қилиб айтганда дарзли ғовак муҳитда заҳиранинг асосий қисми ғовак бўлакларда жамланган бўлиб, модданинг қудуқлар томон ҳаракати дарзлар системаси орқали рўй беради.

Юқорида келтирилган (6.9) тенгламалар системаси худди ана шундай ҳаракатнинг математик модели бўлиб хизмат қилади.

(6.9) системани янада соддалаштириш мақсадида (6.8) системага ўтиш, биринчидан, дарзлардаги бошланғич модда миқдорини ҳисобга олмайди. Иккинчидан, тадқиқотларнинг кўрсатишича, чегаравий масалаларнинг қўйилиши ва уларни ечишнинг турғун алгоритмларини яратиш бир мунча мураккаблашиб, қўйилган масалаларни ечиш имконияти чекланиб қолади.

Демак, дарзли ғовак муҳитда суюқликларнинг сизилиши математик моделлари орасида қисқартирилган система (6.9) дарзли ғовак муҳитга берилган таърифга ҳам мос, ҳам ечим олиш нуқтаи назаридан энг қулай система экан.

Бундан ташқари дарзли ғовак муҳитда дарзлар ва ғовак бўлакларнинг ўзаро модда алмашиш жараёни барқарор бўлмаган ҳолдаги тенгламалар системасидан шартли равишда турғун ҳолдаги система келтириб чиқарилганда у айнан (6.9) система кўринишига эга бўлиши [7]да кўрсатилган.

Дарзли ғовак муҳитда газларнинг сизилиш тенгламалари (6.1)-(6.6) ан мос равишдаги ҳолат тенгламасини (6.5) қўллаш йўли билан келтириб чиқарилади.

Ғовак муҳитда модда сизилиши масалаларини ечиш учун қўлланилган барча усуллар, дарзли ғовак муҳитда модда сизилиши масалаларини ечишга ҳам қўлланилиши мумкин.

Такрорлаш учун саволлар.

Дарзли ғовак муҳит деганда нимани тушунасиз ва унинг ғовак муҳитдан асосий фарқи нимада?
Дарзли ғовак муҳитда суюқлик ва газлар сизилишининг қандай математик моделларини биласиз?
Соддалаштирилган ва қисқартирилган системалар нима билан фарқланади?
Дарзли ғовак муҳитда суюқлик ва газлар ҳаракатининг қисқартирилган тенгламалар системаси нима сабабдан тўла тенгламалар системасига нисбатан муҳитда кечадиган сизилиш жараёнини тўларок ифодалайди?

7. Ўзаро қоришмайдиган суюқликларнинг биргаликдаги ҳаракати

Икки фазали ҳаракат, умумлашган Дарси қонуни, нисбий ўтказувчанлик, тўйинганлик, қолдиқ тўйинганлик, сингдириш ва сиқиб чиқариш эгри чизиклари. капилляр босим, ҳаракат трубкаси, узилишли икки фазали ҳаракат, тўйинганликнинг узилишли ўзгариши, Бакли-Леверетт ечими, ўхшашлик мезонлари.

7.1 Икки фазали суюқликлар ҳаракати учун умумлашган Дарси қонуни

Ғовак муҳитда бир суюқликнинг иккинчиси, нефт ёки газни сув билан сиқиб чиқариш жараёнини таҳлил қилишда кўпинча «поршен ҳаракати» схемаси қўлланилади.

Бу схемага мувофиқ ҳаракатланувчи суюқликлар орасида қатъий чегара мавжуд бўлиб, бу чегаранинг чап томонида фақат биринчи суюқлик ўнг томонида фақат иккинчи суюқлик ҳаракатланади деб фараз қилинади. Аммо тадқиқотлар қатлам шароитида ҳаракатланувчи икки суюқликни ажратиб турувчи аниқ чегара эмас, балки иккала суюқлик биргаликда ҳаракат қилувчи сезиларли катталикдаги зона мавжуд бўлишини кўрсатади. Нефт ёки газли қатламларни сув босиши масалаларини тадқиқот қилишда иккала суюқлик биргаликда ҳаракат қилувчи зона кенглигини, унинг ҳар бир суюқлик билан тўйинганлигининг тақсимоти яъни тўйинганликнинг зона бўйича ўзгариш қонуниятини билиш катта аҳамиятга эга. Чунки бу омиллар конни ишлатиш муддати, ундан нефт ёки газ олиш коэффициентининг жорий ҳамда чегаравий қийматларини белгилайди. Нефт ва газ конларини ишлатишнинг гидродинамик тадқиқоти давомида икки фазали зона мавжудлигини, бу зона чегарасида ҳаракатланувчи суюқликларнинг ўзаро таъсирини ҳисобга олмаслик, қудуқ дебити қийматини ошириб кўрсатилиши ва конни ишлатиш муддатининг қарийиб икки баробар қамайишига олиб келиши аниқланган.

Тадқиқотларнинг кўрсатишича, ғовак муҳитда ўзаро қоришмайдиган суюқликларнинг барқарор ҳаракати давомида унча катта бўлмаган тезликларда Дарси қонуни бажарилсада, ҳар бир фаза учун қатламнинг ўтказувчанлиги унинг абсолют ўтказувчанлигига нисбатан жуда кичик бўлади ва у асосан қатламнинг шу фаза билан тўйинганлигига боғлиқ бўлади.

Юқорида келтирилган мулоҳазаларга мувофиқ, нефт ва сувнинг тўғри чизиқли текис ҳаракати учун Дарси қонунини қуйидагича ёзишимиз мумкин.

$$\vartheta_с = -\frac{\kappa}{\mu_с} f_с(S)\frac{\partial}{\partial x}(P_с + \gamma_с Z)$$

$$\vartheta_н = -\frac{\kappa}{\mu_н} f_н(S)\frac{\partial}{\partial x}(P_н + \gamma_н Z) \qquad (7.1)$$

Бунда $\vartheta_с$ ва $\vartheta_н$ - мос равишда сув ва нефтнинг сизилиш тезлиги;
κ - қатламнинг ўтказувчанлик қобилияти;
$\mu_с$ ва $\mu_н$ - сув ва нефтнинг қовушқоқлик коэффициенти;
$\gamma_с$ ва $\gamma_н$ - сув ва нефтнинг нисбий оғирлиги;

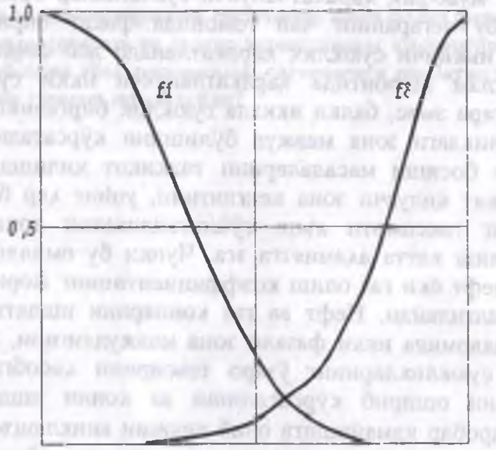
P_C ва P_H - қатламнинг муайян нуқтасида сув ва нефт фазаларининг босими (бу босимлар орасидаги фарқ капилляр кучлар таъсири ҳисобига юзага келади);

Z - вертикал координата ўқи;

S - қатламнинг сувга нисбатан тўйинганлиги;

$f_C(S)$ ва $f_H(S)$ қатламнинг фазалар бўйича ўтказувчанлигининг абсолют ўтказувчанликка нисбати (нисбий ўтказувчанлик).

Нисбий ўтказувчанликнинг тўйинганликка боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқларнинг ўзгариш қонунияти фазаларнинг бир-бири ва қатлам орасидаги ўзаро таъсир хусусиятлари билан аниқланади. Нисбий ўтказувчанликнинг ўзгариш қонуниятини ифодаловчи типик эгри чизиқлар 7.1 чизмада келтирилган.



7.1 Нисбий ўтказувчанлик эгри чизиқлари.

f_C - намловчи суюқлик учун; f_H - намламайдиган суюқлик учун.

Нисбий ўтказувчанликнинг барқарор ҳаракатни ўрганишда аниқланган икки хусусияти алоҳида эътиборга лойиқ. Биринчидан, ғовак муҳитнинг фазалардан бири билан тўйинганлиги маълум миқдордан камайса бу фаза ҳаракатдан тўхтайди. Тўйинганлик мана шу чегаравий (критик) қийматдан ошгандагина бу фаза ҳаракатланади. Бу чегаравий қиймат мос фазанинг қолдиқ тўйинганлиги деб аталади. Қолдиқ тўйинганликнинг қиймати ғовак муҳитнинг тузилиши, унинг физик-кимёвий хусусиятлари, фазанинг физик хусусиятлари, қатлам босими, шунинг каби бирқанча омилларга боғлиқ бўлади. Қолдиқ тўйинганлик қийматида фазанинг ҳаракатдан тўхташи ушбу фаза моддаларининг узилишли ҳолатда иккинчи фаза моддалари билан ўралиб, ғовакликларда қамаб қўйилиши билан асосланади. Иккинчидан, нисбий ўтказувчанликнинг тўйинганликка боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқларнинг кўриниши, ғовак муҳитнинг фазалар билан намланиш хусусиятига боғлиқ бўлади. 7.1 чизмада келтирилган графиклар гидрофил қатламга хос бўлиб, бунда сув юқори намловчи фаза ҳисобланади. Бунда намламайдиган фазанинг озгина миқдори ҳам қатламнинг намлайдиган фазага нисбатан ўтказувчанлигига катта таъсир кўрсатади ва аксинча намлайдиган фаза бўйича тўйинганликнинг кичик қийматлари муҳитнинг намламайдиган фазага нисбатан ўтказувчанлигига сезиларли таъсир қилмайди. Бу тафовутнинг сабаби намлайдиган суюқлик тўйинганлигининг кичик қийматларида асосан энг кичик ғовакликлар ёҳуд тоғ жинслари заррачаларининг сиртига ёпишган ҳолда тарқалган бўлиб, намламайдиган суюқлик ҳаракатига айтарли даражада таъсир кўрсатмайди. Аксинча намламайдиган фаза бўйича тўйинганликнинг кичик қийматларида ҳам, бу фаза энг йирик ғовакликларда жойлашиб, намлайдиган суюқлик ҳаракатига сезиларли қаршилик кўрсатади.

Кўпчилик тадқиқотчилар икки фазали ҳаракатнинг асосий хусусияти сифатида, нисбий ўтказувчанликлар эгри чизикларининг суюқликлар қовушқоқлик коэффициентларининг нисбатига боғлиқ бўлмаслигини эътироф қиладилар. Бошқача қилиб айтганда, нисбий ўтказувчанлик чизиқлари фақатгина ғовак муҳитнинг тузилиш хусусиятларига боғлиқ бўлади. Аммо айрим тадқиқотларда, намламайдиган суюқликнинг қовушқоқлиги, намлайдиган суюқлик қовушқоқлигига нисбатан жуда катта бўлган ҳолда, намламайдиган суюқлик нисбий ўтказувчанлигининг кескин ўсиши кузатилган. Бунинг сабаби намлайдиган суюқлик ғоваклик сиртида плёнка кўринишида жойлашиб, намламайдиган суюқлик ҳаракати учун ўзига хос «мойлаш» вазифасини ўтайди деб кўрсатилади.

Икки фазали ҳаракатни ўрганишда нисбий ўтказувчанлик чизиқларидан ташқари қатламнинг асосий хусусияти сифатида капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлиги қаралади.

Говак муҳитда икки хил суюқлик ҳаракат қилганда, ҳар бир нуқтада, капилляр кучлар таъсири натижасида фазалар босими ҳар хил бўлади. Фазаларнинг туташиш чегарасида босим фарқи $P_к$ (капилляр босим) Лаплас формуласи билан аниқланади.

$$P_2 - P_1 = P_K = \frac{2\sigma\cos\theta}{R} \qquad (7.2)$$

бунда σ - сирт таранглиги;

θ - фазалар ва тоғ жинаалари орасидаги чегаравий бурчак;

R - фазалар орасидаги чегаранинг ўртача эгрилик радиуси.

Намлайдиган суюқлик босими (P_1 билан белгиланган) доимо намламайдиган суюқлик босими P_2 - дан кичик қийматга эга бўлади ва бу фарқ шу нуқтадаги капилляр босимга тенг бўлади.

Икки хил суюқликнинг тоғ жинслари ғовакликларида жойлашишида бир ғовакликдан иккинчисига ўтганда икки суюқлик орасидаги чегаранинг эгрилик радиуси кескин ўзгаради. Шу сабабли ғовак муҳитда фазалар босимлари орасидаги фарқ (капилляр босим)ни аниқлашда фазалар орасидаги чегара эгрилик радиусининг ўртача қийматидан фойдаланилади. Статик шароитда, яъни суюқликлар ҳаракат қилмаганда улар орасидаги чегара эгрилик радиусининг ўртача қиймати ғовакликлар чизиқли ўлчамининг ўртача катталиги ва ғовакликнинг ҳар бир фаза бўйича тўйинганлигига боғлиқ ўлади. Ўлчамлар таҳлили нуқтаи назаридан ғовакликлар чизиқли ўлчамининг ртача қиймати қуйидаги кўринишда аниқланиши мумкин:

$r = C\sqrt{K/m}$,

бунда m - қатлам ғоваклик коэффициенти;

C - ғовак муҳитнинг тузилишига боғлиқ бўлган, ўлчов бирлигисиз утаносиблик (пропорционаллик) коэффициенти.

Ўлчов бирлигига эга бўлмаган R/r катталик фақатгина тўйинликка оғлиқ, шу сабабдан

$R = C\sqrt{\frac{K}{m}}j(s)$ дейишга ҳақлимиз.

Бунга мувофиқ (7.2) формулани

$$P_K = \frac{2\delta\cos\theta}{\sqrt{K/m}}J(S) \quad (7.3)$$

ўринишда ёзишимиз мумкин.

Бунда $j(s)$ ва $J(S)$ - тўйинганликнинг ўлчов бирлигига эга бўлмаган ункциялари. $J(S)$ - функция, дастлаб Леверетт томонидан киритилган ва иинг бир хил геометрик тузилишдаги ғовак муҳитлар учун ягона кўринишга а бўлиши таъкидланади.

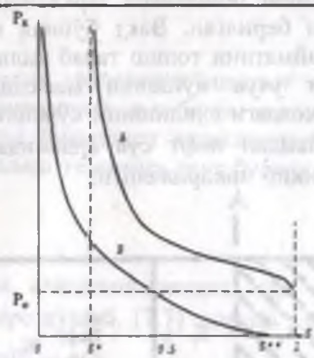
Капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлигини эксперимент йўли илан аниқлашнинг икки усули мавжуд бўлиб, улар «сингдириш» ва «сиқиб иқариш» усуллари дейилади.

«Сиқиб чиқариш» усули қўлланилганда ғовак муҳит намунаси намловчи юқлик билан тўлдирилади, сўнгра тобора ошиб борувчи босим ёрдамида імламайдиган суюқлик ёки газ билан сиқиб чиқарилади.

Босим оширилишининг ҳар бир босқичида намунанинг тўйинганлиги ıчанади.

«Сингдириш» усули қўлланилганда газ ёки намламайдиган суюқлик илан тўлдирилган цилиндр шаклидаги ғовак муҳит намунаси бир томони илан намлайдиган суюқликка тўлдирилган идишга туширилади. Натижада імлайдиган суюқлик намунага сингий бошлайди. Бу жараён охирида імунада намлайдиган суюқлик билан тўйинганликнинг маълум бир қиймати ірор топади.

Тўйинганлик қийматини ўлчаш йўли билан капилляр босим қиймати $_1-\gamma_2)h$ ва демак унинг тўйинганликка ҳамда h-га боғлиқлик даражаси ıиқланади. Бу ерда γ_1,γ_2 мос равишда намловчи ва намламайдиган суюқлик- р солиштирма оғирлиги, h - намловчи суюқликнинг сингиш натижасида муна асосидан кўтарилиш баландлиги. «Сиқиб чиқариш» ва «сингдириш» уллари қўлланилганда капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлигини ѳодаловчи эгри чизиқлар (7.2) чизмада келтирилган.



7.2 Капилляр босимнинг ўзгариш эгри чизиқлари. А - сиқиб чиқариш жараёни учун; В - сингиш жараёни учун.

(7.2) чизмадан келтирилган икки усулнинг натижалари бир-биридан кескин фарқ қилиши кўриниб турибди. Олинган натижалар таҳлили шуни кўрсатадики, «сиқиб чиқариш» жараёни бошланиши яъни намламайдиган суюқликнинг намунага кира бошлаши учун маълум бир босим (7.2 чизмада P_o) қийматидан юқорироқ куч қўйилиши керак. Бундан ташқари тўйинганликнинг шундай бир чегаравий қиймати S^* борки, ҳар қанча юқори босимда суюқлик ҳайдалганда ҳам намунанинг намловчи суюқлик билан тўйинганлиги S^* дан камаймайди. «Сингдириш» жараёнида эса капилляр босимнинг нолга тенг қийматидаёқ намунанинг намловчи суюқликка ботирилган кесимида аксарият ҳолда бирдан кичик, баъзан ҳатто бирга тенг бўлган S^{**} тўйинганлик вужудга келади. Шундай қилиб, капилляр босимнинг ўзгариш эгри чизиғининг кўриниши, тажриба жараёнида намунанинг намловчи суюқлик билан тўйинганлигининг ошиши ёки камайишига боғлиқ экан. Капилляр босим эгри чизиқларидаги бу фарқ капилляр гистерезис деб аталади.

Капилляр босим қийматини аниқловчи, тўйинганликнинг уч функцияси - нисбий ўтказувчанлик функциялари ва $J(S)$ функция тажриба натижалари асосида эмпирик йўл билан топилади. Шубҳасиз бу функциялар хусусиятлари ғовак муҳит тузилиш структураси билан узвий боғлиқ.

7.2. Суюқликларнинг икки фазали чизиқли текис ҳаракати

Тўйинганликнинг кескин ўзгариши

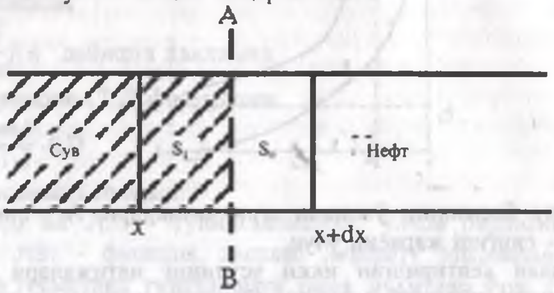
Қатламдан нефтни ҳайдаш масалалари тадқиқоти давомида кўриладиган асосий масала, қатламнинг нефт бераолишлик коэффициентининг жорий ва сўнгги қийматларининг, қатлам ва суюқлик хусусиятлари ҳамда қатламга агент ҳайдаш режимларига боғлиқлигини аниқлашдан иборат.

Бу масаланинг ечими шаксиз олдинги бандда кўриб ўтилган, тўйинганликка боғлиқ бўлган, учта эмпирик функцияларга таянади. Демак, ечиш талаб қилинаётган асосий масала қуйидагича таърифланиши мумкин.

Қатламда тўйинганликнинг бошланғич тарқалиши ва босим фарқи ёки уюқликлар ҳаракат тезлиги берилган. Вақт бўйича келгуси қадамлар учун ўйинганликнинг ўзгариш қийматини топиш талаб қилинади.

Бир ўлчовли ҳаракат учун қўйилган масаланинг капилляр босим аъсири ҳисобга олинмаган ҳолдаги ечилишини кўрайлик.

Фараз қилайлик, қатламдан нефт сув ёрдамида энг оддий, «поршен аракати» схемаси бўйича сиқиб чиқарилаяпти.



7.3. Түйинганликнинг узилиш нуқтасининг элемент бўйлаб ҳаракати.

Кўрилаётган схема бўйича нефт ва сув орасида АВ қатъий чегара ўлиб, ҳаракатланувчи бу чегаранинг олд қисмида сув билан түйинганлик андайдир S_o, чегара ортида эса максимал S_l қийматга эса бўлади. dx зунликдаги ихтиёрий ҳаракат трубкаси элементи учун ҳар бир фазага доир одда сақланиш шартларини ёзайлик. Ҳаракат трубкаси элементининг ўндаланг кесимини бирга тенг деб қабул қилайлик. Фазалар чегарасининг ўрилаётган элементдан ўтиш даври dt давомида унинг сув босган чап исмида сув ва нефт сизилиш тезлигини, мос равишда ϑ_C^l ва ϑ_H^l деб элгилайлик. У ҳолда dt вақт мобайнида элементга кириб келаётган сув иқдори $\vartheta_C^1 \cdot dt$ га тенг бўлади. Элементнинг ҳали сув босмаган, чегаралан ўнг арафида сув ва нефт сизилиш тезликлари ϑ_C^0 ва ϑ_H^0 бўлади. Шу сабабли dt вақт мобайнида элементдан $\vartheta_C^0 dt$ миқдордаги сув чиқиб кетади. Элементда ошланғич сув миқдори mS_0dx ва уни тўла сув босгандаги сув миқдори mS_1dx ўлади. Демак элементдаги сув миқдорининг ўзгариши $m(S_1-S_0)dx$ га тенг ўлади ва ўз навбатида бу миқдор элементга кириб келаётган сув миқдорига енг бўлиши керак, яъни

$$m(S_1-S_0)dx=(\vartheta_C^l-\vartheta_C^0)dt \qquad (7.4)$$

Бундан $$\frac{dx}{dt}=U=\frac{\vartheta_C^l-\vartheta_C^0}{m(S_1-S_0)} \qquad (7.5)$$

елиб чиқади. Бу ерда U - сув билан нефт орасидаги чегаранинг ҳаракат езлиги. Умумлашган Дарси қонуни (7.1) да капилляр кучлар ва оғирлик кучи аъсири ҳисобга олинмаса қўйидаги кўринишга ўтади.

$$\vartheta_c=-\frac{K}{\mu_c}f_c(S)\frac{\partial P}{\partial x}, \qquad (7.6)$$

$$\vartheta_H = -\frac{K}{\mu_H} f_H(S) \frac{\partial P}{\partial x}$$

Қаралаётган ҳаракат трубкаси кўндаланг кесимининг ўзгармаслиги ва суюқликлар сиқилувчанлигининг эътиборга олинмаётганлиги сабабли фазалар сизилиш тезликларининг йиғиндиси ҳаракат трубкаси бўйлаб ўзгармайди ва сувнинг қатламга ҳайдалиш тезлигига тенг бўлади, яъни:

$$\vartheta_C + \vartheta_H = \vartheta(t) \tag{7.7}$$

Сувнинг қатламга ҳайдалиш тезлиги $\vartheta(t)$ берилган деб ҳисоблайлик. (7.6) тенгламаларни ўзаро қўшиб, (7.7) шартни ҳисобга олсак,

$$\frac{K}{\mu_C}\left[f_C(S) + \mu_0 f_H(S)\right]\frac{\partial P}{\partial x} = \vartheta(t) \tag{7.8}$$

ҳосил қиламиз.

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\mu_C \vartheta(t)}{K\left[f_C(S) + \mu_0 f_H(S)\right]} \tag{7.9}$$

Бунда $\mu_0 = \mu_c / \mu_H$

Босим градиенти $\partial P/\partial x$ нинг (7.9) бўйича қийматини (7.6) тенгламаларнинг биринчисига қўйсак, сувнинг сизилиш тезлиги учун қуйидаги ифодага эга бўламиз

$$\vartheta_C = F(S)\vartheta(t) \tag{7.10}$$

Бу ерда $F(S) = \dfrac{f_C(S)}{f_C(S) + \mu_0 f_H(S)}$ (7.11)

F(S) - функция Д.А. Эфрос таъбирича ҳаракат тарқалиш функцияси дейилади. Бу функция, (7.10)-га мувофиқ, қатламда сув сизилиши тезлигининг умумий тезликка нисбатига тенг. (7.10) ифодани (7.5) тенгликка қўйсак

$$U = \frac{\vartheta(t)}{m}\frac{F(S_1) - F(S_0)}{S_1 - S_0} \tag{7.12}$$

ҳосил қиламиз.

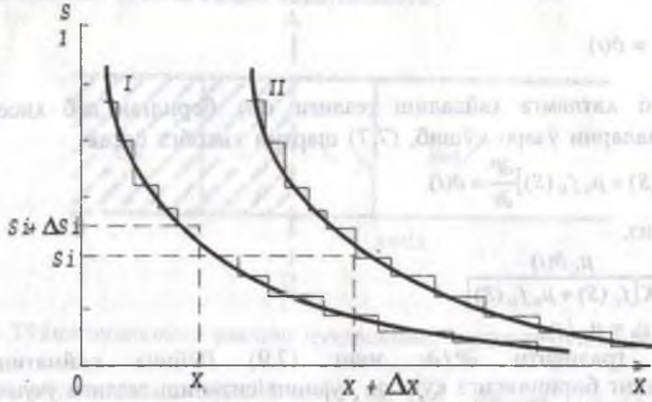
Бу ифода сувнинг қатламга ҳайдалиш тезлиги, яъни сизилиш тезлиги берилган ҳолда, фазалар чегарасининг ҳаракат тезлиги, фақатгина тўйинганликнинг фронт олди ҳамда фронт ортидаги қийматига боғлиқлигини кўрсатади.

Ихтиёрий бошланғич тўйинганлик тарқалишининг вақт бўйича қандай ўзгаришини аниқлаш учун, фазалар чегарасининг шундай ҳаракатини кўрайлики, унинг олд ва орқа қисмида тўйинганлик қиймати ўзаро кам фарқ қилсин. Тўйинганликнинг чегара олди қиймати S ва чегара ортидаги қиймати $S+\Delta S$ бўлсин. Агар $F(S+\Delta S) \approx F(S) + F'(S)\Delta S$ десак, $\Delta S \to 0$ ҳолда (7.12) формуладан

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\vartheta(t)}{m}F'(S) \tag{7.13}$$

келиб чиқади.

(7.12) тенглик, сизилиш жараёнида тўйинганликнинг ҳар бир қийматида фазалар чегарасининг ҳаракат тезлиги, сизилиш тезлиги $\vartheta(t)$ га пропорционал бўлишини кўрсатади. Бу фактни қуйидагича таҳлил қилиш мумкин. Фараз қилайлик, t_0 вақт учун ҳаракат трубкаси бўйлаб тўйинганликнинг тарқалиши $S = S_0(X)$ ёки $X = X_0(S)$ кўринишдаги боғлиқлик билан ифодалансин.



7.4 Тўйинганлик тарқалишининг ҳаракати

Тўйинганлик тарқалиши $S=S_0(x)$ни тақрибан зина шаклидаги эгри чизиқ I (пунктир билан кўрсатилган) кўринишда тасаввур қилиш мумкин.

Бу эгри чизиқнинг ҳар бир поғонаси фазалар орасидаги чегаранинг тўйинганлик S_i дан $S_i + \Delta S_i$ -га ўзгарувчи бир ҳолатини акс эттиради.

Бу чегаранинг ҳаракат тезлиги (7.12) формула билан ёки тақрибан (7.13) формула билан аниқланади. Демак Δt вақт давомида бу поғона

$$\Delta x = \frac{F'(S_i)}{m}\int_{t_0}^{t_0+\Delta t}\vartheta(\tau)d\tau \qquad (7.14)$$

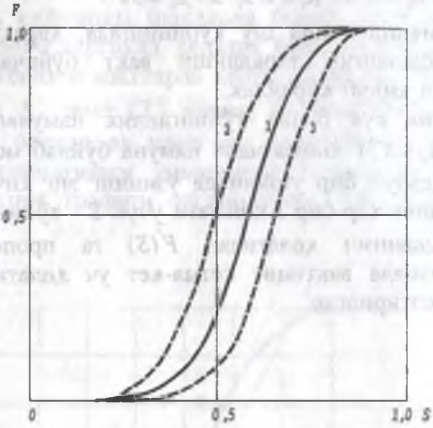
масофага силжийди. Бутун эгри чизиқ эса янги ҳолат II га ўтади. (7.4-чизма).

Агар зина поғоналари баландлигини тобора кичрайтириб борилса $t_0 + \Delta t$ вақт учун тўйинганлик тарқалиши тобора юқори аниқлик билан ҳисобланишига эришилади. (7.14) формула ўнг томонидаги интеграл тўйинганлик S_i нинг қийматига боғлиқ бўлмаганлиги сабабли вақт бўйича қадам Δt нинг қийматини кичрайтиришга ҳожат йўқ. Натижада t_0 вақтда x_0 координатага эга бўлган S_i тўйинганлик $t_0+\Delta t$ вақтда $x_0 + F'(S_1)\int_{t_0}^{t_0+\Delta t}\vartheta(\tau)d\tau / m$ координатага эга бўлади. Бу демак, агар $\vartheta(t) = const$ бўлса, тўйинганликнинг ҳар бир қиймати ўзгармас тезлик билан силжиб боради. (7.13) формула тўйинганликнинг бошланғич қиймати берилган ҳолда вақтнинг исталган қиймати учун унинг тарқалиш қонуниятини аниқлаш имконини беради.

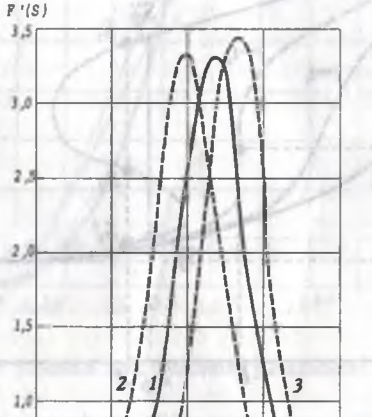
Тўйинганлик ҳар-бир қийматининг тарқалиш тезлиги $F(S)$ функцияга пропорционал (мутаносиб) бўлади.

Нисбий ўтказувчанлик эгри чизиғининг кўриниши маълум бўлган ҳолда *F(S)* функцияни тузиш ҳеч қандай қийинчилик туғдирмайди.

(7.5) ва (7.6) чизмаларда мос равишда *F(S)* ва *F'(S)* функцияларнинг типик кўриниши акс эттирилган.



7.5 *F(S)* - эгри чизиқлари



7.6 *F'(S)* эгри чизиқлари

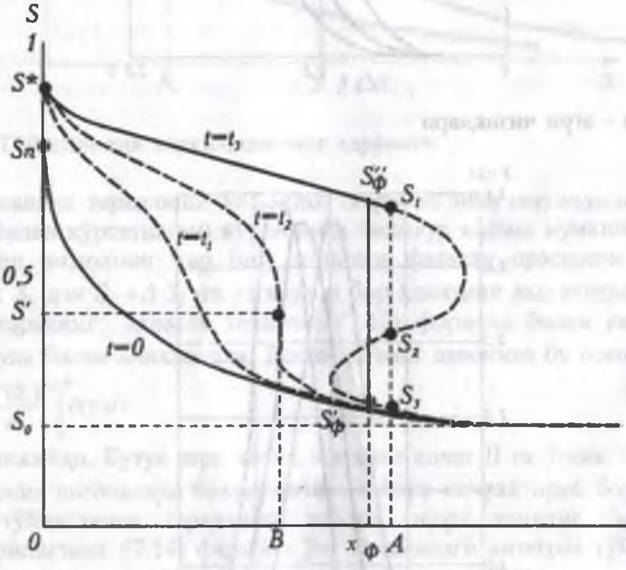
f_C=0 бўлган нуқталар (0<S<S*) ва f_H=0 (S**<S<1) нуқталарда

$F'(S)$ айнан нолга тенг, қандайдир $S=S_{ш}$ нуқтада эса $F'(S)$ ўзининг аксимал қийматига эришади. $F(S)$ ва $F'(S)$ функциялар сизилаётган моддалар овушқокликларининг нисбатига ҳам боғлиқ бўлади.

Чизмаларда $1-\mu_0=1;\ 2-\mu_0=1/3;\ 3-\mu_0=3$.

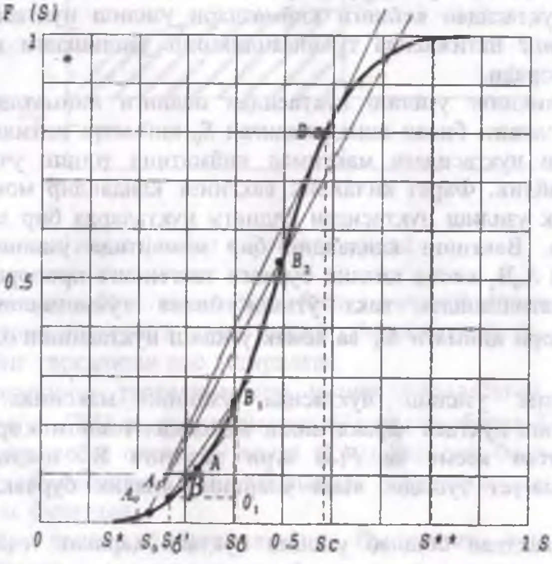
$F'(S)$ - функциянинг мана шу кўринишида, ҳаракат трубкаси бўйлаб йинганликнинг бошланғич тарқалиши вақт бўйича қандай ўзгариши умкунлигини таҳлил қилиб кўрайлик.

Фараз қилайлик сув билан тўйинганлик намунага кириш кесимида ндайдир S_n $(S_ш \le S_n \le S^{**})$ қийматидан намуна бўйлаб монотон камая бориб, ириш кесимидан маълум бир узоқликда ўзининг энг кичик $S=S_0$ қийматини бул қилсин. Вақтнинг ҳар-бир t қиймати учун S - тўйинганликка эга бўлган қта ўзининг бошланғич ҳолатидан $F'(S)$ га пропорционал масофага лжийди. 7.7 - чизмада вақтнинг кетма-кет уч ҳолати учун тўйинганлик рқалиш графиги келтирилган.



7.7 тўйинганлик тарқалишининг вақт бўйича ўзгариши.

$F'(S)$ функция максимумга эга бўлганлиги сабабли тўйинганлик рқалишининг вақт бўйича ўзгаришининг юқорида келтирилган хусусият- рига мувофиқ, маълум бир вақт ўтиши билан $X(S)$ эгри чизиғи ҳам ксимумга эга бўлади (7.7 чизмада t_3 вақтга мос график). Демак тўйинганлик рқалиши қандайдир бир А нуқтада ягона қийматга эга бўлмайди. Яъни X нг бир қийматида тўйинганликнинг учта S_1, S_2, S_3 қиймати мос келади. биийки, тўйинганлик тарқалишининг бундай ҳолати физик маънога эга эмас. Бу демак, тўйинганлик тарқалиши узлуксиз бўлишини талаб қилиб бўлмайди. Чунки бу тарқалиш узлуксиз бўлганда у (7.13) тенглама билан ифодаланар ва унинг бирқийматлилиги бузилмас эди. Амалда эса, юқорида келтирилган далилларга мувофиқ, *x* нинг қандайдир бир қийматида тўйинганлик S_1 дан S_3 га кескин (узилишли тарзда) ўзгаради. Бундай узилишли ўзгариш вақтнинг t_2 қийматида шакллана бориб (x=B нуқтада $S(x)$ эгри чизиғига ўтказилган уринма вертикал ҳолатда бўлганда), t_3 қийматида яққол пайдо бўлади ва ундан кейинги вақтларда кенгайиб боради. Узилиш катталиги токим S_{ϕ}^{-} нинг ўсиб ва S_{Φ} нинг (7.7 чизма) камайиб ўз чегаравий қийматларига етгунча ўзгариб боради ва мана шу чегаравий қийматда барқарорлашади. Тўйинганлик қийматидаги узилишнинг бундай хусусиятини таҳлил қилиш учун $F(S)$ функция графиги тасвирланган 7.8 - чизмага мурожаат қилайлик.



7.8 тўйинганликнинг узилиш нуқтасидаги ўзгариши.

(7.13) формуласига мувофиқ тўйингаликнинг S' қийматининг (7.8 чизмада А нуқта) ҳаракат тезлиги А нуқтада $F(S)$ чизиғига ўтказилган уринма қиялик бурчагининг тангенсига $(F'(S))$ пропорционал бўлади. Вақтнинг t=t_2 моментида дастлаб тўйинганликнинг S=S' қийматида $S(x)$ эгри чизиғига уринманинг вертикал холатга келганида S=S' нуқтанинг ортидаги нуқталарда тўйинганликнинг тарқалиш тезлиги S' нуқтаникига нисбатан катта бўлади (чунки бу нукталарда $S>S'$ ва $F'(S)>F'(S')$ (7.6) - чизмага қаранг) S' нуқтанинг олд томонида $S<S'$ ва $F(S)<F'(S')$ бўлганлиги сабабли бу нуқталардаги тўйинганлик қийматининг ҳаракат тезлиги S' нуқтага нисбатан кичик бўлади. Шу

сабабли тўйинганлик тарқалишида $S_\phi^{''}$дан $S_\phi^{\prime}$ гача ўзгарувчи узилиш ҳосил бўлади (7.7 чизма).

Фараз қилайлик вақтнинг қандайдир моментида тўйинганликнинг $S_\phi^{''}$ ва $S_\phi^{\prime}$ қийматларига *F(S)* эгри чизиғида A_1 ва B_1 нуқталар мос келсин. Узилиш нуқтасининг ҳаракат тезлиги (7.12) формулага мувофиқ аниқланади

$$\frac{\vartheta}{m}\frac{F(S_\phi^{''})-F(S_\phi^{\prime})}{S_\phi^{''}-S_\phi^{\prime}}=\frac{\vartheta}{m}tg\beta \qquad (\beta=\angle B_1A_1O_1).$$

Бу эса, узилиш нуқтасининг ҳаракат тезлиги A_1B_1 кесма қиялик бурчаги β-нинг тангенсига пропорционал бўлишини (7.8 - чизма), тўйинганликнинг $S_\phi^{''}$ ва $S_\phi^{\prime}$ қийматларининг ҳаракат тезлиги мос равишда A_1 ва B_1 нуқталарга ўтказилган уринмалар қиялик бурчагининг тангенсига пропорционал бўлишини кўрсатади. Демак, узилиш нуқтаси ўз ҳаракати давомида тўйинганликнинг ўзидан олдинги қийматларини қувиб ўтабошлайди. Ва аксинча тўйинганликнинг узилиш нуқтасидан кейинги қийматлари узилиш нуқтасини қувиб ета бошлайди. Бунинг натижасида тўйинганликнинг узилишдаги максимал қиймати камайиб боради.

Тўйинганликнинг узилиш нуқтасидан олдинги қийматлари бошланғич тарқалиш эгри чизиғи билан аниқланадиган S_0 қийматга интилади. Тўйинганликнинг узилиш нуқтасидаги максимал қийматини топиш учун қуйидагича мулоҳаза юритайлик. Фараз қилайлик вақтнинг қандайдир моментидан бошлаб тўйинганлик узилиш нуқтасидан олдинги нуқталарда бир хил бўлиб, S_0 - га тенг бўлсин. Вақтнинг қандайдир бир моментида узилиш нуқтасининг ҳаракат тезлиги A_0B_2 кесма қиялик бурчаги тангенсига пропорционал бўлади. Юқорида кўрсатилганидек вақт ўтиши билан тўйинганликнинг узилиш нуқтасидаги юқори қиймати $S_\phi^{''}$ ва демак узилиш нуқтасининг ҳаракат тезлиги ўсиб боради.

Тўйинганлик узилиш нуқтасида ўзининг максимал қиймати S_C шунингдек узилиш нуқтаси ҳаракатининг максимал тезлигига эришганда, A_0B_C нуқталардан ўтган кесма ва *F(S)* эгри чизиғига B_C нуқтада ўтказилган уринмалар устма-уст тушади, яъни уларнинг қиялик бурчаклари бир хил бўлади.

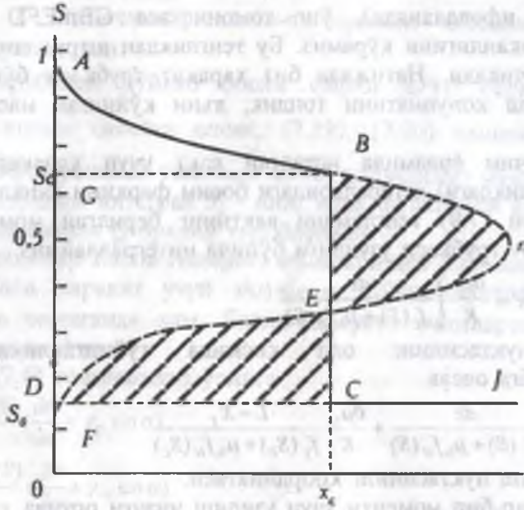
Ана шу вақтдан бошлаб узилиш нуқтаси ҳаракат тезлиги тўйинганликнинг узилиш нуқтаси ортидаги қийматининг тарқалиш тезлигига тенглашади. Шу сабабли бундан кейинги вақт мобайнида тўйинганликнинг узилиш нуқтасидаги юқори қиймати ўзгармайди.

Узилиш нуқтасининг ҳаракат тезлиги (7.12) формула билан ва тўйинганликнинг тарқалиш тезлиги (7.13) формула билан аниқланади. Бу икки ифодани тенглаштириш натижасида

$$F'(S_C)=\frac{F(S_C)-F(S_0)}{S_C-S_0} \tag{7.15}$$

муносабатга эга бўламиз.

(7.15) формула тўйинганликнинг узилиш нуқтасидаги максимал қийматини (S_C) аниқлашга имкон беради.



7.9. Узилишли икки фазали ҳаракатга мисол.

7.9 - чизмада мисол тариқасида бошланғич тўйинганлиги ўзгармас S_0 бўлган цилиндрик намунага сув ҳайдай бошлагандан t_0 вақт ўтгандаги тўйинганликнинг тарқалиши акс эттирилган.

Тўйинганликнинг тарқалиш эгри чизиғи қурилаётган ҳолда исталган вақт моменти учун $F'(S)$ га пропорционал бўлиши ва барча $S>S_0$ қиймат учун $x=0$ эканлигини ҳисобга олсак, бу ҳолда (7.14) формула билан аниқланадиган формал ечим бошланғич t=0 вақтданоқ узилишга эга бўлади яъни биркийматлилик бузилади.

Чунки бу ҳолда тўйинганликнинг бошланғич тақсимотининг ўзи узилишга эга бўлади.

Тўйинганликнинг узилишдаги юқори қиймати бошланғич моментдаёқ ўзининг (7.15) формула билан аниқланадиган максимал қийматига эришади.

Сув билан тўйинганликнинг бу максимал қиймати қатламнинг максимал нефт бера олиш коэффициентига мос бўлади, яъни бу ҳолда нефт билан тўйинганлик нефтнинг қатламда ҳаракатдан тўхташ ҳолатига мос бўлган қолдиқ тўйинганлик $(S=S^{**})$ қийматини қабул қилади.

(7.9) чизмадаги тўйинганликнинг тарқалиш эгри чизиғи (ABmEF) узилиш чизиғи BC билан шундай бўлинадики, унда штрихланган юзалар BmE ва EFC ўзаро тенг бўлади. Дарҳақиқат, (7.15) тенгликни

$$\frac{\vartheta}{m}tF'(S_C)(S_C-S_0)=\frac{\vartheta}{m}t\left[F(S_C)-F(S_0)\right]$$

:ўринишда ёзсак, унинг чап томони GBCD тўғри тўртбурчак юзаси (чунки гри чизиқнинг AB бўлаги

$$x=(\vartheta/m)tF'(S) \tag{7.16}$$

юрмула билан ифодаланади), ўнг томони эса GBmEFD эгри чизикли рапеция юзаси эканлигини кўрамиз. Бу тенгликдан штрихланган юзаларнинг енглиги келиб чиқади. Натижада биз ҳаракат трубкаси бўйлаб тўйинган-икнинг тарқалиш қонуниятини топдик, яъни қўйилган масаланинг ечими ўла аниқланди.

Олинган ечим ёрдамида исталган вақт учун ҳаракат трубкасининг берилган L узунликдаги) чегараларидаги босим фаркини аниқлаш мумкин.

Бунинг учун (7.9) тенгламани вақтнинг берилган моменти (ўзгармас ақт) учун ҳаракат трубкаси узунлиги бўйича интеграллаймиз.

$$\Delta P=-\int_0^L\frac{\partial P}{\partial x}dx=\frac{\vartheta\mu_c}{K}\int_0^L\frac{dx}{f_C(S)+\mu_0 f_H(S)}$$

Узилиш нуқтасининг олд кисмида тўйинганликнинг ўзгармас канлигини ҳисобга олсак

$$\Delta P=\frac{\vartheta\mu_C}{K}\int_0^{x_c}\frac{dx}{f_C(S)+\mu_0 f_H(S)}+\frac{\vartheta\mu_C}{K}\frac{L-X_C}{f_C(S_0)+\mu_0 f_H(S_0)} \tag{7.17}$$

у ерда x_c - узилиш нуқтасининг координатаси.

Вақтнинг ҳар-бир моменти учун узилиш чизиғи ортида x, S-нинг (7.16) юрмула билан аниқланган функцияси бўлганлиги сабабли (7.17) да интеграл сти ўзгарувчиси xни S билан алмаштиришимиз мумкин.

У ҳолда

$$dx=\frac{1}{m}F''(S)Qds$$

$$\Delta P=\frac{\mu_c}{km}\vartheta Q\int_{S^{*}}^{S_c}\frac{F''(S)ds}{f_C(S)+\mu_0 f_H(S)}+\frac{\vartheta\mu_c}{K}\frac{L-\frac{1}{m}F'(S_0)Q}{f_C(S_0)+\mu_0 f_H(S_0)} \tag{7.18}$$

Бу ерда

$$Q=\int_0^t\vartheta(\tau)d\tau$$

(7.18) тенгликнинг ўнг томонидаги иккинчи ҳадда (7.16)га мувофик

$$x_C=\frac{1}{m}F'(S_c)Q$$

канлиги ҳисобга олинган.

(7.18) формула узилиш нуқтасининг ҳаракат трубкасининг ўнг томонги есимига (чиқиш кесими) етиб келгунгача ўринли. Узилиш нуқтаси ҳаракат рубкасининг чиқиш кесимига етиб келиши билан (7.18) формула ўнг омонидаги иккинчи ҳад нолга айланади ва биринчи ҳаддаги интегралнинг юкори чегараси чиқиш кесимидаги тўйинганлик қиймати S_2 билан алмаш-ирилади, яъни

$$\Delta P=\frac{\mu_c\vartheta Q}{km}\int_{S^{*}}^{S_2}\frac{F''(S)ds}{f_C(S)+\mu_0 f_H(S)} \tag{7.19}$$

Тўйинганликнинг чиқиш кесимидаги $(x=L)$ қиймати S_2 (7.16) формулага мувофиқ $L = \frac{1}{m}F'(S_2)Q$ ёки $F'(S_2) = \frac{Lm}{Q}$ (7.20)

формула ёрдамида аниқланади.

(7.19) ва (7.20) ечимлар қатламга сувнинг ҳайдалиш тезлиги $\vartheta(t)$ берилган ҳол учун олинди.

Ҳаракат трубкаси бўйлаб босим фарқи $\Delta P(t)$ берилган ҳол учун, $\vartheta(t) = \frac{dQ}{dt}$ эканлигини ҳисобга олсак, (7.19), (7.20) тенгламалардан $Q(t)$ни аниқлаш учун дифференциал тенглама ҳосил қилишимиз мумкин.

Чунки (7.19) даги интеграл S_2 - нинг аниқ функцияси ва ўз навбатида S_2 (7.20) формула ёрдамида Q орқали ҳисобланади.

Олинган ечимлар Бакли-Леверетт ечимлари деб юритилади.

Бир ўлчовли ҳаракат учун $\vartheta(t) = const$ бўлганда гравитация кучлари таъсири ҳисобга олинганда ҳам, Бакли-Леверетт ечимларини топиш катта қийинчилик туғдирмайди.

Бу ҳолда (7.6) тенгламалар ўрнига

$$\vartheta_C = -\frac{Kf_C(S)}{\mu_C}\left(\frac{\partial P}{\partial x} + \gamma_C \sin\alpha\right)$$

$$\vartheta_H = -\frac{Kf_H(S)}{\mu_H}\left(\frac{\partial P}{\partial x} + \gamma_H \sin\alpha\right) \qquad (7.21)$$

кўринишдаги тенгламаларга эга бўламиз.

Бунда α - қатламнинг горизонтал текисликка нисбатан қиялик бурчаги.

(7.5) ва (7.7) тенгламалар бу ҳолда ҳам ўша кўринишда бўлади.

Бу ҳол учун ҳам юқорида қилингани каби мулоҳазалар асосида (7.13) тенглама ўрнига

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\vartheta(t)}{m}\left[F'(S) - \frac{W_\Gamma}{\vartheta}\psi'(S)\right] \qquad (7.22)$$

тенглама ҳосил қиламиз.

Бунда

$$W_\Gamma = \frac{K}{\mu_H}(\gamma_C - \gamma_H)\sin\alpha;$$

$$\psi(S) = f_H(S)F(S)$$

Кўриниб турибдики (7.13) тенгламада $F(S)$ ўрнига

$$F_1(S) = F(S) - \frac{W_\Gamma}{\vartheta}\psi(S)$$

деб қабул қилсак (7.22) тенгламанинг айнан ўзи келиб чиқади.

Кўрсатилган фарқ ҳисобга олинганда олдинги ҳол учун қилинган барча мулоҳазалар бу ҳол учун ҳам ўринли бўлади.

Бошланғич тўйинганлиги барча нуқталарида бир хил бўлган намунадан нефтни сув билан сиқиб чиқарилиши тажриба натижаларидан, Бакли - Леверетт ечими ёрдамида намунанинг нисбий ўтказувчанлигини аниқлаш мумкин. Бунинг учун намуна тўйинганлигининг ўртача қиймати формуласида

$$\overline{S} = \frac{1}{L}\int_0^L S dx$$

x ўрнига (7.18)га мувофиқ унинг қиймати $QF''(S)ds/m$ ни қўйиб ҳосил ўлган ифодани бўлаклаб интегралласак

$$S_2 = \overline{S} - W\left[1 - F(S_2)\right] \qquad (7.23)$$

енгликни ҳосил қиламиз.

Бунда W=Q/Lm, яъни намунага ҳайдалган сувнинг умумий миқдорининг намунанинг ғоваклик ҳажмига нисбатига тенг. (7.20) формулага мувофиқ эса

$$W = \frac{1}{F'(S_2)}$$

Тўйинганликнинг ўртача қиймати $\overline{S}$ қатламнинг жорий нефт бера олиш коэффициенти орқали ва $F(S_2)$ функция (7.10) формулага мувофиқ $F = \vartheta_c / \vartheta(t)$ эканлигидан тажриба жароёнида аниқланган ϑ_c ва $\vartheta(t)$ қийматларидан фойдаланиб ҳисобланиши мумкин.

Натижада (7.23) формулага асосан S_2 қиймати ҳамда $F(S)$ функциянинг кўриниши аниқланади.

(7.19) формулада интеграллаш узгарувчиси S-ни $F'(S)$га алмаштирсак, $Q = WLm$ ва $1/\left[f_C + \mu_0 f_H\right] = F(S)/f_C(S)$ эканлигини ҳисобга олиб, (7.19)ни

$$\int_0^{F'(S_2)} \frac{F}{f_C} dF' = \frac{K\Delta P}{\vartheta \mu_c L} F'(S_2) \qquad (7.24)$$

кўринишда ёзишимиз мумкин.

(7.24) тенгликда $K\Delta P / \vartheta\mu_c L$ бевосита тажриба натижалари асосида вақтнинг ёки W нинг функцияси сифатида аниқланиши мумкин. $K\Delta P / \vartheta\mu_c L = I$ деб белгиласак (7.24) ни F' бўйича дифференциаллаб

$$\frac{F}{f_C} = \frac{d}{dF'}(IF') \qquad (7.25)$$

ҳосил киламиз. Бу тенгликда $F'(S)$ни (7.20)га мувофиқ W билан алмаштириб ва уни f_Cга нисбатан ечиб

$$f_C = \frac{F}{d(I/W)/d(1/W)} = -\frac{F}{W^2 \dfrac{d(I/W)}{dW}} \qquad (7.26)$$

эга бўламиз. Агар F ва I/W функцияларнинг W-га нисбатан боғлиқлигини (тажриба натижалари асосида) тузсак, ундан соний ёхуд график дифференциаллаш асосида $d(I/W)/dW$ ни аниқлаймиз.

Натижада (7.26) га мувофиқ f_C, (7.23) формуладан S_2 улар ёрдамида $F(S_2)$ ва $f_C(S_2)$ қийматларини ва ниҳоят $f_H(S_2)$ қийматини топамиз.

Намунанинг нисбий ўтказувчанлигини аниқлашда юқорида келтирилган мулоҳазаларда биз (7.19) (7.20) формулалардан фойдаландик.

Бу формулалар ҳайдалаётган суюқлик намунадан чиқиш кесимига етиб келгандан кейингина ўринлилигини ҳисобга олиб, биз аниқлаган нисбий ўтказувчанлик коэффициентлари тўйинганликнинг узилиш нуқтасидаги максимал қийматидан юқори қийматлари учун ўринли бўлишини таъкидлаш зарур.

Ўтказилган кўп сонли тадқиқотлар Бакли-Леверетт ечими учун бундай чеклашнинг катта таъсири йўқлигини кўрсатади, чунки Бакли-Леверетт ечимида айнан тўйинганлик ўзгаришининг келтирилган услуби қўлланиши мумкин бўлган диапазони ишлатилади.

Шунингдек, келтирилган услуб ёрдамида аниқланган нисбий ўтказувчанлик коэффициентларининг, барқарор ҳаракат ҳолидаги эгри чизиқларга яқинлиги таъкидланади.

7.3. Қатламдан нефтни сув билан ҳайдаш жараёнини моделлаштириш ва ўзаро мослик масалалари

Ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг икки фазали ҳаракати гидродинамик назарияси ҳозирча етарли даражада ривожланмаган. Мавжуд ҳаракат тенгламаларида эмпирик функциялардан фойдаланилган ва уларнинг ечимини топиш талайгина қийинчиликлар туғдиради.

Шу сабабли икки фазали ҳаракат доирасида амалий масалалар ечиш ва назарий асосларини ривожлантириш мақсадида физик моделларда тадқиқотлар олиб боришга эҳтиёж ҳам камайган эмас.

Физик моделлар ёрдамида масалалар ечишда ўзаро мослик критерийларини (ўхшашлик мезонлари) танлаш алоҳида аҳамиятга эга. Ўхшашлик мезонлари икки хил усул билан танланиши мумкин: ўлчовлар таҳлили ва ҳаракат тенгламалари ҳамда чегаравий шартлар тадқиқоти асосида. Биз кўраётган масалада юқорида қайд этганимиздек, ҳаракат тенгламалари бир қанча фараз ва тахминлар асосида келтириб чиқарилганлиги учун ўлчовлар таҳлили усулини қўллаш мақсадга мувофиқ.

Ўлчовлар таҳлили усулини қўллашда кўрилаётган физик жараённинг барча ҳал қилувчи параметрларининг аниқланганлиги талаб қилинади. Чунки бирор бир ҳал қилувчи аҳамиятга эга бўлган параметр ҳисобга олинмаса, олинган натижа ҳақиқатдан узоқ бўлади ва аксинча, кам таъсир қилувчи параметрлар қўшилиб қолса кераксиз ўлчов мезонлари қўшилиб, масалани мураккаблаштиради.

Икки ўзаро қоришмайдиган суюқликларнинг ғовак муҳитда сизилиши жараёнини моделлаштиришдаги асосий ўхшашлик қонуниятларини кўриб чиқайлик. Кўрилаётган масалада асосий аниқланувчи миқдор сифатида жорий нефт бера олиш коэффициентини, яъни қатламдан шу вақтгача олинган нефт миқдорининг, қатламдаги бошланғич нефт миқдорига нисбатини олайлик. Ўтказилган кўп сонли тажрибалар ва мавжуд тенгламалар тадқиқоти натижалари, қатламнинг нефт бера олиш коэффициенти қуйидаги параметрларга боғлиқ бўлишини кўрсатади;

t - вақт;

ϑ -ҳаракат тезлиги;

l, h - қатламни тавсифловчи ўлчамлар;

α - қатламнинг горизонтга нисбатан қиялик бурчаги;

S_0 - берилган нуқтадаги бошланғич тўйинганлик;

g – оғирлик кучи тезланиши;

k, m - қатламнинг ўтказувчанлик ва ғоваклик коэффициентлари;

μ_c, μ_H - сув ва нефт қовушқоқлик коэффицентлари;

γ_c, γ_H - сув ва нефт солиштирма оғирликлари;

σ - сирт таранглиги;

θ_0 - нефт, сув фазалари ва тоғ жинслари орасидаги статик чегаравий бурчак.

Ўлчамлар назарияси П-теоремасига мувофиқ қатламнинг нефт бера олиш коэффициенти ўлчамсиз катталик сифатида келтирилган барча параметрларнинг ўлчамсиз комбинацияларининг функцияси бўлади. Агар барча катталиклар ўлчамларини CGS системасида ифодаласак, у ҳолда эркин ўлчамли параметрлар сони учга тенг бўлади.

Ўрганилаётган жараённи тавсифлаш учун биз танлаган параметрлар сони 15та бўлганлигидан 12та ўлчамсиз эркин параметрлар комбинациясини (ўхшашлик мезони) танлашимиз мумкин. Қатламнинг нефт бера олиш коэффициенти ана шу параметрларга боғлик.

Бу параметрлар қийматлари модел ва ўрганилаётган реал жараён учун бир хил бўлмоғи керак.

Ўхшашлик мезонларини танлаш ҳар хил йўллар билан бажарилади.

Кўпинча бу мезонлар ҳаракат тенгламалари ва чегаравий шартлар таҳлили асосида қуйидаги кўринишда танланади.

$$\vartheta t l^{-1} m^{-1}, \alpha, m, \frac{\mu_H}{\mu_c} = \mu_0, S_0, \gamma_c / \gamma_H, l/n, \quad \frac{K\Delta\gamma}{\vartheta\mu_c} = \Pi_\gamma, \quad \frac{\sigma\cos\theta\sqrt{Km}}{\vartheta\mu_H l} = \Pi_2$$

Бу йўл билан тўққизта ўхшашлик мезони танланди. Демак яна учта мезон танланиши керак. Бу ўхшашлик мезонларидан бири нефт, сув фазалари ва тоғ жинслари орасидаги статик чегаравий бурчак билан боғлиқ. Бу бурчак Π_2 мезон таркибида сирт таранглиги σ билан бирга $\sigma\cos\theta$ кўринишда кирган. Аммо ҳаракат тенгламалари капилляр гистерезис таъсирини ҳисобга олмаган ҳолда чиқарилганлиги сабабли, чегаравий бурчак θ нинг қатламдаги оқим шароитларига боғлиқлигини ифодаламайди. Шу сабабли ўхшашлик мезонлари қаторига статик чегаравий бурчак θ_0 , Π_2 - мезондан ташқари $\Pi'_2 = \frac{\sigma\sqrt{km}}{\vartheta\mu_H l}$ кўринишдаги мезон билан киритилади. Етишмаётган мезонларнинг иккинчиси сифатида ғовакликларда фазаларнинг тарқалишига (жойлашишига) гидродинамик кучларнинг таъсирини ифодаловчи $\Pi_1=\sigma/\vartheta\mu_H$ параметр қабул қилиниши мумкин. Π_1 мезон ғовак каналлар микёсида капилляр кучлар градиентининг қатламда макроскопик микёсда босим градиентига нисбатини ифодалайди.

Учинчи мезон сифатида Рейнольдс сонининг аналоги бўлмиш $\vartheta\gamma_c\sqrt{k}/g\mu_c$ қабул қилиниши мумкин. Бу миқдорнинг ўхшашлик мезони сифатида қабул қилиниши, асосий параметрлар сирасига суюқликлар нисбий оғирликлари ва оғирлик кучи тезланиши g нинг киритилиши билан боғлиқ. $\frac{\gamma}{g}$ – суюқлик зичлиги бўлиб, унинг ўрганилаётган жараёнга таъсири инерцион кучлар етарли даражада катта бўлгандагина сезилади. Биз ўрганаётган жараён учун, яъни қатламда суюқликлар ҳаракати масалаларида, инерцион кучлар ковушқоқлик кучларига нисбатан жуда кичик бўлганлиги сабабли Рейнольдс сони катта аҳамиятга эга эмас.

Ҳал қилувчи параметрлар сирасига ҳаракат тезлиги ϑ ўрнига босим фарқи Δp ҳам қабул қилиниши мумкин. Бу ҳолда барча ўлчамсиз комбинацияларда тезлик ϑ ўрнига $k\Delta p/\mu_c\, l$ киради.

Ўхшашлик мезонларини танлашда ҳал қилувчи параметрлар сирасига ғовак муҳит хусусиятларини тавсифловчи параметрлар сифатида ўтказувчанлик k ва ғоваклик m киритилган эди. Ўрганилаётган жараённинг модел ва реал объектда кечишидаги ўхшашликни таъминлаш учун сўзсиз $f_C(S)$, $f_H(S)$ ва $J(S)$ функциялар кўринишинг бир хиллиги таъминланиши керак.

Бу талабни бажариш модел ва реал объект учун ғовак муҳитнинг тақрибан ўхшаш бўлишини тақозо қилади.

Танланланган ўхшашлик мезонлари асосида қурилаётган жараён моделини тузишнинг асосий моментлари устида тўхталиб ўтайлик. Модел ва реал объектнинг геометрик ўхшашлигини таъминлаш бир хил ўлчамли катталиклар нисбатлари мослигига эришиш катта қийинчилик туғдирмайди. Чизиқли қатлам учун $\dot{\vartheta}t/lm$ параметр қатламга ҳайдалган сув ҳажмининг ғовакликлар ҳажмига нисбатини ифодалайди. Бу параметр ёрдамида модел ва реал объект учун вақт моментларини ҳисоблаш усули аниқланади.

Аммо модел ва реал объект учун Π_1 ва Π_2 (ёки Π_2^{1}) мезонлар қийматлари мослигига эришиш анчагина қийинчилик туғдиради. Бу параметрлар нисбати $\Pi_1/\ \Pi_2^{1} = l/\sqrt{k}$ га тенг. Бу нисбат қийматини одатда модел ўлчамлари чегарасида таъминлаш ғоятда мушкул ва у доимо маълум даражадаги хатолик билан амалга оширилади. Д.А. Эфрос, В.П. Оноприенколар ўтказган тадқиқотлар кўпчилик ҳолларда бундай тақрибий моделларда ҳам етарли аниқликдаги натижалар олиш мумкинлигини кўрсатади. Бундай имконнинг мавжудлиги Π_1 ва Π_2 мезонларнинг қийматлари маълум чегараларда ўзгарганда улар қатламнинг нефт бера олишига сезиларли таъсир кўрсатмаслиги билан асосланади. Π_2 мезон барқарорлашган зона узунлигининг суюқликлар сизилиш областининг (қатлам) чизиқли ўлчам бўйича узунлигига нисбатини ифодалайди. Агар бу нисбат етарлича кичик бўлса, унинг қатлам нефт бера олиш коэффициентига таъсири деярли сезилмайди. Қатлам биржинслилиги қанчалик юқори бўлса, бу нисбат шунчалик кичик бўлади.

Эфрос ва Оноприенколар Π_2 мезон ўрнига $\sigma/\sqrt{k}\Delta p$ шаклдаги мезондан фойдаланишган ва бу мезон қиймати 1/2 дан кичик бўлса қатлам нефт бера олиш коэффициентига деярли таъсир этмаслигини кўрсатишган.

Π_1 мезон учун ҳам қатлам нефт бера олиш коэффициентига таъсир қилмайдиган қийматлар чегараси мавжуд. Бу мезон қиймати етарлича катта бўлганда капилляр кучлар, вақтнинг ҳар бир моментида, ғовакликлар бўйлаб фазалар тақсимотини барқарор ҳаракат ҳолатидагидек бўлишини таъминлашга улгуради, яъни ғовакликларда исталган вақт моментида капилляр мувозанат ҳолати ҳукм суради. Шу сабабли Π_1- мезоннинг етарлича катта қийматида унинг қатлам нефт бера олиш коэффицентига таъсири сезиларли бўлмайди. Эфрос ва Оноприенколар тадқиқотларида Π_1 - мезон ўрнига унга муқобил мезон $\sigma l/k\Delta p$ қабул қилин-ган ва унинг чегаравий қиймати $0,5.10^6$ эканлиги кўрсатилган. Яъни $П_1$ ёки унга муқобил бошқа мезон қиймати $0,5.10^6$ дан кичик бўлмаса, бу мезоннинг қатлам нефт бера олиш коэффицентига таъсири сезиларли даражада бўлмаслиги кўрсатилган.

Агар тажрибаларда оғирлик кучи таъсирини ҳисобга олиш зарур бўлса, у ҳолда $П_\gamma = k\Delta\gamma/\vartheta\mu_н$ қиймати моделда таъминланиши керак. $П_1$ ва $П_2$ мезонлар учун юқорида келтирилган чегараларни таъминлаш талаби $П_\gamma$ мезон қийматини таъминлашда маълум қийинчиликлар туғдириш мумкин. Чунки $П_2$ мезон қиймати кичик бўлиши учун $\vartheta\mu_н$ реал объектникига нисбатан жуда катта бўлиши керак (чунки модел ўлчами l объект ўлчамига нисбатан жуда кичик), ўтказувчанлик коэффиценти эса унча катта бўлмаслиги керак. Бу талаб, $П_\gamma$ мезон учун $\Delta\gamma$ қийматининг максимал даражада катта бўлишини таъминлаш зарурати туғдиради. Келтирилган талабларни бажариш модел тузиш ва унда ўтказилиши керак бўлган тажрибани мураккаблаштириб юборади. Д.А. Эфрос тадқиқотларида қатлам (модел) нефт бера олиш коэффицентини $П_1$ $П_2$ ва $П_\gamma$ мезонлар функцияси сифатида аниқлаб, моделдан реал объект шароитига ўтишда экстраполяциядан фойдаланиш тавсия этилади.

Яна шуларни ҳам таъкидлаш лозимки, биринчидан моделда нефт бера олиш коэффициентининг $П_2$-мезонга боғлиқ бўлмаслигини таъминлаш, албатта шундай ҳолат реал объект учун ҳам ўринли бўлишини талаб қилади. Бундай талаб реал объект етарлича биржинсли бўлсагина бажарилади. Агар қатлам бир жинсли бўлмаса, у ҳолда $П_2$-мезон қиймати етарлича кичик бўлмайди ва бу мезон таъсири модел ва реал объект учун сезиларли даражада бўлади.

Иккинчидан, одатда қатламга ҳайдалаётган фаза қовушқоқлиги сиқиб чиқарилаётган фаза қовушқоқлигидан кичик бўлади (нефтни сув билан ҳайдаш).

Нефтни сув билан ҳайдаш жараёнида икки фазали ҳаракат зонасининг мавжудлиги фронт ортидаги зонада ҳаракатга қаршиликни (μ/k) оширса ҳам, баъзи ҳолларда бу қаршилик фронт олди қисмидаги ҳаракатга қаршиликка нисбатан кичик бўлиб қолиши мумкин. Тажрибаларнинг кўрсатишича агар ҳаракатга қаршилик $\mu/к$ фронт олдида фронт ортидагига нисбатан катта бўлганда бундай ҳаракат барқарор бўлмайди. Ҳаракат барқарорлигининг бузилиши бундай ҳолларда ҳаракатнинг бир йўналишда боришининг бузилиши билан, яъни сувнинг нефт эгаллаб турган зоналарга кириб келиши бир текисда эмас, балки тартибсиз «шохланиб» кетиши билан боғлиқ.

Чамаси, $П_1$- мезон қиймати катта бўлганда капилляр кучлар таъсирида фронтнинг текис бўлиши таъминланади ва ҳаракатнинг «шохланишига» қаршилик кучаяди.

Демак моделлаштириш ва модел асосида тажрибалар ўтказиш жараёнида ҳаракат барқарорлигининг бузилиши, яъни унинг «шохланишига» эътибор бермоқ зарур бўлади.

Такрорлаш учун саволлар.

1. **Ғовак муҳитда икки фазали ҳаракат учун умумлашган Дарси қонунини ёзинг ва тавсифлаб беринг.**
2. **Капилляр босимнинг тўйинганликка боғлиқлигини аниқлашнинг «сингдириш» ва «сиқиб чиқариш» усуллари нима билан фарқ қилади?**
3. **Нисбий ўтказувчанлик функцияси нимани ифодалайди?**
4. **Ҳаракат тарқалиши функцияси нимани ифодалайди?**
5. **Тўйинганлик қаерда ва нима сабабдан кескин ўзгаради?**
6. **Тўйинганликнинг узилиш нуқтасидаги ўзгариши қандай хусусиятларга эга?**
7. **Бакли-Леверетт ечими тўйинганлик ўзгаришининг қайси диапазони учун ўринли?**
8. **Икки фазали ҳаракат физик моделини яратишда ўхшашлик мезонлари қандай танланади?**

8. Ғовак муҳитда кўп компонентли қоришмаларнинг сизилиш тенгламалари

Кўп компонентли қоришмалар, термобарик шароит, икки фазали ҳаракат, фазалараро мувозанат, тўйинганлик коэффициенти, кимёвий потенциал, умумлашган Дарси қонуни.

Табиий газлар ўз таркибига кўра кўп компонентли қоришма бўлиб, унинг ҳар бир компоненти метан гомологик қаторидаги маълум бир углеводород ёки углеводородлар группасидан иборат.

Ғовак муҳитда бундай қоришмаларнинг сизилишида, қатламдаги термобарик шароит ҳамда қоришма таркибига кўра, бир фазали (газ) ёки икки фазали (суюқлик ва газ) ҳолатдаги моддаларнинг ҳаракати рўй беради.

Кўп компонентли қоришмаларнинг икки фазали ҳаракати, ғовак каналлар системасида газ ва суюқликнинг ҳаракати давомида ўзаро модда алмашинуви билан боғлиқ жараён сифатида қаралиши мумкин.

Ғовак муҳитда ҳаракат тезлигининг унча катта бўлмаслиги ва қатлам тоғ жинслари иссиқлик сиғимининг жуда юқори бўлишини ҳисобга олсак, қоришмаларнинг сизилиш жараёни изотермик шароитдан четлашмаслигига амин бўламиз.

Бундай ҳаракатни математик жиҳатдан тавсифлаш учун компонентлар массаси баланс тенгламасини тузиш кифоя.

Агар сизилаётган қоришма n компонентдан иборат десак, барча хусусий ҳолатларни ўз ичига олган, умумлашган ҳол - бу қатламда (ғовак муҳитда) ўзаро қоришадиган суюқ ва газ ҳолатидаги фазаларнинг сизилиши бўлади.

Умумлашган Дарси қонунига мувофиқ бу фазалар учун

$$U_c = -\frac{KK_c}{\mu_c}\,gradP\,, \qquad U_Г = -\frac{KK_Г}{\mu_c}\,gradP \qquad (8.1)$$

деб ёзишимиз мумкин.

Бунда $К_С$, $К_Г$ - суюқ ва газ фазалари учун нисбий ўтказувчанлик коэффициенти.

Ҳар бир i-компонент сизилиш жараёнида ҳам газ, ҳам суюқ фазалар таркибига киради.

Шу сабабли i-компонентнинг жамланган оқими массаси учун

$$V_i = V_c\rho_c l_i + V_Г\rho_Г g_i\,, \qquad i=\overline{1,n} \qquad (8.2)$$

муносабат ўринли бўлади.

Бу ерда:

$\rho_С$, $\rho_Г$ - мос равишда суюқ ва газ фазаларининг зичлиги;
l_i, g_i - i - компонентнинг мос равишда суюқ ва газ фазалари масасидаги улуши;
n - қоришма таркибидаги компонентлар сони.

i - компонентнинг қатлам элементар бирлик ҳажмидаги массаси

$$M_i = m(S_c\rho_c l_i + S_\Gamma \rho_\Gamma g_i) \qquad (8.3)$$

муносабат билан аниқланади.

Бу муносабатда:

S_C - қатлам элементининг суюқлик билан тўйинганлак коэффициенти;

S_Γ - газ билан тўйинганлик коэффициенти.

Узлуксизлик тенгламаси ва (8.1)-(8.3) муносабатлар асосида ғовак муҳитда n - компонентли қоришманинг икки фазали сизилишини ифодаловчи дифференциал тенгламалар системасини ҳосил қиламиз

$$div[K(\frac{K_c\rho_C l_i}{\mu_C} + \frac{K_\Gamma \rho_\Gamma g_i}{\mu_\Gamma}) gradP] = m\frac{\partial}{\partial t}(S_c\rho_c l_i + S_\Gamma\rho_\Gamma g_i); \quad i = \overline{1,n} \qquad (8.4)$$

Олдинги бобларда ғовак муҳитда суюқлик ва газларнинг барқарор бўлмаган сизилиши тенгламаларини келтириб чиқаришда биз, мос равишда, суюқлик ва газлар ҳолат тенгламаларидан фойдаланган эдик. Унда сизилаётган модда зичлиги босимнинг бир қийматли функцияси сифатида маълум эди. Шу сабабли суюқлик ва газларнинг ғовак муҳитда барқарор бўлмаган сизилиш тенгламалари фақат босимга нисбатан ёзилган эди.

(8.4) тенгламалар системасига кирган параметрлар фақатгина босим функцияси бўлмай, қоришма таркибидаги компонентлар термодинамик хусусиятларига ҳам боғлиқ, яъни:

$$\begin{aligned} &\mu_c = \mu_c(p,t,l_1,l_2,\dots,l_n) \\ &\mu_\Gamma = \mu_\Gamma(p,t,g_1,g_2,\dots,g_n) \\ &\rho_c = \rho_c(p,t,l_1,l_2,\dots,l_n) \\ &\rho_\Gamma = \rho_\Gamma(p,t,g_1,g_2,\dots,g_n) \end{aligned} \qquad (8.5)$$

Кўп компонентли қоришмаларнинг ғовак муҳитда сизилиши массаларини ечиш учун (8.5) муносабатда кўрсатилган параметрлар аниқланиши зарур.

(8.4), (8.5) тенгламалар қатламнинг исталган нуқтасида суюқ ва газ фазалари орасида локал термодинамик мувозанат шартлари бажарилган ҳолда ўринли бўлади.

Локал термодинамик мувозанат шартлари қатламнинг исталган нуқтасида фазалар орасида босим ва температура тенглигини ҳамда i - компонент учун суюқ ва газ фазалардаги кимёвий потенциал ёки активлик тенглигини талаб қилади

$$\varphi_{ic} = (P,T,l_1,l_2,\dots,l_n) = \varphi_{i\Gamma}(P,T,g_1,g_2,\dots,g_n); \qquad i = \overline{1,n} \qquad (8.6)$$

Шуни таъкидлаб ўтиш жоизки, кимёвий потенциал φ, кимёвий ва физик - кимёвий жараёнларда, айнан, термик жараёнларда - ҳарорат, механик жараёнларда - босим ўйнаган ролни бажаради.

Бундан ташқари ...овак муҳитнинг фазалар билан тўйинганлиги ва ...ришма таркибига кирган компонентларнинг массавий улуши ...ърифларидан келиб ...иқадиган қуйидаги қўшимча шартлар эътиборга ...инмоғи керак

$$\left.\begin{aligned} \sum_{i=1}^{n} l_i &= 1 \\ \sum_{i=1}^{n} g_i &= 1 \\ S_Г + S_C &= 1 \end{aligned}\right\} \qquad (8.7)$$

Шундай қилиб, (8.5) - ...), (8.6) ... муносабатда келтирилган параметрлар ва (8.7) тенгламалар, 2n+3 номаълум ...иқланган ҳолда (8... S_c, $S_г$) нисбатан ёзилган 2n+3 та тенгламалар ...қдорларга (l_i, g_i, P...) ...ади. ...стемасини ташкил қи...

Кимёвий потен...нал ёки активликни ҳисоблаш усуллари кўп ...мпонентли қоришма...лар термодинамикасида фазалараро мувозанат ...салаларини ечишда кўрсатилади. Кимёвий потенциални ҳисоблаш ...улларининг мураккаблиги ва махсус билимлар талаб қилиши туфайли ...із бу ерда масаланинг қўйилиши билан чекланамиз.

Такрорлаш учун саволлар.

1. **Кўп компонентли қори...ма сифатида қаралганда табиий газ қандай элементлардан таркиб топади?**
2. **Қатлам термобарик ш...роити ва кўп компонентли қоришма фазалари орасидаги мувозанат деганда нима...и тушунасиз?**
3. **Кўп компонентли қор...ишма фазалари ҳаракати учун умумлашган Дарси қонунини ёзинг.**
4. **Фазалараро компанент...р массаси баланс тенгламаси нимани ифодалайди?**
5. **Локал термодинамик м...увозанат бўлиши учун қандай шартлар бажарилиши талаб қилинади?**

Фойдаланилган адабиётлар.

1. **Р. Коллинз** Течения жидкостей через пористые материалы. стр. 350. «Мир» М.: 1963
2. **Г.Б. Пыхачев** Подземная гидравлика, стр. 387 Гостоптехиздат, М.: 1961
3. **И.А. Чарный** Подземная гидрогазодинамика. стр 396 Гостоптехиздат, М.:1963
4. **Л.С. Лейбензон** Собрание трудов, Т.2, стр 544 изд. АН СССР, М.: 1953
5. **А. Бан и др.** Влияние свойств горных пород на движение в них жидкости стр. 275 Гостоптехиздат, М.: 1962
6. **А.А. Арсланов** Усовершенствованный метод осреднения решения одномерных задач настационарной фильтрации. «Ўзбекистон нефт ва газ журнали» №3, 1999 стр. 35-37, Ташкент.
7. **А.А. Арсланов** Связь систем уравнений фильтрации при квазистационарности и нестационарности обменных процессов в трещиновато - пористых средах. «Ўзбекистон нефт ва газ журнали» №2, 1999 стр. 25-27, Ташкент.
8. **Н.Мухидинов, Н.Мукимов, М.К. Садыков** Численное моделирование нелинейной фильтрации стр.120, «ФАН» Ташкент 1989

МУНДАРИЖА

АХМАТ АРСЛОНОВИЧ АРСЛОНОВ

ЕР ОСТИ ГИДРОДИНАМИКАСИ БЎЙИЧА ҚИСҚАЧА МАЪРУЗАЛАР

Босишга 2002 йил 19 февралда рухсат этилди. Қоғоз бичими 60x84$^{1/16}$.
Босма табоғи 21.02.02. Адади 500. Нашр №11/2002. Буюртма № 63.
Бахоси шартнома асосида.

ФТДК ДИТАФ босмахонасида чоп этилди.
Тошкент, Олмазор 171-уй.