A.X.MİRZƏCANZADƏ,
R.C.QURBANOV, Z.M.ƏHMƏDOV

H İ D R A V L İ K A

NEFTÇİ MÜHƏNDİS HAZIRLAYAN
ALİ TEXNİKİ MƏKTƏB VƏ FAKÜLTƏLƏR
ÜÇÜN DƏRSLİK

А.Х.МИРЗӘЧАНЗАДӘ
Р.С.ГУРБАНОВ
З.М.ӘҺМӘДОВ

ҺИДРАВЛИКА

Бакы - 1990

MÜƏLLİFLƏRDƏN

Hazırda təkcə ölkəmizdə deyil, dünyanın yüksək inkişaf etmiş dövlətlərində də energetik tələbatın 70%-dən çoxu neft və qazın hesabına ödənilir.

Sov. İKP XXVII qurultayının qəbul etdiyi "1986-1990-cı illərdə və 2000-ci ilədək olan dövrdə SSRİ-nin iqtisadi və sosial inkişafının əsas istiqamətləri"ndə 1990-cı ildə neft və qaz kondensatının çıxarılmasını 625-640 mln.tona, qaz hasilatını isə 835-850 mlrd.m^3-ə çatdırmaq nəzərdə tutulmuşdur. Bununla əlaqədar olaraq neftçi mühəndislərin qarşısına yeni-yeni problemlər çıxır.

Son illər neft və qaz çıxarılmasına qoyulan əsaslı vəsaitin ümumi çəkisi 3 dəfəyədək artmışdır. Bu, neft və qaz yataqlarının coğrafi iqlim şəraiti çətin olan ərazilərdə (Sibir, dəniz, bataqlıq) tapılması və onların dərinliklərinin artması və s. ilə əlaqədardır.

Yeni kəşf edilmiş yataqların neft-qaz veriminin artırılması kimi çətin və mürəkkəb məsələlərin həlli də neftçilər qarşısında duran başlıca vəzifələrdəndir.

Təcrübədə müəyyən olunmuşdur ki, neft və qaz hasilatının artırılması bir-biri ilə əlaqədar üç amildən: iş göstəricilərini yaxşılaşdırmaq məqsədilə laya və neftçıxarma prosesinə təsir üsullarının müxtəlifliyindən; lay və onun istismarı ilə əlaqədar proseslər və onların göstəriciləri haqqında mövcud məlumatın səviyyəsindən və "insan amilindən", yəni mühəndisin peşəkarlığından asılıdır.

Neft və qaz quyularının qazılması, yataqların istismarı, neft və qazın nəqli ilə əlaqədar texnoloji proseslərin səmərəli idarə edilməsi üçün gələcək mühəndisin formalaşmasında hidravlikanın rolu böyükdür.

Quyuların qazılması, istismarı və çıxarılan məhsulun nəqli ilə bağlı bütün texnoloji proseslərin dərk olunması və qiymətləndirilməsinin, eləcə də onların səmərəli idarə edilməsinin əsasını hidravlika təşkil edir. Bu cəhətdən "xyudor"–su, "aulos"–boru kimi yunan sözündən ibarət olan və "suyun boruda, açıq qabda hərəkəti"ni ifadə edən hidravlika sözü müasir dövrdə öz ilk mənasını tamamilə itirmişdir. Hazırda "Hidravlika" çox geniş mənada – sadə bircinsli mayelərdən başlamış mürəkkəb maye sistemlərinin mürəkkəb termobarik mühitlərdə hərəkətinin qayda və qanunlarını öyrənən maye və qaz mexanikasının bir elm sahəsi kimi inkişaf edir.

Neft və qaz çıxarılmasının texnoloji proseslərində müxtəlif reoloji xassəli mayelərin və onlarin məhlullarının (qazlı, qumlu, gilli, sulu və s.) mürəkkəb termobarik şəraitdəki (yüksək temperatur, təzyiq, kütləötürmə və s.) strukturu tam məlum olmayan mühitdə (məsaməli mühit, dərinliyi min metrlərlə ölçülən quyu lüləsi və uzunluğu kilometrlərlə ölçülən boru kəmərləri və s.) hərəkətinə rast gəlinir.

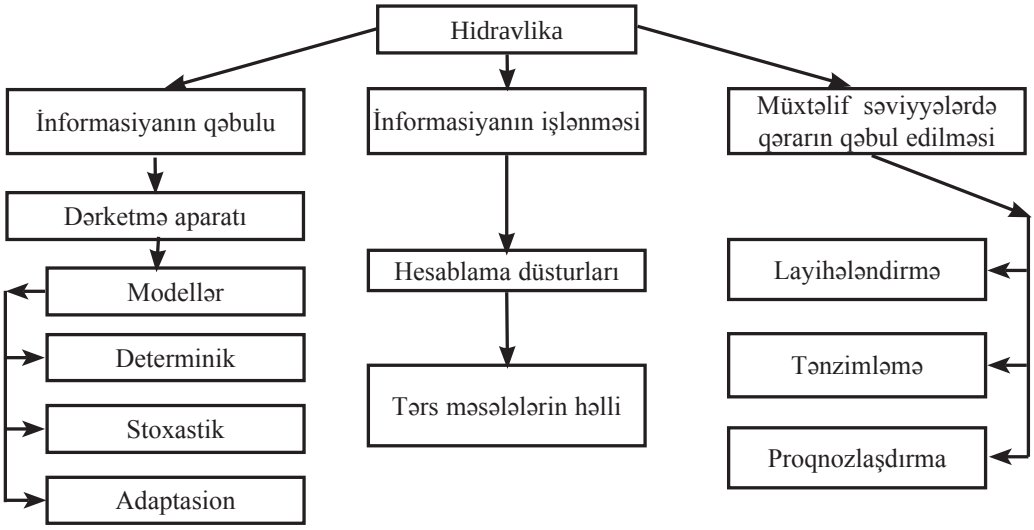
Əksər hallarda informasiyanın çatışmazlığı şəraitində texnoloji proseslərin tənzimlənməsi və optimal idarə edilməsi məsələsi qarşıda durur.

Amerika alimi S.Bira görə, müasir texnoloji proseslərin mürəkkəbliyi və qeyri-müəyyənliyi əsrin problemlərindəndir. Bu çətinliklər neftçi mühəndisdən yüksək mühəndis təfəkkürü, istehsal-texniki məsələlərin həlli yollarını, yaradıcılıq və ixtiraçılıq metodologiyasını dərindən mənimsəmək, yenilik və qabaqcıllıq uğrunda mübariz olmaq, insanların psixologiyasını başa düşmək, əməyi düzgün təşkil etmək, qəti və aydın göstəriş vermək, situasiyasını fövrən təhlil etmək və müqabil tərəfi dinləmək, dərin texniki bilik, lazımi informasiya çatışmazlığı şəraitində düzgün və operativ qərar qəbul etmək və s. kimi xüsusiyyətlər tələb edir.

Mühəndisdə cəsarət, təşəbbüskarlıq, daim yenilik hissi, yüksək keyfiyyətli və səmərəli texnoloji prosesə keçmək uzaqgörənliyi, nəhayət, iqtisadi düşüncə, materiala, əməyə və əsaslı vəsait qoyuluşuna qənaət etmək bacarığı olmalıdır.

Bu cəhətdən mühəndis peşəsinə aşağıdakı meyarlarla yanaşmaq daha maraqlıdır.

İngilislərə görə, mühəndis lazımi informasiya çatışmazlığı şəraitində qarşıya çıxan 10 sualdan 7-nə düzgün cavab verməyi bacarmalıdır.



Amerikalılara görə, mühəndisdə retrospektiv təhlil əsasında hazırkı vəziyyəti düzgün təsvir etmək və bunun əsasında gələcəyi proqnozlaşdırmaq qabiliyyəti olmalıdır.

Fransızlara görə, mühəndis hiyləgər və ağıllı ixtiraçıdır.

Sovet adamlarına görə isə, Q.K.Orconikidzenin sözləri ilə desək, mühəndis biliklərə yiyələnərək onu yalnız bir məqsədə-təbiətə hakim olmaqla insanın və təbiətin bütün qüvvəsini xalqına xidmət etməyə yönəldir.

Neftçi mühəndis texnoloji prosesləri düzgün təsəvvür etmək, onun göstəricilərini qiymətləndirmək və idarə etməkdən ötrü proqnozlar vermək kimi mürəkkəb məsələləri hidravlikanın köməyilə həll etməyin metodoloji strukturunu aşağıdakı kimi qəbul edə bilər.

İnformasiyanın qəbulunda əsas məsələ faktların aşkara çıxarılmasıdır.

A.Eynşteynə görə, elm faktla başlayıb, faktla da qutarır.

Faktlar aşkar olunduqdan sonra tədqiqat üsulları seçilir. Amerika alimi L.Zadəyə görə, adi, kəmiyyət xarakterli tədqiqat üsulları mürəkkəb və xüsusən humanist (yəni insanın iştirak etdiyi) sistemlər üçün yararlı deyildir. Bu tezisin əsasını uyğunsuzluq prinsipi təşkil edir. Bu prinsipə görə sistem mürəkkəbləşdikcə bizim onun haqqında dəqiq və praktik əhəmiyyətli fikir yürütmək imkanımız azalır. Bu o deməkdir ki, həqiqi real məsələ nə qədər dərin təhlil edilərsə, onun həllinin qeyri-müəyyənliyi də bir o qədər artar.

İnformasiyanın işlənməsi və müxtəlif səviyyələrdə qərar qəbul edilməsi eksperimental (fenomenoloji üsul) və nəzəri təsvir üsulları (konseptual üsul) ilə əldə olunur.

Nəzəri və empirik dərketməni bir-birinə bağlayan əlaqə modeldir. O, sistemli təhlil əsasında tərtib edilir və həllin axtarışı üçün köməkçi vasitə olur.

Fenomenoloji model sistem haqqında tam məlumat olmadığı hallarda tədbiq edilir.

Model, Frenkelin dediyi kimi, prosesin ən yaxşı karikaturasıdır. Deməli, ona daxil olan parametrlərin sayı (fiziki hadisəni xarakterizə edən amillər) nə qədər az olsa, model bir o qədər səmərəli sayılır.

T.Z.Tsıpkinin təsnifatına görə, fiziki hadisələri öyrənmək üçün aşağıdakı modellərdən istifadə oluna bilər.

Determinik modellər bu və ya digər fiziki hadisəni xarakterizə edən amillər məlum olduğu şəraitdə tədbiq edilir və həmin amillərin dəyişmə qanunauyğunluqlarını müəyyənləşdirir.

Stoxastik modellər təsadüfi xarakter daşıyan fiziki hadisələri mükəmməl öyrənmək üçün tədbiq edilir.

Adaptasion modellər bu və ya digər fiziki hadisə haqqında məlumat olmadığı halda onları xarakterizə edən amilləri təyin etmək üçün işlədilir.

Bunları nəzərə alaraq müəlliflər tələbəyə məlumat azlığı və qeyri-müəyyənlik şəraitində qərar qəbul etmək, fiziki texnoloji proseslərin göstəricilərini qiymətləndirmək və proqnozlaşdırmaq* keyfiyyəti aşılamağa çalışmışlar.

Tələbəyə fənn üzrə mümkün qədər ətraflı məlumat verməkdən daha çox onu düşündürmək, məşəl kimi "alışdırmaq" – kitabın əsas ideya xətti məhz bu məqsədə yönəldilmişdir. Bu mənada müəlliflər oxucuya sadəcə olaraq tələbə kimi deyil, sabahın mühəndisi və elmi işçisi kimi baxılır.

**) Gələcəkdə baş verəcək hadisələrin müxtəlif doğruluq dərəcələri üç pillədə qiymətləndirilir:*

1) proqnoz vermək – "nə ola bilər";

2) qabaqcadan xəbər vermə - "yəqin ki, olacaqdır";

3) uzaqgörənlik – "hökmən olacaqdır".

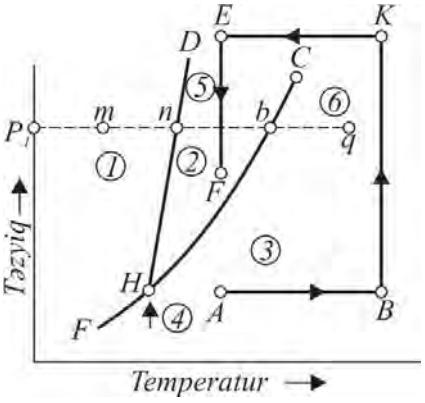
I FƏSİL

MAYELƏR VƏ ONLARIN FİZİKİ-MEXANİKİ XASSƏLƏRİ

§1. MAYELƏR HAQQINDA ÜMUMİ MƏLUMAT

Termobarik vəziyyətindən və tərkibindən asılı olaraq cisimlər bərk, maye, qaz və plazma halında olur. Bu, onları təşkil edən hissəciklər arasındakı qarşılıqlı təsirlə - atom – molekulyar quruluşla müəyyən edilir.

Əgər cisim birfazalı vəziyyətdədirsə, onun həcmi (V) cismin temperatur və təzyiqindən asılıdır (şəkil I.1)



Şəkil I. 1

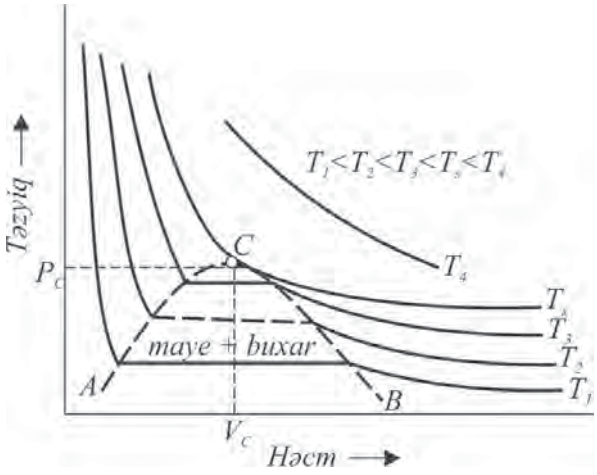
Cismin eyni zamanda maye və qaz halında olması şərtini doymuş buxar təzyiqi adlanan HC əyrisi, maye və bərk halında olması şərtini HD xətti, bərk və qaz halında olması şərtini isə HF əyrisi ifadə edir. Tutaq ki, metanın sabit P_1 təzyiqində temperaturu artırılır. *m* nöqtəsində metan bərk halda olacaqdır. *n* nöqtəsində isə maye yaranmağa başlayır və təzyiqin sabit qiymətində istilik artmaqla tam mayeyə keçir. Temperaturun sonrakı artımında mayenin sıxlığı azalır və *b* nöqtəsində buxarlanma başlayır. *bq* arasındakı temperatur artımı heç bir faza dəyişikliyi yaratmayıb metanın həcmini çoxaldır. H nöqtəsi eyni zamanda üç fazanın mövcud olma halına uyğundur. Şəkildə *1*–bərk, *2*–maye, *3*–buxar, *4*–üç halın eyni zamanda olması, *5*–sıxılmış maye, *6*–çox qızmış qaz və ya buxar halına uyğun sahələrdir.

Deməli, hər hansı bir komponentli qazın təzyiqini verilmiş temperaturda artırsaq, onu mayeyə və ya əksinə çevirmək mümkündür. Lakin bu proses müəyyən temperatura qədər davam edə bilər. Çünki bu temperaturdan yuxarı temperaturda qazın təzyiqini istənilən qədər artırdıqda da onu mayeyə çevirmək mümkün olmur. Həmin temperatur

böhran temperatur, buna uyğun təzyiq isə *böhran təzyiq* adlanır. Böhran nöqtəsinin (*C*) əsas əlaməti onda maye və qaz fazası arasındakı fərqin itməsi, başqa sözlə, onların xassəsinin eyni olmasıdır. Burada fazaları ayıran səth itir.

İkifazalı zonadan keçməmək şərtilə temperatur və təzyiq elə dəyişdirilə bilər ki, cismi maye halından birbaşa qaz halına və ya əksinə, çevirmək olar. Doğrudan da, *A* nöqtəsinin parametrləri ilə xarakterizə olunan qazı *izobarik proseslə* - temperaturu artırmaqla *B* vəziyyətinə, sonra isə *izotermik proseslə* - təzyiqi artırıb, qazı böhran nöqtədən (*C*) yuxarıdakı *K* halına gətirmək mümkündür. Burda sistemin xassələrinin fasiləsiz dəyişməsinə baxmayaraq, fazalara ayrılma halı baş vermir. *K* nöqtəsinə uyğun gələn halı əvvəlcə sabit təzyiqdə soyutmaqla *E*, sonra isə sabit temperaturda təzyiqi azaltmaqla *F* nöqtəsinə, yəni maye halına salmaq olar.

Ayrı-ayrı maddələrin temperatur, təzyiq və həcmindən asılı olaraq fazalar nisbəti *PVT* faza koordinatları (*P* – təzyiq, *V* – həcm, *T* – temperatur) ilə əlaqələnmiş əyrilərlə ifadə edilir. Lakin bu əyrilər çox mürəkkəb olduğuna görə daha sadə qrafiklərdən, məsələn, sabit həcm üçün *P–T*, sabit temperatur üçün *P–V* əyrilərindən istifadə edilir (şəkil I. 2). Birkomponentli sistemdə həcm, təzyiq və temperatur arasındakı (*V–P–T*) termodinamik asılılığı göstərilən əyrilərlə izah edək. *AC* xətti qaynama nöqtələrinin həndəsi yeridir; *doymuş maye xətti* adlanır. *CB* xətti isə kondensasiyanın başlanmasını göstərir (şeh nöqtələrinin həndəsi yeri). *AC* xəttindən sola yalnız maye, *CB* xəttindən sağa isə yalnız qaz fazası mövcud olur. *ACB* əyrisinin daxilində həm maye, həm də qaz fazası mövcuddur. Əgər temperaturu sabit saxlasaq, qaz fazasında təzyiqin azacıq artması onun həcminin çox azalmasına səbəb olar. Bu vəziyyət tədqiq etdiyimiz fərdi maddənin qaz halından maye halına keçməsi başlanana (*CB*) qədər davam edəcəkdir. Həmin andan başlayaraq tədricən qazın kondensasiyası təzyiqin sabit qiymətində qazın həcminin azalmasına səbəb olacaqdır. Bu hal bütün qaz fazasının maye fazasına çevrilməsinə qədər (*AC*) davam edəcəkdir. Şeh nöqtəsindən doymuş nöqtəyə keçiddə təzyiqin sabitliyi birkomponentli sistem üçün əsas şərtdir.



Şəkil I. 2

Temperatur artdıqca izoterm *CB* xəttini həcmin kiçik qiymətlərində kəsir, yəni temperaturun artması ilə qaz fazasının minimal həcmi azalır, maye fazasının maksimal həcmi artır. *C* nöqtəsi hər iki fazanın mövcudluq sərhədidir, yəni birkomponentli sistemin böhran nöqtəsidir.

Fiziki cisim olan mayelərin iki xüsusi xassəsi vardır:

1) temperatur və təzyiqin təsiri ilə öz həcmini çox az dəyişdirir. Bu cəhətdən bərk cisimlərə oxşayır;

2) axıcılıq qabiliyyəti var. Bu səbəbdən də mayenin xüsusi forması yoxdur, o, yerləşdiyi qabın formasını alır. Bu xassəsində isə mayelər bərk cisimlərdən fərqlənib, qazlara oxşayır.

Beləliklə, molekulyar hərəkətin xarakterinə və molekullar arasındakı təsir qüvvəsinin qiymətinə görə mayelər qaz ilə bərk cisim arasındakı fazada yerləşir. Yüksək temperatur və kiçik təzyiq şəraitində mayelərin xassəsi qazın, kiçik temperaturlarda və yüksək təzyiqlərdə isə bərk cismin xassəsinə yaxınlaşır.

Maye və bərk cisimlərə nisbətən qazların molekulları arasındakı məsafə böyük, qüvvə isə kiçik olur. Buna görə də mayelər və bərk cisimlər qazlara nisbətən qüvvənin təsiri ilə az sıxılır.

§2. SƏLTLİK VƏ YA KƏSİLMƏZLİK ŞƏRTİ

Hidravlikada mayeyə hərəkət etdiyi fazanı arası kəsilmədən dolduran və deformasiya olunan hissəciklərdən ibarət sistem kimi baxılır. Bu səbəbdən də "*maye hissəciyi*" anlayışı daha çox işlədilir.

Maye hissəciyi dedikdə, içərisində kifayət qədər çox sayda molekullar yerləşən sonsuz kiçik maye həcmi nəzərdə tutulur. Məsələn, ölçüləri 0.001 sm olan kubşəkilli maye daxilində $3.3 \cdot 10^{13}$ molekul yerləşir*. Odur ki, maye hissəciyi hərəkət edən mühitin ölçüsündən kifayət qədər kiçik elementin həcmi kimi nəzərdən keçirilir.

Bu şərt daxilində mayeyə mühiti arasıkəsilmədən dolduran kontinium** və ya səlt mühit kimi baxılır. Qəbul edilir ki, mayedə boşluqlar və arasıkəsilmələr yoxdur. Bərk, qaz, elektromaqnit və s. mühitin hərəkətinin öyrənilməsində də səlt mühit anlayışından geniş istifadə olunur.

Hərəkətin öyrənilməsində mühitə səlt mühit kimi baxılması real diskret obyektin modelinin sadələşdirilməsi və ya ideallaşdırılmasıdır. Belə ideallaşdırma riyazi aparatın yaxşı öyrənilmiş nəzəriyyəsinin – sonsuz kiçilənlər və kəsilməyən funksiya nəzəriyəsinin tətbiqinə imkan verir. Lakin səltlik və ya kəsilməzlik şərtinin tətbiqində mühitin sükunət və ya hərəkətinin termodinamik vəziyyətini xarakterizə edən parametrlərin, onun həcmi boyunca (həmçinin ayrı – ayrı nöqtələrdə, xətlərdə və ya səthlərdə) arasıkəsilmədən dəyişməsinin mümkün olması qəbul edilir.

Hidravlikanın praktiki məsələlərinin həllinə səlt mühit modelinin tətbiq edilməsinin düzgünlüyü sübut olunmuşdur.

**) Normal şəraitdə (0 ^{o}C temperaturda və dəniz səviyyəsindəki atmosfer təzyiqində) belə kubun daxilindəki havada $27 \cdot 10^{9}$ molekul, sıxlığı 7.8 q/sm^{3} olan metalın daxilində isə $8.622 \cdot 10^{13}$ sayda molekul yerləşir.*

***) Kontinium - latınca çoxluq, çoxluğun gücü, arasıkəsilməzlik, səlt kimi başa düşülür.*

§3. MAYENİN SIXLIĞI VƏ XÜSUSİ ÇƏKİSİ

Səlt mühit modelinə əsasən mühitin sıxlığı ümumi halda həcm boyunca arasıkəsilmədən, qeyri-müntəzəm paylanır. Mayenin sıxlığı mühitin əsas dinamik göstəricisidir və kütlənin həcmdə paylanmasını ifadə edir. Mühitin ixtiyari nöqtəsində sıxlıq (ρ) aşağıdakı kimi tapılır:

$$\rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V}, \qquad (I.1)$$

burada Δm – ixtiyari nöqtənin yerləşdiyi elementar ΔV həcmindəki mühitin elementar kütləsidir.

Bircinsli mühitin sıxlığı onun tam kütləsinin (M) ümumi həcminə (V) nisbətidir*.

$$\rho = \frac{M}{V}. \qquad (I.2)$$

Mühitin sıxlığı baxılan həcmin fazası boyunca, həmçinin eyni bir nöqtədə zamandan (t) asılı olaraq dəyişə bilər. Deməli, ümumi halda mühitin sıxlığı aşağıdakı asılılıqla ifadə olunar:

$$\rho = \rho(x, y, z, t) \qquad (I.\ 3)$$

Mühitin sıxlığı həmçinin temperatur və təzyiqdən asılı olaraq dəyişir ki, bu da termodinamik hal tənlikləri ilə ifadə edilir.

Mayenin sıxlığının təzyiq və temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi aşağıdakı kimi təyin edilə bilər (β_p və β_T əmsallarının təzyiq və temperaturdan asılı olmayan halları üçün)

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \beta_p P} \qquad (I.4)$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta_T P} \qquad (I.5)$$

ρ_0 – atmosfer şəraitində təyin olunan sıxlığın qiymətidir.

Xüsusi çəki γ mayenin çəkisinin G həcminə V nisbətidir:

$$\gamma = \frac{G}{V} \qquad (I.6)$$

$G = Mg$ olduğunu nəzərə alsaq, xüsusi çəki belə yazıla bilər:

$$\gamma = \rho g,$$

burada g – sərbəst düşmə təcilidir.

Sudan fərqli olaraq bütün mayelərin temperaturu artdıqca sıxlığı azalır. Suyun sıxlığının maksimum qiyməti T = 277 °K olub, ondan kiçik və böyük temperaturlarda kiçilir. $\gamma = \rho g$ ifadəsindən $\rho = \gamma/g$ alındığı üçün sıxlığın vahidi $N \cdot san^2 \cdot m^{-4}$ olacaqdır.

*) *Bircinsli mühitin bütün nöqtələrində sıxlıq eyni olur.*

§4. MAYELƏRİN TƏZYİQDƏN SIXILMASI VƏ TEMPERATURDAN GENİŞLƏNMƏSİ

Təzyiqin dəyişməsilə maye həcminin dəyişməsi həcmi sıxılma əmsalı β_c ilə xarakterizə olunur:

$$\beta_c = -\frac{1}{V}\frac{dV}{dP}, \qquad (I.7)$$

burada mənfi işarəsi təzyiqin artması ilə həcmin azalmasını ifadə edir, yəni $dV/dP < 0$.

$\rho = M/V$ ifadəsindən M = const halı üçün aşağıdakını yaza bilərik:

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV}{V}. \qquad (I.8)$$

(I.7) və (I.8) ifadəsindən

$$\beta_c = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dP}. \qquad (I.9)$$

Deməli, β_c həmçinin təzyiqin dəyişməsi ilə sıxlığın dəyişməsini ifadə edir:

$\frac{1}{\beta_c} = E_m$ – mayenin elastiklik moduludur.

(I.9) ifadəsindən

$$E_m = \rho\frac{dP}{d\rho} \text{ və yaxud } \frac{d\rho}{\rho} = \frac{dP}{E_m} \text{ alarıq.}$$

Axırıncı ifadə mayelər üçün Huk qanununu ifadə edir. Elastiklik modulu E_m təzyiq və temperaturdan asılı olduğundan mayelər Huk qanununa tam tabe olmur.

I.1 cədvəlində müxtəlif temperaturlarda su üçün E_m qiyməti verilmişdir.

Cədvəl I.1

(T - 273), °C	0	10	20	30
E_m, MPa	1950	2030	2110	2150

T = 273 °K – də yağlar üçün E_m = (1.35...1.75) · 10^3 MPa, benzin və kerosin üçün ~1.3 · 10^3 MPa, gil məhlulu üçün 2.5 · 10^3 MPa – dır.

Su çox az sıxılır, çünki təzyiqi 0.1 MPa – ya qədər artırdıqda suyun həcmi əvvəlki həcminin 1/20000 hissəsi qədər azalır*. Həm də su poladdan 100 dəfə çox sıxılır.

Suyun təzyiqini 1 atm artdıqda onun öz ilk həcminin 1/20000 hissəsi qədər azalmasının kiçik və ya böyük olmasına baxaq. Ümumi halda bu çox kiçik həcmdir. Lakin texnikada ümumiləşmiş qanunlarla kifayətlənmək

**) Suyun sıxılmasının Dünya okeanında onun səviyyəsinə təsiri böyükdür. Əgər su tam sıxılmayan olsaydı, onda okeanlarda suyun səviyyəsi 30 m-ə qədər hündürlüyə qalxardı.*

olmaz, çünki həqiqət həmişə konkret hal üçündür. Aşağıdakı sadə həqiqəti daim nəzərə almaq lazımdır: kiçik rəqəmin kiçik rəqəmə hasili kiçik, kifayət qədər böyük rəqəmə hasili isə lazımi böyük rəqəmi verir.

Neft yataqlarının istismarında su həcminin çox az sıxılması hesabına milyonlarla ton əlavə neft alınır.

Neft yatağının çox böyük həcmli sulu hissə ilə əhatə olunduğunu təsəvvür edək. Adi şəraitdə neftin müəyyən hissəsini yer üzərinə çıxara bilərik. Lakin yataqda təzyiq yüksək olduğuna görə su sıxılmış halda olur, neft isə onun V həcmini tutur. Deməli, təzyiqin 1 atm dəyişməsinə uyğun olaraq neftin həcmi

$$V = \frac{1}{20.000} V_1, \qquad (1.10)$$

burada V_1 – sulu hissənin ümumi həcmidir.

Göründüyü kimi, V_1 – in çox böyük qiymətlərində V də kifayət qədər böyük qiymət ala bilər. Məsələn, V_1 = 200V(yəni sulu hissənin həcmi neftli hissənin həcmindən 200 dəfə böyükdür) olsa, təzyiqin 10 MPa azalmasında (yəni lay təzyiqi 15.0 MPa – dan 5.0 Mpa-ya qədər azaldıqda) suyun həcminin genişlənməsi hesabına laydan neftin tam həcmini çıxarmaq olar. Əgər suyun sıxılan olmadığını qəbul etsək, onda neftin çıxarılması ilə lay təzyiqi tezliklə azalar və neftin əsas hissəsi layda donmuş halda qalardı. Lakin su sıxıldığı üçün ona sıxılmış yay kimi baxmaq lazımdır. Nəticədə neftin laydan çıxarılması ilə lay təzyiqi azalır, yay genişlənir, yəni boşalmış neftli sahənin yerini su tutur. Beləliklə, layın təzyiqi tədricən azalır. Su "yayı" nefti itələyir və onun əsas hissəsi laydan çıxarılır.

Hidravlika kursunda nəzərdən keçirilən praktiki məsələlərin əksəriyyətinin həllində mayeni sıxılmayan qəbul etmək olar. Lakin mayenin reoloji xüsusiyyətindən və texnoloji prosesin xarakterindən asılı olaraq elə hallara təsadüf edilir ki, orada mayenin sıxılmasının nəzərə alınması yeni effektlərin aşkara çıxarılmasına imkan verir*.

$C = \sqrt{\frac{E_m}{\rho}}$ – həcmi çox böyük olan bircinsli mayedə, yaxud həcmi sərt divarla hüdudlanan mayedə səsin yayılma sürətidir. Onda

$$d\rho = \frac{dP}{C^2} \text{ və ya } C = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}}.$$

Əgər mayenin sıxılmayan olduğunu qədul etsək, (p=cons, $d\rho$=0) C=∞ olar. Böyük həcmli mayelərdə və təzyiqin bir anda dəyişə bildiyi keçid proseslərdə C=∞ götürülməsi böyük xətalara gətirib çıxarır.

Temperaturun təsiri ilə mayenin həcmini dəyişdirmə xassəsi *həcmi genişlənmənin temperatur əmsalı* β_T ilə xarakterizə olunur:

*) *Məsələn, gələcək bəhslərdə ətraflı tanış olacağımız hidravliki zərbə hadisəsi.*

$$\beta_T = \frac{1}{V}\frac{dV}{dT}. \qquad (I.11)$$

Əksər mayelər üçün təzyiq artdıqda β_T azalır. Su üçün təzyiq artdıqca temperaturun 50 °C qiymətinədək β_T artır, 50 °C –dən böyük qiymətlərində isə azalır.

I. 2 cədvəlində su üçün atmosfer təzyiqində β_T–nin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi, I. 3 cədvəlində isə müxtəlif mayelər üçün normal şəraitdə β_T– nin qiyməti göstərilmişdir.

Cədvəl 1.2

(T–273),°C	1 - 2	10 - 20	40 - 50	60 – 70	90 – 100
β_T, *1/ °C*	0.000014	0.00015	0.000422	0.000556	0.000719

Cədvəl 1.3

Mayelər	β_T , *1/°C*	Mayelər	β_T , *1/°C*
Su	0.00015	Neft	0.00060
Qliserin	0.00050	Civə	0.00018
Spirt	0.00110	Yağ	0.00080

Neft məhsullarının sıxlığı 920-dən 700 kq/m^3-ə qədər azaldıqda β_T-nin qiyməti 0.00060-dan 0.00082-ə qədər artır.

§5. MAYEDƏ QAZIN HƏLL OLMASI

Bütün mayelər özündə müxtəlif miqdarda qaz həll edir. Qazın mayedə həll olması və yaxud mayenin qazla doyması həllolma əmsalı α ilə xarakterizə olunur. Həllolma əmsalı təzyiqin vahid qiymətində vahid həcmdə mayedə həll olmuş qazın miqdarını göstərir.

Təzyiqin kiçik qiymətləri üçün Henri qanununa əsasən həll olmuş qazın miqdarı aşağıdakı ifadədən tapıla bilər:

$$V_q = \alpha P V_M, \qquad (I.12)$$

Burada P – təzyiq, V_M, V_q – mayenin və onda həll olmuş qazın həcmidir (həll olmuş qazın miqdarı mayenin, qazın tərkibindən, temperatur və təzyiqdən asılıdır).

Atmosfer təzyiqində, 20 °C temperaturunda suda 2%-ə qədər həll olmuş hava vardır. Temperaturun 0-dan 30 °C-dək artımında suda həll olan havanın miqdarı azalır. Sabit temperatur şəraitində təzyiqin artması ilə mayedə qazın həll olma prosesi, azalması ilə qazın ayrılma prosesi (buna deqazasiya deyilir) baş verir.

Neft-mədən praktikasında yüksək təzyiq və temperatur şəraitində mayelərdə qazın həllolma və ayrılma prosesinə çox təsadüf edilir.

Yüksək təzyiq və temperatur şəraitində laydakı neftdə çox miqdarda

qaz həll olur. Ona görə də əksər hallarda tərkibində çox miqdarda qaz həll olmuş mayelərin boruda hərəkətinə rast gəlinir.

Maye əsaslı bərk, maye və qaz suspenziyalarına neft – mədən praktikasında çox rast gəlinir. Bu səbəbdən təzyiq altında onların özünü necə aparmasının öyrənilməsi maraqlıdır. Əgər suspenziyanın hərəkətinin xətti miqyası onun hissəcikləri arasındakı məsafədən böyükdürsə, bu halda suspenziyanı bircinsli maye kimi qəbul etmək olar. Asılı hissəciklərin və onları əhatə edən mayenin xassələrini bilməklə suspenziyanın mexaniki xassələrinin öyrənilməsi əsas məsələdir. Nümunə kimi qaz qabarcıqlarının mayedəki suspenziyasına baxaq və qazın geniş həddə sıxılmasına görə suspenziyanın bəzi xassələrini təyin edək. Ağırlıq qüvvəsinin qaz qabarcıqları ilə maye arasında əhəmiyyətli dərəcədə nisbi hərəkət yaratması üçün qaz qabarcıqlarının ölçüləri çox kiçik qəbul edilir. Belə suspenziyanın əsas xüsusiyyəti onun maye şəklində sıxılmasının qaz komponenti kimi müəyyən edilməsindən ibarətdir.

Suspenziyanın vahid kütləsində qazın həcmini V_q ilə işarə etsək, onda suspenziyada qazın həcmi konsentrasiyası

$$\alpha = V_q \rho_c \qquad \text{(I. 13)}$$

burada ρ_c – suspenziyanın sıxlığıdır.

Qaz qabarcıqları suspenziyada çox sıx yerləşdikdə, α= 0.4 qiymətini ala bilir. Mayeyə nisbətən qaz qabarcıqlarının nisbi hərəkəti olmadığı halda, qazın kütlə konsentrasiyası çox kiçik olmaqla sabit qalır:

$$\beta = V_q \rho_q = \alpha \rho_q \ / \ \rho_c, \qquad \text{(I.14)}$$

ρ_q – qazıın sıxlığıdır.

Suspenziyanın sıxlığı iki komponentin sıxlığı kimi təyin edilir:

$$\rho_c = (1-\alpha)\rho_m + \rho_q \alpha, \qquad \text{(I.15)}$$

ρ_m– mayenin sıxlığıdır.

(I. 15) ifadəsindən aşağıdakını yazmaq olar:

$$\frac{1}{\rho_c} = \frac{1-\beta}{\rho_m} + \frac{\beta}{\rho_q} \qquad \text{(I.16)}$$

Suspenziya ilə maye sıxlıqlarının nisbəti belə ifadə olunur:

$$\frac{\rho_c}{\rho_m} = \frac{1-\alpha}{1-\beta} \approx 1-\alpha. \qquad \text{(I.17)}$$

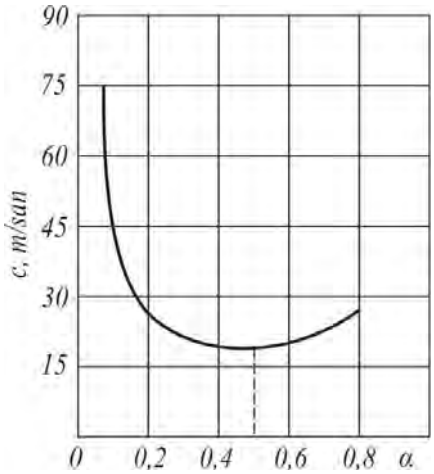
Xaricində istilik seli axmayan və sükunətdə olan suspenziyanın səthində təzyiq azacıq dəyişdikdə onun halında dəyişiklik baş verəcəkdir. Onda mayenin sıxlığı çox az, qazınkı isə xeyli dəyişəcək. Temperatur rejimi məlum olduqda bu dəyişikliyi ideal qaz qanunlarından da tapmaq mümkündür. Qəbul edirik ki, suspenziyada təzyiqin dəyişməsi qazın və mayenin temperaturunu dəyişdirmir.

Suspenziya üçün izotermik həcmi elastiklik modulu tamamilə qaz komponentinə görə müəyyən edildiyi (səthi gərilmə nəzərə alınmadıqda) üçün onun qiyməti təmiz qazın təzyiqinin α əmsalına nisbətinə bərabərdir. Bu halda qaz yüksək dərəcədə sıxıldığı və mayenin

inersiyası böyük olduğu üçün həmin mühitdə səsin sürəti təmiz qaz mühitində səsin yayılma sürətindən də xeyli kiçik alınır. Məsələn, suda qazın həcmi konsentrasıyası atmosfer təzyiqində 0.01-dirsə (səthi gərilmə nəzərə alınmadıqda), səsin sürəti C = 100 m/san-dir. Verilmiş maye üçün P təzyiqində səs sürətinin minimum qiyməti α=0.5 halındakı kimi qiymətcə $2\sqrt{\frac{P}{\rho_m}}$ (su üçün atmosfer təzyiqində). C = 20.1 m/san) bərabər olur. Lakin praktiki cəhətdən bu cür konsentrasiyada özündə qaz saxlayan bircinsli qarışıq almaq çətindir.

Hidrodinamik borunun işçi hissəsindəki eninə şəbəkədə yaranmış qaz qabarcıqlarının sıxılma impulsunun yayılma vaxtı atmosfer təzyiqində aparılan nəzarət nəticəsində qurulmuş $C=C(\alpha)$ asılılığı I.3. şəklində verilir. Bunlar səs dalğalarının suspenziyada yayılma tezliyinin çox kiçik olduğu hallar, yəni təzyiq və sıxlığın ani müvazinət vəziyyətlərinə uyğun qiymətləri üçün doğrudur.

Böyük tezliklərdə suspenziyanın genişlənməsi və sıxılması mayenin qaz qabarcıqları ətrafında radial hərəkətləri ilə əlaqədardır. Burada mayenin ətalət qüvvəsi suspenziyanın halına təsir etməklə səsin yayılma sürətinin tezlikdən asılılığını təmin edir.



Şəkil I. 3

§6. MAYELƏRİN BUXARLANMA VƏ QAYNAMASI

Maye molekullarının buxara keçməsi *buxarlanma*, buxar molekullarının mayeyə keçməsi isə *kondensasiya hadisəsi* adlanır. Maye öz buxarı ilə müvazinət vəziyyətində ola bilir. Əgər maye uzun müddət, qapalı qabda saxlanılsa, belə müvazinət öz-özünə yaranır, yəni zaman keçdikcə mayedən buxara keçən molekulların sayı buxardan mayeyə keçən molekulların sayına bərabər olur. Bu halda buxar doyur və verilmiş temperatura uyğun elə təzyiq yaranır ki, ona *doymuş buxar elastikliyi* deyilir. Temperatur artdıqca doymuş buxar elastikliyinin qiyməti də artır. I.4 cədvəlində temperaturdan asılı olaraq su və civə üçün doymuş buxar elastikliyi qiymətinin dəyişməsi göstərilmişdir.

Cədvəl 1.4

Maye	**Doymuş buxar elastikliyinin qiyməti, H/m²**		
	***T* = 293 °K**	***T* = 313 °K**	***T* = 333 °K**
Su	$2.32 \cdot 10^3$	$7.12 \cdot 10^3$	$19.9 \cdot 10^3$
Civə	0.196	0.882	3.53

Mayelər təkcə sərbəst səth boyunca deyil, həm də qaynama prosesində onun həcmində yaranan qabarcıqların daxilində buxarlana bilir.

Sükunətdə və ya hərəkətdə olan mayedə qaynama prosesi verilmiş təzyiqdə temperaturun qaynama temperaturu qiymətinin böyük həddində və ya verilmiş temperaturda təzyiqin qiymətinin doymuş buxar elastikliyinin aşağı həddində baş verir.

Adətən, verilmiş temperaturda təzyiqin qiyməti doymuş buxar elastikliyi qiymətindən kiçik olduqda, mayedə öz buxarı və ya onda həll olan qaz ilə doymuş qabarcıqlar əmələ gəlir və onlar mayedən çıxır. Buna "soyuq qaynama" hadisəsi deyilir. Deməli, qaynama prosesi yalnız o zaman baş verir ki, maye qabının divarlarında tutulub saxlanılmış və ya mayedə həll olmuş qazın ayrılması nəticəsində qabarcıqlar yaransın. Bu səbəbdən də əgər həll olmuş və həll olmamış qaz mayedən tamamilə çıxarılarsa, onda belə mayedə verilmiş təzyiqdə qaynama hətta qaynama temperaturundan böyük temperaturlarda baş vermir. Mayenin belə vəziyyəti çox qızmış adlanır. Qaynama temperaturuna təkcə mayedə həll olmuş qazın deyil, digər mexaniki qarışıqların da təsiri böyükdür.

Dağ yerlərində suyun tez qaynaması hər kəsə məlumdur. Bunun səbəbi atmosfer təzyiqinin azalması ilə qaynama temperaturunun azalmasıdır. Bəs dağlıq rayonların düzən hissələrindəki çaydan götürülmüş suyun su kəmərindən götürülmüş suya nisbətən tez qaynamasını necə izah etmək olar? Bu isə suyun tərkibində asılı vəziyyətdə olan kənar hissəciklər – gil, qum və s. ilə əlaqədardir. Təbiidir ki, su kəmərindən axan suların tərkibində bu cür hissəciklər olmur, çünki su xüsusi təmizləyici qurğulardan keçirildikdən sonra istifadəyə verilir.

Müəyyən olunmuşdur ki, tərkibində asılı vəziyyətdə hissəciklər olan mayelər termodinomik baxımdan dayanıqsız sistemlərə aiddir. Suyun tərkibindəki hissəciklər qaynama agenti rolunu oynayaraq ətrafında daim intensiv "dəyişmə" prosesi (başqa hala keçmə) gedən mərkəzə çevrilir. Soyuma prosesində isə hissəciklər kristallaşma mərkəzi olur. Tutaq ki, xüsusi çəkisi 1.2 q/sm^3 olan gil məhlulu 90...95 °C-də qaynayır. Deməli, suyun qaynama temperaturuna gil hissəciyinin təsiri 5...10 °-dir. İlk baxışda bu fərq çox da böyük deyil. Lakin dərin quyuların qazılma və istismarında quyu dibində temperatur nəzərə çarpacaq dərəcədə artdığına (təxminən 30 m dərinliyə 1° temperatur artımı düşür) görə qaynama temperaturunun azalmasını nəzərə almaq lazımdır. Çünki məhlulun qaynayıb buxar halına keçməsi quyuların qazılması prosesində mürəkkəb qəzalara səbəb olar.

Soyuq ölkələrdə yaşayanlara çoxdan məlumdur ki, şaxtada qoyulmuş isti su soyuq suya nisbətən tez donur. Burada əsas məsələ buxarlanmadır. Kütləsi eyni olan adi və soyuq suyu açıq qabda, şaxtalı mühitdə saxlasaq, isti su daha sürətlə buxarlandığı üçün orada suyun kütləsi tez azalacaqdır. Nəticədə bu su soyuq suya nisbətən donma nöqtəsinə tez çatacaqdır. Həqiqətdə donma sürəti qabın materialından, su səthi üzərindəki havanın və suyun öz sirkulyasıyasından asılıdır. Kanada sakinlərinə yaxşı məlum olan bu hadisə haqqında Bekonun yazdığına baxmayaraq, isti ölkələrdə yaşayanlar tərəfindən o, təəcüblə qarşılanmışdır.

Neft-mədən praktikasında elə texnoloji proseslərə rast gəlinir

ki, mayenin hərəkətində ayrı-ayrı yerlərdə təzyiqin doymuş buxar elastikliyindən aşağı düşməsi halı baş verir. Bu isə axının həmin yerində mayenin qaynamasına səbəb olur. Belə növ qaynama *kavitasiya hadisəsi* adlanır. Bu hadisənin başvermə səbəbləri və axına təsiri gələcək bəhslərdə ətraflı öyrəniləcəkdir.

§7. MAYEYƏ TƏSİR EDƏN QÜVVƏLƏR

Maye hissəcikləri həmişə müəyyən qüvvənin təsiri altında olur. Bu qüvvələri iki qrupa bölmək olar: daxili qüvvələr və xarici qüvvələr.

Daxili qüvvələr maye hissəcikləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələridir. Van-der-Vaals qüvvəsini buna misal göstərmək olar. Daxili qüvvələr materiallar müqavimətindən məlum olan "kəsik metod" üsulu ilə təyin edilə bilər.

Xarici qüvvələr məna etibarilə maye hissəciyinə digər cisim və ya fiziki sahə tərəfindən göstərilən təsirdən yaranır.

Verilmiş maye həcminə təsir edən xarici qüvvənın özünü də şərti olaraq kütlə qüvvələrinə və səthi qüvvələrə ayırmaq olar:

1. Kütlə qüvvələri mayenin həcmi daxilindəki bütün hissəciklərə təsir edir. Onun qiyməti maye həcminin kütləsi ilə düz mütənasibdir. Tərkib və daxili quruluşu etibarilə maye bircinsli, yəni baxılan həcmdə ρ=const olduqda, kütlə qüvvəsinin qiyməti həcmlə düz mütənasib olur və bu halda ona həcmi qüvvə də deyilir. Hissəciyin öz çəkisindən yaranan ağırlıq qüvvəsini kütlə qüvvəsinə misal göstərmək olar. Kütlə qüvvəsinə həmçinin ətalət, mərkəzdənqaçma və maqnit sahəsinin qüvvələri də aid edilə blər.

Kütlə qüvvələrinin təsiri onların maye həcmində və ya kütləsindəki intensivliyi və ya sıxlığı ilə xarakterizə olunur. Vahid kütləyə və ya həcmə düşən kütlə qüvvəsinin sıxlığını uyğun olaraq f_m və f_v ilə işarə etsək, onda kütlə qüvvəsinin qiyməti belə təyin edilə bilər:

$$F = mf_m \qquad \text{(I. 18)}$$

və ya

$$F = Vf_v \qquad \text{(I. 19)}$$

burada m, V – uyğun olaraq mayenin kütləsi və həcmidir. F çəki qüvvəsi olduqda, kütlə qüvvəsinin sıxlığı f_m sərbəst düşmə təcilinə bərabərdir: f_m=g. Deməli, gələcəkdə g-yə vahid kütlənin çəkisi kimi baxmaq olar.

2. Səthi qüvvələr baxılan mayenin həcmini hüdudlandıran səth üzrə təsir edir. Mayenin sərbəst səthinə təsir edən atmosfer təzyiqi qüvvəsini, maye təbəqələrinin bir-birinə göstərdiyi sürtünmə, reaktiv və s. qüvvələri bu cür qüvvələrə misal göstərmək olar.

Səthi qüvvələrin də maye hissəciyinə təsiri onların maye həcmində paylanma sıxlığı ilə xarakterizə edilir. Ümumi halda səthi qüvvələrin sıxlığı maye həcminin bütün nöqtələri üçün dəyişən olur.

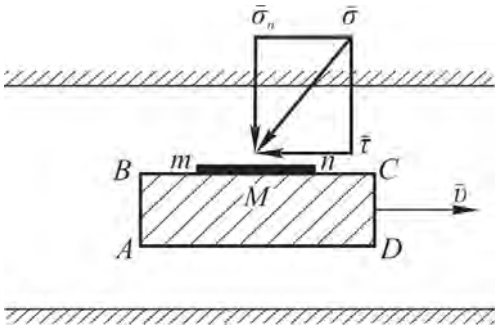
Səthi qüvvənin sıxlığı (σ) dedikdə, həmin qüvvənin təsir etdiyi maye səthinin sahəsinə nisbəti başa düşülür. Deməli, səthi qüvvənin qiyməti

aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$F = S\sigma \qquad (I.\ 20)$$

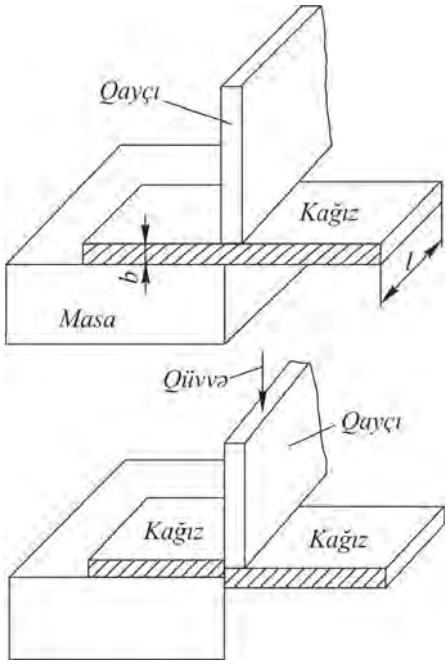
burda S – səthin sahəsi; σ – səthi qüvvənin sıxlığıdır.

Hidravlikada da, materiallar müqavimətində olduğu kimi, σ gərginlikdir (H/m^2 ilə ölçülür).



Şəkil I. 4

Tutaq ki, v sürəti ilə hərəkət edən silindrşəkilli $ABCD$ maye həcminin BC üzündəki $m - n$ sahəsinin M nöqtəsinə σ gərginliyi (bu, səthi qüvvənin BC üzündəki $m - n$ sahəsinə nisbətidir) təsir edir (şəkil I.4). σ səthə ortoqonal yönəlməmişdir. Onda σ-nı iki toplanana ayırmaq olar. σ_n səthə ortoqonal yönələn normal toplanandır. Deməli, σ_n mayeni həcmin daxilinə tərəf sıxan normal gərginlikdir və bu, hidravlikada *təzyiq* adlanır. τ toplananı səthə toxunan yönəldiyi üçün ona *toxunan gərginlik* və ya *sürüşmə gərginliyi* deyilir. Maye həcminin hərəkətsiz v=0 halında τ=0. Onda σ_n=σ. Bu, *hidrostatik təzyiq* adlanır. Deməli, τ sürüşmə gərginliyi mayenin hərəkəti zamanı təbəqələr arasında yaranan sürtünmə qüvvəsinin dəf olunması üçün yönəlir*. Sürüşmə gərginliyi τ cismin (mayenin) həmin istiqamətdə ona tətbiq olunan qüvvəyə müqavimətidir. Daha doğrusu, sürüşmə gərginliyi dedikdə, xarici qüvvəyə qarşı yönələn işləmə və ya molekullar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi başa düşülür.



Şəkil I. 5

Sürüşmə haqqında təsəvvür qayçının iş prinsipi ilə asan izah edilir. Qayçı sürüşmə qüvvəsinin təsiri ilə materialı kəsir. Materialın bu sürüşmə qüvvəsinə müqavimət qüvvəsi isə sürüşmə gərginliyi ilə ifadə olunur.

Qalın kağız vərəqin kəsilməsində qayçının iti hissəsi kağızın daxilinə keçmir (çörəyin kəsilməsində isə bıçaq daxilə keçərək paz rolunu oynayır), ancaq onu sürüşdürür (şəkil 1.5). Kəsici qüvvə istənilən həddə çatdıqda vərəq sürüşən müstəvilərin təsiri ilə iki hissəyə ayrılır. Sürüşməyə müqavimət kağızın ayrı-ayrı liflərini tam hissə kimi birləşdirən kaqezion qüvvələrin təsiri ilə yaranır.

Beləliklə, vərəqin kəsilməsində qayçıya tətbiq edilən əl qüvvəsi materialın müqaviməti ilə müvazinətləşir. Bu halda sürüşmə gərginliyi tətbiq edilən qüvvə ilə düz, sürüşən səthlərin sahəsi ilə tərs mütənasib olur, yəni

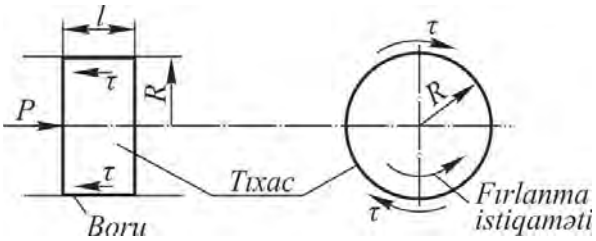
*) *Təzyiq vektorial deyil, skalyar kəmiyyətə aiddir. Gərginlik isə vektorial kəmiyyətdir.*

Sürüşmə gərginliyi = (Tətbiq olunan qüvvə)/(Sürüşmə səthi)

Kəsmək üçün lazım olan qüvvənin minimal qiyməti sürüşmə gərginliyinin həddi qiyməti ilə müəyyən edilir.

Təzyiqlə sürüşmə gərginliyinin ölçü vahidinin eyni olmasına baxmayaraq, onlar fiziki mənada tamamilə başqa anlayışlardır. Təzyiq vahid səthə təsir edən qüvvə olduğu halda, sürüşmə gərginliyi cismin ona təsir edən qüvvəyə müqavimətidir. Təzyiq səthə normal təsir edir, sürüşmə gərginliyi isə sürüşmə baş verən səthə toxunan yönəlir. Bu fərq boru içərsindəki bərk tıxacın sürüşməsi misalında daha aydın görünür (şəkil I.6.). Uzunluğu l, radiusu R olan tıxaca P təzyiqindən yaranan

$$\text{İtələyici qüvvə} = P \cdot \pi R^2 \qquad \text{(I. 21)}$$



Şəkil I. 6

Bu qüvvə tıxacın yan səthinə təsir edən sürüşmə gərginliyinin ona göstərdiyi müqavimətlə müvazinətləşir. Başqa sözlə,

$$\text{itələyici qüvvə} = \text{sürüşmə gərginliyi } (\tau) X \text{ sürüşmə səthi} \qquad \text{(I.22)}$$

Onda (I.21) və (I. 22)-dən

$$\tau \cdot 2\pi R l = P \cdot \pi R^2, \qquad \text{(I. 23)}$$

$$\underline{PR} \qquad \text{(I. 24)}$$

Bu, verilmiş təzyiq altında tıxacın yerdəyişməsinə mane olan sürüşmə gərginliyinin qiymətidir. Əgər tıxacı fırlatsaq, onda sürüşmə səthi, boru boyunca tıxacın hərəkətində olduğu kimi, eyni qalacaq, lakin bu səthdə yaranan gərginliyin təsir istiqaməti dəyişəcək, gərginlik tıxacın fırlanmasına müqavimət göstərəcəkdir. Məlumdur ki, tıxacın fırlandırılmasına təsir edən qüvvə burucu momentin qiyməti ilə müəyyən olunur.

$$\text{Fırlandırıcı qüvvə} = \frac{\text{Burucu moment } (M_b)}{\text{Radius } (R)} = \frac{M_b}{R} \qquad \text{(I. 25)}$$

$$M_b = \text{fırlandırıcı qüvvə} \times \text{radius } (R). \qquad \text{(I. 26)}$$

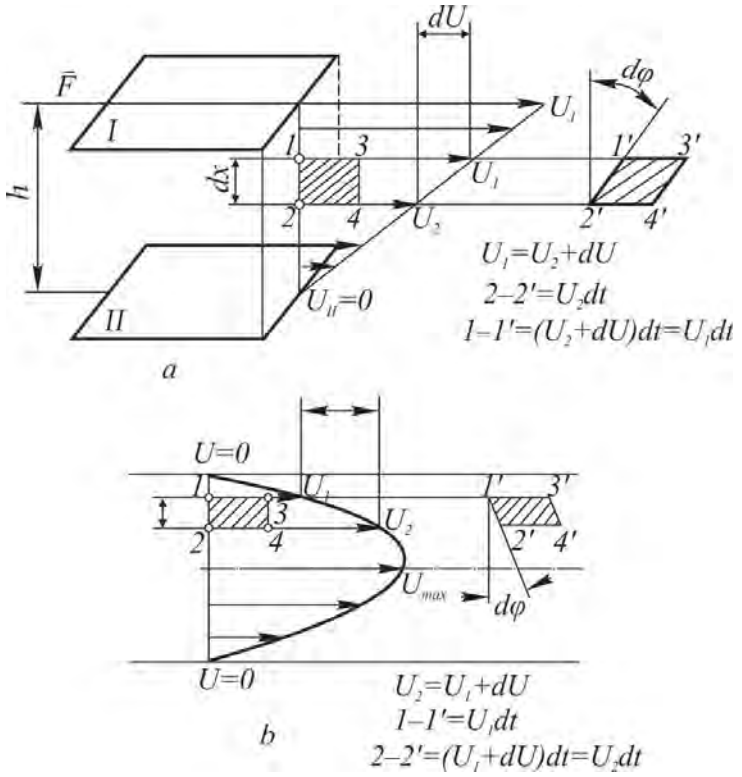
Fırlanmaya mane olan sürüşmə gərginliyi (τ) bu qüvvənin (M_b/R)sürüşmə səthinə $2\pi R$ nisbəti ilə müəyyən ediləcəkdir:

$$\tau = \frac{\frac{M_b}{R}}{2\pi R l} = \frac{M_b}{2\pi R^2 l}. \qquad \text{(I.27)}$$

Yuxarıdakı hər iki halda sürüşmə gərginliyi tıxacın uzunluğu ilə tərs mütənasibdir. Boru boyunca tıxacın hərəkətində sürüşmə gərginliyi radiusla düz, fırlanmada isə radiusun kvadratı ilə tərs mütənasibdir. Beləliklə, eyni bir qüvvənin təsiri ilə hərəkət boyunca borunun diametri artdıqca sürüşmə gərginliyinin qiyməti də artır, fırlanma hərəkətində isə əksinə, azalır.

§8. ÖZLÜLÜK

Özlülük haqqında anlayışı başa düşmək üçün fərz edək ki, bir-birindən h məsafəsində duran iki I və II müstəvi lövhələri arasında maye yerləşir (şəkil I.7,*a*). Tutaq ki, çox böyük olmayan xarici $\bar{F}$ qüvvəsinin təsiri ilə I lövhə u_1 sürəti ilə hərəkətə gətirilir. Bu zaman o lövhəyə toxunan maye qatı da u_1 sürəti ilə hərəkət edər və I lövhədən aşağıdakı qalan maye qatları da sakit qalmayıb, ona qoşular. Maye təbəqələri arasında molekulların xaotik istilik hərəkətinin və qarşılıqlı cazibə qüvvəsinin təsiri ilə yaranan daxili sürtünmə nəticəsində üst təbəqələr alt təbəqələri özü ilə birlikdə hərəkətə qoşar. Lakin alt təbəqə üst təbəqənin hərəkətini dayandırmağa cəhd edir, buna görə üst təbəqənin sürəti alt təbəqənin sürətindən böyük olar.



Şəkil I.7

Təcrübədə mayenin təbəqəli hərəkəti qəbul edilir. Belə hərəkətə ətraflı öyrənəcəyimiz laminar rejimində rast gəlinir. Hərəkətin əks istiqamətinə yönəlmiş sürtünmə qüvvəsi nəticəsində hərəkət edən lövhədən uzaqlaşdıqca maye hissəciyinin sürəti azalır və nəhayət, tərpənməz II lövhəyə yapışan hissəciklərin sürəti u_{11}= 0 olur.

Dairəvi boru içərisində laminar rejimdə hərəkət edən (təbəqəli hərəkət) maye hissəciklərinin en kəsiyi boyunca radiusdan asılı olaraq sürətlərinin paylanması 1.7,*b* şəklində göstərilmişdir. Bu halda boru divarına toxunan maye hissəciklərinin sürəti sıfıra bərabər olacaq, borunun mərkəzində isə sürət maksimum qiymətə çatacaqdır.

Bir-birinə çox yaxın 1 və 2 maye təbəqələrinin sürətini u_1 və u_2, aralarındakı məsafəni isə *dx* və *dr* ilə işarə edək. Təbəqələrdəki sürətlərin fərqlənməsinə səbəb hərəkətsiz təbəqələrin hərəkət edən təbəqələrə sürtünərək onların sürətini azaltmasıdır.

$u_1 - u_2 = du$ işarə etsək,

$\frac{du}{dx}$ və ya $\frac{du}{dr}$ sürət qradiyentinin moduludur.

Sübut etmək olar ki, mayenin təbəqəli hərəkətində sürət qradiyenti

sürüşmə deformasiyasının sürətinə bərabərdir. Bunun üçün hərəkət edən mayedə elementar 1–2–3–4 həcminə baxaq. Təbəqələri müxtəlif sürətlərlə hərəkət edən maye həcmi deformasiyaya uğrayıb, dt anında 1^1–2^1–3^1–4^1 vəziyyətini alır.

Məlumdur ki, kiçik bucaqlar üçün

$$d\varphi = \mathrm{tg}\left(d\varphi\right) = \frac{du\,dt}{dt} \qquad \text{(I. 28)}$$

və ya

$$d\varphi = \mathrm{tg}(d\varphi) = \frac{dudt}{dr}. \qquad \text{(I.29)}$$

$$\frac{du}{dx} = \frac{d\varphi}{dt} \qquad \text{(I.30)}$$

və ya

$$\frac{du}{dr} = \frac{d\varphi}{dt}. \qquad \text{(I.31)}$$

Nyutona görə, mayenin təbəqəli hərəkətində daxili sürtünmə qüvvəsi F bu qüvvənin tətbiq olunduğu təbəqənin sahəsi S və təbəqələr arasındakı sürət qradiyentinin modulu ilə düz mütənasibdir:

$$F = \pm\mu S\frac{du}{dx} \qquad \text{(I.32)}$$

və ya

$$F = \pm\mu S\frac{du}{dr} \qquad \text{(I.33)}$$

$$\frac{du}{dx} = \dot{\gamma} \text{ və ya } \frac{du}{dr} = \dot{\gamma}; \quad F = \pm\,\mu S\dot{\gamma}, \qquad \text{(I.34)}$$

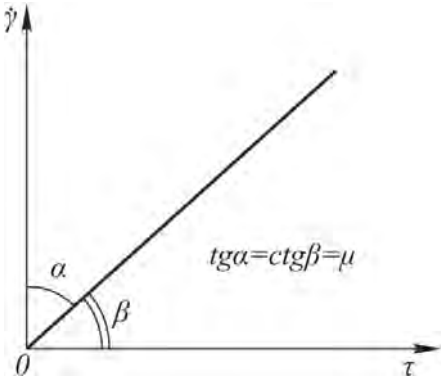
burada μ – mütənasiblik əmsalı olub, dinamik özlülük adlanır. "±" işarəsi sürət qradiyentinin işarəsindən asılıdır. Məsələn; $\dot{\gamma} > 0$ olduqda "+", $\dot{\gamma} < 0$ olduqda isə "–" qəbul edilir. $\dot{\gamma}$-nın işarəsi sürətin dəyişməsini xarakterizə edən hesablama koordinatının seçilməsindən asılıdır:

$$\mu = \frac{F}{\pm S\dot{\gamma}}. \qquad \text{(I.35)}$$

Deməli, $S = 1$ və $\dot{\gamma} = 1$ qiymətlərində $F = \mu$, yəni özlülük sürtünmə qüvvəsi ilə ölçülür. Sürtünmə qüvvəsinin vahid sahəyə nisbəti isə sürüşmə və ya toxunan gərginliyə bərabərdir:

$$\tau = \frac{F}{S} = \pm\mu\dot{\gamma}. \qquad \text{(I.36)}$$

Deməli, τ ilə $\dot{\gamma}$ arasında asılılıq düz xəttə tabedir (şəkil I.8). Şəkildən



Şəkil I. 8

göründüyü kimi, $\mathrm{ctg}\beta = \mu$.

Yuxarıdakı ifadədən dinamik özlülüyün vahidi

$$[\mu] = \frac{[\tau]}{[\dot{\gamma}]} = \frac{H \cdot L^{-2}}{T^{-1}} = HL^{-2}T,$$

burada *H, L, T* – uyğun olaraq qüvvə, uzunluq və zaman vahidləridir. Özlülüyün vahidi *Pa · san*-dir.

Özlülüyün vahidi kimi ilk dəfə mayenin kapillyarda hərəkətini öyrənmiş fransız alimi *Puazeylin* şərəfinə *Puaz* da işlədilir və *Pz* ilə işarə edilir.

$$1\mathrm{Pz} = 1\frac{\mathrm{din} \cdot \mathrm{san}}{\mathrm{sm}^2} = 0{,}1\mathrm{Pa} \cdot \mathrm{san}$$

Puazın yüzdə bir hissəsi *santipuaz* adlanır: 1sPz = 10^{-2} Pz.

Dinamik özlülüklə yanaşı, kinematik özlülük də işlədilir:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \ \mathrm{m^2/san}$$

10^{-4} m^2/san=1 *Stoks** adlanır və St ilə işarə edilir. 10^{-2} St=s St (santistoks).

(I.36) ifadəsinə tabe mayelərə Nyuton mayeləri deyilir. Laminar axında Nyuton mayeləri üçün (I.35) ifadəsindən hesablanmış özlülük (onun təyin üsulundan və cihazdan asılı olmayaraq) baxılan mayenin invariant xassəsi sayılır. Özlülüyün tərs qiyməti axıcılıq adlanır. Bu xarici qüvvənin təsiri altında mayenin axma qabiliyyətini xarakterizə edir. Özlülüyün temperaturla əlaqədar dəyişməsi aşağıdakı asılılıqla ifadə edilir:

$$\mu = A_1 \exp\left[E/kT\right], \qquad \text{(I.37)}$$

burada A_1 – temperaturdan çox az dəyişən əmsal; *E* – molekulun yeni müvazinət vəziyyətinə keçidi üçün lazım olan enerjinin miqdarı; *k*–Bolsman əmsalı; *T* – mütləq temperaturdur.

(I.37) ifadəsini loqarifmalayıb $\ln\mu \square \frac{1}{T}$ düzxətli asılılığını qurmaqla, A_1 və *E/k*-nın qiymətini tapmaq olar. Lakin lnμ ilə 1/*T* arasındakı düzxətli asılılıq müxtəlif mayelər üçün ancaq temperaturun müəyyən qiymətlərində doğrudur. Temperaturun geniş hüdudda dəyişmə qiymətlərində bu asılılıq düz xətdən aralanır.

Bəzi mayelər üçün dinamik və kinematik özlülüklərin temperaturdan asılılığı 1.5 cədvəlində verilmişdir.

**) Corc Qabriel Stoks (1819-1903)–məhşur ingilis fiziki və riyaziyatçısı.*

Cədvəl 1.5

Mayelər	Temperatur °C	Dinamik özlülük, μ		Kinematik özlülük	
		Pa.san	Puaz	m^2/san	St
Su	0	0.001792	0.01792	$1.792 \cdot 10^{-6}$	0.01792
	10	0.001306	0.01366	$1.306 \cdot 10^{-6}$	0.01306
	20	0.001004	0.01004	$1.006 \cdot 10^{-6}$	0.01006
	30	0.000802	0.00802	$0.805 \cdot 10^{-6}$	0.00805
	40	0.000654	0.00654	$0.659 \cdot 10^{-6}$	0.00650
	50	0.000549	0.00549	$0.0556 \cdot 10^{-6}$	0.00556
Benzin	15	0.000650	0.00650	$0.930 \cdot 10^{-6}$	0.00930
Etil spirti	20	0.001190	0.01190	$1.540 \cdot 10^{-6}$	0.01540
Civə	15	0.001540	0.01540	$0.110 \cdot 10^{-6}$	0.00110
Kerosin	15	0.002170	0.02170	$2.700 \cdot 10^{-6}$	0.02700
Transformator yağı	20	0.027500	0.027500	$31.000 \cdot 10^{-6}$	0.31000
Turbin yağı	20	0.086000	0.86000	$96.000 \cdot 10^{-6}$	0.96000

§9. KOLLOİD SİSTEMLƏR ÜÇÜN EFFEKTİV ÖZLÜLÜK

Mayenin tərkibində molekuldan böyük ölçüdə kolloid hissəciklərin olması axan mayedə molekulların yolunu dəyişdirir və ayrı-ayrı qatların bir-birinə qarışmasına səbəb olur. Buna görə də özündə asılı hissəciklər saxlayan mayelərdə təmiz mayelərə nisbətən Reynolds ədədinin kiçik qiymətlərində belə laminar rejim pozulur, yəni axın tez turbulentləşir. Digər tərəfdən kolloid hissəciklər axının maye ilə dolan hissəsini azaldır və axının istiqamətinə perpendikulyar yönələn orta sürət qradiyentini artırır. Odur ki, zərrəciyin özlülüyü həmişə dispers mühitin özlülüyündən bir qədər çox olur. Nəhayət, kolloid sistemlər üçün Nyutonun (I.36) ifadəsi düzgün olmur. Nyuton mayeləri üçün vahid zamanda kapilyarlardan keçən mayenin həcmi onun giriş və çıxışındakı təzyiqlər fərqi ilə düz mütənasibdir. Əksər dispers mühitlər (emulsiya, zərrəcik və c. yüksəkmolekullu mühitlər) üçün yuxarıdakı qanunauyğunluq pozulur. Nyutonun ifadəsindən təyin edilən özlülük sabit qalmır və sürət qradiyentindən asılı olur. Başqa sözlə, dispers sistemlər üçün özlülük invariant xarakteristikası deyildir, onun təyin edilmə şəraitindən, mayenin axma sürətindən, cihazın növündən və ölçülərindən asılıdır. Belə halda effektiv özlülükdən istifadə edilir. Baxılan sürət qradiyentində effektiv özlülük dedikdə, toxunan gərginliyin və ya sürüşmə gərginliyinin onun qiymətinə uyğun gələn sürüşmə və ya sürət qradiyentinə nisbəti başa düşülür:

$$\mu_e = \tau(\dot{\gamma}) \ / \ \gamma.$$

Strukturlaşan mayelər də Nyutonun sürtünmə qanununa tabe olmur. Nyutonun sürtünmə qanununa tabe olan mayelərə *normal*, tabe olmayan sistemlərə isə *anomal* mayelər deyilir.

Strukturlaşan kolloid sistemin özlülüyü onun təyini şəraitindən,

xüsusilə sürət qradiyentindən çox asılıdır. Odur ki, belə sistemlər üçün özlülüyün qiyməti ancaq eyni şəraitdə təyin olunduğu halda müqayisə edilə bilər. Lakin eyni şəraitdə eyni cihazla təyin edilmiş özlülüyün qiyməti sistemin hazırlandığı vaxtdan və onun keçmişindən asılı olaraq fərqlənir. Məsələn, kolloid sistem uzun müddət saxlandıqda özlülüyü tədricən artır. Digər tərəfdən mexaniki təsir, məsələn, sistemin kapillyarda axınında strukturun pozulması nəticəsində özlülük azalır.

Kolloid sistemin özlülüyü həmişə təmiz dispers mühitin özlülüyündən böyükdür. Hidrodinamik mülahizələr əsasında Eynşteyn dispers fazanın konsentrasiyasından aslı olaraq sistemin özlülüyünün dəyişməsini belə ifadə etmişdir:

$$\mu = \mu_0(1 - 2,5C), \qquad \text{(I. 38)}$$

burada μ_0 – dispers mühitin özlülüyü; C – dispers fazanın həcmi konsentrasiyasıdır.

(I. 38) ifadəsi dispers fazanın konsentrasiyası çox olmayan mayedə, asılı hissəcikləri bərk kürə şəklində və hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir olmayan şərait üçün yararlıdır. Bundan başqa, Eynşteyn tənliyinin yararlığı üçün axının laminarlığı, maye ilə hissəcik arasında sürüşmənin yoxluğu, hissəciklərin ölçüsünün mühitdəki molekulların sərbəst yürüş yolundan böyük, axının baş verdiyi mühitin ölçülərindən isə kiçik olması əsas şərtdir.

(I. 38) ifadəsində həcmi konsentrasiya qarşısında duran əmsalın qiyməti bərk hissəciyin formasından da asılıdır.

Hissəcikləri kürə şəklində olmayan dispers fazanın suspenziyada konsentrasiyası xeyli çox, eləcə də hissəciklər arasında elektrik və başqa qarşılıqlı qüvvələr olduqda C-nin qarşısındakı əmsalın qiyməti 2.5-dək fərqli alınır.

§10. STRUKTUR ÖZLÜLÜK

Dediyimiz kimi, strukturlaşan kolloid sistemlər Nyuton qanununa tabe olmur.

Şvedov – Binqam fərziyyəsinə görə, fəza quruluşları çox möhkəm olmayan sistemlər o zaman hərəkət edə bilər ki, hərəkət yaradan gərginlik τ hər hansı strukturun pozulmasını təmin edən τ_0 böhran qiymətdən böyük olsun: $|\tau-\tau_0|> 0$ Belə axın Binqam tərəfindən plastik axın, böhran gərginliyin τ_0 qiyməti isə axıcılıq həddi adlandırılmışdır. Deməli, plastik axınlı sistemlər üçün Nyuton tənliyi Binqam tənlikləri ilə əvəz olunmalıdır:

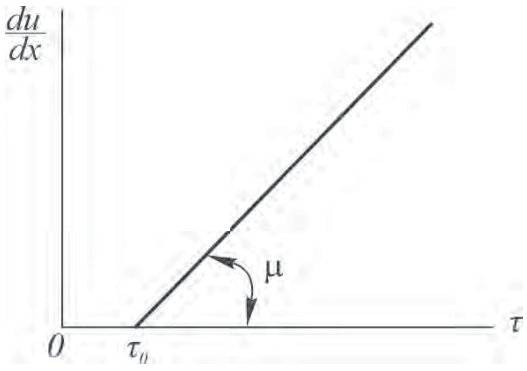
$$\tau - \tau_0 = \mu'' \left|\frac{du}{dx}\right|; \qquad \text{(I. 39)}$$

$$\tau = \mu'' \left|\frac{du}{dx}\right| + \tau_0, \qquad \text{(I. 40)}$$

burada μ'' – struktur özlülük adlanır.

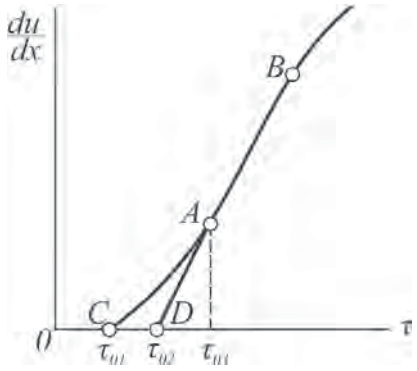
Sistem struktur quruluşda olmadıqda τ_0=0, onda (I. 39) −(I.40) tənlikləri Nyuton ifadələrinə çevrilir və $\mu'' = \mu$ bərabərliyi ödənilir. Binqama görə, $\tau > \tau_0$ halında hərəkət başlanır və sistemin özlülüyü sabit qiymət alır. Bu şərt daxilində $\left|\frac{du}{dx}\right|$ ilə τ arasında asılılıq düz xətt şəklində olur (şəkil I.9). Struktur özlülük aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$\mu'' = \frac{\tau - \tau_0}{\left|\frac{du}{dx}\right|} = \text{ctg}\beta. \qquad \text{(I. 41)}$$



Şəkil I. 9

Binqam tənliyinə tabe olan sistemlərə gildən hazırlanmış pastaları konsistent yağlarını misal göstərə bilərik. Lakin əksər strukturlaşan kolloid sistemlər üçün *du/dx* ilə τ arasındakı asılılıq düz deyil, əyri xətlə ifadə olunur (şəkil I.10). Bu gərginliyin axıcılıq həddinə çatdıqda sistemin strukturunun birdən-birə deyil, tədricən pozulması ilə əlaqədardır. Bu halda başlanğıc gərginliyin (τ_0) üç qiymətini ayırmaq olar: 1) τ_{01}– axma həddinin birinci və ya minimal qiymətidir, hərəkətin başlanmasına uyğun *OC* parçasına bərabərdir (strukturun pozulmasının başlanğıcı); 2) τ_{02} – Binqma görə, axıcılıq həddidir, asılılığının düzxətli *AB* hissəsinin uzadılıb τ_0 oxundan ayırdığı *OD* parçasına uyğundur; 3) τ_{03} – asılılığın düz xəttə keçən *A* nöqtəsinə uyğun olub, τ_0-ın maksimal quymətidir.



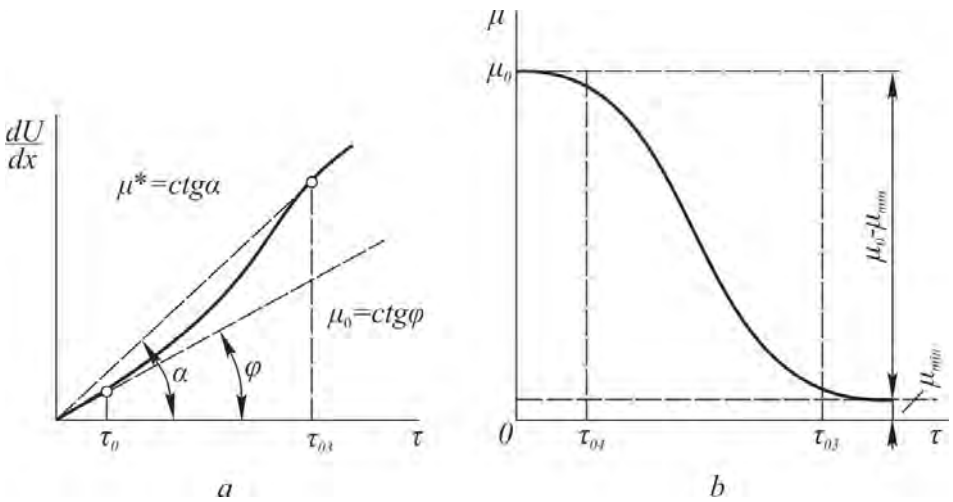
Şəkil I. 10

Aydındır ki, τ_{03} sistemin strukturunun tam pozulduğu gərginliyin qiymətidir. Gərginliyin bu qiyməti baxılan kolloid sistemi strukturunun mexaniki xassələrini xarakterizə edir.

Ölkəmizdə kolloid sistemlərin struktur özlülüyü akademik P.A.Rebinder tərəfindən ətraflı öyrənilmişdir. Rebinderə görə, koaqulyasiya strukturlu sistemlərdə axının istənilən sürətlərində strukturun pozulması və bərpa olunması kimi iki bir-birinə əks proses baş verir. Qərarlaşmış axında bu proseslər arasındakı müvazinət vəziyyəti effektiv özlülüklə xarakterizə olunur.

Kiçik sürətlərdə sistemin strukturunda azacıq dəyişiklik yaranır: tiksotrop bərpa olunur və axın strukturun praktiki cəhətdən pozulması ilə gedir, yəni sürünmə hadisəsi baş verir. Axının böyük sürətlərində isə sistemin strukturu əhəmiyyətli dərəcədə pozulur.

Plastik və strukturlaşan sistemlərin axınının xarakteristikası üçün



Şəkil I. 11

plastik deyil, effektiv özlülükdən μ_e istifadə edilməlidir. Sistemdə hərəkətetdirici gərginlik artdıqca effektiv özlülük azalır. Bu gərginliyin kiçik qiymətlərində isə effektiv özlülük ən böyük qiymətə, yəni maye strukturu praktiki cəhətdən dəyişməyən haldakı özlülüyə μ_0 bərabər olur. Gərginliyin böyük qiymətlərində laminar axının saxlanması şərtilə, strukturun tam dağılmış vəziyyətinə uyğun özlülük ən kiçik μ_{min} həddə çatır. Akad. P.A.Rebinderə görə $\frac{du}{dx} = (\tau)$ və $\mu=\varphi(\tau)$ asılılıqları verilmişdir. (şəkil I.11, *a*, *b*). τ_{04} – sürünmə rejimi nəticəsində özlülüyün dəyişməsi ilə baş verən axının keçidinə uyğun τ_0-ın qiymətidir.

§11. MAYELƏRİN REOLOJİ XASSƏLƏRİNƏ GÖRƏ TƏSNİFATI

Hərəkət haqqında elm olan reologiya* sürüşmə gərginliyi ilə sürət qradiyenti arasındakı asılılığı öyrənir.

Reoloji xassələrinə görə mayelər dörd qrupa ayrılır:

Özlülüyü zamandan və sürüşmə müddətindən asılı olaraq dəyişməyən mayelər. Bu cür mayelərə reoloji xarakteristikası zamandan asılı olmayan mayelər də deyilir. Verilmiş təzyiq və temperaturda özlülüyü sabit qalan Nyuton və effektiv özlülüyü sürüşmə gərginliyindən asılı olan qeyri-Nyuton mayelər bu qrupa aiddir.

Gərginlikdən və sürüşmə müddətindən asılı olan qeyri-stasionar mayelər;

Effektiv özlülüyü sürüşmə gərginliyindən və deformasiya həddindən asılı olan özlü-elastik mayelər;

Mürəkkəb reoloji xassəli mayelər, bunlar əvvəlki üç qrupun xüsusiyyətlərini özündə birləşdirən mayelərdir.

Neft-mədən praktikasında əsasən 1–3-cü qrupa aid olan mayelərə

*) *Yunanca "reo" – hərəkət və "logiya" - elm sözlərindəndir.*

rast gəldiyimiz üçün onların reoloji xassələrinə baxaq.

Reoloji xarakteristikası zamandan asılı olmayan mayelər

Belə mayelərin hərəkəti aşağıdakı ümumiləşmiş tənliklə ifadə oluna bilər*:

$$\tau = \tau_0 + \mu' \dot{\gamma}^n \operatorname{sign}\left(\dot{\gamma}\right)^n, \qquad \text{(I. 42)}$$

burada $\dot{\gamma}$ – sürət qradiyenti; τ_0 – başlanğıc və yaxud statik sürüşmə gərginliyidir.

τ_0=0 və n=1 olduqda (I. 42) ifadəsi Nyutonun tənliyinə çevrilir:

$$\tau = \mu \dot{\gamma}; \qquad \text{(I. 43)}$$

$$\mu = \mu'; \ \tau_0 = 0;$$

$$\tau = \mu' \dot{\gamma}_n. \qquad \text{(I. 44)}$$

Burada 1 > n > 0 halında bəzi psevdoplastik, n > 1 halında isə dilatant mayelərin hərəkətinin reoloji ifadəsi alınır.

(I. 42) ifadəsində n=1 olduqda Şvedov – Binqam özlü-plastik mayesinin reoloji tənliyi

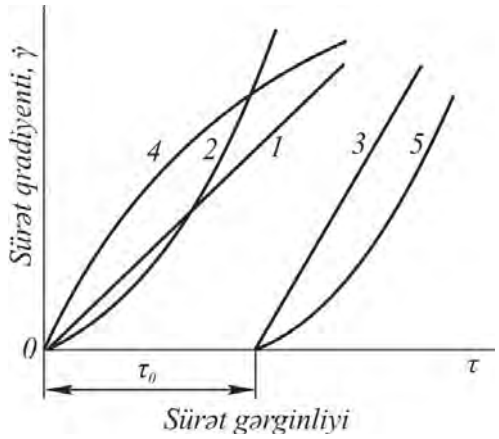
$$\tau = \tau_0 + \mu'' \dot{\gamma} \qquad \text{(I.45)}$$

olur. (I. 42) – (I. 45) ifadələrində μ, μ', μ'' - uyğun olaraq dinamik özlülük, konstant sabiti və plastik, yaxud struktur özlülükdür.

Müxtəlif mayelərin reoloji əyriləri də müxtəlifdir (şəkil I.12).

Məsələn, 1–Nyuton, 2–psevdoplastik, 3–plastik, 4–dilatant, 5–özlü- plastik mayelərin reoloji xassələrini ifadə edir.

2, 3, 4, 5 əyriləri qeyri - Nyuton mayelərin xarakteristikasıdır. 2, 4 və 5 əyriləri ilə verilən mayelərin özlülüyü sürət qradiyentindən asılıdır və dəyişən kəmiyyətdir. Lakin bu növ mayelərdə $\tau = \tau\left(\dot{\gamma}\right)$ asılılığı $\dot{\gamma}$-nın kiçik və çox böyük qiymətlərində düz xətt şəklini ala bilər.



Şəkil I. 12

Dilatant mayelər üçün (4 əyrisi) sürüşmə sürəti artdıqca effektiv özlülük çoxalır. Qum hissəcikləri suspenziyasının dilatant xassədə olması Reynolds tərəfindən öyrənilmişdir. Sürüşmə sürətinin artırılması sistemin həcminin artmasına səbəb olur. Hərəkətdə olan qum hissəciklərinin yağlanması üçün maye kifayət etmir, buna görə də bu cür suspenziyalaşmış sistemin effektiv özlülüyü artır.

Məsələn, axar qumlar dilatant mühitə aiddir, yəni sürüşmə gərginliyi artdıqca axar

**) sign(x) – siqnum oxunur; x > 0 olduqda - sig n (x) = 1; x = 0 olduqda – sig n (x) = 0; x < 0 olduqda sig n (x) = – 1. Baxılan halda x = γ^n.*

qumların özlülüyü də artır. Odur ki, belə qumdan tez və cəld çıxmağa cəhd göstərmək mənasızdır. Çünki cəld hərəkət etdikdə (sürüşmə sürətini artırdıqda), qum sizi daha böyük qüvvə ilə saxlayacaqdır. Əksinə, yavaş hərəkət etmək lazımdır ki, onun özlülüyü az olsun.

Özlü-plastik mayelərin realoji xassəsindən görünür ki, bu cür mayelərin müvazinət vəziyyətindən çıxarıb hərəkətə gətirmək üçün sürüşmə gərginliyi τ başlanğıc və ya statik sürüşmə gərginliyindən böyük olmalıdır: $\tau > \tau_0$, $\tau \le \tau_0$ halında maye hərəkət etmir.

Psevdoplastik və dilatant mayelərin özlülüyü aşağıdakı kimi tapılır:

$$\mu' = \frac{\mu_0}{1 + \frac{\mu_0}{\alpha}\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{m-1}}, \qquad \text{(I. 46)}$$

Burada μ_0, a, m – parametrlərdir.

$m > 1$ olduqda (I. 46) ifadəsi psevdoplastik, $m < 1$ olduqda isə dilatant mayelər üçün doğrudur.

(I. 43) – (I. 44) ifadəsinə əsasən dinamik özlülük

$$\mu = \mu'\dot{\gamma}^{n-1}. \qquad \text{(I. 47)}$$

Şəkildə *3* əyrisi τ_0 parçasını $\tau = \tau(\dot{\gamma})$ asılılığının τ oxundan ayırır. Binqam plastikinin özlülük xassəsini sürüşmədə (yerdəyişmədə) bəzən sərtlik adlanan μ'' ilə də ifadə etmək olar:

$$\mu'' = \frac{\tau - \tau_0}{\dot{\gamma}}. \qquad \text{(I. 48)}$$

Nyuton mayesində olduğu kimi μ'' gərginlikdən asılı deyildir.

Bir çox neftləri, gil məhlulunu, yağlı rəngləri, suspenziyaları və s. real mayeləri Binqam mayesinə misal göstərmək olar.

Lakin 5 əyrisi ilə verilən özlü-plastik mayelər də məlumdur. Belə əyrilər riyazi (I. 42) tənliyi ilə ifadə olunur. Bundan əlavə, polimerlə disperslənmiş sistemlər qeyri-xətli özlü-plastik mühit olmaqla bərabər Kesson modeli ilə ifadə edilir:

$$\tau^{\frac{1}{2}} = \tau_0^{\frac{1}{2}} + \left(\mu_0\dot{\gamma}\right)^{\frac{1}{2}}. \qquad \text{(I. 49)}$$

(I. 42) və (I. 49) –un birləşməsindən alınan özlü-plastik mayelərin reoloji xassələrini öyrənməyə imkan verən Z.P.Şulman ifadəsindən də istifadə etmək mümkündür:

$$\tau^{1/n} = \tau_0^{1/n} + \left(\mu_0\dot{\gamma}\right)^{1/m} \qquad \text{(I. 50)}$$

burada n və m – qeyri-xətti axının parametirləridir. $m=n=1$ olduqda (I. 50) tənliyi Nyutonun ümumiləşmiş (I. 45), $m=n=2$ olduqda Kessonun (I.

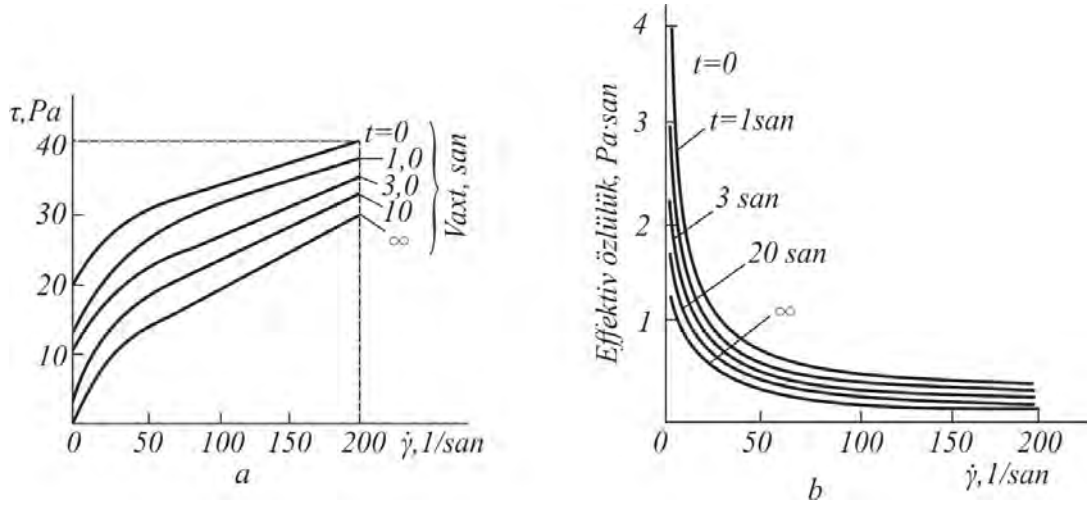
49), $n=m=1$ və $\tau_0 = 0$ olduqda isə Nyutonun (I.43) ifadələrinə çevrilir.

Reoloji xarakteristikası zamandan asılı olan mayelər

Bu cür reoloji mühitlər aşağıdakı funksional asılılıqla xarakterizə olunur:

$$\tau = \tau\left(\dot{\gamma}, t\right) \qquad \text{(I. 51)}$$

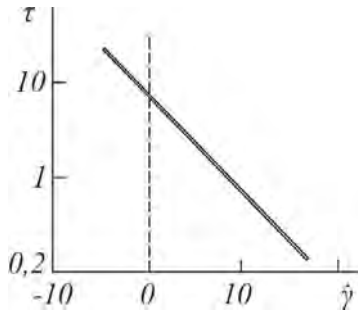
Sürüşmə gərginliyinin sabit qiymətində sürüşmə deformasiyasının təsir müddətinin artması ilə effektiv özlülüyü azalan və reoloji xarakteristikası zamandan asılı olan mayelər *tiksotrop* mayelər adlanır. Həmin şəraitdə effektiv özlülüyü artan mayeyə isə *reopektik maye* deyilir. Neft sənayesində tiksotrop mayelərə tez-tez rast gəlinir. Bir çox yataqların neftində olan parafin, qatran və asfalten ona tiksotrop-psevdoplastik xassəsi verir. 0 °C temperaturda tiksotrop-psevdoplastik neftin reoloji $\tau = \tau(\dot{\gamma})$ əyrilərinin $\dot{\gamma} = 0$ qiymətində τ oxu ilə görüşmə nöqtələrinin ayırdığı parçalar fərz edilən başlanğıc sürüşmə gərginliyinin



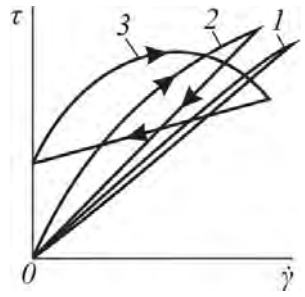
Şəkil I. 13

τ_0 qiymətlərinə bərabər olur (şəkil 1.13,*a*). Sürət qradiyenti və onun təsir müddəti artdıqca effektiv özlülüyün qiyməti azalır (şəkil 1.13,*b*). Temperatur azaldıqca τ_0-ın qiyməti artır (şəkil I.14).

Sürət qradiyentinin əvvəlcə ardıcıl artması, sonra isə azalması istiqamətində qurulmuş asılılığı tiksotrop mayelər üçün üst-üstə düşmür



Şəkil I. 14



Şəkil I. 15

və mexaniki histerezis hadisəsi baş verir. Bu hadisə psevdoplastik (1 və 2 əyrisi) və özlü plastik (3 əyrisi) mayelərə də aiddir (şəkil I.15).

Özlü – elastik mayelər

Özlü-elastik mayelər həm özlü və həm də elastik xassəni biruzə verir. Onlar üçün gərginliklə yerdəyişmə arasında $\tau = \tau(\dot{\gamma})$ asılılığı daha mürəkkəbdir. Bu cür mayelərə təsir edən hər hansı gərginlik sürət azaldıqca zamandan asılı olaraq artan deformasiyaya səbəb olur. Əgər deformasiyaya uğrayan mühitdəki gərginliyi sıfır qiymətinədək azaltsaq, onda mühit öz vəziyyətini bərpa edər, yəni deformasiya tədricən ya sıfır qiymətinədək azalar, ya da hər hansı asimtotik həddə yaxınlaşar. Özlü-elastik mayelər Veysenberq effekti ilə asanlıqla müəyyənləşdirilir.

§12. VEYSENBERQ EFFEKTİ

Tərpənməz ox ətrafında fırlanan silindrik qaba qeyri-Nyuton maye tökək və içərisinə tərpənməz çubuq və ya borucuq salaq. Qabı hər hansı bucaq sürəti ilə fırlatdıqda maye çubuğa doğru mərkəzdənqaçma qüvvəsinin əksinə hərəkət edəcək, çubuğun səthi ilə ağırlıq qüvvəsinin əksinə olaraq yuxarı qalxacaqdır (şəkil I.16).

Şəkil I. 16

Bu təcrübə 1946-cı ildə Veysenberq tərəfindən aparıldığına görə *Veysenberq effekti* adlanır. Ən sadə halda, yəni qeyri-Nyuton maye içərisində çubuq fırlandıqda da Veysenberq effekti yaranır. Lakin bu effekt Nyuton mayelərdə, habelə hər qeyri-Nyuton mayedə müşahidə edilmir. Təcrübə göstərir ki, Veysenberq effektinin müşahidə edildiyi mayelərdə (məsələn, kauçuk, kraxmal, kolloid, polimer məhlulları və s.) elastiklik xassəsi vardır. Veysenberq effekti qatranlı neftlərdə və bitumlarda da müşahidə edilir.

§13. MEXANİKİ YADDAŞ

Sistemin ona göstərilən təsir haqqında informasiyanı özündə saxlama və müəyyən müddətdə büruzə vermə qabiliyyətinə *mexaniki yaddaş* deyilir. Mexaniki yaddaş maddənin özündə baş verən və təkrarlana bilən struktur dəyişmələrinə əsaslanır.

Müxtəlif növ yaddaşlar – maqnitofonda və qramofon vallarında, səsyazma, görünüşyazma və s. məlumdur. Maqnitofona yazanda maqnit qüvvəsinin təsiri ilə maqnit lentindəki materialın strukturu dəyişir. Bu hadisə əsasən polimer mühitdə (maqnitofon lenti) ferromaqnit hissəciklərinin yertutması ilə əlaqədardır. Qrammofon vallarında informasiyanin yazılışında iynənin təsirindən səs izinin deformasiyası yaranır və lövhənin materialı həmin deformasiyanı özündə saxlayır.

Yaddaş relaksasiya vaxtı ilə xarakterizə olunur və $T_p = \mu/E$ (μ –özlülük, E – elastiklik modulu) ifadəsi ilə təyin edilir.

Müxtəlif mayelərdə yaddaşın büruzə verilməsi maraqlıdır. Tutaq ki, polad sim bir ildir yük ilə dartılmış vəziyyətdədir. Bu halda o, iki periodda

uzanır. Huk qanunu ilə tez uzanma və bütün il boyu yavaş uzanma.

Tutaq ki, yükün ağırlığı $G=10^4$ N, simin en kəsiyi sahəsi $S=10^{-4}$ m^2-dir. Onda en kəsiyindəki gərginlik G/S = 100 MPa olacaqdır. Simin uzunluğunu l = 3 m, polad üçün elastiklik modulunu $E = 2\cdot10^5$ MPa qəbul etsək, mütləq uzanmanın qiymətini tapa bilərik: $\Delta l = \dfrac{\sigma l}{ES} = 1,5\cdot10^{-3}$ m.

Bu, Huk qanununa əsasən birinci perioddakı uzanmadır. Bundan sonra ikinci period–yavaş uzanma baş verir. Bunun qarşısını almaq üçün yükün altına simin uzanmasına mane olan dayaq qoyaq və bir ildən sonra simin vəziyyətini yoxlayaq. Bu halda çox maraqlı hadisə–simin boşalması müşahidə edilir. Əvvəl sim bərk dartılmış vəziyyətdə idi, indi isə onu barmaq ilə də asanlıqla tərpətmək olur. Artıq o səslənmir və rəqsi hərəkət etmir. İlk baxışda qəribə görünən bu hadisəyə *relaksasiya** deyilir.

Relaksasiya müddəti gərginliyin e (natural loqarifmin əsası) qədər azalması vaxtı ilə ölçülür. Bütün materiallar relaksasiya edir.

Məsələn: su, şüşə. Su üçün relaksasiya vaxtı 10...11 san., şüşə üçün isə 100 ildir.

Temperatur yüksəldikcə relaksasiya vaxtı azalır.

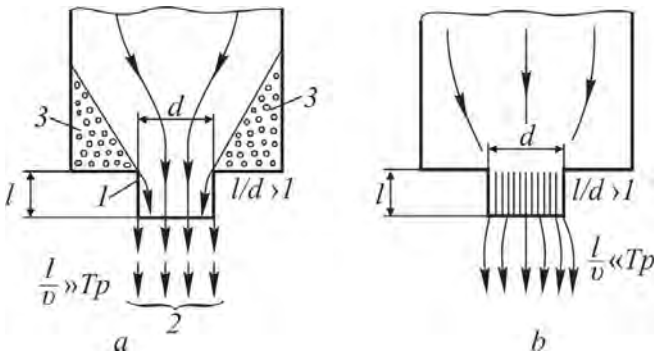
Tərkibində parafin, qatran, asfalten olan neftlərin boru kəmərlərində hərəkəti zamanı təzyiqi atmosfer qiymətinədək azaltdıqda hərəkət xeyli müddət davam edir. Bu cür neftlər nəinki sıxılır, hətta dartılır da.

Müxtəlif mayelərdə yaddaşın büruzə verilməsini nəzərdən keçirək.

Suyun lüləkdən axmasında şırnaq silindrik formada olur (şəkil I.17,*a*). Burada 1 – lülək, 2 – su şırnağı, 3 – burulğan yaranan və axında iştirak etməyən zonadır. Lüləkdən mayenin axması məsələsinə gələcək bəhslərdə daha ətraflı baxılacaqdır.

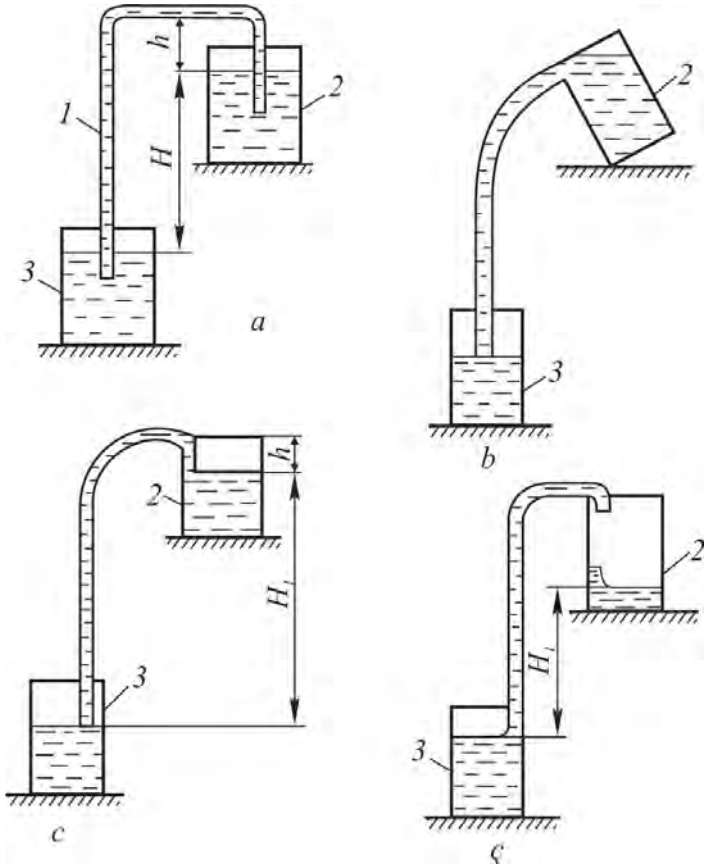
Su üçün $\mu/E=10^{-12}$ saniyədir. Sürətin v sonlu qiymətində $T_p \ll l/v$ olduğu (l/v - lüləkdən mayenin axma müddətidir) üçün bu, qabın vəziyyətini saxlaya bilmir. Buna görə də şırnağın forması lüləyin forması ilə müəyyən edilir. Təkcə $l \approx 0$ halında, itibucaqlı diafraqmada su şırnağının diametri dəliyin diametrindən kiçik olur.

Relaksasiya vaxtı böyük olan özlü-elastik mühitin hərəkətində axının xarakteri dəyişir. Bu halda maye öz əvvəlki vəziyyətini yadda saxladığına görə lüləyin çıxışında şırnağın en kəsiyi genişlənir (şəkil (I. 17,*b*). Bu hadisə mayenin öz əvvəlki vəziyyətinin, yəni qabdakı geniş həcmini lazımi $Tp > l/v$ müddətində yadda



Şəkil I. 17

*) *Relaksasiya* latınca *relaxatto – gərginliyin azalması, zəifləşməsi mənasını verir.*



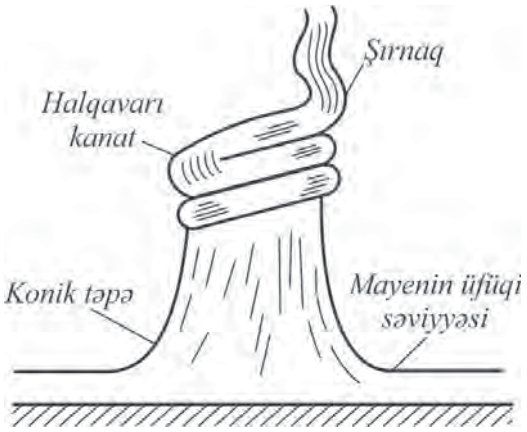
Şəkil I. 18

saxlamasının nəticəsidir. Maye lüləkdə $l<<T_p$ müddətdə sıxıldığına görə lüləkdən çıxdıqda öz əvvəlki vəziyyətinə yaxın vəziyyət almağa imkan tapır. Əgər lüləyin uzunluğunu artırsaq, yəni lüləkdə mayenin axma (l/v) vaxtını T_p-dən böyük ($l/v> T_p$) götürsək, onda yaddaş effekti aşkara çıxmayacaqdır. Su üçün yaddaş müddəti saniyənin trilyonda bir, özlü-elastik maye üçün isə onda bir saniyədir.

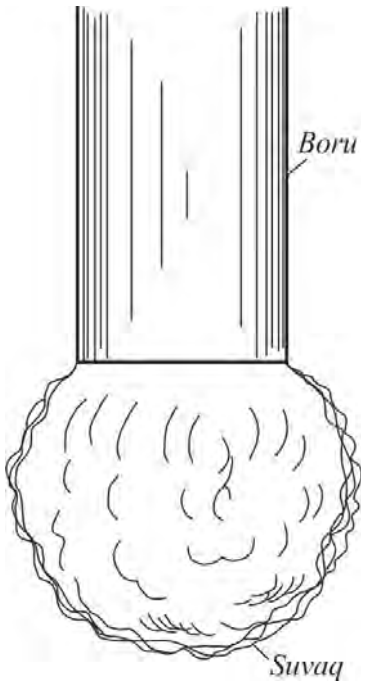
Nyuton mayesini 2 qabından 3 qabına axıtmaq üçün 1 sifonunun* (borusunun) uclarını h və H nisbətində maye səviyyəsinə batıraq (şəkil I.18, *a*). Özlü-elastik maye üzərində təcrübə apardıqda isə mayenin 2 qabından 3 qabına axıdılması üçün ən əvvəl 2 qabı döndərilməlidir, yəni $h = 0$ olmalıdır (şəkil I.18, *b*). Sonra isə qabın əvvəlki şaquli vəziyyətə gətirilməsinə (şəkil I.18, *c*) və sifon borunun oradan götürülməsinə baxmayaraq, mayenin 2 qabından 3 qabına axması davam edəcəkdir. Səviyyələr fərqi H_1 olduqda (şəkil I. 18, *ç*) maye axını dayanacaqdır. Çox kiçik yaddaş müddəti olan Nyuton mayesi üçün isə açıq sifon (borusuz) işləyə bilməz. Bu hadisə mayenin yaddaşlı olmasının axının xarakterinə kəskin təsir etdiyini göstərir. Əgər qatı yağı, balı və ya maye halında olan şokaladı kifayət qədər hündürdən qaba töksək, onda qabdan müəyyən məsafədə maye şırnağı halqavarı burulacaq və "maye kanat" əmələ gələcəkdir (şəkil I.19).

Mala və suvaq borudan çıxdıqda şırnağın en kəsiyi borunun daxili

**) Sifonun iş prinsipinin hidravlik əsası gələcək bəhslərdə ətraflı öyrəniləcəkdir.*



Şəkil I. 19



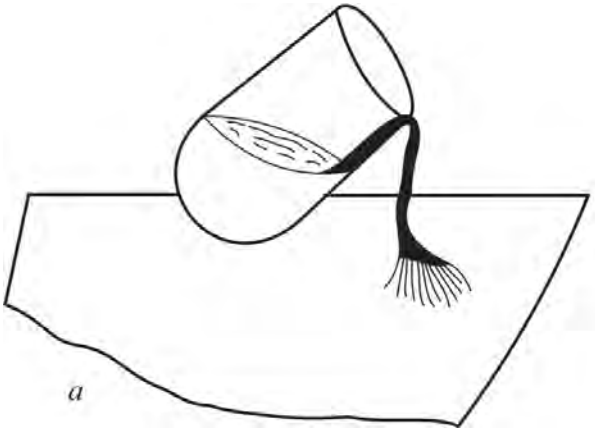
Şəkil I. 20

ölçüsündən böyük olur (şəkil I.20). Borudan çıxan silikonlu suvağın ilk baxışda əvvəlki hadisə ilə əlaqəsi olmayan digər bir xassəsi vardır. O, çəkiclə vurulduqda parçalanır. Ondan kiçik top düzəldib, döşəməyə zərbə ilə vursaq, geriyə rezin topdan daha yaxşı qayıdır. Lakin belə top müəyyən müddət saxlandıqda tədricən yastılaşır.

Bəzi mayelər, məsələn, polietilenin suda məhluluna müəyyən itələmə qüvvəsi ilə təsir etdikdə (məsələn, maye qabını əvvəlcə əyib mayenin axmasını təmin etməklə), sonra isə onu əvvəlki vəziyyətinə gətirdikdə belə mayenin qabın divarı ilə qalxıb, kənara tökülməsi hadisəsi müşahidə olunacaqdır (şəkil I.21,*a*).

Fırlanma ilə məhlula qarışmış rəngi ayırmaq olarmı?

İç-içə geydirilmiş iki silindrin halqavarı fəzasına bir qədər qliserin yağı töküb, bir neçə damcı rəng damcıladaq (şəkil I.21,*b*). Daxili silindri təxminən 10 dövr tam fırlatsaq, rəng yaxşı həll edilmiş olar. Sonra



Şəkil I. 21

silindri eyni dövrdə əks istiqamətə fırlatsaq, rəng qliserindən ayrılıb fırlanmadan avvəlki vəziyyətə düşər. Lakin daxili silindri uzun müddət keçdikdən sonra əks istiqamətə fırlatsaq, məhluldan ayrılmaz. Nə üçün? Bunu izah edək. Əgər silindri kiçik sürətlə fırlatsaq, onda rəng nazik qat şəklinə düşüb hər bir dövrdə daxili silindrə spiral kimi dolanar.

Əgər silindrin əks istiqamətə fırladılmasına molekulyar diffuziya (molekulların istilik hərəkəti) nəticəsində rəngin qliserində tam həllolma müddətindən tez başlansa, onda silindrə dolanmış nazik rəng təbəqəsi, demək olar ki, tamamilə ondan açılar və rəng qliserindən ayrılar.

§14. POYTİNQ EFFEKTİ

Şaquli asılmış nazik məftildə təsadüfi əyilmənin qarşısını almaq üçün onun aşağı ucuna müəyyən yük bağlayan Poytinq müşahidə etmişdir ki, aşağı uc burulanda hərəkətin istiqamətindən asılı olmayaraq məftil uzanır. Lakin materiallar müqavimətinə görə, baxılan təcrübədə dartıcı qüvvə olmadığı üçün məftil burulduqca ancaq qısalmalı idi. Müəyyən olunmuşdur ki, məftilin uzanması burulma bucağının kvadratı ilə düz mütənasibdir. Deformasiya nəticəsində məftilin diametri də burulma bucağının kvadratına mütənasib olaraq azalır. Bu hadisə müsbət və mənfi dilatantlıq ilə əlaqədardır. Müsbət dilatantlıqda sürüşmə gərginliyi həcmin artmasına, mənfi dilatantlıqda isə əksinə, azalmasına səbəb olur. *Poytinq effekti* normal gərginliklərin birinci fərqinin yaranması ilə yaddaşın büruzə verilməsidir. Bu effekt polikristal metallarda və qazıma borularında müşahidə edilə bilər. Ona görə də bu, quyuların qazılması prosesində baş verən qəzaların ləğv edilməsində nəzərə alınmalıdır.

§15. DEFORMASİYADA MAYELƏRİN SIYIQLAŞMASI VƏ PRAKTİKİ REALİZƏ OLUNMA MÜMKÜNLÜYÜ

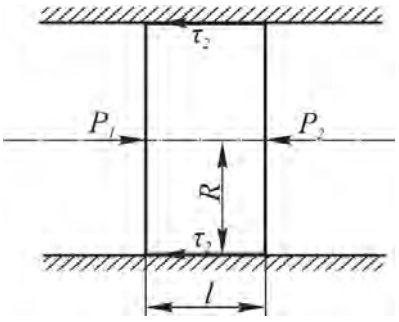
Qeyri-xətli reoloji qanun ilə axında mayenin özlülüyü dəyişən olur. Belə sistemlərin reoloji tənliyi kimi

$$\tau = k\left(\dot{\gamma}\right)^{n-1}\dot{\gamma}, \qquad \text{(I. 52)}$$

burada K – konsistentlik*; n – axının indeksi; $\dot{\gamma}$ – sürət qradiyentidir.

$0 < n < 1$ – mühitin psevdoplastik (psevdo – yalançı mənasını verir) olduğunu göstərir. Bu cür sistemlərdə sürət qradiyenti artdıqca özlülük azalır. Bu xassəli sistemlərə gil məhlulu, rənglər, sürtkü yağları və s. misal ola bilər. Bu hadisəyə ideal vəziyyətdə, yəni materialın yerdəyişməsinə porşenin hərəkəti kimi baxaq (şəkil I. 22.) $P_2<P_1$ olduqda porşen sağa hərəkət edəcəkdir. Müvazinət şərti $F_1 = F_2$ – dir.

$F_1=(P_1-P_2)\pi R^2$ – hərəkətetdirici qüvvə, $F_2=\tau_2 2\pi Rl$ – müqavimət qüvvəsidir. Qiymətləri yerinə yazsaq,

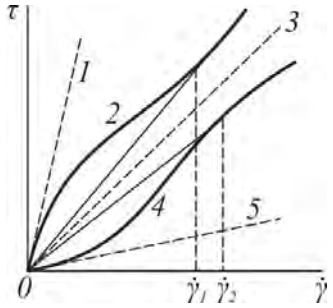


Şəkil I. 22

*) *Konsistenziya – latınca consisterc – ibarət olmaq mənasında işlədilir.*

$$\tau_2 = \Delta PR / 2l, \qquad \text{(I. 53)}$$

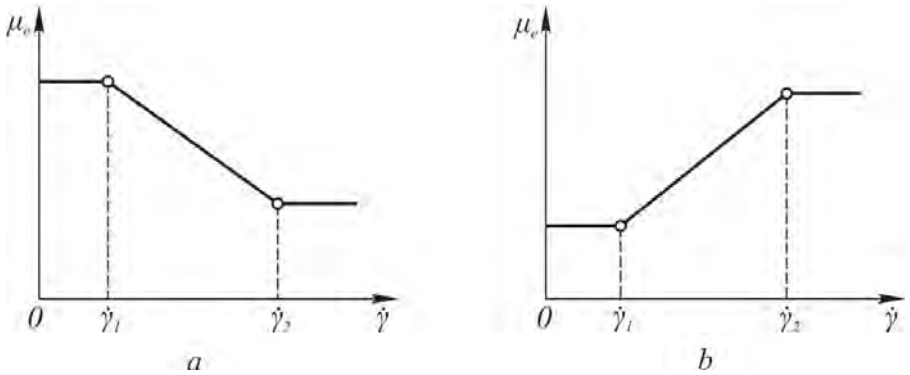
$$\Delta P = P_1 - P_2$$



Şəkil I. 23

alarıq. I.23 şəklində $\tau = \tau(\dot{\gamma})$ asılılığının müxtəlif mayelər üçün xarakterik əyriləri göstərilir. Göründüyü kimi, çox kiçik və çox böyük sürüşmə sürətlərində istər psevdoplastik (2 əyrisi), istərsə də dilatant mayelər (4 əyrisi) özünü Nyuton mayesi kimi aparır. Başqa sözlə, axının belə vəziyyətində onlrın özlülüyü sürət qradiyentindən asılı olmur (asılılıq düz xəttə çıxır).

I. 24, *a* və *b* şəkillərində uyğun olaraq psevdoplastik və dilatant mayelər üçün effektiv özlülüyün sürət qradiyentindən asılılığı verilir. (I. 53) ifadəsində τ - nun qiyməti ΔP ilə düz mütənasib olaraq dəyişir: yəni $\tau \sim P$.



Şəkil I. 24

(I. 52) və (I. 53)-dən istifadə etsək, ΔP ilə $|\dot{\gamma}|$ arasındakı asılılığı əyrilər şəklində qurmaq olar. Onda $|\dot{\gamma}| \square Q$, buna görə də $\Delta P \sim Q^n$ və ya $Q \sim (\Delta P)^{1/n}$ yaza bilərik (Q – mayenin sərfidir, m^3/san). n = 1 halında sərf təzyiqlər fərqi ilə düz mütənasibdir.

n = 0.1 olduqda isə $Q \square |\Delta P|^{10}$, yəni sərf ΔP^9 dəfə artır. Bu sürətin praktiki realizə olunma mümkünlüyünə baxaq.

$\dot{\gamma}$ sürət qradiyenti ilə hərəkət edən V həcmli mayenin Δt anında gördüyü iş

$$A = \tau\, \dot{\gamma}\, V \Delta t, \qquad \text{(I. 54)}$$

burada A – iş; V – mayenin həcmidir.

(I. 54) ifadəsindən

$$\tau \cdot \dot{\gamma} = \frac{A}{V \Delta t} = N, \qquad \text{(I. 55)}$$

burada N – mexaniki enerjinin istiliyə çevrilməsi sürətidir.

Qeyri – Nyuton sistemi üçün

$$\tau \square |\dot{\gamma}|^n;$$

$$N \square \left|\dot{\gamma}\right|^{n+1} \square Q^{n+1}. \qquad \text{(I. 56)}$$

(I.56) asılılığı qeyri – Nyuton mayesinin hərəkətində sərfin realizə olunmasının qeyri – mümkünlüyünü göstərir. Çünki Q artdıqca N daha da çoxalır və itkilər artır.

§16. "ÖZÜKİPLƏŞƏN" MAYELƏR

Realoji xassəsi (I.52) ifadəsinə tabe olmaqla $n > 1$ halına uyğun gələn mayelər də məlumdur. Bu halda yük çoxaldıqca sistemin özlülüyü artır. Həm qumların, qatı rənglərin, yaş kraxmalın və s. bu xassəsi vardır. Freyndlixə görə, kvarsın suda 43...45% suspenziyasına bərk kürə batırsaq, onda hər hansı müəyyən sürətə qədər təsir edən qüvvə sürətlə düz mütənasib olacaqdır. Daha doğrusu, sistem (baxılan halda suspenziya) özünü maye kimi aparır.

Sürətin sonrakı artımı ilə müqavimət kəskin artır və nəhayət, bərk cismin vəziyyətinə uyğun deformasiya yaradan qüvvədən asılı olmur. Məsələn, nəm quma duz əlavə etdikdə asılı və yaxud strukturlaşdıran suyun azalması hesabına *dilatantsiya halı* adlanan hadisə baş vermir. Bu hadisə neft distilatında, 10% kalsium naftenatının məhlulunda, maye parafində, kanifol suspenziyasında və s. baş verir.

(I. 52) ifadəsində $n = 4$ qiyməti üçün Q ~ $\Delta P^{1/4}$ ilə ifadə olunur. Bu göstərir ki, suyun basqısını 2 dəfə artırsaq, sərf $\sqrt[4]{2}$ qədər çoxalır ki, bu da əvvəlki qiymətinin 20% - ni təşkil edir.

I. 23. şəklindən görünür ki, $\dot{\gamma}$-nın kiçik qiymətlərində maye Nyuton mayesinin xassəsini alır. $\dot{\gamma}_1$ və $\dot{\gamma}_2$-nin müəyyən qiymətlərində psevdoplastiklik ($\dot{\gamma}_1 - 2$ mayesi üçün) və dilatantlıq ($\dot{\gamma}_2 - 4$ mayesi üçün) effektləri meydana çıxır.

olduqda maye özünü Nyuton mayesi kimi aparır. Lakin psevdoplastik (μ_{pl}) və dilatant (μ_D) özlülükləri bir – birinə bərabər olmur, yəni $\mu_{pl} \neq \mu_D$. Bu vəziyyət I. 24, *a* və *b* şəkillərindən daha aydın görünür.

§17. TİKSOTROPİYA

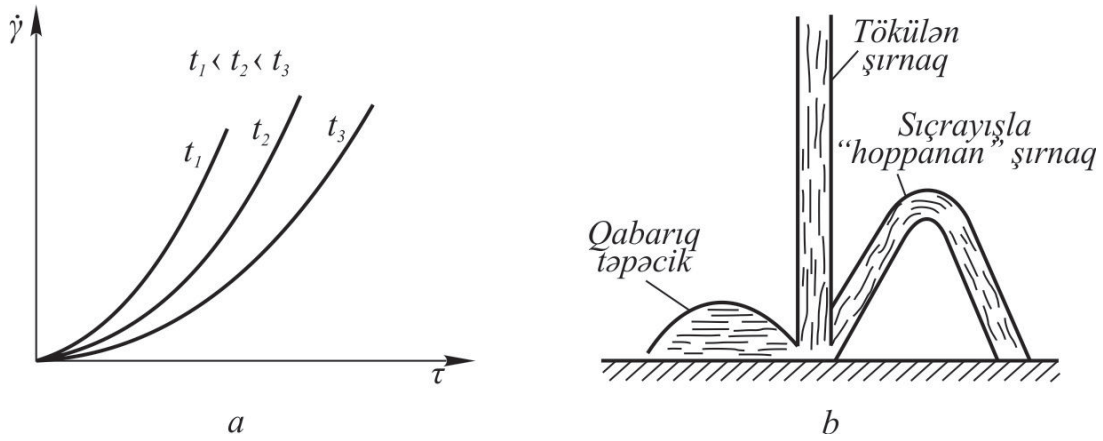
Yüklənmənin artma prosesində mayenin özlülüyünün azalması *tiksotropiya* adlanır. Məsələn, rəng divara çəkildikdə onun özlülüyü kiçik olur, sonra isə sakit vəziyyətdə saxlanıldıqda strukturu möhkəmlənir, yəni özlülüyü artır və divardan axmır. Müxtəlif vaxtlarda belə maye üçün çıxarılmış $\tau = \tau(\dot{\gamma})$ asılılığı I.25, *a* şəklində göstərilmişdir. Mayenin tiksotrop xassəsinin nəzərə alınmasını neft – mədən praktikasında əhəmiyyəti çox böyükdür.

1000 m dəririnlikdə quyunun xüsusi çəkisi 1.5 q/sm^3 olan gil məhlulu ilə dolmasını fərz edək. Tutaq ki, quyunun dibi qaz layının tavanındadır. Deməli, məhlul quyu dibində 15 MPa hidrostatik təzyiq yaradacaqdır. Bu halda qazın məhlul sütunu içərisindən çıxması üçün onun təzyiqi 15 MPa-dan çox olmalıdır. Lakin qazıma prosesində elə hallara rast gəlinir ki, laydakı təzyiqin 15.0 MPa-dan az, məsələn, 10.0 MPa olmasına baxmayaraq, qaz məhlul sütunu daxilindən yer səthinə qalxa bilir. Bu isə

zərərli hadisədir. Çünki qazın gil məhluluna daxil olması onun xüsusi çəkisini azaldır, lazımsız fontanın baş verməsi, quyu divarının uçulması və s. kimi zərərli hadisələrin yaranmasına səbəb olur. Bu, əsas etibarilə gil məhlulunun tiksotrop xassəsi ilə izah olunur. Praktiki cəhətdən gil məhlulunun bərkiməsi hesabına onun hissəcikləri birləşir və divara toxunaraq ondan "asılı" vəziyyətdə qalır. Nəticədə gil məhlulunun üst qatlarının aşağı qatlara basqısı, eyni zamanda quyu ağzındakı təzyiq xeyli azalır. Məsələn, 15.0 MPa-dan (4.0...6.0) Mpa-ya qədər aşağı düşür. Deməli, təzyiq azaldığı üçün təzyiqi 10.0 MPa-ya çatan qaz gil məhlulunun daxilində yaranan yarıqlar və çatlar vasitəsilə quyu ağzına çıxır.

Quyuya endirilən qoruyucu kəmərlə quyu divarı arasındakı halqavarı fəzaya vurulan sement məhlulunda da eyni hadisə baş verir. Təzyiq lazımi qiymətə çatdıqda sementin keyfiyyətindən asılı olmayaraq, qaz yer səthinə çıxmağa başlayır ki, bu da sementlənmə prosesinin keyfiyyətinə mənfi təsir göstərir. Bu, sement məhlulunun tiksotrop xassəsi ilə əlaqədardır. Odur ki, sement məhlulunu qarışdırmaq lazımdır ki, zərərli tiksotrop hadisəsi baş verməsin.

Bəzi mayeləri (məsələn, saç yumaq üçün işlədilən şampunu) onlarla dolmuş qaba tökdükdə çox qəribə hadisə – "hoppanma" müşahidə edilir. Əgər tökülən maye şırnağı kifayət qədər nazikdirsə, onun töküldüyü yerdə kiçik qabarıqlıq (təpəcik) yaranır. Sonra isə şırnaq guya səthdən geriyə sıçrayır, "hoppanır". Bu halda qabarıqlıq itir və sonrakı sıçrayışdan qabaq yenidən yaranır (şəkil I.25,b). Bu hadisə *Key effekti* adlanır və mayenin özlülüyü ilə əlaqədardır. Lakin onun yaranma prinsipi hələ də aydın deyildir. Kollner və Fişerə görə, maye şırnağı səthə toxunduqda onun özlülüyü kəskin dəyişir və sıçrayış baş verir. Key effekti müşahidə olunan mayelər, görünür, tiksotrop xassəyə malikdir, yəni sürüşmə deformasiyasının təsirindən onların özlülüyü azalır. Qaba tökülən maye şırnağının özlülüyü kifayət qədər böyükdür. Maye "qabarmış" təpəciyə zərbə ilə toxunduqda səthdə sürətin kəskin dəyişməsi böyük sürüşmə deformasiyasına və özlülüyün azalmasına səbəb olur. Maye həmçinin elastik olduğundan şırnaq sıçrayışla qabarmış təpəcikdən hoppanır.



Şəkil I. 25

§18. REOPEKSİYA

Yüklənmə prosesində mayenin özlülüyünün artma qabiliyyəti *reopeksiya* və ya *antitiksotropiya* adlanır. Polimetakril turşusunun suda 5% -li məhlulunu, polizobutilenin üzvi həlledicidə - tetramində məhlulunu və s. bu cür mayelərə misal göstərmək olar.

§19. REAL MAYELƏRİN TEPLOFİZİKİ XARAKTERİSTİKALARININ TƏYİNİ

Mayelərin hərəkətində termoqazodinamik hesablamaların aparılması mayelərin bəzi teplofiziki xarakteristikalarının, məsələn, xüsusi istilik tutumunun və termik genişlənmə əmsalı qiymətlərinin məlum olmasını tələb edir.

İstilik tutumunun müasir ölçülmə texnikası kalorimetrik və səsin (və ya ultrasəsin) tədqiq olunan mayedən keçməsi üsullarına əsaslanir. Lakin bu üsulların heç biri praktikada rast gələn çoxkomponentli mayelər (məsələn, ağır neftlər, gil və sement məhlulu) üçün təzyiq və temperaturun geniş həddə dəyişməsi ilə istilik tutumunun təyininə imkan vermir. M.Əzizbəyov adına Azərbaycan Neft və Kimya İnstitutunda çoxkomponentli mayelər üçün xüsusi izobar istilik tutumunun təyini üçün prinsipcə yeni üsul təklif edilmişdir. Bu üsulun əsas məğzi maye yerləşən qabda təzyiqin adiabatik dəyişməsində mayenin istilik tutumunu xarakterizə edən temperatur dəyişməsinin baş verməsidir.

Adiabatik sıxılma və genişlənmədə maye temperaturunun dəyişməsini nəzəri olaraq aşağıdakı termodinamik asılılıqdan tapmaq olar:

$$\frac{1}{V}TdS = C_P dT - \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P TdP, \qquad \text{(I. 57)}$$

burada V – həcm; T – mütləq temperatur; P – təzyiq; C_p – sabit təzyiqdə istilik tutumu; S – entropiyadır.

Dönən adiabatik proseslərdə entropiyanın dəyişməsinin $dS=0$ olduğunu nəzərə alsaq və $\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \alpha_\rho$ qəbul etsək, təzyiqin müəyyən dəyişmə həddi üçün (I. 57) ifadəsi inteqrallandıqdan sonra aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\ln\frac{T}{T_0} = \frac{\alpha_P}{C_P}\left(P - P_0\right), \qquad \text{(I. 58)}$$

burada a_p - sabit təzyiqdə termik genişlənmə əmsalıdır. a_p/C_p - nisbətinin kiçik olmasını nəzərə alaraq, elementar dəyişiklikdən sonra vahid həcmə görə xüsusi izobar istilik tutumu üçün

$$C_P = T_0\frac{\alpha_P(P - P_0)}{T - T_0}, \qquad \text{(I. 59)}$$

burada T_0, P_0 və T, P – uyğun olaraq temperatur və təzyiqin başlanğıc və son qiymətləridir.

Baxılan halda adiabatik proses (maye ilə onu əhatə edən mühit arasında istilik mübadiləsi baş verməyən) təzyiqin dəyişmə tempini təmin edir. Müəyyən olunmuşdur ki, hər bir sistem üçün təzyiqin elə adiabatik dəyişmə vaxtı t_3 vardır ki, bu müddətdə maye yerləşən qabın termostatlaşdırılan temperaturu onun mərkəzində qoyulmuş termovericiyə yaxın maye hissəciklərinin temperaturuna təsir göstərmir.

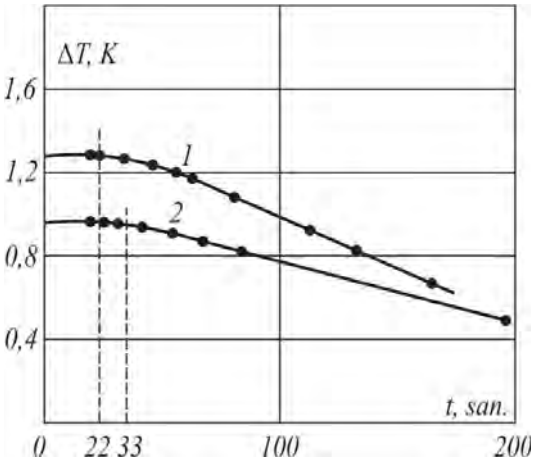
Konkret sistemlər üçün təzyiqin adiabatik dəyişmə vaxtı aşağıdakı metodika ilə təyin edilir.

1) təzyiqin müxtəlif ΔP templə dəyişməsində tədqiq olunan maye qabın mərkəzində temperaturun dəyişməsi təyin edilir;

2) temperaturun dəyişməsi ilə təzyiqin dəyişmə vaxtı arasındakı $\Delta T=\Delta T(t)$ asılılığı qurulur;

3) $\Delta T= \Delta T(t)$ asılılığına əsasən ΔT-nin maksimum qiymətini təmin edən təzyiqin dəyişməsinin sərhəd qiymətlərinə uyğun T_s müddəti təyin edilir.

Misal məqsədilə I.26 şəklində daxili diametri d=0.038 m olan qabda müxtəlif neftlərin ΔP=10 MPa halı üçün $\Delta T=\Delta T(t)$ asılılığı göstərilmişdir. Göründüyü kimi, təzyiqin adiabatik dəyişmə müddətinin qiyməti (t_S) parafinli (*1* əyrisi) və asfalten-qatranlı (*2* əyrisi) neftlər üçün uyğun olaraq 22 və 33 saniyədir. Bu onu göstərir ki, təzyiqin kiçik müddətdə dəyişməsində qabın mərkəzində uyğun maye üçün adiabatik prosesi almaq olar.



Şəkil I. 26

Təzyiqi adiabatik dəyişmə müddəti maye yerləşən silindrik qabın daxili diametrinin qiymətindən kvadratik asılıdır. Buna görə də prinsip etibarilə qabın ölçüsünü elə seçmək olar ki, t_S-in istənilən böyük qiymətini almaq mümkün olsun.

Heterogen sistemlərdə baş verən adiabatik sıxılma və ya genişlənmə praktiki olaraq müvazinətli vəziyyətdir. Belə ki, təzyiqin azalması və çoxalması ilə aparılan sıxılma və ya genişlənmə hadisəsində temperaturun dəyişmə əyriləri üst-üstə düşür*.

Yuxarıda göstərilən qaydada C_P-nin təyini çox sadədir. Maye yüksək təzyiqə davamlı qaba doldurulur, sonra isə C_P-nin təyini hansı temperaturda aparılırsa, termostat vasitəsilə həmin temperaturda da saxlanılır. Maye qabında başlanğıc təzyiq P_0 yaradılır. Sonra isə hər hansı $P - P_0$ qədər dəyişdirilir və yuxarıda göstərilən qayda üzrə təzyiqin adiabatik dəyişmə müddətinə nəzarət edilir.

Termovericinin köməyilə temperaturun uyğun dəyişmə qiyməti $T-T°$ qeyd edilir. P-P_0 və T-T_0 qiymətlərinə uyğun α_p-nin məlum qiyməti üçün (I. 59) ifadəsindən Cp-nin qiyməti tapılır.

**) Bir neçə fiziki bircinsli cisimdən təşkil olunmuş sistemlərə heterogen sistemlər deyilir.*

Cədvəl 1.6

Sistemlər	P_0, MPa	°K	ρ, kq/m³	$\alpha_p \cdot 10^3$, 1/°K	$P-P_0$, MPa	$T-T_0$, °K	$C_p \cdot 10^{-3}$ kC/m³°K
Kondensat	0.1		756	1.215		0.241	1.571
Neft	0.1		805	0.921		0.175	1.640
30% qatranlı neft	0.1	311.55	900	0.701	1.0	0.099	2.206
0.6% poliakrilamidin suda məhlulu	0.1		995	0.448		0.042	3.323
Qazlı-qatranlı neft	1.6			0.852		0.168	1.580

Xətaların azlması üçün təzyiqin P-P_0 dəyişməsinin (0.1...1) MPa həddində götürülməsi məqsədəuyğundur.

Termiki genişlənmə əmsalı α_p həmin qurğuda məlum üsul ilə təyin edilir. Ən əvvəl sabit təzyiqdə temperaturun ΔT dəyişmə həddinə uyğun həcmin genişlənmə (ΔV) həddi ölçülüb hesablanır:

$$\alpha_P = \frac{1}{V_0}\left(\frac{\Delta V}{\Delta T}\right)_P,$$

burada V_0 mayenin ilk həcmidir.

I. 6 cədvəlində göstərilən üsulla müxtəlif mayelər üçün təyin edilən C_P-nin qiymətləri verilmişdir.

§20. SƏLT MÜHİT ÜÇÜN MEXANİKİ MODELLƏR

Müxtəlif materialların mezaniki xassələri müxtəlif nəzəri sxemlərlə ifadə oluna bilər. Elə sxemlər deformasiya prosesinin keyfiyyətcə ifadə edilməsinə imkan yaradır. Mühitin hərəkət nəzəriyyəsini yaramaq üçün onu təşkil edən hissəciklərin kinematik və dinamik vəziyyəti, həmçinin cismin halının mexaniki tənliyini ifadə edən realoji asılılıq və gərginliklə deformasiyası arasında əlaqə məlum olmalıdır.

Sadə mühitlərə elastik, özlü və sərt-elastik cisimlər aid edilir.

Elastik cismin halının mexaniki tənliyi Huk qanunu ilə ifadə olunur. Bir ox boyunca gərginlikli vəziyyətdə Huk qanunu

$$\sigma = \varepsilon E, \qquad \text{(I. 60)}$$

burada σ -gərginlik; ε -nisbi deformasiya; E – Yunq moduludur.

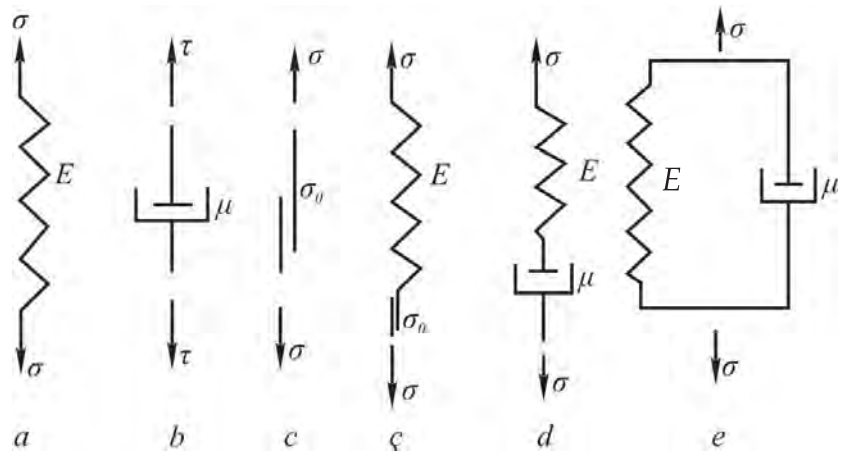
Elastik cismin mexaniki (reoloji) hal tənliyi yaydan ibarət mexaniki modellə ifadə olunur (şəkil I. 27, *a*).

Özlü cismin biroxlu gərginlikli vəziyyəti Nyutonun tənliyi ilə ifadə olunur:

$$\tau = \mu \frac{d\varepsilon}{dt}, \qquad \text{(I. 61)}$$

burada μ – özlülük; $d\varepsilon/dt$ – deformasiyanın sürətidir.

Özlü cismin mexaniki modeli özlü mühitdə silindr içərisində hərəkət



Şəkil I. 27

edən porşenlə ifadə edilir (şəkil I.27,*b*).

Sərt-plastik cisimlər gərginliyin axıcılıq həddindən (σ_0) kiçik qiymətlərdə hərəkət etmir. Bu cisimlərdə axma hadisəsi gərginliyin $\sigma \geq \sigma_0$ qiymətində baş verir və mühitin modeli Kulon sahəciyi ilə ifadə oluna bilər (şəkil I.27,*c*).

Yuxarıdakı üç sadə modeli birləşdirməklə müxtəlif mürəkkəb mühitləri nəzərdən keçirmək olar. Məsələn, elastik-plastik mühiti ardıcıl birləşmiş elastik və plastik elementlərdən ibarət model ilə ifadə etmək olar (şəkil I.27,*ç*).

Foyxtun elastik özlü mühiti elastik və özlü elementlərin paralel birləşməsindən əmələ gəlmiş model ilə xarakterizə edilir (şəkilI 27, *e*). Bu cür mühit üçün tam gərginlik elastik deformasiyadan və özlü müqavimətdən yaranan iki gərginliyin cəminə bərabərdir:

$$\sigma = \varepsilon E + \mu \frac{d\varepsilon}{dt}. \qquad \text{(I. 62)}$$

Sükunət, yəni $d\varepsilon/dt$ =0 vəziyyətində belə mühit özünü elastik mühit kimi aparır və onda σ_1 sabit gərginliyi yaranır. t=0 olduqda ε=0, onda (I. 62) – dən aşağıdakı ifadə alınır:

$$\varepsilon = \frac{\sigma_1}{E}\left(1 - e^{-\frac{E}{\mu}t}\right). \qquad \text{(I. 63)}$$

Elastik və özlü elementlərin ardıcıl birləşməsindən yaranan mühitin modelinə baxaq (şəkil I.27,*d*). Bu cür mühit üçün Maksvel tərəfindən aşağıdakı deformasiya qanunu alınmışdır:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon_1}{dt} + \frac{d\varepsilon_2}{dt}, \qquad \text{(I. 64)}$$

burada $d\varepsilon/dt$ – deformasiyanın sürəti; $d\varepsilon_1/dt$ – elastik deformasiyanın sürəti; $d\varepsilon_2/dt$ – özlü deformasiya sürətidir. Huk qanuna əsasən

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{1}{E}\frac{d\sigma}{dt}. \qquad \text{(I. 65)}$$

$d\varepsilon_2/dt$-ni Nyutonun (I. 61) ifadəsindən və $d\varepsilon_1/dt$–ni (I.65) ifadəsindən (I. 64) ifadəsində yerinə yazsaq:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{E}\frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\mu} \qquad \text{(I. 66)}$$

alırıq. σ=const olduqda (I. 66) tənliyi ilə ifadə edilən cisim özlü mühitə uyğun sabit sürətlə deformasiya olunacaqdır. İndi isə başqa hala baxaq. Tutaq ki, t=0 anında cismə σ_1 gərginliyi təsir edir və buna uyğun başlanğıc nisbi uzanma σ_1 / E- yə bərabərdir. $\varepsilon = \varepsilon_0$ =const (buna çubuğun uclarını bərkitməklə nail olmaq mümkündür) olduğunu qəbul edirik. Bu halda $d\varepsilon/dt$=0 və (I. 66) – dən aşağıdakı ifadə alınır:

$$\sigma = \sigma_1 e^{-t/T_P}, \qquad \text{(I. 67)}$$

burada $T_P=\mu/E$– relaksasiya vaxtıdır.

Buradan görünür ki, gərginlik zamandan asılı olaraq azalır və $t\to\infty$ olduqda sıfra yaxınlaşır. Maksfel tənliyi keyfiyyət cəhətdən relaksasiya gərginliyini (yəni dəyişməyən deformasiyada vaxtdan asılı olaraq gərginlikli vəziyyətin zəifləməsini) ifadə edir. Həmin gərginliyin zəifləməsinə sərf olunan vaxta relaksasiya vaxtı deyilir. Maksvel tənliyi əsas etibarilə relaksasiyalı hadisənin keyfiyyət nöqteyi-nəzərdən ifadə olunmasında tətbiq edilir.

Relaksasiya müddətini T_p tapmaq üçün kapillyarda məhlulun qərarlaşmamış hərəkətinin nəticələrindən istifadə edilir. Kapillyarda məhlulun hərəkəti birdən saxlanılır (uclardakı siyirtmələr bağlanır) və zamandan asılı olaraq təzyiqin bərpa əyrisi (I. 67) ifadəsinə əsasən

$$\ln\frac{P_\infty - P(t)}{P_\infty - P(0)} \square t$$

koordinatlarında qurulur. Təcrübə göstərir ki, bu cür asılılıqlar analitik olaraq aşağıdakı düzxətli qanunla ifadə edilə bilər:

$$\ln\frac{P_\infty - P(t)}{P_\infty - P(0)} = a_1 t - a.$$

Düzxətli asılılıqdan a əmsalını tapıb, $a = tT_P$ ifadəsindən T_P-i təyin edirik. Burada $P(0)$, $P(t)$, $P(\infty)$ – uyğun olaraq təcrübənin başlanğıcındakı təzyiqin cari və dəyişməz son qiymətləri; t –cari zamandır.

Məhlulların özlü-elastik xassələri Kross üsulu ilə də qiymətləndirilə bilər. Bunun üçün $\tau = \tau(\dot{\gamma})$ asılılığından effektiv özlülük $\mu_e = \tau / \dot{\gamma}$ təyin edilir. Beləliklə, $\tau = \tau(\dot{\gamma})$ və $\mu_e = \mu_e(\dot{\gamma})$ asılılıqları məlum olur. Bunların əsasında $\tau = \tau(\mu_e)$ asılılığı qurulur.

Kross üsulunun məğzi $\tau = \tau(\mu_e)$ asılılığının

$$\frac{1}{\mu_e^2} - \tau^2$$

koordinatlarında təsvir olunmasıdır.

Bu cür asılılığın τ^2 oxuna paralel hissəsi məhlulun özlü axınını ifadə

edir.

Krossa görə, $\tau = \tau(\mu_e)$ asılılığı aşağıdakı koordinatlarda ifadə olunur:

$$\frac{1}{\mu_e^2} = \frac{1}{\mu_t^2} + \frac{\tau^2}{4E^2\mu_t^2},$$

burada μ_t – həqiqi özlülük; E – məhlulun elastiklik moduludur. Nəticədə μ_t / E -yə əsasən T_P tapılır.

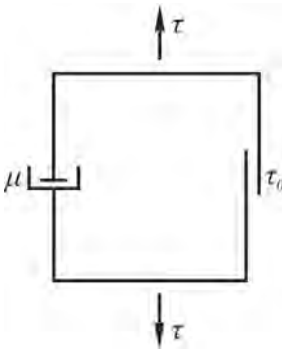
Foyxtun və Maksfelin bəzi ümumiləşdirilmiş modelləri kəskin qeyri-xətli mexaniki vəziyyətləri ifadə edir.

Özlü-plastik cisim özlü və Kulon sürtünmə sahəciyi kimi iki elementin paralel birləşməsindən yaranan model ilə ifadə olunur (şəkil I.28)

Binqam – Şvedov tədqiqatları nəticəsində ilk dəfə özlü-plastik mühitlərin modellərinin anlayışları verilmişdir. Binqam – Şvedovun özlü-plastik deformasiya tənliyi aşağıdakı kimidir:

$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{d\varepsilon}{dt}; \quad \tau \geq \tau_0, \qquad \text{(I. 68)}$$

burada τ - sürtünmə gərginliyi; τ_0 - statik sürüşmə gərginliyidir. Belə ki, $\tau \leq \tau_0$ olduqda sistem hərəkət etmir, hərəkətin başlanması üçün $\tau > \tau_0$ olmalıdır.



Şəkil I. 28

Yüksək polimerlərin mexaniki xassələrini ifadə etmək üçün çoxlu elementlərdən təşkil olunmuş modellərdən istifadə etmək lazımdır.

E_1, E_3, μ_2 kimi üç parametrdən təşkil olunmuş modelə baxaq (şəkil I.29).

I, II, III sadə elementlərdən təşkil olunmuş mühit üçün deformasiya qanunu belə yazılır:

I element üçün

$$\sigma_1 = E_1\varepsilon_1, \qquad \text{(I. 69)}$$

II element üçün

$$\sigma_2 = \mu_2 \frac{d\varepsilon_2}{dt}, \qquad \text{(I. 70)}$$

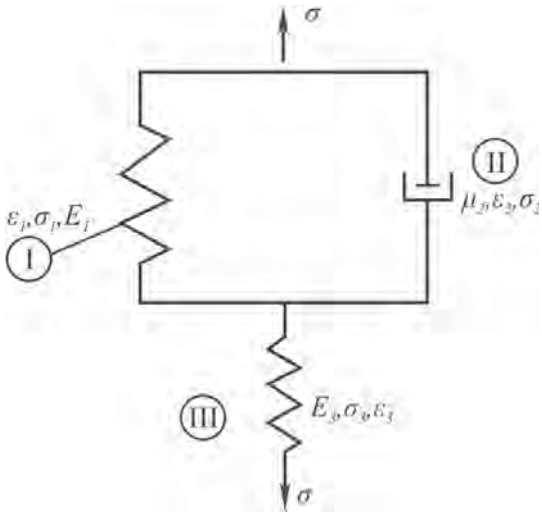
III element üçün

$$\sigma_3 = E_3\varepsilon_3. \qquad \text{(I. 71)}$$

Şəkildən göründüyü kimi,

$$\sigma_1 + \sigma_2 = \sigma; \ \sigma_3 = \sigma; \ \varepsilon_1 = \varepsilon_2; \ \varepsilon_1 + \varepsilon_3 = \varepsilon \qquad \text{(I. 72)}$$

(I. 69) – (I. 71) ifadələrini (I. 72) - də yerinə yazsaq,

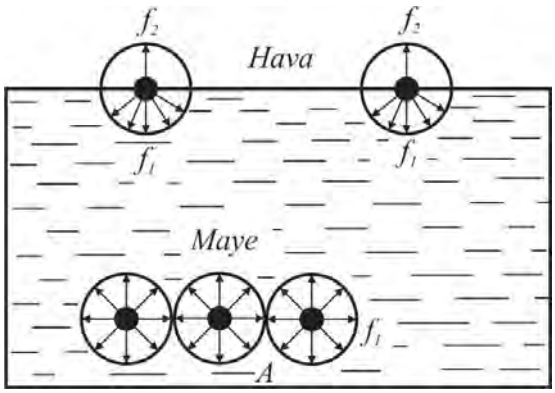


Şəkil I. 29

$$E_1\varepsilon + \mu_2 \frac{d\varepsilon}{dt} = \left(1 + \frac{E_1}{E_3}\right)\sigma + \frac{\mu_2}{E_3}\frac{d\sigma}{dt}. \qquad \text{(I. 73)}$$

§21. SƏTHİ GƏRİLMƏ VƏ SƏTH ENERJİSİ

Neftin və neft məhsullarının hərəkətinə mayenin və ya iki müxtəlif mayenin təmas səthində baş verən səthi hadisələrin təsiri də böyükdür. Bu hadisəni aydınlaşdırmaq üçün şüşə qabı hər hansı maye ilə, məsələn, su ilə dolduraq (şəkil I.30). Onun səthində hava ilə birlikdə maye (su) buxarı da olacaqdır. Məlumdur ki, mayenin sıxlığı onun öz buxarının sıxlığından çoxdur. Məsələn, otaq temperaturunda suyun sıxlığı onun doymuş buxarının sıxlığından $6 \cdot 10^5$ dəfə böyükdür. Buna görə də mayenin molekulları arasındakı məsafə onların ölçüləri həddində dəyişir və mayedə qarşılıqlı molekulyar təsir qüvvəsi (f_1) qaz və ya buxardakına nisbətən çox böyük olur. Havada olan maye molekulları arasındakı məsafə molekulların ölçüsünə görə çox böyük olduğu üçün onların qarşılıqlı təsiri (f_2) praktik cəhətdən sıfır götürülə bilər.



Şəkil I. 30

Mayenin daxilindəki A molekulu eyni adlı molekullarla əhatə olunduğuna görə ona hər tərəfdən qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks qüvvələr təsir göstərir; A molekulu müvazinətdə qalır. Hava-maye sərhədindəki molekullara isə bir-birinə bərabər olmayan f_1 və f_2 qüvvələri təsir edir (qalınlığı molekulların radiusuna bərabər olan molekul təbəqəsinə *səth təbəqəsi* deyilir). Ona görə də molekulyar təsir qüvvəsi ($f_1 - f_2$) mayenin səthindən onun daxilinə doğru yönəlir. Bu qüvvənin vahid səthə düşən qiymətinə *mayenin daxili təzyiqi* və ya *molekulyar təzyiqi* deyilir.

Molekulyar təzyiq mayelərin fiziki-kimyəvi xassəsindən asılı olaraq müxtəlif qiymətlər ala bilər. Məsələn, suyun daxili təzyiqi 1100 MPa, spirtinki 240 MPa, efirinki 140 MPa və s.-dir.

Maye molekullarının maye həcmi daxilindən səth təbəqəsinə keçməsi üçün daxili təzyiqi dəf etməklə əlaqədar iş görülməlidir. Bu iş səth təbəqəsinə keçən molekulların enerjisinin artmasına sərf olunur. Deməli, səth təbəqəsindəki molekulların enerjisi maye həcmindəki molekulların enerjisinə nisbətən daha artıqdır. Bu enerjinin mayenin vahid səthinə düşən qiymətinə *xüsusi səth enerjisi* deyilir.

Bu kəmiyyəti başqa cür də əsaslandırmaq olar. Səth təbəqəsinə nazik elastik qat kimi baxaq. Onda maye səthini böyütmək, yəni bu qatı dartmaq üçün onun perimetrinin hər bir nöqtəsində qüvvə tətbiq etmək lazımdır. Bununla əlaqədar olaraq "xüsusi səth enerjisi" anlayışını, "səthi

gərilmə" anlayışı ilə əvəz edirlər. Beləliklə, səthi gərilmə vahid ölçülü yeni səth yaratmaq üçün lazım olan işə bərabərdir.

BVS - də səthi gərilmə aşağıdakı ölçüyə malikdir*.

$$[\sigma] = C/m^2 = N/m.$$

Mayelər üçün xüsusi səth enerjisi ilə səthi gərginlik qiymətcə bir-birinə bərabərdir. Bərk cisimlər üçün bu kəmiyyətlər fərqlənə bilər.

Məlumdur ki, səthi gərilmə qüvvələrinin təsiri altında hər hansı maye damcısı sferik forma almağa cəhd edir, çünki hər hansı sistemin dayanıqlı müvazinət vəziyyəti bu sistemin enerjisinin minimum qiymətinə uyğun gəlir. Doğurdan da, maye damcısının səth enerjisi səthi gərilmə ilə təmas səthi sahəsinin vurma hasilinə bərabərdir. Buna görə də enerji təmas səthi sahəsinin ən kiçik qiymətində minimum qiymətə çatar. Belə sahə isə maye damcısı kürəşəkilli olduqda yaranır. Bu xassədən mayelərin səthi gərilməsini təyin etmək üçün istifadə olunur.

Müasir ölçmə üsulları yalnız iki mayenin və ya maye ilə qazın təmas səthlərində yaranan səthi gərilməni təyin etməyə imkan verir. Bir sıra mayelərin və neftin normal şəraitdə hava və distillə edilmiş su sərhədindəki səthi gərilməsi I.7 cədvəlində verilmişdir.

Cədvəl 1.7

Mayelər	**Səthi gərilmə, mN/m**	
	Hava sərhədində	**Su sərhədində**
Civə	465	375
Su	72.75	—
Benzol	28.5	33.4
Uxta nefti	31.1	33.3
Tuymazı nefti	27.2	30.3
Romaşkin nefti	—	25.5
Nebitdağ nefti	28.4	21.6
Suraxanı nefti	25.8	27.8
Balaxanı nefti	28.9	27.1
Binəqədi nefti	31.0	19.1
Artyom adası nefti	20.7	11.3

§22. İSLANMA HADİSƏSİ

Maye və qaz ilə bərk cisim sərhədində də səthi enerji yaranır. Məsələn, bərk cisimlərin əksəriyyətində cisimlə qaz (σ_{13}) və ya cisimlə maye sərhədindəki (σ_{12}) səth enerjisi maye ilə qaz və ya maye ilə maye sərhədindəki səth enerjisindən çox olur. Hazırda σ_{13} və σ_{12}-ni təyin etmək üçün dəqiq eksperimental üsullar olmadığına görə dolayı üsullardan (məsələn, islanma bucağını, islanma istiliyini və s. təyin etməklə) istifadə edilir.

Fazanın təmas sərhədində baş verən səth hadisələrinin öyrənilməsi daha maraqlıdır. Təmas sərhədində yaranan səth enerjisinin qiymətindən asılı olaraq maye damcısı bərk cismin səthində yayıla və yığıla bilər.

**) Eyni cür işarə olunmasına baxmayaraq səthi gərilmə və gərginlik bambaşqa mənalar kəsb edir.*

Həmin maye ilə yaxşı islana bilərsə, bərk cisim *liofil cisim* adlanır. Bu maye su olduqda bərk cismə *hidrofil cisim* deyilir (məsələn, gips, kalsit, kvars, almas və s.). Əksinə, əgər bərk cisim həmin maye ilə yaxşı islanmazsa, onda bərk cismə *liofob cisim* deyilir. Əgər həmin maye su olarsa, onda bərk cismə *hidrofob cisim* deyilir (məsələn, qrafit, parafin, kükürd və s.).

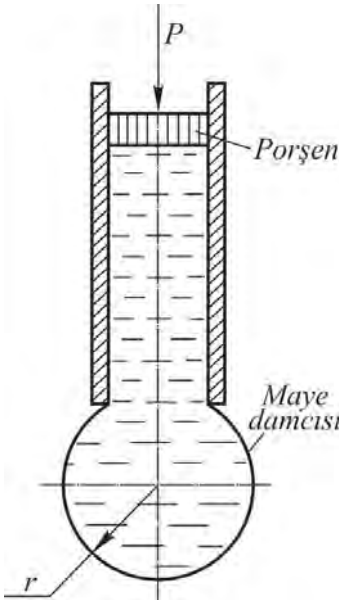
Bərk cismin məlum maye ilə yaxşı və pis islanması islanma səthində mayenin polyar molekullarının adsorbsiya olunmasından və bərk cismin molekullarının təbiətindən asılıdır. Əgər bərk cismin səthi hidrofildirsə, molekulların polyar tərəfi, əksinə, bərk cismin səthi hidrofobdursa, molekulların qeyri-polyar tərəfi bərk cismə doğru yönələr. Birinci halda bərk cismin səthi hidrofob olur, yəni su onu islada bilmir, ikinci halda isə hidrofil olur, yəni su onu yaxşı isladır. Beləliklə, bərk cismin səthinin maye tərəfindən yaxşı və pis islanması təmasda olan fazaların molekullarının təbiətindən, maye fazasındakı səthi aktiv maddələrin qatılığından və bərk cismin səthinin hamarlıq dərəcəsindən asılıdır.

Mayelərin bərk cisimləri islatma ardıcıllığı islanma hadisəsinə müvafiq təsir göstərir. Məsələn, üzərində su damcısı olan bərk cismi neftin içərisinə saldıqda alınan islanma bucağı suya batırılmış bərk cismin alt tərəfində neft damcısı olduqda alınan islanma bucağından fərqlənir. Buna *statik islanma histerezisi* deyilir.

§23. KAPİLLYAR TƏZYİQ

Məlumdur ki, kapillyar boruda onu isladan mayenin səviyyəsi böyük ölçülü qabdakı səviyyəsindən yuxarıda, islatmayan mayenin səviyyəsi isə aşağıda olur. Bu hadisə menisk formasının müxtəlifliyi və molekulyar təzyiqin maye səthinin əyriliyindən asılı olması ilə izah edilir.

Molekulyar təzyiqi aşağıdakı qaydada hesablaya bilərik (şəkil I.31). Tutaq ki, kapillyar borucuğun bir ucunda radiusu r olan sferik maye damcısı vardır. Bu borucuğun digər ucundakı porşen vasitəsilə maye damcısının diametrini dəyişək. Qəbul edək ki, porşenə təzyiq dp qədər azaldılır, onda molekulyar təzyiqin P təsiri altında damcının həcmi dV qədər azalacaqdır. Damcının həcmi kiçildikdə görülən iş



Şəkil I. 31

$$dA = PdV = Pd\left(\frac{4}{3}\pi r^3\right) = P4\pi r^2 dr, \quad \text{(I. 74)}$$

səth enerjisi isə

$$dW = \sigma\, ds = \sigma d\left(4\pi r^2\right) = 8\sigma\pi r dr \quad \text{(I. 75)}$$

qədər azalacaqdır. Enerjinin saxlanması qanuna görə (yəni səth enerjisinin azalması molekulyar qüvvələrin gördüyü işə bərabərdir) yaza bilərik:

$$P \cdot 4\pi r^2 dr = 8\sigma\pi\, rdr, \qquad \text{(I. 76)}$$

buradan

$$P = \frac{2\sigma}{r}. \qquad \text{(I. 77)}$$

Bu ifadə ilə maye səthinin əyriliyindən asılı olaraq sferik damcı üçün molekulyar təzyiqi hesablamaq olar. Qeyri – sferik səthlər üçün molekulyar təzyiq Laplas düsturu ilə hesablanır:

$$P = \sigma\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right), \qquad \text{(I. 78)}$$

burada r_1 və r_2 – maye səthi əyriliyinin əsas radiuslarıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, molekulyar təzyiq damcının səthindən onun mərkəzinə doğru yönəlir. Deməli, menisk çökək olduqda molekulyar təzyiq mayenin qalxması istiqamətində, qabarıq olduqda isə çökməsi istiqamətdə təsir göstərəcəkdir.

Mayenin səthindən z dərinlikdə olan müstəvidə təzyiq (şəkil I. 32)

$$P + \rho\, gz + P_0,$$

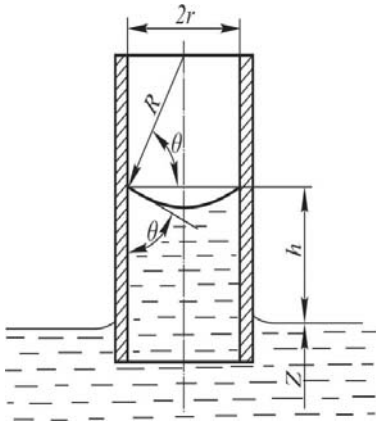
burada P_0 – atmosfer təzyiqi; $\rho\, gz$ – hidrostatik təzyiq; P – maye səthindəki molekulyar təzyiqdir.

Həmin dərinlikdə kapillyar borudakı təzyiq isə

$$P_0 + g\rho(z+h) - \frac{2\sigma}{R} + P \qquad \text{(I. 79)}$$

olur. Müvazinət halında bu təzyiqlərin bərabərliyinən

$$\rho\, gh = \frac{2\sigma}{R}. \qquad \text{(I. 80)}$$



Şəkil I. 32

Meniskin radiusu ilə kapillyar borunun radiusu arasında aşağıdakı asılılığı yazmaq olar:

$$R = \frac{r}{\cos\theta}, \qquad \text{(I. 81)}$$

onda kapillyar qalxma üçün

$$h = \frac{2\sigma\cos\theta}{g\rho r} \qquad \text{(I. 82)}$$

ifadəsini alarıq.

Burdan görünür ki, kapillyar qalxma hündürlüyü səthi gərilmə və islanma bucağı ilə düz, kapillyarın radiusu ilə tərs mütənasibdir.

Tam islanma halında

$$h = \frac{2\sigma}{r\rho g},$$

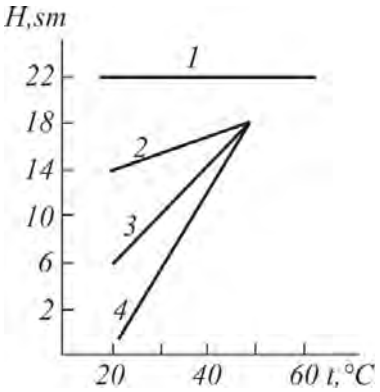
neytral islanma halında h=0 olur.

İslanma bucağının kiçik qiymətlərində qəbul etmək olar ki, $\cos\theta \approx 1$. Təxmini hesablamalar göstərir ki, su kiçik ölçülü kapillyarlarda çox böyük hündürlüklərə qalxa bilər;

r =10 m olduqda h = 0.0150 m;
$r = 10^{-7}$ m " h = 150 m;
$r = 10^{-9}$ m " $h = 15 \cdot 10^3$ m.

Özlü mayelərin kapillyar qalxma hündürlüyü onun özlülüyündən asılı deyildir.

Azərbaycan Neft və Kimya İnstitutunda aparılan təcrübələrlə müəyyən edilmişdir ki, qeyri-Nyuton neftlərin kapillyar qalxma hündürlüyü mayenin temperatur və mexaniki xassəsindən də asılıdır (şəkil I.33). Burada *1* – Nyuton neftinə, *2, 3, 4* isə tərkibində uyğun olaraq 5, 10 və 15% parafin olan qeyri – Nyuton neftlərə aiddir.



Şəkil I. 33

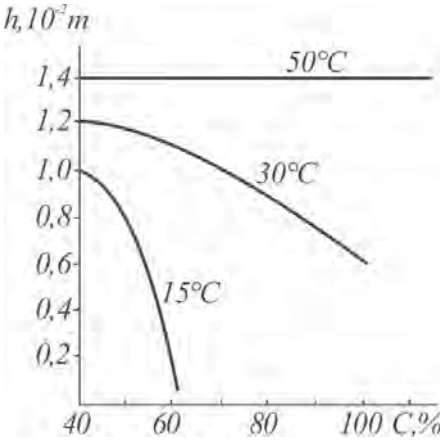
Mayenin müxtəlif mühitlərdə hərəkəti zamanı kapillyar qalxma hündürlüyünün böyük əməli əhəmiyyəti vardır.

Mayenin boruda kapillyar qalxmasına mayenin reoloji xassəsinin təsiri böyükdür.

Neftin mexaniki-struktur quruluşu kapillyar hadisəyə böyük təsir göstərir.

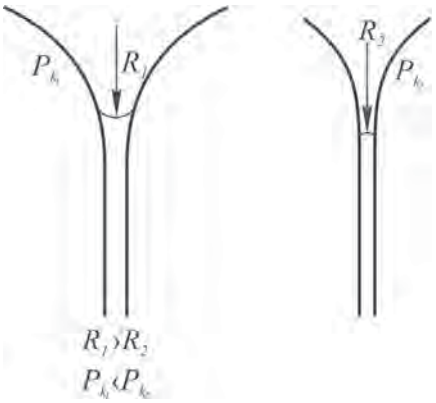
Müxtəlif temperaturlarda təcrübənin nəticələri (şəkil I.34) maraqlıdır. Şəkildə C – neftin braytstok yağında qatılılığı, h – kapillyar qalxma hündürlüyüdür. Göründüyü kimi, neftin miqdarının braytstok yağında artması (yəni τ_0 qiymətinin artması) kapillyar qalxma hündürlüyünü azaldır. Lakin bu azalma temperaturun 50 °C-dən kiçik qiymətlərində baş verir. Deməli, temperatur artdıqca tədqiq olunan mayelər (tərkibindən asılı olmayaraq) özünü eyni qaydada aparır, yəni yüksək temperaturlarda mayelər öz mexaniki –struktur xassələrini itirib, Nyuton mayesi vəziyyətini alır.

Dəyişən diametrli kapillyar boru üçün mayenin qalxma hündürlüyü adgeziya gərginliyindən, mayenin sıxlığından və boru boyunca diametrin dəyişməsindən asılıdır. Belə kapillyarda fazaları ayıran səthə təzyiqlə təsir edilsə, bu səth yeni müvazinət vəziyyətini almağa çalışacaq və kapillyarda mayenin həcmi azalacaqdır. Maye həcminin azalması kapillyar təzyiqin artması ilə başa çatır (şəkil I.35). Göründüyü kimi, kiçik əyrilik radiusuna R_2 böyük kapillyar təzyiqi P_{K2} uyğun gəlir. Bu hadisə kapillyar təzyiqlə kapillyarı isladan maye həcmi arasında tərs mütənasibliyin mövcudluğunu göstərir.



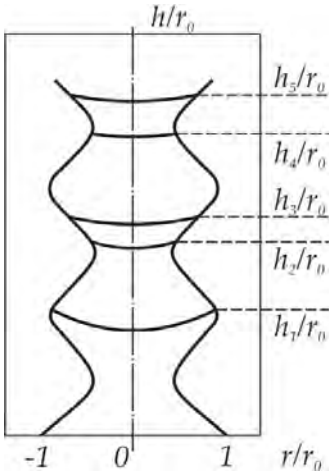
Şəkil I. 34

Deməli, isladan faza daha kiçik kapillyarlarda daha da hündürə qalxır (şəkil I.35). Kapillyara dolan maye həcminin qiyməti kapillyar təzyiqdən əlavə, kapillyarın maye ilə dolma üsulundan da asılıdır. Bunun üçün hopma və sıxışdırma üsullarından istifadə edilir. Hopma üsulunda maye içi boş kapillyara daxil olur və təzyiq ilə maye həcmi arasında asılılıq qurulur. Sıxışdırma üsulunda isə içi dolu kapillyar borudan təzyiq altında maye sıxışdırılır və hər ana uyğun təzyiqlə boruda qalan maye həcmi arasında asılılıq qurulur. Təcrübənin nəticələri göstərir ki, yuxarıdakı iki üsül ilə qurulmuş (təzyiq ilə kapillyardakı maye həcmi arasındakı) asılılıqlar üst-üstə düşmür və histerezis hadisəsi baş verir.



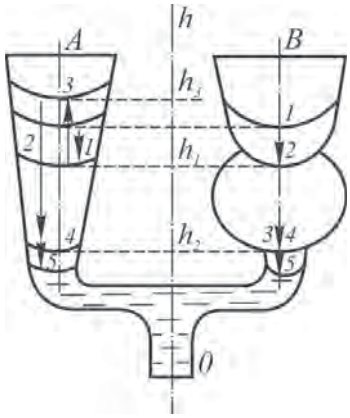
Şəkil I. 35

En kəsiyi dəyişən kapillyarlarda xüsusi kapillyar histerezisi baş verir. Radiusu hər hansı *r=r(h)* periodik qanun ilə dəyişən açıq büzmələnmiş kapillyar borunun profilini nəzərdən keçirək (şəkil I.36). Meniskin bir neçə müvazinət vəziyyəti ola bilər. h_1, h_3, h_5 – menisklərin dayanıqlı, h_2, h_4 isə dayanıqsız vəziyyətlərinə uyğun gələn hündürlüklərdir. Əgər ağırlıq qüvvəsini nəzərə almamaq mümkündürsə, onda sonsuz büzmələnmiş kapillyarda sonsuz saydakı nöqtələrdə menisk müvazinət vəziyyətində ola bilər. Lakin hansı stasionar vəziyyətin yaranması prosesin hopma və ya sıxışdırma ilə baş verməsindən asılıdır. Məsələn, şəkildə kapillyarlar üçün hopma prosesində aşağı h_1, sıxışdırma prosesində isə yuxarı h_2 stasionar vəziyyəti yaranır.



Şəkil I. 36

Büzmələnmiş kapillyardakı həcmi axında en kəsiyinin dəyişkənliyi üzündən menisk dövri olaraq məcburi dartılma və sıxılmaya məruz qalır. Bu halda menisk müvazinətdən çox uzaq forma qəbul edir. Bu cür yerləri menisk çox tez keçir. Bu, *Heyns sıçrayışı* adlanır. Bu hadisə sıxılma və hopma prosesində mayedəki təzyiqin fluktuasiyası ilə əlaqədar enerjinin dissipasiyası ilə müşayiət edilir (şəkil I.37)*.



Şəkil I. 37

Tutaq ki, isladan maye ilə doldurulub birləşdirilmiş *A* və *B* kapillyarları kiçik təzyiqli *C* kapillyarı ilə əlaqələndirilir. Bu zaman *A* və *B* kapillyarlarından maye boşalacaq, menisklərin hərəkəti simmetrik olacaqdır. Lakin menisklər

*) *Dissipasiya – yunanca disspatua – yayılma, nizamlı hərəkətdən xaotik hərəkətə keçdikdə mexaniki enerjinin istilik enerjisinə çevrilməsi.*

h_1 səviyyəsinə çatdıqda *B*-də kapillyar təzyiqin kəskin azalması nəticəsində *A* və *B* arasında təzyiqlər fərqi yaranacaq, *B*-dən *A*-ya maye axını başlanacaqdır. B kapillyarındakı geniş hissə boşalıb meniskin h_2 səviyyəsinə çatanadək maye axını davam edəcəkdir. Nəticədə *A*-da mayenin səviyyəsi h_3 qədər qalxacaq və bu hadisə göz ilə müşahidə edildikdə mayenin *B*-dən *A*-ya "hoppanması" kimi görünəcəkdir. Əgər C kapillyarının en kəsiyi *A* və *B*-nin en kəsiyindən xeyli kiçikdirsə, onda "hoppanma" vaxtı *A*-da maye səviyyəsinin ($h_3 - h_1$) qədər qalxması *B*-də genişlənən en kəsiyinin həcmi ilə müəyyən ediləcəkdir. *A*-da səviyyə h_2-yə düşənədək *B*-dəki maye meniskinin vəziyyəti dəyişməyəcəkdir. Sonra isə yenidən hər iki meniskin sinxronlu hərəkəti başlayacaqdır.

Hər iki kapillyarda menisklərin hərəkət trayektoriyası oxlarla göstərilmiş, eyni zaman anında menisklərin ardıcıl vəziyyəti isə 1, 2, 3, 4 və 5 rəqəmləri ilə işarə edilmişdir (1 – başlanğıc, 5 – son vəziyyət).

Laplas tənliyinin (I.77) bir çox məsələlərin həllində əhəmiyyəti çox böyükdür. Bu tənliyin təhlili əsasında ilk dəfə olaraq insanın tənəffüs prosesinin fizioloji quruluşu aşkar edilmişdir.

Şved alimi K.Neehardanın Laplas tənliyi ilə apardığı hesablamaya əsasən insanın tənəffüsü üçün onun ağ ciyərlərindəki təzyiq $2 \cdot 10^{-3}$ MPa olmalı idi. Bu isə eksperiment nəticəsində təyin olunmuş həqiqi təzyiqdən on dəfədən də çoxdur. Əgər buna inansaq, onda gərək insanın ah çəkməyə belə gücü çatmayaydı. Lakin biz aramla nəfəs alırıq. Bəs bu nə üçün belədir?

Laplasın səthi gərilmə ilə təzyiq arasındakı qanunundan istifadə edərkən Neeharda düzgün olaraq hesab etmişdir ki, ağ ciyərdə kifayət qədər su vardır. Təsadüfi deyil ki, nəfəsi xaricə buraxdıqda (xüsusilə soyuq havada) onun su buxarı ilə doyduğunu aydın müşahidə edirik. $2 \cdot 10^{-3}$ MPa rəqəmini alan və "insan nəfəs almamalıdır"qənaətinə gələn şved aliminin bu "qəribə" nəticəsi də bununla əlaqədardır.

Bu məsələnin həlli əsrimizin ikinci yarısında ingilis Petliyə nəsib olmuşdur. O bəzən xəstə adamların ağzından çıxıb dodaqlarında köpük qabarcıqlarının – alveolların* uzun müddət qalma halını müşahidə etmişdir. Bu ona görədir ki, alveollu mayedə hədsiz güclü səthi aktiv maddə vardır. Petli də məhz belə fikirləşmişdir. Mayenin səthini bir neçə dəfə kiçiltmə qabiliyyəti olan belə maddələr – *surfaktantlar* insan həyatında böyük rol oynayır. Onlar təzyiqi azaldıb tənəffüs səviyyəsinə endirməklə yanaşı, ciyərlərdə müxtəlif diametrli qabarcıqların birgə yaşamasını da təmin edir.

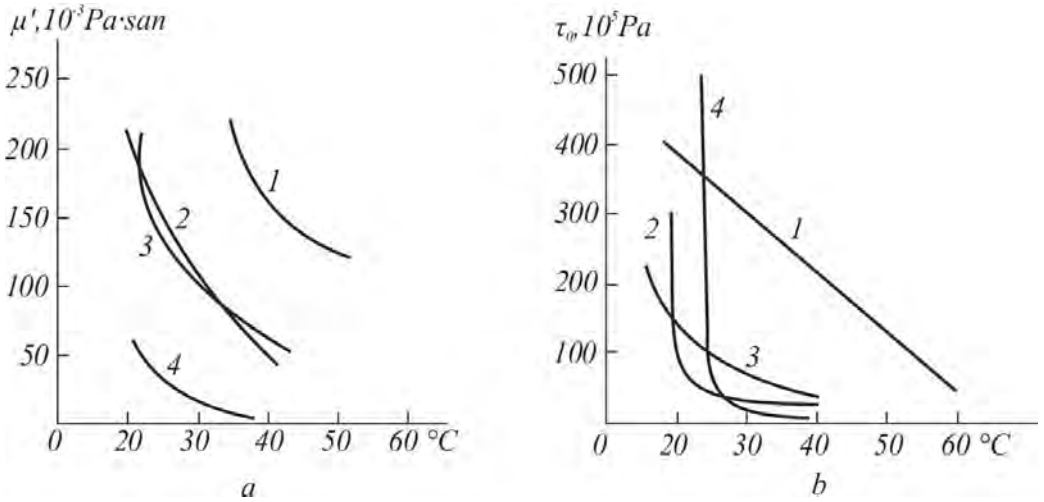
Həkimlər uzun müddət başa düşə bilməmişlər ki, nə üçün təzə doğulan bəzi körpələr ilk tənəffüsü edə bilmirlər. Bu yaxınlarda müəyyən olunmuşdur ki, belə körpələrin orqanizmində surfaktantların sayı kifayət qədər deyildir. Ondan sonra analara körpənin orqanizmində surfaktantların yaranmasını sürətləndirən preparatlar verilməyə başlandı.

Surfaktantların öyrənilməsi qeyri – adi şəraitdə işləyənlərin-qəvvasların, təyyarəçilərin və kosmonavtların vəziyyətini yaxşılaşdırmağa imkan verir. Deməli, Neehardanın "qəribə" hesablaması necə də faydalı nəticələrə gətirib çıxarmışdır. Bu isə məşhur Laplas tənliyi əsasında mümkün olmuşdur.

*) *Alveol – alveulus – latınca novcuq mənasını verir.*

§24. MAYELƏRİN REOLOJİ XASSƏLƏRİNƏ TƏSİR EDƏN AMİLLƏR

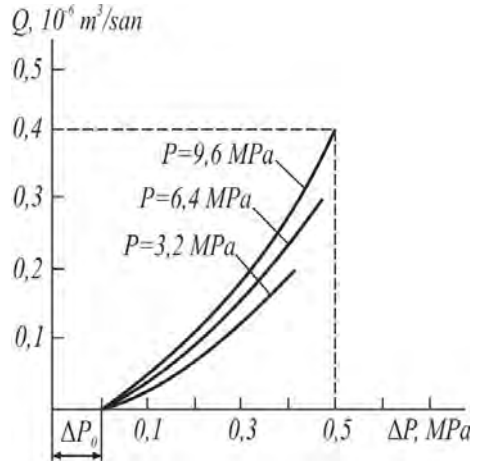
Təzyiq və temperaturun, həll olmuş qazın neftin struktur-mexaniki xassəsinə təsiri. Tərkibində müəyyən miqdarda parafin və qatran olan neftlər özlü-plastik xassəyə malikdir. Bu cür neftlər iki parametrlə: struktur özlülük μ' və statik sürüşmə gərginliyi τ_0 ilə xarakterizə olunur. M.Əzizbəyov adına Azərbaycan Neft və Kimya İnstitutunda müəlliflərin iştirakı ilə bu cür neftlərin xassələrinə temperatur, təzyiq və həll olmuş qazın təsiri nəzərdən keçirilmişdir. Abşeron yataqlarından və Manqışlağın Uzen yatağından çıxarılan neftlər götürülmüş, tədqiqat işi kapillyar viskozimetrdə aparılmışdır. Kapillyar borunun uzunluğunun onun daxili diametrinə nisbəti 187 və 245 olmuşdur. Sabit təzyiqlər fərqində müxtəlif temperaturlarda $Q=Q(\Delta P)$ arasındakı asılılıqlar qurulmuşdur (Q– kapillyardan çıxan neftin qərarlaşmış sərfi, ΔP–kapillyarın uclarındakı təzyiqlər fərqidir. Sonra isə $Q=Q(\Delta P)$ asılılığındakı hərəkətin başlanması anına uyğun gələn başlanğıc təzyiqlər fərqi ΔP_0 təyin edilmiş, τ_0, μ' tapılmışdır. Bu qayda ilə aparılan tədqiqatlar nəticəsində müxtəlif neftlər üçün μ'-$\mu'(t)$ və τ_0-$\tau_0(t)$ asılılıqları qurulmuşdur (şəkil I. 38).



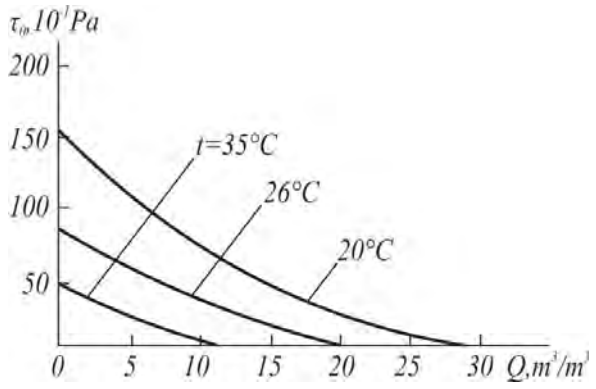
Şəkil I. 38

1, 2, 3 əyriləri Abşeron yataqlarından, 4 əyrisi isə Manqışlağın Uzen yatağından çıxarılan neftlər üçündür (şəkil I.38,*a*,*b*). Göründüyü kimi, temperatur *t* artdıqca μ' və τ_0 azalır. Abşeron neftləri üçün temperaturun 40. . . 50 °C, Manqışlaq nefti üçün daha kiçik (≈ 38 °C) qiymətlərində $\tau_0=0$ olur, yəni belə şəraitdə neftlər özünü Nyuton mayesi kimi aparır.

Kapillyar viskozimetrlərdə təzyiqin və neftdə həll olan qazın μ' və τ_0 - a təsiri həmin neftlər üçün öyrənilmişdir. I.39 şəklində müxtəlif sabit başlanğıc təzyiqlərində Abşeron nefti üçün $Q=Q(\Delta P)$ asılılığı, şəkil I. 40-da isə müxtəlif sabit temperaturlarda $\tau_0=\tau_0(Q)$ əyriləri göstərilmişdir (Q – neftdə həll olmuş qazın miqdarıdır). Burada sistemin təzyiqinin ΔP_0-yə (yəni τ_0-a) təsiri olmadığı halda, eyni temperaturda Q artdıqca τ_0 azalır, temperatur yüksəldikcə azalma daha da intensivləşir.



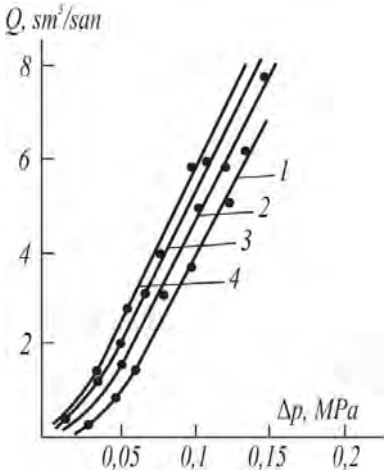
Şəkil I. 39



Şəkil I. 40

Maqnit sahəsinin reoloji xassələrə təsiri. Qeyri-Nyuton sistemlərin reoloji xassəsinə dəyişən maqnit sahəsinin təsirini öyrənmək üçün kapillyar viskozimetrdən istifadə olunmaqla həcmi sərfin təzyiqlər fərqindən asılılıq əyriləri $Q = Q\ (\Delta P)$ qurulmuşdur. Təcrübədə uzunluğu 20, 30, 50 sm, diametri isə 2, 3 və 2.5 mm olan mis kapillyar borucuqlar götürülmüşdür. Onların başlanğıc hissəsi tezliyi 50 Hers olan şəbəkəyə qoşulmuş elektromaqnit qütbləri arasında yerləşdirilmişdir.

Tərkibində 40% asfalten və qatran olan Manqışlaq neftindən istifadə edilmişdir. Burada 1 əyrisi maqnit sahəsi olmadıqda, 2 isə sahə qoşulduqda (induksiyası 0.1T) alınmış axma əyrilərdir. Baxılan neft təkrarən maqnit sahəsinin təsiri altında axıdılmışdır (şəkil I. 41).



Şəkil I. 41

3 və 4 əyriləri neftin sahədən təkrar (3 əyrisi ikinci, 4 əyrisi isə üçüncü dəfə) keçməsi nəticəsində alınmışdır.

Göründüyü kimi, dəyişən maqnit sahəsinin təsiri altında axma əyriləri ciddi surətdə dəyişir və neft qeyri-Nyuton xüsusiyyətini tədricən itirərək keyfiyətcə Nyuton mayeyə yaxınlaşır.

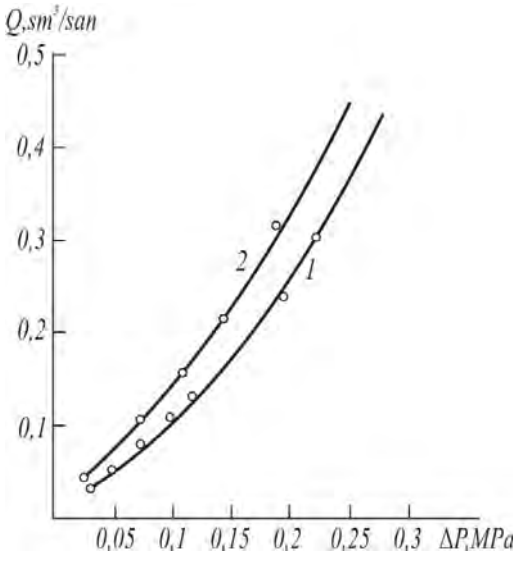
Dəyişən maqnit sahəsindən keçən neftin müəyyən "yaddaşı" olur. Bu xüsusiyyəti qiymətləndirmək üçün sahənin üçqat təsirinə məruz qalmış neft viskozimetrdə yenidən axıdılmışdır. Bu halda ilk təcrübədən sonra bir neçə gün ərzində sınaqlarda alınan axma əyriləri 4 əyrisinin üzərinə düşür. Bu onu göstərir ki, sahənin təsiri ilə əlaqədar neftdə baş vermiş dəyişikliklər zaman etibarilə kifayət qədər dayanıqlıdır.

Analoji təcrübələr su-neft qatışıqları üçün də aparılmışdır. Neftçala yatağından götürülmüş təbii su-neft emulsiyası (16% su) üçün çıxarılmış 1 əyrisi sahə olmadıqda, 2 əyrisi isə sahə (induksiyası 0.1 T) qoşulduqda alınmış axma əyrilərdir (şəkil 1.42). Göründüyü kimi, bu halda da qeyri – Nyuton sistem sahənin təsiri altında axma əyrisinin xarakteri etibarilə

Nyuton mayeyə yaxınlaşır.

Sabit maqnitləri müəyyən konfiqurasiya və ardıcıllıqla bir sistemə yığmaqla da dəyişən maqnit sahəsi yaradıla bilər. Onda maqnit sahəsi həndəsi cəhətdən dəyişən olur. Təcrübə göstərir ki, bu cür dəyişən maqnit sahələrində də analoji effektlər alınır.

Beləliklə, heterogen təbii neft sistemlərinin çox zəif maqnit aktivliyi və elektrik keçiriciliyi olsa da, dəyişən maqnit sahələri onların reoloji xassələrini dəyişdirə bilər.



Şəkil I. 42

Alınmış nəticələr mədən şəraitində sınaqdan keçirilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, dəyişən maqnit sahəsinin təsirilə eyni təzyiqlər fərqində neft borularının mayeburaxma qabiliyyəti 20...30% artır.

Maqnit sahəsinin təsirilə özlülüyün dəyişməsi hələ keçən əsrdən məlumdur. Lakin bu hadisənin praktiki tətbiqi üçün uzun illər tələb olunmuşdur. Misal üçün Belarusiya İstilik və Kütləötürmə İnstitutunun alimləri kövrək və çox dəqiq hissələrin qısa müddətdə (işlənmə müddətində) bərkidilməsi üçün çox sadə və rahat qurğu yaratmışlar. Bunun üçün elə bir maye lazımdır ki, o, praktiki cəhətdən ani vəziyyətdə özlü, həmçinin işlənilən hissələrdə heç bir iz buraxmadan asan hərəkət edən kütləyə çevrilə bilsin. Uzun axtarışdan sonra, nəhayət, adi kerosinlə narın qum qarışığı üzərində dayandılar. Maqnit sahəsinin təsirilə bu emulsiya ani olaraq yapışqan xassəli qatı qatrana çevrilərək işlənilən hissələri bir-birinə çox bərk tutuşdurur. Maqnit sahəsi yox edilən kimi qatran yenidən hərəkət edə bilən kerosin-qum emulsiyasına çevrilir.

Suyun fiziki xassələrinə təzyiqin təsiri. Müəyyən edilmişdir ki, hətta qiymətcə kiçik təzyiqə ($3\cdot10^7$ Pa) məruz qalmış suyu da yenidən təzyiqdən azad etdikdə onun fiziki xassələri (suyun qaynama temperaturu 100 °C deyil, 200 °C-yə çatır, doymuş buxar təzyiqi və s.) dəyişir. Belə suyu 100 kPa-a qədər mənfi gərginlik yaratmaqla asanlıqla dartmaq mümkündür. Bu ona bənzəyir ki, təzyiq vasitəsilə su "döyülməyə" məruz qaldıqda möhkəmliyi artır.

Maraqlıdır ki, təzyiqin təsiri altında suyun digər xassələri də, məsələn, donma və ərimə temperaturları da dəyişir (cədvəl I.8).

Göründüyü kimi, təzyiqin $6380\cdot10^5$ Pa-dan böyük qiymətlərində biz "isti buz" alırıq. $2200\cdot10^5$ Pa qiymətində buzun sıxlığı 1.2 q/sm^3, $20670\cdot10^5$ Pa-da

Cədvəl 1.8

Təzyiq,10^5Pa	1	130	500	2200	3530	6380	16500	20670
Buzun ərimə temperaturu, °C	0	–1	–4	–22	–17	0	+60	+76

isə 2 q/sm^3 olur. Yəqin ki, belə buz suda batacaqdır. Odur ki, buna buz deyil, ağır su desək, heç də səhv etmərik. Beləliklə, təzyiqə məruz qalan su yeni keyfiyyət alır.

Neftin reoloji xassəsinə polimer və həlledicilərin təsiri.

Tərkibində asfalt, qatran və parafin olan neftin reoloji xassəsinə polimer və həlledicilərin təsiri "Reotest-2" markalı rotasion viskozimetrdə öyrənilmiş, neftə qatılmış polimer və həlledicinin miqdarından asılı olaraq effektiv özlülüyün, elastiklik modulunun və relaksasiya müddətinin dəyişməsi təyin edilmişdir.

Poliizobutilen polimeri və həlledicinin (kerasin götürülmüş) miqdarından asılı olaraq 297 °K sabit temperatur üçün nəticələr I.9 və

Cədvəl 1.9

Polimerin miqdarı,%	Effektiv özlülük, Pa·san	Plastiklik modulu, Pa	Relaksasiya vaxtı, san
	Parafinli neft üçün		
0	0.299	11.7	0.0196
0.01	0.177	10.0	0.0177
0.02	0.119	8.9	0.0133
0.05	0.140	9.4	0.0147
0.10	0.162	10.0	0.0162
0.40	0.180	10.7	0.0168
	Asfaltenli neft üçün		
0	0.466	38.30	0.0122
0.03	0.443	36.50	0.0121
0.04	0.436	36.30	0.0119
0.05	0.426	36.18	0.0118
0.06	0.430	36.28	0.0118
0.08	0.440	36.30	0.0121
0.11	0.470	38.20	0.0123

I.10 cədvəllərində göstərilmişdir.

Cədvəl 1.10

Həlledicinin miqdarı	Effektiv özlülük, Pa·san	Plastiklik modulu, Pa	Relaksasiya vaxtı, 10^{-3} san
	Kürsəngi nefti üçün		
24	0.062	23.4	2.65
30	0.047	79.1	2.49
36	0.037	12.3	3.07
42	0.035	7.5	4.78
54	0.030	6.8	4.20
60	0.023	6.1	3.92
72	0.020	6.0	3.44

Çıxarılan nəticə budur ki, qeyri-Nyuton neftlərə qatılmış polimerin elə optimal miqdarını seçmək olar ki, onda neftin özlülüyü, elastiklik modulu və relaksasiya vaxtı minimum alınsın. Cədvəldən göründüyü kimi, polimerin belə optimum miqdarı parafinli neft üçün 0.02%, asfaltenli neft üçün 0.05% olur.

Təzyiqlə işlənmənin neftin reoloji xassəsinə təsiri. Təcrübə nəticəsində qeyri-Nyuton xassəli neftlərin reoloji xassələrinə vaxtaşırı təzyiqlə işlənmənin də təsiri öyrənilmişdir. 303 °K temperaturda neftin təzyiqi P_2=4.8 MPa-ya qaldırılmış, sonra isə 0.5 saat müddətində neftdə təzyiqin azalmasına müşahidə edilmişdir.

Təzyiqin azalıb öz əvvəlki P_1 qiymətinə çatan anında o, yenidən P_2=4.8 MPa qiymətinə qədər artırılıb, təzyiqin azalması müşahidə olunmuşdur.

Müəyyən olunmuşdur ki, bu qayda ilə vaxtaşırı neftdə təzyiqin P_2-yə qədər artırılmasının təkrar olunma sayından asılı olaraq $P_2 - P_1$ fərqi azalır və nəhayət, elə hal yaranır ki, təzyiq P_2 –dən aşağı düşmür (P_1=P_2 halı yaranır). Bundan sonra neftin effektiv özlülüyü, elastiklik modulu və relaksasiya vaxtı ölçülmüşdür. Misal məqsədilə Kürsəngi və Səngəçal-Duvannı dəniz yatağından alınmış neftlər üçün təcrübənin nəticələri I. 11 cədvəlində verilmişdir (1-ci və 2-ci sütunlar təzyiqlə təsir göstərməzdən əvvəlki və sonrakı qiymətlərə uyğundur).

Cədvəl I. 11

Neft	**Sürət qradi-yentinin dəyişmə həddi, 1/san**	**Effektiv özlülük, Pa-san**		**Plastiklik modolu, Pa**		**Relaksasiya vaxtı, san**	
		1	**2**	**1**	**2**	**1**	**2**
Kürsəngi	81...145.8	0.071	0.052	1.38	0.732	0.98	0.071
	145.8...243	0.069	0.040	1.51	0.110	0.46	0.036
Səngəçal-Duvannı dəniz yatağı	81...145.8	0.0383	0.0281	1.01	0.98	0.38	0.029
	145.8...243	0.027	0.0150	1.28	1.24	0.021	0.012

Göründüyü kimi, neftə təzyiqlə təsir edildikdə (buna təzyiqlə işləmə də demək olar) onun reoloji xassələrində əsaslı dəyişiklik baş verir ki, bundan da sonralar texnoloji proseslərin göstəricilərini yaxşılaşdırmaqda istifadə olunmalıdır.

II FƏSİL

HİDROSTATİKA

Hidrostatika maye, qaz və onların birlikdə və ya digər maddələrlə qarışıqlarının sükunət halındakı müvazinət şərtlərini öyrənir. Hidravlikada sükunət məvhumu nisbi və mütləq mənalarda qəbul edilir.

Nisbi sükunətdə maye yerləşən qab yerə nisbətən hərəkət edir, ancaq maye hissəcikləri bir-birinə nisbətən hərəkət etmir. Mayenin yerə nisbətən hərəkəti köçürmə hərəkəti olur. Müəyyən təcillə düzxətli hərəkət edən dəmiryol qatarının çənində yerləşən mayenin çənə görə vəziyyəti, eləcə də oxu ətrafında sabit bucaq sürəti ilə fırlanan qabın içərisindəki mayenin qaba nəzərən vəziyyəti nisbi sükunətə misal ola bilər.

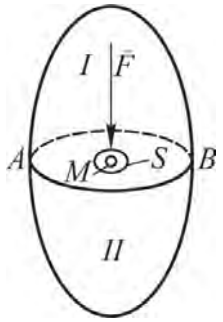
Mütləq sükunət isə nisbi sükunətin xüsusi halıdır, burada maye və onun yerləşdiyi qab yerə nisbətən hərəkət etmir. Məsələn, yerə nisbətən sükunətdə olan çənin içərisindəki mayenin vəziyyəti mütləq sükunətdir.

§1. HİDROSTATİK TƏZYİQ VƏ ONUN XASSƏLƏRİ

Maye sükunətdə olarkən səthi qüvvələrin toxunan gərginliyi də sıfra bərabər olur və mayenin hər bir nöqtəsində səthi qüvvələrin normal gərginliyi təsir göstərir.

Sükunətdə olan mayenin verilmiş nöqtəsindəki hidrostatik təzyiq P qiymətcə səthi qüvvələrin həmin nöqtədəki gərginliyinə bərabərdir:

$$P = |\bar{\sigma}| = |\bar{\sigma}_n|.$$



Şəkil II. 1

Hidrostatik təzyiq anlayışını izah etmək üçün sükunətdə olan mayenin həcminə baxaq (şəkil II.1). Bu həcmin daxilində M nöqtəsini qeyd edək və bu nöqtədən keçən AB səthi ilə həcmi iki yerə bölək. M nöqtəsi ətrafında elementar S səthi ayıraq. Aydındır ki, I hissə II hissəyə AB səthi vasitəsilə təsir edəcək və bu təsirin bir hissəsi S səthinə düşəcəkdir. Bu halda S səthinə düşən F qüvvəsinə *orta hidrostatilk təzyiq* deyilir:

$$P_{or} = \frac{F}{S}. \qquad \text{(II. 1)}$$

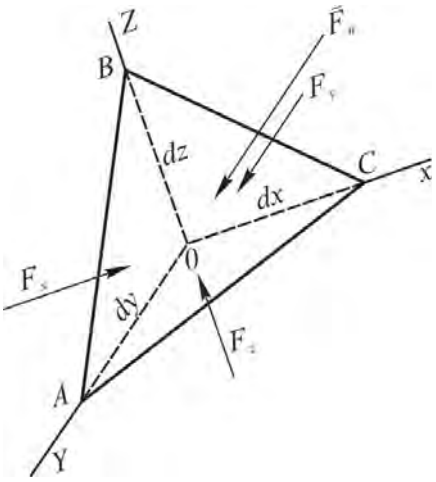
Tutaq ki, S səthi kiçilib sıfra yaxınlaşır, onda P_{op}-ın da müəyyən həddi qiyməti olacaqdır. P_{op}-ın həddi qiyməti normal gərginliyin σ və hidrostatik təzyiqin qiymətinə bərabərdir:

$$P = \lim_{S \to 0} \frac{F}{S}. \qquad \text{(II. 2)}$$

Deməli, hidrostatik təzyiqin ölçüsü qüvvə bölünsün sahədir (N/m^2). Hidrostatik təzyiqin bir neçə xassəsi vardır.

Birinci xassə. Hidrostatik təzyiq səthə normal təsir edir və maye həcminin daxilinə yönəlir.

II hissənin müvazinəti pozulmamaq üçün ona *I* hissənin təsiri – *F* qüvvəsi əlavə olunmalıdır. Bu qüvvənin *M* nöqtəsində yaratdığı hidrostatik təzyiq (II. 2) ifadəsindən tapılır. Sükunət halında sürtünmə gərginliyi τ=0 olduğundan hidrostatik təzyiq *P* səthə *S* normal olmalı və *II* hissənin həcmi daxilinə yönəlməlidir.



Şəkil II. 2

İkinci xassə. Hidrostatik təzyiq təsir səthinin səmtindən asılı olmayaraq bütün istiqamətlərdə eyni təsir göstərir. Məsələn, sükunətdə olan maye daxilində tilləri *dx, dy, dz* olan elementar tetraedr uyğun olaraq *x, y* və *z* oxları üzərində götürülmüşdür (şəkil II. 2). *AOB* üzü x oxuna, *AOC* üzü z oxuna, *BOC* üzü isə *y* oxuna perpendikulyar vəziyyətdədir. Bu səbəbdən uyğun üzlərə normal təsir edən təzyiq qüvvələrinin (*Fx, Fy, Fz*) istiqaməti də eyni zamanda oxlara paralel ($OX \square F_x \perp AOB$; $OY \square F_y \perp BOC$; $OZ \square F_z \perp AOC$) olacaqdır. *ABC* üzünə normal istiqamətlənən F_n qüvvəsinin təsir xəttinin uyğun oxlarla əmələ gətirdiyi bucaqları α, β, γ kimi işarə edək.

Tetraedr üzlərinin sahəsi

$$S_{AOB} = \frac{1}{2} dy\, dz; \quad S_{AOC} = \frac{1}{2} dx\, dy; \quad S_{BOC} = \frac{1}{2} dx\, dz; \qquad \text{(II. 3)}$$

$$S_{ABC} = \frac{S_{AOB}}{\cos\alpha} = \frac{S_{BOC}}{\cos\beta} = \frac{S_{AOC}}{\cos\gamma}.$$

Elementar tetraedrin həcminə ağırlıq qüvvəsi $\overline{G}$, köçürmə hərəkətinin ətalət qüvvəsi $\overline{F}_э$ (ümumi şəkildə nisbi müvazinət şərtinə baxılır) və təzyiq qüvvələri $\overline{F}_i$ təsir edir. Ağırlıq qüvvəsi şaquli, ətalət qüvvəsi isə köçürmə hərəkəti təcilinin əks istiqamətinə yönəlir. Bunlar kəsişən qüvvələr sistemidir. Bu qüvvələrin təsiri altında baxılan maye həcminin

müvazinət şərti

$$\bar{G} + \bar{F} + \bar{F}_i = 0. \qquad \text{(II. 4)}$$

Bu ifadəni uyğun oxlar üzərində proyeksiyalandırsaq,

$$F_{əx} + G_x + F_x + F_{nx} = 0; \qquad \text{(II. 5)}$$

$$F_{əy} + G_y + F_y + F_{ny} = 0; \qquad \text{(II. 6)}$$

$$F_{əz} + G_z + F_z + F_{nz} = 0. \qquad \text{(II.7)}$$

(II.2)-yə əsasən aşağıdakı ifadələri yazmaq olar:

$$F_n = P_n S_{ABC}; \quad F_x = P_x S_{AOB}; \quad F_y = P_y S_{BOC}; \quad F_z = P_z S_{AOC}, \qquad \text{(II. 8)}$$

burada P_n, P_x, P_y, P_z – uyğun üzlərə təsir edən hidrostatik təzyiqlərdir.

(II. 5) – (II. 7) tənliklərində əvəzetmə aparsaq

$$F_{əx} + G_x = X\delta m; \qquad \text{(II. 9)}$$

$$F_{əy} + G_y = Y\delta m; \qquad \text{(II.10)}$$

$$F_{əz} + F_z = Z\delta m, \qquad \text{(II.11)}$$

burada X, Y, Z – uyğun oxlar üzərində həcmi (ağırlıq və ətalət) qüvvə təcilləri proyeksiyalarının cəmi; δm– elementar maye həcminin kütləsidir:

$$\delta m = \rho \frac{1}{6} dx\, dy\, dz$$

(II. 8) və (II. 9) şərtlərini (II. 5)- də yerinə yazsaq, alarıq:

$$\frac{1}{2} P_x dy\, dz - \frac{1}{2} P_n dy\, dz + X \rho \frac{1}{6} dx\, dy\, dz = 0, \qquad \text{(II. 12)}$$

$$P_x - P_n + \frac{1}{3} X \rho\, dx = 0. \qquad \text{(II. 13)}$$

Tetraedrin ölçüləri sıfra yaxınlaşdıqda ($dx \to 0$) P_x və P_n bir nöqtədə ox istiqamətində və normal istiqamətdə hidrostastik təzyiqə yaxınlaşacaqdır:

$$P_x - P_n = 0; \quad P_x = P_n.$$

Eyni qayda ilə y və z oxları üzərində əməliyyat aparsaq, $P_y = P_n$ və $P_z = P_n$, $P_x = P_y = P_z = P_n$. Bu isə hidrostatik təzyiqin ikinci xassəsini təsdiq edir.

Üçüncü xassə. Verilmiş nöqtədəki hidrostatik təzyiq həmin nöqtənin koordinatlarından asılıdır:

$$P = P\,(X, Y, Z).$$

§2. MAYENİN SÜKUNƏT HALININ DİFERENSİAL TƏNLİKLƏRİ

Mayenin sükunət halının diferensial tənliyini yazmaq üçün maye daxilində paralelepiped şəkilli elementar həcmə baxaq. Onun tillərini uyğun oxlara paralel götürməklə dx, dy, dz adlandıraq (şəkil II.3). Maye həcminə təsir edən həcmi (ağırlıq və ətalət) qüvvələrin təcillərinin uyğun oxlar üzərindəki proyeksiyalarının cəbri cəmini bundan əvvəl olduğu kimi, X, Y, və Z ilə işarə edək. Həmin qüvvə-lərin oxlar üzərindəki proyeksiyaları $X\delta m$, $Y\delta m$ və $Z\delta m$ olacaqdır, $\delta m = p\, dx \cdot y\, dz$.

Səthi qüvvə kimi paralelepipedin üzlərinə normal yönələn təzyiq qüvvələri təsir edir. x oxu istiqamətində 1-2-3-4 və 1′-2′-3′-4′ üzlərinə

təsir edən təzyiqləri uyğun olaraq P_x və P'_x ilə işarə etsək, həmin üzlərə təsir edən təzyiq qüvvələri $\bar{F}(P_x)$ və $\bar{F}(P_x')$ olar. Bu qayda ilə Y oxu boyunca üzlərə təsir edən təzyiq qüvvələri $\bar{F}\ (P_y)$, $\bar{F}\ (P'_y)$, Z oxu istiqamətində isə $\bar{F}\ (P_z)$ və $\bar{F}\ (P'_z)$ ilə işarə edilmişdir.

Müvazinət şərtinə görə

$$\sum_{i=1}^{N} \bar{F}_i = 0. \qquad \text{(II. 14)}$$

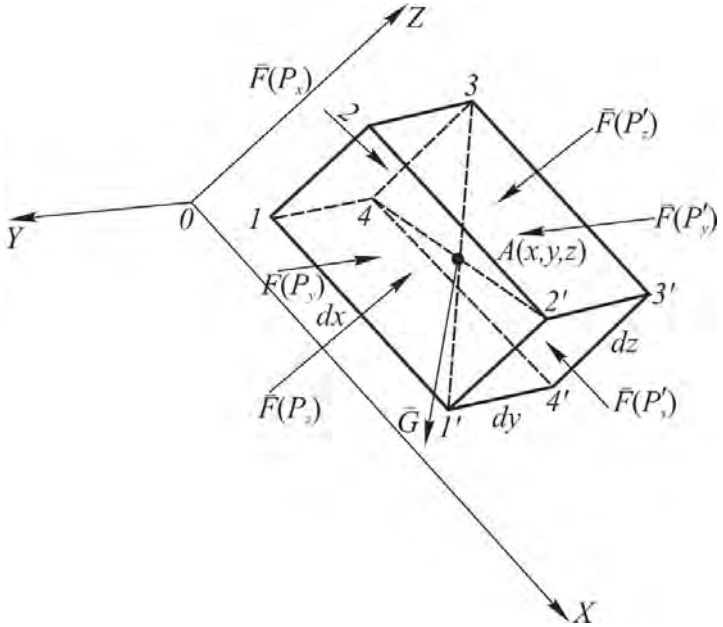
(II.14) tənliyini uyğun oxlar üzərində proyeksiyalandırsaq, aşağıdakı müvazinət tənliklərini alarıq:

$$F\left(P_x\right) - F\left(P_x'\right) + X\,\delta m = 0; \qquad \text{(II.15)}$$

$$F\left(P_ó\right) - F\left(P_y'\right) + Ó\,\delta m = 0; \qquad \text{(II.16)}$$

$$F\left(P_z\right) - F\left(P_z'\right) + Z\,\delta m = 0. \qquad \text{(II.17)}$$

Paralelepipedin mərkəzində koordinatları x, y, və z olan A nöqtəsi qeyd edək və bu nöqtədəki təzyiqi P ilə işarə edək. Aydındır ki, ox oxuna paralel xətt boyunca vahid uzunluğa düşən hidrostatik təzyiqin dəyişməsi $\frac{\partial P}{\partial x}$, y oxuna paralel xətt boyunca $\frac{\partial p}{\partial y}$, z oxuna paralel xətt istiqamətində isə $\frac{\partial P}{\partial z}$ olacaqdır. Deməli, paralelepiped üzlərinin mərkəzində təzyiqin qiyməti A nöqtəsindəki təzyiqdən $\frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial x}dx$, $\frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial y}dy$ və $\frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial z}dz$ qədər fərqlənəcəkdir. Buna əsasən II.3 şəklində göstərilən təzyiq qüvvələri



Şəkil II. 3

üçün aşağıdakı ifadələri yazmaq olar:

$$F(P_x) = (P - \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial x}dx)\ dy\ dz; \qquad \text{(II. 18)}$$

$$F(P'_x) = (P + \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial x}dx)\ dy\ dz; \qquad \text{(II. 19)}$$

$$F(P_ó) = (P - \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial y}dy)\ dx\ dz; \qquad \text{(II. 20)}$$

$$F(P'_y) = (P + \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial y}dy)\ dx\ dz; \qquad \text{(II. 21)}$$

$$F(P_z) = (P - \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial z}dz)\ dx\ dy; \qquad \text{(II. 22)}$$

$$F(P'_z) = (P + \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial z}dz)\ dx\ dy. \qquad \text{(II. 23)}$$

Fərz edək ki, mayenin ρ sıxlığı sabitdir, yəni maye bircinsli və sıxılmayandır. Onda ağırlıq və köçürmə ətalət qüvvələrinin oxlar üzərində proyeksiyaları

$$X\ \rho\ dx\ dy\ dz; \qquad \text{(II. 24)}$$

$$Ó\ \rho\ dx\ dy\ dz; \qquad \text{(II. 25)}$$

$$Z\ \rho\ dx\ dy\ dz \qquad \text{(II. 26)}$$

olacaqdır. Baxdığımız paralelepiped həcmli maye müvazinətdə olduğundan ona təsir edən həcmi və səthi qüvvələrin oxlar üzərində proyeksiyalarının cəbri cəminin də sıfra bərabər olması kafidir. (II.18) – (II.26) ifadələrini (II.15) – (II.17) müvazinət tənliklərində yerinə yazsaq,

$$\left(P - \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial x}dx\right)dy\ dz - \left(P + \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial x}dx\right)dy\ dz + \rho X\ dx\ dy\ dz = 0 \qquad \text{(II. 27)}$$

$$\left(P - \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial y}dy\right)dx\ dz - \left(P + \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial y}dy\right)dy\ dz + \rho Y\ dx\ dy\ dz = 0 \qquad \text{(II. 28)}$$

$$\left(P - \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial z}dz\right)dx\ dy - \left(P + \frac{1}{2}\frac{\partial P}{\partial z}dz\right)dx\ dy + \rho Z\ dx\ dy\ dz = 0 \qquad \text{(II. 29)}$$

tənliklərini alarıq. Sonra bunlar üzərində lazımi riyazi əməliyyatlar aparıb, onların hər iki tərəfini $\rho\ dx\ dy\ dz$-ə bölsək, mayenin sükunət halının aşağıdakı diferensial tənliklərini yaza bilərik:

$$X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} = 0; \qquad \text{(II. 30)}$$

$$Ó - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y} = 0; \qquad \text{(II. 31)}$$

$$Z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} = 0. \qquad \text{(II. 32)}$$

Bunları vektor formasında da yazmaq olar:

$$\overline{grad}\,\vec{p} = \rho\left(\vec{w} + \vec{g}\right), \qquad \text{(II. 33)}$$

burada, $\vec{w}, \vec{g}$ – vahid kütləyə düşən ətalət və ağırlıq qüvvələrinin vektorlarıdır.

1755-ci ildə Eyler* tərəfindən alınmış bu tənliklər *hidrostatikanın Eyler tənlikləri* adlanır.

§3. MAYENİN SÜKUNƏT HALININ DİFERENSİAL TƏNLİKLƏRİNİN İNTEQRALLANMASI

P=P(x,y,z) olduğundan (II. 30)–(II. 32) ifadələrinin inteqrallanması üçün onlar bir tənliyə gətirilməlidir. Məlumdur ki,

$$dP = \frac{\partial P}{\partial x}dx + \frac{\partial P}{\partial y}dy + \frac{\partial P}{\partial z}dz. \qquad \text{(II. 34)}$$

Hidrostatik təzyiqin tam diferensialıdır. (II.30) – (II. 32) ifadələrindən

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho X; \quad \frac{\partial P}{\partial y} = \rho Ó; \quad \frac{\partial P}{\partial z} = \rho Z \qquad \text{(II. 35)}$$

olduğu üçün (II. 34) tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:

$$dP = \rho\left(X\ dx + Ó\ dy + Z\ dz\right). \qquad \text{(II. 36)}$$

Tutaq ki, mayeyə təsir edən həcmi qüvvələr nəzəri mexanika kursunda tanış olduğumuz potensiallı qüvvələrdir, yəni

$$X = -\frac{\partial Ï}{\partial x}; \qquad \text{(II.37)}$$

$$Ó = -\frac{\partial Ï}{\partial ó}; \qquad \text{(II.38)}$$

$$Z = -\frac{\partial Ï}{\partial z}, \qquad \text{(II.39)}$$

burada *П* – potensial funksiyadır və nöqtənin koordinatlarından asılıdır. Beləliklə,

$$dP = \rho(-\frac{\partial Ï}{\partial x}dx - \frac{\partial Ï}{\partial ó}dy - \frac{\partial Ï}{\partial z}dz) \qquad \text{(II.40)}$$

və ya

$$dP = -\rho\ dÏ\ . \qquad \text{(II.41)}$$

* *Leonard Eyler* (1707-1783) – *məhşur İsveçrə riyaziyatçısı.*

(II. 41) ifadəsinin inteqralı aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$P = -\rho \ddot{I} + C. \qquad \text{(II.42)}$$

İnteqral sabiti olan C – ni tapmaq üçün sərhəd şərtindən istifadə etməliyik. Tutaq ki, mayenin hər hansı nöqtəsində P və Π məlumdur, məsələn, $P = P_0$, $\Pi = \Pi_0$. Bu şərtə görə (II.42) ifadəsindən

$$P_0 = -\rho \ddot{I}_0 + C, \quad C = P_0 + \rho \ddot{I}_0.$$

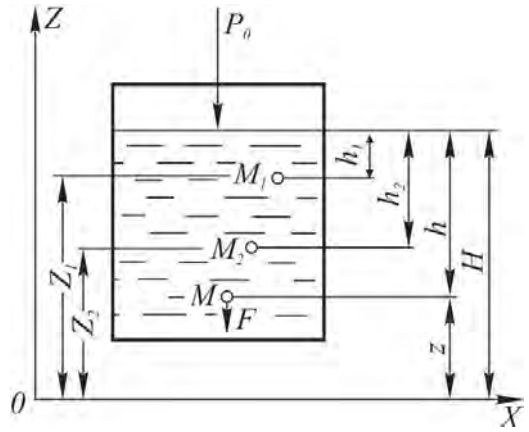
Onda (II.42) tənliyindən hidrostatik təzyiqin qiyməti

$$P = P_0 + \rho\left(\ddot{I}_0 - \ddot{I}\right) \qquad \text{(II.43)}$$

olar. ρ = const olduqda və mayeyə potensiallı həcmi qüvvələr təsir etdikdə bu ifadə mayenin ixtiyarı nöqtəsindəki hidrostatik təzyiqi hesablamağa imkan verir.

§4. AĞIRLIQ QÜVVƏSİ TƏSİRİ ALTINDAKI MAYEDƏ TƏZYİQİN PAYLANMASI. HİDROSTATİKANIN ƏSAS TƏNLİYİ

Tutaq ki hər hansı qapalı qabda bircinsli və sıxılmyan maye yerləşir. Onun sərbəst səthindəki təzyiqi P_0 ilə işarə edək və koordinat oxlarını çəkək. Maye səthindən h dərinlikdə M nöqtəsi götürək və ona təsir edən həcmi qüvvəni F qeyd edək (şəkil II.4).



Şəkil II. 4

M nöqtəsinə təkcə ağırlıq qüvvəsi təsir etdiyindən

$$-\frac{\partial \ddot{I}}{\partial x} = X = 0; \qquad \text{(II.44)}$$

$$-\frac{\partial \ddot{I}}{\partial y} = \acute{O} = 0;$$

$$-\frac{\partial \ddot{I}}{\partial z} = Z = -g.$$

Baxdığımız hal üçün (II. 41) tənliyi (II. 44) - əsasən aşağıdakı kimi yazılır:

$$dP = -\rho g\, dz. \qquad \text{(II. 45)}$$

İfadəni inteqrallasaq,

$$P = -\rho g z + C \qquad \text{(II.46)}$$

və ya

$$P = -\gamma z + C. \qquad \text{(II.47)}$$

İnteqral sabiti C-ni tapmaq üçün sərhəd şərtindən istifadə edək. Tutaq

ki, $z = H$ olduqda, $P = P_0$. Bu şərtə görə (II. 47) ifadəsindən $C=P_0 + \rho gH$. Nəticədə hidrostatik təzyiq üçün

$$P = P_0 + \gamma\left(H - z\right) \qquad \text{(II.48)}$$

adlanır. Buradan görünür ki, z = const qiymətlərində, yəni Oz oxuna perpendikulyar müstəvi üzərindəki bütün nöqtələrdə hidrostatik təzyiqin qiyməti sabit qalır. Belə müstəviyə bərabər təzyiqlər səthi (izobarik səth də adlanır) deyilir. Deməli, sükunətdə olan maye ağırlıq qüvvəsi təsiri altında olduqda bərabər təzyiqlər səthi üfüqi müstəvidir.

$H - z = h$ olduğundan M nöqtəsindəki hidrostatik təzyiq

$$P = P_0 + h\gamma. \qquad \text{(II.49)}$$

Bu tənlik mayedə hidrostatik təzyiqin paylanmasını ifadə edir və *hidrostatikanın əsas tənliyi* adlanır. Deməli, mayenin sərbəst səthindən h dərinliyindəki istənilən nöqtədə hidrostatik təzyiqin qiyməti mayenin sərbəst səthindəki təzyiqlə h hündürlüyündə maye sütununun yaratdığı təzyiqin γh cəminə bərabərdir.

İndi isə koordinatları z_1 və z_2 olan ixtiyarı M_1 və M_2 nöqtələri üçün (şəkil II. 4) (II. 47) ifadəsini yazaq:

$$P_1 = -\gamma z_1 + C; \qquad \text{(II.50)}$$

$$P_2 = -\gamma z_2 + C. \qquad \text{(II.51)}$$

(II. 50) və (II. 51) ifadələrindən aşağıdakıları yazmaq olar:

$$P_1 + \gamma z_1 = P_2 + \gamma z_2 = idem; \qquad \text{(II.52)}$$

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma}; \qquad \text{(II.53)}$$

$$P_1 = P_2 + \gamma\left(z_2 - z_1\right). \qquad \text{(II.54)}$$

İndi hidrostatikanın əsas tənliyinin həndəsi və fiziki mənasına baxaq. (II.53) ifadəsindən görünür ki, tənliyə daxil olan z və P/γ ifadələrinin ölçüləri uzunluq vahididir. Bu səbəbdən z və P/γ hidravlikada basqı adlanır. z həndəsi basqı və ya hündürlük, P/γ isə pyezometrik** basqı və ya hündürlük adlanır. z hündürlüyü müqayisə müstəvisi adlanan üfüqi səthdən ölçülür (məsələn, xoy). $H_t = z + \frac{P}{\gamma}$ *–tam hidrostatik basqı* adlanıb, mayenin daxilindəki istənilən nöqtədə sabit qalır. II. 5 şəklində pyezometrik, həndəsi və tam hidrostatik basqı göstərilmişdir. Bundan sonra müqayisə müstəvisi şəkildə bir xətlə, yəni onun izi ilə

* *Pyezometr – yunanca iki kəlmənin pyezo – təzyiq, metr – ölçü birləşməsindən yaranıb mənaca təzyiqölçən deməkdir. Pyezometr şüşə boru olub mayenin istənilən yerində təzyiqi ölçmək üçün işlədilir.*

göstəriləcəkdir. *1* və *2* nöqtələrində hidrostatik təzyiqlər uyğun olaraq:

$$P_1 = P_0 + h_1\gamma; \qquad \text{(II.55)}$$

$$P_2 = P_0 + h_2\gamma, \qquad \text{(II.56)}$$

tam hidrostatik basqı isə

$$H_t = z_1 + \frac{P_1}{\gamma} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma}, \qquad \text{(II.57)}$$

burada h_1 və h_2 – uyğun olaraq *1* və *2* nöqtəsinin maye səviyyəsindən batma (və yaxud dalma) dərinlikləridir.

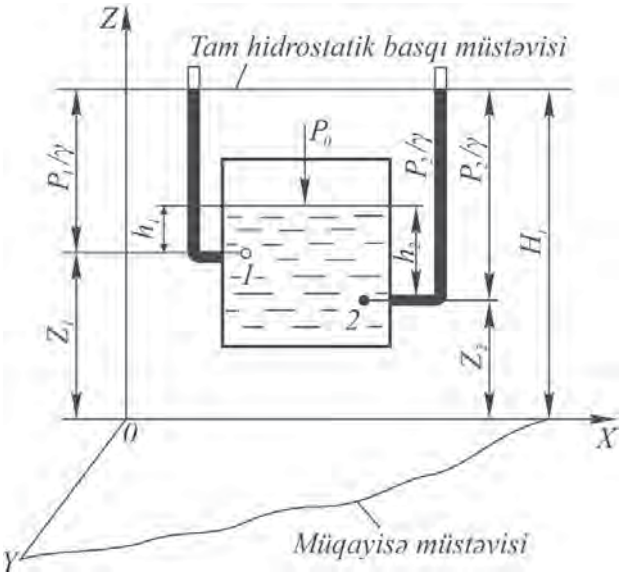
Deməli, hidrostatikanın əsas tənliyinin həndəsi mənası sükunətdə olan maye həcminin istənilən nöqtəsi üçün həndəsi basqı ilə pyezometrik basqıların cəminin sabit qalmasıdır.

İndi isə hidrostatikanın əsas tənliyinin fiziki mənasına baxaq. Tutaq ki, 1 nöqtəsində *m* kütləli maye hissəciyi toplanmışdır (şəkil II. 5). Bu maye kütləsinin *xoy* müqayisə müstəvisinə nəzərən potensial enerjisi mgz_1-ə bərabərdir. 1 nöqtəsində qaba qoşulmuş pyezometrdə bu nöqtədəki maye kütləsi P_1/γ qədər hündürlüyə qalxır ki, bu da mgP_1/γ potensial enerjiyə bərabərdir. Deməli, 1 nöqtəsindəki maye kütləsinin tam potensial enerjisi

$$Ï = mg\,z_1 + mg\frac{P_1}{\gamma} \qquad \text{(II.58)}$$

cəminə bərabərdir. Bu enerjinin vahid çəkiyə düşən hissəsi xüsusi potensial enerji adlanır və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$E = \frac{Ï}{mg} = z_1 + \frac{P_1}{\gamma}. \qquad \text{(II.59)}$$



Şəkil II. 5

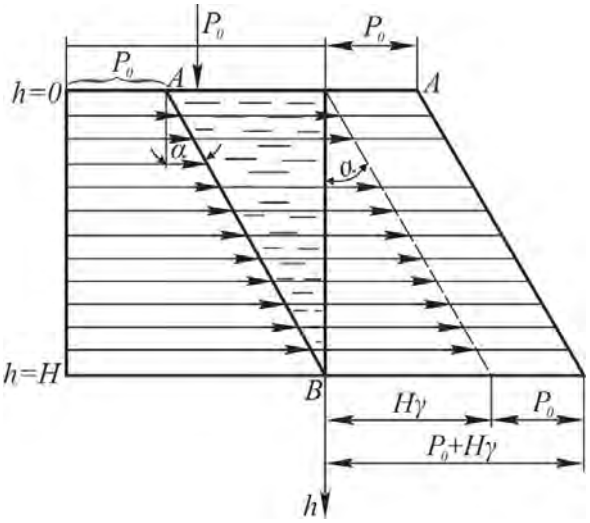
Deməli, hidrostatikanın əsas tənliyinin fiziki mənası müqayisə müstəvisinə nəzərən sükunətdə olan mayenin bütün nöqtələrində xüsusi potensial enerjinin sabit qalmasıdır.

§5. HİDROSTATİK TƏZYİQİN PAYLANMA EPÜRÜ

Bir çox praktiki məsələlərin həllində maye yerləşən qabın divarına və yaxud mayeyə batırılmış cismə dalma dərinliyi boyunca hidrostatik təzyiq (paylanma) epürünün qurulması tələb olunur. Bunun üçün hidrostatikanın əsas tənliyinə nəzər yetirək:

$$P = P_0 + h\gamma \qquad \text{(II.60)}$$

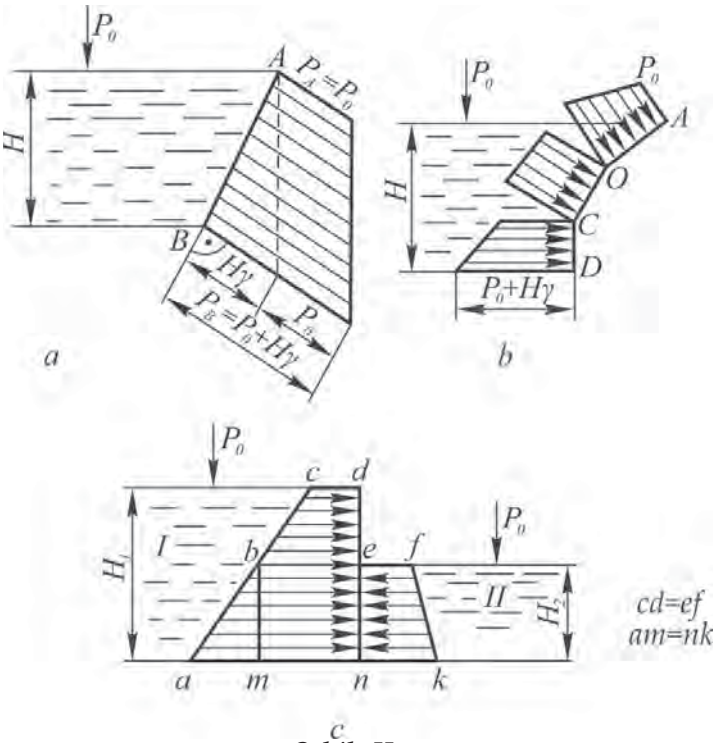
Göründüyü kimi, hidrostatik təzyiq maye dərinliyindən asılı olaraq düz xətt qanunu ilə dəyişir. Təzyiq oxunu mayenin sərbəst səthində, h oxunu isə ona perpendikulyar aşağı yönəlmiş istiqamətdə götürsək, P ilə h arasında asılılıq II.6 şəklində göstərildiyi kimi olar. Xəttin h=0 qiymətində P oxundan ayırdığı parça $OA = P_0$ – dır. Əgər mayenin tam dərinliyi, yəni basqı H-dırsa, onda 0 dərinlikdə hidrostatik təzyiqin qiyməti $P_0 + H\gamma$ olar.



Şəkil II. 6

(II. 60) ifadəsinə əsasən II. 6 şəklində tg$\alpha = \gamma$ olacaqdır.

Beləliklə, təzyiq epürünü qurmaqla mayenin daxilində istənilən dərinlikdə hidrostatik təzyiqin qiyməti tapıla bilər. Bu qayda ilə istənilən hal üçün təzyiq epürünü qurmaq olar (şəkil II. 7). Əgər maye yerləşən qabın divarı əyri səthdirsə, onda hər bir nöqtəyə uyğun təzyiq xətti həmin nöqtədə səthə normal çəkilməlidir. Qabın divarı üfüqə mail olduqda (şəkil II. 7, *a*) divarın *AOCD* sınıq xətli vəziyyətində (şəkil II. 7, *b*), eləcə də I və II çənlərin ayrıcında yerləşən ortaq divara düşən (şəkil II, 7, *c*) hidrostatik təzyiq epürünün



Şəkil II. 7

qurulması göstərilmişdir.

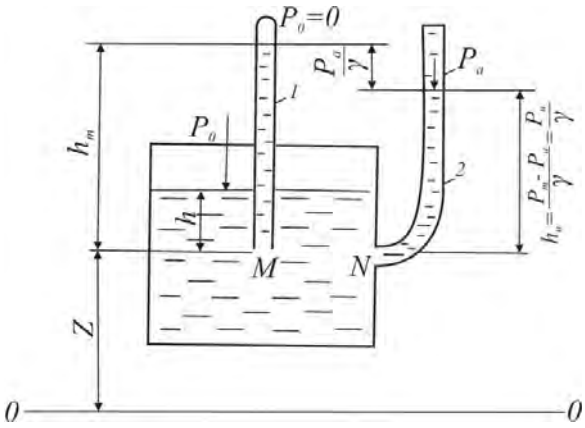
Mayenin I çəninin *dn* divarına ayrılıqda yaratdığı hidrostatik təzyiq epürü *acdn* trapesiyasıdır. Burada $cd=P_o$; $an=P_o+H_1\gamma$ II çəndəki mayenin həmən divara göstərdiyi təzyiqin paylanması isə *efkn* trapesiyası olacaqdır. Burada $cd=ef=P_o$; $nk=P_o+H_2\gamma$. *dn* ortaq divara göstərilən təzyiqlər əks istiqamətdə olduğundan, ona düşən yekun təzyiqin epürü *bcdnm* trapesiyası olacaqdır. Burada $mn=an-nk$.

§6. MÜTLƏQ, İZAFİ VƏ VAKUUM TƏZYİQLƏRİ

Sükunətdə olan mayenin qapalı qabda istənilən nöqtəyə mütləq təzyiqi

$$P = P_0 + h\gamma$$

burada P_0 – qapalı qabın daxilində maye səviyyəsindəki təzyiqdir.



Şəkil II. 8

Mütləq təzyiqi maye sütununun hündürlüyü ilə də ifadə etmək olar. Bu məqsədlə maye dolu qapalı bir qab götürək, mayenin daxilində *M* nöqtəsini qeyd edək və ona içində Torriçelli boşluğu yaradılan yuxarı ucu bağlı borucuq (1) birləşdirək. Onda *M* nöqtəsindəki P_M təzyiqinin təsiri altında maye borucuqda h_M hündürlüyünə qalxacaqdır (şəkil II. 8).

Şəkildə *0–0* müqayisə müstəvisinin izidir.

M nöqtəsində mütləq təzyiqi hesablamaq üçün aşağıdakı ifadələri yazmaq olar:

1) qabdakı mayenin *M* nöqtəsində yaratdığı mütləq təzyiq

$$P_m = P_0 + h\gamma,$$

2) borucuqdakı (1) mayenin M nöqtəsində yaratdığı mütləq təzyiq $(0+\gamma h_m)$ -dir, yəni

$$P_m = \gamma \ h_m \qquad \text{(II. 61)}$$

burada h_m – mütləq təzyiqə uyğun pyezometrik hündürlük və ya mütləq pyezometrik basqıdır, yəni öz çəkisi vasitəsi ilə verilmiş *M* nöqtəsində mütləq təzyiq yarada bilən maye sütununun hündürlüyüdür. (II. 61) ifadəsindən

$$h_m = P_m / \gamma$$

Verilmiş nöqtədə mütləq təzyiqin atmosfer təzyiqindən artıq qiymətinə həmin nöqtədə izafi təzyiq və ya monometrik təzyiq deyilir.

M nöqtəsində izafi təzyiqi ölçmək üçün həmən səviyyədə, II.8 şəklində göstərildiyi kimi, qaba *N* nöqtəsində yuxarı ucu açıq borucuq 2 birləşdirək. Bu borucuğa *pyezometr* deyilir. Aydındır ki, borucuğun ucu açıq olduğundan mayenin səviyyəsi 1 borucuqdakı mayenin səviyyəsindən kiçik olmalıdır. N nöqtəsində mütləq təzyiqi hesablamaq üçün aşağıdakı ifadələri yaza bilərik:

1) qabdakı mayenin *N* nöqtəsində yaratdığı mütləq təzyiq

$$P_N = P_0 + h\gamma \qquad \text{(II.62)}$$

2) 2 borucuqdakı mayenin *N* nöqtəsində yaratdığı mütləq təzyiq isə

$$P_N = P_a + h_i\gamma \qquad \text{(II.63)}$$

olacaqdır. P_a – atmosfer təzyiqidir.

N nöqtəsində bir təzyiq olduğundan (II. 62) və (II. 63)–ün müqayisəsindən yazmaq olar:

$$\gamma h_i = P_0 + \gamma h - P_a. \qquad \text{(II. 64)}$$

Deməli, γh_i izafi təzyiqdir. Bu təzyiqi P_i ilə işarə etsək,

$$P_i = P_N - P_a \qquad \text{(II. 65)}$$

$$h_i = \frac{P_N - P_a}{\gamma} = \frac{P_i}{\gamma}, \qquad \text{(II. 66)}$$

burada h_i – izafi təzyiqə uyğun olan pyezometrik hündürlük və ya izafi pyezometrik hündürlükdür. h_i sadəcə olaraq pyezometrik hündürlük adlanır.

Göründüyü kimi, pyezometrik hündürlük mütləq təzyiqlə atmosfer təzyiqinin fərqini xarakterizə edir.

(II. 63) və (II. 66) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, *1* və *2* borucuqlarındakı səviyyələrin fərqi P_a/γ olmalıdır.

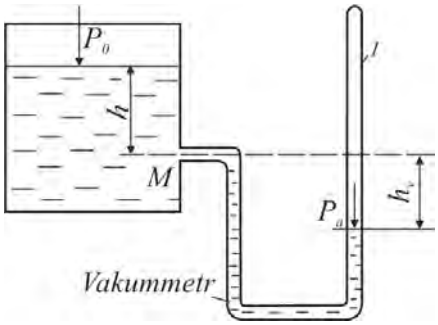
II. 8 şəklində maye yerləşən qabın ağzı açıq olsaydı (yəni $P_0 = P_a$ olduqda), (II. 62) və (II. 63) ifadəsindən $h_i = h$ alınardı. İzafi təzyiqi müəyyən edərkən göstərdik ki, verilmiş nöqtədə mütləq təzyiq atmosfer təzyiqindən böyükdür.

İndi qəbul edək ki, verilmiş nöqtədə mütləq təztyiq atmosfer təzyiqindən kiçikdir. Onda (II. 65) ifadəsinə əsasən izafi və ya manometrik təzyiq mənfi qiymət alır. Mənfi manometrik təzyiqə (daha doğrusu, mütləq təzyiqi atmosfer təzyiqinə qədər qaldırmaq üçün lazım olan təzyiqə) *vakuum təzyiqi* və ya *vakuum* deyilir.

Tutaq ki, sərbəst səthində təzyiqi P_0 olan qapalı qabda *M* nöqtəsindəki mütləq təzyiq atmosfer təzyiqindən kiçikdir, yəni $P_m<P_a$ (şəkil II. 9)

Aydındır ki, belə halda 1 boruda mayenin səviyyəsi *M* nöqtəsindən aşağı olacaqdır. *M* nöqtəsində qabdakı mayenin yaratdığı mütləq təzyiq

$$P_m = P_0 + h\gamma,$$



Şəkil II. 9

pyezometrdəki mayenin yaratdığı mütləq təzyiq isə

$$P_m = P_a - \gamma h_v \qquad \text{(II.67)}$$

Bu təzyiqlər bərabər olduğundan *M* nöqtəsində mütləq təzyiq (II. 67) ifadəsindən tapılır. Burada h_v – yə *vakuummetrik hündürlük* və ya *vakuum hündürlüyü* deyilir. Bu hündürlük *M* nöqtəsində atmosfer təzyiqi ilə mütləq təzyiqin fərqini xarakterizə edir, yəni

$$h_v = \frac{P_a - P_m}{\gamma}. \qquad \text{(II.68)}$$

Verilmiş nöqtədə vakuumu ölçmək üçün vakuummetrdən istifadə edilir (şəkil II. 9, U – şəkilli borucuq)

§7. MAYELƏRDƏ MƏNFİ TƏZYİQ

Mayelərdə vakuum təzyiqdən əlavə, mənfi təzyiq də mövcuddur. Mənfi təzyiq mayenin metastabil halında yaranır.

Təmiz qabdakı suyu atmosfer təzyiqində qaynama hadisəsi baş vermədən 100 ^oC- dən yüksək temperatura qədər qızdırmaq olar. Digər tərəfdən maye səthindəki təzyiqi doymuş buxar təzyiqindən aşağı saldıqda da əlavə istilik vermədən suyu çox qızdırmaq mümkündür. Bu, mayenin *"çox qızmış"* vəziyyətidir.

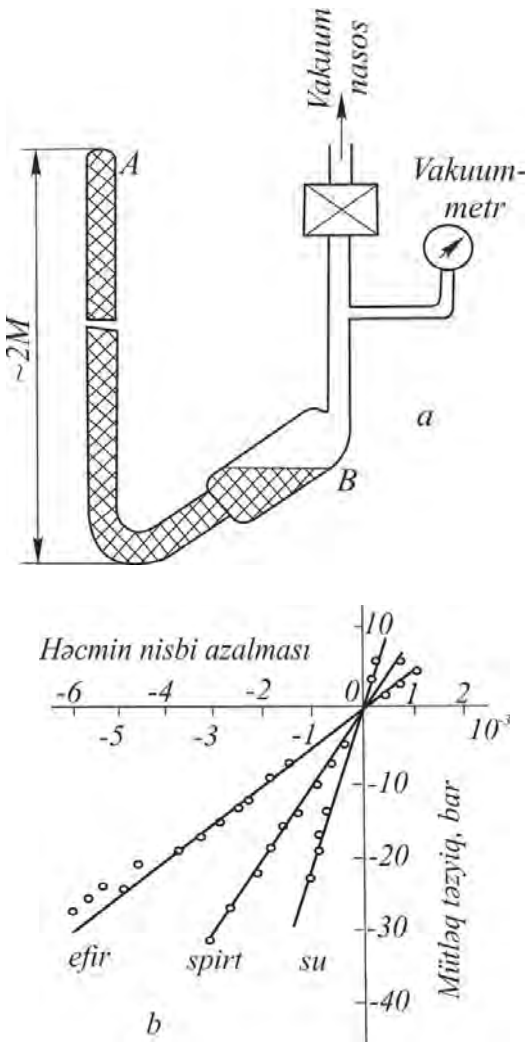
Suyu təmiz qaba töküb, onu donma hadisəsi baş verməmək şərtilə, 0 ^oC – dən bir neçə dərəcə alçaq temperaturadək soyuda bilərik. Bu halda su *"çox soyumuş"* vəziyyətdə olur.

Mayenin *"çox qızmış"* və *"çox soyumuş"* vəziyyəti *metastabil hal* adlanır. Qazlı mayenin həddindən çox qazla doymuş vəziyyəti (məsələn, titrəyiş və çalxalanma yaratmadan ehmalca qazlı maye butulkasının ağzını açdıqda) və ya bərk hissəciklərlə ifrat doymuş məhlulların vəziyyəti metastabil hala misal ola bilər.

Hansı şəkildə büruzə verməsinə baxmayaraq, metastabil vəziyyət ümumi xassəyə malikdir: digər fazanın rüşeymi əmələ gələn kimi məhlul ani olaraq metastabillik vəziyyətindən çıxır. Məsələn, "çox soyumuş" suya azacıq buz kristalları əlavə etdikdə onun buza çevrilməsi, "çox qızmış" suya isə kiçik ölçüdə qaz (məsələn, toz dənəsi suya düşdükdə) qabarcığı daxil etdikdə qaynaması baş verir.

1843-cü ildə Donni birinci dəfə göstərmişdir ki, maye daha bir metastabil halda ola bilər. Buna *mənfi təzyiq* və ya *hidrostatik dartılma* deyilir. Uzun tərəfi *A* ucunda lehimlənmiş, qısa tərəfi isə vakuum nasosla birləşdirilmiş U-şəkilli borudan ibarət qurğuda mənfi təzyiqin yaranmasını müşahidə etmək olar (şəkil II.10, *a*). Əgər uzun tərəfi maye ilə tam doldursaq (əvvəl onu üfüqi vəziyyətə əyib, sonra şaquli vəziyyətə gətirməklə),

onda qısa qolun sərbəst *B* səthinə düşən atmosfer təzyiqinin təsirindən maye uzun qolda saxlanılacaqdır. *B* nöqtəsində mütləq təzyiqi azaldıb sıfır qiymətinə yaxınlaşdırdıqda, uzun qoldakı boruda mayenin səviyyəsi *B* səviyyəsinədək azalacaqdır. Lakin uzun borudakı mayedə həll olmayan qazları çıxartmaqla mayedəki aktiv mərkəzlərdən (rüşeymlərdən) xilas olsaq, onda *B* nöqtəsində təzyiqin sıfra qədər kiçilməsində uzun boruda mayenin səviyyəsi dəyişməyəcəkdir. Bu şəraitdə B nöqtəsində təzyiq mütləq sıfır təzyiqindəki *AB* hündürlüyünə uyğun təzyiqin qiyməti qədər kiçik olacaqdır.



Şəkil II. 10

Borudakı mayeni lazımi qədər təmizləmək və aktiv rüşeymləri yox etmək üçün təcrübədə tədqiq olunan maye kimi vakuum şəraitində qazsızlaşdırılmış sulfat turşusundan istifadə etmək olar. Manometrin hündürlüyü 1.25 m olduğuna görə mənfi təzyiqin maksimum qiyməti 0.012 MPa-dan artıq olmur. Reynolds tərəfindən təkrar edilmiş həmin təcrübədə su ilə islanmış təmiz boru civə ilə doldurulmuşdur. Uzunluğu 2.5 m olan borudan istifadə etməklə Rerynolds 3 bar qiymətində mənfi təzyiq almışdır.

Fransız kimyaçısı Bertlo mənfi təzyiqin daha böyük qiymətini ala bilən yeni üsul təklif etmişdir. Şüşə kapillyar borunun bir ucu lehimlənib su ilə doldurduqdan sonra digər ucu da lehimlənmişdir. Bu zaman o çalışmışdır ki, borunun yuxarı hissəsində qalan qabarcıq çox kiçik olsun. Hər iki ucu lehimlənmiş kapillyar borunun tədricən qızdırılması nəticəsində su genişlənir, təzyiq yüksəlir və qaz qabarcıqları mayedə həll olaraq borunun tam həcmini tutur. Qızdırılma saxlandıqda borunun tədricən soyumasına baxmayaraq, su borunun tam həcmini doldurulmuş vəziyyətdə saxlayır. Soyuma prosesində sıxılma əvəzinə su kapillyarın divarına yapışaraq, orada xeyli böyük mənfi təzyiq yaradır. Nəhayət, suyun parçalanması baş verdiyi anda qaz qabarcıqlarının yaranması ilə gözlənilmədən bərk şaqqıltılı səs əmələ gəlir. Bu üsulla mənfi təzyiqin ilkin qiymətləri 10...15 MPa arasında dəyişir.

Fransız alimi Mayer də mənfi təzyiqin öyrənilməsi ilə məşğul olmuşdur. O, ilk dəfə üç mayenin (su, spirt və efir) dartılmasını ölçmüşdür

(şəkil II.10. *b*). Göründüyü kimi, mənfi təzyiq sahəsində dartılma 1/*VdV*/*dP*-yə bərabər olub, praktiki cəhətdən kiçik müsbət təzyiqlərdəki sıxılma ilə üst-üstə düşür.

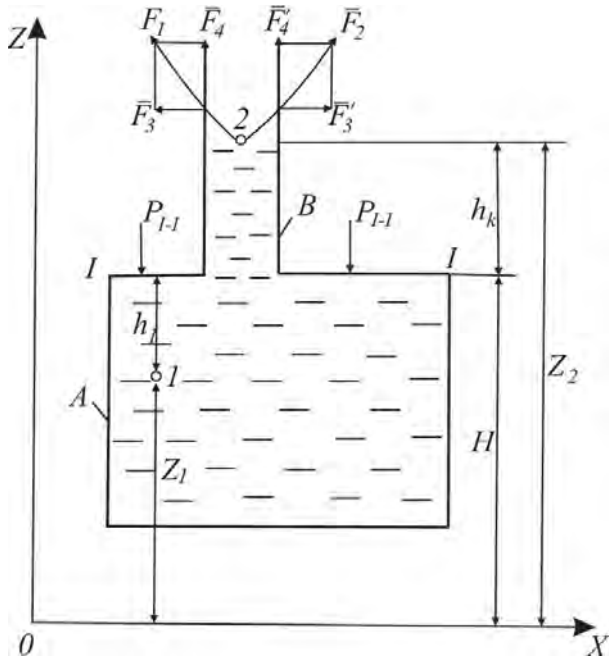
Mayeləri güclü ultrasəs rəqsləri ilə həyəcanlandırıb onlarda qısa müddətli mənfi təzyiq yaratmaq mümkündür.

Kiçik qiymətli mənfi təzyiqə vaxtaşırı adi mühəndis qurğularında, məsələn, dayaq yastıqlarının yağ borusunda, məcburi intiqallı hidravlik nasosların giriş dəliyində, su dövranı sistemində, kavitasiya yerlərində və s. təsadüf edilir. Lakin bu qurğularda mənfi təzyiq əvvəlcədən gözlənilmir. Odur ki, onlardan mənfi təzyiqin alınması üçün istifadə etmək mümkün deyildir.

Lakin təbiət daha böyük ixtiraçıdır. Son zamanlar ağac şirəsinin mənfi təzyiq altında gövdə boyunca qalxmasını sübut edən çoxlu faktlar mövcuddur. Məlumdur ki, ağac şirəsinin yarpaqların məsamələri ilə buxarlanmasında yarpaqların kapillyarlarında böyük cazibə qüvvəsi yarana bilər. Əgər mənfi təzyiqin koməyi ilə onları kötüklərə gətirmək mümkün olsaydı, şirə 100 metirlik Sekvoyya (Şimali Amerika) ağacının təpəsinə qalxa bilərdi.

Təbiətdə mənfi təzyiqin mövcud olmasına baxmayaraq, acınacaqlı haldır ki, insanlar ondan praktiki cəhətdən hələ indiyədək tam istifadə edə bilmirlər. Təsadüfü deyildir ki, bataqlıqlardan və susuz meşələrdən keçərkən susuzluqdan nə qədər adam məhv olmuşdur. Halbuki ağacların kapillyarları içmək üçün yararlı, lakin "əlçatmaz" şirə ilə dolu vəziyyətdədir. Bəlkə də elə bir gün gələcək ki, bunun üçün xüsusi *"mənfi təzyiq şprisi"* yaradilacaqdir.

İrriqasiya sistemləri üçün mənfi təzyiqdən istifadə edilməsi daha prespektivlidir. Adi irriqasiya qurğularında suyun yarpaqdan buxarlanması və bitkilərdən izafi nəmliyin ayrılması xeyli su itkisinə səbəb olur. Əgər suyu yeraltı məsaməli borular sistemi vasitəsilə mənfi təzyiqə nəzarət etməklə vura bilsəydik, onda bitkilər borulardan lazımi qədər su sora bilərdi və beləliklə də, su itkisi tamamilə aradan qalxardı. Mənfi təzyiqin yaranmasına aid aşağıdakı misalı nəzərdən keçirək:



Şəkil II. 11

Tutaq ki, su ilə dolu *A* qabına onunla islanan kapillyar *B* borusu salınmışdır (şəkil II. 11). Boru divarındakı hissəciyin meniskə göstərdiyi $\bar{F}_1$ və $\bar{F}_2$ təsir qüvvələrini uyğun toplananlarına ayıraq:

$$\overline{F}_1 = \overline{F}_3 + \overline{F}_4; \quad \overline{F}_2 = \overline{F'}_3 + \overline{F'_4};$$

$$\overline{F}_3 = -\overline{F'_3}; \quad \overline{F'_3} = \overline{F}_3 = 0;$$

$$\overline{F_4} + \overline{F'_4} = \overline{F}.$$

Beləliklə, menisk müəyyən $\overline{F}$ qaldırıcı qüvvəyə malikdir. $F/S_m=P_k$ kapillyar təzyiqdir (S_m – meniskin səthidir). Digər tərəfdən $F = h_k\gamma S_m$. Qabdakı mayenin *1* nöqtəsində hidrostatik təzyiq

$$P_1 = P_{I-I} + (H - Z_1) = P_{I-I} + h_1\gamma$$

Meniskin səthindəki 2 nöqtəsi üçün

$$P_2 = P_{I-I} - (Z_2 - H)\gamma.$$

$P_{I-I} = 0$ olsa,

$$P_2 = -(Z_2 - H)\gamma = -h_k\gamma.$$

Deməli, 2 nöqtəsindəki maye hissəciyinə mənfi hidrostatik təzyiq təsir etməklə o dartılır. 2 nöqtəsi qabdakı mayenin səviyyəsinə yaxınlaşdıqca onun dartılması da azalır və nəhayət, *I–I* vəziyyətində sıfra bərabər olur.

I–I səviyyəsində təzyiq atmosfer təzyiqinə bərabər olsaydı, onda 2 nöqtəsindəki təzyiq h_k«10 m qiymətinədək mənfi olmayacaqdır. $h_k > 10$ m olduqda isə mənfi təzyiq yaranacaqdır. Lakin kapillyarın diametrindən asılı olaraq h_k-nın qiyməti 10 metrdən artıq olur ki, bu halda mənfi təzyiq yaranır.

Belə vəziyyətdə suya dartıcı və ya sıxıcı gərginliyi qəbul edib sükunət halında toxunan gərginliyə müqavimət göstərə bilən maye kimi baxılmalıdır. Onda Paskal qanunu da belə ifadə edilməlidir:*"Suyun hər bir hissəciyi bütün istiqamətlərdə eyni təzyiqə və ya dartılmaya məruz qalır"*.

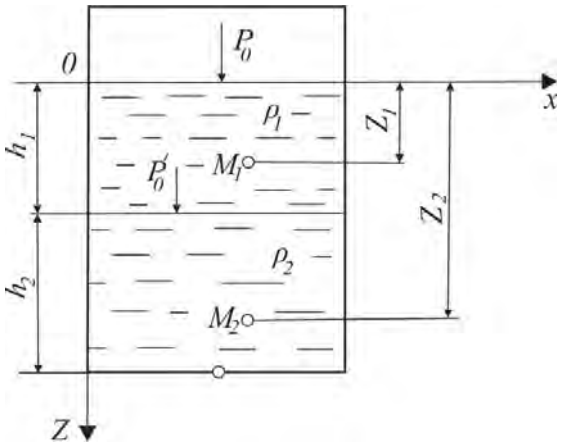
§8. QEYRİ-BİRCİNSLİ MAYELƏRDƏ HİDROSTATİK TƏZYİQİN PAYLANMASI

Tutaq ki, hər hansı qapalı qabda sıxlığı ρ_1 və ρ_2, hündürlüyü isə h_1 və h_2 olan iki maye yerləşir (şəkil II. 12). Qəbul edək ki, $\rho_1<\rho_2$, eyni zamanda $\gamma_1<\gamma_2$. Bu mayelərdə hidrostatik təzyiqin paylanmasını tapmaq üçün (II.49) şərtindən istifadə edə bilərik. M_1 nöqtəsində mütləq təzyiq

$$P_m = P_0 + Z_1\gamma_1, \qquad \text{(II. 69)}$$

M_2 nöqtəsində isə

$$P_{m_2} = P'_0 + (Z_2 - h_1)\gamma_2, \qquad \text{(II. 70)}$$



Şəkil II. 12

burada P_0, P'_0– birinci və ikinci mayenin səthindəki təzyiqdir. P'_0-ı tapmaq üçün (II. 69) tənliyində $Z_1 = h_1$ götürmək kifayətdir, yəni $P'_0 = P_0 + h_1\gamma$ M_2 nöqtəsindəki təzyiq

$$P_{M_2} = P_0 + h_1\gamma_1 + \gamma_2\left(Z_2 - h_1\right) \qquad \text{(II. 71)}$$

olar. Beləliklə, birinci və ikinci mayenin daxilindəki təzyiqlərin paylanma tənliklərini (II. 69 və II. 71) alarıq.

(II. 71) ifadəsində $Z_2 = h_1 + h_2$ götürsək, qabın dibinə düşən P_D mütləq təzyiq

$$P_D = P_0 + h_1\gamma_1 + \gamma_2\left(h_1 + h_2 - h_1\right) = P_0 + h_1\gamma_1 + h_2\gamma_2. \qquad \text{(II. 72)}$$

$\rho_1<\rho_2$ halında da yuxarıda aldığımız düsturlar öz qüvvəsində qalır. Lakin müvazinətin dayanıqlığı haqqında mülahizə yürütmək lazımdır.

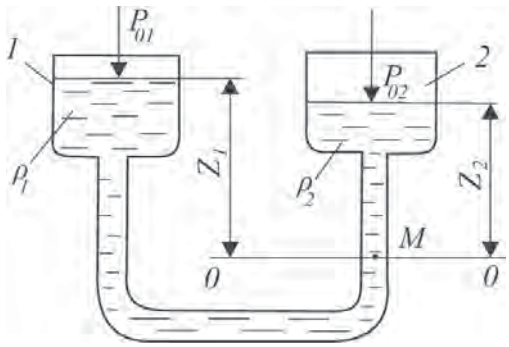
Məlumdur ki, tutduğu müvazinət vəziyyətində sistemə sonsuz kiçik yerdəyişmə verdikdən sonra o öz əvvəlki vəziyyətinə qayıtmağa çalışırsa, buna *dayanıqlı müvazinət vəziyyəti* deyilir. Əks halda müvazinət vəziyyəti dayanıqsız sayılır. Əgər sistemə sonsuz kiçik yerdəyişmə verdikdə o öz müvazinətini pozmursa, buna *etinasız müvazinət vəziyyəti* deyilir.

$\rho_1>\rho_2$ halında mayelərin müvazinət vəziyyəti dayanıqsızdır. Çünki sıxlığı ρ_1 olan maye hissəciklərinin yerini çox az dəyişib, ρ_2 sıxlıqlı mayenin içərisinə salsaq, bu hissəciklərə təsir edən ağırlıq qüvvəsi hissəcikləri qabın dibinə yığacaq və deməli, sistem öz müvazinət vəziyyətindən çıxacaqdır. $\rho_1<\rho_2$ halında isə müvazinət vəziyyəti dayanaqlı olacaqdır. Deməli, ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında sıxılmayan mayenin müvazinət vəziyyətinin dayanıqlı olması üçün dərinlik artdıqca mühitin sıxlığı artmalı və ya sabit qalmalıdır:

$$\frac{\partial\rho}{\partial z} \geq 0. \qquad \text{(II.73)}$$

§9. BİRLƏŞMİŞ QABLAR QANUNU

Tutaq ki, ağzı açıq iki birləşmiş qab 1 və 2 sıxlığı ρ_1 və ρ_2 olan maye ilə doldurulmuşdur (şəkil II.13). 0–0 müqayisə müstəvisini mayelərin ayrıc sərhədində seçək və mayenin bu müstəvi üzərində yerləşən M nöqtəsinin müvazinətinə baxaq. M nöqtəsini əvvəlcə sağ, sonra isə sol qaba aid edib, həmin nöqtədəki hidrostatik təzyiqi hesablayaq:



Şəkil II. 13

$$P_M^{(1)} = P_{01} + \gamma_1 Z_1 \qquad \text{(II.74)}$$

$$P_M^{(2)} = P_{02} + \gamma_2 Z_2 \qquad \text{(II.75)}$$

M nöqtəsi üçün $P_M^{(1)} = P_M^{(2)}$

$$P_{01} + \gamma_1 Z_1 = P_{02} + \gamma_2 Z_2, \qquad \text{(II.76)}$$

burdan $Z_1 = Z_2$ halı üçün $P_{01} = P_{02}$; $\gamma_1 = \gamma_2$ olmalıdır.

Deməli, bircinsli maye ilə doldurulan açıq və qapalı birləşmiş qablarda (sərbəst səviyyədəki təzyiqlər eyni olanda) ölçü və formalarından asılı olmayaraq səviyyələr eyni qalır. Suölçən şüşə boru vasitəsilə qapalı qablarda maye səviyyəsini ölçəndə bu prinsip əsas götürülür.

Tutaq ki, birləşmiş qablar qarışmayan mayelərlə (məsələn, sağ qol sıxlığı ρ_2, sol qol isə sıxlığı ρ_1 olan maye ilə) doldurulmuşdur. $P_{01}=P_{02}=P_a$ halı üçün (II. 76) ifadəsi aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$P_a + \gamma_1 Z_1 = P_a + \gamma_2 Z_2; \qquad \text{(II.77)}$$

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}, \qquad \text{(II.78)}$$

yəni sərbəst səthində təzyiq eyni olan birləşmiş qablarda müxtəlif sıxlıqlı mayelərin səviyyələrinin ayrıc sərhədindən hesablanan hündürlükləri nisbəti onların sıxlığının nisbətilə tərs mütənasibdir.

Birləşmiş qapalı qablarda bircinsli mayelərin sərbəst səviyyələrində təzyiqlər müxtəlif, məsələn sağ qolda P_{02} , sol qolda isə P_{01} olduqda (II. 76) ifadəsi belə yazılır:

$$P_{01} + \gamma Z_1 = P_{02} - \gamma Z_2, \qquad \text{(II.79)}$$

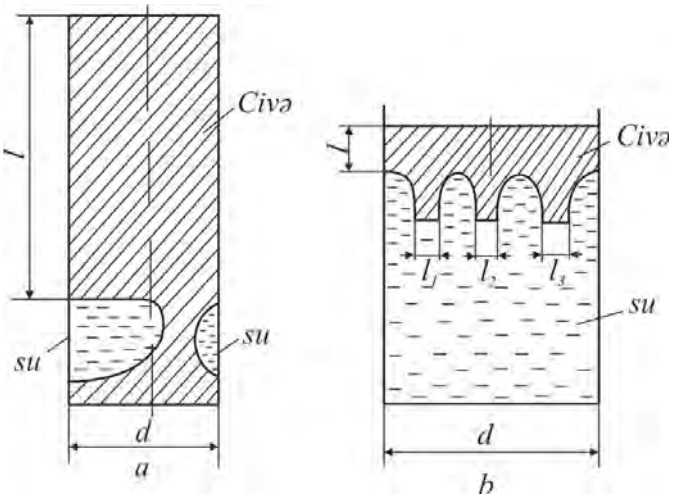
buradan qollardakı səviyyələrin fərqi

$$Z_1 - Z_2 = \frac{P_{02} - P_{01}}{\gamma} \qquad \text{(II. 80)}$$

olur. Bu tənlik diferensial manometrlər vasitəsilə müxtəlif nöqtələr arasındakı təzyiqlər fərqini və verilmiş nöqtədəki təzyiqi ölçmək üçün işlədilir.

Məlumdur ki, Panama kanalının müxtəlif tərəflərində Sakit və Atlantik okeanlarının səviyyələri müxtəlifdir. İlin quraq aylarında səviyyələr fərqi az, yağmurlu aylarında isə 30 sm-ə çatır. Bu, Sakit okeanda suyun duzluluğu hesabına onun sıxlığının çox olması ilə əlaqədardır.

Sıxlığı kəskin dəyişən və üst-üstə yerləşən maye qatları sisteminin müvazinəti bəzi xüsusiyyətlərə malikdir. Tutaq ki, sıxlığı çox böyük olan maye qatı (məsələn, civə) sıxlığı az olan maye səthi (məsələn, su) üzərində yerləşir (şəkil II.14,*a*). Aydındır ki, bu müvazinət dayanıqlı olmayacaq və təsadüfi asimmetrikliyin təsirindən asanlıqla pozulacaqdır. $l \gg d$ halında əvvəlcə civə ilə suyun təmas səthində ucu suya yönəlmiş civə təpəciyi yaranacaq, sonra bu təpəcik qıf şəklini alacaq və civə aşağıya axmağa başlayacaqdır. $l \ll d$ halında civə bir yerdən deyil, istənilən yerdən axır. Bu zaman başlanğıc axma sürəti zamandan asılı olaraq azalır.

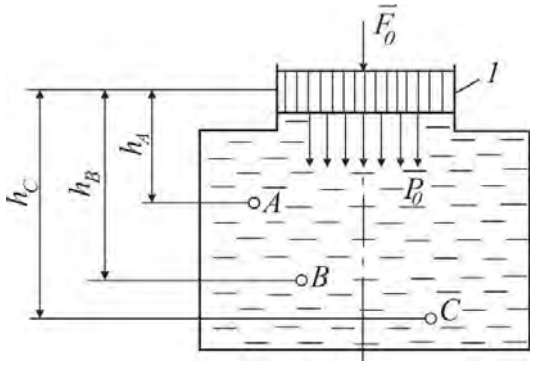


Şəkil II. 14

Civə qatının kiçik qiymətlərində isə eyni ölçülü (l_1=l_2=l_3) çoxlu şırnaqlar yaranır (şəkil II.14,*b*). Bu hadisə müəyyən şəraitdə sualtı partlayışlarda müşahidə olunur. Partlayışdan sonra suyun hamar səthində fəvvarələr qrupu meydana çıxır.

§10. PASKAL QANUNU

Hidrostatikanın (II.60) əsas tənliyindən görünür ki, xarici P_0 təzyiqin istənilən qiymətdə artımı mayenin daxilindəki istənilən nöqtədəki tam hidrostatik təzyiqin qiymətini bir o qədər artırır. Bu hadisə hidravlikada Paskal* qanunu adlanır. Paskal qanunu belə ifadə olunur: sükunətdə olan sıxılmayan mayenin sərbəst səthinə təsir edən xarici təzyiq maye daxilindəki bütün nöqtələrə bütün istiqamətlərdə bərabər qiymətdə ötürülür.

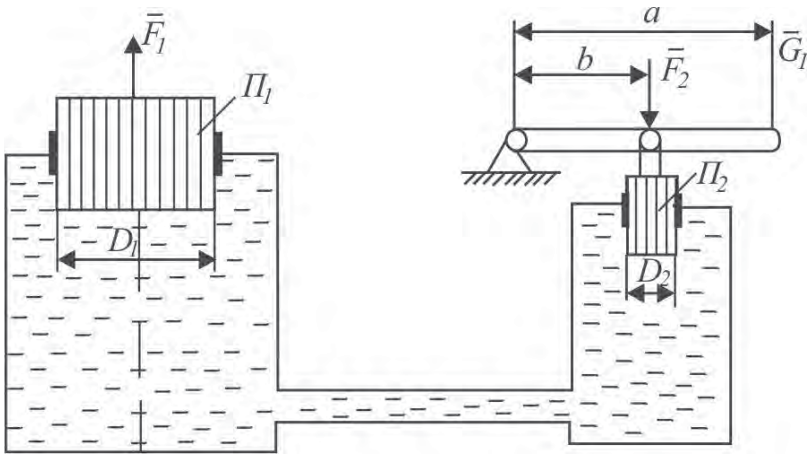


Şəkil II. 15

Paskal qanununun hidrostatik təzyiqin paylanma epüründə aydın nəzərə çarpır. Sərbəst səthə təsir edən P_0 təzyiqi maye hissəciklərinin tam təzyiqlərini özünə bərabər qiymətdə artırır. Tutaq ki, müvazinət vəziyyətində yerləşən mayenin sərbəst səthinə porşenlə (1), F_0 qüvvəsi ilə təsir edilir (şəkil II.15). Onda maye P_0=F_0/S_n (S_n– porşenin en kəsik sahəsidir) təzyiqi ötürüləcəkdir. (II.60) tənliyinə əsasən maye daxilində istənilən *A, B, C* nöqtələrindəki mütləq hidrostatik təzyiqlərin qiyməti aşağıdakı ifadələrdən tapılır:

$$P_A = P_0 + h_A\gamma; \quad P_B = P_0 + h_B\gamma; \quad P_C = P_0 + h_C\gamma.$$

* *Plez Paskal* (1623-1662) – *məşhur fransız riyaziyyatçısı, fiziki və filosofu.*



Şəkil II. 16

Paskal qanununun texnikada tətbiqi ilə əlaqədar hidravlik presin işini nəzərdən keçirək (şəkil II.16). Tutaq ki, diametri D_2 (sahəsi S_2) olan Π_2 porşeninə F_2 qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvənin mayeyə ötürdüyü təzyiq $P=F_2/S_2$ olacaq və qapalı qabda eynilə porşenin alt sahəsinə ötürüləcəkdir. P təzyiqinin təsiri ilə Π_1 porşeninə təsir edən F_1 qüvvəsi isə $F_1=P\cdot S_1$ ($S_1-\Pi_1$ porşeninin en kəsik sahəsidir) olacaqdır. Beləliklə,

$$F_2/S_2 = F_1/S_1 = P; \quad F_1 = F_2\frac{S_1}{S_2}$$

yazıla bilər. Deməli, F_1 qüvvəsinin qiyməti S_1/S_2 nisbəti dəfə artır. $G_1a=F_2b$ moment tənliyinə əsasən $F_2 = G_1\frac{a}{b}$. Onda

$$F_1 = G\frac{a}{b}\frac{S_1}{S_2}.$$

Göründüyü kimi, G_1 qüvvəsinin kiçik qiymətlərində belə a və b, S_1 və S_2 ölçülərindən asılı olaraq F_1 qüvvəsinin istənilən böyük qiymətini ala bilərik.

§11. AĞIRLIQ QÜVVƏSİNİN TƏSİRİ ALTINDA İDEAL QAZIN MÜVAZİNƏTİ

Mendeleyev – Klapeyron tənliyinə tabe olan qazlar ideal qazlar adlanır. Belə qazın hal tənliyini $P = \rho RT$ şəklində götürmək olar. İdeal qazın ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında müvazinət halını öyrənmək üçün (II.45) ifadəsindən istifadə edək və ρ-nun əvəzində $\rho = \frac{P}{RT}$-ni yazaq. Onda aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\frac{dP}{P} = -g\frac{dZ}{RT}. \qquad \text{(II.81)}$$

$Z = Z_0$ olanda $P = P_0$ şərtini nəzərə almaqla bu tənliyi inteqrallayaq:

$$P = P_0 e^{-\int_{Z_0}^{Z} g\frac{dZ}{RT}} \qquad \text{(II.82)}$$

Bu tənlik barometrik düstur adlanır. Aydındır ki, temperatur hündürlükdən asılı olaraq dəyişir. Ona görə də həmin düsturun şəkli *T=T(Z)* funksiyasından asılı olur.

T = const olduqda, yəni izotermik şərait və ya atmosfer üçün (II. 82) düsturu aşağıdakı kimi yazılır:

$$P = P_0 e^{-\frac{g(Z-Z_0)}{RT}}. \qquad \text{(II. 83)}$$

Deməli, izotermik atmosferin $P=P_0$ hündürlüyü sonsuzluğa bərabərdir.

Müəyyən edilmişdir ki, 11 km-dək hündürlüklərdə atmosfer temperaturu xətti qanunla dəyişir:

$$T = T_0 - \frac{\delta}{100} Z, \qquad \text{(II. 84)}$$

burada $Z_0 = 0$ olduqda T_0 – mütləq temperatur, 288 ^{o}K; δ – hər 100 m hündürlüyə düşən temperatur düşküsüdür (δ = 0.65 K/100 m götürülə bilər).

$Z_0 = 0$ üçün (II. 84)-ü nəzərə almaqla (II. 82) ifadəsini inteqrallasaq,

$$P = P_0 \left(1 - \frac{\delta Z}{100 T_0}\right)^{\frac{g \cdot 100}{R\delta}} \qquad \text{(II. 85)}$$

alarıq. $P = 0$ şərtinə uyğun atmosferin *h* hündürlüyü

$$h = \frac{100 T_0}{\delta} = \frac{100 \cdot 288}{0,65} \approx 44 \text{ km.}$$

olur. Deməli, (II.84) asılılığı bütün atmosfer qatı üçün yararlı ola bilməz.

Barometrik tənliyə bu qayda ilə düzəliş verməklə atmosfer təzyiqinə görə bu təzyiqin aid olduğu nöqtənin yerdən olan məsafəsini tapmaq mümkündür. Təyyarələrdə işlədilən altimetrlər və barometr-aneroidlər bu prinsipdə düzəldilmişdir. Onların şkalasında təzyiq əvəzinə hündürlüklər verilmişdir. Buna *barometrik nivelirləmə* deyilir.

Erlift və qazlift quyularında işçi təzyiqə əsasən başmaq təzyiqini, qaz quyularında isə bufer təzyiqinə əsasən quyudibi təzyiqi qiymətləndirmək üçün barometrik düsturdan istifadə etmək olar*.

§12. BAROMETRİK PAYLANMA

Molekulların qüvvə sahəsində paylanma qanununu öyrənmək üçün tutaq ki, molekulun verilmiş nöqtədə potensial enerjisi *П*-dir. Qüvvə sahəsinin bu nöqtəsindəki molekulların konsentrasiyasının (*n*)

* *Kompressor üsulu ilə istismar edilən quyulardan mayenin yer üzərinə çıxarılması quyuya təzyiq altında (buna işçi təzyiq deyilir) vurulan qazın (işçi agentin) hesabına baş verir. İşçi agent hava olduqda – erlift, qaz olduqda isə qazlift adlanır.*

potensial enerjisi sıfıra bərabər olan qüvvə sahəsindəki molekulların konsentrasiyasına (n_0) nisbətinə molekulun verilmiş nöqtədə yerləşmə ehtimalı deyilir:

$$e = \frac{n}{n_0} \qquad \text{(II. 86)}$$

Molekulun yerləşmə ehtimalı onun bu nöqtədə potensial enerjisindən və qazın temperaturundan asılıdır. Potensial enerji Π artdıqca molekulun bir nöqtədə yerləşmə ehtimalı da azalır. Temperatur yüksəldikcə molekulların daha bərabər paylanma və qabın bu nöqtəsində yerləşmə ehtimalı artır. Molekulun potensial enerjisinin Π onun istilik hərəkətindən yaranan enerjisinin orta qiymətinə nisbətini $\Pi/KT=x$ ilə işarə edək ($E=KT$, burada K – Bolsman sabiti, Coul/K; T – mütləq temperaturdur). Onda enerjisi məlum molekulun tapılma ehtimalı x-dan asılı funksiya ilə ifadə ediləcəkdir:

$$e = f(x) \qquad \text{(II. 87)}$$

Hər hansı $h = h_1 + h_2$ hündürlüyündə yerləşən molekulun potensial enerjisi $\ddot{I} = \ddot{I}_1 + \ddot{I}_2$. Onda $x_1 = \frac{\Pi_1}{KT}; x_2 = \frac{\Pi_2}{KT}; x = \frac{\Pi}{KT}$. Deməli, $\frac{\ddot{I}}{KT} = \frac{\ddot{I}_1}{KT} + \frac{\ddot{I}_2}{KT} = x_1 + x_2$ ehtimalı isə $f(x) = f(x_1 + x_2)$.

Ehtimal nəzəriyyəsinə görə, iki asılı olmayan hadisədən ibarət mürəkkəb hadisənin ehtimalı ayrılıqda hər bur hadisənin ehtimallarının vurma hasilinə bərabərdir:

$$e = e_1 \cdot e_2;$$

$$f(x_1 + x_2) = f(x_1) \cdot f(x_2). \qquad \text{(II. 88)}$$

Təkcə üstlü funksiyalar (II. 88) ifadəsini ödəyə bilər:

$$f(x) = a^{-\alpha x}. \qquad \text{(II. 89)}$$

Bunu yoxlamaq üçün üstlü funksiyaların xassəsindən istifadə edək:

$$a^{-\alpha(x_1+x_2)} = a^{-\alpha x_1} \cdot a^{-\alpha x_2}, \qquad \text{(II. 90)}$$

a əsasını ixtiyari olaraq $a>1$ götürə bilərik. Bu ancaq a əmsalının qiymətinə təsir edər. Adətən, a əsası üçün natural loqarifmin əsası sayılan e=2.71828 seçilir. Onda $a=e$, $\alpha=1$.

Beləliklə, potensial enerjisi Π olan nöqtədə molekulun yerləşmə ehtimalı

$$e = \exp\left(-\frac{\ddot{I}}{KT}\right). \qquad \text{(II. 91)}$$

(II. 91) ifadəsindəki mənfi işarəsi aşağıdakı mülahizələrdən irəli gəlir. Yuxarıda qeyd etmişdik ki, verilmiş nöqtədə potensial enerji artdıqca molekulun həmin nöqtədə yerləşmə ehtimalı da bir o qədər azalır. Beləliklə, axtarılan ehtimal azalan funksiyasıdır.

Lakin $a>1$ əsasında üstlü funksiya o zaman azalan olur ki, onun üstü mənfi işarəli ədəd olsun.

(II.86) ilə (II.91) ifadələrinin müqayisəsindən molekulların konsentrasiyası üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$n = n_0 e^{-\Pi/KT}. \qquad \text{(II. 92)}$$

Uyğun olaraq qazın sıxlığı üçün

$$\rho = \rho_0 e^{-\Pi/KT}, \qquad \text{(II. 93)}$$

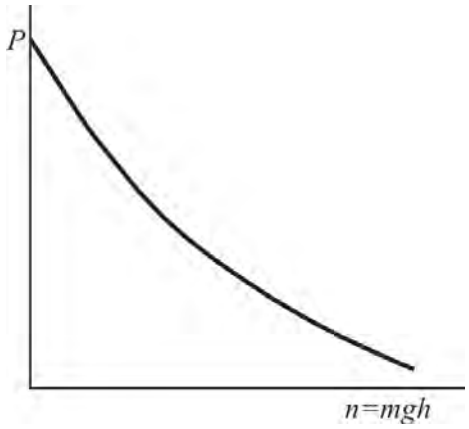
Təzyiq üçün isə

$$P = P_0 e^{-\Pi/KT} \qquad \text{(II. 94)}$$

ifadəsini yaza bilərik. Əgər Yerin və ya başqa planetin ağırlıq qüvvəsi sahəsində molekulların yerləşməsinə baxılsa, onda $h<<R$ (R – planetin radiusudur), $\Pi=m_0gh$ (m_0– molekulun kütləsi, g– sərbəst düşmə təcili, h – planetin səthindən olan məsafədir) qəbul etmək olar. Belə halda təzyiq

$$P = P_0 e^{-\frac{m_0 gh}{KT}} \qquad \text{(II. 95)}$$

alınar. Bu ifadənin qrafiki II.17 şəkilində verilmişdir. Bu, *barometrik paylanma* adlanır.



Şəkil II. 17

Anoloji olaraq qazın sıxlığı üçün

$$\rho = \rho_0 e^{-m_0 g\, h/KT}. \qquad \text{(II. 96)}$$

Bu nəticə yerin atmosferi üçün aparılan təcrübə məlumatları ilə uzlaşır.

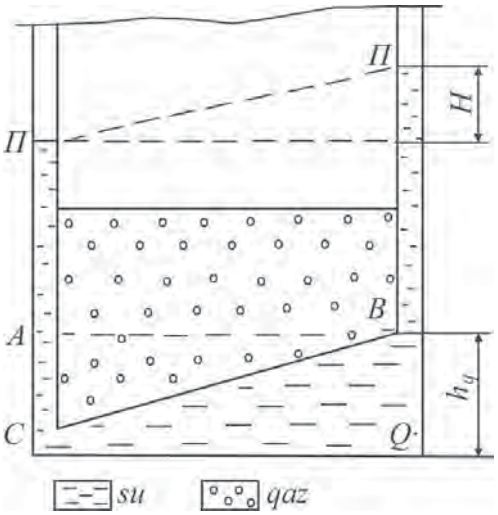
Ayda atmosferin yoxluğu, Marsda isə hədsiz seyrək olması məhz barometrik paylanma ilə izah edilir. Bu səma cisimlərinin kütləsi kiçik olduğu üçün onlarda cazibə sahəsi Yerə nisbətən zəifdir. Məsələn, Ayda ağırlıq qüvvəsi Yerə nisbətən 6, Marsda isə 26 dəfə kiçikdir.

§13. LAYDA SUYUN TƏZYİQLƏR FƏRQİ NƏTİCƏSİNDƏ QAZ VƏ NEFTİN YERDƏYİŞMƏSİ

II. 18 şəklində yataqda qaz və su layı göstərilmişdir. Sulu hissənin təzyiqi *П–П* pyezometrik müstəvisi ilə ifadə olunur. Yatağın işlənməsindən əvvəl qaz və su layda hərəkətsiz olduğuna görə onların yerdəyişməsi də hidrostatik təzyiq altında baş verir.

Təbiidir ki, sulu hissədə pyezometrik səviyyə üfüqi olmadığı üçün layda qazlı hissənin yeri dəyişmiş, su-qaz kontaktı üfüqi vəziyyətdən *C – B* maili vəziyyəti almışdır.

A – B üfüqi müstəvidə qaz layının təzyiqi sabitdir, yəni $P_A = P_B$ *B* və *Q* nöqtələrindəki, təzyiqi P_B və P_Q ilə işarə etsək, aşağıdakı şərti yaza bilərik:



Şəkil II. 18

$$P_A = P_C - h_q\,\gamma_q;\ P_B = P_q - h_q\,\gamma_S$$

burada γ_Q, γ_S qaz və suyun xüsusi çəkiləridir.

$$P_C - h_q\,\gamma_q = P_q - h_q\,\gamma_S \qquad h_q = \frac{P_C - P_Q}{\gamma_q - \gamma_S} \qquad \text{(II. 97)}$$

Deməli, mədən şəraitində P_C və P_Q təyin etməklə h_q qiymətini tapmaq mümkündür. $P_C = P_Q$ olduqda $h_q = 0$. Bu halda qaz və su kontaktı üfüqi xətt olacaqdır. Lay boyunca suyun sıxlığı eyni olduqda $P_C – P_Q = H\gamma_S$.

Bu halda (II. 97) tənliyinin şəkli dəyişər:

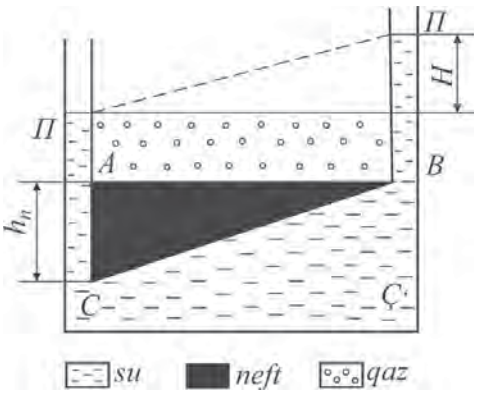
$$h_q = \frac{H\gamma_S}{\gamma_S - \gamma_q} \qquad \text{(II. 98)}$$

Eyni qayda ilə layda neftli hissənin yerdəyişməsindən əvvəl neft-su kontaktı üfüqi vəziyyətdə olduğu halda sulu hissədə $\Delta P = H\gamma_s$ təzyiqlər fərqi yarandıqda yerini dəyişir (şəkil II.19). Neft-su kontaktı *C – B* mail müstəvi vəziyyətini alır. Bu halda $P_A = P_B$, digər tərəfdən

$$P_A = P_C - h_n\,\gamma_n;\ P_B = P_Ç - h_n\,\gamma_S;$$

$$P_C - h_n\,\gamma_n = P_Ç - h_n\,\gamma_S \qquad \text{(II.99)}$$

$$h_n = P_Ç - P_C/\gamma_S - \gamma_n \qquad \text{(II. 100)}$$



Şəkil II. 19

(II.99) ifadəsindən görünür ki, $P_Ç = P_C$ olduqda, $\Delta P = 0$ və $h_n = 0$, yəni su-neft

kontaktı üfüqi vəziyyətdədir. Bu halda da $\gamma_S = const$ şərtində

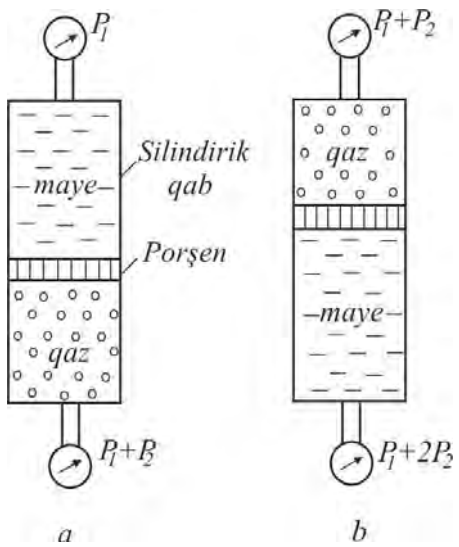
$$h_H = \frac{H\gamma_S}{\gamma_S - \gamma_n} \qquad \text{(II. 101)}$$

Qiymətləndirici hesablamalar göstərir ki, əgər qazın təzyiqi 10 MPa-dan çox, suyun statik səviyyələr fərqi H = 10 m-dirsə, onda layda qazlı hissənin yerdəyişməsi h = 1 m və daha çox ola bilir. Əgər qəbul etsək ki, suyun sıxlığı 1.2 q/sm^3 (kolloidlə doymuş su), neftinki isə 0.7 q/sm^3-dir, onda sulu hissədə lay təzyiqinin 0.01 MPa azalması neftli hissənin 2 m yerdəyişməsinə səbəb olacaqdır. Əgər layda sıxlığı 1.0 q/sm^3 olan sulu hissə sıxlığı 0.90 q/sm^3 olan neftli hissə ilə bir yerdədirsə, onda suyun statik səviyyəsinin 1m azalması neftli hissəsinin 10 m yerdəyişməsinə uyğun gələcəkdir. Deməli, suyun eyni təzyiqlər fərqində neftli hissənin yerdəyişməsi qaza nisbətən çox olur.

§14. SEQREQASİYA EFFEKTİ

Neft-mədən praktikasında bir çox texnoloji proseslərdə maye və qazın hərəkətində, həmçinin statik vəziyyətində qaz mayedən ayrılır. Bununla da texnoloji proseslərin göstəriciləri dəyişir. Məsələn, statik vəziyyətdə (istismar quyusunun və ya qazılan quyunun ağzı bağlandıqda) qazın mayedən ayrılıb öz xüsusi çəkisinə görə paylanması nəticəsində sistemin qaz yığılan yerində (quyu ağzında) təzyiqin yüksəlməsi müşahidə olunur.

Fərz edək ki, silindrin üst hissəsində yerləşən maye alt hissədə yerləşən qazdan porşenlə (sürtünmə yoxdur) ayrılır (şəkil II.20,*a*). Qazın çəkisi yox dərəcəsində az, maye isə sıxılmayandır. Sistemin belə vəziyyətinə uyğun olaraq üstdəki təzyiq P_1, altdakı (qazın) təzyiq isə P_1+P_2 olacaqdır (P_2 – maye sütununun təzyiqidir). Silindri 180° çevirək ki, qaz üstdə, maye isə altda qalsın (şəkil II.20,*b*). Bu halda maye sıxılmayan olduğu üçün porşenin vəziyyəti dəyişməyəcək və qaz əvvəlki həcmini saxlamayacaq.



Şəkil II. 20

Göründüyü kimi, fazaların yerini dəyişdirməklə silindrin üst və alt oturacağındakı təzyiqlərin qiyməti də dəyişir. Lakin hər iki halda təzyiqlər fərqi sabit qalıb, maye sütununun P_2 təzyiqinə bərabər olur.

İstismar edilən və qazılan quyuların ağzını bağladıqda bufer təzyiqinin artması təcrübədə baş verən bu hadisə ilə izah edilə bilər. Quyudibi zonada yüksək təzyiq altındakı qaz lülə ilə yuxarı qalxdıqca quyu ağzındakı təzyiqi yüksəltməklə bərabər, quyu dibinə düşən təzyiqi də artırır. Başqa sözlə, mayenin içərisi ilə yuxarıya qalxan qazın təzyiqi azalır, lakin sistem qapalı olduğu üçün genişlənə bilmir, bu səbəbdən də

sistemin təzyiqini yüksəldir.

Maye və qaz ilə doldurulmuş qapalı sistemdə daxili qüvvələrin paylanmasının dəyişdirilməsi onların çəkisini artırmır. Ona görə də borudakı maye və qazın çəkisinin onun en kəsiyinə nisbəti ilə ifadə olunan təzyiqlər fərqi (quyu ağzı ilə quyudibi) P_2 sabit qalır. Sürtünmə itkisini və qaz sütununun ağırlığını nəzərə almayıb prosesi izotermik qəbul etsək, qapalı sistemin üst və alt hissəsindəki təzyiq artımını aşağıdakı kimi təyin etmək olar:

$$\Delta P = \frac{P_1V_1 + P_2V_2}{V_1 + V_2} \qquad \text{(II. 102)}$$

burada ΔP - təzyiq artımı; P_1, P_2, V_1, V_2 – uyğun olaraq quyu ağzında və quyu dibində qazın təzyiqi və həcmidir.

Qazın mayedən ayrılması nəticəsində təzyiqin artmasını təsəvvür etmək üçün tutaq ki, 1500 m dərinliyində quyuda sıxlığı 1.3 q/sm^3 olan maye sütununun hündürlüyü 1000 m, qaz papağının hündürlüyü isə 500 m-dir.

Fərz edək ki, quyunun ağzını bağladıqda oradakı təzyiq P_1 = 1.0 MPa olmuşdur. Bu halda quyu dibindəki təzyiq

$$P_2 = P_m + P_1 = 13 + 1 = 14\,\text{MPa}, \qquad \text{(II. 103)}$$

burada P_m – maye sütununun yaratdığı təzyiq; P_1 – quyu bağlanarkən ağzındakı təzyiqdir.

Qazın quyu dibindəki təzyiqi 13.0 MPa olduğundan onun yuxarı qalxıb ağızda yığılması nəticəsində təzyiq artıb 14.0 MPa-ya çatacaq, dibindəki təzyiq də bir o qədər artıb 27.0 MPa-ya çatacaqdır.

Eyni hadisə silindrik boruda su-neft fazalarının yerdəyişməsində də baş verir.

Neft və qazın quyu lüləsində fazalara ayrılması müxtəlif gözlənilməz hadisələrin baş verməsinə səbəb olur. Məsələn, qazıma prosesində laydan qazın və neftin quyu lüləsinə daxil olması üzündən gil məhlulunun xüsusi çəkisi azalır. Nəticədə laya düşən əks-təzyiqin qiyməti azalaraq gözlənilməz fontan hadisəsi baş verə bilir. Bunun qarşısını almaq məqsədilə qazılan quyuların ağzında preventer adlanan qurğu qoyulur. Quyunu preventer vasitəsilə asanlıqla ağız hissədən bağlamaq olur. Lakin quyu bağlandıqda neft, qaz və gil məhlulu fazalara ayrılır, quyu ağzında təzyiq bəzən lay təzyiqi və ya hidrostatik təzyiq qədər yüksəlir, quyu dibinə (yəni laya) düşən təzyiq 2 dəfə artır. Bu isə qorxulu hadisələrin – layların hidravlik yarılması, quyu divarının uçulması və açıq fontanın baş verməsinə səbəb olur.

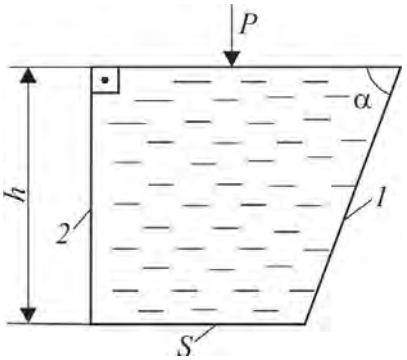
Neft quyularının vaxtaşırı ağızdan bağlanıb zaman ərzində təzyiqin bərpa olma əyrisini qurmaqla, layın bir çox fiziki-geoloji parametrlərini təyin etmək olar. Quyular bağlandıqda lülədə neft, su və qaz fazalarının paylanması nəticəsində quyu ağzındakı təzyiq yüksəlib maksimum qiymətə çatır, sonra isə azalıb sabit qiymət alması halı yaranır. Bu *seqreqasiya hadisəsi* ilə əlaqədardır. Bu hadisə quyuların tədqiqində nəzərə alınmalıdır.

Deməli, təzyiqin artmasına səbəb olan su, neft və qaz fazalarına ayrılma hadisəsinin öyrənilməsinin nəzəri və praktiki əhəmiyyəti böyükdür.

§15. MÜSTƏVİ DİVARA DÜŞƏN TƏZYİQ QÜVVƏSİ

Məlumdur ki, maye və qaz yerləşdiyi qabın divarlarına müəyyən qüvvə ilə təsir göstərir. Bu, qabın içərisindəki maye və qaz təzyiqinin qiyməti ilə müəyyən edilir. Çünki qabdakı maye və qazın təzyiqi artıqca onun divarlara göstərdiyi təzyiq qüvvəsi də artır. Buna görə də maye və qaz qabının təzyiqə möhkəmliyinin hesablanmasında (materialın qalınlığı, növü və s. seçilməsi üçün) onun divarlarına düşən təzyiq qüvvəsinin təyini mühüm məsələdir.

Məlumdur ki, qabın oturacağına mayenin təzyiq qüvvəsi onun oturacağındakı təzyiqlə oturacaq sahəsinin vurma hasilinə bərabərdir (şəkil II. 21):



Şəkil II. 21

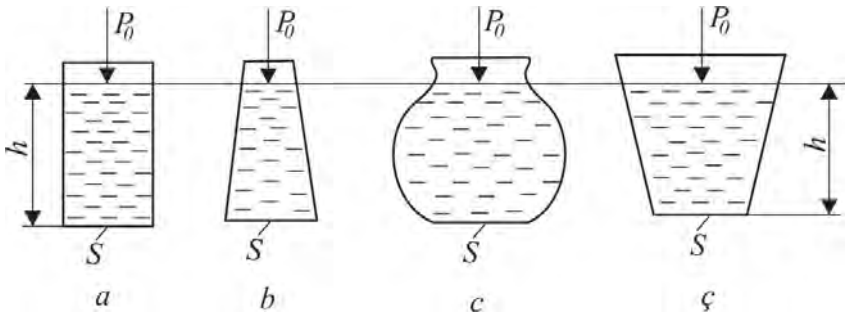
$$F = P \cdot S \qquad \text{(II. 104)}$$

burada P – oturacağa maye sütunun hidrostatik təzyiqidir;

$$P = P_0 + h\gamma \qquad \text{(II. 105)}$$

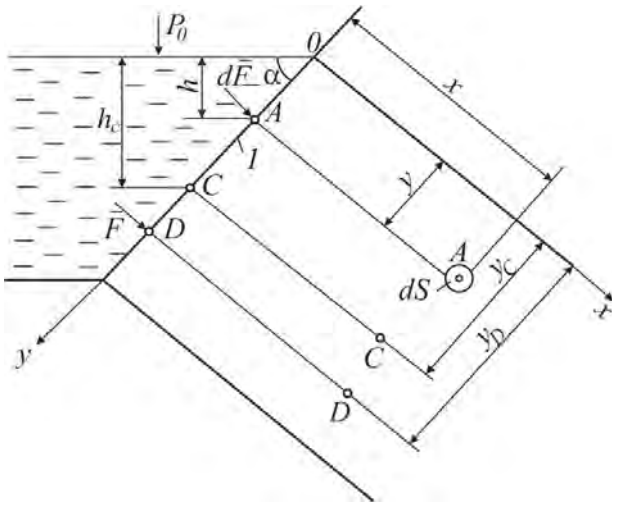
Deməli, müstəvi səthli qabın oturacağına düşən təzyiq qüvvəsi onun oturacağı sahəsindən S, maye sıxlığından ρ və hündürlüyündən h asılıdır. Ancaq qabın forması burada heç bir rol oynamır. Oturacağının en kəsiyi sahəsi eyni olan müxtəlif formalı qablarda eyni hündürlükdə, eyni sıxlıqda mayenin yerləşdiyini qəbul edək (şəkil II.22). (II.104) ifadəsinə əsasən şəkildə göstərilən bütün hallarda maye həcminin qiymətindən asılı olmayaraq, qabın oturacağına düşən təzyiq qüvvəsi eynidir $F=(P_0+h\gamma)S$. İlk dəfə Qaliley tərəfindən müşahidə edilmiş bu hadisə hidravlik paradoks adlanır. Burada F oturacağa düşən təzyiq qüvvəsinin əvəzləyicisidir.

Təzyiq qüvvəsinin tətbiq nöqtəsi oturacağın ağırlıq mərkəzində, istiqaməti isə səthə perpendikulyardır.



Şəkil II. 22

İndi isə II.21 şəklində göstərilən qabın islanmış sahəsi S_1 olan divara düşən təzyiq qüvvəsi əvəzləyicisinin qiymətini və tətbiq nöqtəsini tapaq. Bunun üçün divarın üzərində maye səthindən dalma dərinliyi h olan A nöqtəsinə baxaq (şəkil II.23). Eyni zamanda burada divarın şəkil müstəvisi üzərinə salınmış vəziyyəti də göstərilmişdir. Müstəvi koordinat oxlarını şəkildəki kimi yönəldək. A nöqtəsinin koordinatları X və Y olduğundan



Şəkil II. 23

$$h = y \sin\alpha, \tag{II. 106}$$

burada α divar səthinin maye səviyyəsinə meyl bucağıdır.

A nöqtəsi ətrafında elementar dS sahəsini ayırsaq, elementar dS sahəsindəki təzyiq qüvvəsi

$$dF = P \cdot dS = \left(P_0 + h\gamma\right) dS = P_0 dS + \gamma y\, dS \cdot \sin\alpha \tag{II. 107}$$

(II. 107) ifadəsini divar səthinin S_1 sahəsi üzrə inteqrallasaq, 1 divarına düşən təzyiq qüvvəsi əvəzləyicisinin qiymətini tapa bilərik:

$$F_1 = \int_{S_1} dF = \int_{S_1} P_0 dS + \int_{S_1} \gamma\, y \sin\alpha\, dS. \tag{II. 108}$$

Məlumdur ki,

$$\int_{S_1} P_0 dS = P_0 S_1; \quad \int_{S_1} \gamma y \sin\alpha dS = \gamma \sin\alpha \int_{S_1} y dS,$$

$\int_{S_1} y dS$ – bizə məlum olan müstəvi divar səthinin OX oxuna nəzərən statik momentidir. Səthin statik momenti onun sahəsi S_1 ilə ağırlıq mərkəzindən olan y_C məsafəsinə vurma hasilinə bərabər olduğundan yaza bilərik:

$$\int_{S_1} y dS = y_C S_1.$$

Bunu nəzərə alsaq, (II. 108) ifadəsi aşağıdakı kimi yazıla bilər:

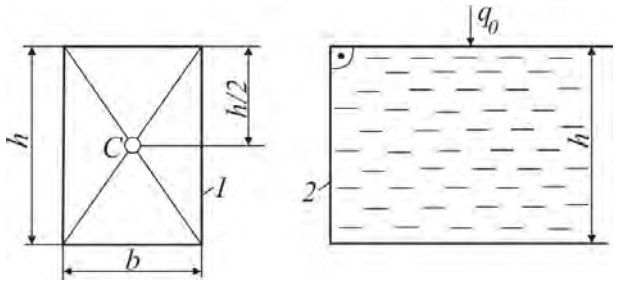
$$F_1 = P_0 S_1 + \gamma \sin\alpha\, y_C S_1 = \left(P_0 + \gamma Ó_{Ñ} \sin\alpha\right) S_1, \tag{II. 109}$$

$$y_C \cdot \sin\alpha = h_C;$$

$$F_1 = \left(P_0 + h_C\gamma\right) S_1. \qquad \text{(II. 110)}$$

Deməli, maye yerləşən qabın istənilən formalı müstəvi divarına düşən təzyiq qüvvəsi əvəzləyicisinin qiyməti həmin divar müstəvisinin ağırlıq mərkəzindəki hidrostatik təzyiqin qiyməti ilə onun islanmış sahəsinin vurma hasilinə bərabərdir.

$P_0 + h_c\gamma = P_c$ – səthin ağırlıq mərkəzindəki maye sütununun təzyiqidir.



Şəkil II. 24

İndi isə II. 21 şəklindəki qabın şaquli vəziyyətində olan 2 divarına düşən mayenin təzyiq qüvvəsinin qiymətini hesablayaq. Divarın şəkil müstəvisi üzərinə salınmış vəziyyəti II. 24 şəklində göstərilmişdir. 2 divarı düzbucaqlıdır, onun sahəsi *hb*, ağırlıq mərkəzinin maye səviyyəsindən məsafəsi *h*/2 olduğu üçün ona düşən təzyiq qüvvəsi əvəzləyicisinin qiyməti

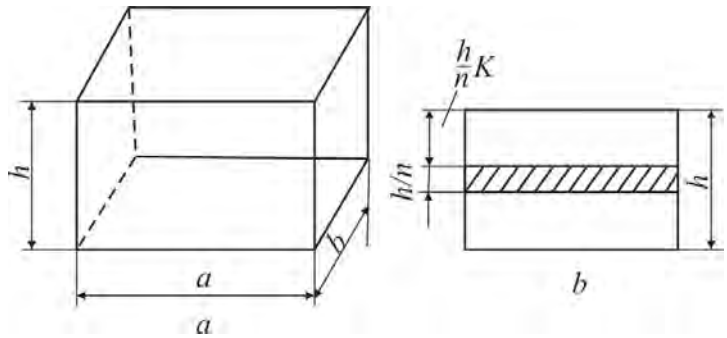
$$F_2 = P_C bh = \frac{h^2}{2} h\gamma b = \frac{1}{2} h^2 \gamma b \qquad \text{(II. 111)}$$

olacaqdır. Beləliklə, maye səviyyəsi ilə istənilən meyl bucağı təşkil edən ixtiyari formada müstəvi divara düşən maye təzyiq qüvvəsi əvəzləyicisinin qiymətini tapmaq olar.

Şaquli divara düşən maye təzyiqinin təyini məsələsinin digər üsuluna baxaq.

1. *Rezervuarın divarına təsir edən təzyiq qüvvəsi.* Tutaq ki, su ilə dolmuş düzbucaqlı rezervuarın qabaq divarına düşən maye təzyiqinin qüvvəsini tapmaq üçün onun qabaq divarını *h*/*n* qalınlığında *n* saylı bərabərölçülü üfüqi zolaqlara ayıraq (şəkil II.25, *a*,*b*).

Maye səviyyəsindən aralı duran *k*-cı zolaq çox nazikdir, ona görə də onun bütün nöqtələrinin maye səviyyəsindən dalma dərinliklərinin eyni olmasını təxmini qəbul edək.



Şəkil II. 25

Zolağın sahəsi $S=\frac{1}{n}ha$, dalma dərinliyi $\frac{k}{n}h$ olduğu üçün ona göstərilən mayenin təzyiq qüvvəsi

$$F_k=\frac{k}{n}h\frac{1}{n}ha\gamma,$$

$$F_k=\gamma\frac{k}{n^2}ah^2$$

olacaqdır. Bütün divara düşən təzyiq qüvvəsi ayrı-ayrı zolaqlara düşən təzyiq qüvvələrinin cəmidir:

$$F=\sum_{k=1}^{n}\gamma\frac{ah^2}{n^2}k, \qquad \text{(II. 112)}$$

$\gamma\frac{ah}{n^2}$ sabit olduğundan

$$F=\gamma\frac{ah^2}{n^2}\sum_{k=1}^{n}k. \qquad \text{(II.113)}$$

$\sum_{k=1}^{n}k$ – natural ədədlər sırasının cəmidir.

$$\sum_{k=1}^{n}k=1+2+3+\cdots+n.$$

Bu, birinci həddi a_1=1 və d=1 fərqi olan n-hədli ədədi silsilənin cəmidir. Odur ki, cəbrdən bildiyimiz aşağıdakı düsturla ifadə edilə bilər:

$$\sum_{k=1}^{n}k=\frac{1}{2}n(n+1).$$

Bu ifadəni nisbətən mürəkkəb, lakin ümumi üsul ilə ala bilərik. Bu məqsədlə $(n+1)^2=n^2+2n+1$ bərabərliyində n-i ardıcıl olaraq n–1, n–2, ... 1 əvəz edib n sayda bərabərliklər tərtib edək:

$$(n+1)^2=n^2+2n+1$$

$$n^2=(n-1)^2+2(n+1)+1$$

$$(n-1)^2=(n-2)^2+2(n-2)+1$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$2^2=1^2+2\cdot1+1.$$

Bu bərabərlikləri tərəf-tərəfə toplasaq,

$$(n + 1)^2 = 1^2 + 2(n + n - 1 + n - 2 + ... + 1) + (1 + 1 + 1 + ... + 1)$$

və ya

$$(n+1)^2 = 1^2 + 2\sum_{k=1}^{n} k + n$$

ifadəsini alırıq. Buradan

$$\sum_{k=1}^{n} k = \frac{1}{2} n(n+1). \qquad \text{(II. 114)}$$

İndi də (n+1) hədlərinin cəmini tapaq:

$$\sum_{k=1}^{n} k = \frac{1}{2} n(n+1) + n + 1 = \frac{1}{2}(n+1)(n+2).$$

(II. 114)-də n-in yerinə (n+1) yazmaqla da bu ifadəni almaq olar:

$$\sum_{k=1}^{n} k = \frac{1}{2}(n+1)(n+1+1) = \frac{1}{2}(n+1)(n+2).$$

Beləliklə, (II. 113) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

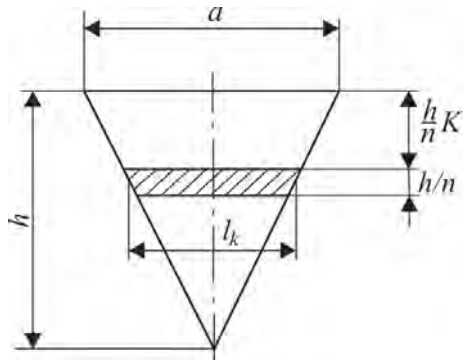
$$F = \gamma \frac{ah^2}{n^2} \frac{n(n+1)}{2} = \gamma \frac{ah^2}{2} + \gamma \frac{ah^2}{2} \frac{1}{n} \qquad \text{(II. 115)}$$

Lakin (II. 115) ifadəsi ilə tapılan təzyiq qüvvəsi qiymətinin dəqiqliyi n-dən asılıdır. n-in sayı artıqca elementar zolaqların qalınlığı daha çox kiçilir və onun ayrı-ayrı nöqtələrinin maye səviyyəsindən dalma dərinliklərinin eyni olması haqqında mülahizənin dəqiqliyi artır.

Beləliklə, $n \to \infty$ şərtində, yəni $\frac{1}{n} = 0$ (II. 115) ifadəsindən təyin edilən

$$F = \gamma \frac{ah^2}{2}$$

divara düşən təzyiq qüvvəsinin dəqiq qiymətidir. Doğrudan da, yastı düzbucaqlı divarın $h_S = \frac{1}{2} h$ ağırlıq mərkəzinə düşən təzyiq qüvvəsi $F = \gamma h_S S = \gamma \frac{ah^2}{2}$ olacaqdır.



Şəkil II. 26

2. *Oturacağı maye səviyyəsində olan rezervuara salınmış üçbucaq lövhəyə düşən təzyiq qüvvəsi.* Bu halda da lövhəni n saylı nazik zolaqlara bölək (Şəkil II.26). Belə

"elementar" zolağın qalınlığı $\frac{1}{n}h$, onun nöqtələrinin maye səviyyəsindən dalma dərinliyi $\frac{h}{n}k$ olduğu üçün ona göstərilən təzyiq qüvvəsi $\frac{h}{n}k\gamma$ -nın zolağın sahəsinə vurma hasilinə bərabər olacaqdır.

"Elementar" zolağın sahəsi trapesiyanın sahəsi kimi tapılmalıdır. Lakin nazik olduğu üçün onun sahəsinə düzbucaqlı kimi də baxmaq olar. Zolağın qalınlığı azaldıqca bu şərtin xətası azalır. Belə düzbucaqlı zolağın l_k eni, üçbucaqların oxşarlığının aşağıdakı tənasübündən tapıla bilər:

$$l_k : a = \left(h - \frac{k}{n}h\right) : h \qquad \text{(II. 116)}$$

$$l_k = \left(1 - \frac{k}{n}\right)a.$$

Beləliklə

$$F = \gamma \frac{h}{n} k \frac{h}{n}\left(1 - \frac{k}{n}\right)a = \gamma \frac{ah}{n}\left(1 - \frac{k}{n}\right)k. \qquad \text{(II. 117)}$$

Tam təzyiq qüvvəsi isə

$$F = \sum_{k=1} \gamma \frac{ah^2}{n^2}\left(1 - \frac{k}{n}\right)k = \gamma \frac{ah^2}{n^2}\sum_{k=1}^{n} k - \gamma \frac{ah}{n^3}\sum_{k=1}^{n} k^2 \qquad \text{(II. 118)}$$

$$\sum_{k=1}^{n} k^2 = 1^2 + 2^2 + 3^2 + \cdots + n^2.$$

Məlumdur ki, natural ədədlərin kvadratları cəmi aşağıdakı ifadə ilə tapılır:

$$\sum_{k=1}^{n} k^2 = \frac{1}{6}n(n+1)(2n+1). \qquad \text{(II. 119)}$$

Yuxarıda göstərilən qayda ilə (II. 119) ifadəsini də hasil edək. Bu məqsədlə $(n+1)^3 = n^3 + 3n^2 + 3n + 1$ bərabərliyində n–i ardıcıl olaraq n–1, n–2... 1 ilə əvəz edək:

$$(n+1)^3 = n^3 + 3n^2 + 3n + 1$$

$$n^3 = (n-1)^3 + 3(n-1)^2 + 3(n-1) + 1$$

$$(n-1)^3 = (n-2)^3 + 3(n-2)^2 + 3(n-1) + 1$$

. . . . . .

$$2^3 = 1^3 + 3\cdot 1^2 + 3\cdot 1 + 1$$

Bərabərlikləri tərəf-tərəfə toplasaq,

$$(n+1)^3 = 1^3 + 3\left(n^2 + (n-1)^2 + (n-2)^2 + \ldots 1\right) +$$
$$+ 3(n + n-1, n-2, \ldots 1) + n$$

və ya

$$(n+1)^3 = 1 + 3\sum_{k=1}^{n} k^2 + 3\sum_{k=1}^{n} k - n$$

buradan

$$\sum_{k=1}^{n} k^2 = \frac{1}{6} n(n+1)(2n+1)$$

(n+1) sayda hədlər üçün (II. 119) ifadəsini hasil etmək üçün n-in yerinə n+1 yazmaq kifayətdir:

$$\sum_{k=1}^{n} k^2 = \frac{1}{6}(n+1)(n+2)(2n+2+1) = \frac{1}{6}(n+1)(n+2)(2n+3).$$

Bu qayda ilə

$$\sum_{k=1}^{n} k^3 = 1^3 + 2^3 + 3^3 + \cdots + n^3 = n^2 (n+1)^2 \frac{1}{4}.$$

hasil etmək olar. Bu iş oxuculara həvalə edilir.

(II. 114) və (II. 119) ifadələrini (II. 118)-də yerinə yazsaq,

$$F = \gamma \frac{ah^2}{n^2} \frac{1}{2} n(n+1) - \gamma \frac{ah^2}{n^3} \frac{1}{6} n(n+1)(2n+1), \qquad \text{(II.120)}$$

$$F = \gamma \frac{ah^2}{2}\left(1 + \frac{1}{n} - \gamma \frac{1}{6} ah^2 \left(1 + \frac{1}{n}\right)\left(2 + \frac{1}{n}\right)\right). \qquad \text{(II. 121)}$$

Bu ifadə divara göstərilən təzyiq qüvvəsinin təxmini qiymətini verir. n-in sayı artdıqca dəqiqliyi də artacaq və nəhayət, $n \to \infty$ halında öz dəqiq qiymətinə bərabər olacaqdır. Deməli, $n = \infty$ $\frac{1}{n} = 0$, onda (II. 121) ifadəsindən təzyiq qüvvəsinin dəqiq qiyməti belə tapılır:

$$F = \gamma \frac{1}{2} ah^2 - \gamma \frac{1}{3} ah^2 = \frac{1}{6} \gamma ah^2. \qquad \text{(II. 122)}$$

3. *Maye içərisinə salınmış lövhəyə mayenin təzyiq qüvvəsi* (şəkil II.27). Burada

$$l_k : a = \frac{h}{n} k : h$$

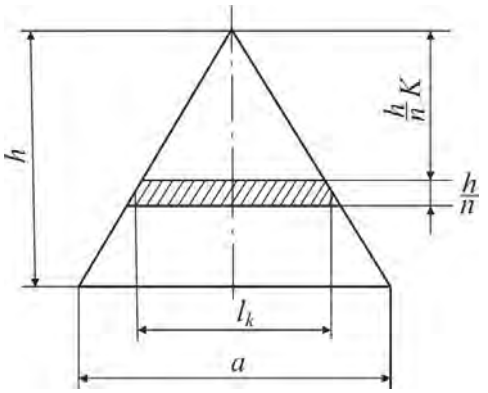
$$l_k = \frac{k}{n} a; \quad F_k = \gamma \frac{ah^2}{n^3} k^2,$$

və ya

$$F=\sum_{k=1}^{n}\gamma\frac{ah^2}{n^3}k^2=\gamma\frac{ah^2}{n^3}\sum_{k=1}^{n}k^2. \quad \text{(II. 123)}$$

$\sum_{k=1}^{n}k^2$ qiymətini yerinə yazıb $n=\infty$ halında $\frac{1}{n}=0$ qəbul etsək, onda

$$F=\gamma\frac{ah^2}{3}. \quad \text{(II. 124)}$$



Şəkil II. 27

4. *Yarımdairəvi divara mayenin təzyiq qüvvəsi* (şəkil II. 28). Pifoqor teoreminə əsasən

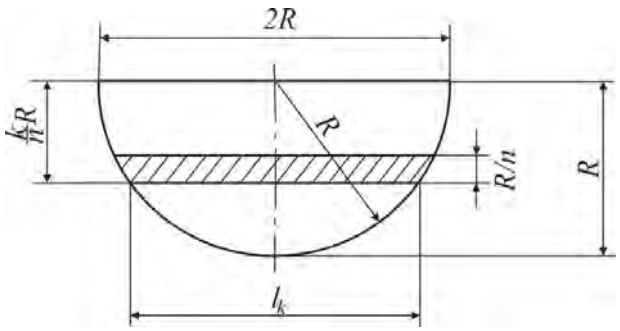
$$l_k=2\sqrt{R^2-\frac{k^2}{n^2}R^2}=2\frac{R}{n}\sqrt{n^2-k^2},$$

elementar zolağın sahəsi

$$2\frac{R^3}{n^3}\sqrt{n^2-k^2},$$

zolağa göstərilən təzyiq qüvvəsi

$$F_k=\gamma\frac{2R^3}{n^3}k\sqrt{n^2-k^2}, \quad \text{(II. 125)}$$



Şəkil II. 28

tam təzyiq qüvvəsi isə

$$F=\sum_{k=1}^{n}F_k=\gamma\frac{2R^3}{n^3}\sum_{k=1}^{n}k\sqrt{n^2-k^2} \quad \text{(II. 126)}$$

olacaqdır. Məlumdur ki,

$$\lim_{n\to\infty}\left[\frac{1}{n^3}\sum_{k=1}^{n}k\sqrt{n^2-k^2}\right]=\frac{1}{3}$$

olduğu üçün tam təzyiq qüvvəsi

$$F=\frac{2}{3}\gamma R^3 \quad \text{(II. 127)}$$

olacaqdır.

§16. TƏZYİQ MƏRKƏZİ

Təzyiq qüvvələri əvəzləyicisinin təsir xəttinin qabın divarı ilə kəsişdiyi nöqtə *təzyiq mərkəzi* adlanır. Təzyiq mərkəzini bilməklə təzyiq qüvvəsinin təsir xəttini təyin etmək olar. Tutaq ki, *D* təzyiq mərkəzidir (bax: şəkil II. 23). Onda təzyiq qüvvələri əvəzləyicisinin F_1 təsir xətti *D* nöqtəsindən

keçib divar müstəvisinə perpendikulyar olacaqdır. Varinion teoreminə əsasən təzyiq qüvvələri əvəzləyicisinin x oxuna nəzərən momenti həmin oxa nəzərən momentlərinin cəminə bərabərdir:

$$P_0 S_1 Y_C + h_C \; S_1 Y_D = \int Y dF \qquad \text{(II. 128)}$$

(II. 108) və (II. 110) ifadələrinə əsasən

$$F_1 = \left(P_0 + h_C \gamma\right) S_1; \quad h_C = Y_C \sin\alpha$$

$$\int_{S_1} Y dF = \gamma \sin\alpha \int_{S_1} Y^2 dS - \int_{S_1} P_0 Y dS$$

onda (II. 128) ifadəsi aşağıdakı şəklə düşər:

$$P_0 S_1 Y_C + \gamma \sin\alpha Y_C S_1 Y_D = \gamma \sin\alpha \int_{S_1} Y^2 dS + P_0 S_1 y_C \qquad \text{(II. 129)}$$

Buradan

$$Y_D = \frac{\int_{S_1} Y^2 dS}{C^S} \qquad \text{(II. 130)}$$

$\int_{S_1} Y^2 dS$ – divar müstəvisinin x oxuna nəzərən ətalət momenti;

$J_x = J_C + Y_C^2 S_1$; J_C – müstəvi divar sahəsinin ağırlıq mərkəzindən keçib x oxuna paralel oxa nəzərən ətalət momentidir. Bu halda

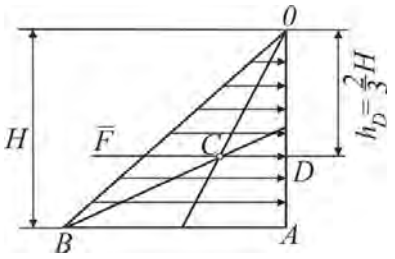
$$Y_D = Y_C + \frac{J_C}{Y_C S_1} \qquad \text{(II. 131)}$$

Bununla müstəvi divara düşən təzyiq qüvvəsi əvəzləyicisinin tətbiq nöqtəsi koordinatını tapa bilərik. Göründüyü kimi, $Y_D > Y_C$, deməli, təzyiq mərkəzi divarın maye batırılmış hissəsinin ağırlıq mərkəzindən aşağıda yerləşir.

Əgər divar oturacağa perpendikulyardırsa (yəni $\alpha = 90^o$), onda $Y_C = h_C$, $Y_D = h_D$ və $h_D = h_C + J_C h_C S_1$; $\Delta h = h_D - h_C$ maksimum qiymət alar.

Divarın üfüqi vəziyyətində (oturacaq müstəvisi) ($\alpha = 0$; $Y_C \to \infty$ və $J_C / Y_C S_1 = 0$) $Y_C = h_D$ və $h_C = h_D$, yəni təzyiq mərkəzi ilə divarın ağırlıq mərkəzi üst-üstə düşür.

Yastı divara düşən təzyiq mərkəzinin (D) vəziyyətini qrafiki üsulla da tapmaq olar. Bunun üçün əvvəlcə təzyiqin ABO paylanma epürü qurulmalı, sonra isə alınan üçbucağın $O1$ və $B2$ meridianlarının kəsişdiyi C nöqtəsi tapılmalıdır (şəkil II.29). C nöqtəsindən divara perpendikulyar çəkilən xəttin divarla toxunan D nöqtəsi təzyiq qüvvəsinin mərkəzi olacaqdır. Baxılan halda təzyiq mərkəzinin sərbəst maye səthindən dalma dərinliyi



Şəkil II. 29

$h_D = \frac{2}{3}H$ olacaqdır.

§17. ƏYRİ SƏTHLƏRƏ DÜŞƏN TƏZYİQ QÜVVƏSİ

Praktikada əksər hallarda maye yerləşən qabın divarı müstəvi deyil, əyri səth şəklində olur. Odur ki, burada əyri səthlərə düşən təzyiq qüvvəsinin təyini məsələsi böyük əhəmiyyət kəsb edir.

Məlumdur ki, mayedən əyri səthli divara düşən təzyiq qüvvələri sistemi baş vektor və baş momentlə əvəz oluna bilər. Simmetriya müstəvisi olan əyri səthlər üçün qüvvələr sistemi təkcə bir əvəzləyici qüvvə ilə əvəz olunur. Onun qiymət və istiqaməti isə həmin qüvvələrin toplananları ilə müəyyən edilir.

Misal. *AB* əyri səthi vərəq müstəvisinə perpendikulyar olduğundan onun proyeksiyası *AB* xətti kimi alınır (şəkil II.30). Bu səthin *h* dərinliyində *ds* elementar sahəsinə təsir edən təzyiq qüvvəsi *dF* ona normal istiqamətdə yönələcəkdir.

$$dF = \gamma h dS.$$

Təzyiq qüvvəsini *x* və *z* istiqamətində iki toplanana ayırsaq,

$$d\bar{F} = d\bar{F}_x + d\bar{F}_z;$$

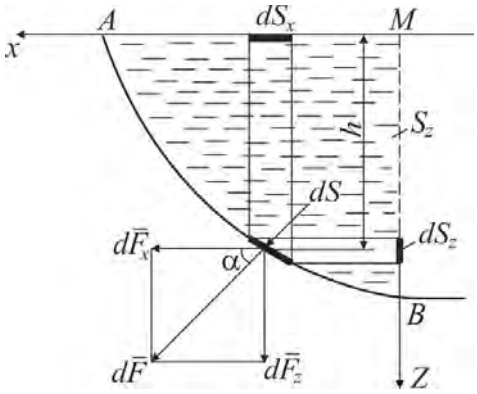
$$dF_x = dF\cos\alpha; \quad dF_z = dF\sin\alpha,$$

yaxud

$$dF_z = \gamma h dS\sin\alpha; \quad dF_x = \gamma h dS\cdot\cos\alpha;$$

$$dS\cos\alpha = dS_z; \quad dS\cdot\sin\alpha = dS_x;$$

$$dF_x = \gamma h dS_z; \quad dF_z = \gamma h dS_x,$$



Şəkil II. 30

burada dS_x, dS_z – elementar *dS* sahəsinin *x* və *z* oxları üzərindəki proyeksiyalarıdır.

AB səthinə təsir edən tam təzyiq qüvvəsinin toplananları

$$F_x = \int_{S_1} dF_x = \gamma \int_{S_1} h dS_z, \qquad \text{(II. 132)}$$

$$F_z = \int_{S_1} dF_z = \gamma \int_{S_1} h dS_x. \qquad \text{(II. 133)}$$

Məlumdur ki, (II. 32) inteqralı *AB* səthinin *z* oxundakı proyeksiyası sahəsinin S_z mayenin sərbəst səthindəki oxa nəzərən statatik momentinə bərabərdir, yəni

$$\int_S h dS_z = h_C S_z;$$

onda

$$F_x = \gamma h_C S_z,$$

burada h_C – əyri səthli divarın şaquli proyeksiyasının ağırlıq mərkəzinin mayedə dalma dərinliyidir.

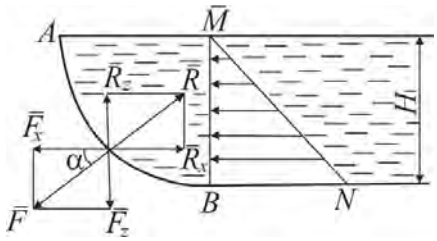
Deməli, əyri səthli divara düşən tam təzyiq qüvvəsinin horizontal toplananının qiyməti həmən divarın şaquli müstəvi üzərindəki proyeksiyasına təsir edən tam təzyiq qüvvəsinə bərabərdir.

(II. 133) ifadəsindəki $\gamma h dS_x$ elementar dS_x oturacaqlı h sütunlu maye həcminin çəkisidir.

Belə halda $F_z = \gamma \int_S h dS_x$ toplananı AB əyri səthinin BM şaquli müstəvi ilə hüdudlanan maye həcminin çəkisidir. Əyri səthin şaquli müstəvi ilə hüdudlanan ABM maye tutan hissəsi təzyiq cismi, onun həcmi təzyiq cisminin həcmi V_T, çəkisi isə təzyiq cisminin çəkisi G_T adlanır.

Onda

$$F_z = \gamma V_t = G_t.$$



Şəkil II. 31

Əyri səthə düşən tam təzyiq qüvvəsinin qiyməti isə

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_z^2}.$$

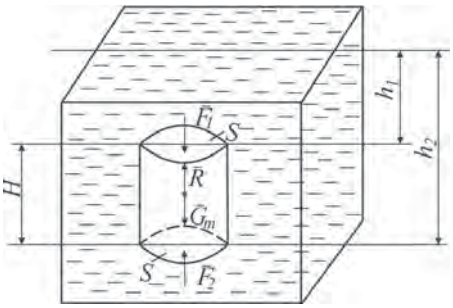
Tam təzyiq qüvvəsinin tətbiq nöqtəsini tapmaq üçün qrafik üsuldan istifadə etmək olar. Bunun üçün ən əvvəl bizə məlum olan üsulla F_x-ın tətbiq nöqtəsi tapılır, sonra isə $\mathrm{tg}\alpha = F_z/F_x$ təyin edilərək F_x-ın divarla kəsişən nöqtəsindən α bucağına uyğun F çəkilir (şəkil II.31).

Divarın tam təzyiq qüvvəsinə göstərdiyi reaksiya qüvvəsi isə II.31 şəklində göstərildiyi kimi $\overline{R} = \overline{R}_x + \overline{R}_z$ olacaqdır.

§18. MAYEYƏ BATIRILMIŞ CİSMİN MÜVAZİNƏTİ

Tutaq ki, ölçüləri H və S olan şaquli silindrik cisim mayeyə batırılmışdır (şəkil II.32). Onun üst oturacağının mayeyə dalma dərinliyini h_1, alt oturacağınınkını isə h_2 qəbul edək. Silindrik cismin üst oturacağına $\overline{F}_1$, alt oturacağına $\overline{F}_2$ təzyiq qüvvəsi, şaquli səthinə isə onun oxuna normal istiqamətlənən hidrostatik təzyiq qüvvəsi təsir göstərəcəkdir. Bunların qiyməti bərabər, istiqaməti isə əksinə olduğu üçün əvəzləyici sıfra bərabər olacaqdır. Ona görə də yaza bilərik:

$$F_1 = h_1\gamma S; \quad F_2 = h_2\gamma S.$$



Şəkil II. 32

Məlumdur ki, F_1 cismi mayeyə batırmağa, F_2 qüvvəsi isə onu qalxmağa məcbur edəcəkdir. Lakin $F_2>F_1$ halında hidrostatik təzyiq qüvvəsi cismi mayedən çıxarmağa çalışacaq, deməli, mayeyə batırılmış cisim R=F_2-F_1 hidrostatik təzyiq qüvvəsi altında olacaqdır. Bu qüvvəyə Arximed qüvvəsi deyilir.

$$R = F_2 - F_1 = (h_2 - h_1)S\gamma = HS\gamma = V_c\gamma = G_m,$$

burada V_c – mayeyə batırılmış cismin həcmi; G_m –cismin həcminə bərabər maye həcminin çəkisidir.

Maye içərisinə salınmış cismə onun mayedən sıxışdırıb çıxardığı həcm qədər, mayenin çəkisinə bərabər altdan yuxarı itələyici qüvvə təsir edir. Bu Arximed qanunudur.

Deməli, mayeyə batırılmış cismin onun sıxışdırdığı mayenin çəkisinə bərabər olan çəkisi azalır. Mayedə cismin çəkisi: $G_c = V_c(\rho_1 - \rho_2)g$, burada ρ_1, ρ_2, – cismin və mayenin sıxlıqlarıdır.

Yuxarıdakı mülahizələri Nyuton mayeləri üçün aşağıdakı kimi də ifadə etmək olar.

Cismin sıxlığını ρ_1, mayenin sıxlığını isə ρ_2 işarə etsək, $\rho_1=\rho_2$ halında cisim mayedə nə batır, nə də üzür ($G_c = R$). $\rho_1>\rho_2$ olduqda cisim mayedə batır. ($G_c>R$); $\rho_1<\rho_2$ olduqda isə cisim mayenin səthində üzür ($G_c>R$).

Deməli, fikrimizi ümumiləşdirsək, Arximed qanunu belə ifadə etmək olar: sıxlığı mayenin sıxlığından az olan cisimlər üzür, çox olan cisimlər isə batır. Ancaq sıxlığı mayenin sıxlığına bərabər olan cisimlər mayenin içərisində müvazinət halında qala bilər.

Hovuzda üzən qayıqdan daş götürüb suya atdıqda onun səviyyəsində nə cür dəyişikliklər olacaq?

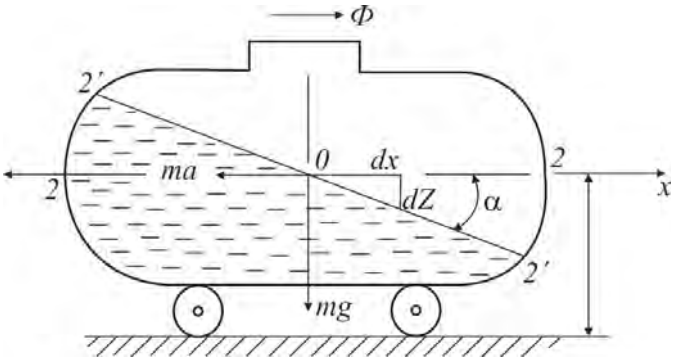
Düzgün cavab–suyun səviyyəsi azalır. Çünki qayıqdakı daşın sıxlığı suyun sıxlığından çoxdur, buna görə də sıxışdıran suyun həcmi daşın həcmindən çox olur. Odur ki, daş qayıqdan götürüb hovuza atıldıqda, onun dibinə düşəcək və sıxışdırılan mayenin həcmi daşın həcminə bərabər olacaqdır. Lakin bu, daşın qayıqdakı haldakına nisbətən az olacaq və nəticədə hovuzda suyun səviyəsi azalacaqdır.

§19. MAYENİN NİSBİ MÜVAZİNƏTİ

Nisbi sükunətdə olan mayenin müvazinət vəziyyətlərinə aşağıdakı misallarda baxaq.

1) Tutaq ki, içərisində maye yerləşən çən $\overline{a}$ təcili ilə üfüqi artan hərəkət edir (şəkil II. 33)

Qəbul edək ki, çənin hərəkətsiz vəziyyətində mayenin *1–1* müqayisə



Şəkil II. 33

müstəvisindən səviyyəsi h-dır. Çənin horizontal hərəkətində mayeyə təzyiq qüvvəsi, eləcə də ağırlıq və köçürmə hərəkətinin ətalət qüvvələri təsir edəcəkdir. Koordinat oxlarının başlanğıcı O nöqtəsində götürülür.

Vahid kütləyə düşən ətalət və ağırlıq qüvvələrinin x oxu üzərindəki proyeksiyalarını a və g ilə işarə edək. Onda hidrostatikanın əsas tənliyi (II. 36) baxılan hal (yəni $X=-a$; $Y=0$; $Z=g$) üçün aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$dP = \rho\left(-Xdx + 0\cdot dy + Zdz\right) = \rho\left(-adx + gdz\right). \qquad \text{(II. 134)}$$

Bu ifadənin inteqralı

$$P = \rho\left(-ax + gz\right) + C \qquad \text{(II. 135)}$$

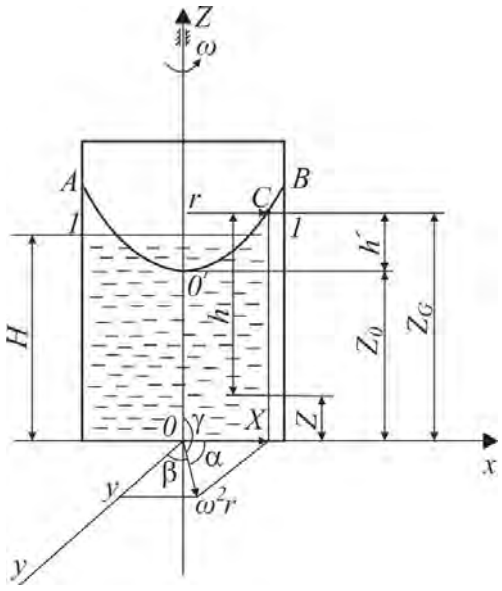
olur. İnteqral sabiti C aşağıdakı sərhəd şərtindən tapılır: $x = z = 0$ nöqtəsində, yəni mayenin sərbəst səthində $P = P_0$. Onda $C = P_0$ və

$$P = P_0 + \rho\left(-ax + gz\right). \qquad \text{(II. 136)}$$

(II. 136) $\overline{a}$ tənliyi təcili ilə üfüqi hərəkət edən çəndəki mayenin istənilən nöqtəsində hidrostatik təzyiqin qiymətini ifadə edir.

Mayenin sərbəst səthində $dP = 0$, onda

$$\rho\left(-ax + gz\right) = 0. \qquad \text{(II. 137)}$$



Şəkil II. 34

Bu üfüqlə α bucağı əmələ gətirən maili müstəvinin tənliyidir. Müstəvinin meyl bucağı α belə tapılır:

$$tg\alpha = \frac{dz}{dx} = \frac{a}{g}. \qquad \text{(II. 138)}$$

Deməli, çətin sükunət vəziyyətində mayenin sərbəst səthi üfüqə paralel 2-2, hərəkət halında isə səthə mail 2'-2' şəkildə olur.

2) Tutaq ki, şaquli ox ətrafında sabit bucaq sürəti ilə fırlanan silindrdə maye yerləşir (şəkil II. 34). Bu halda da maye nisbi sükunətdə, eyni zamanda təzyiq qüvvəsinin, eləcə də ağırlıq və oxa

normal istiqamətlənmiş mərkəzdənqaçma qüvvələrinin təsiri altında olacaqdır. Bu halda oturacaqdan *H* hündürlükdə olan mayenin müstəvi sərbəst səthi *1–1* fırlanma hərəkətində isə *AO′B* fırlanma səthinin şəklini alacaqdır.

Mayenin eyni təzyiqli fırlanma səthini qurulması üçün hidrostatikanın (II. 36) əsas tənliyindən istifadə edək. Vahid kütləyə düşən mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsinin oxlar üzərindəki proyeksiyaları:

$$X = \omega^2 r \cos\alpha = \omega^2 x; \qquad \text{(II. 139)}$$

$$Y = \omega^2 r \cos\beta = \omega^2 y; \qquad \text{(II. 140)}$$

$$Z = \omega^2 r \cos\gamma = 0, \qquad \text{(II. 141)}$$

burada *α, β, γ* – fırlanma *r* radiusunun proyeksiya oxları ilə əmələ gətirdiyi bucaqlardır.

Ağırlıq qüvvəsi təcilinin oxlar üzərində proyeksiyaları

$$X = 0; \quad Ó = 0; \quad Z = -g. \qquad \text{(II. 142)}$$

(II. 139)–(II. 142) ifadələrini (II. 36)-da yerinə yazsaq,

$$dP = \rho\left(\omega^2 x dx + \omega^2 y dy - g dz\right) \qquad \text{(II. 143)}$$

alarıq. İfadənin inteqralı

$$P = \rho\frac{\omega^2}{2}\left(x^2 + y^2\right) - \rho z g + C, \qquad \text{(II. 144)}$$

yaxud

$$P = \rho\frac{\omega^2 r^2}{2} - \rho z g + C. \qquad \text{(II. 145)}$$

Mayenin sərbəst fırlanma səthini tapmaq üçün *dP*=0 götürülməlidir. Onda (II. 143)-dən

$$\rho\frac{\omega^2}{2}\left(x^2 + y^2\right) - \rho g z = C_1, \qquad \text{(II. 146)}$$

yaxud

$$\rho\frac{\omega^2 r^2}{2} - \rho g z = C. \qquad \text{(II. 147)}$$

(II.146) və (II.147) ifadələrindən görünür ki,bərabər bucaq sürəti ilə fırlanan silindrdəki mayenin bərabər təzyiq və ya sərbəst səthi *AO′B* fırlanma paraboloidi formasındadır.

Sərbəst səthin *O′* nöqtəsində *x*=*y*=0, $z = z_0$ və $P = P_0$ olduğunu qəbul etsək, onda $C = P_0 + \rho g z_0$; $C_1 = -g z_0$.

Nəticədə (II. 145) və (II. 147) tənlikləri aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$P = P_0 + \rho\frac{\omega^2 r^2}{2} - \rho g\left(z - z_0\right); \qquad \text{(II. 148)}$$

$$\frac{\omega^2 r^2}{2} = g\left(z - z_0\right), \qquad \text{(II.149)}$$

$\frac{\omega^2 r^2}{2}$ -nin qiymətini tapmaq üçün (II. 149) ifadəsini sərbəst səthdə ixtiyari C nöqtəsi ($z = z_C$) üçün yazsaq, şəkildən göründüyü kimi

$$\frac{\omega^2 r^2}{2} = g\left(z_C - z_0\right) = gh' \qquad \text{(II. 150)}$$

olacaqdır. (II. 150) ifadəsini (II. 148)-də yerinə yazsaq, maye daxilindəki istənilən nöqtədə hidrostatik təzyiqin təyini üçün aşağıdakı ifadə alınar:

$$P = P_0 + \rho gh' - \rho g\left(z - z_0\right) = P_0 + \rho g\left(h' - z + z_0\right);$$

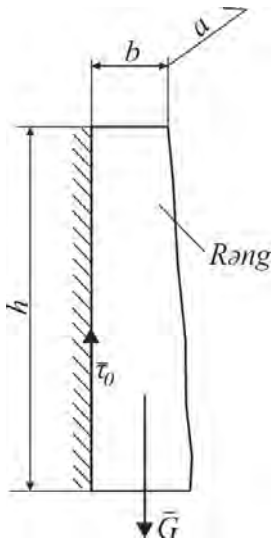
$$h' - z + z_0 = h;$$

$$P = P_0 + \gamma h. \qquad \text{(II. 151)}$$

Deməli, sabit bucaq sürəti ilə öz oxu ətrafında fırlanan silindrdəki mayenin istənilən nöqtəsində hidrostatik təzyiq bizə məlum olan (II. 49) ilə ifadə olunur.

§20. QEYRİ-NYUTON MAYENİN HİDROSTATİKASININ BƏZİ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Neft-mədən praktikasında quyuların qazılması, istismarı, neft-su-qaz qarışığının layda və borularda hərəkətində və s. qeyri-Nyuton mayelərə tez-tez rast gəldiyimiz üçün onların hidrostatikasının bəzi xüsusiyyətlərini nəzərdən keçirək. Bu məqsədlə qeyri-Nyuton xassəli mayenin (I.43) reoloji asılılıqla ifadə olunduğunu qəbul edək.



Şəkil II. 35

Özlü mayenin hidrostatik müvazinətinin qanunauyğunluqları hərəkətsiz halda toxunan gərginliyin sıfra bərabər olmasına əsaslanır və bir sıra anomal mayelər, məsələn, özlü plastik mayelər üçün öz doğruluğunu saxlamır. Çünki bu cür mayelərin sükunət vəziyyətində toxunan gərginlik başlanğıc sürüşmə gərginliyinin modolundan kiçik istənilən $\tau \ll \tau_0$ qiyməti ala bilər.

Qeyri-Nyuton mayenin hidrostatikasının bəzi xüsusiyyətlərini aydınlaşdıran aşağıdakı misallara baxaq.

1) Özlü-plastik maye qatının şaquli müstəvidə müvazinət məsələsinə baxaq. Tutaq ki, şaquli divara özlü-plastik xassəli təzə rəng çəkilmişdir. Bu zaman rəngin hamısı səthdən tökülməyəcək və onun üzərində *b* qalınlığında təbəqə qalacaqdır (şəkil II. 35).

Bu halda yağ qatının ağırlıq qüvvəsi toxunan gərginliklə müvazinətdə olacaqdır, yəni

$$\tau_0 \cdot S = G \qquad \text{(II. 152)}$$

burada *G* – maye qatının ağırlığı; $G = Sb\rho g$;

S – divarın rəngli hissəsinin sahəsidir.

$$\tau_0 S = Sb\rho g,$$

hərəkət etməyən rəng qatının qalınlığı isə

$$b = \frac{\tau_0}{\rho g}. \qquad \text{(II. 153)}$$

2) Qeyri-Nyuton xassəli mayeyə batırılmış cismin müvazinət şərti Nyuton mayesinin müvazinat şərtindən fərqlənir. Deməli, klassik mənada Arximed qanunu qeyri-Nyuton mayeləri üçün yararsızdır. Neft və qaz quyularının qazılması və istismarında bu hadisənin nəzərə alınmasının əhəmiyyəti böyükdür. Çünki qazımada əsas məsələ balta ilə dağılmış və parçalanmış süxur hissəciklərinin gil məhlulu ilə yer səthinə çıxarılmasıdır.

Neft quyularının istismarında quyu dibinə su, neft və qaz ilə birlikdə qum hissəcikləri də daxil olur. Bu isə quyunun və neftçıxarma avadanlığının işinə mənfi təsir göstərdiyinə görə onunla mübarizə qarşıda duran əsas məsələlərdəndir. Nefti qeyri-Nyuton xassəli laylarda qum hissəcikləri vəziyyətinin təyini də baxılan məsələ ilə əlaqədardır.

Qeyri-Nyuton mayesi içərisinə salınmış kürəşəkilli hissəciyin müvazinətinə baxaq. Kürənin çəkisi

$$G = \frac{\pi d^3}{6}\left(\rho_1 - \rho_2\right) g, \qquad \text{(II. 154)}$$

burada *d* – hissəciyin diametri; ρ_1, ρ_2–uyğun olaraq hissəciyin və mayenin sıxlığı; *g* – sərbəst düşmə təcilidir.

Cismin ağırlıq qüvvəsi onun səthi boyunca yaranan toxunan gərginlik qüvvəsi $\tau\pi d^2$ ilə müvazinətdə olacaqdır. Müvazinət tənliyi aşağıdakı kimidir:

$$K\frac{\pi d^3}{6}\left(\rho_1 - \rho_2\right) g = \tau_0 \pi d^2, \qquad \text{(II. 155)}$$

burada *K* – mayenin və cismin xassələri ilə əlaqədar normal gərginliyi nəzərə alan mütənasiblik əmsalıdır.

(II. 155) ifadəsindən bərk hissəciyin mayedə batmayan həddi qiymətini təyin etmək olar:

$$d_0 \le \frac{6\tau_0}{K\left(\rho_1 - \rho_2\right)g}. \qquad \text{(II. 156)}$$

Deməli, sıxlığı mayenin sıxlığından böyük olmasına baxmayaraq, verilmış mayedə diametri d_0-dan kiçik olan bərk hissəciklər batmır.

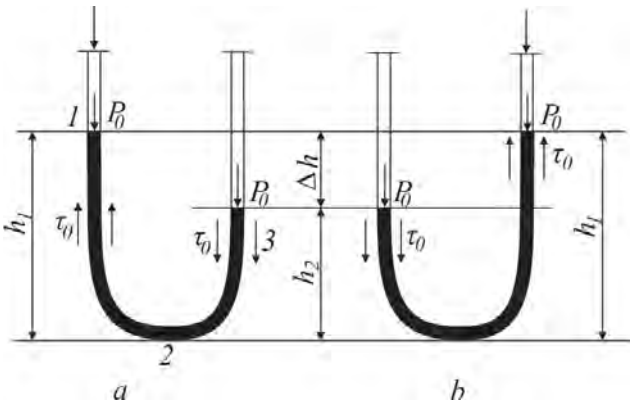
Tutaq ki,

$$\tau_0 = 0{,}1\,\text{q/sm}^2; \quad \gamma_1 = 7{,}8\,\text{q/sm}^3; \quad \gamma_2 = 0{,}9\,\text{q/sm}^3;$$

$K = 0.3$

$$d_0 = \frac{6 \cdot 0{,}1}{0{,}3\left(7{,}8 - 0{,}9\right)} = 2{,}6\ \text{mm}.$$

Deməli, xüsusi çəkisi 7.8 q/sm^3, d_0 və bundan kiçik diametrli hissəciklər xüsusi çəkisi 0.9 q/sm^3 və τ_0 = 0.1 q/sm^2 olan mayedə batmır.



Şəkil II. 36

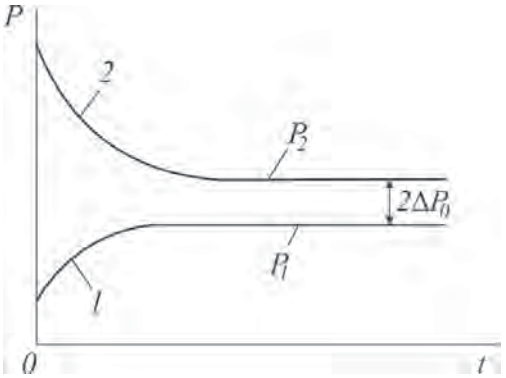
3) Qeyri-Nyuton mayeləri birləşmiş qablar qanununa da tabe olmur. U-şəkilli boruya müəyyən τ_0-lı qeyri-Nyuton maye doldursaq, birləşmiş qabın hansı qolundan tökülməsindən asılı olaraq onun səviyyələri arasında müəyyən Δh fərqi alınır (şəkil II. 36, *a*, *b*). τ_0 qiyməti artdıqca Δh da artır. Bəzi şərtlər daxilində Δh-ı əyani ölçməklə τ_0-ın qiymətini təyin etmək olar. Mayenin sükunət halı üçün müvazinət tənliyini yazsaq,

$$\frac{\pi d^2}{4}\gamma\Delta h = \pi d l \tau_0, \quad \tau_0 = \Delta h \frac{d\gamma}{4l} \qquad \text{(II. 157)}$$

təyin oluna bilər. Deməli, birləşmiş qablar vasitəsilə mədən şəraitində çox vacib parametr sayılan τ_0-ı asanlıqla təyin etmək olar. (II. 157) ifadəsindən görünür ki, d kiçildikdə maye üçün Δh-ın qiyməti artır. Bu səbədən τ_0-ın bu üsul ilə praktiki təyinində xətanı azaltmaq məqsədilə kiçik diametrli birləşmiş qabdan istifadə etmək məqsədəuyğundur.

4) Neft və qaz yataqlarının işlənməsi və istismarı prosesinin düzgün aparılması üçün lay şəraitində başlanğıc təzyiqlər fərqini ΔP_0 təyin edilməsinin əhəmiyyəti böyükdür*. Birləşmiş qabların 3-cü misalda göstərilən xüsusiyyətindən istifadə etməklə ΔP_0-ın qiyməti asanlıqla təyin olunur. Bunun üçün istismarda olan quyu saxlanılıb lay təzyiqinin zamandan asılı olaraq bərpa əyrisi qurulur. Bu məqsədlə quyu dibinə dərilik manometri buraxılır. Təbii ki, istismar vaxtı quyu dibindəki

* *Hərəkətin başlanması üçün tələb olunan təzyiqlər fərqi olub, τ_0-dan asılıdır.*



Şəkil II. 37

təzyiq lay təzyiqindən kiçik olmalıdır. Çünki lay təzyiqi ilə quyudibi təzyiqin fərqi nəticəsində mayenin və ya qazın quyuya süzülməsi təmin edilir. Quyunun istismarı saxlanıldıqda təzyiq quyudibi P_3 qiymətindən lay P_4 qiymətinədək artacaqdır. Lakin layda qeyri-Nyuton xassəli neft olduqda birləşmiş qabın yuxarıda göstərilən xüsusiyyətinə əsasən xeyli müddətdən sonra da bərpa olunmuş təzyiqin P_1 qiyməti lay təzyiqinin qiymətindən kiçik olacaqdır. Quyuda təzyiqin bərpa əyrisi çıxarıldıqdan sonra saxlanılmış quyuya yüksək təzyiq altında müəyyən həcmdə öz neftindən vurulur. Təbii ki, bu neftin bir hissəsi laya gedəcək. Nəticədə quyu dibinə düşən təzyiq tədricən azalacaq və müəyyən müddətdən sonra dəyişməz qalacaqdır. Bu halda da təzyiqin azalması dərinlik manometri vasitəsilə qeydə alınacaqdır. II. 37 şəklində hər iki proses üçün təzyiqin zamandan asılı olaraq dəyişməsi göstərilmişdir: *1*–quyu saxlanıldıqdan sonra, *2*–quyuya müəyyən həcm neft vurulduqdan sonra prosesə uyğun təzyiqin bərpaolunma əyrilərdir. Hər iki əyrinin zamana görə dəyişməyən hissələrinin fərqi $2\Delta P_0$ olduğundan onun yarı qiyməti lay şəraiti üçün ΔP_0-a bərabər olur. ΔP_0-ın qiymətini bilməklə həqiqi lay təzyiqinin qiymətini tapmaq olar:

$$P_4 = P_3 + \Delta P_0 = P_2 - \Delta P_0 = P_1 + \Delta P_0.$$

III FƏSİL

HİDRODİNAMİKA

§1. HİDRODİNAMİKA MƏSƏLƏLƏRİ

Hidrodinamika–hidravlikanın bir qoludur; mayelərin və maye qarışıqlarının (maye+qaz, maye+maye, maye+bərk cisim və s.) hərəkət qanunlarını öyrənir.

Mayenin hərəkəti daha mürəkkəbdir və bərk cisimlərin hərəkətindən fərqlənir. I fəsildə qeyd edildiyi kimi, hərəkət edən maye və onun qarışıqları arasıkəsilməz sərt mühit yaradır. Bu cəhətdən maye və onun qarışıqlarının hərəkəti də sərt mühitin hərəkəti kimi qəbul edilir.

Hidrodinamikada əsas anlayışlardan biri hidrodinamik təzyiqdir. Bu, baxılan nöqtədə təzyiq qüvvəsinin intensivliyini xarakterizə edir.

Real mayelərin hərəkətinə sürtünmə qüvvəsi hesabına sükunət vəziyyətindən fərqli olaraq toxunan gərginlik təsir göstərir. Buradan aydın olur ki, hərəkət zamanı real mayelərin istənilən nöqtəsindəki normal gərginlik təsir etdiyi sahənin vəziyyətindən asılı olacaqdır. Deməli, hidrostatikadan fərqli olaraq hidrodinamikada təsir sahəsinin vəziyyəti ilə əlaqədar normal gərginliyin qiyməti müxtəlif olacaqdır. Bununla yanaşı, hidrodinamikada məsələlərin həllinin sadələşdirmək üçün "nöqtədə hidrodinamik təzyiq" anlayışı irəli sürülür. Şərti olaraq qəbul edilir ki, hərəkət edən real mayenin hər hansı nöqtəsində hidrodinamik təzyiq skalyar kəmiyyətdir (hidrostatikada olduğu kimi) və onun qiyməti təsir sahəsinin vəziyyətindən asılı olmayaraq aşağıdakı kimi tapılır.

Fəza məsələləri üçün (mayenin üçölçülü hərəkətində)

$$P = \frac{1}{3}\left(|\sigma_1| + |\sigma_2| + |\sigma_3|\right); \qquad \text{(III. 1)}$$

müstəvi məsələlər üçün (mayenin ikiölçülü hərəkətində)

$$P = \frac{1}{2}\left(|\sigma_1| + |\sigma_2|\right), \qquad \text{(III. 2)}$$

burada $|\sigma_1|, |\sigma_2|, |\sigma_3|$ – uyğun oxlar üzərində baş gərginliklərin modullarıdır.

(III.1) və (III.2) ifadələrindən göründüyü kimi, hidrostatik təzyiqdən fərqli olaraq hidrodinamik təzyiq hər hansı nöqtədəki bəzi gərginliklərin orta qiymətini müəyyən edir. Eyni *P* ilə işarə olunmasına baxmayaraq, hidrostatik və hidrodinamik təzyiqlər bir-birindən xeyli fərqlənir. Sükunətdə olan maye üçün *P* həqiqi (mövcud) gərginliyin modulunu göstərdiyi halda, hərəkət edən real mayelərdə (III.1)–(III.2) ifadələrindən tapılan fiktiv qiyməti ifadə edir.

Məlumdur ki, ideal mayenin hərəkətində sürtünmə qüvvəsi yaranmır ($\tau = 0$). Buna görə də hidrostatikada olduğu kimi, bu halda da hidrodinamik təzyiqin qiyməti onun təsir sahəsinin vəziyyətindən asılı olmur.

Hidrodinamika sahəsindəki tədqiqatlardan əsas məqsəd maye hərəkətinin əsas göstəricilərini–axının sürətini, təzyiqi və s. təyin etməkdir.

§2. HƏRƏKƏTİN ÖYRƏNİLMƏ METODLARI

Maye hərəkətinin analitik tədqiqində prinsipcə bir-birindən fərqli Laqranj* və Eyler üsullarından istifadə olunur.

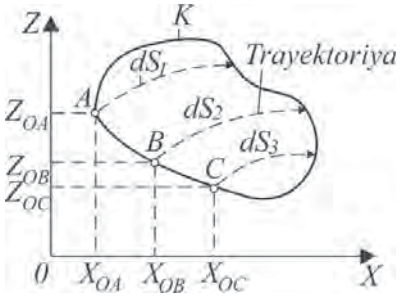
Lanqranj üsulunda mayenin hərəkəti onun hissəcikləri koordinatlarının zamandan asılı olaraq dəyişməsi ilə verilir.

Hərəkət edən maye içərisində K kontorunu ayırıb, onun üzərindəki *A*, *B* və *C* nöqtələrinin tərpənməz *XOZ* koordinat sistemində hərəkətlərinə baxaq. Nöqtələrin başlanğıc koordinatlarını $A\ (X_{OA}, Z_{OA})$, $B(X_{OB}, Z_{OB})$ və $C(X_{OC}, Z_{OC})$ kimi işarə edək (şəkil III. 1). Tutaq ki, hər bir nöqtə üçün aşağıdakı ifadələr bizə məlumdur:

$$X = f_1(X_0, Z_0 t); \qquad \text{(III.3)}$$

$$Z = f_2(X_0, Z_0 t). \qquad \text{(III. 4)}$$

X_0, Z_0–uyğun olaraq *A*, *B* və *C* nöqtələrinin başlanğıc koordinatlarıdır.



Şəkil III. 1

Bu asılılıqdan istifadə edib, maye hissəcikləri üçün trayektoriyaları, eləcə də həmin trayektoriya üzərində dt anında gedilən yolun dS_1, dS_2, dS_3 uzunluqlarını asanlıqla tapmaq, sonra isə həmin nöqtədə sürət və təcili zamandan asılı olaraq təyin etmək olar.

Lanqranja görə, mayenin tam axını haqqında mülahizə yürüdərkən maye hissəcikləri trayektoriyalarının yığımına baxmaq lazımdır. Maye hissəciklərinin cari koordinatları *X* və *Z* olduğundan *dx* və *dz* gedilən yolun uyğun oxlar üzərindəki proyeksiyalarıdır. Onda maye hissəciyin sürət *u* və təcilinin *w* oxlar üzərindəki proyeksiyaları:

$$u_x = \frac{dx}{dt}; \quad u_z = \frac{dz}{dt}; \qquad \text{(III. 5)}$$

* *Jozerf Lui Laqranj (1736-1813) – məhşur fransız riyaziyyatçısı və mexaniki.*

$$u = \sqrt{u_x^2 + u_z^2}; \qquad \text{(III. 6)}$$

$$w_x = \frac{d^2x}{dt^2}; \quad w_z = \frac{d^2z}{dt^2}; \qquad \text{(III. 7)}$$

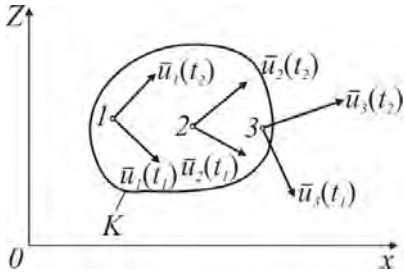
$$w = \sqrt{w_x^2 + w_z^2}, \qquad \text{(III. 8)}$$

burada u_x, u_z, w_x, w_z–uyğun olaraq sürət və təcilin oxlar üzərindəki proyeksiyalarıdır.

Təbii olmasına və maye kütləsinin hərəkəti haqqında tam məlumat verməsinə baxmayaraq, Laqranj üsulu geniş yayılmamışdır. Bunun başlıca səbəbi maye hərəkəti tənliklərinin mürəkkəbliyi və çətin həll olunmasıdır.

Eyler üsulunda hərəkət edən maye içərisindən *K* oblastını ayıraq. Eylere görə, ayrı-ayrı maye hissəciklərinin hərəkəti izlənilmir və onların trayektoriyaları ayrı-ayrılıqda bizi maraqlandırmır*.

Tərpənməz *XOZ* koordınat oxlarına bağlı vəziyyətdə olan *1, 2, 3*... nöqtələrini qeyd edək. Uzərindən mayenin hərəkət etməsinə baxmayaraq, bu nöqtələr hərəkət etmir. Burada *X* və *Z* maye hissəciyinin cari koordinatları deyil, tərpənməz nöqtələrin koordinatlarıdır (şəkil III.2). t_1 zaman anında *1, 2* və *3* nöqtələri üzərində uyğun olaraq sürətləri $U_1(t_1)$, $U_2(t_1)$ və $U_3(t_1)$ olan maye hissəcikləri yerləşəcəkdir.



Şəkil III. 2

t_2 zaman anında isə sürətləri $U_1(t_2)$, $U_2(t_2)$, $U_3(t_2)$ və s. olan maye hissəcikləri yerləşəcəkdir.

Beləliklə, Eyler üsulunda tam maye axını baxılan zaman anında fəzanın tərpənməz nöqtələrinə aid olunan sürətlər vektoru sahəsi ilə ifadə edilir. t_1 və t_2 anlarındakı sürətlərin vektor sahələrini müqayisə etməklə maye axınının zaman ərzində hərəkətini müəyyən etmək mümkündür. Daha doğrusu, burada yerli sürətin zamandan asılı olaraq dəyişməsinə nəzarət yetirilir.

Eyler üsulunda maye axınının fəzada zamandan asılı sürətlər sahəsi sürət vektorunun tərpənməz dekart koordinat oxlarındakı proyeksiyaları ilə verilir:

$$u_x = f(x, y, z, t); \quad u_y = f_2(x, y, z, t); \quad u_z = f_3(x, y, z, t). \qquad \text{(III. 9)}$$

Bu koordinat sistemində mühitin elementar həcminin təcili aşağıdaki kimi tapılır:

$$w_x = \frac{du_x}{dt} = \frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial z}\frac{dz}{dt} + \frac{\partial u_x}{\partial t}; \qquad \text{(III. 10)}$$

$$w_y = \frac{du_y}{dt} = \frac{\partial u_y}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial u_y}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial u_y}{\partial z}\frac{dz}{dt} + \frac{\partial u_y}{\partial t}; \qquad \text{(III. 11)}$$

* *Dərslikdə bütün hidrodinamik məsələlər Eyler üsulu ilə həll ediləcəkdir.*

$$w_z = \frac{du_z}{dt} = \frac{\partial u_z}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial u_z}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial u_z}{\partial z}\frac{dz}{dt} + \frac{\partial u_z}{\partial t} \qquad \text{(III. 12)}$$

Bu ifadələri başqa şəkildə də yazmaq olar:

$$w_x = \frac{\partial u_x}{\partial x}u_x + \frac{\partial u_x}{\partial y}u_y + \frac{\partial u_x}{\partial z}u_z + \frac{\partial u_x}{\partial t}; \qquad \text{(III. 13)}$$

$$w_y = \frac{\partial u_y}{\partial x}u_x + \frac{\partial u_y}{\partial y}u_y + \frac{\partial u_y}{\partial z}u_z + \frac{\partial u_y}{\partial t}; \qquad \text{(III. 14)}$$

$$w_z = \frac{\partial u_z}{\partial x}u_x + \frac{\partial u_z}{\partial y}u_y + \frac{\partial u_z}{\partial z}u_z + \frac{\partial u_z}{\partial t}. \qquad \text{(III. 15)}$$

Bu ifadələrdə $\frac{\partial u_x}{\partial t}, \frac{\partial u_y}{\partial t}, \frac{\partial y_z}{\partial t}$ lokal və ya yerli təcilləri, yəni sürətin zamandan asılı olaraq qeyd olunan koordinatda dəyişməsini göstərir. (III. 13)−(III. 15) ifadələrinin sağ tərəfindəki birinci üçhədlinin cəmi isə maye hissəciyin hərəkətinə uyğun olaraq onun koordinatlarının dəyişməsindən yaranan konvektiv təcilin proyeksiyalarıdır.

Lokal və konvektiv təcilləri uyğun olaraq aşağıdakı kimi işarə etsək,

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = W_k^{\wedge}; \quad \frac{\partial u_y}{\partial t} = W_y^{\wedge}; \quad \frac{\partial u_z}{\partial t} = W_z^{\wedge} \qquad \text{(III. 16)}$$

$$u_x\frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y\frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z\frac{\partial u_x}{\partial z} = W_x^k \qquad \text{(III. 17)}$$

$$u_x\frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y\frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z\frac{\partial u_y}{\partial z} = W_y^k; \qquad \text{(III. 18)}$$

$$u_x\frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y\frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z\frac{\partial u_z}{\partial z} = W_z^k; \qquad \text{(III. 19)}$$

yaza bilərik.

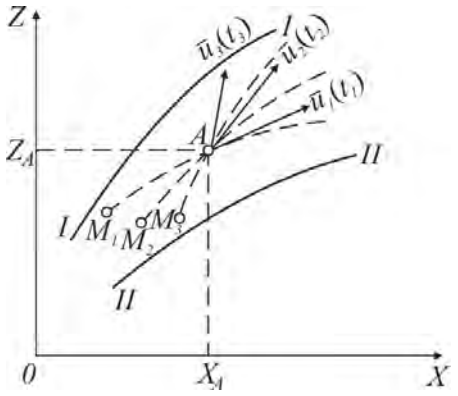
$$W_x = W_x^{\wedge} + W_x^k; \qquad \text{(III. 20)}$$

$$W_y = W_y^{\wedge} + W_y^k; \qquad \text{(III. 21)}$$

$$W_z = W_z^{\wedge} + W_z^k. \qquad \text{(III. 22)}$$

§3. MAYE HƏRƏKƏTİNİN NÖVLƏRİ

I–I və *II–II* xətləri ilə hüdudlanan maye selinin hərəkətinə baxmaq üçün fəzada bir A nöqtəsi seçək (şəkil III.3). Eylerə əsasən qəbul etsək ki, həmin nöqtənin üzərindən maye keçsə də, o tərpənməz qalır. Sonra isə müxtəlif trayektoriyalarla hərəkət edib, müxtəlif zaman anlarında A



Şəkil III. 3

nöqtəsindən keçən M_1, M_2, M_3 və s. maye hissəciklərinə qeyd edək. Burada aşağıdakı hallar ola bilər:

1) A nöqtəsində mayenin sürəti zamandan asılı olaraq dəyişə bilər. Bu halda M_1 hissəciyi A nöqtəsindən t_1 anında keçdikdə sürəti u_1, M_2 hissəciyi t_2 anında keçdikdə sürəti u_2, M_3 hissəciyi t_3 anında keçdikdə sürəti u_3 və s. olur. Bu hal axının bütün nöqtələri üçün öz doğruluğunu saxlayır.

Maye selinin hərəkətində sürət sahəsi zamandan asılı olaraq dəyişərsə, ona qeyri-stasionar və ya qərarlaşmamış hərəkət deyilir, yəni

$$u = u(x, y, z, t). \qquad \text{(III. 23)}$$

Çənin boşalmasını qərarlaşmamış hərəkətə misal göstərmək olar. Maye selinin hərəkətində isə sürət zamandan asılı olaraq dəyişməsə, belə hərəkət stasionar və ya qərarlaşmış hərəkət deyilir. Baxılan misalda hərəkət qərarlaşmış olduqda A nöqtəsindən keçən hissəciklərin sürəti zamandan asılı olaraq dəyişməyəcək, qiymət və istiqamətcə sabit qalacaqdır. Deməli, qərarlaşmış rejimdə sürət ifadəsi

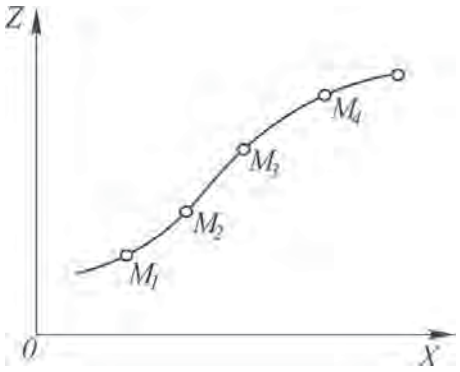
$$u = u(x, y, z), \qquad \text{(III. 24)}$$

olacaqdır. Bu o deməkdir ki, sürətin qiyməti zamandan asılı deyildir, yəni

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial u_y}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0. \qquad \text{(III. 25)}$$

Ümumi halda qərarlaşmış hərəkət üçün $\partial u / \partial t = 0$ yazmaq olar*.

Qərarlaşmış hərəkətdə maye hissəciklərinin trayektoriyası konqurentdir (şəkil III.4) və zamandan asılı olaraq dəyişmir. Sabit səviyyə altında rezervuardan mayenin axmasını qərarlaşmış hərəkətə misal göstərmək olar. Qərarlaşmış hərəkətdə isə aşağıdaki hallar ola bilər:



Şəkil III. 4

1) axının ayrı-ayrı nöqtələrində sürət nisbətən az dəyişir, buna görə də $\frac{\partial u_x}{\partial t}$, $\frac{\partial u_y}{\partial t}$ və $\frac{\partial u_z}{\partial t}$ qiymətlərini nəzərə almamaq olar. Qərarlaşmamış belə hərəkətə asta dəyişən

* $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$ *olması hələ* $\frac{du}{dt} = 0$ *demək deyildir. Belə ki, sürətin qiyməti zamandan asılı olaraq dəyişmədikdə də, onun istiqamətcə dəyişməsi hesabına (konyektiv təcil)* $\frac{du}{dt} \neq 0$ *alına bilər.*

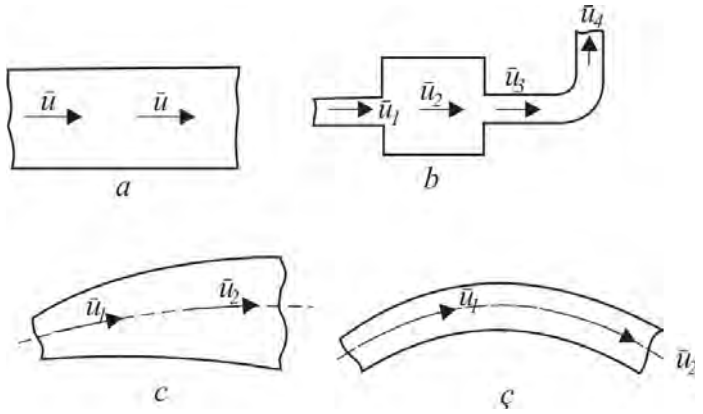
hərəkət deyilir;

2) axının ayrı-ayrı nöqtələrində sürət nisbətən tez dəyişir. Belə hərəkətə isə tez dəyişən hərəkət deyilir.

Sürətin dəyişmə xarakterindən asılı olaraq qərarlaşmış hərəkət aşağıdakı hallarda alına bilər:

– axın boyunca sürətin qiyməti dəyişməz qalır. Bu, *bərabərsürətli qərarlaşmış hərəkət* adlanır (şəkil III. 5, *a*);

– axın boyunca sürətin qiymət və istiqaməti dəyişir. Buna *qeyri-*



Şəkil III. 5

müntəzəm qərarlaşmış hərəkət deyilir (şəkil III. 5, *b*);

– axın boyunca sürətin qiymət və istiqaməti az və səlis dəyişir. Bu halda axın bərabərsürətli qəbul edilə bilər (şəkil III. 5, *c*, *ç*).

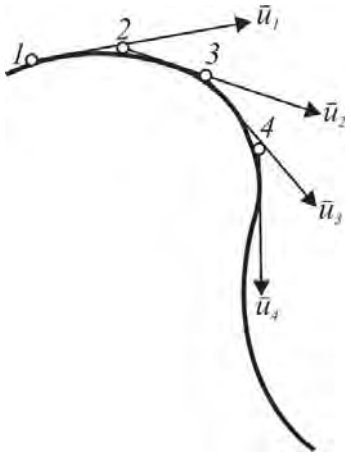
§4. AXININ HİDRAVLİK MODELİ

Nəzəri mexanika kursundan məlumdur ki, bərk cismin hər cür yerdəyişməsinə iki növ hərəkətin–irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin cəmi kimi baxmaq olar. Bərk cismin hərəkətində onun istənilən nöqtələri arasındakı məsafələr də dəyişməz qalır. Mayelərin hərəkətində isə məsələ mürəkkəbdir, çünki hərəkət zamanı maye içərisindəki götürülmüş iki nöqtə arasındakı məsafə, daha doğrusu, baxılan mayenin həcmi öz ölçülərini dəyişir.

Ümumi halda elementar həcm mayenin hərəkətinə, bərk cisimdən fərqli olaraq, üç hərəkətin–irəliləmə, fırlanma və deformasiya hərəkətlərinin cəmi kimi baxmaq olar. Deformasiya hərəkəti maye həcminin formaca dəyişməsindən yaranır. Lakin hərəkətin tədqiqində bunların hamısını nəzərə almaq praktik cəhətdən mümkün deyildir. Odur ki, hidravlika kursunda əsasən irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinə baxılır.

Əvvəlcə maye axınının əsas hidravlik modellərini nəzərdən keçirək.

Tutaq ki, *t* anında axının *1* nöqtəsində sürət vektoru $\bar{u}_1$-dir. Bu vektor üzərində *1* nöqtəsindən sonsuz kiçik məsafədə sürəti u_2 olan *2* nöqtəsi götürək. Bu qayda ilə hərəkət edərək baxılan zamanda bir-birinə yaxın maye hissəciklərinin uyğun sürətlərinin ani vəziyyətini almaq olar (şəkil



Şəkil III. 6

III. 6). *1, 2* və *3* nöqtələri arasındakı məsafələrin sıfıra yaxınlaşan vəziyyətində, onlardan elə əyri xətt keçirmək olar ki, verilmiş nöqtələrdə sürət vektorlarına toxunan olsun. Belə xəttə *cərəyan xətti* deyilir. Demək, cərəyan xətti maye axınının şərti xəttidir; onun üzərindəki bütün nöqtələrdən ona çəkilən toxunanlar sürət vektorları ilə üst-üstə düşür. Başqa sözlə, cərəyan xətti baxılan zaman anında ardıcıl yerləşən maye hissəciklərinin hərəkət istiqamətlərini xarakterizə edir.

Baxılan hissəciyin hər hansı zaman fasıləsində qət etdiyi yola onun trayektoriyası deyilir. Elementar dt müddətində maye hissəciyin cərəyan xətti boyunca getdiyi yolu *dl* ilə işarə edək və onun uyğun oxlar üzərində koordinatlarını *dx, dy, dz* ilə işarə edək.

Onda

$$dx = u_x dt; \quad dy = u_y dt; \quad dz = u_z dt, \qquad \text{(III. 26)}$$

buradan

$$x = \int_{t_0}^{t} u_x dt; \quad y = \int_{t_0}^{t} u_y dt; \quad z = \int_{t_0}^{t} u_z dt, \qquad \text{(III. 27)}$$

t_0 və t–başlanğıc və cari zaman anlarını ifadə edir. (III. 27) maye hissəciyi trayektoriyasının tənlikləridir.

(III. 26) ifadəsinə əsasən cərəyan xəttinin aşağıdakı diferensial tənliyini yazmaq olar:

$$\frac{dx}{u_x} = \frac{dy}{u_y} = \frac{d_z}{u_z}. \qquad \text{(III. 28)}$$

(III. 28) ifadəsindən iki sərbəst diferensial tənlik alıb, inteqrallasaq,

$$f_1(x, y, z, t) = C_1; \qquad \text{(III. 29)}$$

$$f_2(x, y, z, t) = C_2 \qquad \text{(III. 30)}$$

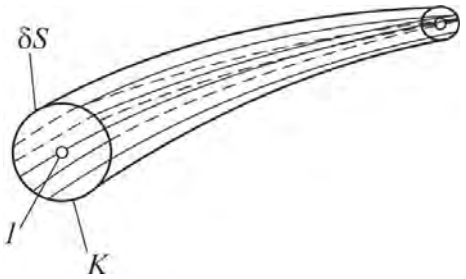
olar. Bu ifadələr verilmiş t anında iki səth ailəsini ifadə edir ki, bunların da kəsişməsindən cərəyan xətti alınır. Eyni zamanda qərarlaşmış hərəkətdə maye hissəciklərinin trayektoriyası ilə cərəyan xətti üst-üstə düşür.

Cərəyan xətti baxılan ani vaxt üçün sürətlərin vəziyyətini müəyyən etdiyinə görə o qərarlaşmamış hərəkətdə trayektoriya ilə üst-üstə düşmür*. Ancaq cərəyan xətləri heç bir nöqtədə kəsişə bilməz.

Maye içərisində 1 hissəciyini və onun ətrafında *K* kontoru ilə hüdudlanan elementar δS sahəsini ayırıb, onun kontur nöqtələrindən hər hansı zaman anına uyğun cərəyan xətləri keçirək (şəkil III. 7). Elementar δS sahəsininin kontur nöqtələrindən keçən cərəyan xətləri yığınına *elementar cərəyan borusu* deyilir. Borunun daxiilində hərəkət edən maye hissəsi isə *elementar şırnaq* adlanır. Deməli, elementar şırnaq

* *Əgər zaman ərzində maye hissəciyi sürətinin istiqaməti deyil, yalnız qiyməti dəyişərsə, qərarlaşmamış hərəkətin belə xüsusi halında cərəyan xətti trayektoriya rolunu oynayacaqdır.*

maye daxilində götürülmüş sonsuz kiçik sadə qapalı K konturundan keçən cərəyan xətləri sistemi ilə əhatə olunan və hərəkət edən mayenin bir hissəsidir.



Şəkil III. 7

Qərarlaşmış hərəkətdə elementar şırnağın aşağıdakı xassələrdə olması qəbul edilir:

– zamandan asılı cərəyan xətti öz vəziyyətini dəyişmədiyi üçün elementar maye şırnağı da vəziyyətini dəyişmir;

– şırnağın yan səthini cərəyan xətləri əmələ gətirdiyi üçün maye onun yan səthdən keçə bilmir. Odur ki, elementar şırnağa sərt, zamandan asılı olaraq dəyişməyən, qalınlığı olmayan və özündən maye buraxmayan divar arasında yerləşən maye hissəsi kimi baxmaq olar:

– δS–elementar sahə olduğuna görə şırnağın en kəsiyinin bütün nöqtələrində sürət və təzyiqin qiyməti eyni götürülür.

Əgər maye hissəciyi irəliləmədən əlavə, fırlanma hərəkəti də edirsə, onda maye daxilində elə əyri xətt çəkmək olar ki, onun sonsuz kiçik parçası baxılan anda müəyyən maye hissəciklərinin fırlanma oxu olsun. Bu əyriyə *burulğan xətti* deyilir. Burulğan xəttin tənliyi belə yazılır:

$$\frac{dx}{\omega_x} = \frac{dy}{\omega_y} = \frac{dz}{\omega_z}, \qquad \text{(III. 31)}$$

burada ω_x, ω_y, ω_z – fırlanma bucaq sürətinin oxlar üzərindəki proyeksiyalarıdır.

Maye daxilində elementar sahə konturundan keçən burulğan xətləri arasında qalan elementar maye həcminə *burulğan borusu* deyilir.

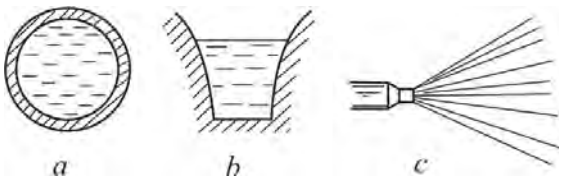
Hidrodinamikanın əsas məsələlərinin elementar maye şırnağı əsasında öyrənilməsinin əhəmiyyəti çox böyükdür. Çünki bu halda məsələnin həlli xeyli sadələşir.

§5. AXININ NÖVLƏRİ VƏ HİDRAVLİK ELEMENTLƏRİ

Qeyd olunduğu kimi, maye axını elementar şırnaqların yığını kimi təsəvvür edilir. Axın aşağıdakı növlərdə olur:

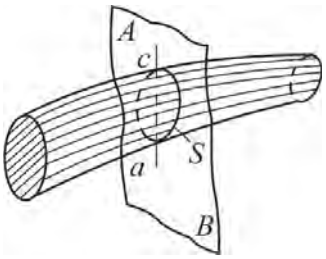
Basqılı axın – maye hər tərəfdən bərk divarla əhatə olunur. Boru kəmərlərində maye və maye qarışıqlarının hərəkətini buna misal göstərmək olar. Ümumiyyətlə, mayelər təzyiq altında basqılı hərəkət edir (şəkil.III. 8, *a*).

Basqısız hərəkət – maye axını hər tərəfdan bərk divarla əhatə olunmur və mayenin səthi sərbəst olur. Kanallarda, çaylarda və s. mayenin hərəkəti buna misal göstərilə bilər (şəkil III. 8, *b*).



Şəkil III. 8

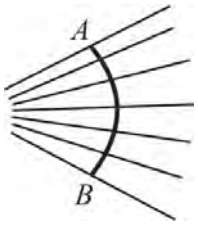
Sərbəst şırnaq – maye axını heç bir tərəfdən bərk divarla əhatə olunmur. Axının səthinə toxunan



Şəkil III. 9

sürət vektorları öz qiymətlərini kəskin dəyişdirir. Məsələn, fəvvarələrdən, yanğın brandspoytundan və ya hidromonitordan çıxan maye şırnağı sərbəst şırnaqdır (şəkil III. 8, *c*).

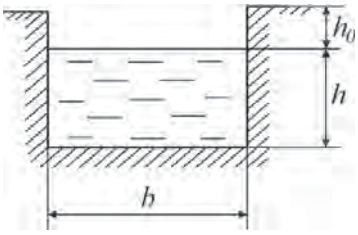
Maye axınının tədqiqində canlı kəsik, sərf və orta sürət anlayışlarının öyrənilməsinin əhəmiyyəti böyükdür. Maye axını və onun daxilində bir sıra cərəyan xətləri götürüb, onlara normal *AB* müstəvisini keçirək (şəkil III. 9). Həmən müstəvinin axına məxsus hissəsinə *ac* axınının canlı kəsiyi, kəsiyin sahəsinə *S* isə canlı kəsiyin sahəsi deyilir. Bərabərsürətli hərəkətin canlı kəsiyi, adətən, müstəvi, bəzi hallarda isə əyri səth şəklində olur. Məsələn, konik genişlənənən boruda maye axını genişlənən elementar şırnaqlardan ibarət olduğu üçün canlı kəsik əyri səthli alınacaqdır (şəkil III. 10).



Şəkil III. 10

Axının canlı kəsiyi perimetrinin əhatə olunduğu divara toxunan hissəsinə *islanma perimetri* deyilir. Basqılı hərəkətdə canlı kəsiyin həndəsi perimetri islanma perimetrinə bərabərdir. Basqısız hərəkətdə isə islanma perimetri həndəsi perimetrdən kiçik ola bilər. Məsələn, kanal üçün islanma perimetrinin uzunluğu

$x = b + 2h$ olduğu halda, həndəsi perimetrin uzunluğu $x_0 = b + 2(h + h_0)$ olacaqdır (şəkil. III. 11) $x_0 > x$.



Şəkil III. 11

Canlı kəsik sahəsinin islanmış perimetrə nisbətinə hidravlik radius deyilir:

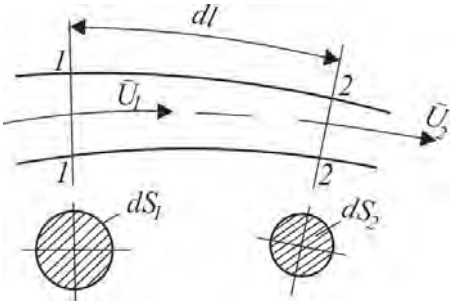
$$R' = \frac{s}{\chi}. \qquad \text{(III.32)}$$

Maye ilə tam dolmuş, daxili diametri d olan dairəvi boru üçün

$$R' = \frac{s}{\chi} = \frac{\frac{\pi d^2}{4}}{\pi d} = \frac{d}{4} = \frac{r}{2}. \qquad \text{(III.33)}$$

III. 11 şəklində göstərilən kanal üçün

$$R' = \frac{s}{\chi} = \frac{bh}{b+2h}. \qquad \text{(III. 34)}$$



Şəkil III. 12

Vahid zamanda canlı kəsikdən keçən mayenin miqdarına sərf deyilir.

Tutaq ki, elementar şırnaqda maye *dt* anında canlı kəsik sahəsi ds_1 olan *1 – 1* kəsiyindən canlı kəsiyi ds_2 olan *2 – 2* kəsiyinə *dl* qədər yol qət edir (şəkil III. 12). Onda *dt*

anında *1 − 1* kəsiyindən *2 − 2* kəsiyinə keçən mayenin elementar həcmi

$$dV = dl \cdot ds \qquad \text{(III. 35)}$$

olacaqdır. Elementar həcmin sərfi isə

$$dQ = \frac{dV}{dt} = \frac{dl}{dt} ds; \quad \frac{dl}{dt} = u;$$

$$dQ = uds. \qquad \text{(III. 36)}$$

Canlı kəsiyin müxtəlif nöqtələrində sürətin qiymətləri fərqləndiyi üçün axının sərfi belə tapılır:

$$Q = \int_S dQ = \int_S uds. \qquad \text{(III. 37)}$$

Bu, həcmi sərf adlanır. Əgər axında sıxlıq dəyişərsə (məsələn, qazlı mayenin hərəkətində, qazın), onda kütlə sərfində istifadə edilir. Kütlə sərfi (*G*) canlı kəsikdən vahid zamanda keçən kütlənin miqdarı ilə müəyyən olunur:

$$G = \int_S \rho\, uds. \qquad \text{(III. 38)}$$

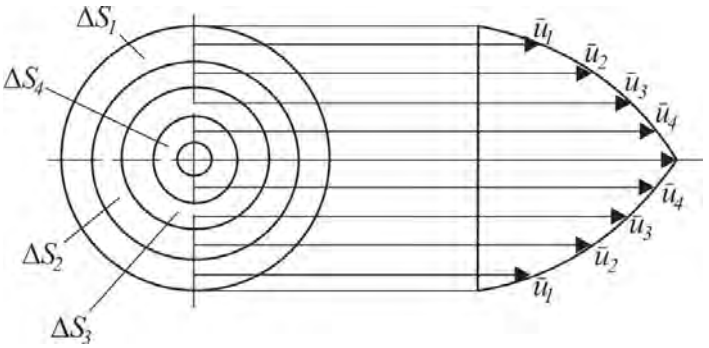
Həcmi və kütlə sərfini təyin etmək üçün (III. 37) və (III. 38) ifadələrini inteqrallayaq. Bunun üçün bizə $u=u(s)$ və $\rho=\rho(s)$, yəni sürət və sıxlığın canlı kəsikdə paylanma qanunu məlum olmalıdır.

Əgər canlı kəsik boyunca sürətin paylanması məlumdursa, bu halda həcmi sərfi qrafik inteqrallama üsulu ilə təyin etmək olar. Tutaq ki, canlı kəsiyin Δs_1, Δs_2 və Δs_3 hissələrində sürətlər uyğun olaraq u_1, u_2 və u_3-dür (şəkil III. 13). Onda

$$Q = u_1\Delta s_1 + u_2\Delta s_2 + u_3\Delta s_3 + \cdots + u_i\Delta s_i\ ,$$

ümumi halda isə

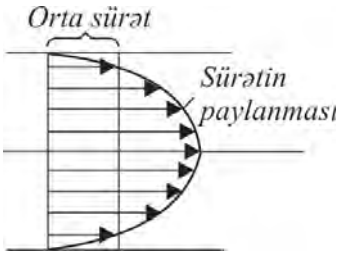
$$Q = \lim_{n\to\infty}\sum_{i=1}^{n} u_i\Delta s_i. \qquad \text{(III. 39)}$$



Şəkil III. 13

Maye axınının sərfi əsas texniki-iqtisadi göstəricilərindən biridir. Odur ki, adətən mühəndis-hidravlik hesablamalarda sərf məlum göstərici kimi verilir. Sürətin canlı kəsikdə paylanma qanunu isə əksər hallarda məlum olmur. Ona görə də hidravlik tədqiqatları asanlaşdırmaq məqsədilə *orta sürət* anlayışından istifadə edilir.

Tutaq ki, axının bütün nöqtələrində canlı kəsiyin sürəti dəyişir (III. 14). Orta sürətdən istifadə olunduqda dəyişən sürətin epürü sabit orta sürətlə əvəz edilir və o, aşağıdakı kimi tapılır:



Şəkil III. 14

$$\upsilon = \frac{Q}{s},$$

bundan sonra isə sərfi hesablamaq olar:

$$Q = \upsilon s; \quad G = \rho \upsilon s. \qquad \text{(III. 40)}$$

Əgər canlı kəsikdə sürətin paylanma epürası məlumdursa, onda orta sürət aşağıdakı kimi tapılır:

$$\upsilon = \frac{\int_s u ds}{s}.$$

§6. KƏSİLMƏZLİK TƏNLİYİ

Maye və maye qarışıqlarının hərəkətində kütlənin saxlanması qanununu kəsilməzlik tənliyi ifadə edir.

Ümumi halda sıxılan mayenin fəzada üçölçülü hərəkətinə – hərəkət edən axın içərisində elementar paralelepipedşəkilli maye həcminə baxaq (şəkil III. 15). Belə qəbul edək ki, mayenin sürəti u, təzyiqi p, sıxlığı ρ hərəkət edən hissəciklərin koordinatlarından və zamandan asılıdır:

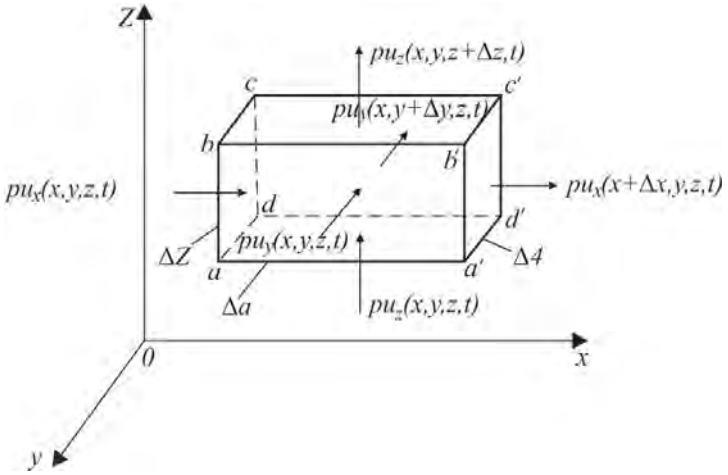
$$u = u(x, y, z, t); \qquad \text{(III. 41)}$$

$$\rho = \rho(x, y, z, t); \qquad \text{(III. 42)}$$

$$p = p(x, y, z, t). \qquad \text{(III. 43)}$$

Fərz edək ki, hərəkət zamanı mayenin içərisində boşluq yaranmır, daha doğrusu, səltlik şərti həmişə ödənilir. Əvvəl x oxu istiqamətində mayenin hərəkətinə baxaq. Maye sıxılan olduğuna görə paralelepipedin *abdc* üzünə daxil olan maye kütləsi *a'b'd'c'* üzündən çıxan maye kütləsindən ΔM_x fərqlənəcəkdir. Bu isə paralelepipedin içərisindəki maye kütləsinin ΔM_t qədər dəyişməsinə səbəb olacaqdır.

Tutaq ki, *abdc* üzündən Δt anında paralelepipedə daxil olan sıxılan mayenin kütləsi $\rho u_x(x, y, z, t)\Delta y \Delta z \Delta t$, həmən anda *a'b'd'c'* üzündən çıxan



Şəkil III. 15

mayenin kütləsi isə $\rho u_x(x+\Delta x, y, z, t)\,\Delta y \Delta z \Delta t$-dir. Onda paralelepiped daxilindəki maye kütləsində aşağıdakı dəyişiklik əmələ gələcəkdir:

$$\Delta M_x = \left[\rho u_x(x+\Delta x, y, z, t) - \rho u_x(x, y, z, t)\right]\Delta y\,\Delta z\,\Delta t. \qquad \text{(III. 44)}$$

İndi də kütlənin dəyişməsini başqa cür ifadə edək. Başlanğıcda paralelepiped daxilindəki mayenin kütləsi

$$M(t) = \rho(x, y, z, t)\,\Delta x\,\Delta y\,\Delta z \qquad \text{(III. 45)}$$

idi, Δt anından sonra isə

$$M(t+\Delta t) = \rho(x, y, z, t+\Delta t)\,\Delta x\,\Delta y\,\Delta z \qquad \text{(III. 46)}$$

olacaqdır. Deməli, mayenin hərəkəti nəticəsində paralelepipedin daxilində kütlənin dəyişməsi aşağıdakı ifadədədən də təyin edilir:

$$\Delta M_t = \left[\rho(x, y, z, t+\Delta t) - \rho(x, y, z, t)\right]\Delta x\,\Delta y\,\Delta z \qquad \text{(III. 47)}$$

Burada bir neçə hal ola bilər. Tutaq ki, (III. 44) ifadəsində $\Delta M_x<0$, yəni

$$\rho u_x(x+\Delta x, y, z, t)\,\Delta y\,\Delta z\,\Delta t < \rho u_x(x, y, z, t)\,\Delta y\,\Delta z\,\Delta t,$$

bu o deməkdir ki, *abcd* üzünə daxil olan mayenin kütləsi *a'b'd'c'* üzündən çıxan maye kütləsindən çoxdur. Nəticədə paralelepipedin daxilindəki mayenin kütləsi artır, yəni (III. 47) ifadəsindəki $\Delta M_t > 0$. Paralelepipedin həcmi sabit qaldığından oradakı mayenin sıxlığı artacaqdır.

Tutaq ki, $\Delta M_x>0$, yəni *abcd* üzünə daxil olan mayenin kütləsi *a'b'd'c'* üzündən çıxan maye kütləsindən azdır. Nəticədə paralelepiped daxilindəki mayenin kütləsi azalacaqdır, yəni $\Delta M_t<0$. Paralelepipedin həcmi sabit qaldığından oradakı mayenin sıxlığı azalacaqdır.

Bununla da belə nəticəyə gəlmək olar ki, paralelepipedin daxilindəki hərəkət edən mayenin kütlə sərfi artdıqca onun içərisindəki mayenin sıxlığı da azalır və ya əksinə. Başqa sözlə, ΔM_x və ΔM_t həmişə bir-birinə müxtəlif işarələrlə bərabər olacaqdır, yəni

$$\Delta M_x = -\Delta M_t. \qquad \text{(III. 48)}$$

Bütün oxlar boyunca eyni zamanda baş verən hərəkət halı üçün kütlənin saxlanması qanunun ifadəsini yazmaq olar:

$$\Delta M_x + \Delta M_y + \Delta M_z = -\Delta M_t. \qquad \text{(III. 49)}$$

ΔM_x, ΔM_y, ΔM_z, ΔM_t ifadələrini (III. 49)-da yerinə yazıb, hər tərəfi Δx, Δy, Δz, Δt - yə bölsək, $\Delta x\to 0$; $\Delta y\to 0$; $\Delta z\to 0$; $\Delta t\to 0$ halına uyğun olaraq aşağıdakı kütlənin saxlanması ifadəsini yaza bilərik:

$$\lim_{\Delta x\to 0}\frac{\rho u_x(x+\Delta x, y, z, t) - \rho u_x(x, y, z, t)}{\Delta x} +$$

$$+\lim_{\Delta y\to 0}\frac{\rho u_y(x, y+\Delta y, z, t) - \rho u_y(x, y, z, t)}{\Delta y} +$$

$$+\lim_{\Delta z\to 0}\frac{\rho u_z(x, y, z+\Delta z, t) - \rho u_z(x, y, z, t)}{\Delta z} =$$

$$= -\lim_{\Delta t\to\infty}\frac{\rho(x, y, z, t+\Delta t) - \rho(x, y, z, t)}{\Delta t}. \qquad \text{(III. 50)}$$

yaxud

$$\frac{\partial \rho u_x}{\partial x}+\frac{\partial \rho u_y}{\partial y}+\frac{\partial \rho u_z}{\partial z}=-\frac{\partial \rho}{\partial t}. \qquad \text{(III. 51)}$$

(III. 51) tənliyi sıxılan mayenin üçölçülü hərəkətində kəsilməzlik və ya kütlənin saxlanması qanununu ifadə edir.

Vektor təhlilinə əsasən vektor proyeksiyasının eyniadlı koordinatına görə xüsusi törəmələrin cəmi divergensiya* (div) adlanır. Buna görə də (III. 51) ifadəsini vektorial şəkildə də yazmaq olar:

$$div\,\overrightarrow{\rho u}+\frac{\partial \rho}{\partial t}=0 \qquad \text{(III. 52)}$$

$$\mathrm{div}\,\overrightarrow{\rho u}=\frac{\partial \rho u_x}{\partial x}+\frac{\partial \rho u_y}{\partial y}+\frac{\partial \rho u_z}{\partial z}.$$

Bir-birinə qarışmayan iki mayenin hərəkətinə baxıldıqda ayrı-ayrı mayelər üçün kəsilməzlik tənlikləri yazılır:

$$div\,\overrightarrow{\rho_1 u_1}+\frac{\partial \rho_1}{\partial t}=0; \qquad div\,\overrightarrow{\rho_2 u_2}+\frac{\partial \rho_2}{\partial t}=0 \qquad \text{(III. 53)}$$

burada ρ_1, ρ_2 – uyğun olaraq mayelərin sıxlığı; u_1, u_2 – mayelərin sürətidir.

Tutaq ki, maye sıxılmayandır, $\rho=\mathrm{const}$ yəni $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ =0 onda (III. 51) və (III. 52) ifadələrinin şəkli dəyişər:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}=0; \qquad \text{(III. 54)}$$

və ya

$$\mathrm{div}\,\vec{u}=0. \qquad \text{(III. 55)}$$

Hərəkət edən x oxu istiqamətində (məsələn, sıxılmayan mayenin üfüqi boruda hərəkəti) olduqda

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}=0; \quad u_x=\mathrm{const}. \qquad \text{(III. 56)}$$

Bu o deməkdir ki, $v_1 = v_2$, yəni istənilən kəsikdə mayenin orta sürəti hərəkət boyunca sabit qalır, yəni

$$Q=S\upsilon=\mathrm{const}. \qquad \text{(III. 57)}$$

Canlı kəsik sahəsi axın boyunca dəyişdikdə isə

$$Q=S_1\upsilon_1=S_2\upsilon_2=S_3\upsilon_3=\mathrm{const}. \qquad \text{(III. 58)}$$

*Divergensiya–latınca divergere sözündən olub, uyğunsuzluğun aşkara çıxarılması deməkdir.

Buradan aşağıdakı nəticə çıxır:

$$\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{S_2}{S_1} = \text{const}. \qquad \text{(III. 59)}$$

Bu o deməkdir ki, sıxılmayan mayelərdə sərfin sabit qalması üçün en kəsik sahəsinin daralan yerində sürətin qiyməti artmalı, genişlənən yerində isə azalmalıdır. Sıxılan mayenin qərarlaşmış hərəkətində də $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, yəni zamandan asılı parametr olmur. Onda kəsilməzlik tənliyi $\text{div}\,\overrightarrow{\rho u} = 0$ şəklində yazılacaqdır.

Sıxılan mayenin üfüqi boruda qərarlaşmış hərəkətində

$$\rho\upsilon = \text{const}, \qquad \text{(III. 60)}$$

$$\rho_1\upsilon_1 = \rho_2\upsilon_2 = \rho_3\upsilon_3 - \text{const}, \qquad \text{(III. 61)}$$

mayenin kütlə sərfi isə

$$G = \rho\upsilon S = \text{const}.$$

§7. MAYENİN HƏRƏKƏTİNİN DİFERENSİAL TƏNLİYİ

Xarici qüvvənin təsiri altında hərəkət edən mayenin müxtəlif nöqtələrində hidrostatik təzyiqdən fərqli olaraq hidrodinamik təzyiq yaranır. Odur ki, maye hərəkətinin öyrənilməsində əsas məsələlərdən biri onun daxilində yaranan hidrodinamik təzyiqin qiymətinin, maye hissəciklərinin və ümumi axının sürətinin tapılmasıdır. Bu isə sürət və təcili maye hissəciklərinə təsir edən xarici qüvvələrlə əlaqələndirən hərəkət tənliyinin tərtibini tələb edir.

Maye hərəkətinin tənliyini Nyutonun ikinci qanununa əsasən tərtib etmək olar:

$$m\overline{w} = \sum \overline{F}_i, \qquad \text{(III. 62)}$$

burada m–baxılan həcmdəki mayenin kütləsi; $\overline{w}$ –təcil; $\sum \overline{F}_i$ –mayeyə təsir edən qüvvələrin həndəsi cəmidir.

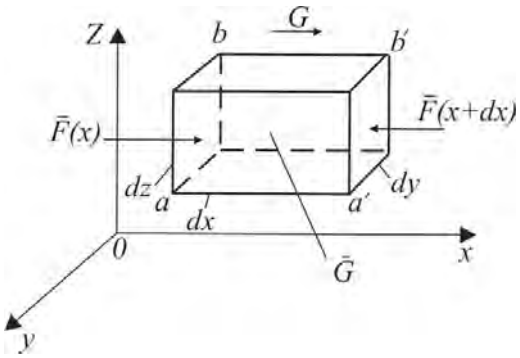
Mayeni ideal qəbul etsək, hərəkət zamanı toxunan gərginliyi nəzərə almaya da bilərik (özlülüyün təsirinə baxılmır).

Paralelepiped şəklində elementar həcmli mayenin hərəkətinə ağırlıq $\overline{G}$ və təzyiq $\overline{F}$ qüvvələrinin təsir etdiyini qəbul etdiyini qəbul edək (şəkil III. 16). Onda (III. 62) tənliyi belə yazılır:

$$m\frac{\overline{du}}{dt} = \overline{F} + \overline{G}, \qquad \text{(III. 63)}$$

$$m = \rho\, dx\, dy\, dz. \qquad \text{(III. 64)}$$

Paralelepipedin ab üzünə X oxu istiqamətində təsir edən təzyiq



Şəkil III. 16

qüvvəsini $F(x)$ işarə etsək, $F(x)=Pdydz$. ab üzündə dx məsafəsində duran $a'b'$ üzünə təsir edən təzyiq $\left(P+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right)$ qüvvəsinin qiyməti $F(x+dx)=\left[P+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right]dy\,dz$, paralelepipeddəki mayenin ağırlıq qüvvəsi isə $G=mg=\rho\,dx\,dy\,dz\,g$ olacaqdır.

Beləliklə, (III. 63) ifadəsini X oxu üzərinə proyekləndirsək, aşağıdakı tənlilk alınar:

$$-\left[P+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right]dy\,dz+P\,dy\,dz+\rho\,dx\,dy\,dzg-$$

$$-\rho\,dx\,dy\,dz\frac{du_x}{dt}=0 \qquad \text{(III. 65)}$$

və yaxud

$$-\frac{\partial p}{\partial x}dx\,dy\,dz+\rho\,dx\,dy\,dzg-\rho\,dx\,dy\,dz\frac{du_x}{dt}=0 \qquad \text{(III. 66)}$$

Təsir edən qüvvələri vahid kütləyə gətirsək və hidrostatika bəhsində olduğu kimi, vahid kütlənin çəkisinin oxlar üzərindəki proyeksiyalarını X, Y və Z ilə işarə etsək, (III. 66) belə yazıla bilər:

$$X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{du_x}{dt}. \qquad \text{(III. 67)}$$

Bu qayda ilə (III. 63) ifadəsini Y və X oxlarında proyekləndirsək,

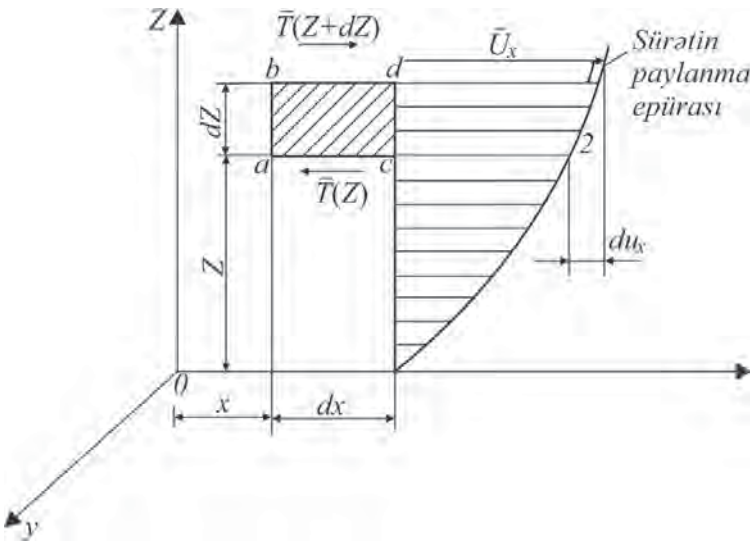
$$Ó-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{du_y}{dt}, \qquad \text{(III. 68)}$$

$$Z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{du_z}{dt} \qquad \text{(III. 69)}$$

alınar. (III. 67)−(III. 69) tənliklərinə daxil olan du_x/dt, du_y/dt, du_z/dz əvəzinə (III. 13)−(III. 15) ifadələri yazılmalıdır.

(III. 67)−(III. 69) ifadələri ideal mayenin hərəkətinin Eyler tənlikləri adlanır. $u_x=u_y=u_z=0$ olduqda isə (III. 67)−(III. 69) tənlikləri hidrostatikanın əsas tənliklərinə çevrilir.

İdeal maye hərəkətinin diferensial tənliyinə özlülükdən yaranan sürtünmə qüvvəsini əlavə etməklə sıxılmayan real maye hərəkətinin diferensial tənliyini almaq olar. Bundan əvvəlki çıxarılışı təkrarlamadan hərəkət edən maye təbəqəsinə təsir göstərən sürtünmə qüvvəsini təyin edək. Tutaq ki, bir-birindən dz elementar məsafədə hərəkət edən *1–1*



Şəkil III. 17

və 2–2 özlü maye təbəqələrinə uyğun olaraq, *T(z)* və *T(z+dz)* sürtünmə (özlülükdən yaranan) qüvvələri təsir edir (şəkil III. 17).

Əvvəlcə *X* istiqamətində hərəkəti araşdıraq. Düzbucaqlı formalı elementar maye həcminin tilləri *xoz* müstəvisinə perpendikulyar vəziyyətdə götürüldüyü üçün şəkildə *abcd* düzbucaqlısı formasına düşmüşdür. Maye həcminin *xoy* müstəvisinə paralel üzünün sahəsini *dxdy* qəbul etsək, onda alt oturacaqda sürtünmə qüvvəsinin qiyməti *T(z)=τdxdy* hərəkət istiqamətinin əksinə yönələcəkdir. *τ* – toxunan gərginlikdir.

Üst oturacaqdakı *bd* maye qatının sürəti *ca* qatına nisbətən dəyişdiyinə görə orada toxunan gərginliyin qiyməti müəyyən qədər artacaqdır. Başqa sözlə, üst oturacaqda hərəkət istiqamətinə tərəf yönəlmiş sürtünmə qüvvəsinin qiyməti

$$T(z+dz) = T(z) + \frac{\partial T(z)}{\partial z} dz. \qquad \text{(III. 70)}$$

T(z) = *τdxdy* qiymətini (III. 70)-də yerinə yazsaq,

$$T(z+dz) = \left[\tau + \frac{\partial \tau}{\partial z} dz\right] dx\, dy \qquad \text{(III. 71)}$$

alarıq. Onda sürtünmə qüvvələrinin *X* oxu üzərindəki proyeksiyaları cəmi

$$\Delta T_x = T(z+dz) - T(z) = \tau\, dx\, dy + \frac{\partial \tau}{\partial z} dx\, dy\, dz -$$

$$-\tau\, dx\, dy = \frac{\partial \tau}{\partial z} dx\, dy\, dz \qquad \text{(III. 72)}$$

olar. (III. 72) ifadəsində *τ*-nun yerinə Nyutonun $\tau = \mu \frac{du_x}{dz}$ sürtünmə qanununu yazsaq, sürtünmə qüvvəsi əvəzləyicisinin qiyməti belə tapılar:

$$\Delta T_x = \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial u_x}{\partial z}\right) dx\, dy\, dz, \qquad \text{(III. 73)}$$

μ sabit olduğundan

$$\Delta T_x = \mu\, dx\, dy\, dz \frac{\partial^2 u_x}{\partial^2 z}. \qquad \text{(III. 74)}$$

Bu qüvvəni vahid $\Delta m = \rho\, dx\, dy\, dz$ kütləyə gətirsək.

$$\frac{\Delta T_x}{\Delta m} = \frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} = \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}. \qquad \text{(III. 75)}$$

Ümumi halda, yəni sürətin və onun u_x, u_y, u_z komponentlərinin x, y *və* z istiqamətində dəyişməsini nəzərə alsaq, u_x-a görə sürtünmə qüvvəsi əvəzləyicisinin X oxu üzərindəki proyeksiyası

$$\nu\left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}\right) = \nu \cdot \nabla^2 u_x. \qquad \text{(III. 76)}$$

Eyni qayda ilə Y və Z oxları üçün də əməliyyatı təkrar etsək,

$$\nu\left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}\right) = \nu\, \nabla^2 u_y; \qquad \text{(III. 77)}$$

$$\nu\left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}\right) = \nu\, \nabla^2 u_z, \qquad \text{(III. 78)}$$

$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla^2$ – *Laplas operatoru* adlanır.

Sürtünmə qüvvəsinin oxlar üzərindəki proyeksiyalarının (III. 76)–(III. 78) ifadələrini (III. 67)–(III. 69)-da yerinə yazsaq, sıxılmayan (ρ=const) özlü mayenin hərəkətinin diferensial tənliklərini alırıq:

$$X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\, \nabla^2 u_x = \frac{du_x}{dt}; \qquad \text{(III. 79)}$$

$$Ó - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\, \nabla^2 u_y = \frac{du_y}{dt}; \qquad \text{(III. 80)}$$

$$Z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\, \nabla^2 u_z = \frac{du_z}{dt}; \qquad \text{(III. 81)}$$

(III. 79)–(III. 81) ifadələri sıxılmayan maye üçün *Navye*–Stoks tənlikləri* adlanır. Bunları kəsilməzlik tənlikləri ilə birlikdə həll etməklə P, u_x, u_y və u_z kimi dörd naməlum funksiyanı tapmaq olar.

§8. İDEAL MAYE ŞIRNAĞI ÜÇÜN BERNULİ TƏNLİYİ

İdeal maye şırnağının qərarlaşmış rejimdə hərəkətinə baxaq. İdeal maye hərəkətinin (III. 67)–(III. 69) diferensial tənliklərinin hər tərəfini uyğun olaraq dx, dy və dz-ə vurub, tərəf-tərəfə toplasaq və qərarlaşmış hərəkət üçün $\frac{\partial u_x}{\partial t} = 0$; $\frac{\partial u_y}{\partial t} = 0$; $\frac{\partial u_z}{\partial t} = 0$ olduğunu qəbul etsək, aşağıdakı

* *Lui Mari Anri Navye (1785-1836)–məşhur fransız mühəndisi və mexaniki.*

ifadəni yazmaq olar:

$$d\left(\frac{P}{\rho}+\frac{u^2}{2}+\text{Ï}\right)=0. \qquad \text{(III. 82)}$$

Buradan

$$\text{Ï}+\frac{P}{\rho}+\frac{u^2}{2}=\text{const}. \qquad \text{(III. 83)}$$

Statika bəhsində olduğu kimi, burada da

$$X=-\frac{\partial \text{Ï}}{\partial x};\quad \text{Ó}=-\frac{\partial \text{Ï}}{\partial y};\quad Z=-\frac{\partial \text{Ï}}{\partial z}.$$

(III. 83) sıxılmayan ideal maye şırnağının qərarlaşmış hərəkəti üçün Bernuli* tənliyidir (*П* – xüsusi potensial enerjidir).

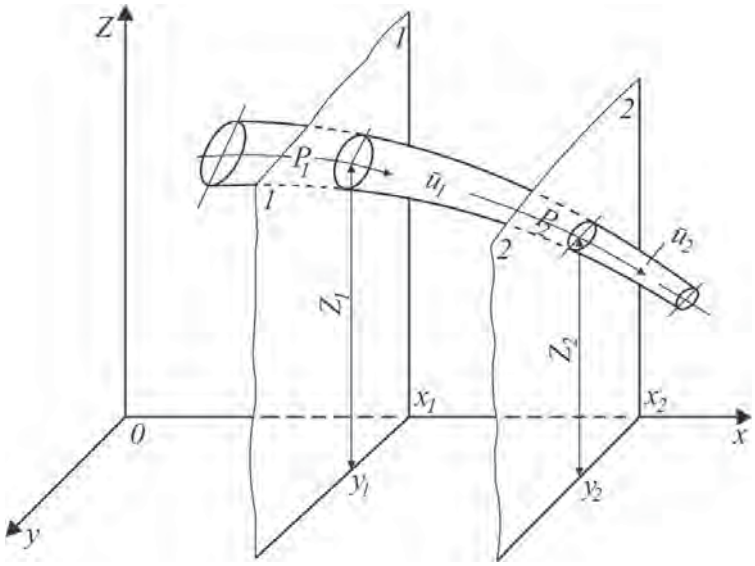
III. 18 şəklində göstərilən elementar maye şırnağına baxaq. Tutaq ki, mayeyə xarici qüvvə kimi ancaq ağırlıq qüvvəsi təsir edir. Onda $X = 0$; $Y = 0$; $Z = -g$.

$$\text{Ï}=gz+c. \qquad \text{(III. 84)}$$

Baxılan hal uçün (III.83) tənliyi $gz+\frac{P}{\rho}+\frac{u^2}{2}=\text{const}$ olacaqdır. Bu tənliyin hər iki tərəfini g-yə bölsək,

$$z+\frac{P}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}=\text{const}. \qquad \text{(III. 85)}$$

(III. 85) Bernuli tənliyini şırnağın hər hansı *1–1* və *2–2* kəsiklərinə tətbiq etsək,



Şəkil III. 18

* *Daniil Bernuli (1700-1782)-məşhur riyaziyyatçı və fizik.*

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \qquad \text{(III. 86)}$$

alınar. Burada z_1, z_2–kəsiklərin xoy müstəvisindən məsafəsi: P_1, P_2–kəsiklərə düşən təzyiq; u_1, u_2–kəsiklərdəki sürətlərin qiymətidir.

Bernuli tənliyini başqa mülahizə aparmaqla da almaq mümkündür. Məlumdur ki, sükunətdə və ya hərəkətdə olan cismin müəyyən mexaniki enerji ehtiyatı olur. Bu, ideal mayelərin müvazinət və ya hərəkətində potensial və kinetik enerjilərin cəmindən ibarətdir. Potensial enerji ehtiyatı ağırlıq qüvvəsi sahəsindən və oradakı təzyiqin qiymətindən asılıdır.

Ağırlıq qüvvəsi sahəsinin potensial enerjisi

$$\Pi_1 = mgz. \qquad \text{(III. 87)}$$

Məlumdur ki, kinetik enerji E maye hissəciklərinin kütləsi ilə onların sürətinin kvadratı hasilinin yarısına bərabərdir, yəni

$$E = \frac{1}{2}mu^2. \qquad \text{(III. 88)}$$

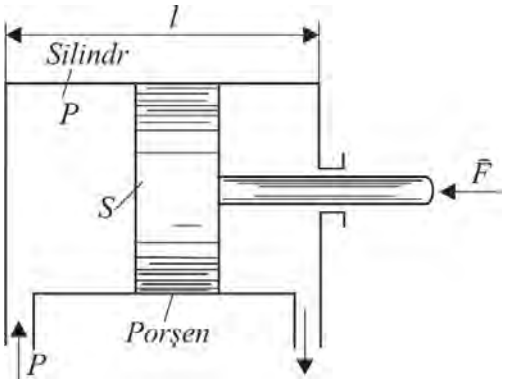
Deformasiya olunan cisimlər üçün onların elastik vəziyyətindən yaranan Π_2 potensial enerjisini də nəzərə almaq lazımdır. Məsələn, mayenin təzyiq altında olması onda əlavə potensial enerji ehtiyatı yaradır. Mayenin həcmi və təzyiqi artdıqca bu enerji ehtiyatı da artır və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\Pi_2 = PV. \qquad \text{(III. 89)}$$

burada P–təzyiq; $V = \frac{m}{\rho} = \frac{mg}{\gamma}$ – maye hissəciyinin həcmi; ρ, γ–uyğun olaraq sıxlıq və xüsusi çəkidir.

Təzyiq enerjisi asanlıqla mexaniki enerjiyə çevrilə bilər. Bu cür dəyişməni təmin edən ən sadə qurğu silindr və onun içərisində hərəkət edən porşendir (şəkil III. 19). Təzyiq enerjisinin mexaniki enerjiyə çevrilməsində mayenin vahid kütləsi P ρ-ya bərabər iş görür.

Qəbul edək ki, porşenin en kəsiyi sahəsi S, gediş yolu isə l-dir. Porşenin sol tərəfindəki izafi təzyiq P, sağ tərəfindəki isə sıfırdır. Onun sağdan sola hərəkətində təzyiq qüvvəsinin qiyməti $F=PS$, gördüyü işi $A=Fl=PSl$, həmin işi görmək üçün silindrə veriləcək mayenin kütləsi isə $m=Sl\rho$. Onda vahid mayenin kütləsinə düşən işin miqdarı təzyiqin xüsusi potensial enerjisi



Şəkil III. 19

$$\frac{A}{m} = \frac{PSl}{Sl\rho} = \frac{P}{\rho} \qquad \text{(III. 90)}$$

olacaqdır. Maye hissəciyinin tam

mexaniki enerjisi

$$E_T = mgz + PV + \frac{1}{2}mu^2. \qquad \text{(III. 91)}$$

Bu enerjinin vahid çəkiyə düşən hissəsini tapmaq üçün onun hər tərəfini $mg = V\gamma$-ya bölək:

$$E_0 = z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}. \qquad \text{(III. 92)}$$

İndi isə III.18 şəklində göstərilən elementar şırnağa baxaq. *1–1* kəsiyindən vahid zamanda keçən maye ilə birlikdə *1–1* və *2–2* kəsikləri arasında qalan V həcminə aşağıdakı miqdarda enerji gətirilir:

$$E_{1-1} = G_{1-1}\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma_1} + \frac{u_1^2}{2g}\right), \qquad \text{(III. 93)}$$

burada G_{1-1}–*1–1* kəsiyindən vahid zamanda keçən mayenin çəkisidir.

Vahid zamanda mayenin *2–2* kəsiyindən axması nəticəsində kəsiklər arasında həcmdən

$$E_{2-2} = G_{2-2}\left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma_2} + \frac{u_2^2}{2g}\right) \qquad \text{(III. 94)}$$

qədər enerji aparılır. Qərarlaşmış hərəkət üçün

$$G_{1-1} = G_{2-2} = \text{const}.$$

Özlülüyü və V həcminə xarici mühitdən əlavə enerjinin gəlməsini (yaxud itməsini) nəzərə almasaq, onda baxılan həcmdə mayenin tam enerjisi zamandan asılı olaraq sabit qalır, yəni $E_{1-1} = E_{2-2}$. Deməli,

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma_1} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma_2} + \frac{u_2^2}{2g}. \qquad \text{(III. 95)}$$

(III. 95) ifadəsi ideal şırnağın mexaniki enerjisinin saxlanması qanununu ifadə etməklə Bernuli tənliyi ilə üst-üstə düşür.

Sıxılmayan mayelər üçün $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ olduğuna görə

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}. \qquad \text{(III. 96)}$$

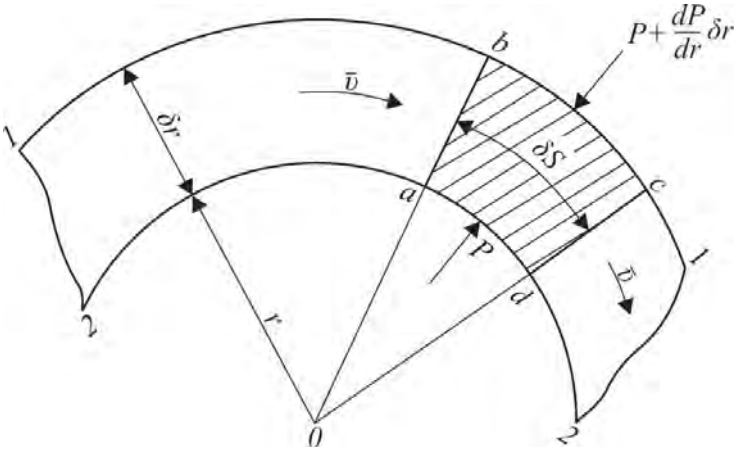
Bernuli tənliyindən çox böyük praktik və nəzəri əhəmiyyəti olan belə nəticə çıxır: *özlü olmayan maye şırnağın bir kəsiyindən digər kəsiyinə hərəkət etdikdə sürəti artarsa*, onda xüsusi kinetik enerjisi $u^2/2g$ artacaq, eyni ölçüdə xüsusi potensial enerjisi $z + \frac{P}{\gamma}$ isə azalacaqdır. Sürət azaldıqda isə əks hadisə baş verəcəkdi. Bir enerji növü digər enerji növünə keçdiyi üçün en kəsikdə sürətin artması ilə təzyiqin azalması və əksinə, sürətin azalması ilə təzyiqin artması müşahidə ediləcəkdir. Məsələn, sürət *1–1* kəsiyində *2–2* kəsiyindəkindən az olduğuna $(S_1 > S_2)$ görə $P_1 > P_2$, yəni (bax:

şəkil. III. 18)

$$S_2 < S_1; \quad u_1 < u_2; \quad P_1 > P_2.$$

Əgər maye əyilmiş trayektoriya ilə hərəkət edirsə, bir cərəyan xəttindən digərinə keçdikdə təzyiq dəyişir. Bunu *1–1* və 2–2 cərəyan xətləri arasında əyilməş trayektoriya ilə mayenin hərəkətini öyrənməklə təyin etmək olar (şəkil III. 20).

En kəsiyi *δS* olan *abcd* kəsiyində *2–2* cərəyan xəttinə ortoqonal-



Şəkil III. 20

radius istiqamətində *P, 1–1* cərəyan xəttinə isə *P+(dp/dr)δr* təzyiqi təsir edəcəkdir. Mayenin həcminə təsir edən mərkəzdənqaçma qüvvəsi mv^2r təzyiq qüvvəsi ilə müvazinətləşir. Buna görə də

$$m\frac{\upsilon^2}{r} + P\delta S - \left(P + \frac{dp}{dr}\delta r\right)\delta S = 0,$$

$$m\frac{\upsilon^2}{r} = \frac{dp}{dr}\delta r\,\delta S;$$

$$m = \rho\,\delta S\,\delta r;$$

$$\rho\,\delta S\,\delta r\frac{\upsilon^2}{r} = \frac{dp}{dr}\delta r\,\delta S$$

və ya

$$\frac{dp}{dr} = \rho\frac{\upsilon^2}{r} = \frac{\gamma}{g}\frac{\upsilon^2}{r}.$$

Dəyişənləri nə ayırsaq,

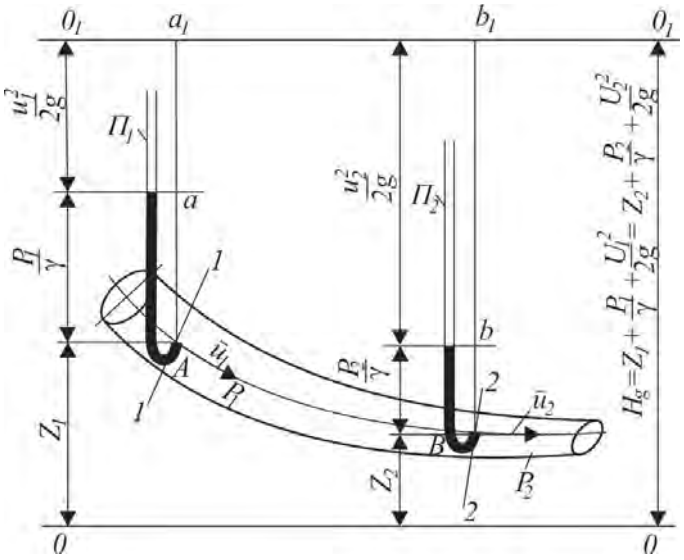
$$dp = \frac{\gamma\upsilon^2}{gr}dr,$$

$$P(r)=\frac{\gamma}{g}\int\frac{\upsilon^2}{r}dr.$$

P(r)–cərəyan xətlərinə ortoqonal xətt üzrə, yəni təzyiqin radius boyunca dəyişməsinin qiymətini ifadə edir.

§9. BERNULİ TƏNLİYİNİN HƏNDƏSİ VƏ FİZİKİ MƏNASI

Bernuli tənliyinə daxil olan hər bir həddin mənasını aydın dərk etmək üçün ideal mayenin elementar şırnağında ağırlıq mərkəzləri *0–0* müqayisə müstəvisində z_1 və z_2 hündürlüyündə yerləşən *1–1 və 2–2* kəsiklərinə baxaq (şəkil III. 21).



Şəkil III. 21

Fərz edək ki, *1–1 və 2–2* kəsiklərinin ağırlıq mərkəzlərində Π_1, Π_2 pyezemetrik borular qoyulmuşdur. Bu yerdəki P_1 və P_2 təzyiqlərinə uyğun olaraq borularda mayenin səviyyəsi P_1/γ və P_2/γ hündürlüyə qalxacaqdır.

Bernuli tənliyinin həndəsi mənası. Qeyd etmək lazımdır ki, (III. 95) tənliyinə daxil olan bütün hədlərin ölçü vahidi uzunluq ölçü vahididir. Bernuli tənliyinə (III. 95) daxil olan z_1 və z_2 hədləri elementar şırnağın canlı kəsik sahələrinin ağırlıq mərkəzlərinin müqayisə müstəvisindən hündürlüyüdür. Bunlar həndəsi hündürlük və ya həndəsi basqı adlanır.

P_1/γ və P_2/γ hədləri kəsiklərindəki hidrodinamik təzyiqə uyğun pyezometrlərdə qalxan mayenin hündürlüyüdür. Bunlara isə *pyezometrik hündürlük* və ya *pyezometrik basqı* deyilir.

$u^2_1/2g$ və $u^2_2/2g$ hədləri kəsiklərdəki sürətlərin qiymətinə uyğun olaraq sürət hündürlüyü və ya sürət basqısı adlanır.

İndi isə Bernuli tənliyinin qrafik təsvir olunmasına baxaq. Şırnağın ağırlıq mərkəzində *0–0* müqayisə müstəvisindən z_1 və z_2 məsafəsində

A və *B* nöqtələrini qeyd edək. *A* nöqtəsindən hündürlüyü $Aa = P_1/\gamma$, B nöqtəsindən isə hündürlüyü $Bb = P_2/\gamma$ olan şaquli xətlər, sonra isə onlar üzərində *a*-dan yuxarı $aa_1 = u_1^2/2g$ və *b*-dən yuxarı $bb_1 = u_2^2/2g$ parçaları ayıraq.

Bu qayda ilə şırnağın istənilən kəsiyi üçün belə qurma əməliyyatı aparmaq olar. Bernuli tənliyinə daxil olan üçhədlinin cəmi ideal mayenin axını istiqamətdə sabit qaldığına görə çəkilən xətlərin son nöqtələrini birləşdirən $O_1–O_1$ xətti də $O–O$ müqayisə müstəvisinə paralel olan üfüqi vəziyyətdə olacaqdır. $O_1–O_1$ müstəvisinə basqı müstəvisi, $O_1–O_1$ xəttinə basqı xətti, pyezometrlərdə maye səviyyələrini birləşdirən səlis *ab* əyrisinə isə *pyezometrik əyrisi* deyilir.

Həndəsi, pyezometrik və sürət basqılarının cəmi tam və ya *hidrodinamik basqı* adlanır. Deməli, ideal maye şırnağının istənilən en kəsiyi sahəsində tam hidrodinamik basqı sabit qalır, yəni

$$H_g = z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = \text{const}. \qquad \text{(III. 97)}$$

Bernuli tənliyinin fiziki mənası. Tənliyin bütün hədlərinin uzunluq ölçü vahidində olmasına baxmayaraq, onların energetik mənası vardır. Göstərilən kəsiklər üçün Bernuli tənliyini

$$gz + \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \text{const}. \qquad \text{(III. 98)}$$

şəklində yazaq. $gz = \Delta mgz/\Delta m$ – vahid kütləyə düşən potensial enerjinin miqdarıdır. Vahid kütləyə düşən enerjiyə *xüsusi enerji* deyilir. Deməli, gz – vəziyyətin xüsusi potensial enerjisidir. Çünki Δm kütləli maye hissəcikləri z hündürlüyündə yerləşdiyi üçün vəziyyətdən asılı olaraq onun enerjisi Δmgz olur.

$\frac{P}{\rho} = \frac{\Delta mPg}{\gamma \Delta m}$ –təzyiqin xüsusi potensial enerjisidir.

Belə ki, P təyziqi altında olan Δm kütləli maye P/γ hündürlüyünə qalxıb $\Delta mPg/\gamma$ potensial enerjisi ala bilər.

$\frac{u^2}{2} = \frac{\Delta mu^2}{2\Delta m}$ –vahid kütləli, u sürəti ilə hərəkət edən mayenin xüsusi kinetik enerjisidir.

Burada z_1, z_2–*1–1 və 2–2* kəsiklərində maye hissəciklərinin vəziyyətinə uyğun xüsusi potensial enerji: P_1/γ, P_2/γ–kəsiklərdə təzyiqin xüsusi potensial enerjisi: $u_1^2/2g$, $u_2^2/2g$ – kəsiklərdəki maye hissəciklərinin xüsusi kinetik enerjisi; $z + \frac{P}{\gamma} + u^2/2g = \Pi + E$ - hərəkət edən mayenin tam xüsusi mexaniki enerjisidir. Qeyd etmək lazımdır ki, $z + \frac{P}{\gamma} = \ddot{I}$ –xüsusi

potensial; $u^2/2g=E$ –xüsusi kinetik enerjidir.

Beləliklə, elementar ideal maye şırnağı üçün Bernuli tənliyinin fiziki və yaxud energetik mənası mayenin tam xüsusi enerjisinin şırnaq boyunca sabit qalmasıdır. Deməli, Bernuli tənliyi ideal mayenin hərəkətində enerjinin saxlanması qanununu ifadə edir. İdeal maye şırnağının istənilən kəsiyində tam enerji sabit qalır, lakin hər kəsiyin potensial və kinetik enerjisinin qiyməti müxtəlifdir.

Bernuli tənliyini kəsiklər üçün aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\rho g z_1 + P_1 + \rho\frac{u_1^2}{2} = \rho g z_2 + P_2 + \rho\frac{u_2^2}{2} \qquad \text{(III. 99)}$$

burada $\rho g z_1$ və $\rho g z_2$ – kəsiklərdə ağırlıqdan yaranan təzyiqlər;

P_1 və P_2 – kəsiklərdə hidrodinamik təzyiq;

$\rho u_1^2/2$ və $\rho u_2^2/2$ – kəsiklərdə dinamiki təzyiqlərdir.

Bu halda tənliyin bütün hədlərinin ölçü vahidi təzyiqin ölçü vahididir.

§10. REAL MAYE ŞIRNAĞI ÜÇÜN BERNULİ TƏNLİYİ

Real mayelərin hərəkəti onların özlülüyündən yaranıb hərəkətə mane olan sürtünmə qüvvəsi ilə xarakterizə olunur. Maye şırnağında sürtünmə qüvvəsi iki cür rol oynayır.

Birincisi, sürtünmə qüvvəsi nəticəsində mexaniki enerjinin bir hissəsi istiliyə çevrilib yayılır. Bu şırnağın axın boyunca en kəsikdən maye ilə aparılan mexaniki enerjinin azalmasına səbəb olur. Bu hadisəyə enerjinin dissipasiyası deyilir*.

İkincisi, ayrı-ayrı elementar şırnaqlar arasında sürtünmə qüvvəsinin təsirindən elə şərait yaranır ki, bir şırnağın mexaniki enerjisi qonşu şırnağa ötürülür. Beləliklə, şırnağın yan səthindən mexaniki enerjinin diffuziyası və bunun nəticəsində maye axınında eninə enerji axını yaranır. Enerjinin bu cür ötürülməsində maye bir şırnaqdan digər şırnağa keçməyə də bilər.

Müşahidələr göstərir ki, üfüqi boruda, basqılı hərəkətdə enerjinin eninə diffuziyası axının mərkəz hissəsindən divarlara doğru baş verir. Nəticədə borunun mərkəzi hissəsində şırnağın xüsusi enerjisi axın boyunca azalır, divara yaxın hissələrdə isə artır. Bunlara əsasən deyə bilərik ki, *1–1* kəsiyində real maye şırnağında tam xüsusi enerji σE_1-dirsə, *2–2* kəsiyində $\sigma E_2<\sigma E_1$ olacaqdır (şəkil III. 22), yəni

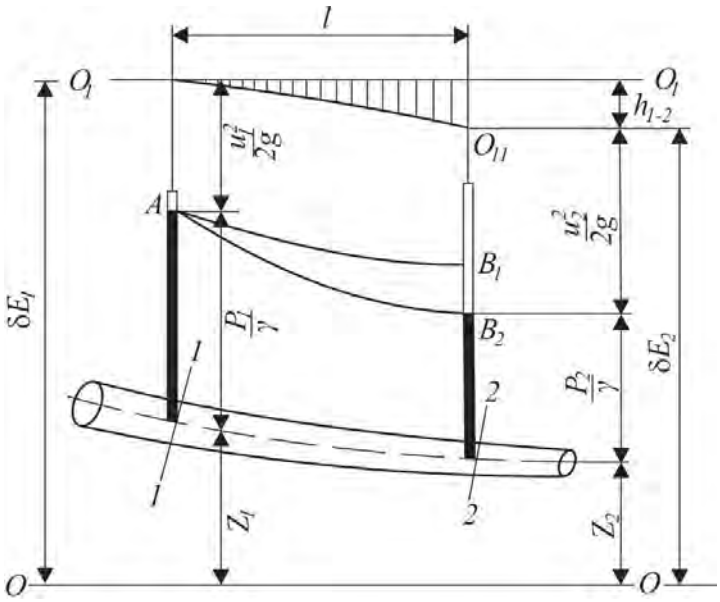
$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} > z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}. \qquad \text{(III. 100)}$$

Kəsiklər arasındakı xüsusi enerji itkisini $h_{1\text{-}2}$ işarə etsək,

$$h_{1-2} = \delta\left(E_1 - E_2\right), \qquad \text{(III. 101)}$$

yaxud

* *Dissipasiya – latınca dissipatio sözündən götürülüb, yayılma mənasını verir.*



Şəkil III. 22

$$h_{1-2} = \left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \right); \qquad \text{(III. 102)}$$

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{1-2} \qquad \text{(III. 103)}$$

yazmaq olar ki, bu da elementar real maye şırnağı üçün Bernuli tənliyidir. Şəkildə axın boyunca tam xüsusi enerji, yaxud tam basqı itkisi qiymətinin dəyişmə sahəsi ştrixlə göstərilmişdir. Burada O_1–O_1 ideal maye şırnağı üçün, O_1–O_{11} real maye şırnağı üçün tam basqı və ya xüsusi enerji xəttidir.

Eyniölçülü ideal və real maye şırnaqlarındakı axının müqayisəsindən demək olar ki, hər iki halda z_1 və z_2 eyni vəziyyətdə qalır. Mayenin praktiki sıxılmayan və hərəkətin qərarlaşmış olması üzündən u_1 və u_2, bunlara uyğun $u_1^2/2g$ və $u_2^2/2g$ xüsusi kinetik enerjilərin qiymətləri eyni olacaq, lakin xüsusi təzyiq enerjisinin qiyməti dəyişəcəkdir. *2–2* kəsiyində real maye şırnağında P_2/γ-nın qiyməti ideal maye şırnağına nisbətən h_{1-2} qədər az olacaqdır.

Buradan belə nəticə çıxır ki, real maye axınının *2–2* kəsiyində təzyiq basqısının ideal maye şırnağına nisbətən azalması *1–1* və *2–2* kəsikləri arasında yaranan müqavimət qüvvəsinin dəfinə sərf olunur.

Şəkildə AB_1 ideal maye şırnağında, AB_2 isə real maye şırnağında pyezometrik xətdir, $h_{1-2} = B_1B_2$.

Elementar şırnağın vahid uzunluğuna düşən xüsusi enerji itkisinə *hidravlik maillik* deyilir və *J* ilə işarə olunur. *1–1* və *2–2* kəsikləri arasında hidravlik mailliyin orta qiyməti aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$J_0 = \frac{h_{1-2}}{l} = \frac{\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \right)}{l},$$

burada *l*–kəsiklər arasındakı məsafədir.

Sonsuz kiçik *dl* uzunluğunda hidravlik maillik (buna nöqtədə hidravlik maillik deyilir) belə ifadə olunur:

$$J = -\frac{dh}{dl} = -\frac{d\left(z - P/\gamma + u^2/2g\right)}{dl}, \qquad \text{(III. 104)}$$

burada mənfi işarəsi şırnaq boyunca basqı xəttinin azalmasını göstərir.

Vahid uzunluğa düşən potensial enerjinin azalmasına *pyezometrik maillik* deyilir və *i* ilə işarə edilir. *1–1* və *2–2* kəsikləri arasında pyezometrik mailliyin orta qiyməti

$$i_0 = \frac{\left(z_1 + P_1/\gamma\right) - \left(z_2 + P_2/\gamma\right)}{l}, \qquad \text{(III. 105)}$$

və nöqtədə pyezometrlk maillik

$$i = -\frac{d\left(z + P/\gamma\right)}{dl}. \qquad \text{(III. 106)}$$

Axın boyu en kəsik sahəsi sabit qalan şırnaqlarda hidravlik və pyezotermik mailliyin qiymət və istiqaməti eyni olur (axın boyunca sürət sabit qalır).

§11. REAL MAYE AXINI ÜÇÜN BERNULİ TƏNLİYİ

Müxtəlif praktik məsələlərin həllində müəyyən en kəsik sahəsi olan real maye axınlarına rast gəlinir. Odur ki, bu axınlar üçün Bernuli tənliyini çıxarmaq məqsədilə real maye axınının çox sayda elementar şırnaqlardan ibarət və hərəkətin qərarlaşmış olduğunu, kəsiklərdəki sürətin isə səlis dəyişməsini qəbul edək. Bu halda canlı kəsiyi müstəvi, eləcə də oradakı təzyiqin hidrostatik qanunla, yəni $z+P/\gamma=const$ paylanmasını qəbul etmək olar. Bu şərtlərə əsasən elementar şırnaqlardakı xüsusi enerjiləri toplayıb real maye axını üçün Bernuli tənliyini tərtib edə bilərik. Elementar şırnaq üçün (III. 103) Bernuli tənliyinin hər həddini elementar çəki sərfinə vuraq,

$$dG = \gamma u dS. \qquad \text{(III. 107)}$$

Onda şırnağın elementar çəki sərfinin enerjisi

$$\gamma\left(z + \frac{P}{\gamma} + \frac{u^2}{2g}\right) u dS \qquad \text{(III. 108)}$$

olar. Bu ifadəni inteqrallasaq (şırnaqlardakı enerjinin toplanması), mayenin tam axınının çəki sərfinin enerjisi alınar.

(III. 108) tənliyini *1–1* və *2–2* kəsikləri üçün yazsaq,

$$\gamma\left(z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}\right) u_1 dS = \gamma\left(z_2 + \frac{P^2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{1-2}\right) u_2 dS \qquad \text{(III. 109)}$$

olar. Bu tənliyi axının canlı kəsiyi üzrə inteqrallasaq,

$$\int_s (P_1+\gamma z_1)u_1 ds+\int_s \gamma u_1 \frac{u_1^2}{2g} ds=\int_s (P_2+\gamma z_2)u_2 ds+$$

$$+\int_s \gamma \frac{u_2^2}{2g} u_2 ds+\int_s \gamma h_{1-2} u_2 ds \qquad \text{(III.110)}$$

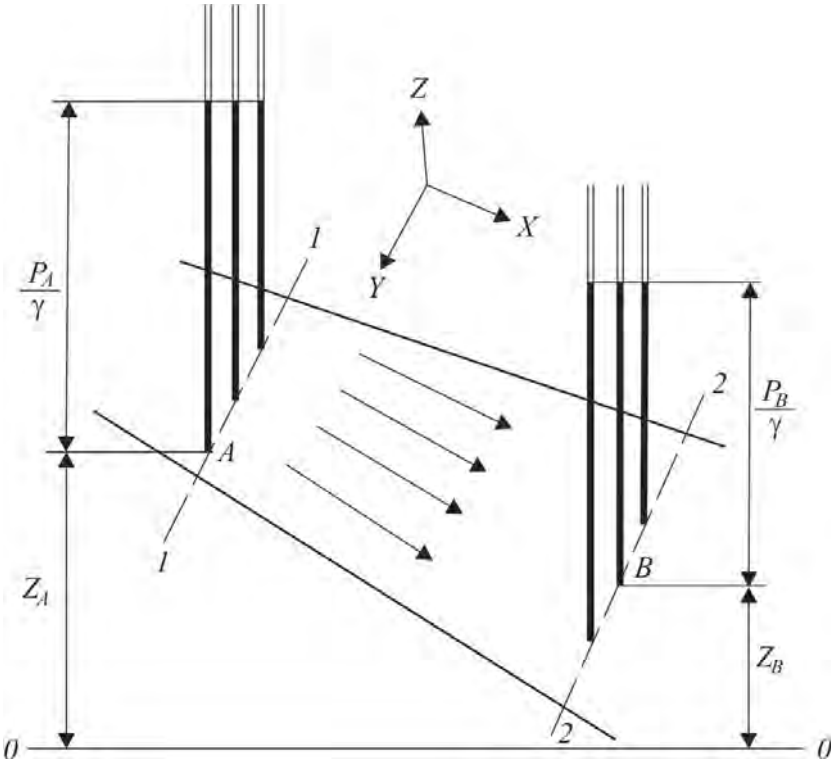
alarıq. Beləliklə, biz aşağıdakı üç inteqralı hesablamalıyıq:

$$\int_s (P+\gamma z)uds; \qquad \text{(III. 111)}$$

$$\int_s \gamma \frac{u^2}{2g} uds; \qquad \text{(III. 112)}$$

$$\int_s \gamma h_{1-2} uds. \qquad \text{(III. 113)}$$

$\int_s (P+\gamma z)uds$ inteqralını açmaq üçün həqiqi qüvvələr kimi ancaq ağırlıq qüvvəsinin təsiri altındakı mayenin qərarlaşmış hərəkətinə baxaq. En kəsiyində sürəti səlis dəyişən axının *1–1* və *2–2* kəsiklərinə pyezometrlər salınmışdır (şəkil III. 23). Təcrübə göstərir ki, belə axında eyni bir canlı kəsiyin istənilən nöqtəsinə qoşulmuş bütün pyezometrlərdə mayenin



Şəkil III. 23

səviyyəsi bir üfüqi xətt üzərində olacaqdır. Həm də eyni bir kəsiyin müxtəlif nöqtələrində z-in və P/γ-nin fərqli olmasına baxmayaraq, onların cəmi həmin kəsik üçün sabit qalır. Deməli, qərarlaşmış və səlis dəyişən hərəkətdə hər bir canlı kəsikdə $z+P/\gamma$=const şərti ödənilir. Buna əsasən demək olar ki, səlis dəyişən və paralel şırnaqlar yığınından ibarət olan maye axınının canlı kəsiyində təzyiqin paylanması hidrostatik qanuna tabe olur.

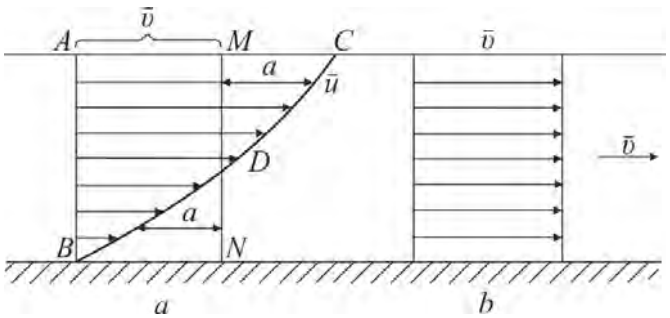
$$\int_s (p+\gamma z)uds = (P+\gamma z)\int_s uds; \qquad \text{(III. 114)}$$

$$\int_s uds = Q,$$

Q – axının həcmi sərfidir. Onda

$$\int_s (P+\gamma z)uds = \gamma\left(\frac{P}{\gamma}+z\right)Q. \qquad \text{(III. 115)}$$

$\int_s u^2/2g\,\gamma uds$ – canlı kəsikdən vahid zamanda keçən mayenin kinetik enerjisidir. Bu inteqralın hesablanması üçün canlı kəsikdə sürətin paylanma qanunu məlum olmalıdır (şəkil III.24). Şəkildə axının canlı kəsiyində sürətin paylanması (şəkil III.24,*a*) və hesablanmış otra sürətin epürü (şəkil III.24,*b*) göstərilmişdir.



Şəkil III. 24

Praktik cəhətdən kinetik enerjinin orta sürətə görə hesablanması daha asan və məqsədəuyğundur. Həqiqi sürət epürünü onun orta qiyməti ilə müqayisə etdikdə, $U = V \pm a$ olduğunu görərik. Burada U – axının həqiqi sürəti,V–orta sürəti; a–həqiqi sürətlə, orta sürətin fərqini göstərən müsbət və mənfi qiymətli kəmiyyətdir. U -nu orta sürətlə əlaqələndir-sək,

$$\int_s \frac{u^2}{2g}\gamma uds = \frac{\gamma}{2g}\int_s (v\pm a)^3 ds = \frac{\gamma}{2g}\int_s \left(v^3 \mp 3v^2a + 3a^2v \pm a^3\right)ds \qquad \text{(III. 116)}$$

v – orta sürət olduğundan inteqral xaricinə çıxarıla bilər:

$$\int_s \frac{u^3}{2g}\gamma ds = \frac{\gamma}{2g}\left[\upsilon^3\int_s ds \mp 3\upsilon^2\int_s ads + 3\upsilon\int_s a^2 ds \pm \int_s a^3 ds\right], \quad \text{(III. 117)}$$

burada $\int_s ds = S$ –axının canlı kəsiyinin tam sahəsidir.

$$\int_s ads = \int_s (u-\upsilon)ds = \int_s uds - \int_s \upsilon ds = 0; \quad \text{(III. 118)}$$

$$\int_s uds = Q; \quad \int_s \upsilon ds = Q.$$

a-nın işarəsi müsbət, mənfi və v-yə nisbətən çox kiçik olduğu üçün $\int_s a^3 ds$ inteqralı da sıfra bərabər götürülə bilər (*MDC* sahəsi *DBN* sahəsinə bərabər olduqda bir dəfə toplanıb bir dəfə çıxılır, nəticədə inteqral sıfra bərabər olur). Beləliklə,

$$\int_s a^3 ds = 0; \quad \text{(III. 119)}$$

$$\frac{\gamma}{2g}\int_s u^3 ds = \frac{\gamma}{2g}\left[\upsilon^3 s + 3\upsilon\int_s a^2 ds\right], \quad \text{(III. 120)}$$

yaxud

$$\int_s u^3 ds / \upsilon^3 s = \left[1 + \frac{3\int_s a^2 ds}{\upsilon^2 s}\right] = \alpha; \quad \text{(III. 121)}$$

$$\frac{\gamma}{2g}\int_s u^3 ds = \frac{\gamma}{2g}\upsilon s\alpha = \frac{\gamma}{2g}\upsilon^2\alpha Q, \quad \text{(III. 122)}$$

burada α–axının en kəsik sahəsində sürətin qeyri-müntəzəm paylanmasını nəzərə alan əmsaldır; *kinetik enerji əmsalı* adlanır (buna Koriolis əmsalı da deyilir). α–axının hər hansı en kəsiyindən həqiqi kinetik enerjinin onun orta sürətinə görə hesablanmış kinetik enerjisinə nisbətini ifadə edir. Onun qiyməti, adətən, təcrübə yolu ilə tapılır. Kanallarda səlis dəyişən qərarlaşmış hərəkətdə və borularda turbulent rejimdə α = 1.05 ... 1.10 arasında dəyişir. Dairəvi borudakı laminar axında isə $\alpha \approx 2.0$ olur.

$\int_s h_{1-2}\gamma uds$ inteqralı kəsiklər arasında enerji itkisinin cəmini ifadə

edir. Orta sürət anlayışına analoji olaraq, kəsiklər arasındakı şırnaqlarda enerji itkisini, onun orta qiyməti ilə əvəzləyək və h_w ilə işarə edək:

$$\int_s \gamma h_{1-2}\, uds = h_w \gamma Q. \qquad \text{(III. 123)}$$

İndi isə (III. 115)−(III. 123) ifadələrini ayrı-ayrı kəsiklər üçün (III. 110)-da yerinə yazaq:

$$\gamma\left(\frac{P_4}{\gamma}+z_1\right)Q+\gamma\frac{v_1^2\alpha_1}{2g}Q=\gamma\left(\frac{P_2}{\gamma}+z_2\right)Q+\gamma\frac{v_2^2\alpha_2}{2g}Q+h_w\gamma Q \qquad \text{(III. 124)}$$

Bu ifadənin hər tərəfini çəki sərfinə γQ bölsək, real maye axını üçün Bernuli tənliyini alarıq:

$$z_1+\frac{P_1}{\gamma}+\frac{\alpha_1\upsilon_1^2}{2g}=z_2+\frac{P_2}{\gamma}+\frac{\alpha_2\upsilon_2^2}{2g}+h_w. \qquad \text{(III. 125)}$$

İdeal (III. 124 mayenin hərəkətində isə sürtünmə qüvvəsi nəzərə alınmır. Buna görə $h_w=0$; $\alpha_1=\alpha_2=1$ olur (yəni sürətin en kəsikdə bərabər paylanması qəbul edilir).

Sabit en kəsikli mühitdə axının qərarlaşmış hərəkətində sərfin sabit qalması üzündən kinetik enerji də axın boyunca dəyişmir. Belə halda Bernuli tənliyi aşağıdakı şəklə düşər:

$$z_1+\frac{P_1}{\gamma}=z_2+\frac{P_2}{\gamma}+h'_w \qquad \text{(III. 126)}$$

Burada $h'_w=\left(z_1+P_1/\gamma\right)-\left(z_2+P_2/\gamma\right)$ − axının l uzunluğundakı potensial enerji itkisini ifadə edir. Vahid uzunluğa düşən bu itkiyə *axının pyezometrik mailliyi* deyilir.

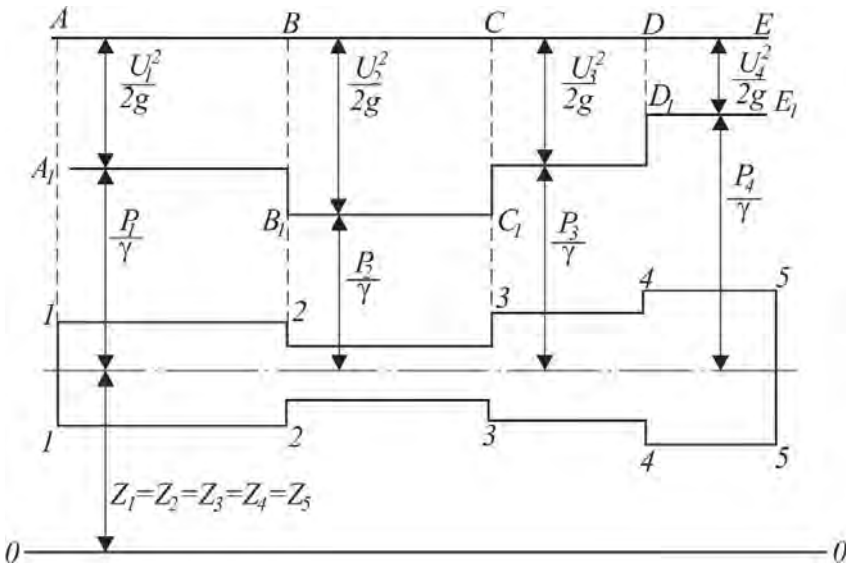
$$i_w=\frac{h'_w}{l}=\frac{\left(z_1+P_1/\gamma\right)-\left(z_2+P_2/\gamma\right)}{l}, \qquad \text{(III. 127)}$$

üfüqi istiqamətli axın üçün

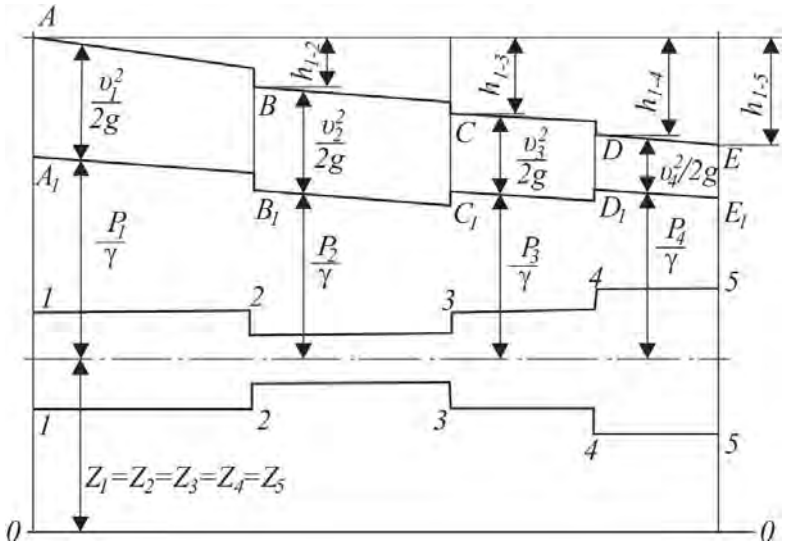
$$h''_w=\frac{P_1-P_2}{\gamma}; \qquad \text{(III. 128)}$$

$$i'_w=\frac{P_1-P_2}{\gamma l}. \qquad \text{(III. 129)}$$

En kəsik sahəsi dəyişən borudan axan ideal (şəkil III. 25) və real (şəkil III. 26) mayenin qərarlaşmış hərəkəti üçün Bernuli tənliyinin qrafiklərində *ABCDE* tam hidrodinamik basqı, $A_1B_1C_1D_1E_1$ isə pyezometrik basqı əyrilərdir.



Şəkil III. 25



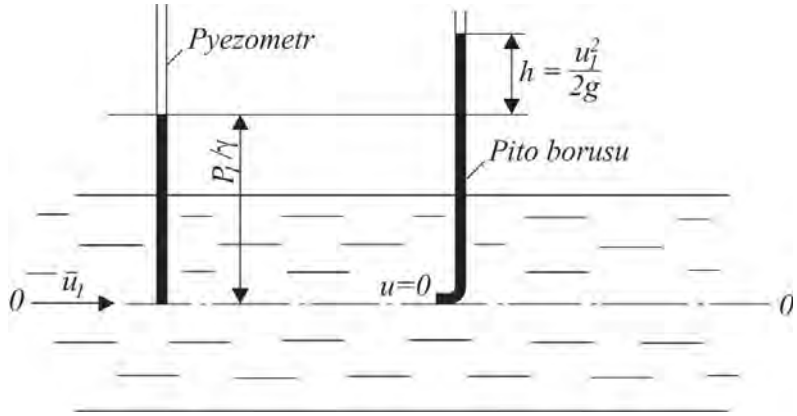
Şəkil III. 26

§12. BERNULİ TƏNLİYİNİN PRAKTİK TƏTBİQİ

Bernulu tənliyi hidravlikanın əsas tənliklərindəndir. Hidravlik maşınların, boru kəmərlərinin, sərfölçənlərin, sürət borularının və s. iş prinsiplərinin hidravlik əsasları bu tənlik əsasında öyrənilir. Misal məqsədilə aşağıdakılara baxaq.

Sürət borusunun iş prinsipi. Sürət borusu hərəkət edən mayenin sürətinin ölçülməsində tətbiq edilir. Ən sadə sürətölçən cihaz Pito borusu adlanır. *Pito borusu* düzbucaq altında əyilmiş və açıq ucu maye axınına qarşı qoyulmuş kiçik diametrli borudan ibarətdir (şəkil III. 27).

Mayenin sürətini qeyd etmək üçün boru əvvəlcə maye ilə doldurulur və adi pyezometr kimi işləyir. Hərəkət edən maye hissəcikləri boru



Şəkil III. 27

ucunun əhatəsindən keçir, ona toxunan yerdə isə borudakı maye hərəkət etmədiyi üçün maye hissəciyinin sürəti sıfra bərabər olur. Borudakı tərpənməz mayedə itirdiyi kinetik enerji miqdarında əlavə $u_1^2/2g$ basqısı yaradır. Nəticədə Pito borusunda mayenin səviyyəsi $h=u_1^2/2g$ qədər qalxır. Beləliklə, Pito borusu axınının verilmiş nöqtəsində tam hidrodinamik təzyiqi göstərir. Bu təzyiqi Bernuli tənliyindən istifadə etməklə tapmaq olar.

Müqayisə müstəvisini axının mərkəzi oxu üzərinə salaq ($Z_1=Z_2$). Pito borusunun və ondan azacıq aralı yerləşən pyezometrin uclarına görə Bernuli tənliyini $\alpha_1=\alpha_2=1$ halı üçün yazaq:

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{u_1^2}{2g}=\frac{P}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}, \qquad \text{(III. 130)}$$

burada P_1 və P – uyğun olaraq pyezometrin və Pito borusunun uc nöqtələrindəki təzyiq; u_1 və u–pyezometrin və Pito borusunun uc nöqtələrindəki sürətlərdir.

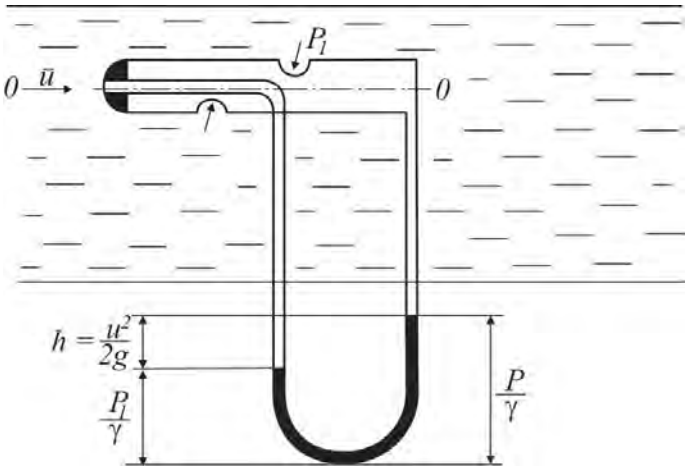
Pito borusunun ucunda $u = 0$ olduğuna görə

$$\frac{P}{\gamma}=\frac{P_1}{\gamma}+\frac{u_1^2}{2g}, \qquad \text{(III. 131)}$$

$$u=\sqrt{2g\frac{P\quad P}{}}=\sqrt{2gh}, \qquad \text{(III. 132)}$$

burada $h=\frac{P-P_1}{\gamma}$ – Pito borusundakı və pyezometrik borudakı göstərişlərin fərqidir.

Pito borusu axının stuktur formasına müəyyən təsir göstərdiyindən (III. 132) ifadəsi həqiqi sürətdən müəyyən qədər fərqlənir. Həqiqi sürəti tapmaq üçün (III. 132) ifadəsinə φ əmsalı ilə düzəliş edilir. Onda Pito borusu salınan yerdə axının həqiqi sürəti

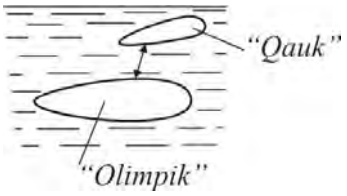


Şəkil III. 28

$$u_1 = \varphi u_1 = \varphi\sqrt{2gh}, \qquad \text{(III. 133)}$$

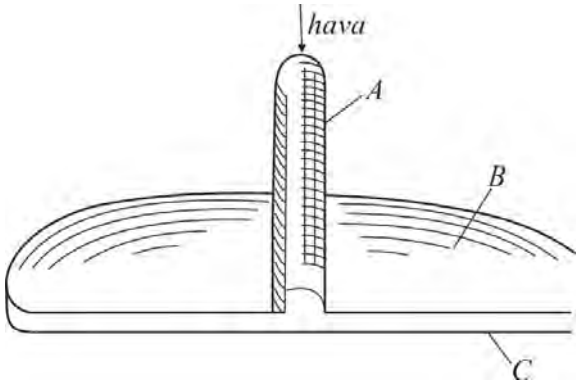
olur. φ əmsalı təcrübə əsasında tapılır və 1.01 ... 1.03 arasında dəyişir.

Böyük diametrli və basqılı axınlarda Pito borusunun təkmilləşdirilmiş variantından istifadə edilir. Buna *Pito–Prandtl borusu* deyilir (şəkil III. 28).



Şəkil III. 29

1912-ci ilin payızında dünyanın ən iri okean gəmisi "Olimpik"ə paralel və ondan 100 m məsafədə çox kiçik sürət kreyseri "Qauk" üzüb keçirdi (şəkil III. 29). Hər iki gəmi şəkildəki vəziyyərtdə ikən gözlənilməz hadisə baş vermişdir. Kreyser cəld yolunu dəyişmiş, gözlənilməz qüvvə ilə sükanın vəziyyətinə uyğun olmayaraq, dönüb düz "Olimpik"ə tərəf hərəkət etməyə başlamışdır. Nəticədə güclü toqquşma baş vermiş və "Qauk" burun hissədə "Olimpik" gəmisinin içərisinə keçmişdir. Bu qəribə hadisədə dəniz məhkəməsində baxılarkən onun "Olimpik"in kapitanın səhvi üzündən (o, "Qauk" kreyserinə yol vermək üçün heç bir göstəriş verməmişdir) baş verməsi haqqında qərar qəbul olunmuşdur. Bu hadisə Bernuli tənliyinin nəticəsi ilə izah edilmişdir. Gəmilər bir-birinə yaxın üzdükdə aradakı su sahəsində sürət artıb təzyiq azalmış, gəmilər sıçrayışla biri-birinə yaxınlaşmış və nəhayət, bədbəxt hadisə baş vermişdir.

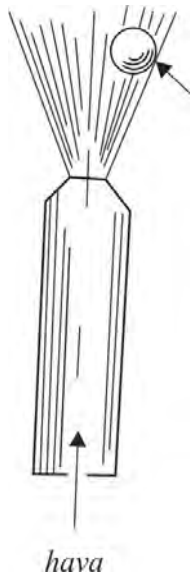


Şəkil III. 30

Tutaq ki, *A* borusu *B* dairəvi mis lövhəyə birləşdirilib (şəkil III. 30), ikinci *C* lövhəsi üzərinə qoyulmuşdur. *A* borusu ilə lövhələr arasına hava vurulur. Məlumdur ki, bu zaman lövhələr hər iki tərəfdən atmosfer təzyiqinin təsiri altında

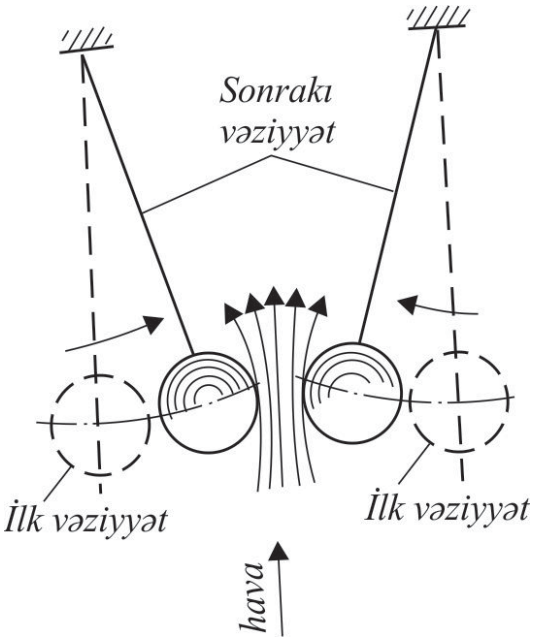
olur. Havanın vurulması ilə ilk baxışda çox qəribə hadisə baş verir. Havanın sürəti artıqca, lövhələr aralanmaq əvəzinə, bir-birinə daha da möhkəm sıxılır. Bu hadisə də Bernuli tənliyi əsasında asanlıqla izah edilir. Havanın lövhələr arasında sürəti artdıqca oradakı təzyiq azalır və onlar atmosfer təzyiqinin təsiri altında bir-birinə daha möhkəm sıxılır.

Hava axını onun içərisinə salınmış yüngül kürəyə təsir edərək axından kənara çıxmağa qoymur (şəkil III. 31). Hətta kürə axından kənara çıxmaq istədikdə də hava onu axının içərisinə salır.



Şəkil III. 31

Beləliklə, kürə həmişə hava axını daxilində rəqsi hərəkət edir. Bu, axının daxilində təzyiqin az (çünki sürət böyükdür), xaricində isə böyük olması ilə əlaqədardır. Deməli, kürəyə həmişə onu axında saxlayan təzyiqlər fərqi təsir göstərir.



Şəkil III. 32

Sapdan asılmış iki kürə arasına hava üfürüldükdə ilk baxışda qəribə görünən hadisə baş verir–onlar aralanmaq əvəzinə daha da yaxınlaşır (şəkil III. 32). Bu hadisə də Bernuli tənliyinə əsasən izah edilir. Çünki üfürmədə kürələr arasında havanın sürəti artdığına görə təzyiq azalır və kürələr bir-birinə yaxınlaşır. Şəkildə hava üfürülməzdən əvvəl kürələrin vəziyyəti qırıq xətlərlə göstərilmişdir.

IV FƏSİL

MAYELƏRİN LAMİNAR VƏ TURBULENT AXINI

§1. HİDRAVLİK MÜQAVİMƏT VƏ MAYENİN HƏRƏKƏT REJİMLƏRİ

Mayenin boruda və digər mühitdə hərəkətinə göstərilən hidravlik müqavimət ümumi halda iki müqavimətin: axın boyu müqavimətin və yerli müqavimətin cəmindən ibarətdir.

Axın *boyu müqavimət* əsasən mayenin boru divarına toxunmasından və maye hissəciklərinin daxili ilişməsi ilə əlaqədar sürtünmə qüvvəsinin (özlülüyünün) təsirindən yaranır.

Yerli müqavimət isə axın konfiqurasiyasının kəskin dəyişməsi (birdən genişlənmə, daralma, klapandan, siyitmədən və s. qurğulardan axın) ilə yaranır.

Buna görə də boruda mayenin hərəkətində onun iki kəsiyi arasında yaranan müqavimətin dəfinə sərf olunan tam xüsusi enerji itkisi (basqı və ya təzyiq itkisi)

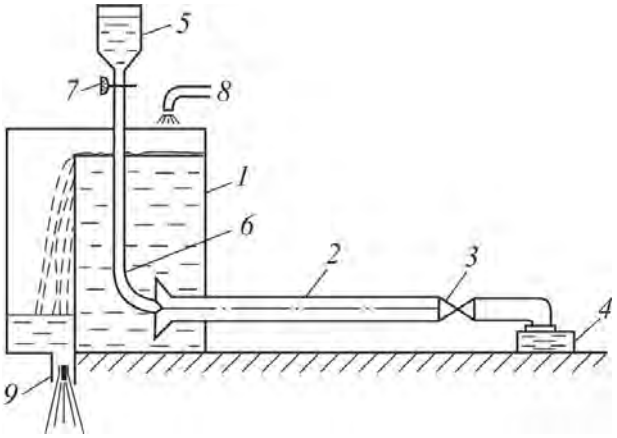
$$h = h_s - \sum h_y.$$

burada h_s–axının uzunluğu boyu sürtünməyə sərf olunan basqı itkisi; $\sum h_y$ – yerli müqavimətlərin dəfinə sərf olunan basqı itkisidir.

Mayenin müxtəlif mühitlərdə hərəkətinin tədqiqində də əsas məsələ məhz hidravlik müqavimətlərə sərf olunan basqının və ya təzyiq itkisinin təyinidir.

Maye axınında enerjinin itməsinin maye hissəciyinin hərəkət xarakterindən, daha doğrusu, axının rejimindən asılılığı çoxdan müəyyən olunmuşdur.

Maye hərəkətinin rejimləri ilk dəfə ingilis alimi O.Reynolds tərəfindən ətraflı öyrənilmişdir. Bu haqda ətraflı məlumat almaq üçün çox böyük ölçülü qaba *1* tədqiq olunacaq maye doldurub ona en kəsik sahəsi *S* olan şüşə boru *2* birləşdirək (şəkil IV. 1). Şüşə borunun çıxış hissəsində qabdan axan mayenin sərfini tənzimləmək üçün siyirtmə *3* qoyulur. Mayenin sərfi



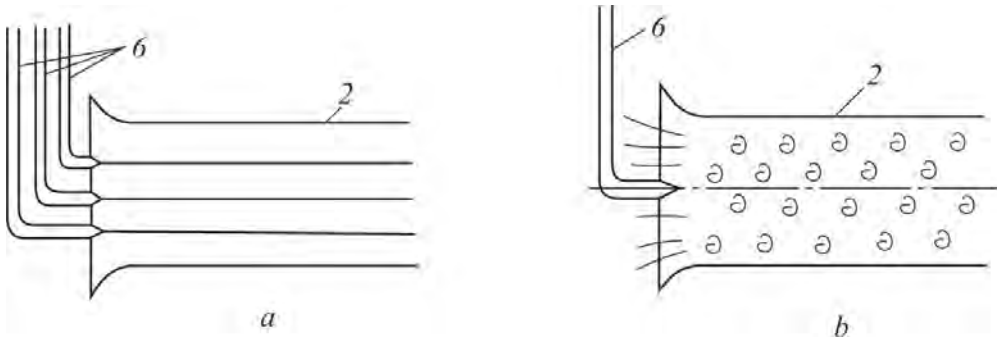
Şəkil IV. 1

məlum həcmli qab *4* ilə ölçülür. Üstdə rəngli maye doldurulmuş başqa bir qab *5* yerləşdirilir. Rəngli maye nazik boru *6* ilə şüşə borunun başlanğıc kəsiyinə verilə bilər. Rəngli mayenin sərfi kranla *7* tənzimlənir.

Təcrübəyə başlayanda siyitmə *3* açılır və maye müəyyən sürətlə şüşə boruda hərəkət edir. Sonra isə qərarlaşmış rejim yaradılır. Qabdakı *1* səviyyə borudan *8* gələn maye ilə sabit saxlanılır. Artıq maye isə dəlikdən *9* xaric olur. Sabit basqıda qərarlaşmış rejimin yaranmasına sübut şüşə borudan çıxan maye sərfinin zamandan asılı olaraq dəyişməsidir.

Şüşə boru mayenin müxtəlif sürətlərdə qərarlaşmış hərəkətində kran *7* həmişə açıq qalır və nazik boru ilə rəngli mayenin şüşə boruya axması təmin olunur.

Müşahidə göstərir ki, kiçik sürətlərdə rəngli maye şüşə boruda düz xətt şəklində, nazik sap kimi, ətraf maye hissəciklərinə qarışmazdan hərəkət edir. Əgər şüşə boruya bir neçə borucuqda rəngli maye daxil olsaydı, kiçik sürətlərdə onlar ətraf hissəciklərə qarışmayaraq nazik sap şəklində hərəkət edəcəkdi (şəkil IV. 2, *a*). Bu hadisə belə bir rejimdə (sürətin bu qiymətində) maye hissəciklərinin bir-birinə qarışmayan, şırnaqlı və təbəqəli hərəkətini göstərir. Mayenin bu cür hərəkətində



Şəkil IV. 2

borunun oxunda sürət maksimuma çatır, ondan aralandıqda isə azalır və borunun divarında sıfra bərabər olur. Mayenin bu cür hərəkəti sürətin müəyyən qiymətinədək davam edir, daha doğrusu, sürət artdıqca rəngli mayenin şırnağı düzxətli vəziyyətdən çıxıb, dalğavari vəziyyət alır. Bu isə maye hissəciklərinin yerli sürətlərinin axında zamandan asılı olaraq dəyişməsi (döyüntülü) nəticəsində yaranır. Siyirtməni 3 daha çox açdıqda, yəni sürətin daha böyük qiymətində boruda maye şırnağı pozulur, ayrı-ayrı burulğanlara çevrilir və rəngli maye axan maye

kütləsinə tamamilə qarışır (şəkil IV. 2, *b*).

Sürətin kiçik qiymətlərində boruda mayenin bir-birinə qarışmayan təbəqəli, şırnaqlı hərəkətinə laminar (lamina–latınca təbəqə deməkdir) hərəkət deyilir. Maye hissəciyi sürətinin dəyişməsi ilə onların qarışdığı hərəkət turbulent (tyrbulentus–latınca qarışıqlıq deməkdir) hərəkət adlanır. Deməli, mayenin laminar hərəkətində hissəciklər borunun divarına paralel trayektoriyalar üzrə hərəkət edir və maye təbəqələri (şırnaqlar) bir-birinə qarışmır.

Mayenin turbulent hərəkətində isə maye hissəcikləri xaotik hərəkət edir və axında daim eninə qarışma baş verir.

Mayenin laminar rejimdən turbulent rejimə keçidinə uyğun gələn sürətinə böhran sürət v_b deyilir. Deməli, $v < v_b$ halında rejim laminar, $v > v_b$ halında isə turbulentdir.

Fiziki mülahizələrə görə, demək olar ki, mayenin hərəkət sürəti özlülük və sıxlıqdan, həmçinin borunun diametrindən asılıdır:

$$\upsilon = \upsilon(\mu, \rho, d). \qquad \text{(IV. 1)}$$

Ölçülər nəzəriyyəsinə görə (IV.1) ifadəsini aşağıdakı ölçüsüz parametr $\rho v d\ \mu$ şəklində yazmaq olar. Buna *Reynolds ədədi* adı verilmişdir:

$$\mathrm{Re} = \frac{\upsilon d \rho}{\mu}, \qquad \text{(IV. 2)}$$

burada v – mayenin orta sürətidir. Ümumi halda (mühit dairəvi boru olmadıqda) diametr əvəzinə hidravlik radius götürülür: $d=4R'$.

Müxtəlif mayelər və mühitlər üçün hərəkət rejiminin *Re* ədədindən asılılığı sübut edilmişdir. Hərəkət rejiminin dəyişməsi Reynolds* ədədinin müəyyən bir qiymətində baş verir ki, buna da onun böhran qiyməti deyilir və Re_b ilə işarə edilir. Məsələn, mayenin buradakı hərəkətində Re_b=2320 qəbul olunarsa, bu o deməkdir ki, Re<2320 qiymətlərində hərəkət rejimi laminar, Re>2320 oblastında isə turbulentdir. Re_b vasitəsilə rejimin dəyişməsini təmin edən böhran sürətin qiymətini də tapa bilərik:

$$\upsilon_b = \frac{\mathrm{Re}_b\,\mu}{d\rho} = 2320\frac{\mu}{d\rho} \qquad \text{(IV. 3)}$$

Reynoldsa görə, mayeni döyüşçülər dəstəsinə, laminar axını bütöv yarış sırasına, turbulent axını isə onların nizamsız hərəkətinə bənzətmək olar. Mayenin sürəti və borunun diametri dəstənin sürət və ölçüsünə, özlülüyü intizamına, sıxlığı isə silahlanma dərəcəsinə bənzəyir. Dəstə böyüdükcə, onun hərəkəti tezləşdikcə və silahlanma dərəcəsi atdıqca o daha tez pozulur. Eləcə də sıxlıq artıb özlülük azaldıqca, mayenin sürəti və borunun diametri çoxaldıqca mayedə turbulent axın tez yaranır.

Sürəti artırmaqla laminar rejimdən turbulent rejimə keçidi təmin edən v_{b_1}-in qiyməti sürəti azaltmaqla turbulent rejimdən laminar rejimə keçidi təmin edən v_{b_2}-nin qiymətindən fərqlənir: $v_{b_1} > v_{b_2}$. Bu o deməkdir ki, laminar rejimdən turbulent rejimə keçid sürətin böyük qiymətində, əks halda isə sürətin daha kiçik qiymətində baş verir. Re_b=2320 qiyməti v_{b_2}

* *Osborn Reynolds (1842–1912)–məşhur ingilis fiziki və mühəndisi.*

üçün hesablanmışdır.

Deməli, laminar rejimdən turbulent rejimə keçid birdən-birə baş vermir. Burada müəyyən keçid zonası mövcuddur. Məsələn, boruya mayenin səlis daxil olmasını təmin etməkdə dinamik zərbələrin təsirini aradan qaldırmaqla turbulent rejimə keçidin Re=(40...50)10^3 və daha böyük qiymətlərdə baş verməsi halları müşahidə edilmişdir. Lakin bu cür laminar rejim dayanıqlı olmur və azacıq həyəcanlanmanın təsiri ilə ani olaraq turbulent rejimə keçir.

Hərəkət rejimindən asılı olaraq sürtünməyə sərf olunan basqı itkisi də dəyişir (şəkil IV.3). Şəklə əsasən basqı itkisi ilə sürət arasındakı loqarifmik asılılığı aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

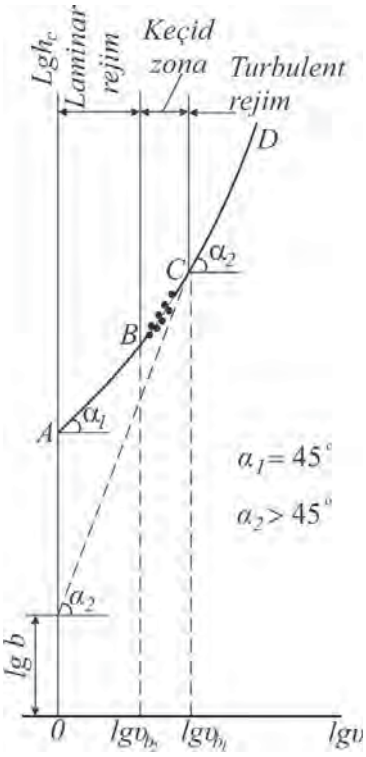
$$\lg h_s = \lg b + m \lg \upsilon, \qquad \text{(IV. 4)}$$

$$h_s = b\upsilon^m \qquad \text{(IV. 5)}$$

AB düzxətli hissə laminar rejimə uyğun gəlir və $\alpha_1 = 45°$ alınır ki, bu da $m = 1$ deməkdir. Başqa sözlə, laminar rejimdə basqı itkisi sürətin birinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir. *B* nöqtəsi v_{b_2}-yə, *CD* hissəsi isə turbulent rejimə uyğundur. Burada $\alpha_2 > 45°$, m=1.75...2.0 arasında dəyişir. Deməli, turbulent rejimdə basqı itkisi sürətin 1.75...2.0 arasında dəyişən dərəcəsi ilə mütənasibdir. *C* nöqtəsi v_{b_1}-ə uyğundur.

BC – laminar rejimdən turbulent rejimə keçid zonasıdır.

Beləliklə, basqı itkisi qiymətinin hərəkət rejimindən asılılığı nəzərə alınaraq mayenin hansı rejimdə hərəkət etməsinin müəyyənləşdirilməsi vacib məsələdir.



Şəkil IV. 3

§2. HİDRODİNAMİK OXŞARLIQ VƏ OXŞARLIQ KRİTERİLƏRİ

Hidravlikada bir sıra məsələləri dəqiq həll etmək üçün eksperiment üsulundan geniş istifadə olunur. Eksperiment obyektin özündə və onun modelində aparıla bilər. Obyektdə aparılan eksperiment olduqca qiymətlidir. Bu, baxılan şəraitdə obyektin özünü necə aparılmasına bilavasitə cavab verir. Lakin obyektin özündə aparılan eksperiment baha başa gəlir və ona təsir edən amillərin hər birini ayrı-ayrılıqda qiymətləndirmək olmur. Odur ki, hidravlikada eksperiment obyektlərin modelləri üzərində aparılır. Modellərin həndəsi ölçüləri obyektin ölçülərindən kifayət qədər fərqləndiyinə görə eksperimentin düzgün aparılmasına nail olmaq lazımdır ki, nəticələri obyektə aid etmək mümkün olsun. Bunun üçün obyektin özündə və onun modelində sürət və qüvvələrin hansı nisbətdə olduğunu bilmək lazımdır. Bu məsələ

hidrodinamik oxşarlıq nəzəriyyəsi əsasında öyrənilir.

Obyektin özündə və modelində iki maye axınının mexaniki oxşarlığı üçün eyni zamanda həndəsi, kinematik və dinamik oxşarlıq şərtləri ödənilməlidir. Çünki iki maye axınının oxşarlığı üçün həndəsi və kinematik oxşarlıq şərtlərinin ödənilməsi lazımdır, amma kafi deyildir. Dinamik oxşarlıq şərtinin ödənilməsi isə kafilik şərtini təmin edir. Həndəsi oxşarlıq şərtinə görə obyektin özündə və modelində uyğun həndəsi ölçülər mütənasib olmalıdır.

Əgər l_n, l_m, x_n, x_m, L_n, L_m, ilə axının eyni həndəsi ölçülərini qeyd etsək (məsələn, l_n, l_m–axının eni, L_n, L_m – axının uzunluğu, x_n, x_m–axınının oxşar nöqtəsinin koordinatları olub, "N" indeksi natural obyektə, "M" isə modelə aiddir), onda həndəsi oxşarlıq şərtini ödəmək üçün

$$\frac{l_m}{l_n} = \frac{x_m}{x_n} = \frac{L_m}{L_n} = m_L \qquad \text{(IV. 6)}$$

(IV.6)-dan görünür ki, obyektin ölçüləri modelin uyğun ölçülərini həndəsi miqyasa bölməklə alınır. Deməli, iki oxşar həndəsi cismin oxşar sahələri və həcmləri

$$\frac{S_m}{S_n} = m_L^2; \quad \frac{V_M}{V_n} = m_L^3$$

şərtini ödəyir. Sabit m_L ədədi *həndəsi miqyas* adlanır. $x=X/L$ kəmiyyətinə ölçüsüz kəmiyyət desək, onda (IV. 6)-ya əsasən obyektin və modelin uyğun nöqtələrinin ölçüsüz koordinatları bərabər olmalıdır:

$$x_m = x_n.$$

Kinematik oxşarlıq şərtinə görə, obyektin özündə və modelində axının uyğun nöqtələrindəki sürətlər və uyğun zaman anları mütənasib olmalıdır.

Əgər obyektin və modelin uyğun nöqtələrindəki sürətləri – v_n və v_m, xarakterik sürətlərini – v_{on} və v_{om}(məsələn, mayenin orta sürəti), sürət miqyasını isə m_v ilə işarə etsək, kinematik oxşarlıq şərti

$$\frac{\upsilon_m}{\upsilon_n} = \frac{\upsilon_{om}}{\upsilon_{on}} = m_\upsilon \qquad \text{(IV. 7)}$$

olar. Bu mühakiməni sürətlərin proyeksiyalarına aid edə bilərik:

$$\frac{\upsilon_{nx}}{\upsilon_{on}} = \frac{\upsilon_{mx}}{\upsilon_{on}} \quad \text{və ya} \quad \tilde{\upsilon}_{nx} = \overline{\upsilon}_{mx}, \qquad \text{(IV. 8)}$$

burada $\tilde{\upsilon}_{nx} = \tilde{\upsilon}_{nx} / \upsilon_{on}$ olmalıdır.

(IV. 8)-dən axının uyğun nöqtələrindəki ölçüsüz sürətlər bərabər olduqda onların epürlərinin eynilik şərti alınır.

Qərarlaşmamış hərəkət halında isə uyğun nöqtələrindəki sürətləri uyğun zaman anlarında müqayisə etmək lazımdır. Obyekt və model

üçün zaman fasilələrini t_n və t_m, xarakterik zaman fasilələri isə T_n və T_m qəbul etsək (T_n və T_m eksperimentdən asılı olaraq götürülür), onda uyğun zaman anlarında ölçüsüz zaman $\theta = t_1 T_o$ eyni olmalıdır:

$$\theta_n = \theta_m. \qquad \text{(IV. 9)}$$

Dinamik oxşarlıq şərtləri iki üsul ilə alınır:

1) maye axınının hərəkətini müəyyənləşdirən məlum tənliklərin və ya diferensial tənlikllərin ölçüsüz şəklə salınması;

2) maye axınının hərəklətini müəyyənləşdirən kəmiyyətlərin daxil olduğu funksional asılılığın ölçülər nəzəriyyəsi əsasında təhlili.

Fərz edək ki, maye axının diametri d və uzunluğu l olan boruda hərəkətinin orta sürətini v müəyyənləşdirən kəmiyyətlər: mayenin sıxlığı ρ, özlülüyü μ, təzyiq qradiyenti Δpl, xüsusi çəkisi γ, statik sürüşmə gərginliyi τ_o, səthi gərilmə σ, elastik modolu $E_{M,}$ relaksasiya müddəti T_p hərəkət müddəti t-dir.

Ölçülər nəzəriyyəsinə görə bu kəmiyyətlərin sayını əsas ölçülü kəmiyyətlərin (kütlə M, uzunluq L və zaman T) sayı qədər azaltmaq olar.

Asılı ölçülü kəmiyyətlərin ölçü vahidləri isə bu kəmiyyətləri əsas ölçülü kəmiyyətlərlə əlaqələndirən riyazi düsturlarla təyin edilir. Məsələn, qüvvə vahidini Nyutonun ikinci qanunu əsasında alaq:

$$]F] = [m\bar{\omega}] = M\frac{L}{T^2} = MLT^{-2}.$$

Bu qayda ilə maye axınının hərəkətini müəyyənləşdirən kəmiyyətlərin ölçü vahidlərini əldə edək:

$$[\rho] = \left[\frac{m}{V}\right] = \frac{M}{L^3} = ML^{-3};$$

$$\left[\frac{\Delta P}{L}\right] = \left[\frac{F/s}{l}\right] = \frac{MLT^{-2}}{L^2 L} = ML^{-2}T^{-2};$$

$$[\mu] = \left[\tau\frac{dr}{du}\right] = \left[\frac{F}{s}\frac{dr}{du}\right] = \frac{MLT^{-2}L}{L^2 L} = ML^{-1}T^{-1}$$

$$[\tau] = \left[\mu\frac{du}{dr}\right] = ML^{-1}T^{-1}\frac{LT^{-1}}{L} = ML^{-1}T^{-2};$$

$$[\tau_0] = ML^{-1}T^{-2};$$

$$[\sigma] = \left[\frac{F}{l}\right] = \frac{MLT^{-2}}{L} = MT^{-2};$$

$$[E_m] = \left[\frac{Fl}{s\Delta l}\right] = \frac{MLT^{-2}L}{L^2 L} = ML^{-1}T^{-2};$$

$$[T_r] = T$$

$$[\gamma] = [\rho g] = ML^{-3}\frac{L}{T^2} = ML^{-2}T^{-2}.$$

Adətən, hidrodinamikada sürtünmə μ, təzyiq $\Delta P/l$ və ətalət qüvvələrinin ρ müqayisəsini xarakterizə edən ölçüsüz kəmiyyətlərdən istifadə edilir.

1. Ətalət və sürtünmə qüvvələrinin ρ/μ müqayisəsini aşağıdakı ölçüsüz parametrlərlə qiymətləndirək:

$$\frac{\rho}{\mu}\upsilon^x d^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$\frac{ML^{-3}}{ML^{-1}T^{-1}}L^x T^{-x} L^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

burada:

$$-2 + x + y = 0; \quad 1 - x = 0;$$

$$x = 1; \quad y = 1.$$

Bu qüvvələrin müqayisəsi $\frac{\rho v d}{\mu} = \mathrm{Re}$ ölçüsüz Reynolds parametri ilə ifadə olunur.

2. Təzyiq və ətalət qüvvələrini müqayisə etdikdə

$$\frac{\Delta P/l}{\rho}\upsilon^x d^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$x = -2; \quad y = 1;$$

$\frac{\Delta P d}{\rho \upsilon^2 l} = E_u$ – ölçüsüz Eyler parametri alınır. Bu, təzyiq ilə ətalət qüvvələrinin nisbətini xarakterizə edir.

3. Ətalət və ağırlıq qüvvələrinin müqayisəsindən

$$\frac{\rho}{\gamma}\upsilon^x d^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$x = -2; \quad y = 1;$$

$\frac{\rho v^2}{\gamma d} = F_r$ – ölçüsüz Frud parametri alınır. Deməli, Frud parametri ətalət və ağırlıq qüvvələrinin müqayisəsini xarakterizə edir.

4. Ağırlıq və sürtünmə qüvvələri müqayisəsinin aşağıdakı şərtindən

$$\frac{\gamma}{\mu}\upsilon^x d^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$x = -1; \quad y = 2;$$

$\frac{\gamma d^2}{\mu \upsilon} = \mathrm{St}$ – ölçüsüz Stoks parametri alınır. Stoks parametri ağırlıq və sürtünmə qüvvələrinin müqayisəsini xarakterizə edir.

5. Təzyiq və sürtünmə qüvvələrini müqayisə etdikdə

$$\frac{\Delta P / l}{\mu} \upsilon^x d^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$x = -1; \quad y = 2$$

$\frac{\Delta P d^2}{\mu \upsilon l} = \mathrm{La}$ – ölçüsüz Laqranj paremetri alınır. Bu, təzyiq və müqavimət qüvvələrinin müqayisəsini xarakterizə edir.

6. Səthi gərilmə və ətalət qüvvələrinin müqayisəsindən

$$\frac{\sigma}{\rho} \upsilon^x d^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$x = -2; \quad y = -1;$$

$\frac{\sigma}{\rho \upsilon^2 d} = \mathrm{We}$ – ölçüsüz Veber parametri alınır. Bu səthi gərilmə və ətalət qüvvələrinin müqayisəsini xarakterizə edir.

7. Statik sürüşmə gərginliyi ilə müqavimət qüvvələrinin müqayisəsi nəticəsində

$$\frac{\tau_0}{\mu} \upsilon^x d^x = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$x = -1; \quad y = 1$$

$\frac{\tau_0 d}{\mu \upsilon} = Sen$ – ölçüsüz Sen–Venan parametri alınır. Deməli, bu parametr statik sürüşmə gərginliyi və sürtünmə qüvvələrinin müqayisəsini xarakterizə edir.

8. Elastiklik və ətalət qüvvələrinin müqayisəsindən

$$\frac{E_m}{\rho} \upsilon^x d^y = M^\circ L^\circ T^\circ;$$

$$x = -2; \quad y = 0.$$

$\frac{E_m}{\rho\upsilon^2} = \mathrm{Ca}$ – ölçüsüz Koşi parametri alınır. Deməli, Koşi parametri mayenin elastiklik ilə ətalət qüvvələrinin nisbətini xarakterizə edir.

9. Konvektiv və lokal ətalət qüvvələrinin müqayisəsi üçün aşağıdakı ifadəni yazaq:

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = m\frac{\partial\upsilon}{\partial t} + m\upsilon\frac{\partial\upsilon}{\partial t},$$

Bərabərliyin sağ tərəfindəki I hədd lokal (yerli), II hədd isə konvektiv (köçürmə) ətalət qüvvələrdir.

$$\frac{m\upsilon\frac{\partial\upsilon}{\partial l}}{m\frac{\partial\upsilon}{\partial t}} = \frac{\upsilon T}{L}.$$

$\frac{m\frac{\upsilon}{l}\upsilon}{m\frac{\upsilon}{T}} = \frac{\upsilon T}{L} = \mathrm{Sh}$ – ölçüsüz Struxal parametri alınır. Deməli, Struxal parametri konvektiv və lokal ətalət qüvvələrinin müqayisəsini xarakterizə edir.

Sıxılan mayenin böyük sürətli hərəkətini öyrəndikdə oxşarlıq kriterləri sırasına Max ədədini (sıxılan mayenin xarakterik sürətinin səsin sürətinə nisbəti) də daxil etmək lazımdır.

Özlü-elastik maye axınlarını təkcə Reynolds ədədi deyil, Debora ədədi də xarakterizə edir. Debora ədədi mayenin xarakterik T_0 vaxtının prosesin xarakterik davametmə T^* müddətinə nisbəti kimi təyin edilir:

$$De = \frac{T_0}{T^*}$$

T^* maye hissəciyinin vahid sıxılıb-genişlənmə aktının periodu ola bilər;

$$T^* = d'/\upsilon,$$

burada d' –axının xarakterik ölçüsüdür. Onda

$$\mathrm{De} = \frac{T_0\upsilon}{d'}.$$

Əgər Reynolds ədədindəki d onun axına istiqamətinə perpendikulyar müstəvidəki en kəsiyinin diametridirsə, d'axın istiqamətindəki xarakterik ölçüdür.

T_0 bəzən mayenin relaksasiya müddəti də adlanır. Veysenberqə görə,

$$T_0 = \frac{\sigma}{\tau\dot{\gamma}}$$

burada σ,τ – normal və toxunan gərginliklər; γ – sürət qradiyentidir.

$T_0 < T^*$ halında mayenin elastikliyi özünü büruzə verə bilmir.

Məlumdur ki, oxşarlıq nəzəriyyəsinin tətbiqi əsasında eyni riyazi asılılıqlarla ifadə edici müxtəlif təbiətli hadisələri də müqayisə etmək və tədqiq olunan hadisənin qanunauyğunluqlarını aşkara çıxarmaq olar. Bu məqsədlə maye daxilindəki qaz qabarcığının rəqsi hərəkətinin fiziki rəqqas əsasında öyrənilməsinə baxaq.

Fiziki rəqqasın hərəkəti hamınıza məlumdur. İpdən asılmış və yaya bərkidilmiş yük, nəhayət ürəyimizin işi rəqqasa misal ola bilər. Bu cəhətdən maye daxilindəki qabarcıq da rəqqasa yaxşı misaldır. Bunun üçün rəqqasda baş verən hadisəni yadımıza salaq, asan olsun deyə rəqqası (kənar uclarından biri bərkidilmiş və digər ucu isə kütləsi m olan yük bağlanmış) deformasiyaya uğramamış yaydan təşkil olunduğunu qəbul edək.

Yay deformasiyaya uğradıqda və yük müvazinət halından x qədər aralandıqda onu əvvəlki vəziyyətinə qaytarmağa çalışan qüvvə yaranır: $F = -kx$. k–yayı xarakterizə edən sərtlik əmsalıdır. Buradan k-nın vahidi $n/m=\frac{Coul}{m^2}$ olub, səthi gərilmə vahidi ilə eynidir. Yayın sərtliyi artdıqca k da artır, F qüvvəsinin təsiri ilə yük ilk vəziyyətinə qayıdır və ətalət qüvvəsinin təsiri ilə onu ötür. Bu vəziyyətdə yay sıxılır, sonra isə F qüvvəsinin təsirindən düzəlir və göstərilən hadisə yenidən təkrara olunur. Yayın rəqsi hərəkəti sönən olmazsa, onun sıxılma və genişlənməsində yükün yerdəyişməsi bütün dövrlərdə eyni olar. Həm də yay ilk vəziyyətdən çıxarıldıqdan sonra özü sərbəst rəqsi hərəkət edir. Deməli, F qüvvəsi yükü müvazinət vəziyyətindən x_0 amplitudası ilə rəqs etməyə məcbur etmiş olur. Yükün kənar vəziyyətlərində hərəkətin istiqaməti dəyişdiyinə görə yük dayanır və onun kinetik enerjisi sıfıra enir. Yay həmin nöqtələrdə maksimum deformasiyaya uğradığı üçün onun elastik deformasiyasının potensial enerjisi maksimuma çatır.

X=0 nöqtəsində isə yay deformasiya olunmur, buna görə də rəqqasın bütün enerjisi hərəkət edən yükün kinetik enerjisində cəmlənir. Hər periodda kinetik enerjinin potensial enerjiyə və əksinə, iki dəfə çevrilməsi baş verir.

Yaylı rəqqasın rəqsi hərəkətinin t_0 periodunu tapmaq üçün onu ölçülər haqqında fərziyyə yürütməklə qiymətləndirək. Yaylı rəqqasın t_0 perioduna onun ancaq iki xarakteristikası: kütləsi m və sərtlik əmsalı k təsir edir, yəni $t_0= t_0(m, k)$.

m və k-nın kombinasiyasından zaman ölçü vahidi aşağıdakı asılılıqdan alınır:

$$t \sim (m, k)^{\frac{1}{2}}. \qquad \text{(IV.10)}$$

Mayedə hər cür qabarcıq qalxa bilər. Lakin biz qəbul edək ki, qabarcığın qalxma hərəkəti onun rəqsi hərəkətinə nəzərə alınacaq qədər təsir göstərmir. Əgər sferik qabarcığı (onun müvazinət vəziyyəti) ehmalca yastılasaq, onun sahəsini və səthi enerjisini artırmış olarıq. Bununla əlaqədar qabarcığı sferik formaya qaytarmağa çalışan qüvvə yaranır. Bu qüvvə qabarcığı həqiqi sferik formasından keçirib yastılaşmış vəziyyətinə nisbətən 90° dönmüş və dartılmış forma almasını məcbur edir.

Sonra isə bu hadisə çox sayda təkrar olunur, yəni qabarcıq rəqsi hərəkət edir. Bu zaman onun potensial enerjisinin dəyişməsi onun səthinin, yəni səthi enerjisinin dəyişməsindən, kinetik enerjinin dəyişməsi isə qabarcığı həcminə uyğun məhdudlaşdıran mayenin enerjisindən asılı olacaqdır. Bu prosesdə rəqqasın sərtlik əmsalı rolunu qabarcığın səthi gərilmə əmsalı oynayacaqdır, çünki σ ilə k-nın ölçü vahidi eynidir.

σ artdıqca qabarcığın səthi böyüyür və onun deformasiyası çətinləşir. Bu səbəbdən rəqqasın periodu t_0 ifadəsində k-nı σ ilə, kütləni isə qabarcığın həcminə uyğun maye həcminin kütləsi, yəni $m \sim R^3\rho$ (ρ– mayenin sıxlığı, R – qabarcığın radiusu) ilə əvəz etməliyik.

Təxminən bu kütləli maye qabarcıq ətrafında rəqs edir. Bu cür mülahizə bizim mühakiməmizin zəif yeridir.

Nə üçün ancaq bu miqdar maye, başqa miqdar ola bilməzmi? Lakin aşağıdakı mülahizə bunun düzgünlüyünü təsdiq edir. Həqiqətdə rəqsi hərəkətdən mayeyə ötürülən həyacanlanma onun səthindən təxmini olaraq R məsafəsində yayılır. Belə halda bizi maraqlandıran qabarcığın kütləsinin onun radiusu ilə rəqsi hərəkət edən mayenin sıxlığından asılılığını fərz edə bilərik. Bu iki fiziki kəmiyyətdən isə kütlə ölçüsünü verən təkcə bir $R^3\rho$ kombinasiyasını almaq olar.

Beləliklə, qabarcığın rəqsi hərəkətində onun periodu üçün aşağıdakı ifadə yazıla bilər:

$$t_0 \sim \left(\rho R^3 \sigma\right)^{\frac{1}{2}}. \qquad \text{(IV. 11)}$$

Yayın rəqsi hərəkətinə baxdıqda onun sönməyən, yəni mexaniki enerjisinin digər növ enerjiyə çevrilməməsi qəbul edilmişdi. Qabarcıq üçün bu o deməkdir ki, o, özlülüyü sıfra bərabər olan mayedə rəqsi hərəkət edir. Məsələn, suda qabarcığın rəqsi hərəkətinin başlanğıcında onun özlülüyünün t_0 -a təsiri həqiqətən çox azdır. Buna görə onun qiymətinin təyinində özlülük nəzərə alınmır.

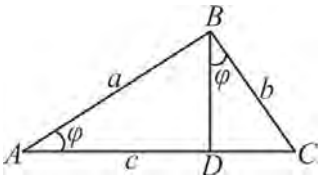
İndi isə tutaq ki, mayenin özlülüyü o qədər böyükdür ki, qabarcığın sferik formadan növbə ilə aralanması hesabına yaranan rəqsi hərəkət mümkün olmur və qabarcıqda yığılan enerji onun dayanıqlı sferik forma alma müddətində t_r itir. Təbiidir ki, onda t_r-in qiyməti μ-dən (belə ki μ enerji itkisini təyin edir) və qabarcığı düz forma almağa məcbur edən σ/R-dən (təzyiq mənasını ifadə edir) asılı olacaqdır:

$$t_r = t_r\left(\mu, \sigma, R\right). \qquad \text{(IV. 12)}$$

Bu üç fiziki kəmiyyətdən zaman vahidini onların aşağıdakı kombinasiyası ifadə edir:

$$t_r \sim R\mu\sigma. \qquad \text{(IV. 13)}$$

Oxşarlıq nəzəriyyəsi əsasında təkcə hidrodinamik deyil, həndəsi məsələlərin də həlli mümkündür. Pifaqor teoreminin isbatına baxaq. Düzbucaqlı üçbucağın sahəsi onun c hipotenuzu ilə iti bucağından asılıdır (şəkil IV. 4)



Şəkil IV. 4

$$S = f\left(c,\ \varphi\right). \qquad \text{(IV. 14)}$$

Ölçülər nəzəriyyəsinə əsasən (IV. 14) ifadəsini $S=c^2f\ (\varphi)$ şəklində də yazmaq olar. *BD* hündürlüyü vasitəsilə *ABC* üçbucağını hipotenuzları a və b olan iki oxşar üçbucağa ayıraq. Bu üçbucaqların sahələrini *də* $S_1=a^2f(\varphi)$ və $S_2=b^2f(\varphi)$ ifadə etmək olar. Verilmiş üçbucağın üç sahəsi üçbucaqların sadələri cəminə bərabər olduğu üçün

$$c^2 f\left(\varphi\right) = a^2 f\left(\varphi\right) + b^2 f\left(\varphi\right).$$

Asılılığının hər iki tərəfini $f(\varphi)$-ə bölsək, Pifaqor teoreminin $c^2=a^2+b^2$ ifadəsi alınar.

§3. ÖLÇÜLƏR NƏZƏRİYYƏSİNƏ ƏSASƏN HİDRAVLİK MÜQAVİMƏTİN TƏDQİQİ

Neft-mədən praktikasında özlü mayenin hərəkətində basqı itkisinin təyini və onun tənzimlənmə şərtlərinin aşkar edilməsi mühüm məsələdir. Ölçülər nəzəriyyəsinə əsasən basqı itkisinin axın parametrlərindən asılılığını təyin etmək üçün tutaq ki, hərəkət qərarlaşmışdır və ağırlıq qüvvəsi sahəsində baş verir. Onda fiziki mülahuizələr əsasında təzyiqlər fərqi üçün ümumi halda belə yazmaq olar:

$$\Delta P = \Delta P\left(\upsilon, \rho, \mu, d, l, \Delta\right), \qquad \text{(IV. 15)}$$

burada Δ − kələ-kötürlüyün ölçüsü, qalan parametrlər isə əvvəlki fəsillərdən məlumdur.

Yuxarıdakı asılılığa daxil olan parametrlərin sayını artırmaq (əsasən temperatur, mayenin tərkibi və s.) da olardı. Lakin burada əsas məsələ praktiki cəhətdən baxılan texnoloji proses üçün ΔP-yə çox böyük təsir edən əsas parametrlərin nəzərə alınmasının vacibliyidir. (IV. 15) asılılığının təhlili üçün bundan əvvəlki paraqrafdakı qaydanı tətbiq edək.

$$\frac{\Delta P}{\rho\upsilon^2} = \frac{l}{d} f\left(\mathrm{Re}, \varepsilon\right), \qquad \text{(IV. 16)}$$

$\varepsilon = \dfrac{\Delta}{d}$ − nisbi kələ-kötürlüyü ifadə edir.

(IV. 16) ifadəsini aşağıdakı kimi yazaq:

$$\frac{2\Delta P}{\rho \upsilon^2} = 2\frac{l}{d} f\left(\mathrm{Re}, \varepsilon\right), \qquad \text{(IV. 17)}$$

$2f(\mathrm{Re}, \varepsilon)=\lambda$ − bu boru boyunca sürtünmədən yaranan müqaviməti ifadə edən Darsi əmsalıdırsa, onda

$$h_s = \lambda \frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}; \qquad \text{(IV. 18)}$$

$$\Delta P = \lambda \frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}\gamma. \qquad \text{(IV. 19)}$$

(IV.18)−(IV.19) ifadələri düzgünlüyü təcrübədə yoxlanılmış Darsi−Veysbax düsturları adlanır, λ − təcrübədən tapılır.

§4. NYUTON MAYESİNİN DAİRƏVİ BORUDA LAMİNAR HƏRƏKƏTİ

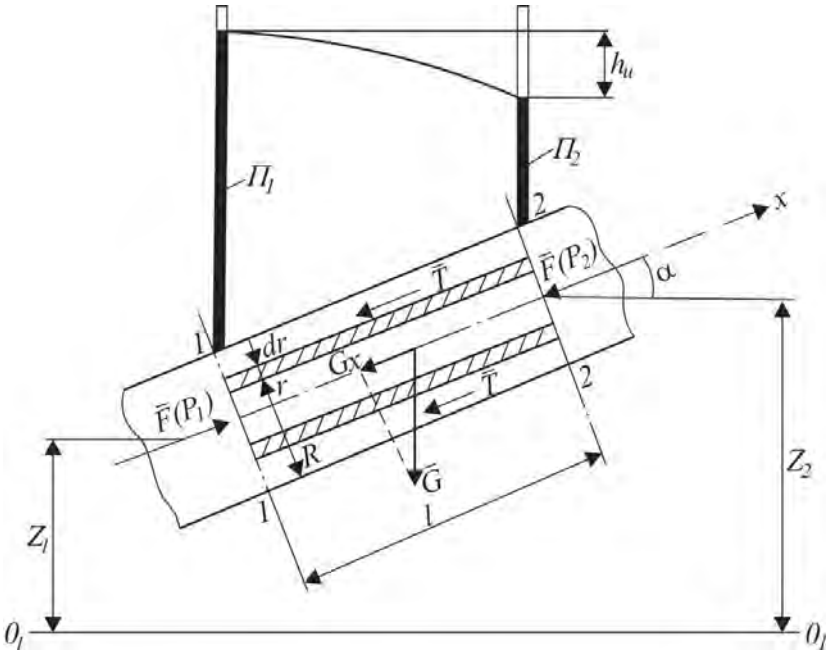
Özlü mayenin boruda laminar rejimdə hərəkətinə baxaq (şəkil IV. 5) *1−1 və 2−2* kəsiyi arasındakı hissədə *r* radiuslu silindrik həcmli mayenin hərəkətinə aşağıdakı qüvvələr təsir edir:

1) *1−1 və 2−2* kəsiyindəki P_1 və P_2 hidrodinamik təzyiqlərin hərəkətedici $F(P_1)$ və $F(P_2)$ qüvvələri. Burada $F(P_1)$ *1−1* kəsiyə axın istiqamətində təsir edən $F(P_1) = P_1S$ qüvvəsidir. II kəsiyə təsir edən $F(P_2) = P_2S$ qüvvəsi isə hərəkət istiqamətinin əksinə yönəlir.

2) *1−1 və 2−2* kəsiyi arasındakı mayenin ağırlıq qüvvəsi (çəkisi); $G=\rho Vg$, burada *V*−mayenin həcmi, $v=Sl$; l−baxılan kəsiklər arasındakı məsafədir.

Bu qüvvənin axın istiqamətindəki proyeksiyası

$$G_x = G\sin\alpha = S\rho g l \sin\alpha;$$



Şəkil IV. 5

$$\sin\alpha = \frac{Z_2 - Z_1}{l},$$

$$G_x = S\rho g\left(Z_2 - Z_1\right). \qquad \text{(IV. 20)}$$

3) Maye təbəqələrinin bir-biri üzərində sürüşməsindən yaranan və hərəkətin əks istiqamətinə yönələn sürtünmə qüvvəsi $T = \tau\chi l$, burada τ–toxunan gərginlik, χ–islanma perimetridir.

Sürtünmə qüvvəsinin hərəkət istiqamətində proyeksiyası

$$T_x = \tau\chi l. \qquad \text{(IV. 21)}$$

Müvazinət şərtinə görə mayeyə təsir edən qüvvələrin hərəkət istiqamətinə alınmış proyeksiyalarının cəmi sıfra bərabər olmalıdır:

$$P_1S - P_2S - G_x - T_x = 0. \qquad \text{(IV. 22)}$$

Qiymətləri yerinə yazsaq,

$$\left(P_1 - P_2\right)S - \rho gS\left(Z_2 - Z_1\right) - \tau\chi l = 0, \qquad \text{(IV. 23)}$$

$$\left(\frac{P_1}{\gamma} + Z_1\right) - \left(\frac{P_2}{\gamma} + Z_2\right) = \tau\frac{\chi}{S}\frac{l}{\gamma}. \qquad \text{(IV. 24)}$$

Bernulli tənliyinə əsasən ($v_1 = v_2$, bu *1–1 və 2–2* kəsiyində orta sürətdir) (IV. 24) tənliyinin sağ tərəfi sürtünmə qüvvəsindən yaranan basqı itkisini ifadə edir:

$$h_s = \left(\frac{P_1}{\gamma} + Z_1\right) - \left(\frac{P_2}{\gamma} + Z_2\right) = \tau\frac{\chi}{S}\frac{l}{\gamma}. \qquad \text{(IV. 25)}$$

Məsələnin həllini sadələşdirmək üçün borunun üfüqi vəziyyətinə baxaq (yəni $Z_1 = Z_2$), onda

$$\left(P_1 - P_2\right)S = \tau\chi l, \qquad \text{(IV. 26)}$$

$$\tau = \left(P_1 - P_2\right)\frac{S}{\chi l} = \frac{\Delta p}{l}\frac{S}{\chi};$$

$$S = \pi r^2;\ \chi = 2\pi r,$$

$$\tau = \frac{\Delta p}{2e}r, \qquad \text{(IV. 27)}$$

Bu ifadə borunun en kəsiyində toxunan gərginliyin paylanmasını ifadə edir (şəkil IV. 6).

r=R olduqda (yəni borunun divarında) (IV.27) ifadəsi $\tau=\tau_{max}=\Delta PR/2e$; *r=0* olduqda (yəni borunun mərkəzində) isə $\tau=0$.

Laminar axında borunun en kəsiyi boyunca sürətin paylanma qanununun ifadəsini tapmaq üçün (IV.27) ifadəsində toxunan gərginliyin yerinə Nyutonun sürtünmə qanunundakı (I. 36) qiymətini yazaq:

$$-\mu\frac{du}{dr}=\frac{\Delta P}{2e}r, \qquad \text{(IV. 28)}$$

"–" işarəsi $|du/dr|<0$ olduğunu göstərir.

Tənliyi dəyişənlərinə ayıraq:

$$du=-\frac{\Delta P}{2\mu e}rdr;$$

$$u=-\frac{\Delta P}{2\mu e}\frac{r^2}{2}+C, \qquad \text{(IV. 29)}$$

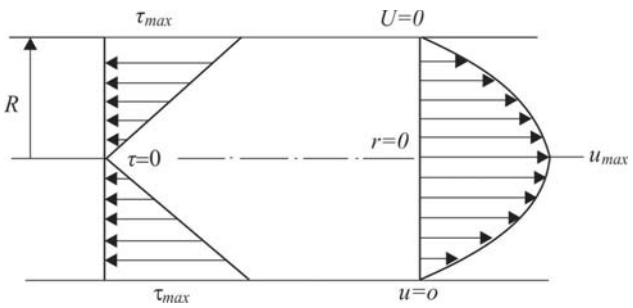
C – inteqral sabitidir. Onun təyini üçün aşağıdakı sərhəd şərtindən istifadə edək:

$r = R;\ u = 0$ (yəni mayenin divara toxunan hissəciklərinin sürəti sıfırdır). Onda

$$C=\frac{\Delta P}{2\mu e}\frac{R^2}{2};$$

$$u=-\frac{\Delta P}{2\mu l}\frac{r^2}{2}+\frac{\Delta P}{2\mu l}\frac{R^2}{2}=\frac{\Delta P}{4\mu l}\left(R^2-r^2\right). \qquad \text{(IV. 30)}$$

Bu ifadə sürətin borunun en kəsiyi boyunca paylanmasını ifadə edir (şəkil IV. 6). Şəkildən göründüyü kimi, borunun divarında sürətin qiyməti sıfır olur, mərkəzində isə maksimuma çatır. Deməli, özlü Nyuton mayesinin dairəvi boruda laminar hərəkətində sürətin en kəsikdə paylanması parabola, onun hərəkətdə yaratdığı səth isə fırlanma paraboilidi şəklində olacaqdır. Beləliklə, mayenin laminar axınına müxtəlif sürətli silindrik maye qatlarının hərəkəti kimi baxmaq olar. Böyük sürətli silindrik maye qatları kiçik sürətli maye qatları üzərində sürüşür və bu aradan sürtünmə qüvvəsi yaranır.



Şəkil IV. 6

(IV.30) ifadəsində r=0 olarsa, borunun mərkəzində sürətin qiymətini tapa bilərik:

$$u_{\max}=\frac{\Delta P}{4\mu l}R^2. \qquad \text{(IV. 31)}$$

(IV.30)-a əsasən sürətin ifadəsi aşağıdakı kimi də yazıla bilər:

$$u = u_{\max}\left[1-\left(\frac{r}{R}\right)^2\right]. \qquad \text{(IV. 32)}$$

(IV.30) ifadəsi özlü mayenin hərəkət tənliyinin inteqrallanmasından da alına bilərdi. Onda gərək üfüqi yerləşən dairəvi boru içərisində qərarlaşmış laminar hərəkət edən maye üçün Navye-Stoks (III.21) tənliyini yazaq:

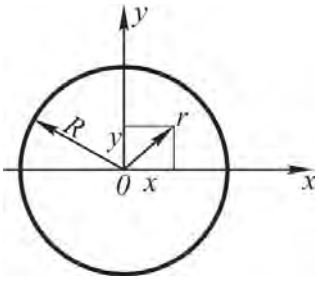
$$\frac{\partial P}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}\right) = 0. \qquad \text{(IV.33)}$$

Baxılan hal üçün $x = 0$; $\frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} = 0$; $\frac{a u_x}{dt} = 0$; $u_y = u_z = 0$. İndi isə $u_x = u$. Sürətin $u=u(x,y)$ üçün dəyişməsini boru $u=u(r)$ kimi əvəz etsək (şəkil IV.7),

$$r^2 = x^2 + y^2,$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$$

olduğundan aşağıdakıları yaza bilərik:



Şəkil IV. 7

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{du}{dr}\frac{\partial r}{\partial x}; \quad \frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r};$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{x}{r}\frac{du}{dr};$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{x}{r}\frac{du}{dr}\right) = \frac{du}{dr}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{x}{r}\right) +$$

$$+\frac{x}{r}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{du}{dr}\right) = \frac{du}{dr}\frac{r - \frac{\partial r}{\partial x}x}{r^2} + \frac{x}{r}\frac{d}{dr}\left(\frac{du}{dr}\right)\frac{\partial r}{\partial x} =$$

$$= \frac{r^2 - x^2}{r^3}\frac{du}{dr} + \frac{x^2}{r^2}\frac{d^2 u}{dr^2}.$$

Deməli,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{r^2 - x^2}{r^3}\frac{du}{dr} + \frac{x^2}{r^2}\frac{d^2 u}{dr^2}. \qquad \text{(IV. 34)}$$

Eyni qayda ilə

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{r^2 - y^2}{r^3}\frac{du}{dr} + \frac{y^2}{r^2}\frac{d^2 u}{dr^2}. \qquad \text{(IV.35)}$$

Bu ifadələri (IV. 33)-də yerinə yazsaq,

$$\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left[\frac{1}{r}\frac{du}{dr}+\frac{d^2u}{dr^2}\right]=0; \qquad \text{(IV. 36)}$$

yaxud

$$\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\mu}{r}\frac{d}{dr}\left[r\frac{du}{dr}\right]=0, \qquad \text{(IV.37)}$$

Burada $\partial p/\partial x-$ təzyiq qradiyenti olub, $\Delta p/l$ kimi də yazıla bilər. Onda

$$\frac{d}{dr}\left[r\frac{du}{dr}\right]=-\frac{\Delta p}{\mu l}r. \qquad \text{(IV.38)}$$

Bunu dəyişənlərinə ayırıb inteqrallasaq,

$$r\frac{du}{dr}=-\frac{\Delta p}{\mu l}\frac{r^2}{2}+C_1 \qquad \text{(IV. 39)}$$

En kəsiyi boyumca sürət simmetrik paylanır, buna görə də r=0, yəni borunun oxunda $u=u_{max}$; du/dr=0 olmalıdır. Bu şərtdən istifadə etsək, C_1=0 qəbul etmək olar. Onda

$$r\frac{du}{dr}=-\frac{\Delta p}{\mu l}\frac{r^2}{2}, \qquad \text{(IV. 40)}$$

yaxud

$$du=-\frac{\Delta p}{2\mu l}rdr,$$

$$u=-(\Delta\rho/4\mu l)\cdot r^2+C_2 \qquad \text{(IV. 41)}$$

C_2-nin qiymətini $r=R$-də, u=0 şərtində tapmaq olar:

$$C^2=\frac{\Delta p}{4\mu l}R^2.$$

C_2-nin qiymətini (IV. 41)-də yerinə yazsaq, alarıq:

$$u=\frac{\Delta p}{4\mu l}\left(R^2-r^2\right). \qquad \text{(IV. 42)}$$

Deməli, (IV. 30) və (IV. 42) sürət ifadələri eynidir.

Nəhayət, boruda mayenin laminar axınında sürətin en kəsik boyunca paylanmasını

$$u=C_1r^2+C_2r+C_3 \qquad \text{(IV. 43)}$$

kimi də təsvir etmək olar. Belə ki, (IV.43) ifadəsi də parabolanın tənliyidir. C_1, C_2, C_3 sabitləri aşağıdakı şərtlərə görə təyin edilə bilər:

1) borunun divarında, yəni $r = R$; $u = 0$
2) borunun oxunda, yəni $r = 0$; $du/dr = 0$

Bu şərtlərdən istifadə edib (IV.43) ifadəsindən $C_1R^2+C_2R+C_3=0$ $C_2=0$ alınar. Onda

$$C_1R^2 + C_3 = 0$$

$$u = C_1(r^2 - R^2), \qquad \text{(IV. 44)}$$

Nyutonun sürtünmə qanuna əsasən $r = R$; $\tau = \tau_{max}$, yəni

$$\tau_{max} = -\mu \left.\frac{du}{dr}\right|_{r=R}$$

(IV. 44) ifadəsindən

$$\left.\frac{du}{dr}\right|_{r=R} = 2C_1R = -\frac{\tau_{max}}{\mu}; \quad C_1 = -\frac{\tau_{max}}{2\mu R}.$$

Müvazinət şərtinə əsasən

$$\pi R^2 \Delta P = 2\pi R l \tau_{max}; \quad \tau_{max} = \frac{\Delta P R}{2l};$$

$$C_1 = -\Delta P / 4\mu l.$$

C_1-in qiymətini (IV. 44)-də yerinə yazsaq,

$$u = \frac{\Delta P}{4\mu l}\left(R^2 - r^2\right). \qquad \text{(IV. 45)}$$

İndi isə C_1-i başqa mülahizə ilə tapaq:

Məlumdur ki, mayenin sürəti ΔP, l və μ-dən asılı olmalıdır. Deməli,

$$C_1 = C_1\left(\Delta P, l, \mu\right)$$

$$\left[C_1\right] = L\,T^{-1}/L^{2} = 1/L\,T.$$

π−teoreminə əsasən

$$A = \frac{C_1}{\Delta p^x \mu^y l^z} = \text{const}$$

ölçüləri yerinə yazsaq, $y = -1$; $x = 1$; $z = -1$. Deməli

$$A = \frac{C_1 \mu l}{\Delta P}.$$

Bu sabiti tapmaq üçün təcrübi və nəzəri üsullardan istifadə edək. Təcrübi üsulda μ və l-i bilmək və dairəvi boruda mayenin (oxdakı r=0) sürətini u_{max} ölçmək lazımdır. Onda C_1-in yerində u_{max}/R^2 yazmaq kifayətdir, yəni

$$A = \frac{u_{max}\mu l}{\Delta P R^2}.$$

Təcrübə göstərir ki, bu sabit 1/4-ə bərabərdir. Dairəvi boruda özlü mayenin laminar qərarlaşmış hərəkət tənliyinin həlli əsasında alınan ifadədə də sabitin qiyməti 1/4-ə bərabər alınır.

Borudan axan mayenin sərfi

$$Q = \int_0^R u dS, \qquad \text{(IV. 46)}$$

burada dS–radiusu r və $r + dr$ arasında qalan halqavari zonanın en kəsiyi sahəsidir.

IV. 5 şəklindən göründüyü kimi

$$dS = S(r + dr) - S(r);$$

$$S(r + dr) = \pi(r + dr)^2; \quad S(r) = \pi r^2;$$

$$dS = \pi r^2 + 2\pi r\, dr + \pi(dr)^2 - \pi r^2 = 2\pi r\, dr - \pi(dr)^2.$$

Sonsuz kiçik $(dr)^2$ həddini nəzərə almasaq,

$$Q = \int_0^R u 2\pi r\, dr = 2\pi \int_0^R ur\, dr. \qquad \text{(IV. 47)}$$

u-nun (IV. 30) ifadəsini (IV. 47)-də yazsaq,

$$Q = \frac{\tau \Delta P}{2\mu l} \int_0^R \left(R^2 - r^2\right) r dr, \qquad \text{(IV. 48)}$$

ifadənin inteqralı

$$Q = \frac{\tau R^4 \Delta P}{8\mu l} = \frac{\tau d^4 \Delta P}{128\mu l}. \qquad \text{(IV. 49)}$$

Bu ifadə Puazeyl* düsturu adlanır.

Əgər orta sürət v məlumdursa, onda sərf belə hesablanır:

$$Q = \upsilon s = \upsilon \pi R^2 = \upsilon \frac{\tau d^2}{4}. \qquad \text{(IV. 50)}$$

(IV. 49))və (IV. 50) ifadələrini müqayisə etsək,

$$\upsilon = \frac{R^2 \Delta P}{8\mu l} = \frac{d^2 \Delta p}{32\mu l}. \qquad \text{(IV. 51)}$$

v ilə u_{max} sürətlərinin müqayisəsindən isə

$$\upsilon = \frac{1}{2} u_{max}. \qquad \text{(IV. 52)}$$

* *Jan Lui Mari Puazeyl (1799-1869)–fransız həkim və fiziki.*

Orta qiymətin öz maksimum qiymətindən iki dəfə kiçik və ya maksimumun öz orta qiymətindən iki dəfədən çox olması–təbiətdə müşahidə edilən bu prinsip Puasson paylanmasının əsas xüsusiyyətidir.

Sürətin paylanma ifadəsini bilib, axının en kəsiyində onun qeyri-müntəzəm paylanmasını nəzərə alan kinetik enerjinin və yaxud Kariolis əmsalının α qiymətini laminar rejim üçün heablamaq olar. (III. 199)-a əsasən

$$\alpha = \frac{1}{s}\int_s \left(\frac{u}{v}\right)^3 ds = 2\tau \frac{\left(\frac{\Delta P}{4\mu e}\right)^3}{\left(\Delta P R^2 / 8\mu e\right)^3} \int_0^R \left(R^2 - r^2\right) r dr = 2$$

Axın boyunca maye hissələrinin sürətinə nəzarət nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, borunun başlanğıcında hissəciklər qeyri-müntəzəm, yəni axının oxuna yaxın artan, divara yaxın isə azalan hərəkət edir. Odur ki, axın boyunca en kəsiyi sahəsində sürətin paylanma epürü dəyişir və müəyyən uzunluqdan sonra sürətin paylanması (IV. 30) ifadəsinə tabe olub, sabit qalır. Deməli, axının başlanğıcından l_m uzunluğunda (buna stabilləşmə zonası deyilir) sürət bərpa olunur (şəkil IV.8). Şəkildən göründüyü kimi, maye boruya eyni sürətlə daxil olur. Girişdən aralandıqca divara toxunan maye qatının ölçüsü artır və sürətin paylanması parabolaya yaxınlaşır. Boru oxundakı maye hissəciyinin sürəti $U_{max}=2v$ olan yer isə stabilləşmə zonasının sonudur. Əslində, $U_{max}=2v$ şərti boru ucundan sonsuz uzaqlıqda yerləşən nöqtədə ödənilir. Lakin praktiki cəhətdən oxdakı sürət 0.99 U_{max} çatdıqda sürətin parabolik paylanması qəbul edilir. Bu şərt daxilindəki stabilləşmə zonasının uzunlluğu $l_c=0.065d\mathrm{Re}$ (d – borunun daxili diametri, Re – Reynolds parametridir).

Dəqiq olmayan nəzəriyyə əsasında $l_c = 0.02875d\mathrm{Re}$ qiyməti alınmışdır. Nikuradze isə təcrübə əsasında müəyyən etmişdir ki, l_c-nin həqiqi uzunluğu nəzəri yolla tapılan uzunluğundan 2 dəfə böyükdür.

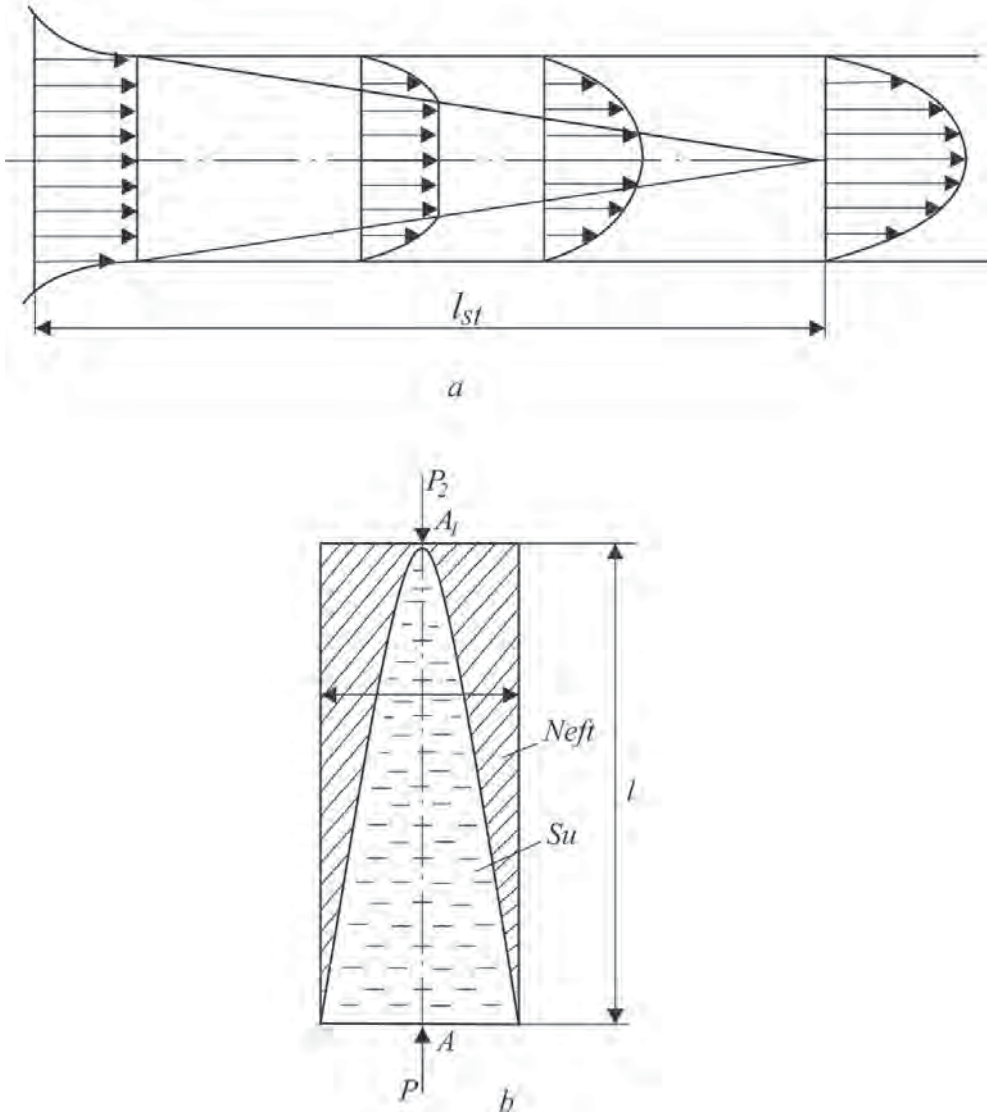
(IV. 31) ifadəsindən istifadə etməklə çox vacib praktiki məsələlərin həll olunması mümkündür. Məsələn, mədən praktikasında elə texnoloji proseslərə rast gəlinir ki, orada bir mayeni digər maye ilə müxtəlif mühitlərdə sıxışdırmaq lazım gəlir. Neft və qaz quyularının qazılmasında gil məhlulunun sement məhlulu ilə və ya əksinə, neft məhsullarının boru kəmərləri ilə nəqlində onların su və digər mayelərlə sıxışdırılmasını buna misal göstərmək olar. Bu cür texnoloji proseslərin optimal rejimdə aparılması mayelərin sıxışdırılması dərəcəsindən xeyli asılıdır.

Tutaq ki, uzunluğu l, daxılı radiusu R olan boruda neft digər maye ilə, məsələn, su ilə sıxışdırılır. Sıxışdıran və sıxışdırılan mayelərin özlülüyü μ eyni, təzyiqlər fərqi $\Delta P = P_1 - P_2$-dir (şəkil IV. 8, b).

Borunun başlanğıcında sıxışdıran suyun A nöqtəsindən çıxışdakı A_1 nöqtəsinə çatma müddəti

$$t_1 = l / u_{max}.$$

(IV. 31) ifadəsindəki u_{max} sürətini yerinə yazsaq,



Şəkil IV. 8

$$t_1 = 4\mu^2 / \Delta PR^2$$

müddətinədək borunun çıxışında təmiz neft, t_1 anından başlayaraq neft ilə birlikdə su da alınacaqdır.

(IV. 49) ifadəsinə əsasən t_1 müddətində borudan sıxışdırılan neftin həcmi

$$\Omega = Qt_1 = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8\mu l} \frac{4\mu l^2}{\Delta PR^2} = \frac{\pi R^2}{2}$$

Borunun l hissəsinin həcmi $\Omega_0 = \pi R^2$ olduğundan oradan sıxışdırılan neftin miqdarı 50% olacaqdır, yəni

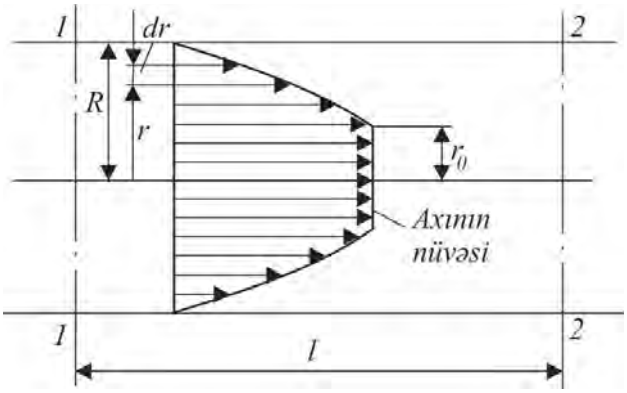
$$\alpha = \Omega\Omega_0 = 0.5.$$

§5. QEYRİ-NYUTON MAYESİNİN DAİRƏVİ BORUDA LAMİNAR HƏRƏKƏTİ

Boruda özlü-plastik mayenin qərarlaşmış laminar hərəkətinə aid məsələnin həlli üçün hərəkətin istiqamətini borunun oxu boyunca qəbul edək (şəkil IV. 9). Radiusu R olan dairəvi silindrik boruda l uzunluğunda *1–1* və *2–2* kəsiklərində r-in qiyməti artdıqda u azalır və nəhayət, $r=R$ halında, yəni borunun daxili divarında $u = 0$ olur. Buna görə də $\left|\frac{du}{dr}\right| < 0,$ yəni mənfi qiymət alır. Onda özlü-plastik mayenin deformasiya tənliyi (şəkil IV. 9)

$$\tau = -\mu\frac{du}{dr} + \tau_0 \qquad \text{(IV. 53)}$$

olar. Bu tənlik hərəkətin $\tau>\tau_0$ halını ifadə edir. $r=R$ qiymətində toxunan gərginliyin qiyməti $\tau=\tau_{max}$ olub, r-in azalması ilə azalır və borunun oxunda $\tau=0$ qiymətini alır. Onda borunun oxundan $r=r_0$, radiuslu silindrik səthdə $\tau=\tau_0$. Deməli, $r=r_0$, $\tau=\tau_0$ və $du/dr=0$. $0\le r\le r_0$ oblastında $\tau\le\tau_0$ olduğundan bu hissədə elastik deformasiya baş verir və hərəkətin sürəti sabit qalır. Elastik deformasiya almış r_0 radiuslu silindrik hissə bərk cisim kimi hərəkət edir və axının nüvəsi adlanır.



Şəkil IV. 9

Nüvənin r_0 radiusunun (IV. 27) ifadəsindən $\tau=\tau_0$ yazmaqla tapmaq olar:

$$r_0 = \frac{2l\tau_0}{\Delta P}. \qquad \text{(IV. 54)}$$

Hərəkət üçün borunun daxili səthində $\tau>\tau_0$ olmalıdır. Əks halda, yəni $\tau\le\tau_0$ halında boruda maye hərəkət etməyəcəkdir.

$r=R$ halında $\tau=\tau_0$ hərəkətsizlik halına uyğun təzyiqlər fərqinin qiyməti ΔP_0 aşağıdakı ifadədən tapılır (ΔP_0–başlanğıc təzyiqlər fərqidir):

$$\Delta P_0 = \frac{2l\tau_0}{R}. \qquad \text{(IV. 55)}$$

Boruda mayenin hərəkəti üçün mütləq $\Delta P>\Delta P_0$ şərti ödənilməlidir.

Borunun daxilində xarici radiusu r və daxili radiusu r_0 olan halqavari hissə ayırıb onun səthinə təsir edən toxunan gərginlik və en kəsiyinə təsir edən təzyiq qüvvələrinin müvazinət şərtini yazaq:

$$2\pi rl\tau - 2\pi r_0 l\tau_0 = \pi\left(r^2 - r_0^2\right)\Delta P. \qquad \text{(IV. 56)}$$

(IV. 54) ifadəsindən τ_0-ın qiymətini (IV. 56)-da yerinə yazsaq,

$$2\pi r l \tau - \pi r_0^2 \Delta P = \pi r_2 \Delta P - \pi r_0^2 \Delta P, \qquad \text{(IV. 57)}$$

$$2\pi r l \tau = \pi r^2 \Delta P; \quad \tau = \frac{\Delta P}{2e} r, \qquad \text{(IV. 58)}$$

(IV. 58) ilə (IV. 27)-ni müqayisə etdikdə məlum olur ki, müvazinət tənliyi və toxunan gərginliyin paylanma qanunu mayenin reoloji xassəsindən asılı olmayıb, eyni bir tənliklə ifadə olunur.

(IV. 53) ifadəsindən τ-nun qiymətini (IV. 58)-də yerinə yazsaq,

$$-\mu \frac{du}{dr} + \tau_0 = \frac{\Delta P r}{2l}, \qquad \text{(IV. 59)}$$

dəyişənlərinə ayırsaq,

$$du = -\frac{\Delta P}{2\mu l} r dr + \frac{\tau_0}{\mu} dr, \qquad \text{(IV. 60)}$$

və inteqrallasaq, sürət üçün

$$u = -\frac{\Delta P}{4\mu l} r^2 + \frac{\tau_0}{\mu} r + C. \qquad \text{(IV. 61)}$$

ifadəsini alırıq. C inteqral sabitinin qiymətini sərhəd şərtindən tapmaq olar:

$$r = R, \quad u = 0; \qquad \text{(IV. 62)}$$

$$0 = -\frac{\Delta P}{4\mu l} R^2 + \frac{\tau_0}{\mu} R + C, \qquad \text{(IV. 63)}$$

$$C = \frac{\Delta P}{4\mu l} R^2 - \frac{\tau_0}{\mu} R.$$

C-in qiymətini (IV. 61)-də yerinə yazsaq, sürətin paylanma ifadəsi alınar:

$$u = \frac{\Delta P}{4\mu l}\left(R^2 - r^2\right) - \frac{\tau_0}{\mu}\left(R - r\right). \qquad \text{(IV. 64)}$$

Bu ifadə r-in r_0 və R arasındakı qiymətləri üçün doğrudur.

$$r_0 = \frac{2l\tau_0}{\Delta P}; \quad u = u_0,$$

hərəkət sürəti

$$u_0 = \frac{\Delta P}{4\mu l}\left(R^2 - r_0^2\right) - \frac{\tau_0}{\mu}\left(R - r_0\right) \qquad \text{(IV. 65)}$$

IV.9 şəklində sürətin paylanma epürü göstərilmişdir. Qeyri-Nyuton mayesinin boruda qərarlaşmış hərəkəti üçün (IV. 33)-ə uyğun aşağıdakı diferensial tənliyi yazmaq olar:

$$\frac{\Delta P}{\mu l}-\frac{\tau_0}{\mu r}+\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left[r\frac{du}{dr}\right]=0 \qquad \text{(IV. 66)}$$

Bu tənliyi yuxarıdakı göstərilən şərtlər əsasında həll etsək, sürətin paylanması üçün (IV. 65) ifadəsini alarıq.

Nəhayət, boruda qeyri-Nyuton mayenin laminar axınında sürətin en kəsiyi boyunca paylanmasını

$$u=C_1r^2+C_2r+C_3 \qquad \text{(IV. 67)}$$

kimi təsvir etməklə də (IV. 65) ifadəsini almaq olar. Bunun üçün C_1, C_2, C_3 sabitləri aşağıdakı şərtlərdən tapılır:

$$r=R,\quad u=0;$$

$$r=r_0,\quad du/dr=0;$$

$$\tau_{\max}-\tau_0=-\mu\left.\frac{du}{dr}\right|_{r=R};\quad \tau_{\max}=\frac{\Delta P}{2l}R;\quad \tau_0=\frac{\Delta P r_0}{2l}. \qquad \text{(IV. 68)}$$

Məlumdur ki, borudan axan mayenin sərfi iki həddin cəmi kimi təyin edilməlidir:

$$Q=Q_1+Q_2 \qquad \text{(IV. 69)}$$

burada Q_1–nüvədə mayenin sərfi; Q_2–$r_0 \le r \le R$ oblastında, axan mayenin sərfidir.

$$Q_1=u_0\pi r_0^2;\quad Q_2=\int_{r_0}^{R}u\,2\pi r\,dr. \qquad \text{(IV. 70)}$$

u_0 və u-nun qiymətlərini (IV. 70) yerinə yazıb inteqrallasaq, qeyri-Nyuton mayesinin boruda qərarlaşmış hərəkətində sərf üçün

$$Q=\frac{\pi\Delta P}{8\mu l}R^4-\frac{\pi\Delta P}{8\mu l}r_0^4+\frac{\pi\tau_0}{3\mu}r_0^3-\frac{\pi\tau_0}{3\mu}R^3. \qquad \text{(IV. 71)}$$

Burada r_0 əvəzinə $r_0=2l\tau_0/\Delta P$ və τ_0-ın yerinə $\tau_0=\Delta P_0R/2l$ qiymətlərini yazsaq, sərf üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$Q=\frac{\pi R^4\Delta P}{8\mu l}\left(1-\frac{4}{3}\frac{\Delta P_0}{\Delta P}+\frac{1}{3}\frac{\Delta P_0^4}{\Delta P^4}\right); \qquad \text{(IV. 72)}$$

$$\Delta P_0/\Delta P=r_0/R$$

$$Q=\frac{\pi R^4\Delta P}{8\mu l}\left(1-\frac{4}{3}\frac{r_0}{R}+\frac{1}{3}\frac{r_0^4}{R^4}\right) \qquad \text{(IV. 73)}$$

(IV. 72)–Bukinham ifadəsi adlanır. Orta sürət

$$\upsilon=\frac{Q}{s}=\frac{Q}{\pi R^2}=\frac{R^2\Delta P}{8\mu l}\left(1-\frac{4}{3}\frac{r_0}{R}+\frac{1}{3}\frac{r_0^4}{R^4}\right). \qquad \text{(IV. 74)}$$

Sərf üçün bir dəfəyə sürətin paylanmasının (IV.64) tənliyinin tam

sahə üzrə inteqrallanmasından alınan ifadəsinə baxaq:

$$Q=\int_0^R u(r)2\pi r\,dr=2\pi\int_0^R\frac{\Delta P}{4\mu l}\left(R^2-r^2\right)rdr-2\pi\frac{\tau_0}{\mu}\int_0^R(R-r)rdr.$$

inteqralından

$$Q=\frac{\pi\Delta PR^4}{8\mu l}\left(1-\frac{8}{3}\frac{\tau_0}{\Delta P}\frac{l}{R}\right)$$

və $\tau_0=\Delta P_0R/2l$ olduğundan

$$Q=\frac{\pi\Delta PR^4}{8\mu l}\left(1-\frac{4}{3}\frac{\Delta P_0}{\Delta P}\right);\quad r_0/R=\Delta P_0/\Delta P.$$

$\Delta P_0^4/\Delta P^4$ həddi çox kiçik olduğu üçün onu (IV. 72) ifadəsində nəzərə almaya bilərik. Onda Q üçün tapılmış ifadələr eyni olur. Bu ifadənin dəqiqliyi r_0/R (və yaxud $\Delta P_0/\Delta P$) nisbətinin azalması ilə artır. Məsəslən $\frac{\Delta P_0}{\Delta P}=\frac{1}{2}$, qiymətində (IV.72) ifadəsində 3-cü hədd $\frac{1}{48}$-ə bərabər olur ki, onu da birinci iki həddə nisbətən nəzərə almamaq olar. Bu halda Q-nün təyinində 6%-ə yaxın xətaya yol verilir.

İndi isə qəbul edək ki, r_0 radiusunun qiyməti R-ə yaxındır, onda sərf belə hesablanar:

$$Q=\upsilon(r_0)\pi R^2=\left[\frac{\Delta P}{4\mu l}\left(R^2-r_0^2\right)-\frac{\tau_0}{\mu}(R-r_0)\right]\pi R^2=$$

$$=\frac{\pi R^4}{4\mu l}\left[1-\frac{r_0}{R}\right]^2 \qquad \text{(IV.75)}$$

Bu ifadəni Bukinham ifadəsindən də almaq olar. Əgər

$$\varepsilon=\frac{R-r_0}{R}=1-\frac{r_0}{R}$$

ilə işarə etsək, onda (IV. 73) ifadəsində

$$1-\frac{4}{3}\frac{r_0}{R}+\frac{1}{3}\frac{r_0^4}{R^4}=2\varepsilon^2-\frac{4}{3}\varepsilon^3+\frac{1}{3}\varepsilon^4.$$

ε-nun kiçik qiymətləri üçün

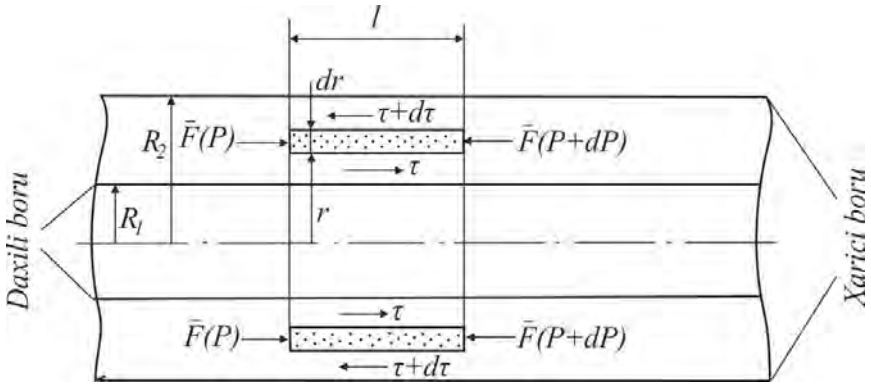
$$1-\frac{4}{3}\frac{r_0}{R}+\frac{1}{3}\frac{r_0^4}{R^4}\approx 2\varepsilon^2=2\left(1-\frac{r_0}{r}\right)^2$$

yazmaq olar. Belə əvəzləmə nəticəsində (IV. 73) və (IV. 75) eyniləşir. ε=0.2 olduqda Q-nün təyinində 13% xətaya yol verilir.

§6. BORULARIN HALQAVARİ FƏZASINDA NYUTON MAYESİNİN LAMİNAR HƏRƏKƏTİ

Mayenin boruların halqavari fəzasında hərəkətinə neft-mədən praktikasında tez-tez rast gəlinir. Məsələn, laydan mayenin yer səthinə çıxarılması üçün quyulara qaldırıcı borular (bunlara lift də deyilir) endirilir. Beləkiklə, quyu gövdəsi ilə borular arasında halqavari sahə yaranır ki, mayenin hərəkəti də orada baş verir (IV. 10)

Tutaq ki, uzunlugu l, daxili və xarici radiusları R_1 və R_2 olan borunun halqavarı fəzasında özlü Nyuton mayesi laminar hərəkət edir (səkil. IV.10).Baxılan hal üçün (IV. 38) hərəkət tənliyini yazsaq,



Şəkil IV. 10

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left[r\frac{du}{dr}\right]=-\frac{\Delta P}{\mu l}. \qquad \text{(IV.76)}$$

Halqavari fazada şəkildə göstərilən elementar maye həcmi üçün

$$2\pi rl\tau-2\tau\left(r+dr\right)\left(\tau_0+d\tau\right)l=2\pi r\,dr\left(P-P-dP\right)$$

müvazinət tənliyi yazsaq, $d\tau/dr+\tau/r=\Delta P/r$, alırıq. Nyutonun sürtünmə qanunundan $d\tau/dr$, τ-nun qiymətlərini yerinə yazsaq, (IV.76) tənliyi alınır. Bu tənliyi inteqrallasaq, sürətin halqavarı fəzada dəyişməsini ifadə edən asılılığı alırıq:

$$u=-\frac{\Delta p}{4\mu l}r^2+C_1\ln r+C_2, \qquad \text{(IV.77)}$$

burada r-baxılan en kəsiyi üçün cari radius olub, daxili borunun mərkəzindən hesablanır.

C_1, C_2 inteqral sabitlərini aşağıdakı sərhəd şərtlərindən tapmaq olar:

$$r=R_1,\quad u=0;$$

$$r=R_2,\quad u=0.$$

Bunlar boru divarlarında sürətin sıfra bərabərlik şərtləridir.

Bu iki şərtdən aşağıdakı iki tənlik yazılır:

$$-\frac{\Delta P}{4\mu l}R_1^2 + C_1 \ln R_1 + C_2 = 0; \qquad \text{(IV.78)}$$

$$-\frac{\Delta P}{4\mu l}R_2^2 + C_1 \ln R_2 + C_2 = 0, \qquad \text{(IV.79)}$$

bunların həllindən

$$C_1 = \frac{\Delta P}{4\mu l}\frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln R_2/R_1}; \quad C_2 = \frac{\Delta P}{4\mu l}R_1^2 - \frac{\Delta P}{4\mu l}\frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln R_2/R_1}\ln R_1.$$

C_1 və C_2-nin qiymətlərini (IV. 77)-də yerinə yazsaq, sürətin paylanması üçün aşağıdakı ifadənı alarıq:

$$u = \frac{\Delta P}{4\mu l}\left[\frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln R_2 / R_1}\ln\frac{r}{R_1} - \left(r^2 - R_1^2\right)\right]. \qquad \text{(IV. 80)}$$

Halqavari fəzada mayenin sərfi

$$Q = 2\pi\int_{R_1}^{R_2} ur\, dr. \qquad \text{(IV. 81)}$$

u-nun (IV. 80) qiymətini (IV. 81)-də yerinə yazıb, inteqrallasaq,

$$Q = \frac{\pi\Delta P}{8\mu l}\left[R_2^4 - R_1^4 - \frac{\left(R_2^2 - R_1^2\right)^2}{\ln R_2/R_1}\right]. \qquad \text{(IV. 82)}$$

Mayenin orta sürəti

$$\upsilon = \frac{Q}{\pi\left(R_2^2 - R_1^2\right)} = \frac{\Delta P}{8\mu l}\left[R_2^2 + R_1^2 - \frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln R_2 / R_1}\right]. \qquad \text{(IV. 83)}$$

Maksimum sürətə uyğun gələn radiusu r_0 ilə işarə etsək, $du/dr\big|_{r=r_0} = 0$ şərtindən istifadə etməklə onu tapmaq olar:

$$du/dr\big|_{r=r_0} = -\frac{\Delta P}{4\mu l}2r_0 + \frac{\Delta P}{4\mu l}\frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln\frac{R_2}{R_1}}\frac{1}{r_0} = 0$$

$$r_0 = \sqrt{\frac{R_2^2 - R_1^2}{2\ln R_2/R_1}}. \qquad \text{(IV. 84)}$$

(IV.80) ifadəsində r-in yerinə r_0 qiymətini yazsaq, sürətin maksimum qiymətini tapa bilərik. Bu tədqiqatı R_1-in R_2-yə yaxın olduğu hal üçün aparaq. Misal məqsədilə dərinlik nasosunun silindri ilə plunjeri arasındakı halqavari fəzada iş prosesində sürətin və sərfin qiymətlərini tapaq. Qəbul edək ki, $R_1 - R_2 = \delta$ və $r - l = y$. Loqarifmik hədləri sıraya ayırıb, sonsuz kiçik hədləri nəzərə almasaq,

$$\ln\frac{R_2}{R_1}=\frac{\delta}{R_1}+\frac{1}{2}\frac{\delta^2}{R_1^2}; \qquad \text{(IV. 85)}$$

$$\ln\frac{r}{R_1}=\frac{y}{R_1}+\frac{1}{2}\frac{y^2}{R_1^2}; \qquad \text{(IV. 86)}$$

$$\frac{\ln r/R_1}{\ln R_2/R_1}=\frac{y}{\delta}\left(1-\frac{1}{2}\frac{y}{R_1}+\frac{1}{2}\frac{\delta}{R_1}+\ldots\right). \qquad \text{(IV. 87)}$$

Bu ifadələri uyğun olaraq (IV. 80)-(IV. 82)-də yerinə yazsaq, nasosun silindri ilə plunjeri arasındakı halqavarı fəzadan axan mayenin sürət və sərfini tapa bilərik:

$$u=\frac{\Delta P}{2\mu l}y(\delta-y); \quad \upsilon=\frac{\Delta P\delta^2}{12\mu l};$$

$$u_{\max}=\frac{\Delta P\delta^2}{12\mu l}; \quad Q=\frac{\pi R_1\delta^3\Delta P}{6\mu l}.$$

v ilə $v_{\max}$-ı müqayisə etdikdə $\upsilon=\frac{2}{3}u_{\max}$.

Deməli, halqavarı fəzada orta sürət aşağıdakı həddə dəyişir:

$$\frac{1}{2}u_{\max}\le\upsilon\le\frac{2}{3}u_{\max}.$$

§7. LAMİNAR HƏRƏKƏTDƏ SÜRTÜNMƏYƏ SƏRF OLUNAN BASQI VƏ YA TƏZYİQ İTKİSİNİN TƏYİNİ

Borudakı maye axınının laminar hərəkətində uzunluq boyunca sürtünməyə sərf olunan basqı və ya təzyiq itkisi (IV. 51)-ə əsasən belə ifadə olunur:

$$h=\frac{8\mu l}{\gamma R^2}\upsilon; \qquad \text{(IV. 88)}$$

$$\Delta P=\frac{8\mu l}{R^2}\upsilon. \qquad \text{(IV. 89)}$$

Göründüyü kimi, laminar rejimdə $h=h(v)$, $\Delta P=\Delta P(v)$ asılılıqları düz xətt üzrə dəyişir. (IV. 88)-(IV. 89) ifadələrində $R=d/2$ əvəz etsək,

$$h=32\frac{\mu}{\gamma}\frac{l}{d^2}\upsilon; \qquad \text{(IV. 90)}$$

$$\Delta P=32\frac{\mu l}{d^2}\upsilon. \qquad \text{(IV. 91)}$$

Bunlara *Puazeyl düsturu* deyilir. Sürtünməyə sərf olunan basqı itkilərini (IV. 90) aşağıdakı şəkildə yazsaq:

$$h = 32\frac{2\mu vl}{2d^2\rho g\upsilon}\upsilon = \frac{64}{\frac{\upsilon d}{\nu}}\frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}. \qquad \text{(IV. 92)}$$

(IV. 92) ifadəsini ölçülər nəzəriyyəsinə əsasən çıxarılmış Darsi–Veysbax (IV. 18) ifadəsi ilə müqayisə etsək,

$$h = \lambda\frac{l}{d}\frac{v^2}{2g}; \quad \lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}; \quad \mathrm{Re} = \frac{\rho dv}{\mu} \qquad \text{(IV. 93)}$$

burada λ–sürtünməyə sərf olunan hidravlik müqavimət əmsalıdır.

Deməli laminar rejimdə

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}. \qquad \text{(IV. 94)}$$

(IV. 93) ifadəsində $d=4R'$ (R'– hidravlik radiusdur) və orta sürəti v kimi yazsaq,

$$\upsilon = \sqrt{\frac{8gR'h}{\lambda l}}. \qquad \text{(IV. 95)}$$

$\sqrt{8g/\lambda} = C, h/l = J$ kimi işarə etsək (C–Şezi əmsalı adlanır), müntəzəm maye axınının orta sürəti və sərfi üçün Şezi düsturunu alarıq:

$$\upsilon = C\sqrt{R'J}; \qquad \text{(IV. 96)}$$

$$Q = SC\sqrt{R'J}. \qquad \text{(IV. 97)}$$

(IV. 95) ifadəsini $\upsilon = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}\sqrt{gR'J}$ şəklində yazsaq,

$$\frac{\upsilon}{\sqrt{gR'J}} = \frac{\upsilon}{u_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}, \qquad \text{(IV. 98)}$$

$$\lambda = 8\left(\frac{u_*}{\upsilon}\right)^2, \qquad \text{(IV. 99)}$$

u_* – dinamik sürət, hərəkətin vacib xarakteristikası sayılır və konkret hərəkət üçün sabit qalır.

Boruların halqavarı fazasında laminar axında basqı itkisini tapaq. Ümumi hal üçün Darsi-Veysbax düsturu hidravlik radiusla ifadə olunur:

$$h = \lambda\frac{l}{4R'}\frac{\upsilon^2}{2g}, \qquad \text{(IV. 100)}$$

R'– hidravlik radius, halqavarı fəza üçün aşağıdakı ifadədən tapılır:

$$R' = \frac{s}{\chi} = \frac{\pi\left(R_2^2 - R_1^2\right)}{2\pi\left(R_1 + R_2\right)} = \frac{R_2 - R_1}{2} = \frac{d_2 - d_1}{4}, \qquad \text{(IV. 101)}$$

$$4R' = 2\left(R_2 - R_1\right) = d_2 - d_1,$$

$$\mathrm{Re} = \frac{\upsilon d}{\nu} = \frac{\upsilon 4R'}{\mu}\rho = \frac{2\upsilon\left(R_2 - R_1\right)}{\mu}\rho = \frac{\upsilon\left(d_2 - d_1\right)}{\mu}\rho. \qquad \text{(IV.102)}$$

(IV. 100) ifadəsindən

$$h = \frac{8\mu l v}{\gamma\left[R_2^2 + R_1^2 - \left(R_2^2 - R_1^2\right)/\ln R_2/R_1\right]} =$$

$$= \frac{32}{\mathrm{Re}}\frac{l}{\dfrac{R_2^2 + R_1^2}{R_2 - R_1} - \dfrac{R_2 + R_1}{\ln R_2/R_1}}\frac{v^2}{2g} \qquad \text{(IV. 103)}$$

yazmaq olar. Radiusları uygun diametrlərlə ifadə etsək,

$$h = \frac{64}{\mathrm{Re}}\frac{l}{\dfrac{d_2^2 + d_1^2}{d_2 - d_1} - \dfrac{d_2 + d_1}{\ln d_2/d_1}}\frac{\upsilon^2}{2g}; \qquad \text{(IV. 104)}$$

$$\mathrm{Re} = \upsilon\left(d_2 - d_1\right)\rho/\mu.$$

Qeyri-Nyuton mayesinin boruda laminar axınında hidravlik itkilərin təyininə baxaq.

Hesablamaların nəticələrinə əsasən (IV. 72) ifadəsində $(\Delta P_0/\Delta P)^4$ həddini nəzərə almamaq olar. Onda qeyri-Nyuton mayesinin dairəvi boruda laminar axınında sərfi

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8\mu l}\left(1 - \frac{4}{3}\frac{\Delta P_0}{\Delta P}\right); \qquad \text{(IV. 105)}$$

$$\Delta P = \frac{8\mu l}{\pi R^4}Q + \frac{4}{3}\Delta P_0. \qquad \text{(IV. 106)}$$

$$\Delta P_0 = 2l\,\tau_0/R; \quad Q = \upsilon\pi\, d^2/4;$$

və $R = d/2$ ilə əvəz etsək, təzyiqlər fərqi

$$\Delta P = \frac{32\mu l}{d^2}\left(1 + \frac{1}{6}\frac{\tau_0 d}{\mu\upsilon}\right)\upsilon \qquad \text{(IV. 107)}$$

olar. Bu ifadənin birinci həddi Nyuton mayesinin qərarlaşmış rejimdəki hərəkətində sürtünməyə sərf olunan təzyiq itkisinə bərabərdir. İkinci hədd isə plastik xassənin hesabına hidravlik itkinin artmasını ifadə edir. (IV. 107) ifadəsində ΔP-nin yerinə Darsi-Veysbax ifadəsini yazsaq, alarıq:

$$\frac{32\mu l}{d^2}\left(1+\frac{1}{6}\frac{\tau_0 d}{\mu\upsilon}\right)\upsilon=\lambda\frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}\gamma. \qquad \text{(IV. 108)}$$

Buradan hidravlik müqavimət

$$\lambda=\frac{64g\left(1+\tau_0\, d/6\,\mu\upsilon\right)}{\upsilon\gamma d}\mu, \qquad \text{(IV. 109)}$$

$$\frac{\upsilon\gamma d}{g\mu\left(1+\tau_0\, d/6\,\mu\upsilon\right)}=\mathrm{Re}^*$$

işarə etsək,

$$\lambda=64/\mathrm{Re}^*$$

alınır. Re^* ümumiləşmiş Reynolds parametri adlanır. Bu parametri r_0/R-in böyük qiymətləri (vahid yaxın nəzərdə tutulur) üçün təyin edək. (IV. 75)-dən təyin olunmuş orta sürət

$$\upsilon=\frac{Q}{\pi R^2}=\frac{\Delta PR^2}{4\mu l}\left(1-\frac{r_0}{R}\right)^2.$$

ΔP-ni tapıb, Darsi-Veysbax düsturunda yerinə yazsaq,

$$\lambda=\frac{32\mu g}{\upsilon d\gamma\left(1-\frac{r_0}{R}\right)^2}=\frac{64}{\mathrm{Re}^*},$$

$$\mathrm{Re}^*=\frac{2\upsilon d\left(1-\frac{r_0}{R}\right)^2\gamma}{\mu g}.$$

§8. İXTİYARİ FORMALI MÜHİTLƏRDƏ REOLOJİ STASİONAR MAYELƏRİN HƏRƏKƏTİ

Reoloji stasionar mayelər dedikdə, Nyuton mayeləri və özlülüyü təkcə sürət qradiyentindən (və yaxud toxunan gərginlikdən) asılı olaraq dəyişən qeyri-Nyuton mayelər nəzərdə tutulur.

Neft-mədən praktikasında bəzi texnoloji proseslərdə stasionar reoloji mayelərin ixtiyari formalı mühitlərdə hərəkətini öyrənmək lüzumu ortaya çıxır. Bunun üçün mayenin reoloji tənliyi, yəni $\tau=\tau(\gamma)$ asılılığı məlum olmalıdır. Burada əsas məsələ maye axınının mühitin formasından asılı olmadığı şərtinin ödənilməsidir. Bu məqsədlə özlü mayenin boruda hərəkəti üçün Puazeyl düsturunu (IV. 49) başqa şəkildə yazaq:

$$\frac{\Delta PR}{2l}=\mu\frac{4Q}{\pi R^3},$$

$$\upsilon = \frac{Q}{\pi R^2}; \quad \frac{\Delta PR}{2l} = 4\mu\frac{\upsilon}{R}.$$

$\Delta PR/2l=\tau_w$ boru divarında toxunan gərginliyin qiymətidir. $4v/R$-həddini isə orta sürət qradiyenti adlandırıb γ_w ilə işarə etsək,

$$\tau_w = \mu\gamma_w. \qquad \text{(IV. 110)}$$

Bu ifadə mühitin divarındakı toxunan gərginliyin orta sürət qradiyentindən asılı olaraq dəyişməsini ifadə edir. Mühit dairəvi boru olduqda τ_w-nin qiyməti divar perimetri üzrə sabit qalır. En kəsiyi başqa formalı mühitlər üçün τ_w divarın perimetri üzrə dəyişən olur. Buna görə də ixtiyari formalı mühitlər üçün τ_w qiyməti toxunan gərginliyin perimetr üzrə orta qiyməti τ_w ilə əvəz edilir. Onda müvazinət şərti

$$\Delta P \cdot S = \chi l \tilde{\tau}_w,$$

$$\tilde{\tau}_w = \frac{\Delta P}{l}\frac{S}{\chi}.$$

$S/x=R'$ mühit üçün hidravlik radiusdur. Odur ki,

$$\tilde{\tau}_w = \frac{\Delta P}{l} R'.$$

(IV. 110) ifadəsini ixtiyari formalı mühit üçün ümumiləşdirmək məqsədilə $\dot{\gamma}_w -$ nin qiymətindəki R' radisunu ekvivalent radiusla əvəz edirik, yəni

$$\dot{\gamma}_w = 4\upsilon/R_{ekv}.$$

Ekvivalent radiusun qiyməti uyğun mühitdə özlü maye hərəkətinin $Q=Q(\Delta P)$asılılığından təyin olunur. Bu isə hal-hazırda yalnız bəzi sadə formalı mühitlər (dairə, ellips, düzbucaqlı, bərabərtərəfli üçbucaq və s.) üçün alınmışdır. R_{ekv}-in dəqiq qiymətini tapmaq mümkün olmadıqda təqribi üsullardan istifadə edilə bilər. Bu üsullardan biri özlü mayenin mühitdə laminar hərəkəti ilə həmin formada prizmatik çubuğun burulması arasındakı hidrodinamiki analogiyaya (Bussinesk analogiyası) əsaslanır. En kəsiyi müxtəlif olan çubuqların burulmasını müqayisə edərək Sen-Venan müəyyənləşdirmişdir ki, enkəsiyi birrabitəli olan çubuqların sərtliyi eyni bir təqribi düsturla ifadə edilə bilər:

$$C = \frac{G_0 S^4}{4\pi^2 J_0}, \qquad \text{(IV. 111)}$$

burada G_0-sürüşmə modulu; S-en kəsiyi sahəsi; J_0-qütb ətalət momentidir.

Analogiyadan istifadə etməklə (IV. 111) ifadəsində G_0-a $\Delta P/4\mu l$, G-ni isə Q ilə əvəz edərək,

$$Q = \frac{\Delta P S^4}{16\pi^2 \mu J_0 l}$$

ala bilərik. Bu ifadəni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\tilde{\tau}_w = \frac{\Delta PR'}{l} = \mu \cdot 4\frac{\upsilon}{\dfrac{S^2\chi}{4\pi^2 J_0}}, \qquad \text{(IV. 112)}$$

burada χ – kəsiyin islanmış perimetridir.

(IV. 112) ilə (IV. 110) ifadəsini müqayisə edərək belə nəticəyə gəlirik ki, $S^2\chi/4\pi^2 J_0$ kəmiyyəti en kəsiyin həndəsi xarakteristikası olmaqla birrabitəli en kəsiyin ekvivalent radiusudur:

$$R_{ekv} \approx \frac{S^2\chi}{4\pi^2 J_0}.$$

IV. 1 cədvəlində bir sıra en kəsiklər üçün ekvivalent radiusun dəqiq və təqribi qiymətləri verilmişdir.

Özlü mayelər üçün yuxarıda verilən ümumiləşdirməni bütün reoloji stasionar mayelərə aid etmək olar. Lakin qeyri-Nyuton maye halında μ'' özlülüyü dəyişən ekvivalent özlülüklə μ_e əvəz olunmalıdır.

Reoloji stasionar mayelərin ixtiyari formalı mühitdə laminar axınında müqavimət qanununu almaq üçün Darsi-Veysbax düsturunu

$$\overline{\tau}_w = \frac{1}{8}\lambda\rho\upsilon^2 \qquad \text{(IV. 113)}$$

kimi yazıb, (IV. 112) ifadəsi ilə müqayisə edək:

$$\lambda = \frac{32}{\mathrm{Re}^*}, \qquad \text{(IV. 114)}$$

burada $\mathrm{Re}^* = \dfrac{\mathrm{Re}}{\left(1+\ddot{I}^{\,1/n}\right)^n}$ – ümumiləşmiş Reynolds ədədi;

$\mathrm{Re} = \dfrac{\rho u R_{ekv}}{\mu''}$ – özlü mayelər üçün Reynolds ədədi;

$\ddot{I} = 4\dfrac{\tau_0 R_{ekv}}{\mu''\upsilon}$ – Sen–Venan–İlyuşin parametri;

τ_0, μ'' – mayenin reoloji parametrləridir.

Cədvəl IV. 1

№ №	En kəsiyinin forması	R_{ekv}-in qiyməti	
		dəqiq	**təqribi**
1	R radiuslu dairə	R	R
2	Ellips (a/b = 2)	0.6168 a	0.6168 a
3	Düzbucaqlı ($2a/2b$ = 2)	1.374 b	1.459 b
4	Ensiz düzbucaqlı (eni $2b$)	4/3 b	$12/\pi^2$ b
5	Kvadrat (tərifi $2a$)	1.1248 a	1.2159 a
6	Bərabərtərəfli üçbucaq(tərəfi a)	0.3464 a	0.3950 a

(IV. 113) ifadəsi bütün reoloji stasionar mayelərin laminar hərəkəti üçün ümumiləşmiş müqavimət qanunudur. Xüsusi hal kimi (IV. 114) ifadəsindən özlü mayenin $\mu''=\mu$, $\tau_0=0$ dairəvi boruda ($R_{ekv}=R=d/2$) laminar

hərəkəti üçün müqavimət qanunu alınar:

$$\lambda = \frac{32}{\mathrm{Re}} = \frac{64}{\rho \upsilon d / \mu}.$$

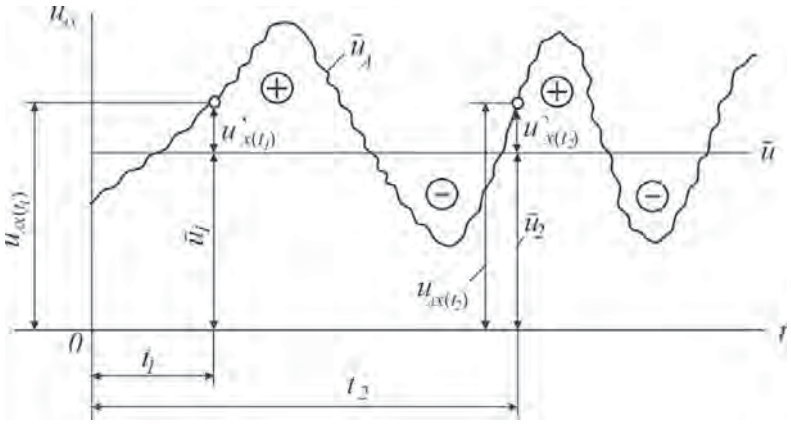
Laminar hərəkət üçün yuxarıda verilən ümumiləşdirməni turbulent rejimə də tətbiq etmək mümkündür. Reoloji stasionar mayelərin turbulent axınında sürətlərin parabolik qanunla paylanmasını qəbul edib, Blazius düsturundan

$$\lambda = \frac{0,2659}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}^*}}$$

şəklində istifadə etmək mümkündür.

§9. TURBULENT AXINDA SÜRƏTİN PAYLANMASI

Turbulent axın öz mahiyyəti etibarilə qərarlaşmış axındır. Bu, axında maye nöqtələrinin sürəti zamandan asılı olaraq naməlum qanun əsasında qiymət və istiqamətcə dəyişir (şəkil IV.11). Maye hissəciklərinin



Şəkil IV. 11

trayektoriyası olduqca mürəkkəb şəkildə olur. Bu, turbulent axında maye hissəciklərinin kəskin qarışma hadisəsinə məruz qalması nəticəsində baş verir. Şəkildə turbulent sürətin pulsasiyası göstərilmişdir. Sürətin belə dəyişməsi turbulent axınının tədqiqini çətinləşdirir. Maye hissəciyinin A nöqtəsində baxılan zaman anındakı həqiqi u_A sürəti ani yerli sürət adlanır. Şəkildən göründüyü kimi, t_1 anında yerli sürətin ox oxu üzərindəki proyeksiyası $u_{Ax}=u_1+u_x^1$ cəminə bərabərdir. Burada u_1–ox oxu boyunca orta yerli sürət; u_x^1-t anındakı yerli sürətin pulsasiyasıdır. Eninə sürətin pulsasiyası da ani yerli sürətin pulsasiyası xarakterindədir. Ona görə də turbulent axını öyrənmək üçün klassik və statistik mexanika metodlarının birgə tətbiqi lazım olmuşdur. Bu təklifi ilk dəfə O. Reynolds vermişdir.

t_1 zaman fasiləsinə uyğun gələn ani yerli sürətlərin orta qiymətini tapaq. Aydındır ki,

$$\tilde{u}_1 = \frac{1}{t_1}\int_0^{t_1}\left(u_{Ax}\right)dt.$$

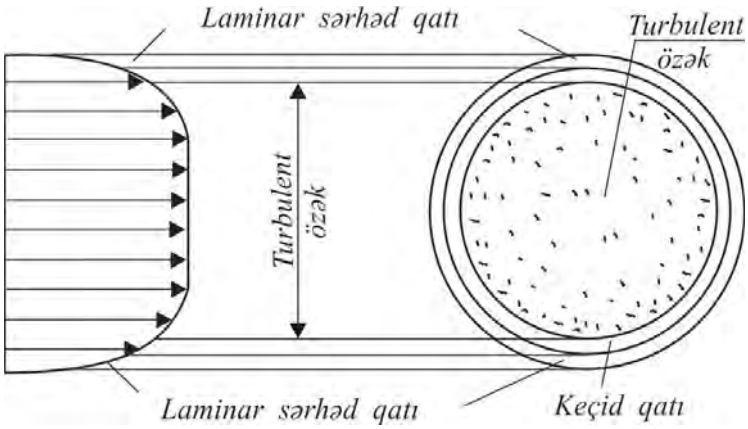
Bu qayda ilə t_2, t_3 zaman fasiləsinə uyğun orta $\tilde{u}_2, \tilde{u}_3$ qiymətləri də tapa bilərik. Əgər $\tilde{u}_1 \approx \tilde{u}_2 \approx \tilde{u}$ *Sabit olarsa*, belə turbulent axına *qərarlaşmış turbulent axın* deyilir. Əks halda, turbulent axın qərarlaşmamış adlanır. Ani yerli və eninə sürətlərin pulsasiyaları baxılan zaman anında sıfra bərabərdir, yəni

$$\frac{1}{t_1}\int_0^{t_1} u_x^1 dt = \frac{1}{t_1}\int_0^{t_1}\left(u_z'\right)_z dt = 0. \qquad \text{(IV. 115)}$$

Ona görə də ani yerli sürətin u_{Ax} orta qiymətinə $\tilde{u}$ *orta yerli sürət* deyilir.

Beləliklə, turbulent rejimdə orta sürət ani yerli sürətlərin deyil, orta yerli sürətlərin qiymətləri əsasında hesablanır.

L.Prandtl sxeminə əsasən turbulent rejimdə axının əsas hissəsini turbulent özək (nüvə), boru divarına yaxın hissədə isə özlü (laminar)



Şəkil IV. 12

qat təşkil edir. Bu qata sərhəd qatı da deyililr. Laminar sərhəd qatı ilə turbulent özək arasında nazik keçid qatı yerləşir. Boru divarında isə maye hissəciklərinin sürəti sıfra bərabər olur (şəkil IV.12).

Qəbul etmək olar ki, laminar sərhəd qatında sürətlərin paylanması xətti, turbulent özəkdə isə qeyri-xətti xarakter daşıyır.

Turbulent axında toxunan gərginlik

$$\tau = \left(\mu + \mu_t\right)\frac{du}{dr},$$

burada μ–dinamik özlülük; μ_t –turbulent özlülükdür.

Laminar rejimdə $\mu_t \approx 0$ qəbul edilir., turbulent rejimdə isə $\mu\, du/dr$ həddi nəzərə alınmaya bilər. Prandtl* nəzəriyyəsinə görə

* *Lüdviq Prandtl (1875–1953) – mexanikanın aerodinamika sahəsində alman alimi.*

$$\mu_t = \rho l_0^2 \frac{du}{dr}$$

qəbul edilə bilər. Burada l_0 – qarışma yolunun uzunluğudur (laminar hərəkətdə qarışma olmadığından l_0=0 götürülür).

Boruda qərarlaşmış turbulent rejimin müvazinət tənliyi

$$\tau = \frac{\Delta P}{2l} r. \qquad \text{(IV. 116)}$$

Boru divarında toxunan gərginliyin qiyməti

$$\tau_R = \frac{\Delta P}{2l} R, \qquad \text{(IV. 117)}$$

burada R–borunun radiusudur. (IV.116) ilə (IV.117)-nin müqayisəsindən

$$\tau = \tau_R \frac{r}{R} \qquad \text{(IV. 118)}$$

alınır. Onda qərarlaşmış turbulent axının diferensial tənliyi

$$\tau_R \frac{r}{R} = -\mu \frac{du}{dr} + \rho l_0^2 \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \qquad \text{(IV. 119)}$$

olar. $\sqrt{\frac{\tau_R}{\rho}} = u_*$ işarə etsək (u_*–dinamik və yaxud toxunan gərginliyin sürətidir). Onda

$$u_*^2 = \frac{\tau_R}{\rho} = \frac{\Delta P}{2l\,\rho} R. \qquad \text{(IV. 120)}$$

(IV. 119) tənliyində birinci həddi nəzərə almasaq,

$$u_*^2 \frac{r}{R} = l_0^2 \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \qquad \text{(IV. 121)}$$

alınar. (IV. 121) tənliyi üçün l_0 ifadəsi məlum olmalıdır. l_0-ın təyini üçün nəzəri və təcrübi üsullarla tapılmış çoxlu ifadələr təklif edilmişdir. Məsələn, $l_0 = k_0 \sqrt{\frac{r}{R}} (R - r)$ qəbul edilsə, onda

$$u_*^2 = k_0^2 (R - r)^2 \left(\frac{du}{dr} \right)^2,$$

$$\int_u^{u_{max}} du = -\frac{u_*}{k_0} \int_r^0 \frac{dr}{(R - r)}.$$

Bu ifadənin $r < R$ üçün inteqralı belə yazılır:

$$\frac{u_{\max}-u}{u_*}=-\frac{1}{k_0}\ln\frac{R-r}{R}. \qquad \text{(IV. 122)}$$

(IV. 122) ifadəsi boruda, sərhəd laminar qatını çıxmaq şərtilə sürətin loqorifmik qanunla paylanmasını ifadə edir. Burada k_0 sabit kəmiyyət olub, 0.28. . .0.46 və daha başqa hədlərdə dəyişə bilər.

Bəzi hallarda sürətin paylanması üçün Karman–Prandtlın* təklif etdikləri empirik üsulü ifadədən də istifadə etmək olar:

$$u=u_{\max}\left[1-\left(\frac{r}{R}\right)^n\right]^m. \qquad \text{(IV. 123)}$$

Təcrübənin nəticələrinə əsasən

$$1\le n\le 2;\ m=0{,}1515\ldots0{,}10$$

arasında Re-dən asılı olaraq dəyişir.

Turbulent rejimdə də sürətin profili borunun girişində deyil, ondan müəyyən məsafədə bərpa olunur. Bu məsafəyə laminar rejimdə olduğu kimi, *stabilləşmə uzunluğu* deyilir. l_s-in təyini üçün müxtəlif ifadələr verilmişdir, məsələn

$$l_s=0{,}693d\sqrt[4]{\mathrm{Re}}. \qquad \text{(IV. 124)}$$

Laminar və ya özlü sərhəd qatının qalınlığının tapılmasına baxaq. Özlü qatın δ qalınlığı çox az olduğundan orta sürət qradiyentini u_l/δ götürmək olar. Onda bu qat üçün

$$\tau=\mu\frac{u_l}{\delta} \qquad \text{(IV. 125)}$$

yazmaq olar. Burada u_l-özlü qatın xarici sərhədində eninə sürətin orta qiymətidir. (IV.125) ifadəsini aşağıdakı kimi yazsaq,

$$\frac{\tau}{\rho}=\nu\frac{u_l}{\delta}=u_*^2$$

$$\frac{u_l}{u_*}=\frac{u_*\delta}{\nu}=N \qquad \text{(IV. 126)}$$

N – Nikuradze ədədi olub, eksperiment nəticəsində $N\approx11.6$ müəyyən edilmişdir.

(IV. 126) ifadəsini d-yə bölməklə aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{\delta}{d}=\frac{N}{d}\frac{\nu}{u_*}\frac{u}{u}=\frac{N}{\frac{ud}{\nu}}\frac{u}{u_*}=\frac{N}{\mathrm{Re}}\frac{u}{u_*}. \qquad \text{(IV. 127)}$$

(IV. 98) ifadəsi əsasən

* *Teodor Karman (1881–1963) – mexanika sahəsində məşhur macar alimi.*

$$uu_* = \sqrt{8\lambda}; \quad \delta = \frac{N\sqrt{8}}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}} d \approx \frac{30d}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}}. \qquad \text{(IV. 128)}$$

Deməli, *Re* ədədinin qiyməti artdıqca δ azalır, *d* artdıqda isə artır. Böyük diametrli boruların yaxşı işləməsi və *Re*-nin böyük qiymətlərində boru divarının kələ-kötürlüyünün λ-ya böyük təsiri bununla izah olunur.

§10. TURBULENT AXINDA HİDRAVLİK İTKİLƏRİN TƏYİNİ

Turbulent rejimdə müqavimət qüvvəsi axının sürətindən *u*, diametrindən *d*, mayenin özlülüyündən μ, sıxlığından ρ və onun kələk-kötürlüyündən Δ asılıdır.

$$\tau = ku^n d^q \mu^m \rho^z \Delta^x, \qquad \text{(IV. 129)}$$

burada *k*-mütənasiblik əmsalı; *n, q, m, z* və *x* ölçülər nəzəriyyəsi əsasında tapılan üstlərdir.

(IV. 129) tənliyini ona daxil olan kəmiyyətlərin ölçüləri ilə ifadə edək:

$$\left[\frac{ML}{T^2}\frac{1}{L^2}\right] = \left[\frac{L^n}{T^n}L^q \frac{M^m}{L^m T^m}\frac{M^z}{L^{3z}}L^x\right]. \qquad \text{(IV. 130)}$$

(IV. 130) ifadəsinə əsasən aşağıdakı şərtləri yazaq:

$$1 = m + z; \quad -1 = n + q - m - 3z + x; \quad -2 = -n - m.$$

n və *x* üstlərini məlum qəbul edərək, *m, q, z*-i onlardan asılı olaraq tapaq:

$$m = 2 - n; \quad z = n - 1; \quad q = n - 2 - x.$$

Onda (IV. 129) ifadəsi

$$\tau = ku^n d^{n-2-x} \mu^{2-n} \rho^{n-1} \Delta^x. \qquad \text{(IV. 131)}$$

(IV. 131) tənlyinin formasını dəyişsək,

$$\tau = k\frac{u^2}{u^{2-n}}\frac{1}{d^{2-n}d^x}\mu^{2-n}\frac{\rho}{\rho^{2-n}}\Delta^x = k\frac{\rho u^2}{\left(\frac{u\rho d}{\mu}\right)^{2-n}}\left(\frac{\Delta}{d}\right)^x,$$

$$\tau = k\frac{\rho u^2}{\mathrm{Re}^{2-n}}\left(\frac{\Delta}{d}\right)^x. \qquad \text{(IV. 132)}$$

$\frac{\Delta}{d}$ – nisbi kələ-kötürlükdür.

Bundan başqa, τ-nu hidravlik müqavimət əmsalı ilə ifadə etsək daha doğrusu, $\tau = \Delta P d/4l$ ifadəsində ΔP-nin yerinə Darsi-Veysbax yazsaq, alarıq:

$$\tau = \frac{\lambda}{8}\rho u^2. \qquad \text{(IV. 133)}$$

(IV. 132) və (IV. 133) ifadələrinin müqayisəsindən

$$\lambda = \frac{8k}{\mathrm{Re}^{2-n}}(\Delta / d)^x \qquad \text{(IV. 134)}$$

alınır. Hamar borular üçün $x = 0$ (yəni $(\Delta/d)^0=1$) onda

$$\lambda = 8k / \mathrm{Re}^{2-n} \qquad \text{(IV. 135)}$$

(IV. 135) ifadəsində hidravlik müqavimət əmsalı λ Reynolds ədədindən və sürət üstünün göstəricisindən n asılıdır. O Reynolds təcrübələrinə görə, laminar rejim üçün n=1, turbulent rejim üçün n=1.75 olur.

Laminar rejim üçün hidravlik müqavimət əmsalını almaq üçün (IV. 135)-də n=1 və k=8 götürmək lazımdır, onda

$$\lambda = \frac{8k}{\mathrm{Re}} = \frac{64}{\mathrm{Re}}. \qquad \text{(IV. 136)}$$

O.Reynoldsun mülahizələrinə görə, turbulent axında da hidravlik müqavimət əmsalı Reynolds ədədindən və sürət üstünün göstəricisindən asılıdır. Belə turbulent hərəkət sonralar hamar borularda geniş tədqiqatlar aparmış Blaziusun şərəfinə *Blazius hərəkəti* adlandırılmışdır.

Hidravlik müqavimət əmsalı üçün Blazius asılılığı (IV. 135) ifadəsindən n=1.75 və k=0.0395 olduqda alınır və Reynolds ədədinin 4000…100000 qiymətləri üçün doğrudur:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}}. \qquad \text{(IV. 137)}$$

İnkişaf etmiş turbulentlik oblastında və ya kvadratik oblastda turbulent hərəkəti hamar borularda öyrəndikdə n=2 götürülür, yəni $\lambda=8k$.

Deməli, hidravlik müqavimət əmsalı kvadratik oblastda hamar borular üçün praktiki sabit olur. Kələ-kötür borularda $(\Delta/d)^x$ vuruğu da nəzərə alınmalıdır.

Ölçülər nəzəriyyəsini tətbiq etməklə göstərdik ki, turbulent rejimi iki oblasta bölmək olar: Blazius (n=1.75) və kvadratik oblast (n=2). Sürət üstü göstəricisinin 1,75 və 2 arasındakı qiymətərinə uyğun gələn turbulent axın keçid oblastı sayılır.

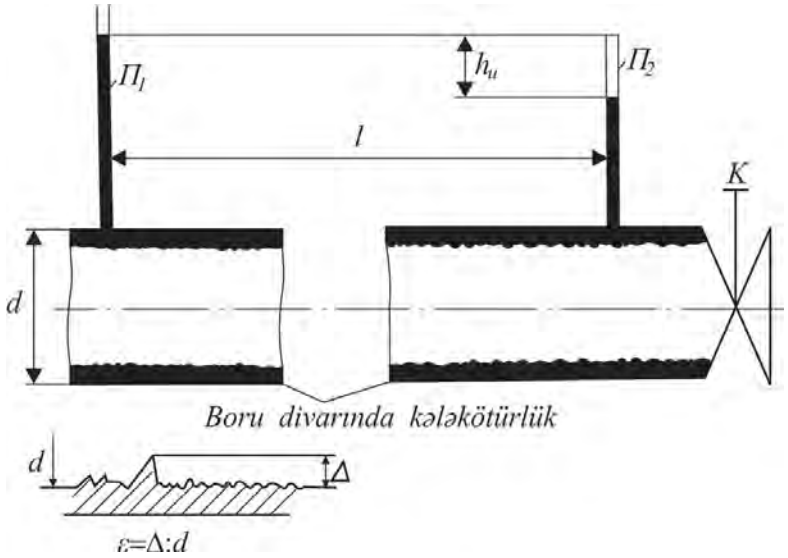
L.Prandtl hamar borularda hidravlik müqaviməti tapmaq üçün aşağıdakı ifadəni vermişdir:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\lg\left(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}\right) - 0,8. \qquad \text{(IV. 138)}$$

Hidravlik müqavimət əmsalını hesablamaq üçün işlədilən müasir düsturlarda λ Reynolds ədədindən və borunun kələkötürlüyündən asılı olaraq götürülür. Kələ-kötür borularda λ–nı hesablamaq üçün çoxlu düsturlar vardır. Bu düsturları tədqiq etməzdən əvvəl isə İ. Nikuradzenin hidravlik itkilər haqqında tədqiqlərini öyrənək.

§11. İ.NİKURADZENİN TƏCRÜBƏLƏRİ

Tutaq ki, diametri d olan borunun bir ucunda k siyirtməsi l ara məsafəsində yerləşən iki kənar nöqtədə Π_1 və Π_2 pyezometrləri qoyulmuşdur. Siyirtmə ilə mayenin sürətini tənzimləmək, pyezometrlərlə isə təzyiqlər fərqini, yəni təzyiq itkisini müəyyən etmək olar (şəkil IV. 13).



Şəkil IV. 13

Hidravlik müqavimət əmsalı λ Darsi–Veysbax düsturundan tapılır:

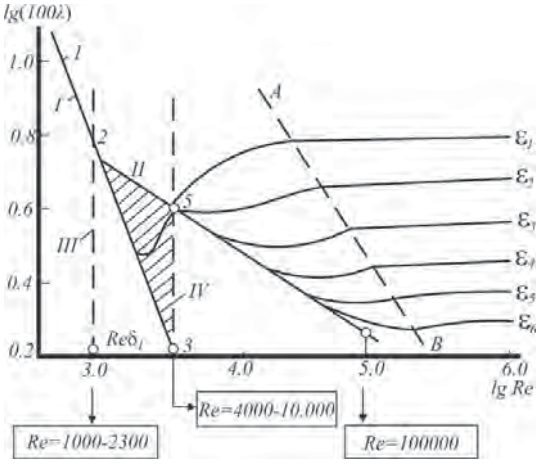
$$\lambda = \frac{h}{l} 2g \frac{d}{\upsilon^2} = \frac{h}{l} 2g \frac{d^3}{\nu^2} \frac{1}{\mathrm{Re}^2}. \qquad \text{(IV. 139)}$$

Yuxarıdakı təcrübədə yaradılmış müxtəlif qərarlaşmış rejimlərdə h və v-ni tapıb, (IV. 139) ifadəsinə əsasən $\lambda=\lambda(\mathrm{Re})$ asılılığını qura bilərik. İ.Nikuradze bu təcrübələri kələ-kötürlüyü müxtəlif olan borularda aparmışdır. O, borunun divarına eyniölçülü qum dənəcikləri yapışdırmaqla süni kələ-kötürlük yaratmışdır. Nəticələr λ–Re arasındakı loqarifmik asılılıqda (şəkil IV. 14) verilmişdir. Bu asılılıq əsasında aşağıdakı qənaətə gəlmək olar:

1) ümumi halda hidravlik müqavimət əmsalı Reynolds ədədindən və nisbi kələ-kötürlükdən asılıdır;

2) bəzi hallarda hidravlik müqavimət əmsalı ya təkcə Reynolds ədədindən (laminar və turbulent rejimdə hamar boru üçün), ya da təkcə nisbi kələ-kötürlükdən (sürətin kvadratik zonası üçün) asılıdır;

3) qrafikdə elə oblastlar mövcuddur ki, bu oblastlar üçün h və v^n mütənasibliyini müəyyən edən düsturda n-in müəyyən qiymətləri



Şəkil IV. 14

(n=1, 2 və s.) vardır.

Qrafikdə eksperimentdən alınan bəzi nöqtələrin həndəsi yeri I və II düz xətlərlə göstərilmişdir. I düz xətt (IV. 136) tənliyinə tam uyğun olaraq laminar rejimdə λ ilə Re-ni ifadə edir. II düz xətt (IV. 137) tənliyinə uyğun olaraq turbulent rejimdə Blazius xətti adlanır və hidravlik hamar boru üçün $\lambda=\lambda$ (Re) asılılığını göstərir.

Qrafiki üç oblasta bölmək olar:

Birincisi, laminar rejimi oblastıdır, *1–2* xətti ilə ifadə edilir. Burada hidravlik müqavimət əmsalı nisbi kələ-kötürlükdən asılı deyildir; Reynolds ədədi 1000...2300 sərhədində dəyişir; hidravlik itkilər sürətin birinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir, yəni n=1-dir; hidravlik müqavimət əmsalı (IV. 136) düsturu ilə təyin edilir.

Boruların daxili divarında müəyyən kələ-kötürlük var. Məsələn, çuqun borunun divarında kələ-kötürlüyün hündürlüyü Δ=(0.1...0.2) mm, polad boruda Δ=(0.2...0.05) mm, şüşə boruda isə (0.0002...0.0008) mm-dir.

Axının laminar rejimində boru divarının kələ-kötürlüyündə bütün çıxıntılar maye ilə dolur, sərhəd qatı yaranır və bu səbəbdən kələ-kötürlük hərəkətə təsir göstərmir, daha doğrusu, λ ancaq Re-dən asılı olur. Sürət artıqca sərhəd qatı nazikləşir və çıxıntılar ətrafında maye burulğanları yaranır. Çıxıntılardan ayrılan burulğanlar axına qoşulur və hərəkəti turbulentləşdirir. Aydındır ki, kələ-kötürlüyün ölçüsü artdıqca (şəkildə $\varepsilon_1>\varepsilon_2>\varepsilon_3>\varepsilon_5$) turbulenləşmə Re-nin daha kiçik qiymətlərində baş verir.

İkincisi, III və IV şaquli xətlər arasında ştrixlənmiş oblastdır. Bu oblasta aid olan rejim *dayanıqsız və ya keçid* oblast adlanır.Burada laminar rejim turbulent rejimə və əksinə keçir, Reynolds ədədi 1000...2300-dən 4000...40000-ə qədər dəyişir.

Üçüncüsü, turbulent rejim oblastıdır. Bu, Reynolds ədədinin 4000...40000 qiymətindən sonra başlayır. Bu oblastı üç zonaya ayırmaq olar:

Birinci zona hamar borunun hidravlik müqavimətini ifadə edir, II xətti ilə işarə olunmuşdur, Reynolds ədədinin 40000...100.000 qiymətlərinə uyğun gəlir. Bu zonada Re=100000-dək hidravlik itki sürətin 1.75 dərəcəsi ilə düz mütənasib olub, borunun nisbi kələ-kötürlüyündən asılı deyildir. Hidravlik müqavimət əmsalı təkcə Reynolds ədədindən asılı olub, (IV. 137) və ya (IV. 138) düsturları ilə təyin edilir.

İkinci zona kvadratik müqavimətə yaxın zonadır, II xətlə *AB* qırıq xətti arasındakı zonadır. Burada hidravlik müqavimət əmsalı həm Reynolds ədədindən və həm də nisbi kələ-kötürlükdən asılıdır.

Üçüncü zona kvadratik müqavimət zonasıdır. Bu, *AB* xəttindən sağda qalan zonadır. Burada hidravlik itki sürətin kvadratı ilə düz mütənasibdir. Hidravlik müqavimət əmsalı Reynolds ədədindən asılı olmayıb, təkcə nisbi kələ-kötürlükdən asılı olaraq dəyişir. Şəkildə müxtəlif nisbi kələ-kötürlük ε üçün qurulmuş asılıılıqlar *lgRe* oxuna paralel olan xətlərdir. Bu, *avtomodel* zona adlanır.

§12. HİDRAVLİK MÜQAVİMƏTİN HESABLANMASI ÜÇÜN PRAKTİKİ ÜSULLAR

İ.Nikuradzenin çıxardığı nəticələr kələ-kötürlüyü eyni ölçüdə olan borular üçün daha düzgündür. Praktikada rast gələn texniki borular əksər hallarda ya hamar, ya da kələ-kötürlüyü eyni olmayan borulardır.

Bu məqsədlə aşağıdakı hallar üçün müqavimət əmsalını təyin edək.

1. Kələ-kötürlüyü eyni ölçüdə olmayan borularda hidravlik müqaviməti tapmaq üçün Kolbruk təcrübə nəticəsində aşağıdakı düsturu təklif etmişdir:

$$1/\sqrt{\lambda} = -2\lg\left(2{,}5/\mathrm{Re}\sqrt{\lambda} + \varepsilon/3{,}7\right). \qquad \text{(IV. 140)}$$

Bu düsturla texniki borularda turbulent oblastın hər üç zonası üçün hidravlik müqavimət əmsalını tapa bilərik. Kvadratik zonada hidravlik müqavimət üçün bu düstur daha sadə şəklə düşür:

$$\lambda = \frac{0{,}25}{\left(\lg\varepsilon/3{,}7\right)^2}, \qquad \text{(IV. 141)}$$

Δ − texniki borular üçün orta nisbi kələkötürlükdür. Bunu kələ-kötürlüyü eyni olmayan borular üçün bilavasitə ölçmə üsulu ilə təyin etmək mümkün deyildir. Orta nisbi kələkötürlük aşağıdakı üsulla təyin edilir. Kvadratik oblastda təcrübə aparılır (IV. 139) ifadəsinə görə λ-ya görə (IV. 141) ifadəsindən ε tapılır. ε-nın bu qiymətinə ekvivalent kələ-kötürlük deyilir. (IV. 140) düsturu ilə hesablama aparmaq olduqca çətindir, çünki bu halda λ-nı tapmaq üçün transendent tənlik həll edilməlidir.

Odur ki, A.D.Altşul (IV. 140) tənliyi əvəzində hesablama üçün daha sadə düstur təklif etmişdir:

$$\lambda = 0{,}11\left(\varepsilon + 68/\mathrm{Re}\right)^{0{,}25}. \qquad \text{(IV. 142)}$$

Belə ki, bu düstur kvadratik zona üçün Şifrinson düsturuna gətirilir, yəni

$$\lambda = 0{,}11\sqrt[4]{\varepsilon}. \qquad \text{(IV. 143)}$$

Bu, $\varepsilon < 0.007$ halı üçün doğrudur.

2. Hamar texniki borularda hidravlik müqaviməti hesablamaq üçün (IV. 140) və (IV. 142) düsturları daha sadə hala gətirilir, yəni (IV. 137) və (IV. 138) şəklinə düşür. Məlum olduğu kimi, bu düsturlar 4000<Re<100.000 şərtində daha dəqiq nəticələr verir.

Re>4000 halının istənilən qiymətlərində hidravlik müqaviməti hesablamaq üçün aşağıdakı düsturdan da istifadə etmək olar:

$$\lambda = \frac{1}{\left(1{,}82\lg\mathrm{Re} - 1{,}64\right)^2} \qquad \text{(IV. 144)}$$

§13. REYNOLDS ƏDƏDİNİN BÖHRAN QİYMƏTİNİN TƏYİNİNDƏ DƏQİQLİYİN ARTIRILMASI

Hərəkət rejiminin dəyişməsini diaqnozlaşdırmaq, Re-in təyini ilə əlaqədardır. bunun üçün $\lambda=\lambda(\mathrm{Re})$ asılılığından istifadə edilir. Bu isə çoxlu təcrübə işləri ilə əlaqədar olduğu üçün ptaktik cəhətdən əlverişli deyildir.

Hazırda riyazi statistikanın tətbiqi ilə (statistik diferensiallama, baş komponentlər, dendroqramların qurulma metodları və s.) axında rejimin pozulması məsələsi həll edilir.Lakin axının rejimləri haqqında ilk məlumat və çox böyük hesablamalar tələb olunduğuna görə bu, əlverişli sayılmır. Qeyd etdiyimiz kimi, Re_b sistemin hərəkıtində baş verən keyfiyyət dəyişməsinin sərhədini müəyyən edir.

Əksər hallarda proqnozu verilən prosesin kəskin dəyişməsi ehtimalı meydana çıxır. Odur ki, proqnozun düzgün verilməsi üçün katastrofa nəzəriyyəsindən istifadə edilməsi daha səmərəlidir.

Xarici şərtlərin səlis dəyişməsinə sistemin birdən cavab verməsi ilə yaranan sıçrayışlı dəyişmə *katastrofa* adlanır.

Keçid proseslərində sistemdə baş verən kəskin dəyişikliklər, məsələn, hidravlik zərbə hadisəsində təzyiqin ani olaraq dəyişməsi, laminar rejimdən turbulent rejimə keçiddə hidravlik müqavimətin ani dəyişməsi və s. buna misal ola bilər. Katastrofa nəzəriyyəsinin tətbiqi ilə mayenin hərəkət rejiminin dəyişməsinə uyğun böhran sürətin təyininə baxaq .

Bunun üçün axının geniş həddə hərəkətini əhatə edən $Q = Q(\Delta P)$ asılılığı məlum olmalıdır. Burada Q − müəyyən sabit təzyiqlər fərqinə ΔP uyğun gələn mayenin qərarlaşmış hərəkətindəki həcmi sərfidir. $Q=Q(\Delta P)$ asılılığı aşağıdakı diferensial tənliklə ifadə edilir:

$$\dot{x} = ax^2 + bx + c \qquad \text{(IV. 145)}$$

burada $x = Q(\Delta P)$; $\dot{x} = dQ/d(\Delta P)$ qəbul edilmişdir.

(IV. 145) tənliyi üçün potensial funksiya aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$V(x) = \frac{1}{3}ax^3 + \frac{1}{2}bx^2 + cx. \qquad \text{(IV. 146)}$$

Böhran oblast aşağıdakı şərtlərdən tapılır:

$$\frac{dV}{dx} = 0; \quad ax^2 + bx + c = 0; \qquad \text{(IV. 147)}$$

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0 \quad 2ax + b = 0. \qquad \text{(IV. 148)}$$

(IV. 147)−(IV. 148) tənliklərindən x-i yox etməklə böhran oblastı təyin edən ifadə alınır:

$$b^2 - 4ac = 0. \qquad \text{(IV. 149)}$$

(IV. 145) tənlilyinə daxil olan *a, b, c* ən kiçik kvadratlar üsulu ilə təyin edilir. Bunun üçün aşağıdakı üç tənlik yazılır:

$$a\sum_i^n x_i^4 + b\sum_i^n x_i^3 + c\sum_i^n x_i^2 = \sum_i^n \dot{x}_i x_i^2; \qquad \text{(IV. 150)}$$

$$a\sum_i^n x_i^3 + b\sum_i^n x_i^2 + c\sum_i^n x_i = \sum_i^n \dot{x}_i x_i; \qquad \text{(IV. 151)}$$

$$a\sum_i^n x_i^2 + b\sum_i^n x_i + cn = \sum_i^n \dot{x}_i. \qquad \text{(IV. 152)}$$

(IV.150)−(IV.152) sistem tənlikləri birlikdə həll etməklə *a, b, c* əmsallarının qiymətlərini tapmaq olar. Tənliklərdə *n*−təcrübə nöqtələrinin sayıdır.

a, b, c əmsalları təyin edildikdən sonra *n*-in müxtəlif qiymətləri üçün $\Delta = b^2 - 4ac$ diskriminantının qiyməti tapılır. Diskriminantın işarəsinin dəyişməsi onun baş verdiyi *n* nöqtəsində (və ya *n*-ci təcrübədə) kəskin, sıçrayışlı dəyişmənin (katastrofanın) baş verməsini göstərir. Bu, laminar rejimdən turbulent rejimə keçmə deməkdir.

Əyani hesablama aparmaq üçün misal kimi su+kerosin qarışığı hərəkətinin eksperimental öyrənilməsinin nəticəsi IV.2 cədvəlində verilmişdir.

Cədvəl IV. 2

$\Delta p \cdot 10^{-2}$, *Pa*	$Q \cdot 10^5$, m^3/san	λ	*Re*	*Δ-nın Işarəsi*
2.0	13.5	0.045	6912	
4.0	20.0	0.039	10608	
6.0	26.0	0.034	13800	
8.0	31.4	0.031	16680	+
10.0	36.0	0.030	19104	+
12.0	40.0	0.029	21240	+
14.0	44.0	0.028	23352	+
16.0	48.0	0.027	25488	–
18.0	51.0	0.027	27072	
20.0	53.6	0.027	28488	
22.0	57.0	0.026	30264	
24.0	59.4	0.026	31536	
26.0	63.0	0.026	33456	
28.0	66.0	0.025	35040	
30.0	69.0	0.024	36624	
32.0	70.0	0.024	37152	

Deməli, cədvələ görə hərəkətin 10 rejiminə uyğun $Q=Q(\Delta P)$ asılılığı çıxarılmışdır. Hesablama aşağıdakı ardıcıllıqla aparılır.

1. Ən əvvəl aşağıdakı ifadədən *x* hesablanır:

$$\dot{X} = \dot{Q}(\Delta P) = \frac{Q(\Delta P)_{i+1} - Q(\Delta P)_{i-1}}{2(\Delta P_{i+1} - \Delta P_{i-1})}, \qquad \text{(IV. 153)}$$

IV. 3 cədvəlində hər bir rejimin hesablanmış qiyməti verilir.

Cədvəl IV. 3

i	2	3	4	5	6	7	8	9
Q (ΔP)	3.125	2.85	2.50	2.15	2.00	2.00	1.75	1.40

2. n-in müəyyən həddi üçün a, b, c əmsalarının qiyməti (IV.150)−(IV.152) tənliklərindən tapılır. n-in seçilməsində əsas şərt onun hərəkət rejimində kəskin dəyişikliyin (baxılan misalda laminar rejimdən turbulent rejimə keçid nəzərdə tutulur) yaranma halına uyğun gəlməsidir.

Tutaq ki, n=4 qəbul edilir. Bu hala uyğun (IV.150)−(IV.152) tənliklərinin təyin olunmuş hədləri IV. 4 cədvəlində verilir.

Cədvəl IV. 4

i	2	3	4	5
$Q\ (\Delta P)$	20.0	26.0	31.4	77.4
$Q^2\ (\Delta P)$	400.0	656.0	985.36	2061.96
$Q^3\ (\Delta P)$	8000.0	17576.0	30959.14	56535.14
$Q^4\ (\Delta P) \cdot 10^4$	16.0	45.7	97.2	158.9
$Q\ (\Delta P)$	3.125	2.85	2.5	8.475
$Q\ (\Delta P)\ Q\ (\Delta P)$	62.5	74.1	78.5	215.1
$Q\ (\Delta P)\ Q^2\ (\Delta P)$	1250.0	1926.6	2464.9	5641.5

IV. 4 cədvəli əsasında (IV. 150)−(IV.152) tənlikləri aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$158,9 \cdot 10^4 a + 56535,14 \cdot b + 2061,96 \cdot c = 5641,5;$$

$$56535,14a + 4061,96b + 77,4c = 215,1;$$

$$2061,96a + 77,4b + 3c = 8,475.$$

Bu sistem tənliklərin həlli nəticəsində

$$a = -1,66 \cdot 10^{-3}; \quad b = 3,07 \cdot 10^{-2}; c = 3,17;$$

$$b^2 - 4ac = \Delta = 2,21 \cdot 10^{-2} > 0.$$

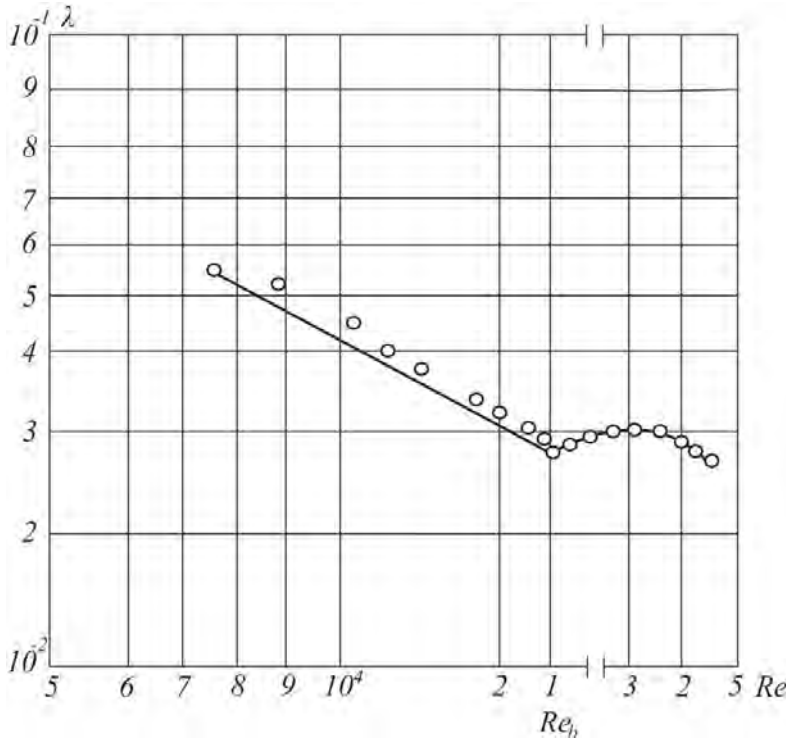
3. n-in sayını bir ədəd artırıb (yəni n = 5) eyni qayda ilə yeni hal üçün a, b, c və Δ hesablanır. Bu qayda ilə hesablama n-in o qiymətinədək təkrar olunur ki, (b^2-4ac)-nin işarəsi dəyişsin, yəni baxılan misal üçün $\Delta<0$ alınsın. Məsələn, n = 6 olduqda $a=-2.2\cdot10^{-4}$; $b=-4.51\cdot10^{-2}$; c=4.15; $\left|b^2-4ac\right| = 5.74 \cdot 10^{-3}$. n = 7 qiymətində $(b^2-4ac) = -6.13\cdot10$ − alınır ki, bu hal üçün $a = 9.08 \cdot 10^{-4}$; $b = -1.098 \cdot 10^{-1}$; c = 5.0 olur. Beləliklə, n=7-yə uyğun ΔP və Q-nün qiymətində

$$(\Delta P = 14.0 \cdot 10^2 \text{ Pa}; \quad Q = 44.0 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{san})$$

laminar rejimin pozulması və turbulent rejimin yaranması baş verir.

(IV.2) cədvəlinin təhlili göstərir ki, sərfin $Q=48\cdot10^{-5}$ m^3/san qiymətində (b^2-4ac)-nin işarəsi dəyişir. Bu isə mayenin hərəkətində axma rejiminin dəyişməsini xarakterizə edir. Buna uyğun gələn Reynolds ədədinin

böhran qiyməti 25488-ə bərabər olur. $\lambda = \lambda(\mathrm{Re})$ qrafikindən də görünür ki, (şəkil IV. 15), $\mathrm{Re}_b = 25488$.



Şəkil IV. 15

Qeyd etmək lazımdır ki, $\lambda = \lambda(\mathrm{Re})$ asılılığından Re_b qiymətini tapmaq üçün ən azı eksperimentdən alınmış 16 nöqtə məlum olmalı idi. Lakin katastrofa nəzəriyyəsi üsulunu tətbiq etdikdə Re_b -nin qiyməti laminar zonaya məxsus ilk 8 eksperimental nöqtənin əsasında təyin edilir.

Eyni qayda ilə digər sistemlər üçün də hesablamalar aparılmışdır. IV. 5 cədvəlində $\lambda=\lambda(\mathrm{Re})$ və katastrofa nəzəriyyəsi üsulu ilə tapılmış Reynolds ədədinin böhran qiymətləri göstərilmişdir (Re_b –katastrofa nəzəriyyəsinə əsasən, Re''_b isə $\lambda=\lambda(\mathrm{Re})$ asılılığından tapılmışdır). Cədvəldən bu qiymətlərin praktik məqsədlərə lazımi dəqiqliklə uyğun gəldiyi görünür.

Cədvəl IV. 5

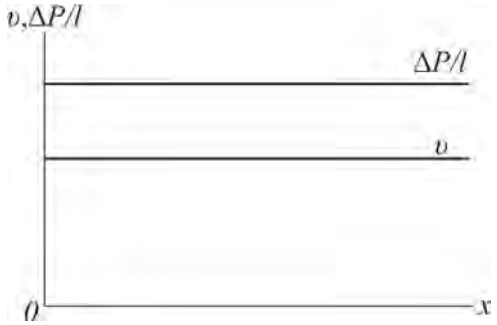
Mayelər	**Qatılıq, çəki %-i ilə**	**Re'_b**	**Re''_b**
Su + rerzin qırıntısı	1.0 2.0 3.0	12211 16565 16670	12211 15079 16670
Su + kerosin	0.4 0.8	25488 24432	25488 24432
Su + selikagel	0.1 0.2	21240 207122	23352 22824
Gil məhlulu + rezin qırıntısı	0 0.8	23880 32795	21651 32795

§14. HİDRAVLİK QİYMƏTLƏNDİRİCİ HESABLAMALARIN APARILMASI

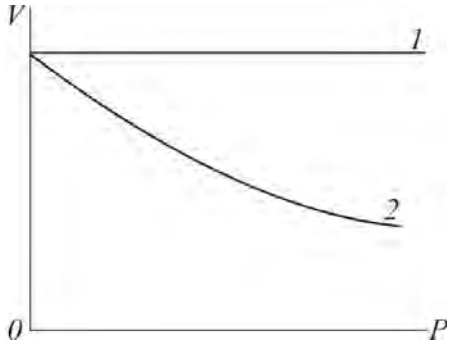
Məlumdur ki, dairəvi boruda sıxılmayan mayenin stasionar hərəkəti üçün xarakterik kəmiyyətlər təzyiq qradiyenti $\Delta P/l$ və sürətdir. IV.16 şəklində kəmiyyətlərin boru boyunca dəyişməsi göstərilmişdir.

Sıxılan mayelərin izotermik halındakı hərəkətində də təzyiqin qiyməti xarakterik kəmiyyət kimi nəzərə alınmalıdır.

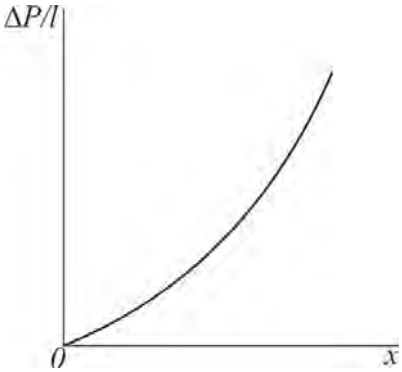
IV.17 şəklindəki maye həcminin təzyiqindən dəyişmə asılılığı göstərilmişdir. Burada *1*– sıxılmayan, *2*– sıxılan mayeni xarakterizə edir.



Şəkil IV. 16



Şəkil IV. 17



Şəkil IV. 18

Bu səbəbdən də sıxılan maye üçün $\Delta P/l$-in boru boyunca dəyişməsi IV.18 şəklində göstərilən kimidir.

Vahid sahə üçün sürət qradiyentinin vahid qiymətində sürtünmə qüvvəsi μ və τ, ətalət qüvvəsi isə vahid həcm üçün ρ ilə xarakterizə olunur.

Məlumdur ki, özlü mayenin stasionar axını üçün təsir edən qüvvələrin boru oxu boyunca proyeksiyalarının cəmi sıfra bərabər olmalıdır (bu, müvazinət şərtidir), daha doğrusu, ümumi halda.

Təzyiq qüvvəsi–ətalət qüvvəsi–sürtünmə qüvvəsi=0 (IV. 154)

buradan *təzyiq qüvvəsi=ətalət qüvvəsi+sürtünmə qüvvəsi*.

Bu ifadənin hər iki tərəfini ətalət qüvvəsinə bölsək,

Təzyiq qüvvəsi/Ətalətqüvvəsi=1+*Sürtünmə qüvvəsi/Ətalət qüvvəsi* (IV. 155)

§ 3-də olduğu kimi, (IV. 155) bərabərliyinə əsasən aşağıdakı ölçüsüz kəmiyyətlərlə ifadə olunmuş asılılığı yaza bilərik:

$$\Delta Pd/l\rho\upsilon^2 = F\left(\mu/\rho\upsilon d\right), \qquad \text{(IV. 156)}$$

burada $\Delta Pd/\rho v^2 l$–Eyler parametri; $\mu/\rho vd$–Reynolds parametrinin tərs qiymətidir.

(IV. 156) ifadəsindən ΔP-nin qiymətini tapaq:

$$\Delta P = F\left(\frac{1}{Rl}\right) l \rho \upsilon^2 / d. \qquad \text{(IV. 157)}$$

Bu ifadənin sağ tərəfini 2 ədədinə vursaq, bölsək və $\rho = \gamma/g$ yazsaq (bu əməliyyat sağ tərəfdə kinetik enerjinin alınması üçün edilir),

$$\Delta P = 2F\left(\mathrm{Re}^{-1}\right)\frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}\gamma, \qquad \text{(IV. 158)}$$

yaxud $\Delta P\gamma = h$ işarə etsək,

$$h = 2F\left(\mathrm{Re}^{-1}\right)\frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}. \qquad \text{(IV. 159)}$$

$2F(Re^{-1})=\lambda$ qəbul etsək, onda (IV.158) və (IV.159) ifadəsi aşağıdakı şəklə düşür:

$$\Delta P = \lambda\frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}\gamma \text{ və ya } h = \lambda\frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}. \qquad \text{(IV. 160)}$$

Bu bizə məlum olan Darsi−Veysbax düsturudur. İndi isə aşağıdakı xüsusi hala baxaq. Tutaq ki, sürtünmə qüvvəsi ətalət qüvvəsindən müqayisə olunmayacaq dərəcədə kiçikdir. Bu halda (IV. 155) ifadəsi aşağıdakı şəklə düşər:

Təzyiq qüvvəsi/Ətalət qüvvəsi=1 (IV. 161)

$$\frac{\Delta p d}{p \upsilon^2 l} = A = \mathrm{const}; \qquad \text{(IV. 162)}$$

$$\Delta P = 2A\rho\frac{i}{d}\frac{\upsilon^2}{2}. \qquad \text{(IV. 163)}$$

$2A=\lambda$ işarə etsək, $\Delta P=\lambda\rho l\mathrm{v}^2/2d$ və yaxud

$$\Delta P = \lambda\gamma\frac{l}{d}\frac{\upsilon^2}{2g}. \qquad \text{(IV. 164)}$$

Deməli, sürtünmə qüvvəsi ətalət qüvvələrindən xeyli kiçik olduqda λ sabit olur, yəni təzyiq düşküsü sürtünmə əmsalından asılı olmur. Bu vəziyyət $\lambda = \lambda(\mathrm{Re})$ asılılığının avtomodel zonasına uyğun olub, sürətin kvadratik qanunla ifadə edilən halıdır.

İndi də fərz edək ki, sürtünmə qüvvələri ətalət qüvvələrindən xeyli dərəcədə böyükdür.Onda ((IV. 154) ifadəsindən

(Təzyiq qüvvəsi)/(Sürtünmə qüvvəsi)=

=1+(Ətalət qüvvəsi)/(Sürtünmə qüvvəsi) (IV. 165)

yazmaq və sag tərəfdəki ikinci həddi nəzərə almamaq olar. Onda

$$\Delta P d^2 l \mu \upsilon = B \qquad \text{(IV. 166)}$$

alınır. Bu, Lanqranj parametridir. Darsi–Veysbax düsturundan ΔP-nin qiyməti (IV. 166)-də yerinə yazsaq,

$$B = \lambda v \rho d / 2\mu \qquad \text{(IV. 167)}$$

alarıq. (IV. 167) ifadəsindən λ-nın qiyməti

$$= \Big/ \frac{\upsilon\rho}{} = \frac{}{\mathrm{Re}} \qquad \text{(IV. 168)}$$

Deməli, sürtünmə qüvvələri ətalət qüvvələrindən xeyli böyük olduğu halda hidravlik müqavimət əmsalı aşağıdakı ifadədən tapılır:

$$\lambda = \frac{C}{\mathrm{Re}}. \qquad \text{(IV. 169)}$$

C əmsalı təcrübədən tapılmalıdır. C=64 olduqda (IV.169) ifadəsi Stoks düsturuna çevrilir.

Tutaq ki, diametri d olan kürəcik özlü mayedə şaquli istiqamətdə aşağı enir. Belə halda kürəciyin hərəkətini müəyyənləşdirən qüvvələr sürtünmə və ağırlıq qüvvələri olacaqdır (belə ki, ətalət qüvvələrinin qiyməti müqayisə olunmayacaq dərəcədə kiçik olur). Onda

Ağırlıq qüvvəsi/Sürtünmə qüvvəsi=D= Sabit (IV. 170)

Mayenin vahid həcmi üçün Arximed qanunua əsasən ağırlıq qüvvəsi (γ_2–γ_1) ilə xarakterizə olunur. Burada γ_2– kürəciyin, γ_1– isə mayenin xüsusi çəkisidir.

(IV. 170) ifadəsindən

$$\frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\mu} v^x d^y = D \qquad \text{(IV. 171)}$$

(IV. 171) ifadəsindən ölçü vahidlərini yerinə yazsaq, x=–1, y=2 alarıq. Deməli,

$$\gamma_2 - \gamma_1 \mu \upsilon = D; \qquad \text{(IV. 172)}$$

$$\upsilon = \left(\gamma_2 - \gamma_1\right) d^2 / \mu D. \qquad \text{(IV. 173)}$$

İndi fərz edək ki, baxılan hal üçün ətalət qüvvəsi sürtünmə qüvvəsindən böyükdür. Bu zaman

$$\left(\gamma_2 - \gamma_1\right) \upsilon^x d^y \Big| \rho_1 = E, \qquad \text{(IV. 174)}$$

Ölçüləri yerinə yazsaq, $x = -2$; $y = 1$ alınar (ρ_1–mayenin sıxlığıdır). Belə halda

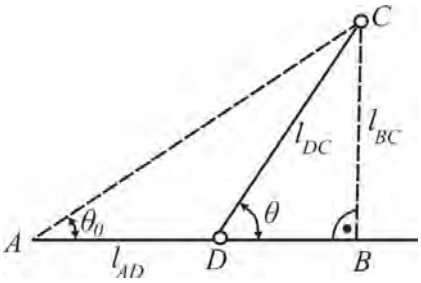
$$(\gamma_2 - \gamma_1) d / \rho_1 \upsilon^2 = E;$$

$$\upsilon = \left[\left(\gamma_2 - \gamma_1\right) d / \rho_1 E\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad \text{(IV. 175)}$$

Bu, Stoks düsturudur.

§15. MAİLİ YÖNƏLDİLMİŞ QUYULARDA HİDRAVLİK İTKİNİN TƏYİNİ

Məlumdur ki, təbii və coğrafi şəraitindən (məsələn, dənizdə bataqlıqda, kənd təsərüffatına yararlı torpaqlarda) asılı olaraq bir sıra neft və qaz yataqlarında quyular şaquli deyil, maili istiqamətdə qazılır. Əvvəl şaquli qazılımış quyuların lüləsində istismar prosesində baş verən qəzalar nəticəsində də laya ikinci lülənin qazılması maili yönəldilmiş olur. Müşahidələr göstərir ki, maili yönəldilmiş quyularda mayenin hərəkəti ilə əlaqədar hidravlik müqavimətlərin qiyməti şaquli quyulardan fərqlənir.



Şəkil IV. 19

Canlıların qan dövranı sisteminin nəzəri tədqiqi bu cəhətdən çox maraqlıdır. Biologiyada optimallıq prinsipi əsasında qan dövranı sisteminin quruluşunun nəzəri tətbiqi nəticəsində başa çatdırılmış və bir çox qiymətli nəticələr əldə eilmişdir.

Tutaq ki, radiusu r_o olan *AB* əsas gövdədən C qidalandırmaq məqsədilə r_1 radiuslu yan budaq ayrılır (şəkil IV.19). Budaqlanmanın hansı nöqtədə baş verməsini təyin (şəkildə *D* nöqtəsinin vəziyyəti) etmək lazımdır. Deməli, qan *AB* və *DC* sistemində hərəkət etdirilir. Bu sistemdə qanın hərəkətində görülən iş təyin edilməlidir. Təbiidir ki, qanın hərəkətinə göstərilən müqavimətdən asılı olaraq işin miqdarı da dəyişəcəkdir (belə ki, müqavimət artdıqca iş də artacaqdır). Qan dövranı sistemində ürəyin səmərəli işləməsi üçün qanın hərəkətinə göstərilən müqavimət az olmalıdır. Deməli, baxılan məsələ üçün optimallıq şərtinə əsasən əsas gövdədən damarın ayrılması elə *D* nöqtəsində baş verməlidir ki, *ADC* hissəsində qanın hərəkətində hidravlik müqavimət minimum olsun.

Məsələnin həlli üçün əsas gövdənin (*AB* hissəsi) vahid uzunluğuna düşən müqaviməti $R_{AB,}$ uzunluğunu l_{AB}, ayrılan damarın (*DC*) vahid uzunluğuna düşən müqaviməti R_{DC}, uzunluğu isə l_{DC} işarə etsək onda baxılan sistem üçün tam müqavimətin ifadəsi

$$R_T = R_{AB} l_{AD} + R_{DC} l_{DC} \qquad \text{(IV. 176)}$$

olar. l_{AD} və l_{DC} uzunluqlarını θ *və* θ_0 bucaqları ilə ifadə etsək, (IV. 176) əvəzinə aşagıdakı ifadəni yaza bilərik:

$$R_T = R_{AB} l_{BC} \left(\text{ctg}\, \theta_0 - \text{ctg}\, \theta \right) + R_{DC} l_{BC} \text{cosec}\, \theta. \qquad \text{(IV. 177)}$$

Pauzeylin ifadəsinə əsasən R_{AB} və R_{DC} uyğun olaraq r_0 və r_1 radiusları ilə ifadə etsək,

$$P_{AB} = K r_0^{-4};\ R_{DC} = K r_1^{-4}. \qquad \text{(IV. 178)}$$

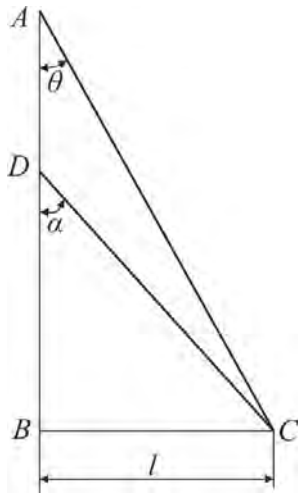
Burada *K*–mütənasiblik əmsalı olub, mayenin özlülüyündən və sıxlığından asılıdır. Bu qiymətləri (IV. 177) ifadəsində yerinə yazsaq,

$$R_T = K l_{BC} \frac{\text{ctg}\theta}{r_0^4} + K l_{BC} \left(\frac{\text{cosec}\theta}{r_1^4} - \frac{\text{ctg}\theta}{r_0^4} \right) \qquad \text{(IV. 179)}$$

alarıq. θ-nın elə qiyməti tapılmalıdır ki, R_T-nin qiyməti minimum olsun. Bunun üçün (IV. 179) ifadəsinin törəməsi alınıb, sıfra bərabər edilməli, oradan da θ_{min} təyin edilməlidir:

$$\theta_{\min} = \arccos \frac{r_1^4}{r_0^4}. \qquad \text{(IV. 180)}$$

Qeyd olunduğu kimi, quyuların istismarı və onların maillik dərəcəsi mayenin hasilatına təsir göstərir. Məsələn, quyu dibi şaquldan 1000 m və çox arlanan (belə halda 10 m-ə 2°əyrilik düşür), maili yönəldilmiş quyuların istismarında sürtünməyə sərf olunan təzyiqlər fərqinin xeyli artması nəticəsində məhsuldarlıq da xeyli azalır.



Şəkil IV. 20

Tutaq ki, diametri d_o olan əsas quyu gövdəsi A nöqtəsindən B nöqtəsinədək şaquli qazılmışdır. Ona *D* nüqtəsində d_1 və dibi *C* nöqtəsin yerləşən maili gövdə (şəkil IV. 20) qoşulur.

Şaquli və maili quyularda diblərin bir-birindən uzaqlığı *l*-dir.

Optimallıq prinsipinə əsasən α bucağının hidravlik müqavimətlərin minimum qiymətlərinə uyğun optimal qiymətini və mail hissə ilə əsas gövdə hissəsinin diametrlərini də təyin etmək olar.

Məlumdur ki, quyuların istismarı prosesində maye laydan yer üzərinə borularda qaldırılır. Buna müəyyən qədər iş görülməlidir. Təbii ki, bu işin qiyməti maye axınına göstərilən müqavimətlə ölçülür. Müqavimət artdıqca mayenin qaldırılmasına sərf olunan işin miqdarı da artır. Optimallıq prinsipinə əsasən təstiq etmək olar ki, şaquli hissədən ayrılan maili gövdə, elə *D* nöqtəsindən başlanmalıdır ki, *ADC* sisteminin müqaviməti minimum alınsın.

Məlumdur ki, boru sisteminin müqaviməti onu təşkil edən boruların uzunluğu ilə düz mütənasibdir, yəni uzunluq artdıqca müqavimət artır və əksinə, diametr artdıqca sistemin müqaviməti azalır. IV.20 şəklindən görünür ki, sistemin tam uzunluğunun minimal qiyməti o vaxt olur ki, maili gövdənin şaquldan aralanması *A* nöqtəsindən başlasın: *AC<(AD+DC)*. Digər tərəfdən sistemin mümkün ola bilən ən böyük diametri o vaxt alınar ki, ayrılmış *DC* hissə əsas gövdəyə perpendikulyar olsun. Bu isə sistemin tam uzunluğunu xeyli artırır.

Əsas gövdənin *AD* hissəsinin vahid uzunluğuna düşən təzyiq itkisini ΔP_1, maili *DC* hissəsinin vahid uzunluğuna düşən təzyiq itkisini isə ΔP_2 ilə işarə etsək, onda *ADC* sisteminin vahid uzunluğuna düşən təzyiq itkisi $\Delta P=\Delta P_1+\Delta P_2$ olar. $AD=l_1$, $DC=l_2$ işarə edib, Darsi−Veysbax düsturuna əsasən aşağıdakı ifadələri yaza bilərik:

$$\Delta P_1 = \lambda 8\rho Q^2 l_1 / \pi^2 d_0^5; \quad \Delta P_2 | = \lambda 8 Q^2 l_2 \rho / \pi^2 d_1^5, \qquad \text{(IV. 181)}$$

burada *Q* − mayenin sərfi; λ − hidravlik müqavimət əmsalıdır. Deməli, tam müqavimət

$$\Delta P = \lambda \frac{8\rho Q^2}{\pi^2}\left(l_1 / d_0^5 + l_2 / d_1^5\right). \qquad \text{(IV. 182)}$$

ABC üçbucağından

$$AB \div BC = \text{ctg}\theta, \text{ buradan da } \frac{l_1 + DB}{l} = \text{ctg}\theta.$$

və ya $$\frac{l_1}{l}+\frac{DB}{l}=\text{ctg}\theta.$$

BDC üçbucağından

$DB \div l = \text{ctg}\alpha$, onda $\frac{l_1}{l}+\text{ctg}\alpha=\text{ctg}\theta;\ l_1=l\left(\text{ctg}\theta-\text{ctg}\alpha\right);$

$BC \div DC = \sin\alpha$ və ya $\frac{l}{l_2}=\sin\alpha;\ l_2=l\text{cosec}\alpha.$

l_1 və l_2-nin qiymətlərini (IV. 182)-də yerinə yazsaq,

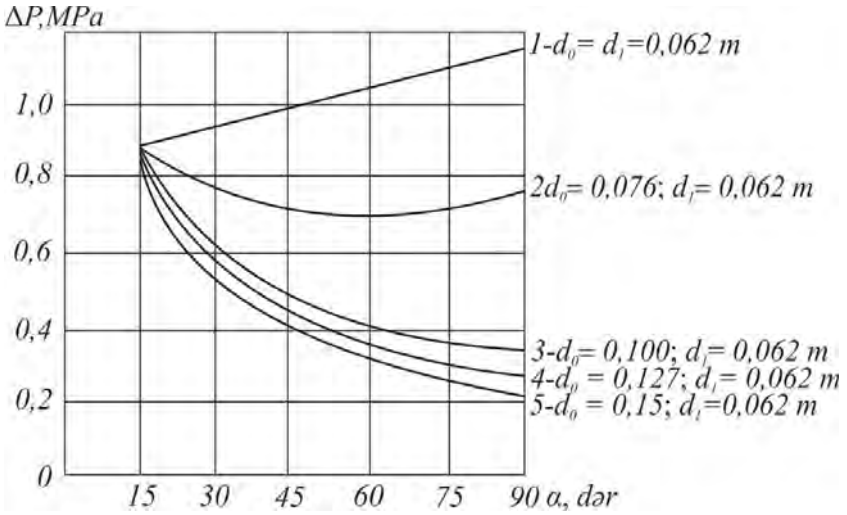
$$\Delta P=\lambda\frac{8\rho Q^2 l}{\pi^2}\left(\frac{\text{ctg}\theta-\text{ctg}\alpha}{d_0^5}+\frac{\text{cosec}\alpha}{d_1^5}\right) \qquad \text{(IV. 183)}$$

alarıq. Qeyd etmək lazımdır ki, (IV. 183) ifadəsinə daxil olan aralanma α bucağı aşağıdakı şərt daxilində hüdudlanır:

$$\theta \le \alpha \le \pi/2.$$

Quyuların qazılması prosesində gövdənin şaqul istiqamətdən təbii aralanmasının qarşısını tamamilə almaq mümkün deyildir. Bu səbəbdən quyunun faktiki profili vertikaldan 100 metrədək məsafədə aralana bilir (belə halda arlanma bucağı 20°-dən böyük olur). Buna görə də quyunun hesablanmış parametrləri onların biləvasitə ölçülmüş həqiqi qiymətlərindən fərqlənir. Çünki elə quyularda hidravlik müqavimət əmsalı quyunun profili nəzərə alınmadan təyin edilir.

IV. 21-ci şəkildə (IV. 183) ifadəsi üzrə Q=0.43 m^3/san; ρ=860 kq/m^3; μ=0.003 kq. san m^2; l= 800 m; α = 15° halı üçün α-nın $\theta \le \alpha \le \pi/2$ qiymətlərində aparılmış hesablamanın nəticələri $\Delta P = \Delta P(\alpha)$asılılığında diametrin müxtəlif qiymətləri üçün verilmişdir. Göründüyü kimi, d_0=d_1 halında α-nın artmasının bütün qiymətlərində ΔP də artır. d_0=d_1 o deməkdir ki, quyu eyni diametrlə qazılmışdır. Belə halda (IV. 183) aşağıdakı şəkildə yazılır:



Şəkil IV. 21

$$\Delta P_1 = \lambda \frac{8\rho Q^2 l}{\pi^2 d_0^5} \frac{\cos\left(\frac{\alpha}{2} - \theta\right)}{\cos\frac{\alpha}{2}\sin\theta}. \qquad \text{(IV. 184)}$$

Tutaq ki, d_0=d_1 və α=θ. Bu o deməkdir ki, quyu yer səthindən laya qədər sabit θ bucağı ilə maili qazılmışdır. Onda (IV. 184) ifadəsindən

$$\Delta P_2 = \lambda \frac{8\rho Q^2 l}{\pi^2 d_0^5 \sin\theta}. \qquad \text{(IV. 185)}$$

d_0=d_1 halında θ və α bucağının hidravlik müqavimətə təsirini müəyyən etmək üçün

$$\varphi = \Delta P_1 / \Delta P_2 = \frac{\cos\left(\frac{\alpha}{2} - \theta\right)}{\cos\alpha/2}$$

ölçüsüz parametrinin hesablanmış qiyməti IV.6 cədvəlində verilmişdir.

Cədvəl IV.6

Bucaqlar		α					
		15°	**30°**	**45°**	**60°**	**75°**	**90°**
θ	5°	1.008	1.020	1.030	1.047	1.063	1.083
	15°	1.000	1.036	1.073	1.116	1.165	1.225
	25°	–	1.020	1.081	1.150	1.229	1.384
	35°	–	–	1.057	1.150	1.259	1.480

Cədvəldən göründüyü kimi, θ-nın hər hansı sabit qiymətində α ilə bərabər φ də həmişə artır. Bu o deməkdir ki, quyu ağzından başlayaraq θ bucağı altında layadək maili qazılmış quyuda mayenin hərəkətində hidravlik müqavimət əvvəl şaquli, sonra isə D nöqtəsindən başlayaraq α bucağı altında mail qazılmış quyuya nisbətən az olur. Məsələn, θ=35°, α=90° olduqda, bu fərq 48%-ə çatır.

§16. QƏRARLAŞMIŞ REJİMİN BƏRPA MÜDDƏTİ

Qərarlaşmış rejimin bərpa müddətini təyin etmək üçün tutaq ki, uzunluğu l, radiusu R olan borudakı maye ΔP təzyiqlər fərqinin təsiri ilə hərəkətə gətirilir. Məlumdur ki, ΔP-nin sabit qiymətində ən əvvəl mayenin hərəkəti qərarlaşmamış, sonra isə qərarlaşmış rejimə keçəcəkdir.

Təzyiq itkisinin sürtünmə və ətalət qüvvələrinə sərfini nəzərə alsaq,

$$\Delta P = \Delta P_1 + \Delta P_2, \qquad \text{(IV. 186)}$$

burada ΔP_1, ΔP_2–ətalət və sürtünmə qüvvələrinə sərf olunan təzyiq itkiləridir.

ΔP_1 və ΔP_2 üçün aşağıdakı ifadələri yazsaq,

$$\Delta P_1 = \frac{8 l \mu Q}{\pi R^4}; \quad \Delta P_2 = \frac{m d\upsilon / dt}{\pi R^2}; \qquad \text{(IV. 187)}$$

$$\Delta P = \frac{8l\mu Q}{\pi R^4} + \frac{m d\upsilon/dt}{\pi R^2}; \qquad \text{(IV. 188)}$$

$$v = Q/\pi R^2;\ m = \rho\pi R^2 l;\ d\upsilon/dt = 1/\pi R^2\, dQ/dt; \qquad \text{(IV. 189)}$$

$$\Delta P = \frac{8l\mu Q}{\pi R^4} + \frac{\rho l}{\pi R^2} dQ/dt$$

$$a\frac{dQ}{dt} + bQ = C \qquad \text{(IV. 190)}$$

$$a = \rho e/\pi R^2;\ b = 8l\,\mu/\pi R^4;\ c = \Delta P.$$

(IV. 190) tənliyi həll edək:

$$Q = u + e;\ \ e = \text{const};$$

$$a\frac{du}{dt} + b(u+e) = c;\ \ be = c;$$

onda $a{\cdot}du/dt{+}bu{=}0$ dəyişənlərinə ayırsaq,

$$\frac{du}{u} = -\frac{b}{a}dt;$$

$$\ln u/A = -b/at. \qquad \text{(IV. 191)}$$

A−inteqral sabitidir.

$$u = Ae^{-b/at} \qquad \text{(IV. 192)}$$

$$\frac{b}{a} = \frac{8l\mu}{\pi R^4}\frac{\pi R^2}{\rho l} = \frac{8\mu}{\rho R^2};$$

$$Q = u + \frac{c}{b} = Ae^{-8\mu/R^2\rho\cdot t} + \frac{\Delta\rho\pi R^4}{8\mu l}, \qquad \text{(IV. 193)}$$

$$t = 0;\ Q = 0;\ 0 = A + \frac{\Delta P\pi R^4}{8\mu l},$$

$$A = -\frac{\pi R^4\Delta P}{8\mu l},$$

onda sərfin dəyişmə qanunu

$$Q = -\frac{\pi R^4\Delta P}{8\mu l}e^{-\frac{8\mu t}{\mu R^3}} + \frac{\Delta P\pi R^4}{8\mu l} = \frac{\pi R^4\Delta P}{8\mu l}\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon\mu}{\rho R^2 t}}\right) \qquad \text{(IV. 194)}$$

$$t = \infty \text{ olduqda } Q(\infty) = \pi R^4\,\Delta P/8\mu l. \qquad \text{(IV. 195)}$$

Deməli, $t = \infty$ olduqda, sərf qərarlaşır (ətalət qüvvələri öz təsirini

itirir) və Pauzeyl düsturu ilə ifadə olunur. $\frac{8\mu}{\rho R^2}t = x$ ilə işarə etsək, x=5 qiymətində

$$1 - e^{-x} = 1 - e^{-5} = 1 - 0,005 \approx 1$$

yazmaq, yəni e^{-x} - atmaq olar.

$$t8\mu\,\rho R^2 = t8\nu/R^2 = 5.$$

Su üçün ν=0.01 sm²/san; R = 10 sm olduqda

$$t = \frac{5\cdot 100}{8\cdot 0,01} \approx 5000 \text{ san} - 1.5 \text{ saat.}$$

Deməli, rejimin qərarlaşması üçün 1.5 saat vaxt tələb olunur.

§17. HİDRAVLİK MÜQAVİMƏTLƏRİN TƏNZİM EDİLMƏSİ

Toms effekti. Turbulent rejimdə suya çox kiçik konsentrasiyada polimer qatmaqla təzyiq itkisini xeyli azaltmaq mümkündür. Belə konsentrasiyada hidravlik müqavimətin azalması effektini ilk dəfə polimetilmetakrilatın minoxlor-benzoldakı məhlulu üçün V.A.Toms aşkara çıxarmışdır. Molyar kütləsi böyük olan polimerlərdə bu hadisənin effektivliyi kiçik diametrli borularda və *Re* ədədinin böyük qiymətlərində daha çox olur.

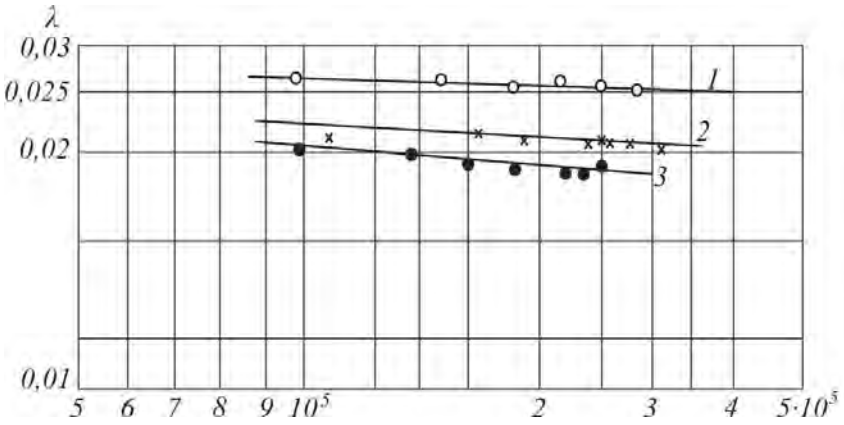
Daha sonralar müəyyənləşdirildi ki, təzyiq itkisinin azalması effekti mayeyə təkcə polimer deyil, həmçinin müxtəlif səthi fəal maddələr, hətta maye ilə qarşılıqlı münasibətdə olmayan maye və bərk hissəciklər qatdıqda da müşahidə edilir.

Təzyiq itkisini azaldan maddələrə natrium karboksil-metilselliloz (KMS), polizobutilen (POE), poliakrilamid (PAA), K-4 tipli polimer hidrfob üzvi krem mayesi (HKM), habelə konifol, rezin hissəcikləri və selikogel, holloid hissəcikləri, neft koksu və hidronu, kerosin, asfaltqatran və s. misal göstərmək olar. Hər bir polimerin hansı optimal konsentrasiyada təzyiq itkisini maksimal azaltması müəyyən edilmişdir. Bu optimal konsentrasiyanın qiyməti polimerin xassələrindən, borunun diametrindən, mayenin sıxlığından və *Re* ədədinin qiymətindən asılıdır.

Toms effektinin uzun illər müşahidə olunmasına baxmayaraq, onun hələ bu günədək dəqiq nəzəri izahı yoxdur.

Hidravlik müqavimət əmsalının azalması polimerlərin özlü-elastik xassələri, həmçinin boru divarının yaxınlığında laminar araqatının artması, axma istiqamətinə perpendikulyar olan turbulent döyüntülərin sönməsi, mayedə burulğanların aradan qaldırılması, mayenin öz psevdoplastik xassələri, boru divarı yaxınlığında effektiv özlülüyün azalması sürüşmə effektinin güclənməsi və s. ilə izah olunur.

Aparılan tədqiqatların əksəriyyətində su və neft əsaslı məhsullardan



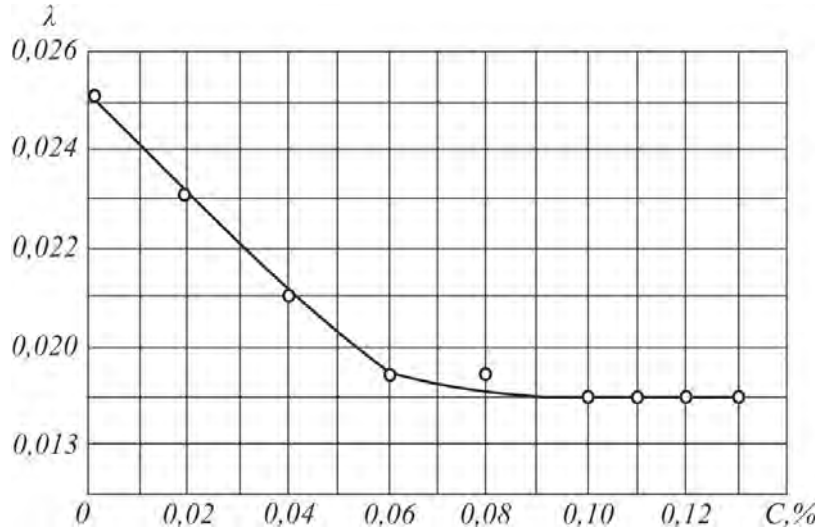
Şəkil IV. 22

istifadə edilmişdir. Məhlulun effektiv özlülüyünün maye fazasının özlülüyündən bir neçə dəfə böyük olduğu hallarda da turbulent rejimdə müqavimət əmsalının azalması müşahidə olunur.

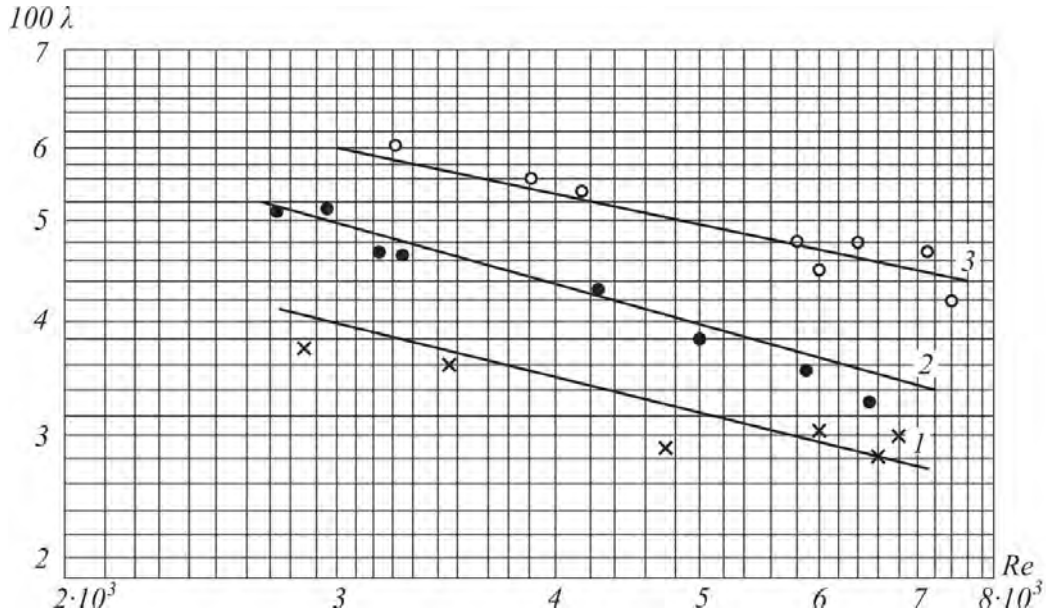
Hidravlik müqavimətlərin tənzimləməsinin sənaye miqyasında çox böyük əhəmiyyəti vardır. Hazırda bu effektdən neft-mədən praktikasında müəyyən qədər istifadə edilir və şübhəsiz, onun tətbiqi daha da genişlənəcəkdir.

Azərbaycan Neft və Kimya İnstitutunda aparılan təcrübələrin bəzi nəticələrinə nəzər salaq. Misal üçün suya müəyyən konsentrasiyada (çəki ilə) hidrofob üzvi krem maye (HKM) əlavə etməklə hidravlik müqavimətin azalması haqqında məlumat IV.22 şəklində göstərilmişdir (şəkildə *1* – təmiz su, *2*, *3* – üzvi krem mayesinin suda uyğun olaraq 0.04 və 0.06% məhluluna uyğundur). Qeyd etmək lazımdır ki, hidrofob üzvi krem mayenin suda konsentrasiyası artdıqca məhlulun hidravlik müqavimət əmsalı λ azalır və müəyyən konsentrasiyadan sonra yenə artır.

Hidravlik müqavimətin ən çox azalmasına uyğun gələn konsentrasiya optimal konsentrasiya adlanır. IV.23 şəklindən göründüyü kimi,



Şəkil IV. 23



Şəkil IV. 24

Re=200000 qiymətində hidrofob üzvi krem mayesinin sudakı optimal kütlə konsentrasiyası *C* = 0.1%-*dir*.

Təcrübə ilə müəyyən edilmişdir ki, *K-4*, *PAA* və *POE* tipli polimer maddələrin sudakı optimal kütlə konsentrasiyası uyğun olaraq 2.0%, 0.2% və 0.01%-dir. Bu konsentrasiyalarda hidravlik müqavimətlərin azalması *K-4* üçün 29% *PAA* üçün 45% və *POE* üçün 47% olmuşdur.

Neftə müxtəlif həlledici mayelər, məsələn, kerosin və benzin qatmaqla hidravlik müqavimətləri azaltmaq mümkündür. Məsələn, tərkibində 18% qatran olan neft-kerosin qarışığının şaquli boruda turbulent hərəkəti zamanı yaranan hidravlik müqavimət kerosinin miqdarı ilə düz mütənasib olaraq artır (şəkil IV.24). Şəkildə 1, 2, 3 əyriləri kerosinin neftdə 50, 70, 80%-li miqdarına uyğundur.

Su və neft əsaslı məhlullara polimer maddələr qatmaqla yaranan Toms effektindən neft sənayesində geniş istifadə edilir. Bu effekt layın su qəbul etmə qabiliyyətini artırır, neftin quyu dibindən yer üzərinə çıxarılmasını və nəql olunmasını xeyli yaxşılaşdırır.

Sənaye miqyasında yüksək konsentrasiyalı bərk cisimlər qatılmış məhlulların (qazıma və taponaj məhlullarının) hərəkəti zamanı dövrü sistemdə təzyiq itkilərinin azalması böyük maraq doğurur. Məsələn, sıxlığı 1500 kq/m^3 olan qazıma məhluluna müxtəlif polimerlər əlavə etməklə hidravlik müqavimət əmsalı 11...24% azalmışdır (cədvəl IV.7).

Bundan başqa, su-sement nisbəti 0.5 olan sement məhluluna kütlə konsentrasiyası 0.1..0.5% olan sulfat-spirt cecəsi (SSC) və 0.3...0.5%-li sulfanol əlavə etsək, turbulent rejim üçün hidravlik müqavimət əmsalı orta hesabla 20% azalar (cədvəl IV. 8).

Müəyyən olunmuşdur ki, götürülən maddələr turbulent rejimə keçidə uyğun gələn böhran sürətin qiymətini azaldır.

Cədvəl IV . 7

Əlavə olunan polimerlər	Kütlə hissəsi, %	λ	λ-nın azalması, %
Gil məhlulu	–	0.29	–
Poliakrilamid	0.10	0.026	12
″	0.20	0.027	11
Kipan	0.05	0.024	16
″	0.10	0.024	18
″	0.20	0.025	14
Kalium bixromat	0.02	0.026	12
″	0.04	0.024	18
Termokarton	0.10	0.025	14
″	0.20	0.026	12
HEM-11	0.20	0.022	24

Cədvəl IV . 8

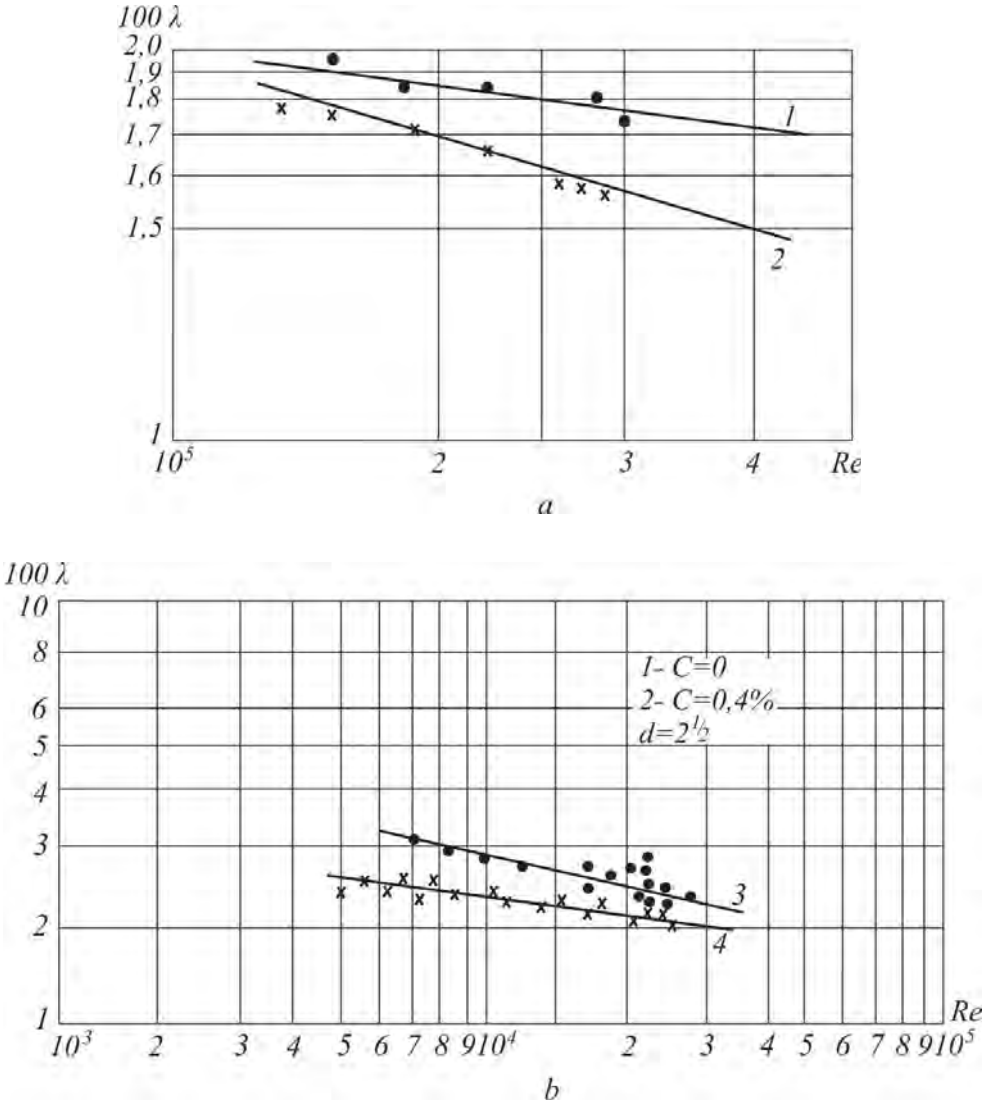
Əlavə olunan polimerlər	Kütlə hissəsi, %	λ-nın orta qiyməti	λ-nın azalması,%
Su-sement məhlulu	–	0.0226	–
SSC	0.30	0.0178	21
–″–	0.50	0.0182	19
Sulfanol	0.50	0.0192	15

Müəyyən edilmişdir ki, bərk cisimlərin mayedə hərəkəti zamanı da Toms effekti müşahidə olunur. Məsələn, kerosinə, neftə koks və qatran qatışdırdıqda da hidravlik müqavimət azalır (şəkil IV. 25, *a*, *b*). Şəkildəki 1.2 əyriləri qatranın kerosində 0 və 0.1% miqdarına, 3, 4 əyriləri isə neftdə 0 və 0.4% miqdarına uyğun hal üçündür.

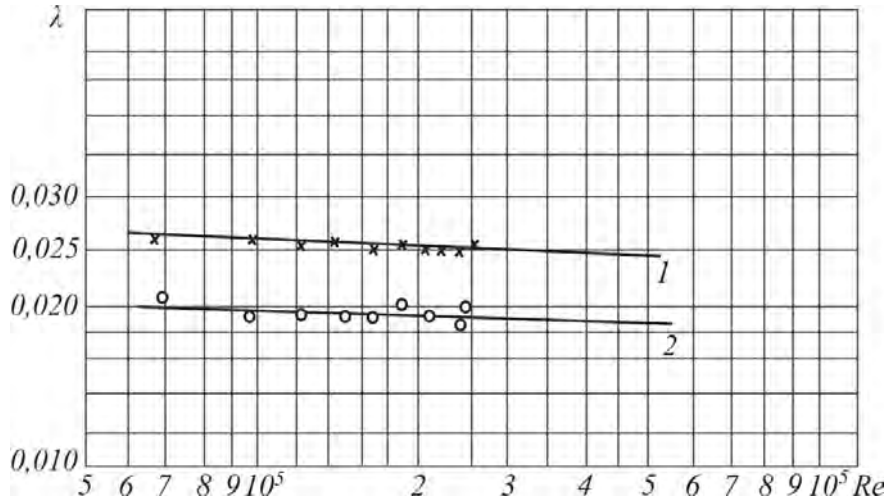
Boruların daxili divarını nazik polimer (məsələn, hidrofob üzvi krem mayesi) təbəqəsi ilə örtməklə də turbulent rejimdə hidravlik müqavimət əmsalını azaltmaq mümkündür (şəkil IV.26). 1, 2 əyriləri borunun divarında polimer qatının olmadığı və olduğu hala uyğundur.

"Erkən" və "geçikmiş" turbulentlik. Suya, neftə, eləcə də qazıma və tamponaj sement məhlullarına bəzi maddələr (təsirsiz bərk faza,neft, polimer) əlavə etdikdə həmin maddələr laminar rejimdən turbulent rejimə keçidin tez baş verməsinə və ya geçikməsinə səbəb olur. Bu hadisə heterogen mühitlər üçün xarakterikdir. Dispers hissəciklər axının dayanıqlığını azaltmaqla bərabər, eyni zamanda yaranmış turbulent mikroburulğanların enerjisinin bir hissəsinin itməsinə səbəb olur. Bu və ya digər prosesin üstünlük təşkil etməsi iki mühitin fiziki xassələri ilə (sıxlıqların fərqi, kontakt səthindəki gərginlik və asılı vəziyyətdəki hissəciklərin ölçüsü) müəyyən edilir. Eyni zamanda sistemin reoloji xassələri də dəyişir.

Yuxarida qeyd olunduğu kimi, dispers hissəciklərin sıxlığı (ρ_1) ilə dispers mühitin sıxlığı (ρ_2) arasındakı fərqin $\Delta\rho=\rho_1-\rho_2$ dəyişməsi ilə dispers mühitin reoloji parametrlərinə görə hesablanan Reynolds ədədinin böhran qiyməti də dəyişir. Qarışığın Reynolds ədədinin



Şəkil IV. 25



Şəkil IV. 26

böhran qiyməti dispers mühitin reoloji parametlərinə görə hesablanan Reynolds ədədinin böhran qiymətindən böyük olduqda, buna *"gecikmiş" turbulentlik,* əks halda isə *"erkən" turbulentlik* deyilir.

Bu halda dispers hissəciklərin dispers mühitlə qarşılıqlı münasibətinin də xüsusi əhəmiyyəti vardır. Məsələn, suya gil əlavə etdikdə gil hissəcikləri kifayət qədər su udur, buna görə də onların sıxlığı suyun sıxlığına yaxınlaşır; suya və ya neftə kvars qumu əlavə etdikdə isə bu hadisə baş vermir və dispers hissəciklərin (kvars qumunun) sıxlığı dispers mühitin (suyun və neftin) sıxlığından kifayət qədər fərqlənir. Nəhayət, belə bir ümumi nəticəyə gəlmək olar:

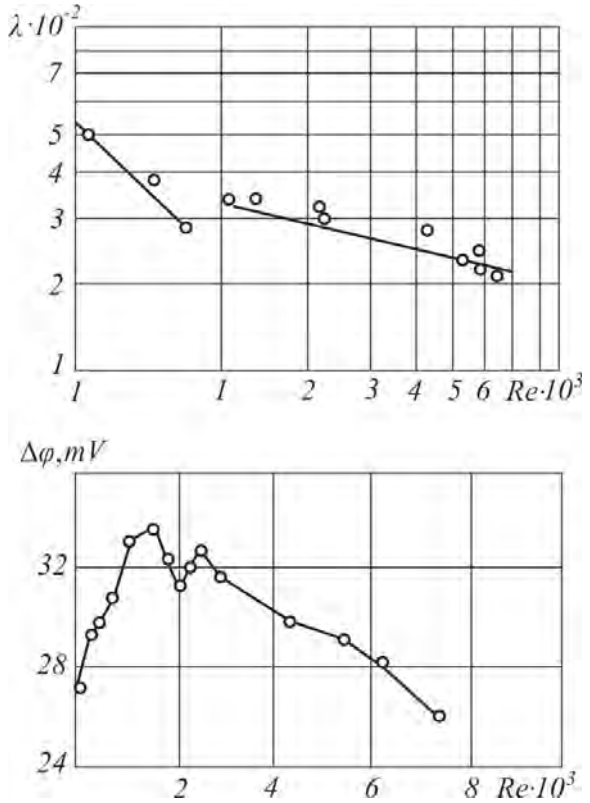
$\Delta\rho$-nun nisbətən kiçik və müsbət qiymətlərində qarışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti dispers mühitin reoloji parametrlərinə görə hesablanan Reynolds ədədinin böhran qiymətindən böyük olur, yəni "gecikmiş" turbulentlik baş verir. Məsələn, suya az miqdarda gil qatışdırdıqda qatışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti (100 000) alınır, yəni Reynolds ədədinin böhran qiyməti suyun özlülüyünə görə hesablanan Reynlds ədədinin böhran qiymətindən 30 dəfədən çox fərqlənir. "Gecikmiş" turbulentlik emulsiya, konifol-su və rezin hissəcikləri-su qarışığı üçün də alınır.

$\Delta\rho$-nun nisbətən böyük və mənfi qiymətlərində də qarışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti dispers mühitin reoloji parametrlərinə görə hesablanan Reynolds ədədinin qiymətindən böyük olur, yəni "gecikmiş" turbulentlik baş verir. Məsələn, su-hava qarışığı üçün "gecikmiş" turbulentlik alınmışdır.

$\Delta\rho$-nun nisbətən böyük və müsbət qiymətlərində qarışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti dispers mühitin reoloji parametrlərinə görə hesablanan Reynolds ədədinin böhran qiymətində kiçik olur, yəni "erkən" turbulentlik baş verir. Bu hadisə su-qum, neft-qum və s. tipli qarışıqlar üçün müəyyən edilmişdir. Məsələn, qatılığı 200 q/l olan neft-qum qarışığı üşün turbulent rejimə keçiddə Reynolds ədədinin böhran qiyməti Re_b=400, qatılığı 400 q/l olan neft-qum qarışığı üçün $Re_b=350$ və qatılığı 600 q/l olan neft-qum qarışığı üçün Re_b=300 qiymətini alır.

Gil məhluluna kvars qumun qatılığı artdıqca qarışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti azalır. Məsələn, sıxlığı ρ=1240 kq/m^3 olan gil məhluluna 3% kvars qumu qatdıqda suyun özlülüyünə görə hesablanan Reynolds ədədinin böhran qiyməti Re_b=47000, 30%-ə çatdıqda isə Re_b=32000 olur.

$\Delta\rho$-nun kiçik və mənfi qiymətlərində qarışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti dispers mühitin reoloji parametrlərinə görə hesablanan Reynolds ədədinin böhran qiymətindən kiçik alınır, yəni bu halda da "erkən" turbulentlik baş verir. Məsələn, bu hadisə su-neft tipli emulsiyalarda və gil məhluluna neft əlavə etdikdə maşahidə olunmuşdur. Belə ki, gil məhluluna 8...12% kütlə nisbətində neft əlavə etdikdə qarışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti 2...2.5 dəfə azalmışdır. Su-sement nisbəti 0.5 olan sement məhluluna 5% neft əlavə etdikdə qarışığın Reynolds ədədinin böhran qiyməti 400-ə çatmışdır.



Şəkil IV. 27

Deməli, texnoloji prosesin səmərəliliyini artırmaq, ona hansı hidravlik rejimin uyğun gəldiyini müəyyən etmək lazımdır. İstənilən hidravlik rejimi yuxarıdakı nəticələrdən istifadə etməklə əldə etmək olar.

Məlumdur ki, tərkibində müxtəlif qarışıqlar olan sistemlər elektrokinetik effektlərə şərait yaradır. Nəticədə boruda mayenin hərəkətində statik elektrikləşmə baş verir. Dielektrik keçiriciliyi müxtəlif olan neft, qaz və suyun birlikdə axınında fazaların sərhədində statik elektrik yükünün daşıyıcısı sayılan ikiqat elektrik qatı yaranır.

Elektrik yüklərinin yığılması qazlı mayedə, su-neft axınında "elektroözlülük" yaratmaqla, sistemin reofiziki və hidrodinamiki göstəricələrinə də mənfi təsir göstərir. Bununla da axında təzyiq itkisinin qiyməti artır.

Müəyyən olunmuşdur ki, mayenin dielektrik keçiriciliyi, elektrik keçiriciliyi, özlülüyü, sulaşması, mexaniki qarışıqların miqdarı, temperaturu və sürəti statik elektrikləşməyə böyük təsir göstərir. Məsələn, laminar rejimdə *Re*-nin qiyməti artdıqda elektrikləşmə potensialı $\Delta\varphi$ da artır, turbulent rejimdə isə əksinə, azalır. Deməli, laminar rejimdən turbulent rejimə keçiddə $\Delta\varphi=\Delta\varphi(\mathrm{Re})$ asılılığında ekstremal vəziyyət müşahidə edilir.

Turbulent rejimə keçiddən sonra *Re* artdıqca $\Delta\varphi$ azalır. Su üçün $\lambda=\lambda(Re)$ ilə $\Delta\varphi=\Delta\varphi(Re)$ asılılığından göründüyü kimi, $\Delta\varphi$-nin maksimum qiyməti *Re*-nin böhran qiymətinə uyğun gəlir (şəkil IV.27). $\Delta\varphi$ potensiallar fərqi baxılan hallarda borunun daxili səthindəki iki nöqtə arasında ölçülmüşdür.

Müəyyən olunmuşdur ki, neft-su qarışığının hərəkətində suyun miqdarı artdıqca φ-nin qiyməti də dəyişir (şəkil IV.28). Şəkildə 1, 2 əyriləri sürətin uygun olaraq $15\cdot10^{-2}$ və $2.5\cdot10^{-2}$ m/san qiymətləri üçün çıxarılmışdır.

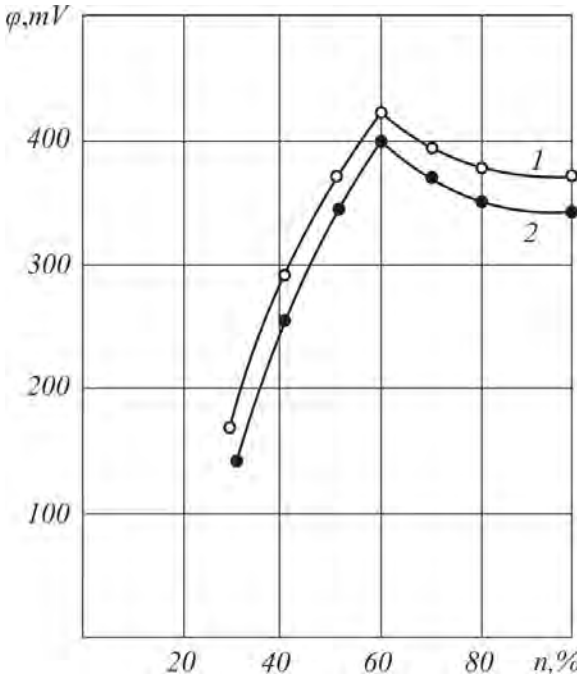
Sulaşma artdıqda mayenin elektrikləməsi də artır və maksimum qiymətə çatır. φ-nin maksimum qiyməti su-neft məhlulunun emulsiya halına keçməsinə uyğun gəlir.

Neft-qaz və neft-su sisteminin hərəkətində fiziki sahələrin statik elektrikləşməyə təsiri öyrənilmişdir. Bu məqsədlə tədqiq olunan maye maqnit sahəsi ilə (H=23.8·10³...159.2·10³ A/m) işlənilmiş və sistemin

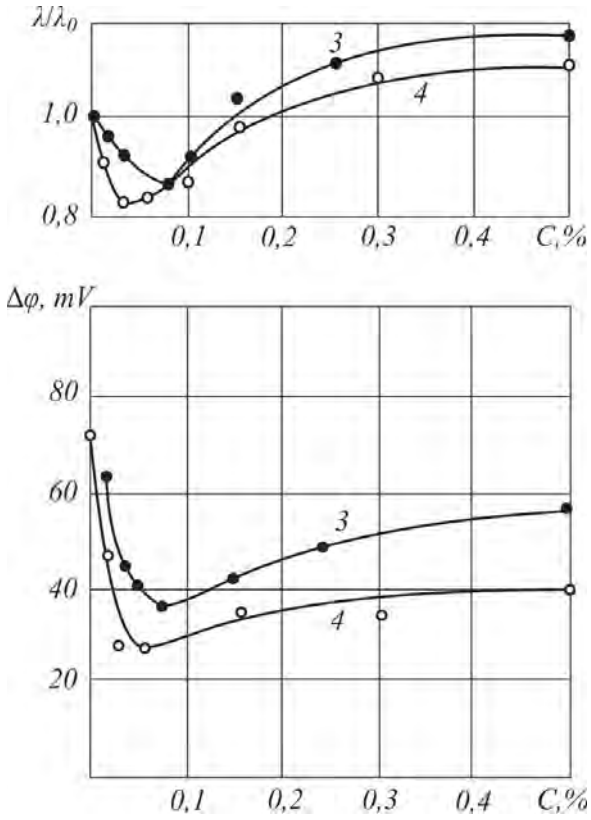
xüsusi keçiriciliyinə onun təsiri müəyyən edilmişdir. Sübut olunmuşdur ki, maqnit sahəsinin təsirindən φ-ni azalması hesabına maye axınına göstərilən hidravlik müqavimət azalır. Deməli, statik elektrikləşmənin azalması üçün tədbirlər görülməlidir. Təcrübə ilə müəyyən olunmuşdur ki, mayeyə kimyəvi reagentlər qatdıqda buna nail olmaq mümkündür (şəkil IV.29).

Beləliklə, "Toms effektinin" bir izahı da aşkara çıxır. $\lambda/\lambda_0=f_1(c)$ və $\Delta\varphi = f_2(c)$ asılılığında λ_0, λ– hidravliki müqavimət əmsalının uyğun olaraq mayeyə kimyəvi reagent qatılmazdan əvvəl və sonrakı qiymətləri, c–reagentin faizlə miqdarıdır. Şəkildə 1, 2, 3, 4 əyriləri uyğun olaraq 90% kerosin və 10% su qarışığına poliakrilamid poliizobutilen, eləcə də suya ML və IXOS reagentlərinin qatıldığı hallar üçün alınmışdır. Göründüyü kimi, mayeyə qatılmış kimyəvi reagentin mayenin tərkibindən asılı olaraq elə optimal qiymət vardır ki, onun təsiri ilə $\Delta\varphi$ və λ azalır.

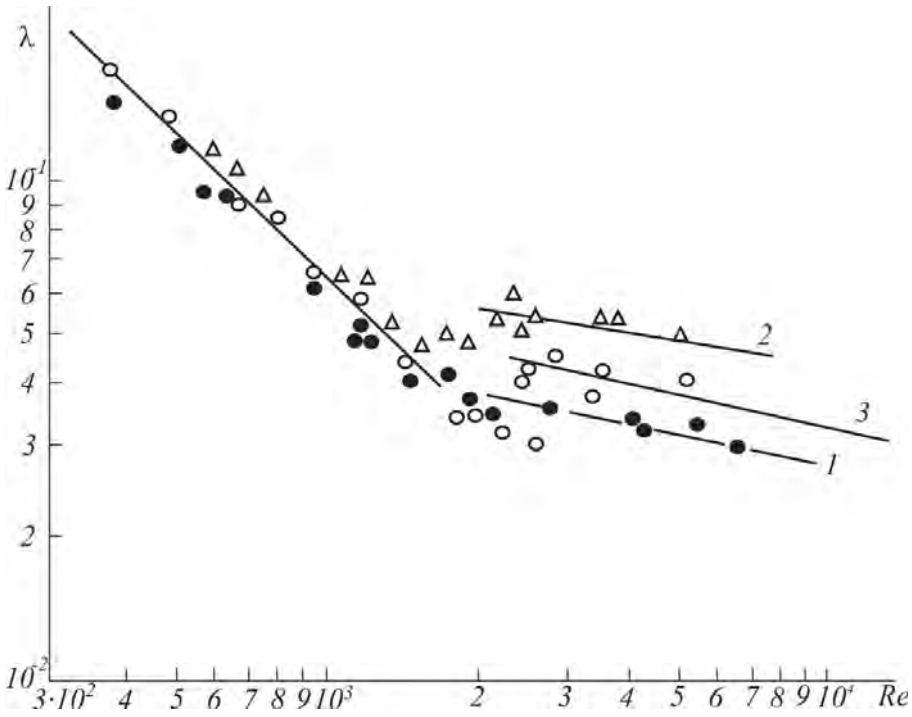
Maqnit və elektrik sahəsinin su axınına təsiri də loqarifmik şəbəkədə $\lambda=\lambda(Re)$ asılılığı ilə göstərilmişdir (şəkil IV. 30). Şəkildə 1, 2 əyriləri uyğun olaraq maqnit və elektrik sahəsinin təsir etdiyi, 3 əyrisi isə sahənin təsir etmədiyi halı xarakterizə edir. Göründüyü kimi, süni yaradılan elektrik sahəsinin təsirindən λ artır, maqnit sahəsinin təsirindən isə azlır.



Şəkil IV. 28



Şəkil IV. 29



Şəkil IV. 30

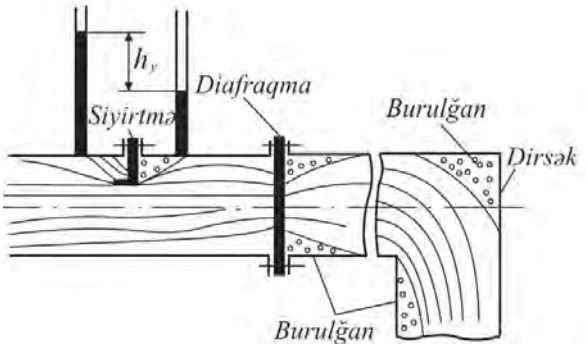
V FƏSİL

YERLİ MÜQAVİMƏTLƏR

§1. YERLİ MÜQAVİMƏTLƏR HAQQINDA MƏLUMAT

Maye və qazların boru kəmərlərində və digər qurğularda hərəkətinin hidravlik hesablanmasında sürtünmə müqavimətindən əlavə, yerli müqavimətlərdən yaranan təzyiq itkisini də nəzərə almaq lazımdır.

Yerli təzyiq itkisi yerli müqavimətlərin–axının normal konfiqurasiyasının, en kəsiyinin və istiqamətinin kəskin dəyiş-məsi nəticəsində yaranır. Klapanlar, siyirtmələr, kranlar, diafraqmalar, ştuserlər, dirsəklər və s. yerli müqavimətlərə misal ola bilər (şəkil V.1). Deməli, yerli müqavimətin yaranma şəraitinə praktikada tez-tez rast gəlinir.



Şəkil V. 1

Yerli hidravlik müqavimətlərdəki təzyiq itkisi, adətən, sistemin təzyiq itkisinin xeyli hissəsini təşkil edir.

Maye axını yerli müqavimətdən keçdikdə onun sürəti dəyişir və adətən, böyük ölçülü burulğan yaranır. Nəticədə yerli müqavimətlərdan sonra axın divardan aralanır, bu maye hissəciklərinin qapalı əyri və ya ona yaxın trayektoriya üzrə hərəkəti ilə xarakterizə olunur.

Şəkildən göründüyü kimi, yerli müqavimətdən sonra burulğan fasiləsiz yaranır və ondan bir qədər aralı sönür. Sönən vaxtı burulğanın enerjisi istiliyə çevrilir və tezliklə ətraf mühitə yayılır. Bu isə əlavə basqı, yəni tam xüsusi mexaniki enerji itkisini gətirir.

Yerli müqavimətlə əlaqədar basqı itkisi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$h_y = \xi \frac{\upsilon^2}{2g}, \qquad \text{(V. 1)}$$

burada υ – borunun yerli müqavimət yerləşən hissəsində orta sürət,

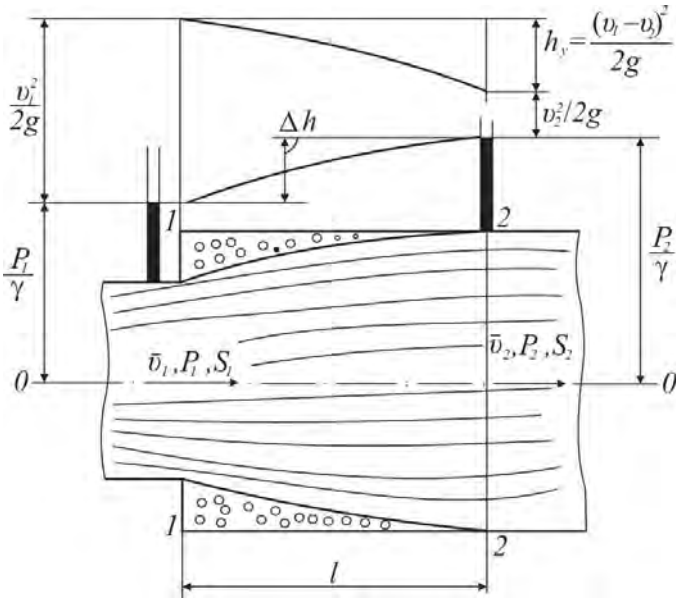
ξ – yerli müqavimət əmsalıdır.

Yerli müqavimət əmsalı ξ eksperiment nəticəsində təyin edilir. Bunun

üçün xüsusi qrafiklər, cədvəllər və sorğu materialları tərtib edilmişdir. Ancaq bəzi xüsusi hallar üçün ξ-ni nəzəri yol ilə təyin etmək mümkündür.

§2. BİRDƏN GENİŞLƏNƏN AXIN

Borunun en kəsiyi birdən genişləndikdə axının en kəsiyi borunun en kəsiyi kimi birdən deyil, tədricən genişlənir (şəkil V. 2). Maye axını ilə boru divarının halqavarı fəzasında burulğan yaranır ki, bu da yerli müqavimətlə əlaqədardır. Müşahidələrlə müəyyən olunmuşdur ki, əsas axının maye hissəcikləri ilə burulğan hissəsindəki maye hissəcikləri arasında mübadilə baş verir. Əsas burulğan digər burulğanları yaradır, bunlardan kiçik burulğanlar isə axına qoşulub daha kiçik burulğanlara parçalanır. Beləliklə, enerji itkisi təkcə əsas burulğanda deyil, uzunluq boyunca ondan sonra gələn axında da baş verir.



Şəkil V. 2

Birdən genişlənən *1–1* en kəsiyində və onun genişlənib borunun tam en kəsiyinə bərabər olan *2–2* hissəsindəki kəsiklərə baxaq (şəkil V. 2). Axının en kəsiyi tədricən genişləndiyindən, onun sürəti azalıb, təzyiqi yüksələcəkdir. Buna görə də *2–2* kəsiyində pyezometrin göstərişi *1–1* kəsiyindəkindən Δh qədər çox olacaqdır. Əgər iki kəsiyin arasında yerli müqavimətə sərf olunan basqı itkisi olmasaydı, ikinci pyezometrin göstərişi indikindən h_y qədər artıq olardı (h_y–genişlənməyə sərf olunan yerli basqı itkisidir).

1–1 və 2–2 kəsiyindəki təzyiqi, sürəti və en kəsiyi sahələrini uyğun olaraq P_1, υ_1, S_1 və P_2, υ_2, S_2 ilə işarələyib məsələnin həllini sadələşdirmək üçün mümkün olan aşağıdakı şərtləri qəbul edək:

1) *1–1 və 2–2* kəsiyində sürətlər müntəzəm paylanır, yəni $a_1=a_2=1$ (adətən, turbulent rejimdə bu şərt qəbul edilir);

2) *1–1 və 2–2* kəsiyi arasında məsafə az olduğundan sürtünmə qüvvəsi təzyiq qüvvəsi müstəvisindən çox kiçik alınır, yəni borunun divarındakı toxunan gərginlik sıfra bərabər olur;

3) *1–1* kəsiyindən en kəsik sahəsinin birdən genişlənməsinə baxmayaraq axın öz S_1 sahəsini və υ_1 sürətini saxlayır, P_1 təzyiqi S_1sahəsinə təsir edir.

Bu şərtlərə əsasən *1–1 və 2–2* kəsiyi üçün Bernuli tənliyini yazaq (*0–0* müqayisə mərkəzi oxdan keçdiyi üçün $Z_1=Z_2=0$ olacaqdır):

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{\upsilon^1}{2g}=\frac{P_2}{\gamma}+\frac{\upsilon_2^2}{2g}+h_g. \qquad \text{(V. 2)}$$

İndi isə *1–1* və *2–2* kəsiyi arasında qalan silindrik həcmdə vahid zamanda hərəkət miqdarının dəyişməsi üçün aşağıdakı ifadəni yazaq:

$$m\upsilon_2 - m\upsilon_1 = Ft, \qquad (V.\ 3)$$

burada m – kütlə; F – təzyiq qüvvəsinin əvəzləyicisidir; t – zamandır.

Vahid zamanda hərəkət miqdarının dəyişməsi silindrik həcmdən çıxan $Q\rho v_2$ və oraya daxil olan $Q\rho v_1$ hərəkət miqdarının fərqinə $Q\rho(v_2-v_1)$ bərabər olacaqdır. Burada ρ–mayenin sıxlığı, Q isə mayenin sərfidir. Maye sıxılmayan olduğundan Q = const. Silindrin *1–1* və *2–2* kəsiyində en kəsiyi sahəsi S_2 olduğuna görə vahid zamana uyğun gələn qüvvə impulsu $(P_1-P_2)\ S_2$ olacaqdır. Bu ifadələri (V. 3)-də yerinə yazsaq, vahid zamanda hərəkət miqdarının dəyişməsi ifadəsini alarıq:

$$Q\rho\left(\upsilon_2-\upsilon_1\right)=\left(P_1-P_2\right)S_2; \qquad (V.\ 4)$$

$$Q\rho\left(\upsilon_1-\upsilon_2\right)=\left(P_2-P_1\right)S_2. \qquad (V.\ 5)$$

Bu ifadənin hər iki tərəfi $S_2\rho g$-yə bölsək və $Q=v_2\ S_2$ yazsaq

$$\frac{P_1-P_2}{pg}=\frac{\upsilon_2-\upsilon_1}{g}\upsilon_2=\frac{\upsilon_2^2}{g}-\frac{\upsilon_1\upsilon_2}{g} \qquad (V.\ 6)$$

alarıq. Bu ifadəni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\upsilon_2\frac{\upsilon_2-\upsilon_1}{g}=\frac{\upsilon_2^2}{2g}+\frac{\upsilon_2^2}{2g}-\frac{2\upsilon_1\upsilon_2}{2g}+\frac{\upsilon_1^2}{2g}-\frac{\upsilon_1^2}{2g}, \qquad (V.\ 7)$$

$$\frac{\left(v_2-v_1\right)v_2}{g}=\frac{v_2^2}{2g}-\frac{v_1^2}{2g}-\frac{\left(v_1-v\right)^2}{2g} \qquad (V.\ 8)$$

$$\frac{P_1}{\gamma}+\frac{\upsilon_1^2}{2g}=\frac{P_2}{\gamma}+\frac{\upsilon_2^2}{2g}+\frac{\left(\upsilon_1-\upsilon_2\right)^2}{2g}. \qquad (V.\ 9)$$

(V. 9) ifadəsini (V. 2) şəklində yazılmış Bernuli tənliyi ilə müqayisə etsək, en kəsiyi sahəsi birdən genişlənən axında basqı itkisinin ifadəsini alarıq:

$$h_k=h_y=\left(\upsilon_1-\upsilon_2\right)^2/2g. \qquad (V.\ 10)$$

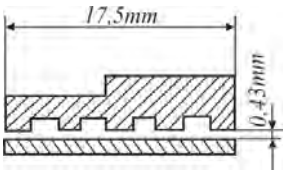
Deməli, birdən genişlənən axında basqı itkisi sürətlər fərqindən yaranan sürət basqısına bərabərdir. Bu, ədəbiyyatda *Bordo*-Karno teoremi* adlanır.

Kəsilməzlik şərtinə görə $v_1S_1=v_2S_2$ olduğundan, (V.10)-da $v_2=v_1S_1/S_2$ yazsaq, yerli basqı itkisi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$h_y=\frac{(\upsilon_1-\upsilon_1 S_1/S_2)^2}{2g}=\left(1-\frac{S_1}{S_2}\right)^2\frac{\upsilon_1^2}{2g}; \qquad (V.\ 11)$$

$$h_y=\xi\frac{\upsilon_1^2}{2g},\quad \left(1-\frac{S_1}{S_2}\right)^2=\xi. \qquad (V.\ 12)$$

* *Jan Şarl Bordo (1733–1799)–fransız fiziki və geodezisti.*

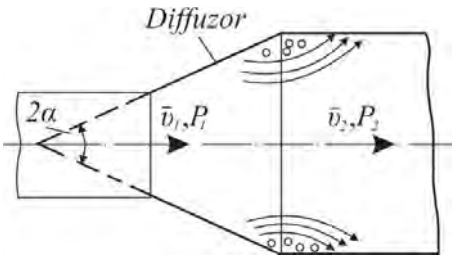


Şəkil V. 3

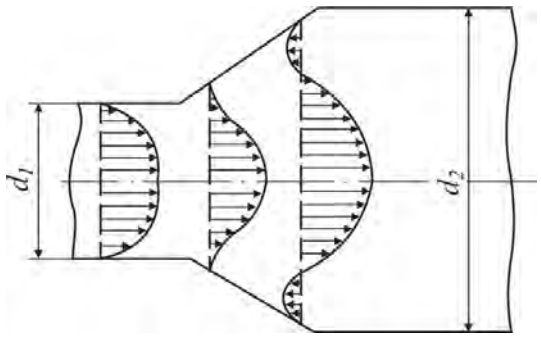
Deməli, en kəsiyi birdən genişlənən boruda yerli müqavimət əmsalı dar və gen hissələrin diametrindən asılıdır. Əgər $S_2 >> S_1$,onda $v_2 \approx 0$ qəbul etməklə $\xi=1$ olar, yəni $h_y = v_1^2/2g$. Bu hala borudan mayenin rezervuarlara tökülən yerində rast gəlinir. Birdən genişlənmə vasitəsilə yerli müqavimətin yaradılmasından texnikada labirint kipgəc yaradan birləşmələrdə geniş istifadə edilir (şəkil V.3). Məsələn, diametri 105 mm, ara boşluğu 0.43 mm olan halqavarı labirint yarıqdan keçən mayenin sərfi labirint olmayan eyniölçülü yarıqdan keçən maye sərfindən 16...35% az olur.

§3. TƏDRİCƏN GENİŞLƏNƏN AXIN

Tədricən genişlənən boru hissəsi *diffuzor* adlanır. Diffuzorda maye axınında sürət azalır, təzyiq artır, bunun nəticəsində kinetik enerji təzyiq enerjisinə çevrilir. Divara yaxın maye qatının sürəti o qədər kiçik olur ki, onun kinetik enerjisi təzyiq artımını dəf edə bilməyib dayanır və hətta əks istiqamətdə hərəkət edir. Əks istiqamətə hərəkət əsas axının divardan aralanmasına və burulğanın yaranmasına səbəb olur (şəkil V. 4).



Şəkil V. 4



Şəkil V. 5

Diffuzorun genişlənmə bucağı 2α artdıqca 2α>8...9°, bu hadisənin intensivliyi ,eləcə də burulganın əmələ gəlməsinə sərf olan basqı itkisi artır. 2α>8...9° qiymətlərində divara yaxın bəzi yerlərdə mayenin sürəti sıfra enir və kəsiyin özündə sürətin istiqaməti əsas hərəkət istiqamətinin əksinə yönəlir (şəkil V. 5).

Diffuzorda maye axınında onun uzunluğu boyunca kinetik enerjinin potensial enerjiyə keçməsi diffuzor əmsalı ilə xarakterizə olunur:

$$\eta_d = \frac{(P_2 - P_1)/\gamma}{\upsilon_1^2/2g} = \frac{2(P_1 - P_2)}{\rho \upsilon_1^2}. \qquad \text{(V. 13)}$$

Eksperiment nəticəsində tapılmış ξg əmsalının 2α bucağının qiymətindən asılı olaraq dəyişməsi diametrlər nisbətinin iki halı üçün göstərilmişdir (şəkil V. 6).

Göründüyü kimi, itkinin minimum qiyməti 2α = 7..,8°, maksimumu qiyməti isə 2α=65...70°-yə uyğun gəlir və birdən genişlənən axınınkından çox (2α=180°) olur. 2α>40...60° olan diffuzorlardan birdən genişlənən

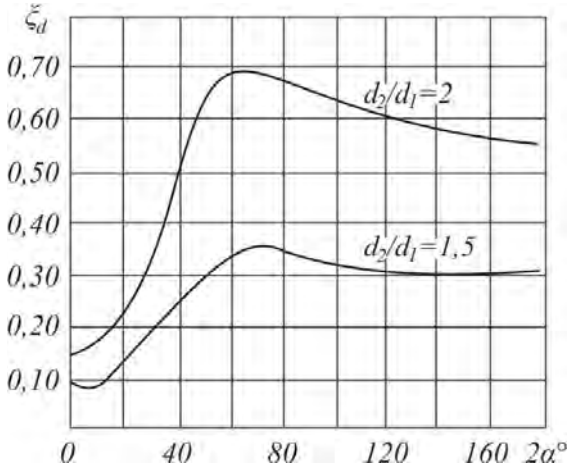
axına keçdikdə isə itki az azalır.

Diffuzorda həmçinin en kəsiyi sabit boruda olduğu kimi adi sürtünmə itkisi də baş verir. Ona görə də diffuzordakı tam basqı itkisi şərti olaraq iki itkinin cəmi kimi götürülür:

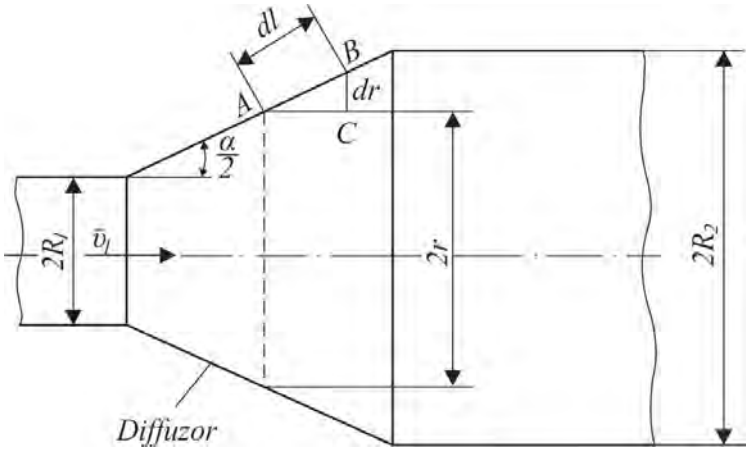
$$h_d = h_s + h_y, \qquad \text{(V. 14)}$$

burada h_s, h_y – sürtünməyə və burulğanların yaranmasına sərf olan basqı itkiləridir.

Uzunluğu *dl* olan elementar hissəsədə sürtünməyə sərf olan basqı itkisini aşağıdakı kimi ifadə etmək olar (şəkil V. 7):



Şəkil V. 6



Şəkil V. 7

$$dh_s = \lambda \frac{dl}{2r} \frac{\upsilon^2}{2g}, \qquad \text{(V. 15)}$$

υ, r–axının sürəti və kəsiyin radiusudur.

ABC üçbucağından $dl = dr / \sin\frac{\alpha}{2}$ və kəsilməzlik tənliyindən $\upsilon = \upsilon_1 (R_1 r)^2$-nı tapıb (V. 15)-də yerinə yazaq,

$$dh_s = \lambda \frac{dr}{2r \sin\frac{\alpha}{2}} \left(\frac{R_1}{r}\right)^4 \frac{\upsilon_1^2}{2g}; \qquad \text{(V. 16)}$$

$$h_s = \frac{\lambda \upsilon_1^2 R_1^4}{4g \sin\frac{\alpha}{2}} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^5} = \frac{\lambda}{8 \sin\frac{\alpha}{2}} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^4\right] \frac{\upsilon_1^2}{2g}. \qquad \text{(V. 17)}$$

$n=(R_2/R_1)^2$ kimi işarə etsək (buna diffuzorun genişlənmə dərəcəsi deyilir), onda

$$h_s = \frac{\lambda}{8\sin\frac{\alpha}{2}}\left[1-\frac{1}{n^2}\right]\frac{\upsilon_1^2}{2g}. \qquad \text{(V. 18)}$$

Birdən genişlənən axında olduğu kimi, eyni qayda ilə diffuzor üçün yerli basqı itkisini təyin etsək, aşağıdakı ifadəni alarıq (bax: V. 11 ifadəsinə):

$$h_y = K\left(1-\frac{1}{n^2}\right)\frac{\upsilon_1^2}{2g}, \qquad \text{(V. 19)}$$

K–düzəliş əmsalı olub, vahiddən kiçikdir. Deməli, diffuzorda burulğan əmələ gəlməsi ilə əlaqədar itki birdən genişlənən axına nisbətən az olur (bu, $2\alpha<40...50°$ halı üçündür).

(V. 18) və (V. 19) ifadələrini (V. 14)-də yerinə yazsaq, tam basqı itkisini alarıq:

$$h_d = \left[\frac{\lambda}{8\sin\frac{\alpha}{2}}\left(1-\frac{1}{n^2}\right)+K\left(1-\frac{1}{n^2}\right)^2\right]\frac{\upsilon_1^2}{2g}; \qquad \text{(V. 20)}$$

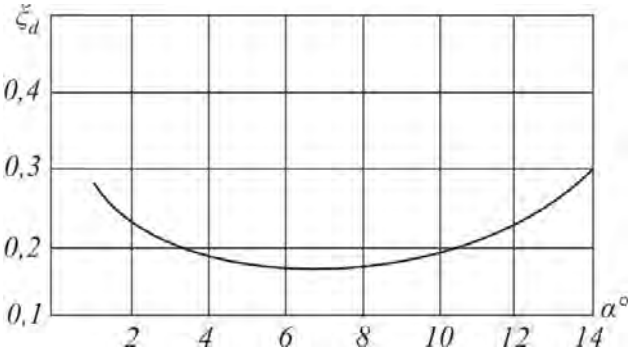
$$h_d = \xi_d\frac{\upsilon_1^2}{2g}; \qquad \text{(V. 21)}$$

$$\xi_d = \left[\frac{\lambda}{8\sin\frac{\alpha}{2}}\cdot\left(1-\frac{1}{n^2}\right)+K\left(1-\frac{1}{n^2}\right)^2\right]. \qquad \text{(V.22)}$$

Deməli, diffuzorda mayenin axınında yerli müqavimət əmsalı

$$\xi_d = \xi_d(\lambda,\alpha,n).$$

λ və n-nin qiyməti üçün $\xi_d = \xi_d(\alpha)$ asılılığından görünür ki, ξ_d minimum qiymətini təmin edən α bucağı mövcuddur (şəkil V. 8).



Şəkil V. 8

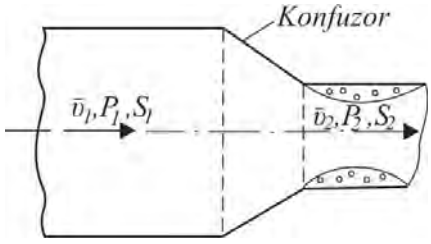
α-nın bu qiymətini tapmaq üçün (V.22) ifadəsini α bucağına görə diferensiallayıb, sıfra bərabər etmək lazımdır. Bu əməliyyatdan sonra α-nin optimum qiymətini tapmaq olar:

$$d_{opt} = \arcsin\sqrt{\frac{(n-1)\lambda}{4(n-1)}} \qquad \text{(V.23)}$$

§4. AXININ DARALMASINDA YERLİ MÜQAVİMƏT

Burada en kəsik sahələrinin nisbəti sabit qalmaq şərtilə birdən genişlənən hala nisbətən enerji itkisi az olur. Birdən daralan kəsikdən maye axınında enerji itkisi–axının dar boruya girişində sürtünmənin və burulğanların yaranması üzündən baş verir. Bunun nəticəsində daralan boru hissəsində axının en kəsiyi kiçilir və divarla axın arasında qalan həlqəvi fəza burulğanlarla dolur. Axının sonradan genişlənməsində basqı itkisi baş verir.

Dar boruya keçidin hamar götürülməsi ilə ona daxil olan yerdə basqı itkisini azaltmaq olar. Tədricən daralan boru hissəsinə konfizor deyilir (şəkil V. 9)



Şəkil V. 9

§5. SİSTEMİN MÜQAVİMƏT ƏMSALI

Adətən, boru kəmərlərinin və digər hidravlik qurğuların elə yerləri olur ki, çoxlu sayda yerli müqavimətlər qoşulur. Bu zaman tam basqı itkisi borunun uzunluğu boyunca baş verən sürtünmənin dəfinə sərf edilən və yerli müqavimətlərdən yaranan basqı itkilərinin cəbri cəmindən ibarət olacaqdır.

Tutaq ki, uzunluğu L, diametri d_y və mayenin sərfi Q olan boru kəmərinə n saylı yerli müqavimət qoşulmuşdur. Əgər boru kəməri d_1, d_2, ... d_k kimi müxtəlif diametrli, müxtəlif uzunluqlu L_1, L_2, .. L_k boruların ardıcıl birləşməsindən ibarətdirsə,

$$H = \lambda_1 \frac{L_1 \upsilon_1^2}{d_1 2g} + \lambda_2 \frac{L_2 \upsilon_2^2}{d_2 2g} + \cdots + \lambda_j \frac{L_j \upsilon_j^2}{2g} + \cdots +$$

$$+ \lambda_k \frac{L_k}{d_k} \frac{\upsilon_k^2}{2g} + \xi_1 \frac{\upsilon_1^2}{2g} + \xi_2 \frac{\upsilon_2^2}{2g} + \cdots +$$

$$+ \xi_i \frac{\upsilon_i^2}{2g} + \cdots + \xi_n \frac{\upsilon_n^2}{2g}; \qquad \text{(V. 24)}$$

$$H = \sum_{j=1}^{k} h_{sj} + \sum_{i=1}^{n} h_{ji}, \qquad \text{(V. 25)}$$

burada $\lambda_j, d_j, \upsilon_j$ –uyğun olaraq ayrı-ayrı uzunluqlarda sürtünməyə sərf olunan müqavimət əmsalı, diametr və sürətdir.

Kəsilməzlik tənliyindən istifadə etsək,

$$\upsilon_1 S_1 = \upsilon_2 S_2 = ... = \upsilon_j S_j = .. \upsilon_n S_n \qquad \text{(V. 26)}$$

və bütün sürətləri v_1 ilə əvəz etsək, onda

$$\upsilon_2 = \upsilon_1 \frac{S_1}{S_2}; \quad \upsilon_3 = \upsilon_1 \frac{S_1}{S_2}; \quad \upsilon_j = \upsilon_1 \frac{S_1}{S_j}; \qquad \text{(V. 27)}$$

$$\upsilon_n = \upsilon_1 \frac{S_1}{S_n}$$

yazıla bilər.

(V. 27) nəzərə alınsa, (V. 24) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$H = \left[\sum_{j=1}^{k} \lambda_j \frac{L_j}{d_j} \left(\frac{S_1}{S_i} \right)^2 + \sum_{j=1}^{n} \xi_1 \left(\frac{S_1}{S_i} \right)^2 \right] \frac{\upsilon_1^2}{2g}, \qquad \text{(V. 28)}$$

$$\xi_s = \sum_{j=1}^{k} \lambda_j \frac{L_j}{d_j} \left(\frac{S_1}{S_j} \right)^2 + \sum_{i=1}^{n} \xi_1 \left(\frac{S_1}{S_i} \right)^2 \qquad \text{(V. 29)}$$

kimi işarə etsək, onda tam basqı itkisini aşağıdakı şəkildə yaza bilərik:

$$H = \xi_s \frac{\upsilon_1^2}{2g}, \qquad \text{(V. 30)}$$

burada ξ_s –sistemin ümumi müqavimət əmsalını ifadə edir.

§6. YERLİ MÜQAVİMƏTLƏRDƏ EKVİVALENT UZUNLUQ

Boru kəmərlərində özlü mayelərin hərəkətində əksər hallarda yerli müqavimətdən yaranan basqı itkisi ekvivalent uzunluq ilə ifadə edilir. Bu o deməkdir ki, yerli müqavimətlərə sərf olunan basqı itkisi uzunluğu l_e olan elə bir düz boru ilə əvəz edilir ki, həmən boruda sürtünməyə sərf olunan basqı itkisi baxdığımız boru kəmərindəki yerli müqavimətdən yaranan basqı itkisinə bərabər olsun, yəni $h_s = h_j$. Bu halda

$$\xi \frac{\upsilon^2}{2g} = \lambda \frac{l_e}{d} \frac{\upsilon^2}{2g}, \qquad \text{(V. 31)}$$

$$l_e = \xi \frac{d}{\lambda}. \qquad \text{(V. 32)}$$

Onda tam basqı itkisinin hesablanmasında baxdığımız boru kəmərinin həqiqi uzunluğu artıb l_k olacaqdır. Bu o deməkdir ki, yerli müqavimətə uyğun uzunluq l_e boru kəmərinin həqiqi uzunluğunun üzərinə gəlir, yəni

$$l_k = L + \Sigma l_e, \qquad \text{(V. 33)}$$

burada l_k borunun gətirilmiş uzunluğu; Σl_e – bütün yerli müqavimətləri əvəz edən ekvivalent uzunluqların cəmidir.

Onda tam basqı itkisi aşağıdakı ifadə ilə tapılır:

$$H = \lambda \frac{l_k}{d} \frac{\upsilon^2}{2g}. \qquad \text{(V. 34)}$$

§7. YERLİ MÜQAVİMƏTLƏRİN İNTERFERENSİYASI

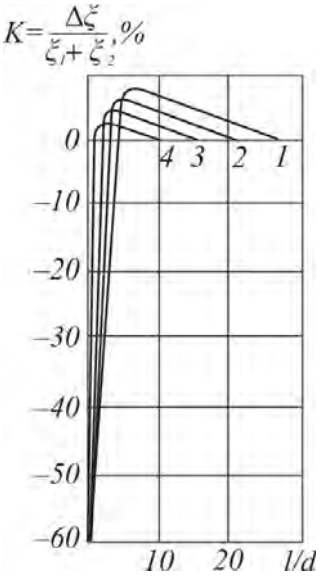
Yuxarıda qeyd olunduğu kimi, hidravlik sistemin ümumi yerli basqı itkisinin hesablanmasında, adətən, hər bir yerli müqavimətdən ayrılıqda yaranan itkilərin cəbri cəmi tapılır. Buna *supperpozisiya üsulu* deyilir*. Lakin bu üsul stabilləşmiş axınlar üçün doğrudur. Yerli müqavimət əmsalının qiymətinə maye axınının yerli müqavimətə yaxınlaşma şərti, məsələn, mayenin canlı kəsiyində sürətin paylanma forması xeyli təsir göstərir. Hər yerli müqavimət öz növbəsində axının rejimini və düz boru üçün xarakterik olan sürətin paylanmasını dəyişdirir. Buna görə də yerli müqavimətlər yaxın yerləşdikdə bir-birinə təsir göstərir. Daha doğrusu, aralarındakı məsafədən asılı olaraq yerli müqavimət əmsalının qiymətləri dəyişir. Yerli müqavimətlərin bir-birinə təsiri interferensiya** adlanır. Veysbax müəyyən etmişdir ki, bir-birinə yaxın dirsəklərdə yaranan ümumi müqavimət ayrı-ayrı müqavimətlərin cəm qiymətindən az olur. Təcrübə nəticəsində aydınlaşdırılmışdır ki, ara məsafəsindən asılı olaraq ardıcıl qoşulmuş və axını 90° döndərən iki dirsəyin ümumi müqavimət əmsalının qiyməti onların ayrı-ayrılıqda müqavimət əmsalının cəbri cəmi kimi tapılmış qiymətindən həm xeyli böyük (təxminən iki dəfə) və həm də xeyli kiçik ola bilir.

Aralarındakı məsafədən asılı olaraq ardıcıl yerləşmiş iki diafraqmanın yaratdığı müqavimət əmsalının qiyməti təcrübədə öyrənilmişdir. Ara məsafəsi $l=(1{,}25 \ldots 40)\,d$ götürülmüş, diafraqmaların bir-birinə təsiri interferensiyası əmsalı K ilə qiymətləndirilmişdir:

$$K=\frac{\Delta\xi}{\Sigma\xi}=\frac{\xi_{1+2}-\left(\xi_1+\xi_2\right)}{\xi_1+\xi_2}, \qquad \text{(V. 35)}$$

burada ξ_{1+2} –iki diafraqma birlikdə qoşulduqda yerli müqavimət əmsalı; ξ_1, ξ_2 –ayrı-ayrılıqda qoşulduqda yerli müqavimət əmsalıdır.

Re-nin müxtəlif qiymətləri üçün verilmiş $K=K(l/d)$ asılılığının təhlili göstərir ki, diafraqmalar arasındakı məsafənin ən kiçik qiymətində $l=1{,}2d$, ξ_{1+2}-nin qiyməti $\xi_1+\xi_2$ qiymətindən xeyli kiçikdir (şəkil V. 10).

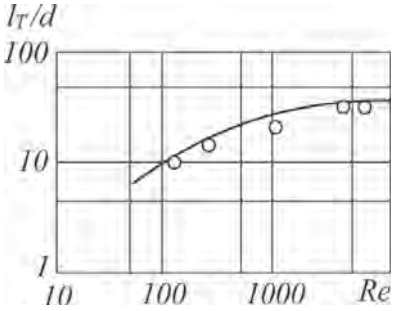


Şəkil V. 10

Diafraqmalar arasındakı məsafə ilə bərabər interferensiya əmsalı da kəskin artır və l = (5...7) d qiymətində maksimuma çatır. Burada ξ_{1+2}-nin qiyməti $\xi_1+\xi_2$ qiymətindən 3...7% çox olur. Sonra isə K-nın qiyməti azalaraq sıfra yaxınlaşır ki, bu da $\xi_{1+2}=\xi_1+\xi_2$ halına uyğun gəlir. Şəkildə 1, 2, 3, 4 əyriləri uyğun olaraq *Re* = 8000, 2000, 500 və 100 qiymətləri üçün

* *Supperpozisiya –üstəgəlmə, toplama deməkdir.*

** *İnterferensiya–yunanca inter– arada+ferens–aparıcı mənasını verir.*



Şəkil V. 11

çıxarılmışdır. Göründüyü kimi, interferensiya əmsalı *Re* ədədindən asılıdır. Re-nin kiçik qiymətlərində ξ_{1+2} ilə $\xi_1 + \xi_2$ arasındakı fərq və yerli müqavimətlərin bir-birinə təsiri (onlar arasındakı məsafənin ölçüsü) l_T də azalır.

$l_T/d = f\ (Re)$ asılılığından görünür ki, *Re*-nin qiyməti artdıqca təsir məsafəsi də uzanır və Re = 10.000 qiymətində l_T = 30 d olur (şəkil V.11).

§8. NEFTLƏRİN REOLOJİ XASSƏLƏRİNİN DİAQNOZLAŞDIRILMASI

Neft və neft məhsullarının nəql edilməsinin optimal idarə olunması onların bəzi reoloji xassələrinin diaqnozlaşdırılmasını tələb edir. Bu xassələrdən ən ümdəsi özlülükdür. Lakin nəql olunma prosesində bilavasitə özlülüyün təyini və onun dəyişməsinə nəzarət bir sıra çətinliklərlə əlaqədardır. Yerli müqavimətin köməyi ilə bu prosesdə də mayenin bəzi reoloji xassələrini, məsələn, özlülüyünü və relaksasiya vaxtını təyin etmək mümkündür. Bu, eyniləşdirmə üsulunun köməyi ilə, mayenin qərarlaşmamış basqısız hərəkətinin tədqiqi əsasında əldə edilir. Bu məqsədlə diametri d=0.016 m, uzunluğu l=1.92 m olan boru iki qaba birləşdirilmişdir. Borunun ortasında yerli müqavimət qoyulmuşdur. Təcrübə aşağıdakı qaydada aparılmışdır. Əvvəlcə qabların biri maye ilə doludur. Sonra isə yerli müqavimətin en kəsiyi sahəsi tənzimlənməklə boru ilə dolu qabdan boş qaba maye axıdılır. Bu prosesdə qablardakı mayenin səviyyələri arasındakı fərq $\Delta h(t)$ və maye sərfi $Q(t)$ fasiləsiz ölçülür. Əgər maye Nyuton növlüdürsə, onda təcrübənin sonunda səviyyələrin bərabərliyi, yəni $\Delta h = h_1 - h_2 = 0$ müşahidə edilir. Qeyri-Nyuton mayesində isə səviyyələr bərabərləşmir və Δh_0 fərqi yaranır. Statik sürüşmə gərginliyini də buna əsasən təyin etmək olar:

$$\tau_0 = \frac{\Delta h_0 \gamma}{2l} R. \qquad \text{(V. 36)}$$

Bir qabdan digər qaba maye axını qərarlaşmış olduğundan eyniləşmə üsuluna əsasən proses aşağıdakı diferensial tənliklə ifadə ediləcəkdir:

$$T_r \frac{d\Delta h(t)}{dt} + \Delta h(t) = \frac{8\mu l}{\pi R^4 \rho g} Q(t), \qquad \text{(V. 37)}$$

burada R–borunun daxili diametri; T_r–relaksasiya müddətidir.

(V. 37) ifadəsini aşağıdakı kimi yazsaq,

$$T_r \frac{d\Delta h(t)}{dt} + \Delta h(t) = BQ(t); \qquad \text{(V. 38)}$$

$$B = 8\mu l \ / \ \pi R^4 \rho g$$

və inteqrallasaq,

$$T_r\left[\Delta h(t)-\Delta h(0)\right]+\int_0^t \Delta h(t)\,dt = B\int_0^t Q(t)\,dt; \qquad \text{(V. 39)}$$

$$\frac{\int_0^t \Delta h(t)\,dt}{\Delta h(0)-\Delta h(t)} = B\frac{\int_0^t Q(t)\,dt}{\Delta h(0)-\Delta h(t)} + T_r, \qquad \text{(V. 40)}$$

$$Y = Bx + T_r \qquad \text{(V. 41)}$$

$$Y = \frac{\int_0^t \Delta h(t)\,dt}{\Delta h(0)-\Delta h(t)}; \quad x = \frac{\int_0^t Q(t)\,dt}{\Delta h(0)-\Delta h(t)}$$

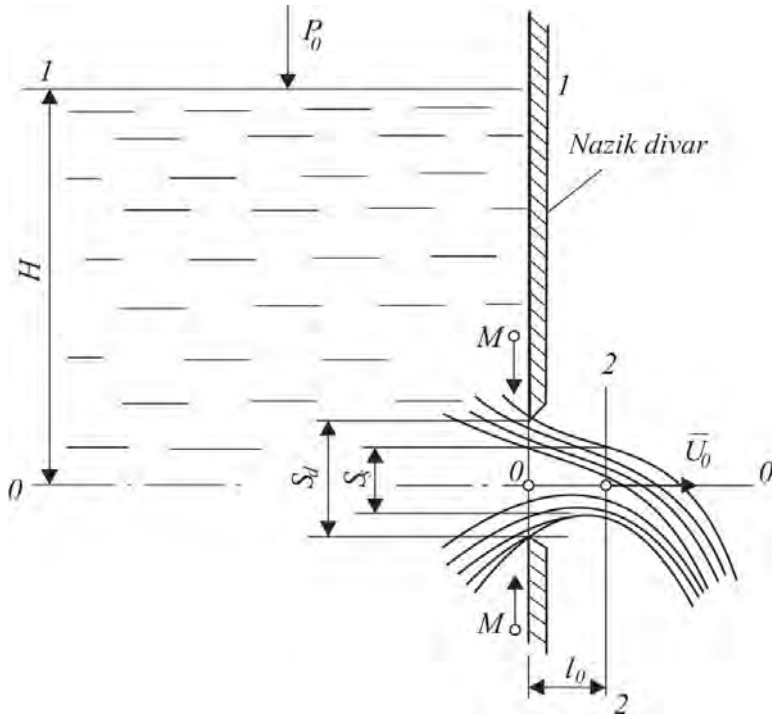
alarıq. Təcrübə nəticəsində $Y=Y(x)$ asılılığını qurmaqla B və T_r-tapmaq olar. B-nin qiymətindən isə μ özlülüyü hesablana bilər.

VI FƏSİL

MAYENİN DƏLİK VƏ LÜLƏKDƏN AXMASI

§1. SABİT BASQIDA NAZİKDİVARLI DƏLİKDƏN MAYENİN AXMASI

Nazikdivarlı çənin səthində açılmış dəlikdən mayenin atmosferə axmasına baxaq (şəkil VI.1). Burada P_0 – çəndəki mayenin sərbəst səviyyəsindəki təzyiq, S_d – dəliyin en kəsiyi sahəsi, S_s – şırnağın



Şəkil VI. 1

çən divarından l_o məsafəsindəki en kəsiyi, H – mayenin sərbəst saviyyəsindən dəliyin ağırlıq mərkəzinə qədər olan məsafə, başqa sözlə, dəliyin ağırlıq mərkəzinin maye səviyyəsi altına batma dərinliyidir. l_o məsafəsində şırnağın ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında aşağı düşməsini nəzərə almamaq olar. Deməli, şırnağın 2–2 müstəvisindəki en kəsiyinin ağırlıq mərkəzi ilə mayenin sərbəst səviyyəsi arasındakı məsafə də H-dır. Müşahidələr göstərir ki, maye şırnağı nazikdivarlı dəlikdən

çıxdıqdan sonra çənin divarına yaxın məsafədə *2–2* müstəvisində bir qədər sıxılır, yəni şırnağın en kəsiyi sahəsi S_s dəliyin en kəsiyi sahəsindən S_d kiçik olur. Bu, dəliyə yaxınlaşdıqca maye hissəcikləri sürətlərinin istiqamətcə dəyişməsi nəticəsində yaranan inersiya qüvvələrinin təsiri ilə əlaqədardır. *1–1* müstəvisi mayenin sərbəst səthindən, *2–2* müstəvisi isə şırnağın en kəsiyinin daralan yerindən keçirilir.

Mayenin *2–2* kəsiyinə qədərki hərəkəti kəskin dəyişən, sonrakı isə səlis dəyişən hərəkət sayılır. Şırnağın *2–2* müstəvisindəki en kəsiyi sıxılan en kəsik adlanır. Təcrübə göstərir ki, sıxılan kəsikdə cərəyan xətləri paralel olur və sürətlər müntəzəm paylanır, yəni sürətlərin epürü düzbucaqlı şəklindədir. Odur ki, sıxılan *2–2* kəsiyi üçün Bernuli tənliyini yazmaq olar.

Dairəvi nazikdivarlı dəliklər üçün sıxılan en kəsik qabın daxili divarından $l = 0.5d_g$ məsafəsində yerləşir (burada d_g dəliyin diametridir).

Şırnağın sıxılan en kəsik sahəsinin dəliyin en kəsik sahəsinə nisbətinə *sıxılma əmsalı* deyilir:

$$\varepsilon = \frac{S_s}{S_g}. \qquad \text{(VI. 1)}$$

Çəndən axan mayenin sərfini və şırnağın sıxılan en kəsiyində orta sürəti tapmaq məəqsədilə *1–1* və *2–2* kəsiklərinə Bernuli tənliyini tətbiq edək. Müqayisə müstəvisi *0–0*-dır. Axın sürətinin bərabər paylandığını qəbul etdikdə Bernuli tənliyi aşağıdakı kimi olur:

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{a\upsilon_2^2}{2g} + h_{1-2}, \qquad \text{(VI. 2)}$$

burada h_{1-2}–kəsiklər arasındakı basqı itkisi; $z_1=H$, $P_1=P_0$, $z_2=\theta$, $P_2=Pa$-dır. P_a–atmosfer təzyiqidir. Qabın en kəsiyi dəliyin en kəsiyindən çox-çox böyük olduğundan $v_1=0$ qəbul etmək olar. Bundan başqa, belə hesab edək ki, a=1-dir. Onda

$$H + \frac{P_0}{\gamma} = \frac{P_a}{\gamma} + \frac{\upsilon_0^2}{2g} + h_{1-2}. \qquad \text{(VI. 3)}$$

1–1 və *2–2* kəsikləri arasındakı hidravlik itki aşağıdakı asılılıqdan tapılır:

$$h_{1-2} = \xi \frac{\upsilon_0^2}{2g}, \qquad \text{(VI. 4)}$$

burada ξ–*1–1* və *2–2* kəsikləri arasındakı basqı itkisini nəzərə alan hidravlik müqavimət əmsalıdır.

(VI. 3) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazsaq,

$$H + \frac{P_0}{\gamma} = \frac{P_a}{\gamma} + \frac{\upsilon_0^2}{2g} + \xi \frac{\upsilon_0^2}{2g}, \qquad \text{(VI. 5)}$$

$$H_k = H + \frac{P_0}{\gamma} - \frac{P_a}{\gamma}$$

kimi işarə etsək, onda (VI. 5) əvəzinə aşağıdakı ifadəni yaza bilərik:

$$H_k = (1+\xi)\frac{\upsilon_0^2}{2g}; \qquad \text{(VI. 6)}$$

$$\upsilon_0 = \sqrt{\frac{1}{1+\xi}}\sqrt{2gH_k} \qquad \text{(VI. 7)}$$

$$\upsilon_0 = \varphi\sqrt{2gH_k}; \quad \varphi = \sqrt{\frac{1}{1+\xi}}, \qquad \text{(VI. 8)}$$

burada H_g – gətirilmiş basqıdır. φ–sürət əmsalı adlanır. Xüsusi halda mayenin səviyyəsindəki təzyiq atmosfer təzyiqinə, yəni $P_0 = P_a$ olduqda H_k=H. Belə halda

$$\upsilon_0 = \varphi\sqrt{2gH}. \qquad \text{(VI. 9)}$$

İdeal maye üçün $\xi = 0, \quad \varphi = 1,$ yəni

$$\upsilon_0 = \sqrt{2gH}. \qquad \text{(VI. 10)}$$

Bu ifadə Toriçelli düsturu adlanır.

Şırnağın sıxılan en kəsiyində orta sürəti bildikdən sonra çəndən axan mayenin sərfini tapa bilərik:

$$Q = S_S\upsilon_0 = S_S\varphi\sqrt{2gH}. \qquad \text{(VI. 11)}$$

(VI. 1) şərtini (VI. 11) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$Q = S_d\varphi\varepsilon\sqrt{2gH}; \qquad \text{(VI. 12)}$$

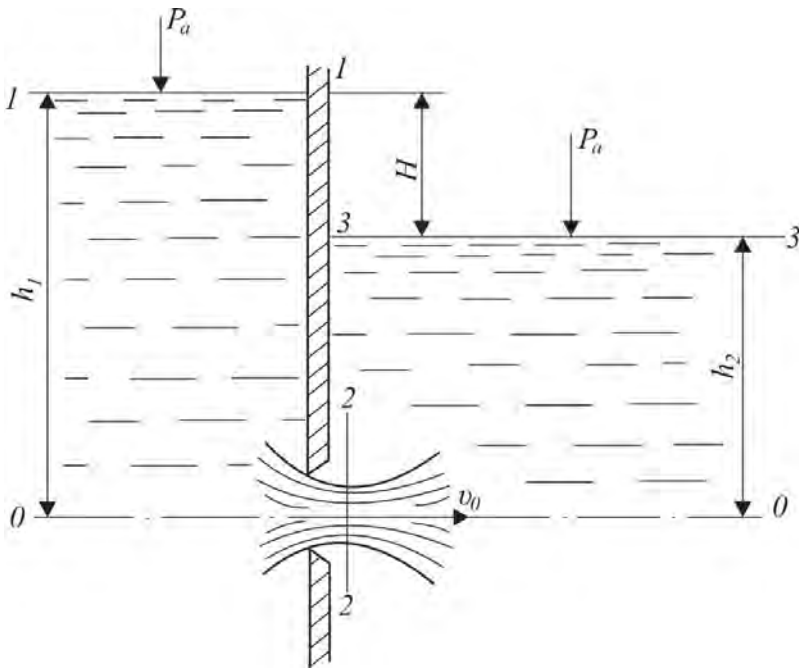
$$Q = \mu_0 S_d\sqrt{2gH}; \qquad \text{(VI. 13)}$$

$$\mu_0 = \varepsilon\varphi,$$

burada μ_0–dəliyin sərf əmsalıdır (basqı itkisinə şırnağın sıxılma dərəcəsinin təsirini nəzərə alır). Beləliklə, nazikdivarlı dəlikdən mayenin axma hadisəsinə sıxılma ε, müqavimət ξ, sürət φ və dəliyin sərf μ_0 əmsallarının təsiri böyükdür. Bunlar dəlikdən axmanın hidravlik göstəriciləridir.

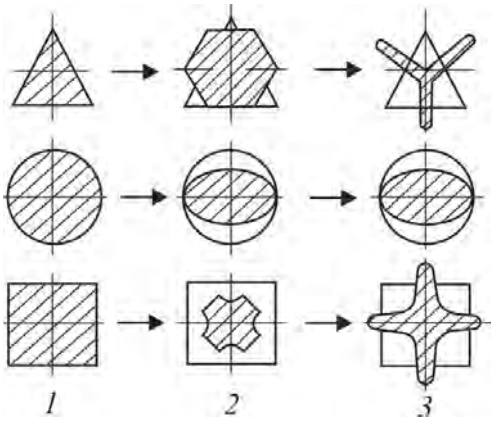
Nazikdivarlı dəlikdən mayenin səviyyə altına axmasında maye atmosferə deyil, içərisində maye olan mühitə axır. Ona görə də buna *səviyyə altına axma* və ya *batmış dəlikdən axma* deyildir (şəkil VI. 2).

Səviyyə altına dəlikdən axma halında da hesablama düsturları atmosferə axmadakı kimidir. Lakin (VI. 9) və (VI. 13) ifadələrində H basqısı hər iki tərəfdəki hidrostatik basqıların fərqini $H=h_1-h_2$ ifadə edir. Burada μ_0 əmsalı atmosferə axma halından fərqlənir. Bu fərq çox kiçik olduğuna görə hesablamalarda atmosferə axmadakı əmsallardan da istifadə etmək olar.



Şəkil VI. 2

Dəlikdən çıxan maye şırnağı öz formasını dəyişir. Buna şırnağın *inversiyası** deyilir. Bu hadisə dəliyə yaxınlaşan maye hissəcikləri sürətinin dəliyin perimetri boyu müxtəlif olması, səthi gərilmə qüvvələrindən şırnağın deformasiyaya uğraması, habelə inersiya qüvvələrinin təsiri nəticəsində yaranır. Məsələn, dairəvi dəlikdən axan maye şırnağı ellips, kvadrat dəlikdən axan maye şırnağı xalçavarı və s. şəklini alır (şəkil VI. 3). Şəkildə dəlikdən çıxan şırnağın ondan müxtəlif məsafələrdə en kəsiklərinin forması ardıcıllıqla (*1, 2, 3*) ştrixlənmişdir.



Şəkil VI. 3

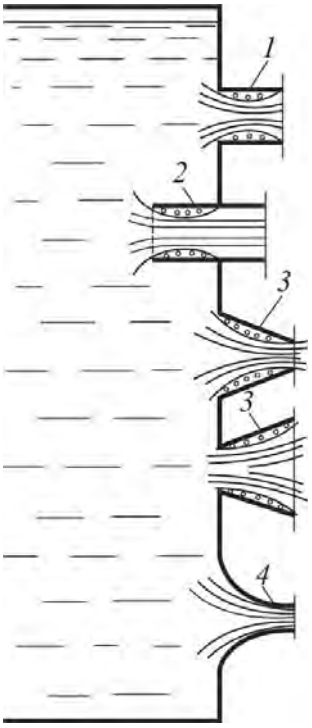
§2. LÜLƏK VƏ ONLARIN NÖVLƏRİ

Qalın divarda açılmış dəliyə və ya basqılı qısa boruya lülək deyilir. Lüləklərin hidravlik hesablanmasında sürtünməyə sərf olunan basqı itkiləri nəzərə alınmır, yəni lüləklərə yerli müqavimətlər kimi baxılır.

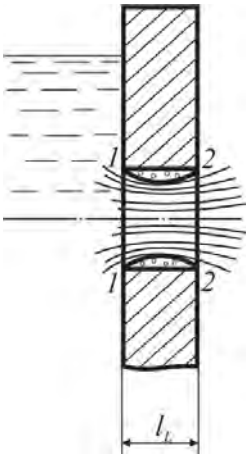
Lüləklərin aşağıdakı növləri məlumdur (şəkil VI.4): xarici silindrik lülək və ya Venturi lüləyi (*1*); daxili silindrik lülək və ya Borda lüləyi (*2*); konusvarı daralan və genişlənən lüləklər (3); konaidal lülək (4).

Qalın divarda açılmış dəliyə baxaq (şəkil VI.5). Bu, hidravlik mənada Venturi lüləyidir. *1–1* lüləyin giriş, *2–2* isə çıxış kəsiyidir. *1–1* və *2–2* kəsiyi arasındakı l_L məsafəsi lüləyin uzunluğu adlanır.

* *İnversiya–latınca inversio–yerdəyişmə, döndərmək mənasını verir.*



Şəkil VI. 4



Şəkil VI. 5

§3. XARİCİ SİLİNDRİK LÜLƏKDƏN MAYENİN AXMASI

Maye şırnağı *1–1* giriş kəsiyində lüləyə daxil olur, ətalət qüvvələrinin təsiri altında *2–2* kəsiyinədək sıxılıb sonra yenə də genişlənir və lüləyin en kəsiyini tamamilə tutur (şəkil VI. 6). *3–3* çıxış kəsiyində maye şırnağının en kəsiyi lüləyin en kəsiyinə bərabər olur, yəni $S_3 = S_l$.

Burulğanlı (4) oblast haqqında yerli müqavimətlərdə dediklərimiz qüvvədə qalır. Burulğanlı zona vakumla xarakterizə olunur. Vakuumun ən böyük qiyməti *2–2* kəsiyində alınır, çünki şırnaq burada daha çox sıxılır və maye şırnağının kinetik enerjisi maksimuma çatır. Məlumdur ki, şırnağın kinetik enerjisi artdıqca, potensial enerjisi azalır. Ona görə də *3–3* kəsiyindən (burada təzyiq atmosfer təzyiqinə bərabərdir) axına qarşı getdikcə maye şırnağı sıxılır, bu səbəbdən də onun sürəti artır və deməli, *2–2* kəsiyində təzyiq atmosfer təzyiqindən kiçik alınır.

Lüləyin çıxış kəsiyindəki v_3 sürətini və Q sərfini tapmaq üçün *1–1* və *3–3*, yaxud *1–1* və *2–2* kəsiklərinə görə Bernulli tənliyini yazaq. Hər iki halda *0–0* müqayisə müstəvisi lüləyin oxundan keçir.

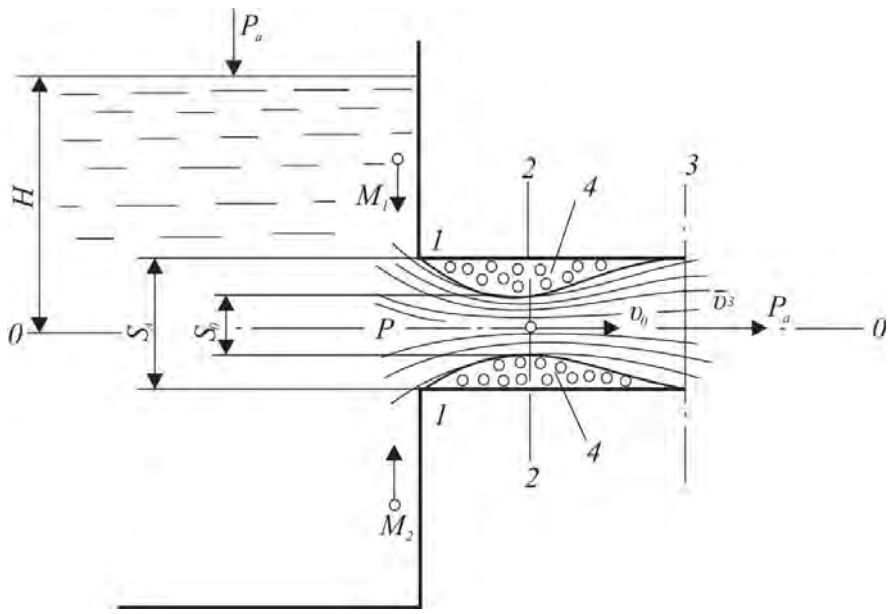
Yuxarıdakı kimi mühakimə yürütsək, aşağıdakıları alarıq:

1. Atmosferə axma halında lüləkdən axan mayenin sürəti

$$\upsilon_3 = \varphi\sqrt{2gH}\,, \qquad \text{(VI. 14)}$$

burada υ_3 –*3–3* kəsiyində şırnağın sürəti; H–lüləyin oxundan hesablanan maye sütununun hündürlüyü; φ –sürət əmsalıdır:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+\xi}}, \qquad \text{(VI. 15)}$$



Şəkil VI.6

$$h_{1-3} = \xi \upsilon_3^2 / 2g. \qquad \text{(VI. 16)}$$

Lüləyin sərfi isə

$$Q = \mu_0 S_\Lambda \sqrt{2gH}, \qquad \text{(VI. 17)}$$

burada ξ –müqavimət əmsalı; μ_0 –sərf əmsalıdır,

$$\mu = \varepsilon_3 \varphi = \varphi, \quad \varepsilon_3 \approx 1.$$

2. Səviyyə altına axma halında H hər iki tərəfdən hidrostatik basqıların fərqidir (şəkil VI.7). Burada (VI.14) və (VI. 17) düsturları öz şəklini dəyişmir. Sürət əmsalı da (VI. 15) düsturlarından tapılır.

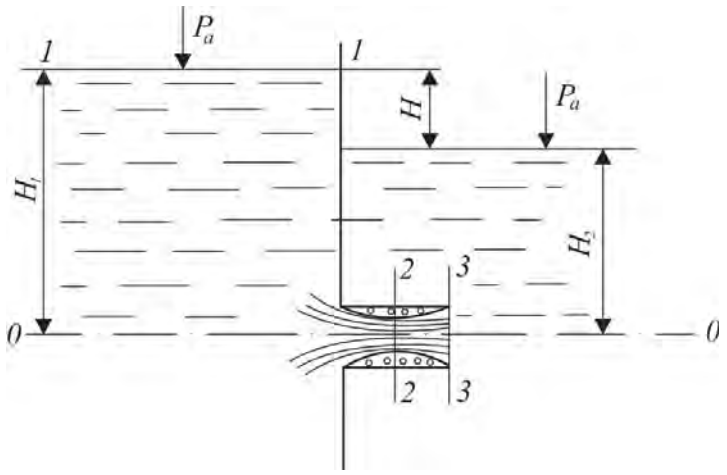
Lüləkdə axının en kəsiyinin daralan hissəsində maye hissəcikləri divardan aralanır və o yerdə burulğan baş verir. Axının bu kəsiyində təzyiq atmosfer qiymətindən azalıb vakuum yaranır.

2–2 kəsiyində vakuum təzyiqi ölçmək üçün ona vakuummetr qoşulmuşdur (şəkil VI. 8). Vakuum təzyiqi hesablayarkən əvvəlcə atmosferə axma halına baxaq. *0–0* müqayisə müstəvisini lüləyin oxundan keçirərək *1–1* və *2–2* kəsikləri üçün Bernuli tənliyini yazaq:

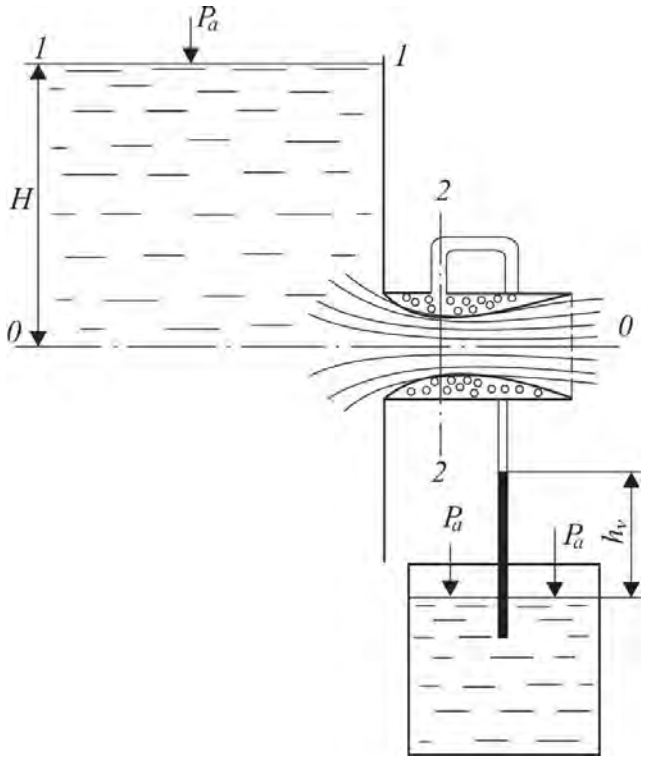
$$H + \frac{P_a}{\gamma} + \frac{\upsilon_1^2}{2g} = \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha \upsilon_2^2}{2g} + h_2, \qquad \text{(VI. 18)}$$

burada v_1, v_2–uyğun kəsiklərdəki sürətlərdir. $v_1 \approx 0$ *və* $\alpha = 1$ qəbul edilə bilər. $h_2 = \xi \frac{\upsilon_2^2}{2g}$ olduğu üçün (VI. 18) ifadəsi belə yazılır:

$$H + \frac{P_a}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} = (1 + \xi) \frac{\upsilon_2^2}{2g}, \qquad \text{(VI. 19)}$$



Şəkil VI.7



Şəkil VI.8

$$h_v = \frac{P_a - P_2}{\gamma} = \frac{P_a}{\gamma}$$

ilə işarə etsək,

$$h_v = (1+\xi)\frac{\upsilon_2^2}{2g} - H, \qquad \text{(VI. 20)}$$

və ya

$$\frac{P_2}{\gamma} = \frac{P_a}{\gamma} - (1+\xi)\frac{\upsilon_2^2}{2g} + H. \qquad \text{(VI. 21)}$$

yazıla bilər. $v_2=v_3/\varepsilon$, bunu nəzərə alsaq,

$$h_v = (1+\xi)\frac{\upsilon_3^2}{\varepsilon^2 2g} - H. \qquad \text{(VI. 22)}$$

v_2 – lüləyin çıxışındakı sürətidir. Onun qiymətini (VI. 14) ifadəsindən (VI. 22)-də yazsaq,

$$h_v = \varphi^2 \frac{1+\xi}{\varepsilon^2} - \frac{1}{H} \qquad \text{(VI. 23)}$$

alınar. Deyilənlərə əsasən $\varphi=0.82$; $\xi=0.06$ və $\varepsilon=0.64$ (sıxılan kəsik üçün) qəbul etsək, xarici silindrik lüləkdən mayenin atmosferə axınında vakuum təzyiqə uyğun gələn basqı

$$h_v \approx 0,75H \qquad \text{(VI. 24)}$$

olar. Vakuumun buraxılabilən ən kiçik son qiyməti axının *2–2* daralmış kəsiyindəki təzyiqin elə minimum qiymətinə uyğun gəlir ki, o təzyiqdə mayenin səltlik şərti pozulmasın, yəni oradakı ən kiçik təzyiq doymuş buxar P_{db} təzyiqindən kiçik olmasın. Bu şərtə əsasən 20 °C temperaturda su üçün maksimum vakuummetrik hündürlük

$$h_v = \frac{P_a - P_{db}}{\rho g} \approx 9,7\ \text{m}$$

alınar. Bunu nəzərə alsaq, onda (VI. 24) ifadəsinə əsasən *0–0* səviyyəsindəki maye basqısının ən böyük qiyməti

$$H_{\max} \approx 1,3\frac{P_a - P_{db}}{\gamma} \approx 13\ \text{m}$$

olar. Əgər lüləyə təsir edən mayenin basqısı $H_{\max}$-a yaxın və ya ondan böyük olarsa, bu halda axında kavitasiya hadisəsi yaranacaq, mayenin səltlik şərti pozulacaqdır.

Praktiki olaraq $h_v \approx 8$ m su sütunu halında lüləyin çıxışından hava daxil olur ki, bunun nəticəsində maye divardan aralanır və lüləkdən axma dəlikdən axmaya çevrilir.

$H_v \leq 8$ m üçün (yəni lüləyin dayanıqlı və en kəsiyinin dolmuş halda işləməsi üçün) $H \approx 10.7$ m-dən böyük olmamalıdır.

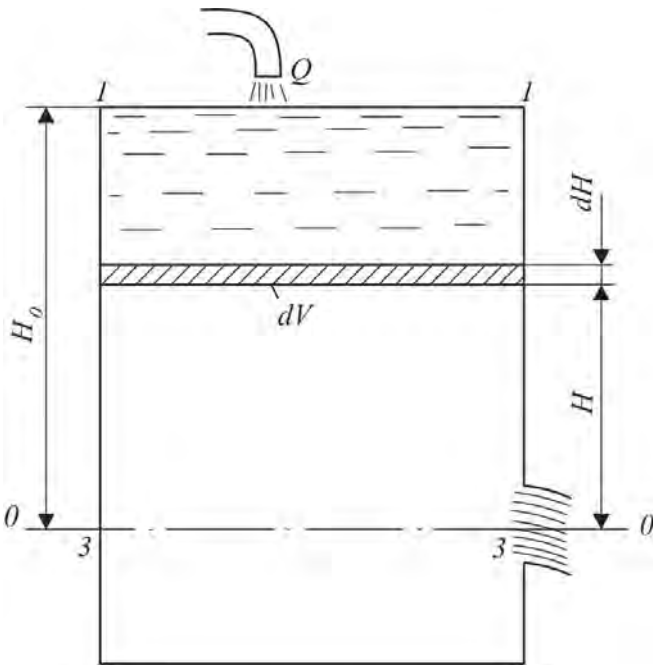
Səviyyə altına axma halı (şəkil VI. 7) üçün də eyni qayda ilə aşağıdakı ifadəni ala bilərik:

$$h_{v\max} = 0,77H - H_2. \qquad \text{(VI. 25)}$$

Bu ifadədən görünür ki, H_2-nin müəyyən qiymətlərində $h_{v\max}$ mənfi ola bilər. Deməli, bu halda *2–2* kəsiyində vakuum deyil, təzyiq yaranacaqdır.

§4. DƏYİŞƏN BASQIDA DƏLİKDƏN VƏ LÜLƏKDƏN AXMA

Tutaq ki, en kəsiyi sahəsi S olan qabın maye səviyyəsindən H_o dərinliyində en kəsik sahəsi S_d olan dəlik və ya lülək vardır (şəkil VI. 9). Qaba sabit Q sərfində maye tökülür. Onda dəlikdən (lüləkdən) axan mayenin sərfi



Şəkil VI.9

$$q = \mu_0 S_d \sqrt{2gH} = f_1(H) \quad \text{(VI. 26)}$$

olacaqdır. Burada H–dəliyin oxundan hesablanan cari maye sütununun hündürlüyüdür. Ümumi halda qəbul etmək olar ki,

$$S = S(H). \quad \text{(VI. 27)}$$

Əgər $Q>q$ olarsa, onda qabdakı mayenin səviyyəsi getdikcə qalxacaq, $Q<q$ halında isə enəcəkdir. İkinci halda ən maraqlı məsələ qabdakı maye səviyyəsinin *1–1*-dən *3–3*-ə enmə vaxtının t hesablanmasıdır.

Məlumdur ki, dt zamanı ərzində dəlikdən axan mayenin həcmi

$$dV_1 = qdt = \mu_0 S_d \sqrt{2gH} \cdot dt, \quad \text{(VI. 28)}$$

qaba tökülən mayenin həcmi isə

$$dV_2 = Q\,dt \quad \text{(VI. 29)}$$

kimi hesablanır. Qəbul etdiyimiz şərtə görə, $Q<q$ halına baxıldığı üçün $dV_1>dV_2$ olacaqdır. dt zamanı ərzində qabda maye həcminin dəyişməsi aşağıdakı kimi ifadə edilir:

$$\frac{dV}{dt} = -\left(Q - \mu_0 S_d \sqrt{2gH}\right), \quad \text{(VI. 30)}$$

"–" işarəsi $Q<q$ şərtinə uyğun olaraq zamanın artması ilə qabda maye həcminin azalmasını göstərir.

Şəkildən göründüyü kimi, qabda maye həcminin dV qədər azalmasında səviyyə dH qədər aşağı düşəcəkdir:

$$dV = S(H)\,dH. \quad \text{(VI. 31)}$$

Bu halda (VI. 31) ifadəsini belə yazmaq olar:

$$dV = -\left[Q - \mu_0 S_d \sqrt{2gH}\right] dt,$$

$$S(H)\,dH = -\left[Q - \mu_0 S_d \sqrt{2gH}\right] dt, \quad \text{(VI. 32)}$$

bunu dəyişənlərinə ayırsaq,

$$dt = -\frac{S(H)}{Q - \mu_0 S_d \sqrt{2gH}} dH, \qquad \text{(VI. 33)}$$

aşağıdakı sərhədlərdə inteqrallasaq,

$$\int_0^t dt = -\int_{H_0}^{H} \frac{S(H)}{Q - \mu_0 S_d \sqrt{2gH}} dH. \qquad \text{(VI. 34)}$$

Zamandan asılı olaraq qabda maye səviyyəsinin azalması üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$t = \int_H^{H_0} \frac{S(H)\, dH}{Q - \mu_0 S_d \sqrt{2gH}}. \qquad \text{(VI. 35)}$$

İndi isə xüsusi – $Q=0$ və $S(H)=S$ sabit halına baxaq. Onda inteqrallanmış (VI. 35) ifadəsi belə yazılar:

$$t = \frac{2S}{\mu_0 S_d \sqrt{2g}} \left(\sqrt{H_0} - \sqrt{H} \right) \qquad \text{(VI. 36)}$$

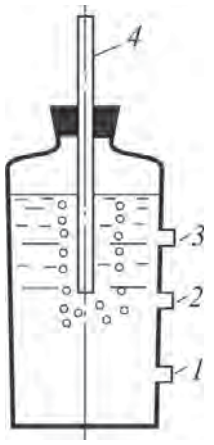
Maye səviyyəsinin H_0-dan *3–3* səviyyəsinə enmə müddətini *T* ilə işarə etsək, qabın boşalma vaxtını ifadə etmiş olacağıq:

$$T = \frac{2S\sqrt{H_0}}{\mu_0 S_d \sqrt{2g}}. \qquad \text{(VI. 37)}$$

Səviyyə altına axma halında da (VI. 36) öz şəklini saxlayır, lakin *H* səviyyələr fərqini ifadə edir.

Görəsən elə qab düzəltmək mümkündürmü ki, maye dəlikdən çıxdıqda maye səviyyəsinin azalmasına baxmayaraq, şırnağın sürəti azalmasın? Təcrübə göstərir ki, mümkündür. Bu, işərisinə şüşə boru salınmış ağzı daralan adi şüşə qabdır (şəkil VI. 10). Əgər *1* kranını açsaq, onda maye səviyyəsi şüşə borunun *4* alt oturacağına çatan vaxt ərzində maye *1* dəliyindən sabit sürətlə axacaqdır. *4* borusunu *1* kranının səviyyəsinə qədər aşağı saldıqda qabdakı bütün mayenin bərabər sürətli dəlikdən axması təmin ediləcəkdir.

Bu nə üçün belədir? Məgər bu halda Torriçelli düsturu pozulurmu? Bunun üçün *1* kranı açılanda qabda nə baş verəcəyinə diqqət yetirək. *1* kranı bağlı olduqda *4* borusunda mayenin səviyyəsi qabdakı ümumi maye səviyyəsi ilə eyni olacaqdır. *1* kranı açıldıqda isə əvvəlcə *4* boru içərisindəki maye axır və onun səviyyəsi borunun aşağı ucunda olur. Sonra qabdakı mayenin səviyyəsi aşağı düşür və *4* borusuna xaricdən hava dolur. Bu hava maye sütunundan keçib qabın yuxarı hissəsində yığılır. Belə halda *2* səviyyəsinin hər yerində təzyiq atmosfer təzyiqinə bərabərdir. Deməli, maye *1* kranından sabit *2–1* maye sütununun təzyiq altında axdığından onun sürəti sabit qalır. Deməli, Torriçelli düsturu düzdür.



Şəkil VI.10

İndi isə *4* borusunun ucuna uyğun səviyyədəki *2* kranını açdıqda axının hansı sürətlə çıxmasına baxaq. *2* dəliyinin daxilində və xaricində təzyiq atmosfer təzyiqinə bərabər olduğu üçün maye axmayacaqdır. Əgər *3* kranını açsaq, onda maye ordan nəinki xaricə axmayacaq, hətta

xaricdən hava daxil olacaqdır. Nə üçün? Çünki qabın bu hissəsində havanın təzyiqi atmosfer təzyiqindən kiçikdir.

Bu cür sadə və eyni zamanda qeyri-adi xüsusiyyəti olan qab ilk dəfə məşhur fizik Mariotta tərəfindən hazırlandığına görə buna Mariotta qabı deyilir.

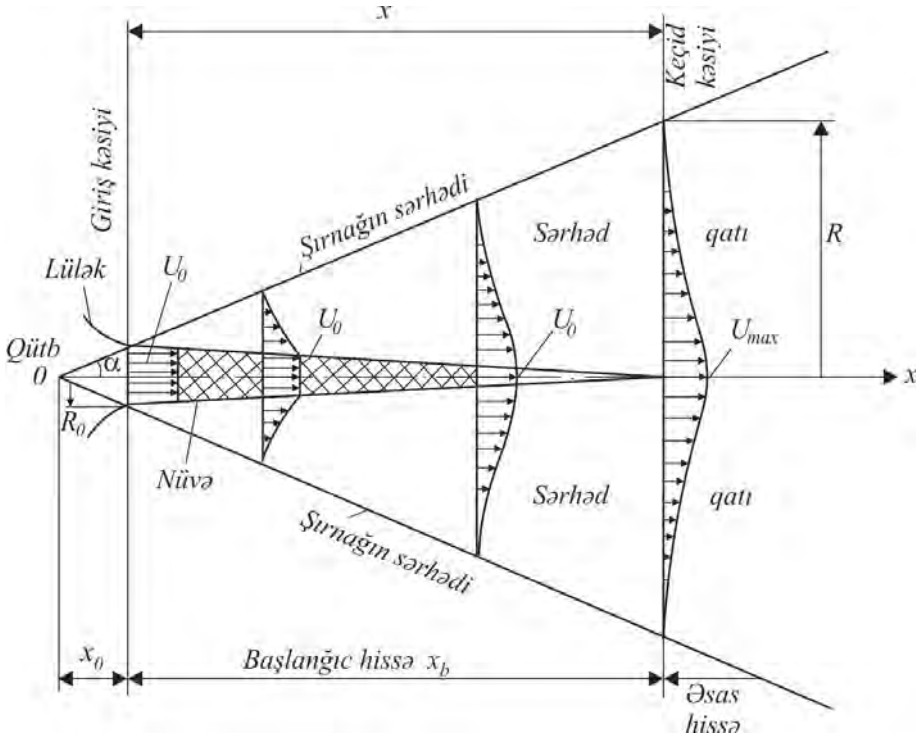
§5. SƏRBƏST ŞIRNAQLAR HAQQINDA MƏLUMAT

Bərk cisimlə hüdudlanmayan şırnaqlara *sərbəst şırnaqlar deyilir.* Bunlar maye daxilində və qaz mühitində axmalarına görə iki qrupa bölünür. Maye ilə əhatə olunmuş sərbəst maye şırnağına *maye daxilində* və ya *mayeyə batırılmış şırnaq* deyilir. Məsələn, su mühitində hərəkət edən su şırnağı quyuların qazılması prosesində baltanın hidromonitor dəliyindən çıxan maye şırnağı və s. maye daxilindəki şırnağa misal ola bilər.

Hava və ya qaz mühiti ilə əhatə olunmuş maye şırnağına *batırılmamış şırnaq* deyilir. Məsələn, yanğınsöndürmə prosesində yaradılan su şırnaqları, neft və qaz quyularının açıq fontanı zamanı əmələ gələn şırnaqlar və s. batırılmamış şırnağa misal ola bilər.

Sərbəst şırnaqlar laminar və turbulent rejimlə xarakterizə olunur. Praktikada ən çox turbulent şırnaqlara təsadüf edilir.

1. Maye daxilində sərbəst turbulent şırnaq maye mühitində tədricən genişlənir və nəhayət, bu mühitdə dağılır. Belə şırnaqları tədqiq edərkən onu maye mühitindən ayıran sərhədi bilmək maraqlıdır. Bu sərhəd turbulent rejimin tədqiqində müəyyən etdiyimiz üsullarla tapılır. Maye daxilindəki hərəkət edən sərbəst şırnağın hidravlik strukturunu araşdırsaq, şırnağın başlanğıc kəsiyinin lüləyin giriş kəsiyindən başlandığını görərik (şəkil VI.11). Şırnağın başlanğıc kəsiyindən keçid



Şəkil VI.11

kəsiyinədək olan hissəsinə *şırnağın nüvəsi* və ya *sabit sürətlər nüvəsi* deyilir. Şırnağın nüvəsi turbulent sərhəd qatından düz xətlərə ayrılır. Bu düz xətlərin kəsişmə nöqtəsinə *qütb nöqtəsi* deyilir. Şırnağın nüvəsindən kənarda sürətlər şəkildə göstərildiyi kimi paylanır.

Keçid kəsiyindən sonra şırnaq nüvəsi itir, turbulent sərhəd qatları birləşir və ox boyunca şırnağın sürəti keçilir.

Şırnağın giriş və keçid kəsiyi arasında qalan hissəsi onun *başlanğıc hissəsi*, qalan hissəsi isə *əsas hissə* adlanır.

Maye daxilindəki şırnaq aşağıdakı parametrlərlə xarakterizə olunur: qütb nöqtəsinin vəziyyətini müəyyən edən x_0 məsafəsi, başlanğıc hissənin uzunluğu x_b, şırnağı məhdudlaşdıran xətlər arasında qalan bucağın yarı qiyməti α, şırnağı ixtiyari x məsafəsində radiusu R (müstəvi şırnaqda sərhəd qatının qalınlığı δ), əsas hissəsinin ox oxu istiqamətində ən böyük sürəti U_{max}, lüləyin radiusu R_0 (düzbucaqlı lüləkdə δ_0), struktur əmsalı a (cədvəl VI.1)

2. Hava mühitində yaradılmış dairəvi sərbəst su şırnağını üç xarakterik hissəyə ayırmaq olar: yığcam hissə; nisbətən dağınıq hissə; tamamilə dağınıq hissə (şəkil VI. 12).

Şəkil VI.12

Cədvəl VI. 1

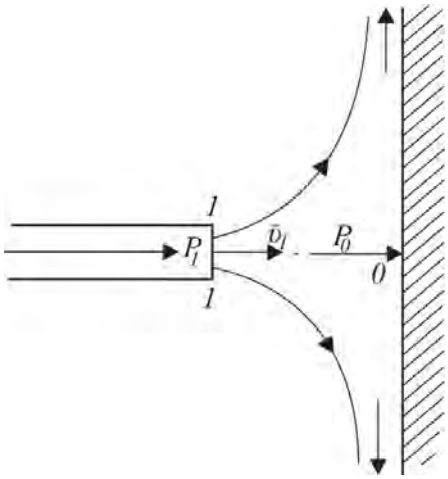
Şırnağın parametrləri	**Dairəvi şırnaq**	**Müstəvi şırnaq**
x_0	$0.29\ R_0/a$	$0.41\ \delta_0/a$
X_δ	$0.67\ R_0/a$	$1.03\ \delta_0/a$
α	$\mathrm{tg}\ \alpha = 3.4\ a$	$\mathrm{tg}\ \alpha = 2.4\ a$
$R,\ \delta$	$\left(3,4\frac{ax}{R_0}+1\right)R_0$	$\left(2,4\frac{ax}{\delta_0}+1\right)\delta_0$
U_{max}	$\frac{0,96}{\frac{ax}{R_0}+0,29}U_0$	$\frac{1,2}{\sqrt{\frac{ax}{\delta_0}+0,41}}U_0$
a	0.08	0.09 . . . 0.12

Yığcam hissədə şırnaq öz silindrik formasını saxlayır və şırnaq daxilində mayenin fasiləsiz hərəkəti (səltlik şərti) pozulmur.

Nisbətən dağınıq hissədə şırnaq daxilində mayenin fasiləsiz hərəkəti müəyyən qədər pozulur və şırnağın radiusu böyüyür.

Tamamilə dağınıq hissədə şırnaq ayrı-ayrı maye hissəciklərindən ibarət olur. Şırnağın ikinci və üçüncü hissəsinin dağılmasına səbəb onun turbulent mübadiləsi nəticəsində aerasiyaya məruz qalmasıdır. Qaz mühitində axan sərbəst turbulent şırnağın bu xassələrindən müxtəlif məqsədlər üçün istifadə edilir. Məsələn, yanğın şırnağının təsir radiusu və hidromonitor şırnağının zərbə qüvvəsi kifayət qədər böyük olmalıdır.

Tutaq ki, v_1 sürəti ilə axan şırnaq qarşısındakı divara toxunur və səpələnir. Əvvəlcə fərz edək ki, şırnağın istiqaməti divara perpendikulyardır (şəkil VI. 13). Simmetriya anlayışına görə, divarın üzərində elə *0* nöqtəsi tapmaq olar ki, orada axın dayansın. Divardan aralı yaranmış və *0* nöqtəsinə istiqamətlənən cərəyan xəttindəki *1 və 0* nöqtələri üçün Bernulli tənliyini yazaq:



Şəkil VI.13

$$Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{\upsilon_1^2}{2g} = Z_0 + \frac{P_0}{\gamma} + \frac{\upsilon_0^2}{2g}. \qquad \text{(VI. 38)}$$

Bu halda $v_0 \approx 0$ (*0* nöqtəsinin sürəti), $Z_1 = Z_2$ olduğuna görə divardakı *0* nöqtəsinə təsir edən təzyiqin qiyməti

$$P_0 = P_1 + \frac{\rho \upsilon_1^2}{2g}. \qquad \text{(VI. 39)}$$

olacaqdır. Bu təzyiqin qiyməti şırnaqdakı dinamik təzyiqin P_1 qiymətindən $\frac{1}{2}\rho\upsilon_1^2$ qədər böyükdür.

Divara göstərilən təzyiq qüvvəsini təyin etmək məqsədilə hərəkət miqdarının dəyişməsi haqqındakı teoremdən istifadə edək. *dt* zaman ərzində şırnağın divara göstərdiyi *F* zərbə qüvvəsinin impulsu *Fdt*, hərəkət miqdarının dəyişməsi isə $\rho Q v_1 dt$-dir. Onda

$$Fdt = \rho Q\, dt\, \upsilon_1. \qquad \text{(VI. 40)}$$

Buradan şırnağın divara göstərdiyi zərbə qüvvəsi

$$F = \rho Q\, \upsilon_1 = \rho \frac{Q^2}{S}, \qquad \text{(VI. 41)}$$

$$F = \rho \upsilon_1^2 S \qquad \text{(VI. 42)}$$

olar. Məlumdur ki, *0* nöqtəsindən aralı duran nöqtələrdə şırnağın təsir

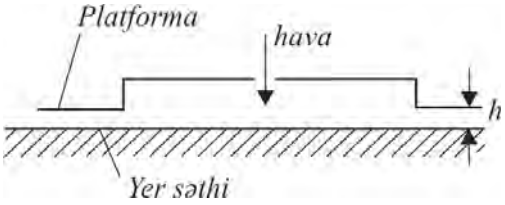
qüvvəsi azalır. İndi isə $\rho\upsilon_1^2/2$ təzyiqinin təsir etdiyi sahənin ölçüsünü (VI. 40) və (VI. 43) ifadələrindən tapa bilərik:

$$S_0 \approx \frac{F}{P} = 2\frac{\rho\upsilon_1^2 S}{\rho\upsilon_1^2} = 2S. \qquad \text{(VI. 43)}$$

Beləliklə, divara şırnağın dinamik təsiri təqribi olaraq ölçüsü şırnağın en kəsiyindən iki dəfə böyük olan sahəyə bərabər paylanmış $P = \frac{1}{2}\rho\upsilon_1^2$ təzyiqi ilə müəyyən edilir.

Hava şırnağından istifadə olunmasının aşağıdakı misalına baxaq. Bu məqsədlə hava yastıqlı platforma yolsuzluq şəraitinə (məsələn, bataqlıqlarda quyuların qazılmasında) yükün nəql edilməsində ən mütərəqqi üsuldur. Hava yastığında nəql olunma prinsipinin əsasını aşağı hissədə müəyyən həcmli ağzı açıq qab təşkil edir. Qabdakı vintelyator vasitəsilə havanın izafi təzyiqi yaradılır. Təzyiq altındakı hava torpağın səthi ilə platforma arasındakı qatdan çıxaraq sərbəst şırnaq yaradır (şəkil VI. 14).

Tutaq ki, platforma altında havanın izafi təzyiqi *P-dir*. Onda hava şırnağının sürəti $\upsilon = \sqrt{2P\rho}$, sərfi isə $Q = \upsilon h\chi$ olacaqdır (burada χ–platformanın perimetri, h–onun yer səthindən olan məsafəsidir). Aydındır ki, platformanın forması dairə şəklində olsa, hava sərfi də minimum olar. Belə ki, $\chi=2\pi R$ olduqda platformanın yük qaldırma qabiliyyəti



Şəkil VI.14

$$G = PS = P\pi R^2, \qquad \text{(VI.44)}$$

axının hidravlik gücü isə

$$N = PQ = P\upsilon\chi h = P\upsilon \cdot 2\pi Rh = \frac{2\upsilon h}{R}G. \qquad \text{(VI. 45)}$$

(VI. 44) ifadəsində R və G ilə ifadə olunmuş P və υ-nin qiymətini yazasaq,

$$N = \frac{2h}{R^2}\sqrt{\frac{2}{\pi\rho}}G^{3/2} \qquad \text{(VI. 46)}$$

alarıq. Deməli, platformanın verilmiş yükü qaldırmasında lazımi hava yastığının yaradılması üçün tələb olunan hidravlik güc platformanın sahəsi ilə tərs, hava qatının hündürlüyü ilə düz mütənasibdir. Buna görə də platformanın sahəsini artırmaq və onun altındakı təzyiqi azaltmaq məqsədəuyğundur.

Tutaq ki, 10 t yükü qaldırmaq lazımdır. Diametri 5 m olan platformanın altında izafi təzyiqin qiyməti

$$P = \frac{4 \cdot 10 \cdot 10^4}{\pi \cdot 25} = 0.52 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

havanın axma sürəti

$$\upsilon = \sqrt{2\frac{0 \cdot 52 \cdot 10^4}{1,3}} = 99 \text{ m/san.}$$

h= 0.1 m halı üçün havanın sərfi

$$Q = 0,1\pi \cdot 5 \cdot 90 = 140 \text{ m}^3\text{/san,}$$

hidravlik gücü isə

$$N = PQ = 0,52 \cdot 10^4 \cdot 140 \approx 700\ kVt$$

olacaqdır.

VII FƏSİL

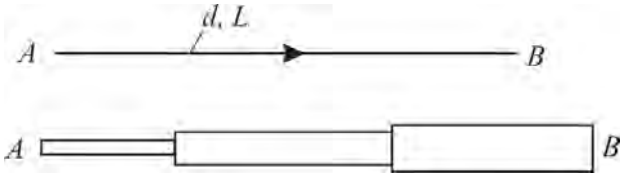
BORU KƏMƏRLƏRİNİN HİDRAVLİK HESABLANMASI

§1. BORU KƏMƏRLƏRİ VƏ ONLARIN TƏSNİFATI

Hazırda maye, qaz və onların qarşılıqlı istənilən məsafəyə əsas etibarilə boru kəmərləri vasitəsilə nəql olunur. Boru kəmərləri ilə maye, qaz və onların qarışıqlarının müxtəlif termobarik şəraitində nəql olunması məsələsi neft-mədən praktikasında xüsusi yer tutur. Borular diametrinə və uzunluğuna görə geniş həddə dəyişir. Həndəsi formasına və hidravlik hesablama üsuluna görə boru kəmərləri sadə və mürəkkəb boru kəmərlərinə ayrılır.

Sadə boru kəməri yol boyunca sərfi sabit qalmaqla A məntəqəsindən B məntəqəsinə mayeni nəql edən boru kəmərinə deyilir (yol boyunca qollara ayrılması, mayenin digər məntəqələrə paylanması mümkün olmur).

Sadə boru kəmərləri eyni və ya müxtəlif diametrli boruların ardıcıl birləşdiriməsi ilə çəkilir (şəkil VII. 1).

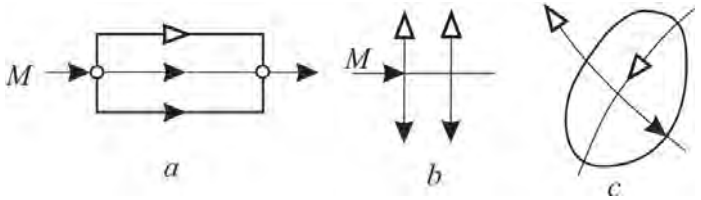


Şəkil VII.1

Mürəkkəb boru kəməri əsas (magistral) xətdən və ondan ayrılan qollardan ibarətdir. Deməli, maye eyni zamanda istənilən sayda məntəqəyə nəql edilə bilər.

Mürəkkəb boru kəmərləri özləri də aşağıdakı növlərə ayrılır:

- paralel birləşdirilmiş boru kəmərləri magistral xəttə bir neçə paralel boru kəmərlərinin qoşulması ilə çəkilir (şəkil VII. 2, *a*). Magistral xətt M ilə işarə olunmuşdur;
- şaxələnmiş boru kəməri magistral xətdən müxtəlif məntəqələrə qollar ayrılmış boru kəməridir (şəkil VII. 2, *b*);
- halqavarı boru kəməri



Şəkil VII.2

magistral xətdən qidalanmış boru kəmməridir (şəkil VII. 2, *c*).

Mürəkkəb boru kəmərində magistral borudan keçən mayenin *sərfi tranzit,* yol boyu qollara ayrılan boru kəmərindəki sərf isə *yol sərfi* adlanır. Kəmər boyunca sürtünməyə sərf olunan basqı və ya təzyiq itkilərinin yerli müqavimət itkilərinə nisbətinə görə boru kəmərləri uzun və qısa adlanır.

Uzun boru kəmərlərində yerli müqavimətə sərf olunan basqı itkisi sürtünmə itkilərinə nisbətən çox azdır. Buna görə də belə boru kəmərlərində yerli müqavimətlərin təsiri ya heç nəzərə alınmır, ya da ekvivalent uzunluq vasitəsilə nəzərə alınır (yəni hesablamada boru kəmərinin uzunluğu müəyyən qədər artıq götürülür).

Nefti, qazı və suyu uzaq məsafəyə nəql edən boru kəmərini uzun boru kəmərlərinə misal göstərmək olar.

Qısa boru kəmərlərində yerli müqvimətə sərf olunan basqı itkisi sürtünmə itkiləri ilə müqayisə olunan qiymətdədir. Bu cür boru kəmərlərində tam basqı itkisi bütün yerli müqavimətləri və ya onlara uyğun ekvivalent uzunluqları nəzərə almaqla təyin edilməlidir.

Qısa boru kəmərlərinə misal olaraq nasos qurğularının sorucu xətlərini, binaların daxilindəki soyuq və isti su nəql edən boru kəmərlərini göstərə bilərik.

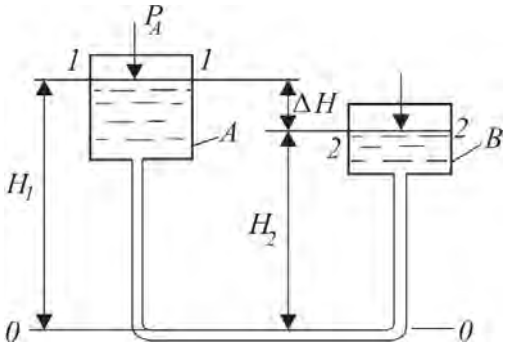
Boru kəmərlərinin hidravlik hesablanmasında aşağıdakı əsas məsələlərə rast gəlinir:

1) boru kəməri (diametr və uzunluq məlumdur) ilə lazımi sərfdə maye nəql etdikdə basqı fərqinin (başlanğıc və son məntəqədə) tapılması;

2) basqı fərqi, boru kəmərinin diametri və uzunluğu məlum olduqda sərfin tapılması;

3) sərf, basqı fərqi və boru kəmərinin uzunluğu məlum olduqda diametrin tapılması.

§2. SADƏ BORU KƏMƏRİNİN HESABLANMASI



Şəkil VII. 3

Tutaq ki, maye yuxarı *A* çənindən aşağı *B* çəninə uzunluğu *l,* diametri isə d olan sadə boru kəməri ilə axır (şəkil VII. 3). Mayenin verilmiş sərfini bu borudan keçirmək üçün lazımi basqının tapılması tələb olunur. Çənlərdəki təzyiq uyğun olaraq P_A və P_B-dir. *1–1* və *2–2* kəsiklərini *A və B* çənlərindəki maye səviyyələrində götürüb, onlara görə Bernuli tənliyini yazaq, *0–0* müqayisə müstəvisinin boru mərkəzindən keçdiyini qəbul edək. Onda

$$H_1 + \frac{P_A}{\gamma} + \frac{a_1 v_A^2}{2g} = H_2 + \frac{P_B}{\gamma} + \frac{a_2 v_B^2}{2g} + h_{1-2} \qquad \text{(VII. 1)}$$

Çənlərdə *1–1* və *2–2* kəsiyinin sahəsi çox böyük olduğundan v_A və v_B

sürətlərini çox kiçik və bir-birinə bərabər qəbul etmək olar. Onda (VII. 1) aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$H_1 - H_2 + \frac{P_A - P_B}{\gamma} = h_{1-2}, \qquad \text{(VII. 2)}$$

$$\Delta H + \frac{P_A - P_B}{\gamma} = h_{1-2}. \qquad \text{(VII. 3)}$$

$h_{1\text{-}2}$ – kəsiklər arasında tam basqı itkisidir. Bildiyimiz kimi

$$h_{1-2} = h_C + h_j; \qquad \text{(VII. 4)}$$

$$h_C = \lambda \frac{l}{d} \frac{\upsilon^2}{2g}; \quad h_j = \sum_{i=1}^{n} \xi_i \frac{\upsilon^2}{2g}; \qquad \text{(VII.5)}$$

tam basqı itkisi

$$h_{1-2} = \left(\lambda \frac{l}{d} + \sum_{i=1}^{n} \xi_i \right) \frac{\upsilon^2}{2g}, \qquad \text{(VII. 6)}$$

burada υ–boru kəmərində mayenin sürətidir.

Deməli, axtarılan başlanğıc basqı $\Delta H + \frac{P_A - P_B}{\gamma}$ olacaqdır.

Əgər $P_A = P_B$ qəbul etsək, onda Q sərfinin təmini üçün maye səviyyələrinin fərqi

$$\Delta H = \left(\lambda \frac{l}{d} + \sum_{i=1}^{n} \xi_i \right) \frac{\upsilon^2}{2g}, \qquad \text{(VII. 7)}$$

$$\upsilon = \frac{Q}{S} = \frac{4Q}{\pi d^2}$$

kimi tapılır. Onda (VII. 7) ifadəsi aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\Delta H = \left(\lambda \frac{l}{d} + \sum_{i=1}^{n} \xi \right) \frac{8Q^2}{\pi^2 d^4 g}. \qquad \text{(VII. 8)}$$

Tutaq ki, yerli müqavimətlərin basqı itkisi ekvivalent uzunluqla əvəz edilmişdir:

$$\Delta H = \lambda \frac{l_1}{\pi^2 d^5} \frac{8Q^2}{g}; \qquad \text{(VII. 9)}$$

$$l_1 = l + le,$$

burada l_1, l, le–boru kəmərinin hesablanmış, həqiqi və ekvivalent uzunluğudur.

(VII. 9) ifədəsi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər,

$$\Delta H = \frac{l_1 Q^2}{K^2} \qquad \text{(VII. 10)}$$

$$K = \sqrt{\frac{\pi^2 d^5 g}{8\lambda}}$$

K–sərf modulu və ya sərf xarakteristikası adlanır (VII. 10). Göründüyü kimi *K* ilə *Q*-nün ölçü vahidi eynidir. (VII. 9) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\Delta H = A l_1 Q^2; \qquad \text{(VII. 11)}$$

$$A = \frac{1}{K^2} = \frac{8\lambda}{\pi^2 d^5 g} = 0,0827\frac{\lambda}{d^5}\left[\text{san}^2\text{m}^{-6}\right],$$

burada *A*–boru kəmərinin xüsusi, yəni vahid uzunluğuna düşən müqavimətidir. Deməli, boru kəmərinin xüsusi müqaviməti sərfin vahid qiymətində vahid uzunluğa sərf olunan basqı ilə ölçülür.

Laminar rejimdə

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} = \frac{64\nu}{\upsilon d} = \frac{16\pi d\nu}{Q}; \qquad \text{(VII. 12)}$$

$$\Delta H = l_1 \frac{Q}{K^2}; \qquad \text{(VII. 13)}$$

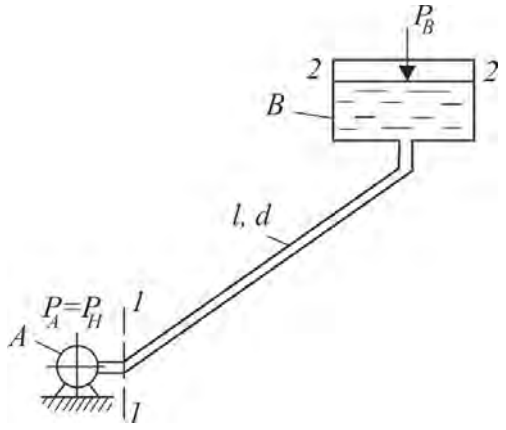
$$\Delta H = A_\wedge l_1 Q, \qquad \text{(VII. 14)}$$

$$K_\wedge = \sqrt{\frac{\pi d^4 g}{128 v}}; \quad A_\wedge = \frac{128 v}{\pi d^4 g}$$

Ümumi halda itkilər aşağıdakı ifadədən tapılır:

$$\Sigma h = \frac{8}{\pi^2 g\, d^4}\left(\lambda\frac{l}{d} + \Sigma\xi_i\right)Q^2 = K_0 Q^2. \qquad \text{(VII. 15)}$$

Bunun üçün *Q*-yə əsasən sürət *v*, sonra *Re* təyin edilir. *Re*-nin qiymətinə və boru kəmərinin kələ-kötürlüyünə Δ əsasən λ təyin edilir. ξ-nin qiyməti isə yerli müqavimətin növündən asılı olaraq sorğu kitablarından tapılır.



Şəkil VII. 4

Əgər mayenin *A* çənindən *B* çəninə vurulması üçün enerji mənbəyi kimi nasos qurğusundan istifadə edilsəydi, bu halda da məsələ eyni qayda ilə həll olunacaqdı.

Tutaq ki, maye *A* nasosu ilə *B* çəninə vurulur (şəkil VII. 4).

1–1 və 2–2 kəsikləri üçün *0–0* müqayisə müstəvisinə nəzərən Bernuli tənliyini yazaq ($z_1 = 0$; $z_2 = h$; $\upsilon_2 \approx 0$):

$$\frac{P_A}{\gamma} + \frac{a_1 v_1^2}{2g} = h + \frac{P_B}{\gamma} + \sum h_{1-2}$$

burada $P_A=P_H$ – nasosun yaratdığı təzyiq; P_B – B çəninin $2-2$ kəsiyindəki təzyiq; v_1–$1-1$ kəsiyindəki sürətdir.

Onda $$-h+\frac{P_H-P_B}{\gamma}+\frac{\alpha_1\upsilon_1^2}{2g}=\Sigma h_{1-2},$$

başlanğıc basqı $P_{H/\gamma}+av_1^2/2g$ və ya nasosun yaratdığı P_H təzyiqi bu ifadədən təyin edilir.

Əgər boru kəmərinin sonunda B çəni olmazsa, onda $v_{1-1}=v_{2-2}$ olacaq və Bernuli tənliyində kinetik enerjinin basqı həddi olmayacaqdır (ümumiyyətlə, boruda mayenin sürəti çox böyük olmadığına görə sürət basqısını Bernuli tənliyində nəzərə almamaq olar). Deməli,

$$P_H=\left[\Sigma h_{1-2}+h+\frac{P_B}{\gamma}\right]\gamma.$$

Σh_{1-2} qiyməti yuxarıda qeyd olunan şərt daxilində (VII.15) ifadəsindən təyin edilir.

İndi isə misal kimi basqının dəyişməsi, boru kəmərinin diametri və uzunluq verildikdə ondan keçən maye sərfinin tapılmasına baxaq. Maye A çənindən B çəninə verilir (bax: şəkil VII. 3). (VII. 15) tənliyinə əsasən aşağıdakı ifadəni yaza bilərik:

$$\Sigma h_{1-2}=MQ^2; \qquad \text{(VII. 16)}$$

$$M=\frac{8}{\pi^2 gd^4}\left(\lambda\frac{l}{d}+\Sigma\xi_i\right).$$

Digər tərəfdən

$$\Sigma h_{1-2}=\Delta H+\frac{P_A-P_B}{\gamma} \qquad \text{(VII. 17)}$$

məsələnin şərtində verilir. Onda (VII. 16) və (VII. 17) ifadələrindən

$$Q=\sqrt{\frac{\Sigma h_{1-2}}{M}}=\frac{1}{\sqrt{M}}\sqrt{\Delta H+\frac{P_A-P_B}{\gamma}}. \qquad \text{(VII. 18)}$$

Burada əsas məsələ M-in təyinidir. $\Sigma\xi_i$–sorğu kitablarından təyin edilir. λ-nı təyin etdikdə Re-nin qiyməti, Re-ni təyin etdikdə isə sürətin qiyməti məlum olmalıdır. Lakin sərf məlum olmadığına üçün sürətin də qiyməti naməlum olur. Bunun üçün analitik və qrafoanalitik üsullardan istifadə edilir.

Analitik üsulun ən sadə yolu rejimin laminar qəbul edilməsidir. Bu şərti özlülüyü böyük olan neftlərdə və $h+P_A-P_B/\gamma$ basqılar fərqinin borunun uzunluğuna nisbətinin böyük olmayan hallarında qəbul etmək olar.

Əgər mayenin özlülüyü az, basqılar fərqinin boru uzunluğuna nisbəti böyükdürsə, bu halda rejimin turbulent olması qəbul edilə bilər. Onda

turbulent rejimdə sürtünməyə sərf olunan itki hidravlik hamar boru üçün (VI.135) fadəsindən ($\beta_1 = 8k$ və $2 - n = m$ işarə etsək) tapıla bilər, yəni

$$\lambda = \beta_1 \mathrm{Re}^{-m}. \qquad \text{(VII. 19)}$$

Bu ifadəni (VII. 9)-da yerinə yazsaq, ümumi halda hidravlik itkilərə sərf olunan basqının qiymətini hesablamaq olar:

$$\Sigma h_C = l_1 Q^{2-m} \nu^m d^{-+n} \qquad \text{(VII. 20)}$$

Bu ifadədən mayenin sərfi

$$Q = \left(\frac{1}{\beta}\right)^{\frac{1}{2-m}} \left(\frac{\sum h}{l_1}\right)^{\frac{1}{2-m}} \frac{d^{\frac{5-m}{2-m}}}{\nu^{\frac{m}{2-m}}} \qquad \text{(VII. 21)}$$

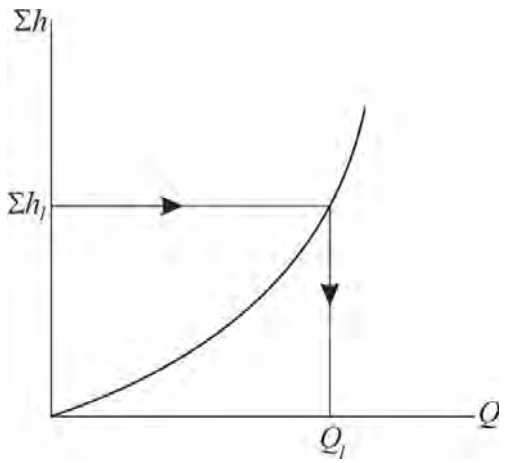
(VII. 21) ifadəsi ilə sərfi təyin etdikdən sonra qəbul edilən rejimin düzgünlüyü yoxlanmalıdır. Bunun üçün tapılmış Q-yə əsasən yenidən Re təyin edilir və rejim yoxlanılır.

Əgər yoxlamanın nəticəsi qəbul olunan rejimin düzgün olmadığını göstərirsə, onda məsələnin həlli qrafoanalitik üsul ilə aparıla bilər.

VII. 1. cədvəlində müxtəlif hərəkət rejimləri üçün tapılmış β və m-in qiymətləri verilmişdir.

Cədvəl VII. 1

Hərəkət rejimləri	**β, san²/m**	**m**	**$2-m$**	**$5-m$**
Laminar	4.15	1	1	4
Hidravlik hamar boru zonasında turbulent axın	0.0246	1/4	7/4	16/4
Kələ-kötür zonada turbulent rejimi	$\frac{8\lambda}{\pi^2 g} = 0,0836\lambda$	0	2	5



Şəkil VII. 5

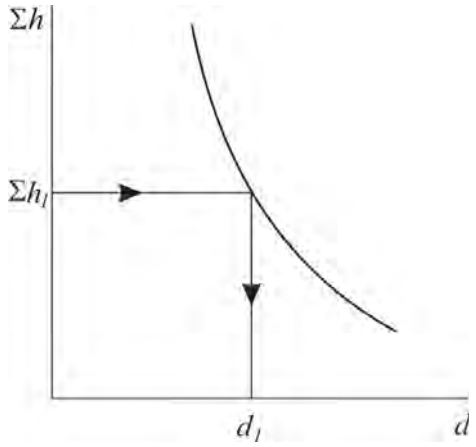
Qrafoanalitik üsul boru kəmərinin hidravlik xarakteristikasının qurulmasına istinad edir. Boru kəmərində basqı itkisinin sərfdən asılı olaraq dəyişməsi (və yaxud basqı itkisinin diametrdən asılı olaraq dəyişməsi) boru kəmərinin hidravlik xarakteristikası adlanır.

Boru kəmərinin xarakteristikasını qurmaq üçün sabit diametr üçün müxtəlif sərflər qəbul edilir və hər bir sərfə uyğun basqı itkisi hesablanır. Nəticədə $\Sigma h = f(Q)$ asılılığı qurulur (şəkil VII. 5). Verilmiş məlum Σh_1-ə görə, şəkildə göstərildiyi

kimi, sərfin qiyməti asanlıqla təyin edilir.

Üçüncü məsələnin həllinə, yəni verilmiş sərfə və basqıya görə boru kəmərinin diametrinin təyininə baxaq. Bu məsələnin həlli də yuxarıdakı kimidir. Bu halda (VII.20) ifadəsindən

$$d = \left[\frac{\beta Q^{2-m} v^m l}{\sum h_c} \right]^{\frac{1}{5-m}} \qquad \text{(VII. 22)}$$



Şəkil VII. 6

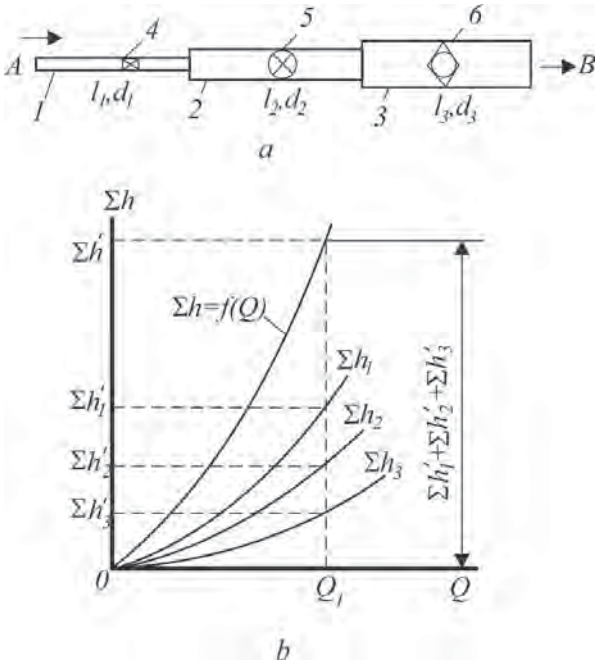
Əgər d-nin bu üsulla təyinindən sonrakı yoxlama rejimin düzgün seçilmədiyini göstərərsə, onda məsələ asanlıqla qrafoanalitik üsulla həll edilə bilər. Bu zaman verilmiş sərfə görə müxtəlif diametrlər üçün basqı itkisi təyin edilir, $\Sigma h = f(d)$ asılılığı qurulur (şəkil VII.6), sonra isə verilmiş basqının qiymətinə uyğun d_1 tapılır.

§3. ARDICIL BİRLƏŞDİRİLMİŞ BORU KƏMƏRİ

Tutaq ki, müxtəlif diametrli və uzunluqlu sadə boru kəmərləri (1, 2, 3) ardıcıl birləşdirilmişdir (şəkil VII. 7, *a*), *4, 5 və 6* yerli müqavimətlərdir. Məlumdur ki, maye sıxılmayan olduğundan belə boru kəmərinin hər yerində sərf eyni olacaqdır. *A ilə B* məntəqələri arasında tam basqı itkisi isə ardıcıl birləşdirilmiş ayrı-ayrı borulardakı basqı itkilərinin cəminə bərabərdir, yəni

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = Q,$$

$$\Sigma h_{A-B} = \Sigma h_1 + \Sigma h_2 + \Sigma h_3. \qquad \text{(VII. 23)}$$



Şəkil VII. 7

(VII. 15) ifadəsinə əsasən

$$\Sigma h_{A-B} = Q^2 \left(K_{01} + K_{02} + K_{03} \right) = Q^2 \sum_{i=1}^{3} K_{0i} \qquad \text{(VII. 24)}$$

$$K_{01} = \frac{8}{\pi^2 g\, d_1^4} \left(\lambda_1 \frac{l_1}{d_1} + \xi_1 \right);$$

$$K_{02} = \frac{8}{\pi^2 g\, d_2^4}\left(\lambda_2 \frac{l_2}{d_2} + \xi_2\right);$$

$$K_{03} = \frac{8}{\pi_2 g\, d_3^4}\left(\lambda_3 \frac{l_3}{d_3} + \xi_3\right).$$

(VII. 24) ifadəsi ardıcıl birləşdirilmiş boru kəmərinin xarakteristikasını müəyyən edir.

Tutaq ki, boru kəmərinin ayrılıqda xarakteristikaları, yəni basqı itkisinin Q-dən asılılığı göstərilmişdir (şəkil VII. 7, *b*). *A–B* məntəqələri arasında ardıcıl birləşdirilmiş boru kəmərinin bütövlükdə xarakteristikasını qurmaq üçün (VII. 24) ifadəsinə əsasən sərfin verilmiş ayrı-ayrı sabit qiymətləri üçün hissələrin hər birinin basqı itkisi toplanmalıdır. Məsələn, Q_1 sərfinə uyğun gələn tam basqı itkisi

$$\Sigma h^1 = \Sigma h_1^1 + \Sigma h_2^1 + \Sigma h_3^1.$$

Beləliklə, 1 nöqtəsini, sonra isə bu qayda ilə $\Sigma h = \Sigma h(Q)$ asılılığını qurmuş oluruq.

Ümumi halda boru kəmərinin başlanğıc və sonunda sürətlər müxtəlifdir, ona görə də baxılan boru kəməri üçün (VII. 24) ifadəsi ilə hesablanan basqı itkilərinə *A və B* uclarındakı sürət basqıları da daxil olmalıdır. Əgər $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ qəbul etsək, onda *A və B* kəsikləri üçün Bernuli tənliyindən

$$Z_A - Z_B + \frac{P_A - P_B}{\gamma} + \frac{\upsilon_A^2 - \upsilon_B^2}{2g} = \Sigma h_{A-B}; \qquad \text{(VII. 25)}$$

$$\frac{P_A}{\gamma} = Z_A - Z_B + \frac{P_B}{\gamma} + \frac{\upsilon_B^2 - \upsilon_B^2}{2g} = \Sigma h_{A-B}. \qquad \text{(VII. 26)}$$

v_A və v_B-nın qiymətlərini Q ilə ifadə etsək,

$$\upsilon_A = \frac{Q}{S_A}; \quad \upsilon_B = \frac{Q}{S_B}.$$

Ümumi halda basqı itkisi aşağıdakı ifadədən tapılar:

$$\frac{P_A}{\gamma} = H_c + CQ^2 + K_0 Q^n; \qquad \text{(VII. 27)}$$

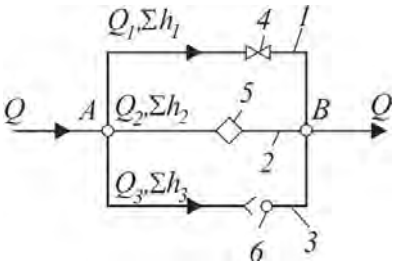
$$H_c = Z_B - Z_A + \frac{P_B}{\gamma}; \qquad \text{(VII. 28)}$$

$$C = \frac{1}{2g}\left(\frac{1}{S_B^2} - \frac{1}{S_A^2}\right). \qquad \text{(VII. 29)}$$

Laminar rejimdə $n = 1$, turbulent rejimdə isə $1 < n \le 2$ olur.

§4. PARALEL BİRLƏŞDİRİLMİŞ BORU KƏMƏRİ

Boru kəmərinin A və B məntəqələri arasında paralel birləşdirilməsinə baxaq (şəkil VII. 8). Sadə olması üçün boru kəmərlərinin üfiqi vəziyyətdə yerləşdiyini qəbul edək. Şəkildə 1, 2 və 3 boru kəmərləri, 4, 5 və 6 isə yerli müqavimətləridir.



Şəkil VII. 8

A və *B* nöqtələrindəki tam basqını H_A və H_B, ümumi sərfi *Q*, paralel qollardakı basqı itkilərini $\Sigma h_1, \Sigma h_2$ və Σh_3, sərfləri isə uyğun olaraq Q_1, Q_2 *və* Q_3 ilə işarə edək. Bu halda

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3; \qquad \text{(VII. 30)}$$

$$\Sigma h_1 = H_A - H_B; \quad \Sigma h_2 = H_A - H_B; \quad \Sigma h_3 = H_A - H_B; \qquad \text{(VII. 31)}$$

$$\Sigma h_1 = \Sigma h_2 = \Sigma h_3, \qquad \text{(VII. 32)}$$

yəni paralel boru kəmərlərində basqı itkiləri bir-birinə bərabərdir. Bu basqı itkilərini sərf ilə aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$\Sigma h_1 = K_{01} Q_1^n; \quad \Sigma h_2 = K_{02} Q_2^n; \quad \Sigma h_3 = K_{03} Q_3^n, \qquad \text{(VII. 33)}$$

K_{0i} və *n* hərəkət rejimindən asılı olub, yuxarıda göstərilən kimi təyin edilir.

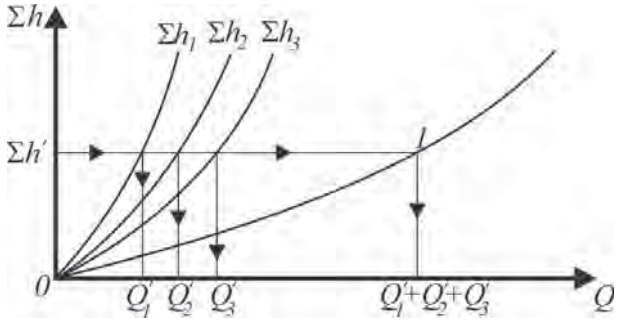
(VII. 33) ifadəsinə əsasən

$$K_{01} Q_1^n = K_{02} Q_2^n; \qquad \text{(VII. 34)}$$

$$K_{02} Q_2^n = K_{03} Q_3^n. \qquad \text{(VII. 35)}$$

(VII.33)−(VII.35) tənliklər sistemi aşağıdakı tipik məsələlərin həllinə imkan verir. Məsələn, magistraldakı ümumi sərf *Q* və boru kəmərlərinin ölçüləri verilir, paralel qoşulmuş hissələrdə Q_1, Q_2 və Q_3 sərfinin tapılması mümkün olur.

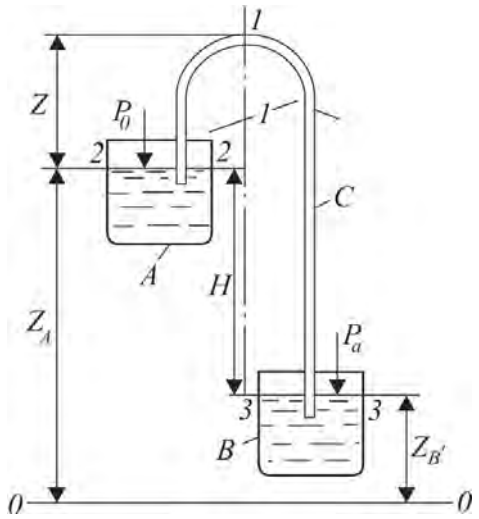
(VII. 30) və (VII. 31) ifadələrindən belə bir mühüm nəticə çıxır: paralel birləşdirilmiş bir neçə boru kəmərinin tam xarakteristikasını qurmaq üçün eyni bir Σh_1-in qiymətində ona uyğun Q_1', Q_2^1 və Q_3' qiymətləri toplanıb, *1* nöqtəsi və bu qayda ilə $\Sigma h = \Sigma h(Q)$ əyrisi qurulmalıdır (şəkil VII. 9).



Şəkil VII. 9

§5. SİFONLU BORU KƏMƏRİ

Sifonlu boru kəməri dedikdə, bir hissəsi çəndəki maye səviyyəsindən yuxarı yerləşən boru nəzərdə tutulur. Sifonun özü isə əyilmiş *C* borusu kimi göstərilmişdir (şəkil VII.10). Bu sifon vasitəsilə maye *A* çənindən *B* çəninə vurulur.



Şəkil VII. 10

Texnikada sifonlardan geniş istifadə edilir. Sifonun işləməsi üçün ən əvvəl onun daxili maye ilə doldurulmalıdır. Sifonda mayenin hərəkəti atmosfer təzyiqi altında baş verir, ən hündür *1–1* kəsiyində isə vakuum yaranır. Ona görə də mayeni müəyyən hündürlüyə vurmaq üçün (nəzəri cəhətdən 10 m-ə qədər) sifonda vakuum yaratmaq lazımdır. Bu məqsədlə əvvəlcə sifon içərisindən hava çıxarılır və boşluq yaradılır. Bu, adətən hava nasosları ilə sifonun hündür hissəsindən (*1–1* kəsiyindən) havanın sorulması ilə başa çatdırılır. Boşluğun yaranması hesabına maye *A* qabından sifonla qalxaraq *B* qabına vurulur.

Digər hallarda sifon əvvəlcə hər hansı maye, məsələn su ilə doldurulur. Sifonda vakuumun (boşluğun) yaranması orada hərəkət edən mayedən qazın ayrılmasına səbəb olur. Vakuum təzyiqinin artmasında elə hal ola bilər ki, maye buxarlanmağa başlasın. Bunun nəticəsində sifonun normal işi və maye axınında səltlik şərti pozularaq başqa hadisələr baş verir. Bu hadisənin qarşısını almaq üçün sifonun normal işindəki vakuum təzyiqin qiyməti mayenin nəql şəraitindəki doymuş buxar təzyiqindən aşağı olmamalıdır.

Sifonun hidravlik hesablanmasında əsas məqsəd ondan keçən maye sərfinin və onun işləyə bildiyi maksimum hündürlüyün *Z* təyin edilməsidir. Bu, sadə boru kəmərlərinin hesablanması kimidir.

Sərfin tapılması üçün *2–2* və *3–3* kəsikləri üçün Bernuli tənliyini yazaq (müqayisə müstəvisi *0–0*).

$$Z_A + \frac{P_A}{\gamma} = Z_B + \frac{P_B}{\gamma} + \sum h_{2-3} \qquad \text{(VII. 36)}$$

$P_A = P_B = P_a$ olsa,

$$H = Z_A - Z_B = \Sigma h_{2-3}. \qquad \text{(VII. 37)}$$

Yuxarıda qeyd olunanlara əsasən

$$H = K_0 Q^2. \qquad \text{(VII. 38)}$$

Maksimum *Z* hündürlüyünü təyin etmək məqsədilə *2–2* və *1–1* kəsiyi üçün Bernuli tənliyini yazaq. Müqayisə müstəvisini *2–2* kəsiyi üzərinə

salsaq,

$$\frac{P_A}{\gamma}+\frac{\upsilon_B^2}{2g}=Z+\frac{P_z}{\gamma}+\frac{\alpha\upsilon^2}{2g}+\Sigma h_{2-1}; \qquad \text{(VII. 39)}$$

$$\upsilon_A=0; \quad P_A=P_a;$$

$$\frac{P_a}{\gamma}+\frac{v_B^2}{2g}=Z+\frac{P_Z}{\gamma}+\left(a+\lambda\frac{1}{d}+\sum\xi i\right)\frac{v^2}{2a} \qquad \text{(VII. 40)}$$

burada P_z–sifonun Z hündürlüyündəki *1–1* kəsiyində hidrodinamik təzyiq; v–sifon borusunda mayenin sürəti; $\Sigma\xi i$–yerli müqavimət əmsallarının cəmi; *l–1–1* və *2–2* kəsiyi arasında sifon borunun uzunluğu; d–sifonun diametri; P_a–atmosfer təzyiqidir.

$$\frac{P_a}{\gamma}-\frac{P_z}{\gamma}=h_B \qquad \text{(VII. 41)}$$

kimi işarə etsək, onda

$$h_B=Z+\left(\alpha+\lambda\frac{l}{d}+\Sigma\xi i\right)\frac{\upsilon^2}{2g}; \qquad \text{(VII. 42)}$$

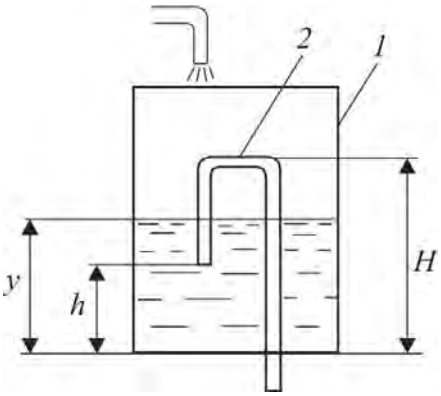
$$Z=h_B-\left(\alpha+\lambda\frac{l}{d}+\Sigma\xi i\right)\frac{\upsilon^2}{2g}. \qquad \text{(VII. 43)}$$

Bu halda $P_z>P_{d.b}$ (doymuş buxar təzyiqi) şərti ödənilməlidir.

Maksimum təzyiqə uyğun gələn su sütunun hündürlüyü 10 m olduğundan, sifonun normal işləməsi üçün $Z<(7...8)$ *m* olmalıdır.

Z-in qiymətini verməklə P_z-i təyin etmək olar.

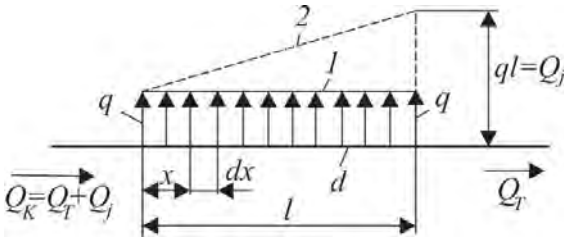
Bilirsinizmi "Tantal cəzası" nədir? Qədim yunan əfsanəsində deyildiyi kimi Tantal özü cinayətlərinə görə allahların qəzəbinə düçar olur. Günəş allahı Zevs onu qardaşı Andanın hökmranlığına gətirmiş, susuzluqdan yanan Tantalı çənəsinədək şəffaf su ilə dolu hovuzun içərisində ayaq üstə saxlatdırmışdır. O, azacıq əyilib su içmək istədikdə suyun səviyyəsi aşağı düşüb, azacıq düzəltdikdə isə su yenidən onun çənəsinədək qalxıb. Hadisə beləcə təkrar olunub və sudan içmək mümkün olmayıb. İlk baxışda fantastik təsvir olunan bu hadisənin prototipinə təbiətdə və texnikada rast gəlinir. Bunlardan ən sadə hidravlik sistem "Tantal qabı" adlanır. Onun iş prinsipi aşağıdakı kimidir (şəkil VII. 11). *1* qabına fasiləsiz olaraq su tökülür. Qabın oturacağından əyilmiş sifon boru 2 çıxır. Su *H* hündürlüyünə ("Tantalın çənəsinə") qalxdıqda boru ilə çəndən axır və səviyyəsi *h* hündürlüyündən aşağı düşür. Bu halda borudan suyun axması dayanır, səviyyə yenidən *H* hündürlüyünə qalxır və hadisə yenidən təkrar olunur. Hadisənin periodu qaba tökülən suyun sərfindən, qabın



Şəkil VII. 11

və borunun diametrindən asılıdır. Əgər borunun diametri çox böyük olsa, səviyyənin $H-h$ qədər azalması da çox tez baş verəcəkdir. Onda hadisənin periodu təxmini olaraq aşağıdakı ifadə ilə təyin edilə bilər:

$$T = \text{——}\left(H - h\right) \qquad \text{(VII.44)}$$



Şəkil VII. 12

burada D – qabın diametri; Q – qaba tökülən suyun sərfidir.

Tantal qabı texnika tarixində ilk avtorəqs sistemdir, yəni xarici təsirin rəqsi xarakterdə olmadığına baxmayaraq (qaba fasiləsiz su tökülməsi), qabdan mayenin axma rejimi rəqsi xarakter daşıyır.

§6. BORU KƏMƏRİ YOLUNDAKI FASİLƏSİZ SƏRF

Yuxarıda baxılan bütün məsələlərdə borunun uzunluğu boyunca sərfin sabit olması qəbul edilmişdir. Lakin praktikada çoxlu misallar göstərmək olar ki, boru kəməri boyunca mayenin müxtəlif məntəqələrə nəql olunması nəticəsində sərf sabit qalmır, dəyişir.

Uzunluğu l, diametri d olan boru kəməri boyunca mayenin müntəzəm paylanması halına baxaq (şəkil VII. 12). Uzunluq boyunca fasiləsiz sərfin epürü 1 ilə işarə olunmuşdur. Kəmərin vahid uzunluğuna düşən mayenin xüsusi sərfi q, i boyunca sabit qalır, buna görə də sərf düz xətli qanun üzrə trapesiya şəklində (2) dəyişir.

Deməli, səpələnən və ya yoldakı sərf

$$Q_j = ql. \qquad \text{(VII. 45)}$$

Boru kəmərinin başlanğıcında ümumi sərf iki sərfin–tranzit sərfinin Q_T və yoldakı sərfin Q_j cəminə bərabərdir:

$$Q_k = Q_T + Q_j = Q_T + ql. \qquad \text{(VII. 46)}$$

Başlangıcdan x məsafəsində duran kəsikdəki sərfi Q_x ilə işarə etsək, onda

$$Q_x \equiv \left(Q_T + ql\right) - qx. \qquad \text{(VII. 47)}$$

(VII.11) ifadəsindən dx kəsiyi üçün basqı itkisi

$$dh = AQ_x^2 dx; \qquad \text{(VII. 48)}$$

$$A = 8\lambda/\pi^3 gd^5.$$

(VII. 48) ifadəsindən Q_x-i yerinə yazsaq,

$$dh = \left[Q_T + q\left(l - x\right)\right]^2 dx. \qquad \text{(VII. 49)}$$

Boru kəmərinin l uzunluğundakı tam basqı itkisini hesablamaq üçün (VII.49) ifadəsini inteqrallamaq lazımdır:

$$\Sigma h = A\int_0^1 \left[Q_T + q\left(l - x\right)\right]^2 dx =$$

$$= A\left[Q_T^2 l + Q_T q l^2 + q^2 \frac{l^3}{3}\right]; \qquad \text{(VII. 50)}$$

$$Al = K_0;$$

$$\Sigma h = K_0\left[Q_T^2 + Q_T q l + \frac{q^2 l^2}{3}\right]. \qquad \text{(VII. 51)}$$

Q_1-ql olduğundan tam basqı itkisi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\Sigma h = K_0\left[Q_T^2 + Q_T Q_j + \frac{1}{3}Q_j^2\right]. \qquad \text{(VII, 52)}$$

Bu ifadəni (VII. 15)-yə uyğun olaraq

$$\Sigma h = K_0 q Q_e^2$$

kimi yazmaq olar. Burada Q_e–ekvivalent sərfdir:

$$Q_e = \sqrt{Q_T^2 - Q_T Q_j + \frac{1}{3}Q_j^2}. \qquad \text{(VII. 53)}$$

Əgər $Q_T = 0$ olarsa, onda

$$Q_e = \frac{Q_j}{\sqrt{3}} = 0{,}58ql.$$

Tranzit sərf olduqda (VII. 53)-ün kökaltı ifadəsini belə də yazmaq olar:

$$\left(Q_T + \frac{1}{2}Q_j\right)^2 + \frac{Q^2}{12};$$

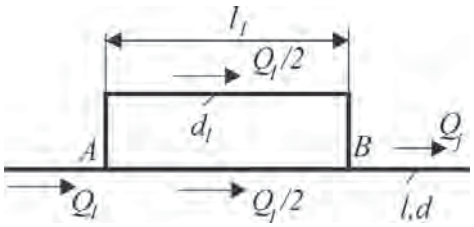
$Q_j^2/12$ həddi $(Q_T+1/2\ Q_j)^2$ həddinə nisbətən kiçikdir, onu nəzərə almamaq da olar. Onda (VII. 52) aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\Sigma h = K_0\left(Q_T + \frac{1}{2}Q_i\right)^2. \qquad \text{(VII. 54)}$$

Beləliklə, boru kəməri boyunca sərf dəyişdikdə də basqı itkisi sərfin sabit halı üçün yararlı olan (VII. 15) ifadəsindən tapıla bilər. Lakin bu halda dəyişən həqiqi sərfin qiyməti ona ekvivalent olan hesablanmış orta sabit qiymətlə Q_e əvəz edilməlidir.

§7. BORU KƏMƏRLƏRİNİN HAÇALANMASI (LYUPİNQ)

Boru kəmərlərinin keçiricilik qabiliyyətini artırmaq üçün ya başlanğıcdakı basqını, ya da onun diametrini artırmaq lazımdır. Basqının artırılması güclü nasoslar tələb edir. Buna imkan olmadıqda boru kəmərinin müəyyən hissəsində ona paralel boru qoşulur ki, buna da *lyupinq* deyilir (şəkil VII.13). Boru kəmərinin uzunluğu l, diametrini d, lyupinq qoşulmazdan əvvəlki sərfi Q ilə işarə edək. Boru kəmərinə l_1 uzunluğunda, diametri d_1 olan paralel boru (lyupinq) qoşulduqdan sonrakı (eyni basqıda) sərfini Q_1 qəbul edək. Boru kəmərinin AB hissəsi lyupinqə paralel olduğu üçün onlardan keçən sərfin miqdarı $Q_1/2$ olacaqdır.



Şəkil VII. 13

(VII. 11) ifadəsinə əsasən boru kəmərində lyupinq qoyulduqdan sonra basqı itkisi aşağıdakı kimi təyin edilə bilər:

$$\Sigma h_1 = (l - l_1) A_1 Q_1^2 + \frac{1}{4} l_1 A_2 Q_1^2; \qquad \text{(VII. 55)}$$

$$Q_1 = \sqrt{\frac{4\Sigma h_1}{4(l - l_1) A_1 + A_2 l_1}}. \qquad \text{(VII. 56)}$$

Lyupinq qoşulmazdan əvvəlki hala uyğun basqı itkisi isə

$$\Sigma h_1 = \Sigma h = A_1 l Q^2 \qquad \text{(VII. 57)}$$

olacaqdır. (VII. 63) ilə (VII. 64)-in müqayisəsindən

$$\frac{Q_1}{Q} = \sqrt{\frac{4A_1 l}{4(l - l_1) A_1 + A_2 l_1}} \qquad \text{(VII. 58)}$$

nisbəti tapılır. Q və Q_1 məlum olmadığından A_1 və A_2 qiymətlərini hesablamaq mümkün olmur. Tutaq ki, $A_1 = A_2 = A$, onda

$$\frac{Q_1}{Q} = \sqrt{\frac{l}{l - l_1 + \frac{l_1}{4}}} = \sqrt{\frac{l}{l - \frac{3}{4} l_1}}. \qquad \text{(VII. 59)}$$

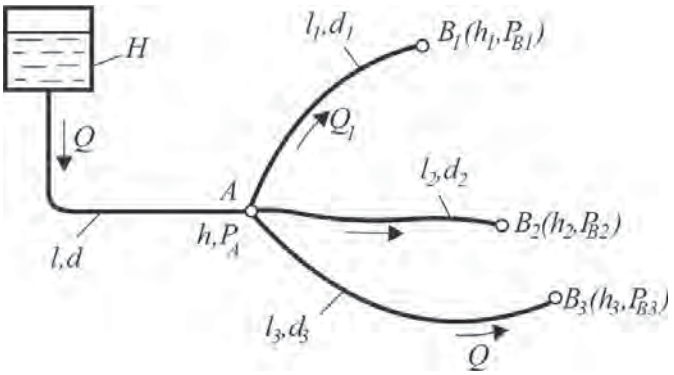
Deməli, l_1-in istənilən qiymətində $Q_1/Q>1$, yəni $Q_1>Q$ alınır.

Xüsusi halda $l_1 = l$, onda $Q_1 = 2Q$.

§8. MÜRƏKKƏB BORU KƏMƏRLƏRİ

Mayenin eyni zamanda müxtəlif məntəqələrə verilməsi üçün mürəkkəb boru kəməri yaradılır. Tutaq ki, üfüqi müstəvisində səviyyəsi H hündürlükdə olan çəndən (nasos da ola bilər) h hündürlüyündə duran düyün nöqtəsinə (A) uzunluğu l, diametri d olan boru kəməri ilə maye verilir. Boru kəməri A nöqtəsindən bir neçə qola (indiki halda üç qola) ayrılaraq B_1, B_2 və B_3 məntəqələrinə maye ötürür. Qolların

uzunluğu l_1, l_2 və l_3, diametri d_1, d_2 və d_3, məntəqələrin üfüqi müstəvidən məsafəsi isə h_1, h_2 və h_3-dür (şəkil VII.14). Düyün nöqtəsində və məntəqələrdə təzyiqi $P_A, P_{B_1}, P_{B_2}, P_{B_3}$ və onlara uyğun pyezotermik hündürlükləri $y_A=P_A/\gamma$, $y_1=P_{B_1}/\gamma$, $y_2=P_{B_2}/\gamma$, $y_3=P_{B_3}/\gamma$ ilə işarə edək.



Şəkil VII. 14

Boru kəmərinin ölçülərini və basqıları bilərək məntəqələrdəki maye sərfini tapmaq üçün yuxarıda göstərilən tənliklərə analoji olaraq aşağıdakı ifadələri yazmaq olar:

$$H-(h+y)=AlQ^2; \qquad \text{(VII. 60)}$$

$$(h+y)-(h_1+y_1)=A_1l_1Q_1^2; \qquad \text{(VII. 61)}$$

$$(h+y)-(h_2+y_2)=A_2l_2Q_2^2; \qquad \text{(VII. 62)}$$

$$(h+y)-(h_3+y_3)=A_3l_3Q_3^2; \qquad \text{(VII. 63)}$$

$$Q=Q_1+Q_2+Q_3. \qquad \text{(VII. 64)}$$

Burada (VII. 60) − çən ilə A düyün nöqtəsi arasında basqı itkisi, (VII. 61)−(VII. 63)−uyğun olaraq A düyün nöqtəsi ilə məntəqələr (B_1, B_2, B_3) arasındakı basqı itkisi, Q, Q_1, Q_2 *və* Q_3 isə boru kəmərlərindəki sərfdir.

(VII. 60)−(VII. 64) sistem tənliklərini birlikdə həll etməklə ya Q, Q_1, Q_2 və Q_3, y-*i*, ya da sərf məlum olduqda d, d_1, d_2, d_3 və y-*i* tapa bilərik.

§9. BORU KƏMƏRİ ÜÇÜN İQTİSADİ SƏMƏRƏLİ DİAMETRİN SEÇİLMƏSİ

Iqtisadi cəhətdən boru kəmərinin ən səmərəli diametrinin seçilməsi ilə ilk dəfə akademik L.S.Leybenzon məşğul olmuşdur.

Tutaq ki, l uzunluğunda boru kəmərindən lazımi maye sərfini keçirmək üçün bir neçə nasos stansiyası tələb olunur. Belə boru kəmərinin dəyərini C ilə işarə edək. Nasos stansiyalarının sayı n naməlum olub, boru kəməri diametrinin d seçilməsindən asılıdır. Baxılan məsələdə yalnız mayenin sərfi Q və boru kəmərinin uzunluğu l məlumdur. d-nin qiyməti axının borudakı orta sürətindən v asılıdır:

$$Q=\upsilon\pi d^2/4. \qquad \text{(VII. 65)}$$

Aydındır ki, v-nin qiyməti çox kiçik olmamalıdır, çünki kiçik sürətlərdə boru kəmərinin divarında çöküntülər əmələ gəlir ki, bu da

yolverilməzdir. Digər tərəfdən v -nin böyük qiymətlərində sürtünməyə sərf olunan basqı itkisi xeyli artır ki, bu da nasos stansiyalarının sayının çox götürülməsini tələb edir.

Boru kəmərinin vahid uzunluğunun qiyməti A üç hissənin cəmindən ibarətdir:

1) diametrdən asılı olmayan A_1 dəyəri, buraya həmçinin süni qurğular, boru xəttinə düşən digər təşkilati xərclərin bir hissəsini də daxil etmək olar;

2) boru kəmərinin diametri ilə düz mütənasib olan A_2d xərcləri;

3) boru kəmərinin çəkisi ilə mütənasib olan $A_3\delta d$ xərcləri. Buraya borunun dəyəri və onun iş yerinə çatdırılması da daxildir.

Boru divarının qalınlığı aşağıdakı ifadədən tapılır:

$$\delta = \frac{Pd}{2[\sigma]} + K, \qquad \text{(VII. 66)}$$

burada $[\sigma]$–boru materiallarının dağılmasında buraxila bilən gərginlik; K–sabit kəmiyyət olub, korroziya və yeyilmədən, həmçinin boruların yivli birləşməsində yivlərin açılma dərinliyindən asılıdır.

(VII. 66)-da $P = 10h\gamma$ yazsaq, boru kəmərinin çəkisi ilə mütənasib olan $A_3\delta d$ xərcləri aşağıdakı ifadə ilə hesablanar:

$$A_3\,\delta d = A_3\,Kd + \frac{A_3\gamma}{20[\sigma]}d^2h. \qquad \text{(VII. 67)}$$

Burudan da boru kəmərinin vahid uzunluğunun qiyməti üçün aşağıdakı ifadəni yazmaq olar:

$$A = A_1 + A_2d + A_3Kd + \frac{A_3\gamma}{20[\delta]}hd^2; \qquad \text{(VII. 68)}$$

$$A = A_1 + A_2^1d + A_3^1hd^2; \qquad \text{(VII. 69)}$$

$$A_2 = A_2 + KA_3$$

$$A_3^1 = A_3\,\gamma/20[\delta].$$

(VII. 69) ifadəsinin

$$A = A_1 + A_4d^m \qquad \text{(VII. 70)}$$

şəkildə götürülməsi əlverişlidir. Burada m göstəricisinin qiyməti 1...2 arasında dəyişir və təqribən m = 1.5 götürülə bilər.

Nasos stansiyasının dəyəri B aşağıdakı toplananlardan ibarətdir:

1) nasos-mühərrik aqreqatının dəyəri (buraya həmçinin yardımçı qurğular və binanın dəyəri daxil edilir). Bunun qiyməti nasosun nəzəri işi ilə mütənasib götürülə bilər, yəni

$$B_2 = Qh \qquad \text{(VII. 71)}$$

2) mülki tikintilər, su kəməri, yerin planlaşdırılması, tutumlar və s. ilə əlaqədar xərclər.

Bu hissə birinci hissədən böyükdür və demək olar ki, maşın

avadanlıqlarının gücündən və boru kəmərinin diametrindən asılı deyildir. Bu dəyəri B_3 ilə işarə etsək,

$$B = B_2 Qh + B_3, \qquad \text{(VII. 72)}$$

onda, L uzunluğunda boru kəmərinin tam dəyəri

$$C_1 = AL + Bn \qquad \text{(VII. 73)}$$

olacaqdır. Burada n–nasos stansiyasının sayıdır.

Əgər layihə olunan boru kəmərinin L_1 hissəsində lyupinq qoyulursa, onda boru kəmərinin öz dəyəri

$$(L - L_1)A + 2L_1 AC \qquad \text{(VII. 74)}$$

olur. Burada $2\ AC$ vahid uzunluğa düşən qoşalaşmış xəttin dəyəri olub, $0<C<1$ arasında dəyişir.

Əgər $L_1L = e$ kimi işarə etsək, onda boru kəmərinin tam dəyəri

$$C_1 = AL\left[1 + e(2c - 1)\right] + Bn. \qquad \text{(VII. 75)}$$

Əgər əsaslı vəsaitdə amortizasiya və əsaslı təmir xərclərinin faizi $П$-dirsə, onda istismar xərclərinə $\frac{Ï\ C_1}{100}$-ün əsas hissəsi daxil olacaqdır.

İstismar xərcləri aşağıdakılardan ibarətdir:

1) yanacağa, yağlanmaya və stansiyanın maşın avadanlığına sərf olunan xərclər. Bu xərclər nasosların gücü ilə mütənasibdir:

$$\beta_1 Qh;$$

2) stansiyaların özünün və işçilərinin saxlanması, cari təmir və s. xərcləri. Tutaq ki, hər bir stansiyada bu bənd üzrə β_2 qədər xərc çəkilmişdir.

3) boru kəmərinin idarə olunmasında və qorunmasında ümumi xərclər–D.

Deməli, hər bir stansiya üçün istismar xərcləri

$$B_1 = \beta_1 Qh + \beta_2 \qquad \text{(VII. 76)}$$

olur. Buna görə də boru kəməri istismarının tam dəyəri

$$C_2 = L\ AÏ\ \left[1 + e(2C - 1)\right] + n(BÏ\ + B_1) + D \qquad \text{(VII. 77)}$$

olacaqdır. İndi isə stansiyaların sayını n təyin edək. Tutaq ki, L uzunluğundan H hündürlüyünə Q sərfindən maye nəql olunmalıdır. Nasosun basqısını h, vahid uzunluqda sürtünməyə sərf olunan basqı itkisini i ilə işarə etsək, ümumi halda

$$i = \frac{h}{l} = \alpha Q^x d^y \nu^z. \qquad \text{(VII. 78)}$$

Laminar rejim üçün

$$x = 1;\ y = 4;\ z = 1;\ \alpha = \frac{128}{\pi g} \qquad \text{(VII. 79)}$$

Turbulent rejim üçün müqavimətin kvadratik qanununda

$$X = 2;\ y = 5;\ Z = 0;\ d = \frac{8\lambda}{\pi^2 g}. \qquad \text{(VII. 80)}$$

Blazius qanunu ilə müqavimətdə

$$X = 1,75;\ y = 4,75;\ Z = 0,25;\ \alpha = \frac{1,2656\sqrt[4]{4\pi}}{\pi^2 g} \qquad \text{(VII. 81)}$$

olacaqdır. Nəql üçün tələb olunan tam basqı isə

$$Li + H. \qquad \text{(VII. 82)}$$

Deməli, tələb olunan stansiyaların sayı n aşağıdakı şərtdən tapılır:

$$hn = Li + H. \qquad \text{(VII. 83)}$$

Əgər n sayda stansiya mövcuddursa, onda sərfin artırılması üçün ümumi uzunluğu L_1 olan lyupinqlərin qoşulması faydalı olardı. Bu zaman boru kəmərinin qoşalaşmış hissəsində vahid uzunluğa düşən basqı itkisi

$$i_1 = \xi i;\ \xi = C^{-x};\ C = \frac{\alpha \nu^z}{75\eta}\gamma;\ \xi < 1, \qquad \text{(VII. 84)}$$

burada η –nasosun f. i. ə.-dır.

Aydındır ki, nasos stansiyaları tərəfindən yaradılan basqı boru kəmərindəki sürtünmə müqaviməti ilə müvazinətdədir, yəni

$$hn_1 = i\left(L - L_1\right) + i_1 L_1 + H. \qquad \text{(VII. 85)}$$

Burada lyupinqin tələb olunan uzunluğu

$$L_1 = \frac{Li - H - hn_1}{i\left(1 - \xi\right)}. \qquad \text{(VII. 86)}$$

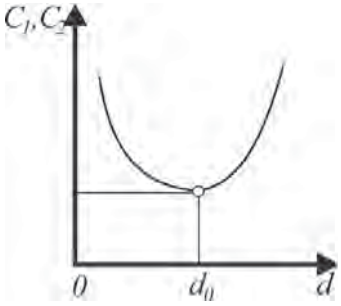
İndi isə $H = 0$ halı üçün (VII. 86) ifadəsindən

$$n = \frac{\alpha \nu^z Q^x L}{hd^y}\left[1 - e\left(1 - \xi\right)\right]. \qquad \text{(VII. 87)}$$

(VII. 70), (VII. 72), (VII. 87) ifadələrini (VII. 77)-də yerinə yazsaq, boru kəmərinin istismarının tam xərcini tapa bilərik:

$$C_2 = L\Pi(A_1 + A_4 d^m)\left[1 + e\left(2C - 1\right)\right] +$$
$$+ \frac{La\nu^z Q^x}{hd^\gamma}\left[Qh\left(\beta_1 + \Pi B_2\right) + \left(\beta_2 + \Pi B_3\right)\right]\left[1 - \bar{e}\left(1 - \xi\right)\right] + D \qquad \text{(VII. 88)}$$

C_1 və C_2 xərclərinin d-dən asılı dəyişmə xarakterinin təhlili göstərir ki, bu xərclər diametrin d_0 qiymətində (Q, h, l məlumdur) minimum qiymət alır (şəkil VII. 15).



Şəkil VII. 15

(VII. 88) ifadəsindən d-yə görə törəmə alıb, sıfra bərabər etsək, onda

$$m\Pi\left[1+\hat{e}\left(2C-1\right)\right] A_4 d^{-1} - \frac{\Upsilon a v^z Q^x}{hd^{\gamma+1}} \times$$

$$\times\left[1-\hat{e}\left(1-\xi\right)\right]\left[\left(\beta_1+\Pi B_2\right)Qh+\left(\beta_2+\Pi B_3\right)\right]=0 \qquad \text{(VII. 89)}$$

ifadəsindən boru kəmərinin axtarılan ən kiçik optimal diametri tapıla bilər:

$$d_0^{m+y} = \frac{yav^2Q^x\left[\left(\beta_1+\Pi B_2\right)Qh+\left(\beta_2+\Pi B_3\right)\right]}{hm\Pi A_4} \qquad \text{(VII. 90)}$$

Əgər lyupinq qoşulmazsa, onda $\tilde{e}=0$ və (VII. 90) ifadəsi aşagıdakı şəkildə olar:

$$d_0^{m+y} = \frac{yavzQ^x\left[\left(\beta_1+\Pi B_2\right)Qh+\left(\beta_2+\Pi B_3\right)\right]}{hm\Pi A_4} \qquad \text{(VII. 91)}$$

(VII. 87) ifadəsində (VII. 91) ifadəsindəki d_o^y qiymətini yazsaq, nasos stansiyalarının ən sərfəli sayı

$$n = \frac{LA_4 d^m m\ddot{I}\ \left[1-\tilde{e}\left(2-1\right)\right]}{y\left(\beta_1+\ddot{I}\ B_2\right)+hm\left(\beta_2+\ddot{I}\ B_3\right)} \qquad \text{(VII. 92)}$$

olar. Bu ifadəni (VII. 70), (VII. 72) və (VII. 76) ifadələri ilə müqayisə etsək, görərik ki, nasos stansiyalarının ən səmərəli sayı boru kəmərinin öz qiymətinin dəyişən hissəsi (A_4d^m) ilə düz, nasos stansiyasının istismar xərci [$(\beta_1+\Pi B_2)Qh + (\beta_2+\Pi B_3)$] ilə tərs mütənasibdir.

(VII. 90) ilə (VII. 91) ifadələrinin müqayisəsindən aşağıdakını alarıq:

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^{m+y} = \frac{1-\tilde{e}\left(1-\xi\right)}{1+\tilde{e}\left(2C-1\right)}. \qquad \text{(VII. 93)}$$

Misal. Əgər $\tilde{e}=0{,}5$, $C=1$, $m=1{,}5$, $\xi=\frac{1}{4}$ götürsək, onda d/d_0 = 0.874 olacaqdır.

Əgər lyupinqin uzunluğunu dəyişən götürsək, onda (VII. 89) ifadəsindən törəmə $\tilde{e}$ dəyişəninə görə alınmalıdır. Onda

$$\Pi\left(2C-1\right)\left(A_1-A_4d^m\right)-$$

$$-\frac{\left(1-\xi\right)av^2Q^x}{hd^y}\left[\left(\beta_1+\Pi B_2\right)Qh+\left(\beta_2+\Pi B_3\right)\right]=0 \qquad \text{(VII. 94)}$$

Bu ifadədən lyupinqin uzunluğu ən az hal üçün, ən səmərəli kiçik

diametrin tapılmasında istifadə edilir.

Beləliklə, d-ni bilməklə lyupinqin nisbi uzunluğunu $\tilde{e}$ (VII. 90) ifadəsindən təyin etmək olar.

Xüsusi halda məsələ həllini sadələşdirmək məqsədilə m göstəricisini elə seçə bilərik ki, o, A_1 və A_4-ü özünə daxil etsin. Onda yuxarıdakı ifadələrdə A_1=0 qəbul edilməlidir. Bunun nəticəsində (VII. 94) ifadəsindən

$$d^{m+y} = \frac{(1-\xi)\alpha\nu^z Q^x\left[(B_1 + \ddot{I}\ B_2)Qh + (\beta_2 + \ddot{I}\ B_3)\right]}{h\ddot{I}\ (2C-1)A_4}. \qquad \text{(VII. 95)}$$

məlum olur, (VII. 91) ilə (VII. 95) müqayisəsindən

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^{m+y} = \frac{m(1-\xi)}{y(2C-1)} \qquad \text{(VII. 96)}$$

alınır. Nəhayət, (VII. 93) ilə (VII. 96)-nın müqayisəsindən $A_1 = 0$ xüsusi halı üçün

$$\frac{\left[1-\tilde{e}(1-\xi)\right]y}{m\left[1+\tilde{e}(2C-1)\right]} = \frac{1-\xi}{2C-1}; \qquad \text{(VII. 97)}$$

$$\tilde{e} = \frac{1-\dfrac{m}{y}-\dfrac{1-\xi}{2C-1}}{(1-\xi)(1+m/y)}. \qquad \text{(VII. 98)}$$

Misal məqsədilə lyupinqin və boru kəmərinin diametrini eyni qəbul etsək, onda m=1.5; u=5; C=1; ξ=1/4, buradan da $\tilde{e}$=0.8 və d/d_0=0.795 alarıq, yəni lyupinq qoşulmayan halda boru kəmərinin ən səmərəli diametri 10″-dirsə, onda uzunluğu kəmərin 0.8 hissəsi qədər olan lyupinq qoşulduqda 8″ borudan istifadə edilməsi sərfəlidir. Maraqlıdır ki, ən səmərəli diametr lyupinq xəttindən asılı deyildir.

Ən səmərəli diametr təyin edildikdən sonra orta sürət $\upsilon = \dfrac{4Q}{\pi d^2}$ hesablamalı, Reynolds parametri $\mathrm{Re} = \dfrac{4Q}{\tau d\nu}$ təyin edilməlidir.

Reynolds parametrinin qiyməti hesablamada qəbul edilmiş hərəkət rejiminə uyğun y olmalıdır.

Orta sürətin qiyməti onun qəbul edilmiş həddindən (boru divarında çökmənin qarşısını alan) kiçik olmamalıdır.

Buna görə də boru kəməri diametrinin təyin edilmiş iqtisadi səmərəli qiymətlərinin hamısı praktikada tətbiq edilə bilməz.

Hazırda bu məsələnin həlli müasir EHM-də asanlıqla aparılır.

VIII FƏSİL

KAVİTASİYALI AXIN

§1. KAVITASIYA* HAQQINDA ÜMUMI MƏLUMAT

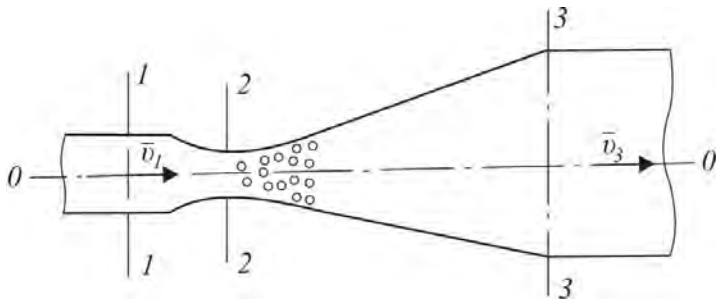
Məlum olduğu kimi axının en kəsiyi sahəsi kiçildikcə onun surəti artıb, təzyiqi azalır. En kəsiyi sahəsinin istənilən kiçik ölçüdə götrülməsi bizim ixtiyarımızdadır. Onda qarşıya belə bir haqlı sual çıxır: surəti sonsuz istənilən həddə qədər artırmaq olararmı? Təzyiq sıfır qiymətinə qədər azala bilərmi? Yox, bu hadisələr baş verə bilməz!

Məlumdur ki, təzyiqin azalıb, doymuş buxar təzyiqinin qiymətinə yaxınlamasında mayedə həll olunmuş qazların ayrılması və buxar fazasının yaranması halı baş verəcəkdir. Qısaca desək, mayeni, məsələn, suyun hansı dərəcədə soyuq olmasına baxmayaraq, qaynayacaqdır. Qaynama prosesi külli miqdarda qaz qabarcıqlarının əmələ gəlməsi ilə müşayiət olunacaqdır. Axındakı qabarcıqlar borunun dar kəsiyindən geniş kəsiyə keçdikdə surətin azalması və təzyiqin artması hesabına əks proses-buxarlanmış hissəciklərin yenidən kondensləşməsi, qazın yenidən suda həll olunması və qaz qabarcıqlarının yox olması baş verəcəkdir. Bax, burda da xoşagəlməz hadisə baş verir: qabarcıqlar partlayır.

Qabarcıqlar saniyənin milyonda bir hissəsində birləşərək yüz min atmosferə qədər təzyiq sıçrayışı yaradır. Qabarcıqlar yox olduqda hidravlik zərbə yaranır. Onun təsiri bir yerdə iynə batırmağa oxşayır. Lakin burda iynələrin sayı hesabsızdır. Nəticədə "iynələr" sancma prosesində öz "fitnəkar" işini görür. Onlar metalın kristallarını bir-bir "yeyib" boruda yuvalar, sonra isə deşiklər açır. Buna texnikada *kavitasiya** *hadisəsi deyilir.* Kavitasiya latınca kavitas-boşluq, qabarıq mənasını verir.

Kavitasiya hadisəsinin şəffaf materialdan düzəldilmiş Venturi borusunda (buna *kavitasiya borusuda* deyilir) öyrənilməsinə baxaq (şəkil. VIII. 1). Maye borunun 2–2 daralan hissəsindən keçdikdə surət artır, təzyiq isə azalaraq doymuş buxar təzyiqinin qiymətinə çatır. Su

* *Kavitasiya-latınca cavitais-dərinləşmək mənasını verir*



Şəkil VIII. 1

qaynayır. Daralan yerdən keçdikdən sonra sürət azalıb v_3 qiymətinə, təzyiq isə artaraq P_3 qiymətinə çatır.

Müqayisə müstəvisinin borunun *0–0* oxundan keçdiyini qəbul edib, *1–1* və *2–2* kəsiyi üçün Bernuli tənliyini yazaq:

$$P_1 + \rho\frac{\upsilon_1^2}{2} = P_2 + \rho\frac{\upsilon_2^2}{2} + \Sigma\xi\rho\frac{\upsilon_2^2}{2}, \qquad \text{(VIII. 1)}$$

burada P_1, P_2, v_1, v_2 – uyğun olaraq *1–1* və *2–2* kəsiyində təzyiq və sürətlərin qiymətləri ; $\Sigma\xi$ – *1–1* və *2–2* kəsiyi arasında yerli müqavimət əmsalının çəmidir.

(VIII. I) ifadəsində bəzi dəyişiklikləri etsək,

$$E_u = \frac{p_1 - p_2}{p\frac{\upsilon_1^2}{2}} = \frac{\upsilon_2^2 - \upsilon_1^2}{\upsilon_1^2} + \Sigma\xi \qquad \text{(VIII. 2)}$$

alarıq. Kavitasiyanın böhran vəziyyətinə ($P_2 = P_6$) uyğun Eyler ədədinə E_u *kavitasiyanın böhran ədədi* deyilir.

$$K_b = \frac{P_1 - P_b}{\rho\frac{\upsilon_1^2}{2}}. \qquad \text{(VIII.3)}$$

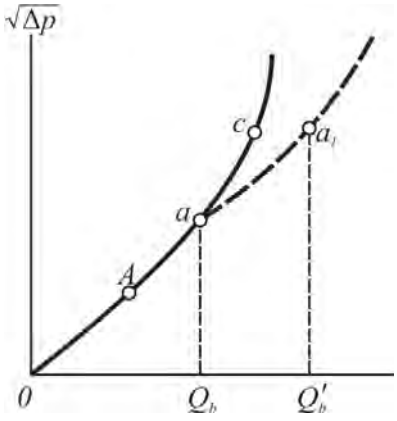
Kavitasiyanın böhran ədədi kavitasiyanı xarakterizə edən əsas kriteridir. Sürətin verilmiş v_1 qiymətində və mayenin məlum xassələrində kavitasiya ədədinin kiçik olması yerli müqavimətin girişində P_1 təzyiqinin doymuş buxarın təzyiqinə yaxınlaşdığını göstərir. Belə koomnikasiyalar mültəq təzyiqin kiçik qiymələrində kavitasiyasız işləyə bilər ki, bu da çox vacib məsələdir (məsələn, nasosların sorma boruları üçün). Buna görə də müxtəlif hidrovlik sistemlərin və maşınların konstruksiyalarının layihələndirilməsində kavitasiya ədədinin azalmasına çalışmaq lazımdır.

(VIII.3) ifadəsində $P_1 - P_b$ təzyiqlər fərqinə axının v_1 sürətindən v_{0b} qiymətinə qədər artması nəticəsində baş verən təzyiqin dinamik düşməsi deyilir.

Boru şəffaf materialdan hazırlansa, kavitasiya gözlə müşahidə edilər. Kavitasiyanın böhran təzyiqini daha dəqiq qeyd etmək üçün eyni zamanda borunun sərf xarakteristikası, yəni $Q = f(\sqrt{\Delta P})$ asılılığı qurulur. Burda $\Delta P = P_1 - P_2$ boruda yalnız hidravlik itkidən asılı təzyiq düşküsüdür (*1–1* və *2–2* kəsikləri eyni ölçüdədir). P_1 təzyiqinin sabit qiymətində borunun sərf xarakteristikasında basqı itkisi sərfin kvadratı

ilə mütənasibdir. Buna görə də $Q = f\sqrt{\Delta P}$ asılılığının *oa* hissəsi xətti xarakter daşıyır (şəkil VIII. 2.).

2–2 kəsiyindəki təzyiq kavitasiyanın böhran təzyiqi qəbul edilir ki, bu da $Q = f(\sqrt{\Delta P})$ asılılığının xətti qanununun pozulduğu α nöqtəsinə uyğun gəlir. *oa* hissəsindən sonra *1–1* və *3–3* kəsikləri arasında badsqı itkisi ilə axın quruluşunun pozulması nəticəsində baş verir.



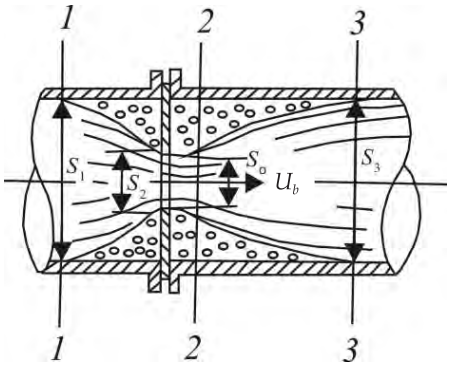
Şəkil VIII. 2

P_1 təzyiqini dəyişməklə başqa v_{ob} sürətinə uyğun gələn $Q = f(\sqrt{\Delta P})$ asılılığını almaq olar (bu, şəkildə qırıq xətlər göstərilmişdir). Müxtəlif böhran sürətlərdə müxtəlif mayelər keçirməklə böhran təzyiqi ilə K_b ədədi arasındakı asılılığı mayenin xassələrindən və sürətindən asılı şəkildə qurmaq olar.

§2. YERLI MÜQAVİMƏTLƏRDƏ KAVİTASİYA

Misal məqsədilə diafraqmadan sonra maye axınında yaranan kavitasiya hadisəsinə baxaq (şəkil VIII. 3). Venturi borusundakı hərəkətdə olduğu kimi, diafraqmadan sonra da axının en kəsiyinin daralması, orada sürətin artması və təzyiqin azalması baş verəcəkdir *1–1* və *2–2* kəsikləri üçün Bernuli tənliyini yazsaq, kavitasiyanın böhran mərhələsi üçün (VIII. 3)-ə oxşar ifadəni alarıq:

$$K_b = \frac{P_1 - P_b}{\rho\frac{\upsilon_1^2}{2}} = \frac{\upsilon_{0max}^2 - \upsilon_1^2}{\upsilon_1^2} + \Sigma\xi_{1-2}, \quad \text{(VIII.4.)}$$



Şəkil VIII. 3

burada υ_{0max} – daralan yerdə kavitasiyanın böhran mərhələsinə uyğun maksimum sürət; $\Sigma\xi_{1-2}$ –*1–1* və *2–2* kəsikləri arasında yerli müqavimətlərin cəmidir.

Kəsilməzlik tənliyinə əsasən

$$\upsilon_{0max}S_2\varepsilon = \upsilon_1 S_1; \quad \upsilon_{0max}S_0 = \upsilon_1 S_1; \quad \text{(VIII.5)}$$

$$S_2\varepsilon = S_0 \quad \text{(VIII.6)}$$

olduğundan

$$\upsilon_1 = \upsilon_{0max}\frac{S_2\varepsilon}{S_1}. \quad \text{(VIII.7)}$$

(VIII. 7) ifadəsinin (VIII.4)-də yerinə yazsaq, alarıq:

$$K_b = \left(\frac{S_1^2}{S_2^2 \varepsilon^2} - 1 \right) + \Sigma \xi_{1-2}. \qquad \text{(VIII.8)}$$

(VIII. 8) ifadəsi göstərir ki, kavitasiya ədədinin böhran qiymətinin kiçilməsi, yəni kavitasiyasız iş müddətinin çoxalmasına sıxılıma əmsalının ε artırmaqla nail olmaq olar. Bu isə axının S_1 en kəsiyi sahəsindən S_0 sahəsində hidravlik müqavimətin azalması deməkdir. (VIII. 8) ifadəsi ümumi hala uyğun gəlib bütün yerli müqavimətlər üçün yararlıdır.

Eksperiment və ya məlum nəzəri asılılıqlarla sıxılma əmsalını ε tapıb, *1–1* və *2–2* kəsikləri arasında müqavimət əmsalları seçib toplamaqla kavitasiyanın böhran əmsalını hesablamaq olar. Məsələn, baxılan misalda diafraqmadan axında $Re \geq 10^4$ qiymətlərində şırnağın daralmasındakı itkinin $\Sigma\xi_{1-2}$ nəzərə almamaq olar, ε isə aşağıdakı ifadədən tapıla bilər:

$$\varepsilon = 0,611 + 0,148n^2; \qquad \text{(VIII.9)}$$

$$n = S_2 / S_1.$$

(VIII.9) ifadəsini (VIII.8)-də yerinə yazsaq,

$$K_b = \frac{S_1^2}{S_2^2 (0,611 + 0,148n^2)} - 1 \qquad \text{(VIII.10)}$$

alınır. K_b-nın hesablanması üçün başqa metodlardan da istifadə edilir. Məsələn, diafraqma üçün axının daralmış en kəsik sahəsini S_0 onun tam müqavimət əmsalının ifadəsindən də hesablamaq olar (yəni əsas itki genişlənməyə sərf olunur):

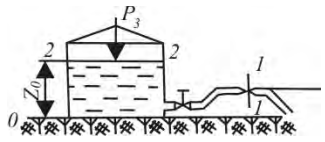
$$\xi = \left(\frac{S_2}{S_0} - 1 \right)^2, \qquad \text{(VIII.11)}$$

$$S_0 = \varepsilon S_2 = \frac{S_2}{\sqrt{\xi} + 1}. \qquad \text{(VIII.12)}$$

Bu ifadəni $S_1 = S_2$ üçün (VIII.8)-də yerinə yazsaq və daralmadakı itkiləri nəzərə almasaq;

$$K_b = \xi + 2\sqrt{\xi} \qquad \text{(VIII.13)}$$

Qeyd etmək lazımdır ki, (VIII.8), (VIII.10) və (VIII.13) ifadələri təqribidir, çünki onlar (VIII.8)-də $\Sigma\ \xi_{1-2}$–nin nəzərə alınmadığı hal üçün, yəni *Re*-nin böyük qiymətləri üçün dəqiqdir. Bu ifadələr həmçinin P_b–yə təsir edən mayenin termodinamik və başqa xassələrinin K_b-yə təsirini də nəzərə almır.



Şəkil VIII. 4

Misal məqsədilə boru kəmərinin kavitasiya əmələgəlmə cəhətindən ən çox qorxulu *1–1* kəsiyində təzyiqi tapaq (şəkil VIII, 4). Bunun üçün *2–2* və *1–1* (siritməyə

qədər) kəsikləri üçün Bernuli tənliyini yazaq (müqayisə müstəvisi *0-0* olur):

$$\frac{p_a}{\tau}+Z_0=\frac{P_1}{\gamma}+\frac{\upsilon_1^2}{2g}+Z_1+\Sigma h_{2-1}, \qquad \text{(VIII.14)}$$

bu tənlikdən

$$\frac{P_1}{\gamma}=\frac{P_a}{\gamma}+(Z_0-Z_1)-\left(\frac{\upsilon_1^2}{2g}+\Sigma h_{2-1}\right). \qquad \text{(VIII.15)}$$

1–1 kəsiyindən siyirtmədəki kəsiyin daralan yerindəki basqı itkisini böhran rejimə uyğun yazılmış (VIII.3) ifadəsindən tapaq:

$$\frac{P_1-P_b}{\gamma}=K_b\frac{\upsilon_1^2}{2g}. \qquad \text{(VIII. 16)}$$

Deməli, boru kəmərinin *1–1* kəsiyində kavitasiyasız axının olması şərti belə yazılar:

$$\frac{P_1}{\gamma}-K_b\frac{\upsilon_1^2}{2g}\geq\frac{P_{db}}{\gamma}. \qquad \text{(VIII. 17)}$$

$\frac{P_1}{\gamma}$ – nın qiyməti (VIII. 15) ifadəsindən tapılar.

Kavitasiyanın böhran qiymətindən istifadə edərək boru kəmərinin kavitasiyasız işləməsinin aşağıdakı şərti daha etibarlıdır:

$$\frac{P_1}{\gamma}-\xi\frac{\upsilon_1^2}{2g}>\frac{P_{db}}{\gamma}, \qquad \text{(VIII. 18)}$$

Bu hər bir şəraitdə

$$K_b>\xi \qquad \text{(VIII.19)}$$

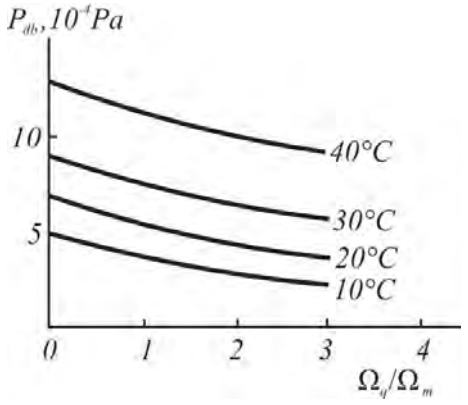
doğru olduğundan (VIII.17) şərait daha etibarlı məlumat verir.

§3. NEFT MƏHSULLARININ NƏQL OLUNMASINDA KAVİTASIYANIN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Neftin və başqa mayelərin kavitasiya göstəricisi doymuş buxar təzyiqidir. Doymuş buxar təzyiqi P_{db} təkcə temperaturdan deyil, həm də neftin tərkibindən, qaz və maye fazalarının nisbətindən (Ω_q/Ω_m) aslıdır (şəkil VIII.5.).

Şəkildən göründüyü kimi, temperatur yüksəldikcə P_{db}-nin qiyməti artır, Ω_q/Ω_m artdıqca isə əksinə azalır.

Bəs kavitasiya zonasında P_{db}-nin Ω_q/Ω_m nisbətindən asılı olaraq dəyişməsi necədir? Bu sual neft kimi mürəkkəb mayelər üçün hələlik öyrənilməmişdir. Odur ki, P_{db}-nin qiyməti neftlər üçün ancaq eksperiment



Şəkil VIII. 5

üsulu ilə təyin edilməlidir.

Neft metastabil xarakterdə olduqda məsəlinin həlli bir qədər də çətinləşir. Neftin bu xassəsi nəzərə alınsa, yerli müqavimətlərdə kavitasiyasız axının hesablanmasında standarta əsasən P_{db} təzyiqi Reyda bombasında $\Omega_q/\Omega_m = 4$ və t=38.3 ^oC şəraitində təyin edilir.

Axan mayenin özlülüyünün kavitasiya hadisəsinə təsiri böyükdür. O, bir tərəfdən yerli müqavimətin girişində təzyiqi azaldır (hidravlik itkilər artdığı üçün), digər tərəfdən isə K_b-ni artırır.

Kavitasiya təkcə borunun daralan yerində deyil, cismin ətrafında da axma profilinin dəyişməsi nəticəsində yerli sürətin artıb, yerli təzyiqin azalmasını təyin edən bütün hallarda da baş verir. Məsələn, bu hadisə "Raketa" adlanan çay gəmilərinin qanadları altında baş verməklə hərəkət sürətinə hədsiz maneə törədir. Bu səbəbdən də "Raketa" 80....100 km/saat sürətini ala bilmir.

Kavitasiya dözülməz və təhlükəli hidravlik hadisədir. Bu, mayedə cismin hərəkət sürətinin artırılmasına qarşı sərt maneədir. Bu hadisənin qarşısı alınmazsa, adi su qabarcıqlarının təsirindən mərmiyə qarşı davamlı sayılan metal da toza dönə bilər.

Kavitasiya hadisəsi ildə min tonlarla metalı "yeməklə" hidravlik maşınların fəaliyyətini məhdudlaşdırır. Bununla bərabər, qabarcıqların dağıdıcı qabiliyyətindən faydalı istifadə edilməsi məsələsi mühəndisləri düşündürmüşdür. Bu məqsədlə yüksək təmizlik dərəcəsi (milliqramın mində bir hissəsi qədər) tələb edən maşın hissələrinin, saat mexanizminin, elektron relesinin və kosmik gəmi hissələrinin çirkdən təmizlənməsində kavitasiya hadisəsindən istifadə edilir. Kavitasiya həmçinin saat mexanizmindəki dişli çarxların ştamplamadan sonrakı mexaniki emalında da tətbiq olunur.

Hazırda Sovet İttifaqında hazırlanan kavitasiyalı təmizləmə və işləmə qurğuları İngiltərə, Hindistan, Bolqarıstan və s. ölkələrə ixrac edilir.

Yoxlamalar göstərmişdir ki, boruların daxili səthini kavitasiya qurğusu ilə təmizlədikdə səth güzgü kimi hamar olur. Bu isə boruda mayenin hərəkətlərində müqavimətləri xeyli azaltmağa imkan verir. Bu əməliyyatın neft-mədən praktikasına əhəmiyyəti çox böyükdür. Quyularda nefti yer üzərinə qaldırdıqda borularda parafin, qatran və s. kimponentler çökür. Nəticədə qaldırıcı boruların en kəsik sahəsi getdikcə kiçilir, quyu hasilatı azalır və nəhayət, borular tamamı ilə tutulur. Boruların çökmüş hissələrdən təmizlənməsi üçün mədənlərdə xüsusi əməliyyatlar aparılır ki, bu neftin maya dəyərini artırır və quyuların normal iş prinsipini pozur. Bu məqsədlə boruların daxili səthi işlənib hamarlanır (şüşə qatı, lak təbəqəsi və s. yaradırlır) Səthin hamarlıq dərəcəsi artdıqca onun üzərinə bərk hissəciklərin yapışma və çökmə ehtimalı və şəraiti azalır. Kavitasiya hadisəsindən istifadə etməklə boruların daxili səthinin hamarlanması bu cəhətdən əhəmiyyətli tədbir sayıla bilər.

19 noyabr 1977-ci ildə Hindistanın Assam ştatının sahil rayonunda misli görünməmiş güclü tropik siklonun nəticəsini öyrənən hind alimləri çətin izah edilən hadisə ilə rastlaşmışlar. Bu, tropik siklonu görənlər tərəfindən tufan küləyinin okeandan sahilə gətirdiyi nəhəng dalğaların sanki qırmızı alovla əhatə olunduğunun təsdiq edilməsi idi.

Bu heyrətamiz hadisənin izahı üçün Hindistanın elm və texnika departamentinin nümayəndəsi N.D.Krişnan aşağıdakı fərziyyəni irəli sürmüşdür: siklonun hədsiz böyük enerjiyə malik olması üzündən ildırımlı tufanda küləyin sürətinin vaxtaşırı saatda 200 km-ə çatmasında su molekulunun oksigen və hidrogen atomlarına parçalanması və

elektrik yüklərinin hidrogeni alovlandırması nəticəsində dalğalar yanan kimi görünür.

Sən demə hindistanın Andxra-Pradeş ştatının balıqcıları arasında *"qırmızı dalğalar"* haqqında çoxdan bəri əfsanə hökm sürürmüş. Bu əfsanə fırtınalı küləkləri okeandan sahilə qovduğu ən nəhəng su dalğalarının yuxarı hissələrinin qırmızı rəngdə alov kimi yanmasından ibarətdir. Deyilənə görə "yanan dalğalar" həm də dəhşətli səslə "nərildəyərək" küləyin vıyıltısını tam boğur.

Fırtına zamanı sahilə cuman nəhəng dalğalar üzərində tam parlaq qırmızı rəngli alovun alimlər tərəfindən müşahidə edilməsi nəticəsində həmin əfsanənin həqiqət olduğu müəyyən edilmişdir.

Bu təbii effektin izahı üçün Hindistan alimləri bir neçə fərziyyə irəli sümüşlər. Bunlardan biri də su molekulunun atomlara parçalanmasıdır.

Burada digər maraqlı məsələ dalğaların "nərildəməsidir". Sadə hesablama nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, su molekullarının oksigen və hidrogen atomlarına parçalanması üçün fırtınanın suya verdiyi sürət 20400 km/san olmalıdır. Bununla belə, hesablamalar əfsanəvi "nərildəmələr"in başqa bir fiziki hadisə ilə də əlaqədar olduğunu göstərir. Məsələn, belə bir hadisə kimi kavitasiyanı göstərmək olar. Daha doğrusu, çox güclü mexaniki gərginliyin təsirindən mayedə yaranmış qaz qabarcıqlarının partlayışı əfsanəvi "nərildəmələri" yaradır.

Kavitasiya hadisəsində suda yaranmış təzyiq impulsunun başlanğıc ampiludası 10.000 atmosferdən çox ola bilər. Zərbə hadisəsi ani olaraq bir neçə mikrosaniyədə baş verir. Təəccüblü deyildir ki, bu cür zərbə impulslarının təsirindən hətta ən möhkəm materiallar belə dağıla bilər.

Kavitasiya hadisəsi ultrasəs dalğalarının təsiri ilə də yarana bilər. Ultrasəslə yaranan kavitasiya boşluqlarının partlayışı nəticəsində qeyri-adi effekt yaradan enerjinin ayrılması baş verir. Məsələn, senolumenessesiya adlanan hadisədə su və digər mayelər işıqlanır. Kavitasiya həmişə suyun qaynamasını xatırladan şaqılltılı səslə müşahidə edilir və müxtəlif kimyəvi reaksiyaların, o cümlədən suyu *H* və *OH* radikallara, sonra isə hidrogen və oksigenə ayrılma imkanına malikdir.

Dəniz və okeanların sahillərində hələ heç kəs ultrasəs "nərildəmələ"rini müşahidə etməyib. Orada təkcə "dəniz səsi" adı ilə məhşur olan infrasəs hökm sürür. Bəzən bu rəqslərin intensivliyi 100 desibele çatır. Bu isə gücü etibarilə reaktiv təyyarənin yaratdığı səsin gücü ilə eynidir.

IX FƏSİL

MAYELƏRİN QƏRARLAŞMAMIŞ HƏRƏKƏTİ

Neft-mədən işlərində sıxılmayan basqılı qərarlaşmış hərəkətinə daha çox təsadüf edilir. Bu halda mayenin bütün kəsiklərdə orta sürəti, sərfi və basqısız hərəkətdə onun kəsik sahəsi zamandan asılı olaraq dəyişir, yəni

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial t} \neq 0; \quad \frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0; \quad \frac{\partial S}{\partial t} \neq 0.$$

Deməli, mayenin sərfi, orta sürəti və axının en kəsiyi onun başlanğıc kəsiyindən hesablanan l məsafəsindən, yəni koordinatdan və zamandan asılıdır, başqa sözlə

$$Q = f_1(l,t); \; \upsilon = f_2(l,t); \; S = f_3(l,t).$$

Basqılı hərəkətdə isə axının en kəsiyi zamandan asılı olaraq dəyişmir, yəni $\frac{\partial S}{\partial t} = 0.$ Bu halda axının en kəsiyi onun başlanğıc kəsiyindən hesablanan l məsafəsindən asılı olur və xüsusi halda sabit qalır, yəni $S=f_2(l)$ və ya sabitdir. Maye sıxılmayandırsa, onun sərfi ancaq zamandan, orta sürəti isə zamandan və l məsafəsindən asılı ola bilər, yəni $Q = f_1$ (t); $v = f_2$ (l,t).

§1. BORUDA MAYENİN QƏRARLAŞMAMIŞ HƏRƏKƏTİ ÜÇÜN BERNULİ TƏNLİYİ

En kəsiyi dəyişən dairəvi boruda mayenin qərarlaşmamış hərəkətinin Bernuli tənliyini almaq üçün aşağıdakı iki ehtimalı qəbul edək:

1) borunun divarları mütləq bərkdir;

2) boruda hərəkət edən maye sıxılımayandır.

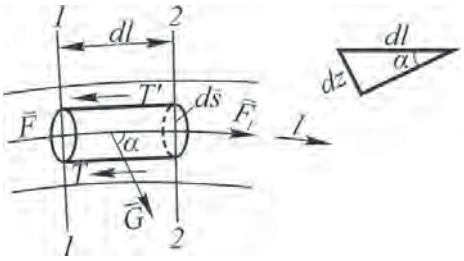
Onda deyə bilərik ki, borunun en kəsik sahəsi yalnız koordinatdan

asılı olacaqdır, yəni

$$S = f(l). \qquad \text{(IX. 1)}$$

Maye sıxılmayan olduğundan baxılan zaman anında borunun bütün kəsiklərində mayenin sərfi dəyişməyəcəkdir, yəni

$$Q = \text{const}.$$



Şəkil IX. 1

1. Bernuli tənliyini elementar lülə üçün çıxaraq. Axının daxilində uzunluğu *dl,* en kəsiyi *dS* olan və üfüqlə α bucağı əmələ gətirən silindirik lülək götürək (şəkil IX.1). Bu elementə təsir edən qüvvələr aşağıdakılardır.

1) ağırlıq qüvvəsi: $G = \gamma dSdl$, onun *l* oxu üzərində proeksiyası

$$G_e = \gamma\, dS\, dl \sin\alpha, \qquad \text{(IX. 2)}$$

burda γ -mayenin xüsusi çəkisidir.

2) hidrodinamik təzyiq qüvvəsi: *F=PdS*

1–1 kəsiyində $$F_e = P\, dS; \qquad \text{(IX. 3)}$$

2–2 kəsiyində $$F_e' = \left(P + \frac{\partial P}{\partial l} dl\right) dS. \qquad \text{(IX. 4)}$$

3) ətalət qüvvəsi

$$F_ə = m\frac{du}{dt} = \frac{\gamma}{g} dS\, dl \frac{du}{dt}, \qquad \text{(IX. 5)}$$

burada *u* – yerli sürət, *m* – silindrik lüləyin kütləsidir.

4) sürtünmə qüvvəsi:

$$T = \tau\, d\chi\, de, \qquad \text{(IX. 6)}$$

burda $d\chi$ – lüləyin canlı kəsiyinin parametri; τ – toxunan gərginlikdir.

Lüləyə təsir edən qüvvələrin *l* oxu üzərindəki proyeksiyalarının cəbri cəmini sıfra bərabər etsək, dinamik müvazinət tənliyini alarıq:

$$G_e + F_e - F_e' - T_e - F_e = 0, \qquad \text{(IX. 7)}$$

(IX.2)-(IX.6) ifadələrini (IX.7)-də yerinə yazsaq,

$$\left(\gamma\, dl\, dS \sin a + P\, dS - P + \frac{\partial P}{\partial l} dl\right) dS - \frac{\gamma}{g} dS\, dl \frac{du}{dt} - \tau dx dl = 0. \qquad \text{(IX. 8)}$$

(IX.8) tənliyinin hər tərəfinni γ *dS dl*-ə bölcək,

$$\sin a - \frac{1}{\gamma}\frac{\partial P}{dt} - \frac{1}{g}\frac{du}{dt} - \frac{\tau}{\gamma}\frac{d\chi}{dS} = 0 \qquad \text{(IX. 9)}$$

alarıq. Məlumdur ki,

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial t}\frac{dl}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{u^2}{2}\right), \qquad \text{(IX. 10)}$$

(IX.10) və sin $\alpha = -dz/dl$ - qiymətini (IX.9)-da yerinə yazsaq,

$$\frac{dz}{dl}+\frac{1}{\gamma}\frac{\partial P}{\partial l}+\frac{1}{g}\frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{u^2}{2}\right)=-\frac{\tau}{\gamma}\frac{d\chi}{dS}-\frac{1}{g}\frac{\partial u}{dt}. \qquad \text{(IX. 11)}$$

$Z=Z\ (l)$ olduğundan, bu tənlik aşağıdakı kimi yazılır:

$$\frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}\right)=-\frac{\tau}{\gamma}\frac{d\chi}{dS}-\frac{1}{g}\frac{\partial u}{\partial t}. \qquad \text{(IX. 12)}$$

(IX.12) elementar lüləyin qərarlaşmamış hərəkətinin diferensal tənliyidir. Bu ifadənin hər iki tərəfini *dl-ə* vurub, *1–1* kəsiyindən *2–2* kəsiyinədək inteqrallasaq, sıxılmayan real maye şırnağının qərarlaşmamış hərəkəti üçün Bernuli tənliyi alınar:

$$Z_1+\frac{P_1}{\gamma}+\frac{u_1^2}{2g}=Z_2+\frac{P_2}{\gamma}+\frac{u_2^2}{2g}+h_1'+h_2';$$

$$h'_1=\int_0^1\frac{\tau}{\gamma}\frac{d\chi}{dS}dl; \qquad h'_2=\frac{1}{g}\int_0^1\frac{\partial u}{\partial t}dl$$

burda h'_1 – maye şırnağının *1–1* kəsiyindən *2–2* kəsiyinə yerdəyişməsində müqavimətin dəfinə sərf olunan basqı itkisi; h'_2 – maye şırnağının lokal ətalət basqısı olub şırnağın vahid çəkisinə düşən xüsusi enerjinin bir hissəsidir.

2. İndi də (IX.12) tənliyini tam axın üçün yazaq. Bu halda tənliyin hər həddini elementar lüləyin dS canlı kəsiyindən keçən mayenin $\gamma dQ=\gamma udS$ çəki sərfinə vurub, borunun canlı S kəsiyi üzrə inteqrallamaq və alınan nəticəni mayenin $\gamma Q=\gamma\ vS$ çəki sərfinə bölmək kifayətdir. Onda aşağıdakı ifadə alınar:

$$\frac{1}{\gamma Q}\int_0\frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}\right)\gamma dQ=-\frac{1}{\gamma Q}\int_S\frac{\tau}{\gamma}\frac{d\chi}{dS}\gamma dQ-\frac{1}{\gamma Q}\int_S\frac{1}{g}\frac{\partial u}{\partial t}\gamma dQ \qquad \text{(IX.13)}$$

Axının en kəsiyinin bütün nöqtələrində $Z+P/\gamma$ ifadəsinin sabit olduğunu və maye sərfinin l məsafisindən asılı olmadığını nəzərə alsaq, (IX. 13) ifadəsinin sol tərəfini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{1}{Q}\int_S\frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}\right)dQ=\frac{1}{Q}\int_S\frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}\right)udS=$$

$$=\frac{1}{Q}\frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}\right)\int_S udS+\frac{1}{2gQ}\frac{d}{\partial l}\int_S u^3dS; \qquad \text{(IX.14)}$$

$$\int_S udS=Q,$$

$\int_S u^3dS$ – baxılan kəsikdə xüsusi kinetik enerji selini xarakterizə edir. Məlumdur ki, $\int_S u^3dS=av^3S$ yazmaq olar. Burada v-orta sürəti,

α-kinetik enerji əmsalıdır. Beləliklə,

$$\frac{1}{Q}\int_S \frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}+\frac{u^2}{2g}\right)udS=\frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}+\frac{\chi\upsilon^2}{2g}\right) \qquad \text{(IX.15)}$$

yazıla bilər. İndi isə (IX,13) tənliyini sağ tərəfinin birinci həddinə baxaq: $\frac{1}{\gamma Q}\int \frac{\tau}{\gamma}\frac{dx}{dS}\gamma dQ$ bütün axır üçün hidravlik mailliyi xarakterize edir, yəni

$$\frac{1}{\gamma Q}\int_S \frac{\tau}{\gamma}\frac{d\chi}{dS}\gamma dQ=i=\frac{\partial h_1}{\partial l}, \qquad \text{(IX.16)}$$

burada h_1 – təzyiq itkisidir.

(IX.13) ifadəsinin sağ tərəfinin ikinci həddi isə

$$\frac{1}{\gamma Q}\int_S \frac{1}{g}\frac{\partial u}{\partial t}\gamma dQ=\frac{1}{\gamma Q}\int_S \frac{1}{g}\frac{\partial u}{\partial t}\gamma udS=\frac{1}{gQ}\int_S u\frac{du}{dt}dS=$$

$$=\frac{1}{2gQ}\int_S \frac{\partial}{\partial t}\left(u^2\right)dS=\frac{1}{2gQ}\frac{\partial}{\partial t}\int_S u^2dS, \qquad \text{(IX.17)}$$

burada $\int_S u^2dS=a_0v^2S$ yaza bilərik (α_o – hərəkət miqdarı tənliyi ilə hesablama apardıqda sürətə düzəlişdir). Beləliklə,

$$\frac{1}{\gamma Q}\int_S \frac{1}{g}\frac{\partial u}{\partial u}\gamma udS=\frac{1}{2gQ}\frac{\partial}{\partial t}\int_S u^2dS=\frac{a_0}{2gQ}\frac{\partial}{\partial t}\left(Sv^2\right)=$$
$$=\frac{a_0S}{2gSv}\cdot 2v\frac{\partial v}{\partial t}=\frac{a_0}{g}\frac{\partial v}{\partial t} \qquad \text{(IX.18)}$$

(IX.15) – (IX.18) ifadələrinə əsasən (IX.13) tənliyini belə yazmaq olar:

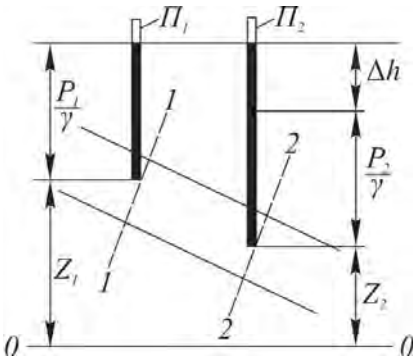
$$\frac{\partial}{\partial l}\left(Z+\frac{P}{\gamma}+\frac{a\upsilon^2}{2g}\right)=-\frac{\partial h_1}{\partial l}-\frac{a_0}{g}\frac{\partial \upsilon}{\partial t}. \qquad \text{(IX.19)}$$

(IX.19) tənliyi axın üçün Bernuli tənliyidi. Bu tənliyin hər tərəfini *dl*-ə vurub, borunun *1–1* kəsiyindən *2–2* kəsiyinədək inteqrallasaq, aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$Z_1+\frac{P_1}{\gamma}+\frac{a_1\upsilon_1^2}{2g}=Z_2+\frac{P_2}{\gamma}+\frac{a_2\upsilon_2^2}{2g}+h_1+h_2, \qquad \text{(IX.20)}$$

h_2 – ətalət basqısı adlanır:

$$h_2=\frac{\alpha_0}{g}\int_1^2 \frac{\partial \upsilon}{\partial t}dl.$$



Şəkil IX. 2

(IX.20) tənliyi mayenin boruda qərarlaşmamış hərəkətinin əsas tənliyidir.

(IX.20) ifadəsinə iki pyezometrlə təchiz olunmuş boru kəməri kimi baxaq (şəkil IX.2). Aydındır ki, pyezometrlərin göstərişlərinin fərqi Δh kəmiyyətinə bərabər olcaqdır, yəni

$$\Delta h = \left(Z + \frac{P_1}{\gamma}\right) - \left(Z_2 + \frac{P_2}{\gamma}\right). \qquad \text{(IX.21)}$$

(IX.20) ifadəsinə əsasən yaza bilərik ki,

$$\left(Z_1 + \frac{P_1}{\gamma}\right) - \left(Z_2 + \frac{P_2}{\gamma}\right) = \frac{1}{2g}\left(a_2\upsilon_2^2 - a_1\upsilon_1^2\right) + h_1 + h_2. \qquad \text{(IX.22)}$$

Deməli, qərarlaşmamış hərəkət halında borunun *1–1* və *2–2* kəsiklərində qoyulmuş pyezometrlərin hər anda göstərişləri fərqi Δh aşağıdakı ifadəyə bərabər olar:

$$\Delta h = \frac{1}{2g}\left(a_2\upsilon_2^2 - a_1\upsilon_1^2\right) + h_1 + h_2. \qquad \text{(IX.23)}$$

Bu ifadədən mayenin boruda qərarlaşmamış hərəkətini öyrənmək üçün də istifadə edilə bilər.

3. Dairəvi boruda qərarlaşmamış hərəkət üçün Bernuli tənliyi yazmaq üçün (IX.20) tənliyindən istifadə edək.

Aydındır ki, *S*-sabit olduğundan, $a_0 = 1$, $\upsilon_1 = \upsilon_2 = \upsilon$, $a_1 = a_2 = a$ olmalıdır. Bundan başqa, ətalət basqısı üçün daha münasib ifadə yazaq:

$$h_2 = \frac{1}{g}\int_S^l \frac{\partial \upsilon}{\partial t} dl = \frac{l}{g}\frac{d\upsilon}{dt} = \frac{l}{gS} - \frac{dQ}{dt},$$

l – borunun *1–1* və *2–2* kəsikləri arasındakı uzunluğudur. Burdakı itki isə $h_1 = \Sigma\xi \frac{\upsilon^2}{2g}$ olacaqdır. Həmin şərtləri nəzərə alsaq, (IX.20) tənliyi aşağıdakı şəklə düşər:

$$Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + h_1 + \frac{l}{gS}\frac{dQ}{dt} \qquad \text{(IX.24)}$$

(IX.24) mayenin dairəvi boruda qərarlaşmamış hərəkətinin tənliyidir.

Dairəvi boruda mayenin qərarlaşmamış hərəkətini öyrənmək üçün (IX.23) ifadəsindən də istifadə etmək olar. Onda

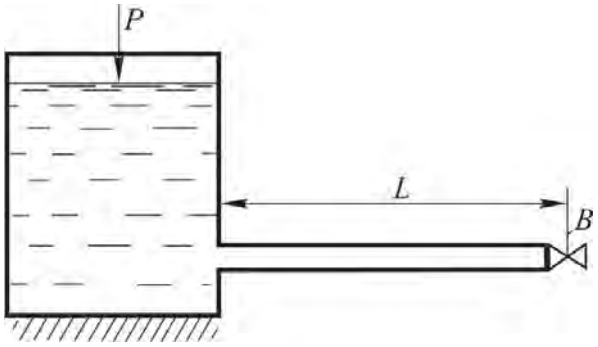
$$\Delta h = h_1 + \frac{l}{g}\frac{d\upsilon}{dt}. \qquad \text{(IX.25)}$$

§2. HİDRAVLİK ZƏRBƏ

Mayeni sıxılımayan adlandırdıqda biz, adətən, onun qaza nisbətən çox az sıxıldığını nəzərdə tuturuq. Çünki yuxarıda qeyd olunduğu kimi təzyiqin 0.1 Mpa dəyişməsində mayenin həcmi cəmi yüzdə bir faiz dəyişir. Lakin praktikada elə texnoloji proseslərə rast gəlinir ki, orada maye həcminin belə kiçik dəyişməsini nəzərə almamaq olmaz. Boru kəmərində təzyiq dalğasının yayılması ilə əlaqədar böyük qrup dinamik proseslər bunlara aiddir. Hidravlik zərbəni buna misal göstərmək olar.

Hidravlik zərbə boru kəmərində mayenin hərəkət sürətinin ani olaraq dəyişməsi ilə əlaqədar təzyiqin kəskin dəyişməsi hadisəsinə deyilir. Bu hadisə boru kəmərində mayenin sərfini tənzimləyən qurğunun: məsələn, siyirtmənin bir anda bağlanması və yaxud açılmasında müşahidə edilir. Neft-mədən praktikasında zərbə hadisəsinin baş verdiyi çoxlu texnoloji proseslər göstərmək olar.

Boru kəmərində ani olaraq axının qarşısını kəsdikdə təzyiqin artmasını müşahidə etmək üçün tutaq ki, böyük həcmli çənə üfiqi boru kəməri birləşir. Boru kəmərində hərəkət edən suyun sürətini v ilə işarə edək (şəkil IX.3) Boru kəmərindən L məsafədə yerləşən B siyirtməsinin ani olaraq bağlandığı halda ən əvvəl ona bilavasitə toxunan maye qatlarının hərəkəti dayanır və boru boyunca hələ də hərəkətdə olan maye kütləsi ilə sıxılır. Bu vəziyyətdə siyirtmə yaxınlığındakı maye qatında təzyiq öz əvvəlki P qiymətindən $P+\Delta P_3$ qiymətinədək yüksəlir. Zaman keçdikcə hərəkət etməyən və sıxılmış vəziyyətdə olan maye qatının ölçüsü çənə doğru tədricən artır. Beləliklə, sıxılıma və ya zərbə dalğası siyirtmədən çənə doğru müəyyən C sürəti ilə yayılır. $t=LC$ anında zərbə dalğası çənə borunun giriş hissəsinə çatır. Bu vaxt bütün boruda maye hərəkətsiz və sıxılmış vəziyyətdə olur və boru boyunca təzyiq $P+\Delta P_3$ qiymətində qalır. Çənin həcmi çox böyük olduğundan zərbə hadisəsi oradakı mayeyə paylanmır. Bu anda borunun giriş hissəsindəki mayenin təzyiqi P, boru kəmərində isə $P+\Delta P_3$ olacaqdır. Boru kəmərində təzyiq onun çənə birləşən yerindən ΔP_3 qədər böyük olduğuna görə maye çənə doğru hərəkət edərək, əvvəlki v sürətini və P təzyiqini alır. Bu halda təzyiqin bərpa dalğası çəndən başlayıb siyirtməyə doğru istiqamətlənir, $T=2LC$ müddətində siyirtməyə çatır və borunun hər yerində çənə yönələn mayenin sürəti v, təzyiqi isə P olur. T müddətinə zərbə fazası deyilir. Təzyiqin bərpa dalğası siyirtməyə çatdıqda maye siyirtmədən aralanmağa çalışacaq və orada təzyiq P-dən $P-\Delta P_3$ – dək azalacaqdır.



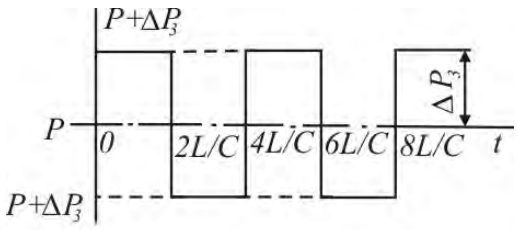
Şəkil IX. 3

Bu andan başlayaraq təzyiqin azalma dalğası çənə doğru yayılır və $t=3LC$ müddətində boru kəmərindəki bütün maye hərəkətsiz, onun

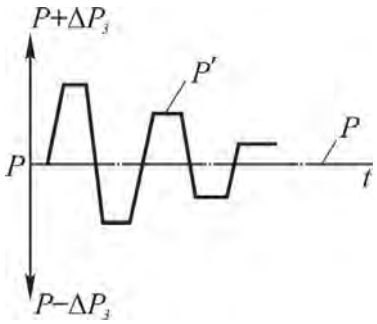
təzyiqi isə $P+\Delta P_3$ olacaqdır. Bu vaxt çəndəki təzyiq borudakı təzyiqdən böyük olduğundan maye öz elastik xassəsinə əsasən çəndən siyirtməyə doğru v sürəti ilə axmağa başlayır və təzyiq P qiymətinə çatır.

$2T = 4L\ C$ müddətində təzyiqin bərpa dalğası siyirtməyə çatır və boru boyunca maye v sürətini və P təzyiqini alır. Lakin siyirtmə bağlı olduğu üçün orada yenidən hidravlik zərbə yaranır və bu qayda ilə hadisə yenidən təkrarlanır və siyirtmədə təzyiq zamandan asılı olaraq dəyişir (şəkil IX. 4).

Hidravlik zərbə hadisəsində mayenin hərəkəti qərarlaşmamış olur. Maye axını bir anda siyirtmə ilə kəsildikdə orada kinetik enerji potensial enerjiyə çevrilir, nəticədə təzyiq ΔP_3-ə qədər artır. Təzyiqin boru boyunca artması mayenin sıxılmasına və boru divarının genişlənməsinə səbəb



Şəkil IX. 4



Şəkil IX. 5

olur. Real boru kəmərində siyirtmənin birdən bağlanmasında baş verən hidravlik zərbə hadisəsində mayenin rəqsi hərəkətə uyğun enerji itkisi göstərilən prosesi söndürür. (şəkil IX.5). Şəkildə boru kəmərinin normal iş rejiminə uyğun təzyiq P, zərbə hadisəsi yarandıqdan sonra isə P' –dir.

Maye axınının birdən saxlanması hadisəsində hidravlik zərbə təzyiqinin qiyməti, onun maye və borunun elastik xassələrindən asılı olması ilk dəfə N.Y.Jukovski* tərəfindən aşkar edilmişdir.

Hidravlik zərbənin hesablanması

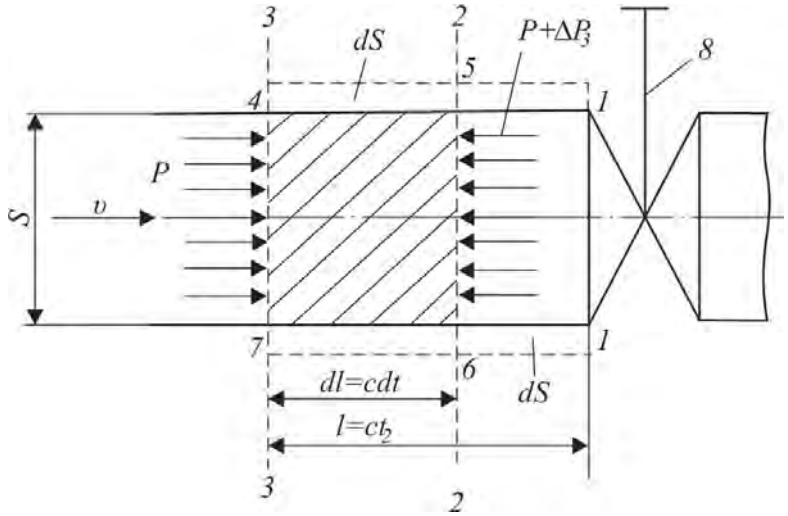
Tutaq ki, B siyirtməsinin yanındakı *1–1* kəsiyində mayenin sürəti v-dir (şəkil. IX.6), t =0 anında siyirtmə bağlanır. Bu halda *1–1* kəsiyində mayenin sürəti sıfra bərabər olacaq, siyirtmənin yaxınlığında sıxılmış və sürəti sıfır olan mayenin həyacanlama zonası yaranacaqdır. Zaman $t=t_1$ anında həyacanlanma zonasının sərhədi *2–2*, $t_2=t_1+dt$ anında isə *3-3* vəziyyətinə çatacaqdır. *2–2* və *3–3* müstəviləri arasındakı məsafə

$$dl = cdt, \qquad \text{(IX.26)}$$

olacaqdır. Aydındır ki, t zaman fasiləsində siyirtmədən L uzunluğunda təzyiqin ΔP_3 qədər artması hesabına boru deformasiyaya uğrayacaq və onun en kəsiyi ölçüləri artacaqdır.

1–1 və 2–2 müstəviləri arasında qalan maye kütləsinə kəsilməzlik tənliyini və hərəkət miqdarının dəyişməsi haqqında teoremi tətbiq etsək, təzyiq artımını və zərbənin yayılım sürətini təyin edə bilərik.

**Nikalay Yeqoroviç Jukovski (1847-1921)-böyük rus alimi, müasir hidroaerodinamikanın banisi.*



Şəkil IX. 6

Hidravlik zərbə zamanı artan təzyiqi hesablamaq üçün hərəkət miqdarının dəyişməsi haqqında teoremə görə

$$\frac{d\overline{K}}{dt} = \overline{\hat{O}}, \qquad \text{(IX.27)}$$

burda $d\overline{K}$ – baxılan həcmdəki mayenin hərəkət miqdarı; $\overline{\hat{O}}$ – maye həcminə təsir edən qüvvələrin baş vektorudur.

$dV=dl\cdot S$ həcmindəki mayenin hərəkət miqdarı

$$dK = \rho s\, dl(0 - v) \qquad \text{(IX.28)}$$

burda ρ – mayenin sıxığı; S – borunun canlı kəsik sahəsidir.

dV həcminə təsir edən qüvvələrin baş vektoru isə

$$\hat{O} = \left[P\cdot S - \left(P + \Delta P_3\right) S\right]. \qquad \text{(IX.29)}$$

(IX.28) və (IX.29) ifadələrini (IX.27)-də yerinə yazsaq, aşağıdakı ifadəni alarıq.

$$\Delta P_3 = \rho v \frac{dl}{dt}$$

Zərbə dalğası yayılma sürətinin $\frac{dl}{dt} = c$ olduğunu nəzərə alsaq, hidravlik zərbədə təzyiq artımı üçün aşağıdakı ifadə alınar;

$$\Delta P = \rho v c \qquad \text{(IX.30)}$$

Bu hidravlik zərbədə təzyiq artımını tapmaq üçün N.Y.Jukovski düsturudur.

Əgər boruda mayenin sürətini sıfradək deyil, Δv-yə qədər dəyişsəydik, onda hidravlik zərbə təzyiqi

$$\Delta P_3\ \rho c \Delta \upsilon \qquad \text{(IX.31)}$$

olardı. Hidravlik zərbənin yayılma sürətini tapmaq üçün kəsilməzlik

tənliyindən istifadə edək. Mayenin sıxlığını və borunun en kəsiyinin dəyişməsini nəzərə alaraq *1-1* və *2-2* müstəviləri arasındakı maye kütləsinin *dt* zaman fasiləsində dəyişməsini tapaq. Aydındır ki, *dt* anında mayenin sıxlıgı $\rho + d\rho$ borunun en kesiyi sahəsi $S + dS$ olduğundan kütlənin dəyişməsi aşağıdakı kimi yazılır:

$$(\rho + d\rho)(S + dS)dl - \rho S dl \approx (\rho dS + S d\rho)dl. \qquad \text{(IX.32)}$$

(IX.32) ifadəsinin sağ tərəfində $dp\ dSdl \approx 0$ götrülmüşdür. Borunun *l* uzunluğunda təzyiqin ΔP_3 qədər artması hesabına baş verən deformasiya nəticəsində onun en kəsiyi sahəsi *dS* qədər böyüyür. Buna görə də *dSdl* həcmə (*1–5–6–7* ştrixlənməyən hissə) borunun deformasiya olunmayan *L-l* hissəsindən kütləsi *pSvdt*-yə bərabər maye daxil olacaqdır.

(IX.32) nəzərə alındıqda kəsilməzlik tənliyi aşağıdakı şəkildə yazılır;

$$(\rho\, dS + S\, d\rho)dl = pS\,\upsilon dt\ . \qquad \text{(IX.33)}$$

Nəzərə alsaq ki, $dl = cdt$ - dir,onda (IX.23) ifadəsindən zərbə dalğasının yayılma sürəti üçün aşağıdakı ifadə alınar:

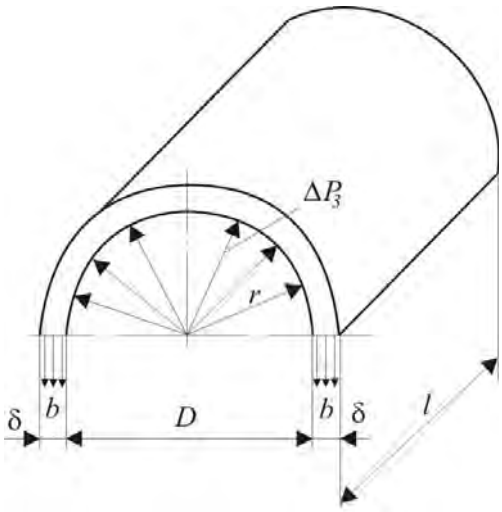
$$C = \frac{\upsilon}{\frac{dS}{S} + \frac{dP}{\rho}}. \qquad \text{(IX.34)}$$

Dairəvi boru üçün $S=\pi r^2$, onda $dS = 2\pi\ rdr$. Deməli, təzyiq ΔP_3 qədər artdıqda borunun *l* uzunluğundakı perimetrinin nisbi genişlənməsi $dS/S = 2\pi\ rdr\ \pi r^2 = 2\ dr/r$ olur.

Materiallar müqaviməti kursundan məlumdur ki, Huk qanununa əsasən $dr/r = \sigma/E$.

Burada $\sigma = \Delta P_3\ D/2\delta$ – borunun materialında ΔP_3 təzyiqindən yaranan əlavə gərginlik; δ – boru divarının qalınlığı; *E*– boru materialının elastiklik modulu; $D = 2r$ – borunun daxili diametridir (şəkil IX.7). Şəkildən göründüyü kimi, $\Delta P_3\ Dl = \sigma 2\delta l$ yazıla bilər:

$$\sigma = \frac{\Delta P_3}{2\delta} D = \frac{r}{\delta} \Delta P_3.$$



Şəkil IX. 7

Bu ifadəni Huk qanununda yerinə yazsaq,

$$\frac{dS}{S}\frac{2r}{\delta E}\Delta P_3 = \frac{\Delta P_3}{\delta E} D, \qquad \text{(IX.35)}$$

$\frac{d\rho}{\rho}$ – həddi isə hal tənliyinə görə mayenin elastiklik modulu ilə əlaqədardır, yəni

$$E_m = \rho \frac{dP}{d\rho} \approx \rho \frac{\Delta P_3}{d\rho}, \qquad \text{(IX.36)}$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{\Delta P_3}{E_m}. \qquad \text{(IX.37)}$$

(IX.35) və (IX.37) ifadələrini (IX.34)-də yerinə yazsaq, alarıq:

$$C = \frac{\upsilon}{\Delta P_3 \left(\frac{1}{E_m} + \frac{2r}{\delta E} \right)}. \qquad \text{(IX.38)}$$

Əgər ΔP_3 –ün qiymətini (IX.30)-a əsasən (IX.38)-də yerinə yazıb alınan tənliyi C-yə görə həll etsək, hidravlik zərbənin yayılma sürəti üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$C = \frac{\sqrt{\frac{E_m}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{E_m}{E} \frac{2r}{b}}}. \qquad \text{(IX.39)}$$

Bu, N.Y.Jukovski düsturudur. Əgər borunun divarını mütləq bərk qəbul etsək, yəni $E = \infty$, onda elastik dalğanın yayılma sürəti

$$C = \sqrt{\frac{E_m}{\rho}}$$

Olar. Bu heç bir maneə ilə hüdudlanmayan mayedə səsin yayılma sürəti olub, Nyuton tərəfindən təklif edilmişdir. Hesablamalara görə, C=1425 m/san-dır.

Su ilə dolu boru kəmərində hidravlik zərbənin yayılma sürəti üçün aşağıdakı ifadəni işlətmək olar:

$$C = \frac{1425}{\sqrt{1 + E_m / E \, 2r / \delta}}. \qquad \text{(IX.40)}$$

(IX.40) ifadəsindən görünür ki, silindirik boruda hidravlik zərbənin paylanma sürəti həyəcanlanmanın xarakterindən asılı deyildir.

Hidravlik zərbə, yuxarıda qeyd olunduğu kimi, siyirtmənin ani olaraq bağlanan vaxtı ($t_0 < 2L/C$ olduqda) meydana gəlir. Boru kəmərində maye hərəkətinin dayandırılması nəticəsində $t_0 < 2L/C$ zaman fasiləsində baş verən belə hidravlik zərbə düz zərbə adlanır. Əks halda, hidravlik zərbə hadisəsi başqa şəkildə baş verir.

$t_0 > 2L/C$ halında hidravlik zərbə düz olmayan zərbə adlanır. Təxmini olaraq düz olmayan hidravlik zərbədə artan təzyiqin qiyməti aşağıdakı ifadədən tapılır:

$$\Delta P_3 = \rho \frac{2\upsilon L}{t_0}. \qquad \text{(IX.41)}$$

Deməli, boru kəmərində artan təzyiqin qiymətini azaltmaq məqsədilə siyirtmənin bağlanma vaxtını artırmaq lazımdır.

Diametri D=500 mm, divarının qalınlığı δ=5 mm olan polad boru kəməri ilə sıxlığı p=10^3 kq/m^3 olan su v=2 m/san sürəti ilə hərəkət edir. Düz hidravlik zərbədə təzyiqin artmasını və zərbə dalğasının yayılma

sürətini hesablayaq.

Polad üçün E=2.06·10^{11} Pa; su üçün E_m = 2.06·10^9 Pa olduğundan

$$C = \frac{\sqrt{\frac{E_m}{\rho}}}{\sqrt{1+\frac{E_m D}{\delta E}}} = \frac{1435}{\sqrt{2}} = 1016 \text{ m/san};$$

Təzyiqin artması

$$\Delta P_3 = \rho \upsilon c = 2,032 \cdot 19^6 \text{ Pa}.$$

Hidravlik zərbə, adətən, zərərli hadisədir, çünki onun təsirindən boru kəməri dağıla bilər. Buna görə də boru kəmərlərində onları aramla bağlayan siyirtmələrdən və yaxud dempfirləyən boru qalpaqlarından istifadə edilir.

Bəzi hallarda isə hidravlik zərbədən müsbət hadisə kimi, məsələn, quyudibi zonanı təmizləməsi və keçiriciliyinin artırılması üçün tətbiq olunan ehtizazlı təsir üsulundan istifadə olunur. Bundan əlavə, hidravlik taran adlanan xüsusi qaldırıcılar da işlədilir.

Nəqliyyat dalğalarının mənbəyi, adətən, yolda baş verən hər hansı maneələrdir (məsələn, nasaz maşın və ya şəhər şəraitində sfetafor). Tutaq ki, sfetaforun qırmızı işığı yanır . Bu ana kimi bir-birinin ardınca bərabər intervalda yol gedən avtomaşınları tormozlamağa başlayır və hərəkət halına nisbətən daha yaxın məsafədə dayandırırlar. Bu anda yolda avtomaşınların bir – birinə yaxınlaşması ilə əlaqədar sıxılma dalğası yaranır. Yaşıl işıq yandıqda isə seyrəlmə dalğası əmələ gəlir.

Bu hadisə su borusundakı siyirtməni birdən bağladıqda boru boyunca qaçan zərbə dalğasından prinsipcə fərqlənir.

Hidrodinamikaya tam analoji olaraq nəqliyyat selinin sıxlığını (hərəkət sırasının vahid uzunluğuna düşən maşınların sayı) p və sərfini (vahid zamanda yolun hər hansı en kəsiyindən keçən maşınların sayı) Q ilə işarə etsək, onlar arasındakı aşağıdakı asılılığı belə yazmaq olar.

$$u = \frac{Q(\rho)}{\rho}, \qquad \text{(IX.42)}$$

Burda u – hərəkət edən maşınların surətidir.

Sərfin özü sıxlıqdan asılıdır, yəni $Q = Q(\rho)$. Təbidir, yolda maşın olmadıqda Q=0 (yəni ρ=0) və maşınların bir-birinə "toxunma" halında ($\rho=\rho^*$ yolda tıxac əmələ gəlməsi) Q=0 olur. Sıxlığın bu iki qiyməti arasında sərf maksimum qiymət (Q_{max})alır.

ABŞ-da nəzarət olunan avtomabil nəqliyyatının birsıralı hərəkəti üçün aşağıdakı orta göstəricilər xarakterikdir: 1 *km* yola düşən maşınları sayı $p \approx 140$ ("tıxac" halı üçün), yolun en kəsiyindən 1 saatda keçən maşınların sayı Q_{max} = 15000 və Q_{max} qiymətinə uyğun 1km yola düşən maşınların sayı p_{max} = 50. Burada hərəkət sürətinin optimal qiyməti U_0=30 km/saat-dır. Təbiidir ki, sürücü üçün hərəkətin sıxlığı şəraitdə sürətin optimal qiymətinin kiçikliyi hiss olunmayacaqdır.

Nəqliyyat selində sıxılıma dalğasının yayılmasının faza sürətini təyin edək. Aydındır

ki, nəzarət olunan avtomaşın "sıxlığının dalğası" üçün

$$C_f = \frac{\Delta Q}{\Delta \rho} = u + \rho \frac{\Delta u}{\Delta \rho}. \qquad \text{(IX.43)}$$

Əgər selin sıxlığını dəyişmə lüzumu meydana çıxmırsa, onun hərəkt sürəti də dəyişmir: ΔU=0 və C_f -i yəni sıxılma dalğası olmur. Lakin bizi ən çox sfetaforun qırmızı işığı yanan anda onun qarşısında yaranan $\rho = \rho^*$ vəziyyəti maraqlandırır.

Avtomaşının orta uzunluğu l, bir-birinin ardınca gedən maşınların en bamperləri arasındakı məsafəni h ilə işarə etsək, onda "toqquşma məsafəsi" (h–l)-ə bərabər olacaq. Əgər sürücünün reaksiyasının (hərəkətə reaksiyanı təcrübəli sürücülər həmişə nəzərə alır) orta vaxtı t_p olsa, onda sürücü hərəkətin təhlükəsizliyini təmin edən $u=(h-l)/t_p$ sürətini seçir. Lakin $h=1/\rho$ və $l=1/\rho$ olduğu üçün

$$u(\rho) = \frac{l}{t_p}\left(\frac{\rho^*}{\rho} - 1\right); \qquad \text{(IX.44)}$$

$$Q(\rho) = \frac{l}{t_p}\left(\rho^* - \rho\right). \qquad \text{(IX.45)}$$

(IX.43) ifadəsindən fəza sürətinin tapa bilərik:

$$C_f = -\frac{l}{t_p}. \qquad \text{(IX.46)}$$

Bu sürət heç bir xarici şəraitdən asılı olmayıb, təkcə nəqliyyatın mühiti, yəni avtomaşının orta uzunluğu və sürücünün reaksiyasının orta vaxtı ilə müəyyən edilir.

Sıxılıma dalğası təbiidir ki, avtomaşınların hərəkətinin əks istiqamətinə doğru yayılır. (IX.46)-da mənfi işarəsi bunu göstərir. Əgər avtomaşının orta uznluğunu 6 *m*, reaksiya vaxtını 0.5 *san* qəbul etsək, onda C_f = 43 km/saat alınır.

Bu hesablama hərəkətin əlverişli olmayan halına aiddir. Adi şəraitdə sürücülər təkcə qabaqda gedən maşının arxasını deyil, hələ uzaqda ikən sfetoforun siqnalını da görür və qabaqcadan sürəti azaltmağa başlayırlar. Nəticədə zərbə dalğasının hərəkətsiz "mühühitdən" hərəkətli mühitə keçid sahəsi uzanır. Lakin hərəkət sıx dumanlıq şəraitdə olduqda, sürücü ən yaxşı halda təkcə qabaqda gedən maşının yayılmış xəyalını görür və belə halda zərbə dalğasının "zərərli xarakteri" tam gücü ilə özünü göstərir. Sıxılmış zərbə dalğası sözün əsil mənasında maşınların bir-birinə zərbə ilə toxunma dalğasını yaradır və qəza halları baş verir. Bu, saz işləyən sfetaforlarda nəqliyyat qəzasına səbəb ola bilər. Bu sfetaforun periodik zərbə dalğası yaradan mənbə olmasından irəli gəlir. Tutaq ki müəyyən anda sfetaforda qırmızı işıq yanır və buna görə də sıxılıma dalğası "axır". t_b zamanından sonra qırmızı işıq sönüb yaşıl işıq yanır. Bu halda sıxılıma dalğasını ləğv edən seyrəlmə dalğası "axır" . Sıxılma dalğasının ləğv olunması üçün yaşıl işığın yanma müddətini t_i düzgün seçmək lazımdır. Nəqliyyat selinin dalğa nəzəriyyəsi göstərir ki, hər iki vaxt aşağıdakı asılılılıqla əlaqədardır:

$$\frac{t_\delta}{t_f} \le \frac{Q_{\max}}{Q(\bar{\rho})} - 1,$$

burda $\bar{\rho}$ -maşın seli sıxlığının orta qiymətidir. Bu şərt ödənmədikdə sfetafor qarşısında həmişə "tıxac" halı yaranır.

Təbiidir ki, ilin və hətta sutkanın müxtəlif vaxtlarında $\bar{\rho}$ və $Q(\bar{\rho})$ qiymətləri sabit qalmır. Lakin bu o deməkdir ki, sfetaforların əl ilə idarə edilməsinə keçmək lazımdır (bunun özü də gərginlikli döngələrdə həmişə xilasedici amil ola bilməz). Sfetaforlar avtomatik olaraq idarə olunmalı və onların optimal işi üçün xüsusi idarəedici sistem yaradılmalıdır. Məsələn, yollarda qoyulan xüsusi vericilər həmişə $Q(\bar{\rho})$-nu müəyyən edir və hesablayıcı maşınlar sfetafor işığının yanma müddətini özü tənzimləyir, bu cür qurğu hazırda böyük şəhərlərin gərginliyi böyük olan yollarında fəaliyyət göstərir.

§3. BORUDA MAYENİN QƏRARLAŞMAMIŞ HƏRƏKƏTİNİN TƏDQİQİ

Mayelərin qeyri-stasionar axının sadə-eyniləşdirmə üsulu ilə öyrənilməsinə baxaq.

Nyuton mayesinin axınının orta sürəti üçün

$$v = \frac{1}{\pi R^2}\int_0^R 2\pi r u dr = \frac{\Delta P R^2}{8\mu e}$$

ifadəsində

$$\frac{8\mu\upsilon}{R^2} = \frac{\Delta P}{l}. \qquad \text{(IX.47)}$$

(IX.47)-nin sol tərəfinə $a\frac{d\upsilon}{dl}$-ni əlavə etməklə qeyri-stasionar hərəkətin tənliyini alarıq:

$$a\frac{d\upsilon}{dt} + \frac{8\mu\upsilon}{R^2} = \frac{\Delta P}{l}. \qquad \text{(IX.48)}$$

a-nın fiziki mənasını müəyyənləşdirmək üçün ölçülər nəzəriyyəsindən istifadə edək:

$$[a] = \frac{[\Delta P/l]}{[d\upsilon/dt]} = \frac{HT^2}{L^4}.$$

Deməli, *a* parametri ilə sıxlığın ölçü vahidi eynidir ($a=\rho$). Onda (IX.48) ifadəsi belə yazılır:

$$\rho\frac{d\upsilon}{dt} + \frac{8\mu\upsilon}{R^2} = \frac{\Delta P}{l}. \qquad \text{(IX.49)}$$

Qeyd etmək lazımdır ki, Havye-Stoks tənliyindən də (IX.49) ifadəsini ala bilərik. Onda Havye-Stoks tənliyinə daxil olan hədləri boruda maye axını üçün yazsaq,

$$X = 0; -\frac{\partial P}{\partial x} \sim \frac{\Delta P}{l}; \mu\left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2}\right) = \mu\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\frac{\partial u}{\partial r}\right],$$

aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\frac{\Delta P}{l} + \mu\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\frac{\partial u}{\partial r}\right] = \rho\frac{\partial u}{\partial t}.$$

Tənlikdəki hədlərin en kəsik üzrə orta qiymətlərini götürsək,

$$\int_0^R \frac{\Delta P}{l} 2\pi\, rdr + \mu \int_6^R \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\frac{\partial u}{\partial r}\right] 2\pi\, rdr = \rho \int_0^R \frac{\partial u}{\partial t} 2\pi\, rdr$$

$$\mu 2\pi R \left.\frac{\partial u}{\partial r}\right|_{r=R} = \rho \frac{dQ}{dt} - \frac{\Delta P}{l}\pi R^2.$$

Məlumdur ki,

$$\tau_l \Big|_{r=R} = -\mu \left.\frac{du}{dr}\right|_{r=R}; \quad \tau\Big|_{r=R} = \tau_{\max} = -\frac{\Delta PR}{2l};$$

$$\upsilon = \Delta PR^2 / 8\mu l,$$

yaza bilərik. Onda

$$\rho \frac{dQ}{dt} + 8\pi\mu\upsilon = \frac{\Delta P}{l}\pi R^2$$

alınar. Hər iki tərəfi πR^2-na bölsək, (IX.49) tənliyi alınar.

(IX.49)-da $\frac{8\mu}{\rho R^2} = K$; $\frac{\Delta P}{\rho l} = C$ ilə işarə etsək,

$$\frac{d\upsilon}{dt} + K\upsilon = C \qquad \text{(IX.50)}$$

alarıq. (IX.50) tənliyi həll etmək üçün aşağıdakı əvəzləmədən istifadə edək;

$$Ó = \upsilon + \hat{O}, \qquad \text{(IX.51)}$$

burda Φ–sabitdir. Onda (IX.50)-dən

$$\frac{dy}{dt} + KÓ - K\hat{O} = C \qquad \text{(IX.52)}$$

alınar. Qəbul edək ki, $-K\Phi = C$,

$$\Phi = -\frac{C}{K} = -\frac{\Delta P / l\rho}{8\mu / \rho R^2} = -\frac{\Delta P \rho R^2}{8\mu l \rho} = -\frac{\Delta PR^2}{8\mu l}$$

$-K\Phi = C$ şərtinə görə (IX.52) ifadəsi

$$\frac{dÓ}{dt} + KÓ = 0 \qquad \text{(IX.53)}$$

kimi yazılar. (IX.53) tənliyinin həlli.

$$Ó = Ae^{-kt}$$

şəklində olur. Bu halda

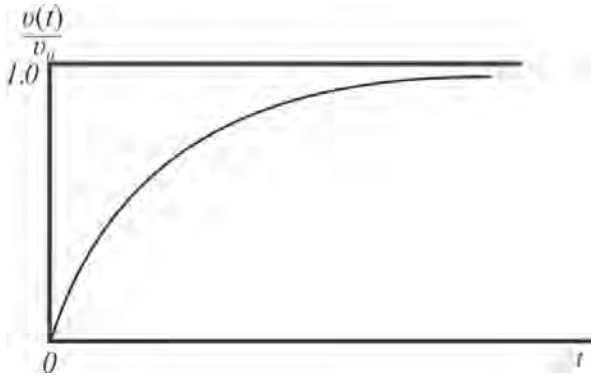
$$= Ae^{kt} + \frac{PR}{} \qquad \text{(IX.54)}$$

A-nı tapmaq üçün fərz edək ki, $t = 0$, $v = 0$, yəni $\grave{A} = -\frac{\Delta PR^2}{8\mu l}$. A-nın qiymətini (IX.54) – də yerinə yazsaq, qeyri-stasionar axın üçün orta sürətin dəyişməsi:

$$\upsilon(t) = \frac{\Delta PR^2}{8\mu l}\left(1 - e^{-\frac{8\mu t}{\rho R^2}}\right) \qquad \text{(IX.55)}$$

olar. (IX.47) ifadəsinə əsasən $\Delta PR^2/8\mu l = v_0$ stasionar axındakı orta sürətdir:

$$v(t) = v_0\left(1 - e^{\frac{8\mu l}{pR^2}}\right) \qquad \text{(IX.56)}$$



Şəkil IX. 8

(IX.56) ifadəsindən qeyri-satasionar axındakı orta sürətin stasionar axındakı orta sürətə nisbəti

$$\frac{\upsilon(t)}{\upsilon_0} = 1 - e^{-\frac{8\mu t}{\rho R^2}} \qquad \text{(IX.57)}$$

kimi tapılır (şəkil IX.8). İndi isə "yaddaşı" olan özlü mayenin (bax: I fəsil) hərəkətini öyrənək. Bu məqsədlə (IX.49) diferensial tənliyinin sol tərəfinə $\chi\frac{d^2\upsilon}{dt^2}$ ifadəsini əlavə etmək kifayətdir:

$$\frac{\chi}{\rho}\frac{d^2\upsilon}{dt^2} + \frac{d\upsilon}{dt} + \frac{8\mu\upsilon}{\rho R^2} = \frac{\Delta P}{\rho l}, \qquad \text{(IX.58)}$$

burada $[\chi/\rho] = T_p$ – relaksasiya vaxtıdır.

$$\frac{\rho}{\chi} = 2n; \quad \frac{8\mu}{R^2\chi} = K^2; \quad \frac{\Delta P}{l\chi} = C_1$$

əvəzlənməsi əsasında (IX.58) tənliyi aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\frac{d^2v}{di^2} + 2n\frac{dv}{dt} + K^2v = C_1 \qquad \text{(IX.59)}$$

Qəbul edək ki, $y = v + \Phi$, onda

$$\frac{d^2y}{dt^2}+2n\frac{dy}{dt}+K^2y-K^2d=C_1.$$

Əgər $-K^2\hat{O}=C_1$ olsa,

$$\hat{O}=-\frac{\Delta P/\chi l}{8\mu/R^2\chi}=-\frac{\Delta PR^2}{8\mu l};\quad \frac{d^2y}{dt^2}+2n\frac{dy}{dt}+K^2y=0.$$

$K>n$ olanda bu tənlik aşagıdakı kimi həll edilir.

$$y=e^{-nt}\left(C_2\cos K_1t+C_3\cos K_1t\right);\quad K_1=\sqrt{K^2-n^2}$$

C_2 və C_3 -ü tapmaq üçün başlanğıc şərtlərdən istifadə etməliyik, yəni t=0, v = 0 və dv/dt = 0, burada y = Φ və dy/dt = 0.

Beləliklə, Φ = C_2;

$$\frac{dy}{dt}=-ne^{-nt}\left(C_2\cos K_1t+C_3\sin K_1t\right)+e^{-nt}\left(-C_2K_1\sin K_1t+C_3K_1\cos K_1t\right)=0$$

$$-nC_2+C_3K_1=0;$$

$$C_3=\frac{nC_2}{K_1}=\frac{n\hat{O}}{K}.$$

C_2 və C_3 -ün qiymətini yerinə yazdıqda

$$y=\Phi e^{-nt}\left(\cos K_1t+\frac{n}{K_1}\sin K_1t\right)$$

yaxud

$$\frac{n}{K_1}=A\cos a;\quad A=\sqrt{1+\left(\frac{n}{K_1}\right)^{\alpha}}$$

$$1=A\sin\alpha;\quad tg\alpha=K_1/n;$$

$$y=\hat{O}e^{-nt}\left(A\cos K_1t\sin\alpha+A\cos\alpha\sin K_1t\right);$$

$$y=A\hat{O}e^{-nt}\sin\left(K_1t+\alpha\right).$$

Onda

$$\upsilon=A\hat{O}e^{-nt}\sin\left(K_1t+\alpha\right)-\hat{O}$$

və ya

$$\upsilon=\frac{\Delta PR^2}{8\mu l}\left[1-\sqrt{1-\left(\frac{n}{K_1}\right)^2}e^{-nt}\sin\left(K_1t+\alpha\right)\right].$$

X FƏSİL

HETEROGEN SİSTEMLƏRİNİN HİDRAVLİKASI

§1. HİSSƏCİKLƏRİN AXINDA HƏRƏKƏTİ

Kürəşəkilli hissəciyin izotermik stasionar rejimdə axan özlü maye daxilindəki hərəkətinə baxaq*. Mayeni böyük sürətlə hərəkətində hissəciyə təsir edən qüvvənin qiyməti Nyutonun aşağıdakı emprik ifadəsilə tapılır:

$$F = 0{,}055\,\pi d^2 \rho \upsilon^2, \qquad (X.1)$$

burda F – kürəşəkilli hissəciyə təsir edən qüvvə; d – diametr; ρ – mayenin sıxlığı; v – mayenin sürətidir.

Hidravlikada bu cür hərəkətə cisim ətrafında axma da deyilir. (X.1) ifadəsi təkcə ətalət qüvvələrini nəzərə alır, bunun strukturu ölçülər nəzəriyyəsinə görə təhlil edilə bilər.

Ətalət qüvvələrinə nisbətən özlü qüvvələri nəzərə almasaq (yəni Reynolds parametrinin böyük qiymətləri üçün), onda hissəciyə təsir edən qüvvə üçün aşağıdakı asılılığı yaza bilərik:

$$F = F(d, \rho, \upsilon). \qquad (X.2)$$

Qüvvə, uzunluq və zaman vahidi kimi H, L və T qəbul etsək, onda aşağıdakıları yaza bilirik:

$$[F] = H; \quad [d] = L; \quad [\rho] = \frac{HT^2}{L^4}; \quad [\upsilon] = \frac{1}{T}. \qquad (X.3)$$

Ölçülər nəzəriyyəsinə əsasən, yuxarıda göstərildiyi kimi, hərəkət etsək, axırıncı üç kəmiyyətdən qüvvə, uzunluq və zaman vahidləri üçün

$$[a] = L; \quad \left[\rho d^2 \upsilon^2\right] = H; \quad \left[\frac{d}{\upsilon}\right] = T \qquad (X.4)$$

* *Heterogen-yunanca heterogenes -tərkibi qeyri-bircinsli deməkdir.*

ifadələrini alarıq. π - teoremini tətbiq etsək, (X.2) ifadəsi aşağıdakı kimi yazılar:

$$\frac{F}{\rho d^2 \upsilon^2} = F\left(\frac{d}{d}, \frac{\rho d^4 \upsilon^2}{\rho d^2 \upsilon^2 d^2}, \frac{\upsilon d}{\upsilon d}\right) = F(1,1,1). \qquad (X.5)$$

F (1,1,1) = A ilə işarə etsək,

$$F = A d^2 \rho \upsilon^2 \qquad (X.6)$$

alarıq. Təcübədə A = 0.055-tapılar.

Beləliklə, fiziki mülahizələr əsasında ölçüləri təhlil etdikdə (IX.1) ifadəsini asanlıqlı ala bilərik.

Kiçik sürətlərdə ağırlıq qüvvələrinə nisbətən ətalət qüvvələrini nəzərə almamaq olar. Bu hal üçün hissəciyə təsir edən qüvvənin qiyməti Stoksun ifadəsindən tapılır:

$$F = 3\pi\eta\upsilon d \qquad (X.7)$$

burada μ – mayenin özlülüyüdür.

(X.7) ifadəsinin strukturu da ölçülərin təhlilindən alına bilər. Bu halda aşagıdakı ifadəni yaza bilərik:

$$F = F(\eta, d, \upsilon). \qquad (X.8)$$

İfadənin sağ tərəfinə daxil olan kəmiyyətlərin ölçülərinə əsasən

$$[\mu] = \frac{HT}{L^2}[d] = L; \quad [\eta] = \frac{L}{T},$$

onların kombinasiyasından

$$[a] = L; \quad \left[\frac{d}{\upsilon}\right] = T; \quad \left[\frac{\eta d^2 \upsilon}{d}\right] = [\eta d \upsilon] = H$$

alarıq. Bunlardan istifadə edib (X. 8) ifadəsini ölçüsüz şəkildə yaza bilərik:

$$\frac{F}{\mu \upsilon d} = F\left(\frac{\mu d}{\mu d^2}\frac{\upsilon d^2}{\upsilon d}, \frac{d}{d}, \frac{\upsilon d}{\upsilon e}\right) = F(1,1,1).$$

$$F = B\mu\upsilon d \qquad (X.9)$$

alarıq. Təcrübən $B = 3\pi$ tapılır.

Ümimu halda cisim ətrafında axmada müqavimət qüvvəsini aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$F = \frac{1}{2} C \rho s \upsilon^2, \qquad (X.10)$$

burda c – müqavimət əmsalı; ρ – mayenin sıxlığı; υ – mayenin sürəti; s – hissəciyin en kəsik sahəsidir ($s = \pi d^2/4$),

(X.10) ifadəsini (X.1) ilə müqayisə etsək, C = 0.440.

(X.10) ifadəsindən müqavimət əmsalı

$$C = \frac{2F}{\rho s \upsilon^2}. \qquad (X.11)$$

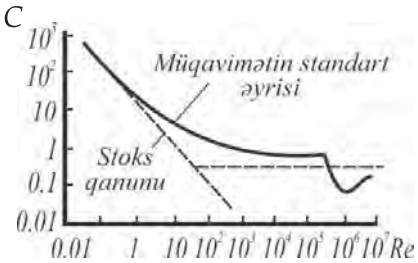
Burada F-in yerinə (X.7)-dəki qiymətini yazaq,

$$C = \frac{2 \cdot 3\pi\mu\upsilon d}{\rho \frac{\pi d^2}{4} \upsilon^2} = \frac{24}{\mathrm{Re}} \qquad (X.12)$$

olar. Burda Re – kürə üçün Reynolds ədədidir.

Re-nin müqayisə ediləcək böyük qiymətləri üçün, qeyd olunduğu kimi, C=0.44.

Təcrübənin nəticəsi kimi sürətin çox da böyük olmayan qiymətləri üçün Re və C arasında universalılıq qurulmuşdur (şəkil X.1). Məlum olmuşdur ki, Stoksun düsturu ilə ifadə olunan hərəkət rejimində Re≤1. Əgər 400≤ Re ≤ $2 \cdot 10^5$ arasında dəyişirsə, onda hissəciyin hərəkəti Nyutonun (X.1) düsturu ilə ifadə olunar.



Şəkil X. 1

1≤Re≤5 həddinə uyğun hərəkət rejimi üçün

$$C = \frac{24}{\mathrm{Re}}\left(1 + \frac{3}{16}\mathrm{Re}\right). \qquad (X.13)$$

qəbul edilə bilər. 5 ≤ Re< 700 həddində hərəkət çox mürəkkəb və burulğanlı olduğuna görə C=C(Re) asılılığı təyin edilməmişdir.

Maye və ya qaz mühitində hərəkət edən cismə göstərilən müqavimət qüvvəsinin akademik A.B.Miqdala görə təyininə baxaq. Qeyd etmək lazımdır ki, cisim ətrafına axmanın bütün müddəaları sükunətdə olan maye içərisində hərəkət edən cisim üçün də doğru qalır.

Cisim hərəkət edərək özünə maye həcmi qoşur. Cisimə yaxın maye qatının sürəti cisimin sürətinə bərabər olur, ondan aralı qatdakı mayenin sürəti kiçik olduğu üçün cismə yaxın qatın sürətini azaltmağa çalışır. Cisimdən uzaqlaşdıqca maye hissəciyinin sürəti azalır və o, sürət qradiyeti ilə müəyyən edilir. Nyutonun qanununa əsasən

$$f = \mu \frac{du}{dr} = \mu \dot{\gamma} \qquad (X.14)$$

burda μ – özlülük; $\dot{\gamma}$ – sürət qradiyentidir.

Sürtünmə səthi sahəsi S = 1 götrüldüyü üçün (X.14) ifadəsinə daxil edilməmişdir.

Tutaq ki, radiusu R olan kürə mayedə v sürəti ilə hərəkət edir. Qəbul edək ki, kürə hərəkət etdikdə onun ətrafında məsafəsi R olan maye qatı hərəkətə qoşulur. Kürə səthinə toxunan maye hissəciklərinin sürəti kürənin sürətinə bərabər olur: r=R; v_m=$v \cdot r$=2R qiymətində isə v_m=0 (burda v, v_m – kürənin və maye hissəciyinin sürətidir. r – in qiyməti kürənin mərkəzindən hesablanır). Onda sürət qradiyenti r/R olmaqla (X.14)-ə əsasən.

$$f = \varphi \frac{\upsilon}{R}.$$

Kürənin tam səthinə təsir edən müqavimət qüvvəsi

$$F = f \cdot s = 4 f \pi R^2 = 4\pi\mu\upsilon R \qquad (X.15)$$

və yaxud

$$F = 2\pi\mu\upsilon d \qquad (X.16)$$

olacaqdır. Beləliklə, kobut yaxınlaşma ilə *F-i* təyin etdik. Bu qüvvənin Stoks tərəfindən verilmiş dəqiq qiyməti isə (X.7) düsturu ilə ifadə olunur. Deməli, biz təkcə sabit vurğda (3π əvəzinə 2π aldıq) səhvə yol verdik.

(X.16) düsturu əsasında kürənin mayedə hansı sürətlə öz agırlıq qüvvəsi təsirindən düşməsini asanlıqla hesablamaq olar. Bunun üçün sürtünmə qüvvəsi ilə ağırlıq qüvvəsinin bərabərliyindən

$$3\pi\mu\upsilon d = mg, \qquad (X.17)$$

düşmə sürəti

$$\upsilon = \frac{mg}{3\pi\mu d} \qquad (X.18)$$

tapılar. Burada m – kürənin kütləsidir.

Beləliklə, biz kiçik sürətlərdə cismin hərəkətinə göstərilən müqavimət qüvvəsinin təyininə baxdıq.

Cisim böyük sürətlə hərəkət etdikdə onun arxa hissəsində turbulent rejimin və burulğanların yaranması nəticəsində təzyiq azalır.

Böyük sürətlərdə müqavimət qüvvəsi yalnız mayeni qabağa itələyərək kürəyə vahid zamanda ötrülən hərəkət miqdarının qiymətindən asılıdır (mayenin özlülüyündən asılı deyildir). Cismin irəliyə itələdiyi maye həcminin qiyməti cismin sahəsi ilə πR^2 həmin müddətdə cismin getdiyi yola vurma hasilinə bərabərdir. Deməli, vahid zamanda irəliyə itələnən mayenin həcmi $\pi v R^2$ olacaqdır. Bu həcmi mayenin sıxlığına vurmaqla onun kütləsini $\rho\pi R^2 v$, bunu sürətə vurduqda isə hərəkət miqdarını və yaxud cismə ötrülən qüvvə impulsunu tapa bilərik. Bu isə qiymətcə axtarılan müqavimət qüvvəsidir. Beləliklə, maye içərisində çox böyük sürətlə hərəkət edən cismə göstərilən müqavimət qüvvəsi

$$F = \rho\pi R^2 \upsilon^2. \qquad (X.19)$$

İstənilən sürətdə müqavimət qüvvəsi

$$F = 6\pi\mu R\upsilon\varphi(\mathrm{Re}). \qquad (X.20)$$

Heç bir mürəkkəb tənlik həll etmədən $\varphi(\mathrm{Re})$ funksiyası haqqında aşağıdakı mühakiməni yürüdə bilərik. Re-nin çox kiçik qiymətlərində $\varphi(\mathrm{Re})=1$ olmalıdır ki, Stoksun (X.7) ifadəsi, eləcə də sürətin böyük qiymətlərində $\varphi(\mathrm{Re}) = \frac{1}{12}\mathrm{Re}$ olmalıdır ki, (X.19) ifadəsi alınsın.

Ümumən hər iki halın ödənilməsi üçün

$$\varphi(\mathrm{Re}) = 1 + \frac{1}{12}\mathrm{Re}, \qquad (X.21)$$

yəni sürtünmə qüvvəsi üçün

$$F = 6\pi\mu R\upsilon + \rho\pi R^2\upsilon^2 \qquad (X.22)$$

ifadəsi yararlı olacaqdır. Kiçik sürətlərdə (X.22) ifadəsinin 1-ci həddi, böyük sürətlərdə isə əsasən 2-ci həddi təsir göstərəcəkdir.

Delfinin hərəkətində yaranan müqavimət qüvvəsi çox böyükdür. Lakin təbiətin "qayğıkeşliyi" sahəsində onun xarici forması, təbii yağlanması və dərisinin hərəkətində turbulentliyin yaranması müqavimət qüvvəsini xeyli azaldır.

Kürəşəkilli hissəciyin hərəkətinin dinamikası nəzəri mexanikadan bizə məlum olan aşağıdakı tənliklərlə ifadə olunur:

$$m\bar{a} = m\frac{d\upsilon}{dt} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2; \qquad (X.23)$$

$$J\frac{d\bar{\omega}}{dt} = \bar{M}_1 + \bar{M}_2, \qquad (X.24)$$

burda $\bar{\upsilon}$ – sürət; $\bar{a}$ – təcil; $\bar{\omega}$ – hissəciyin fırlanmasında bucaq sürəti; m, J – hissəciyin kütləsi və ətalət momenti; $\bar{F}_1, \bar{M}_1$ – mayenin cismə təsir qüvvəsi və onun momenti; $\bar{F}_2, \bar{M}_2$ – xarici qüvvə sahəsinin hissəciyə göstərdiyi təsir qüvvəsi və onun momentidir. $\bar{F}_2$ – ağırlıq qüvvəsi kimi başa düşülür.

Hissəciyin hərəkətinin ifadəsində əsas çətinlik maye axınında sürətin paylanmasından və cismin hərəkət sürətindən asılı olan F_1 və M_1 – in tapılmasıdır.

Tutaq ki, hissəcik sürəti U olan eyni cinsli maye axınında sabit v sürəti ilə hərəkət edir. Belə halda hissəciyin hərəkətinə onunla bağlı koordinat sisteminə nəzərən tərpənməz hissəciyin ətrafında $W = U - v$ sürətli maye axınının hərəkəti kimi baxmaq olar. v = const olduqda (X.23) tənliyində

$$\bar{F}_1 + \bar{F}_2 = 0.$$

(X.10) ifadəsinə əsasən

$$\bar{F}_1 = \frac{1}{8}c\rho W^2\pi d^2 \qquad (X.25)$$

yazılar. Qeyd etmək lazımdır ki, F_1 qüvvəsi nisbi W sürətinin əksinə yönəlir. Əgər F_2 məlum olsa, onda W–ni tapmaq olar. Bu məqsədlə aşağıdakı hallara baxaq.

Əgər hissəcik mayedən yüngüldürsə, onda

$$\bar{F}_2 = \frac{1}{6}(\rho_1 - \rho_2)g\pi d^3 \qquad (X.26)$$

burda ρ_1, ρ_2 – maye və hissəciyin sıxlığıdır.

İndi isə $\bar{F}_1 + \bar{F}_2 = 0$ şərtinə əsasən

$$\frac{1}{8}c\rho W^2\pi d^2 - \frac{1}{6}\left(\rho_1 - \rho_2\right)g = 0$$

ifadəsindən

$$W = \sqrt{\frac{8t}{6c}\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1}g}. \qquad (X.27)$$

Yuxarıda göstərildiyi kimi, Reynolds ədədinin kiçik qiymətləri üçün Stoks ifadəsində $v = W$ qəbul etməklə (X.7) və (X.26) bərabərliyindən

$$W = \frac{1}{3}\frac{\pi d^3\left(\rho_1 - \rho_2\right)g}{6\pi\mu d} = \frac{1}{18}\frac{d^2\left(\rho_1 - \rho_2\right)}{\mu}g \qquad (X.28)$$

yazılar. Reynolds ədədinin böyük qiymətlərində müqavimət əmsalı C sürətindən asılı olmur. Belə halda (X.10) və (X.26) ifadələrinin bərabərliyindən ($v = W$ şərtilə)

$$W = \sqrt{\frac{4}{3C}\frac{d(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1}g} \qquad (X.29)$$

alınar. Əgər xarici axının (hissəciyə nisbətən axının uzaq məsafəsindəki sürət) və hissəciyin sürəti zaman keçdikcə dəyişərsə, onda kvazistasionar anlayışından istifadə edib (X.23) və (X.25) ifadələrindən aşağıdakını yaza bilərik:

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = \frac{1}{8}c\rho\upsilon^2 d^2 + F_2. \qquad (X.30)$$

Aşağıdakı bəzi xüsusi hallara baxaq.

Əgər $u = 0$ olsa, onda

$$F_2 = \frac{1}{6}\left(\rho_2 - \rho_1\right)\pi d^3 g. \qquad (X.31)$$

Bu ifadə ağır hissəciyin hərəkətsiz mayedə çökməsinin başlağıc fazasına uyğundur.

Şaquli istiqamətdə aşağı yönələn sürətin işarəsini müsbət qəbul etsək,

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{3}{4}C\frac{\rho_1}{\rho_2 d}v^2 + \frac{p_2 - p_1}{p_2}g \qquad (X.32)$$

alarıq. Əgər hissəcik böyük ölçüdədirsə, onda C = const, (X.29) ifadəsində $W = v_\infty$, oradan ($\rho_2 - \rho_1$)-i tapıb (X.32)-də yerinə yazsaq

$$\frac{d\upsilon}{dt} = -\frac{3}{4}C\frac{\rho_1}{\rho_2 d}\left(\upsilon^2 - \upsilon_\infty^2\right); \quad \upsilon_\infty = \sqrt{\frac{4}{3C}\frac{\left(\rho_2 - \rho_1\right)}{\rho_1}dg};$$

$$t = \frac{2}{3c}\frac{\rho_2 d}{\rho_1}\frac{1}{\upsilon_\infty}\ln\frac{\upsilon_\infty + \upsilon}{\upsilon_\infty - \upsilon}, \qquad (X.33)$$

burda v_∞ – qərarlaşmış rejimdə hissəciyin düşmə sürətidit.

Sürətin qərarlaşmış qiymətinə çatma müddəti isə

$$t_\infty \approx \frac{2}{C}\frac{\rho_2 d}{\rho_1 \upsilon_\infty} = \sqrt{\frac{d}{2\left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)g}}. \qquad (X.34)$$

$$d = 0,2\text{sm}; \quad \left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right) = 0,5; \quad g = 10^3\ \text{sm/san}^2$$

olduqda $t_\infty \sim 0.7 \cdot 10^{-2}$ san. alınır. Deməli, hissəcik tezdəyişən axına "çata bilmir".

Kiçik hissəcik üçün

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = -3\pi\mu\upsilon d + \frac{1}{6}\pi d^3\left(\rho_2-\rho_1\right)g; \qquad (X.35)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{18\mu}{d^2 p_2}\left(v - v_\infty\right); \quad v_\infty = \frac{d^2 g}{18\mu}\left(\rho_2-\rho_1\right)$$

$$\upsilon = \upsilon_\infty\left[1-\exp\left(-\frac{}{\infty}\right)\right]; \qquad (X.36)$$

$$t_\infty = \frac{d^2\rho_2}{18\mu},$$

μ = 0.03 Pa·san; $\rho_2 = 2\cdot10^{-3}$ kq/sm^3; $d = 2\cdot10^{-3}$ m halı üçün $t_\infty = 1.5\cdot10^{-2}$ san olur.

Aydındır ki, sistemin satasionar rejimə çıxma effekti yüzdə və mində bir saniyə müddətində başa çatan prosseslərdə nəzərə alınmalıdır.

Ətalət qüvvəsinin nəzərə alınmadığı hal üçün deformasiya oluna bilən kürəşəkilli hissəciyin hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$F = 6\pi r\mu v_0\frac{2\mu+3\mu_1}{3\left(\mu+\mu_1\right)} \qquad (X.37)$$

burda μ_1 – hissəciyin özlülüyü: v_0 – maye mühitə nəzərən kürənin mərkəzinin sürətidir.

Fazalar sərhədində gərginliyin dəyişməsini nəzərə aldıqda müqavimət qüvvəsini aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

$$F = 3\pi d\eta\upsilon_0\frac{\mu_2+\frac{d}{2}\left(2\mu+3\mu_1\right)}{\mu_2+\frac{3d}{2}\left(\mu-\mu_1\right)}, \qquad (X.38)$$

burda μ_2 – səthi özlülük əmsalıdır.

μ-nün çox kiçik, μ_2-nin isə böyük qiymətlərində (X.38) ifadəsi Stoks tənliyinə çevrilir.

Tutaq ki, hidrostatik qüvvə təsirindən mayedə hava qabarcığ qalxır və qabarcığın ölçüsü o qədər kiçikdir ki, səthi gərilmə qüvvəsi onu kürə şəklində saxlayır.

Bu məsələnin riyazi həlli Pyabuşinski və Adamar tərəfindən verilmiş, müqavimətin (X.37) nəzəri asılılıqla ifadəsi göstərilmişdir. Lakin sübut olunmuşdur ki, təcrübənin nəticəsində (X.37) ifadəsi deyil, (X.7) ifadəsi daha uyğun gəlir.

Beləliklə, hava qabarcığı özünü bərk cismi kimi aparır. Nəzəriyyə ilə təcrübə arasında baş verən bu zidiyyət qalxan qabarcıq paradoksu adlanır.

Bu paradoks nə ilə izah olunur? Bond izahat məqsədilə səthi gərilmə enerjisinin təsirini göstərmişdir. Lakin bu izahat heç də kafi deyildir. Ola bilər ki, əsas səbəb mayedə qarışığın olması üzündən qabarcığın səthində bərk qatın yaranmasıdır. Təkcə inandırıcı onu demək olar ki, real səthi qarşılıqlı əlaqə hadisəsi klassik nəzəriyyə müddəalarından daha mürəkkəbdir.

Reynolds ədədinin böhran qiymətinə yaxın Re $\approx$ 150 000 qiymətində mayenin sürəti artdıqca onun kürə səthinə göstərdiyi müqavimətin azalmasını Eyfel müşahidə etmişdir. Bu hadisə bizim adi fiziki təcrübəyə ziddir. Büləliklə, sırf təcrübə xarakterli paradoks baş verir. Bu *Eyfel paradoksu* adlanır.

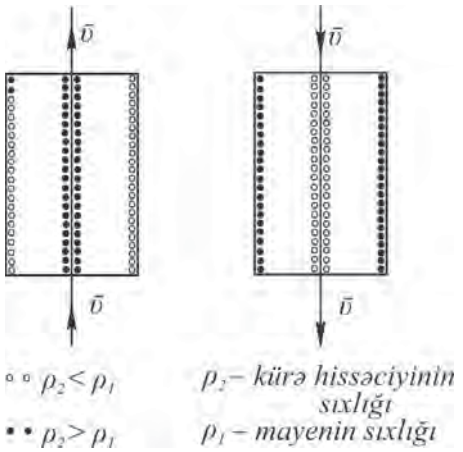
Buna səbəb özlülüyün azacıq azalmasının baxılan axında böyük dəyişiklik yaratmasıdır.

§2. SEQRE – ZİLBERBERQ EFFEKTİ

Şaquli borudakı maye axınında müşahidə edilən bu effektin mahiyyəti aşağıdakından ibarətdir. Sürətin axının sürətindən geri qaldığı hallarda (yəni şaquli boru ilə yuxarı qalxan maye axınında kürə hissəciyinin sıxlığı mayedəkindən çox, aşağı istiqamətdə hərəkətdə isə mayedəkindən az olduqda) kürəşəkilli hissəcik borunun divarından mərkəzinə doğru miqrasiya olunur (şəkil X.2). Axının sürətini qabaqlayan hissəcik (yuxarı istiqamətlənən axında sıxlığı mayenin sıxlığından az, aşağı istiqamətlənən axından isə çox olan kürə hissəciyi) isə borunun divarına doğru miqrasiya edir.

Sıxlığı eyni olan maye və hissəciklər aralıq vəziyyəti almağa çalışır. Bu hadisənin mürəkkəb hidrodinamik təbiəti vardır.

Göstərilən hadisə maye axınında ayrı – ayrı hissəciklərin deyil, suspenziyanın hərəkətində də öz xassəsini saxlayır.



Şəkil X. 2

Neft-mədən praktikasında bu

hadisənin nəzərə alınmasının əhəmiyyəti böyükdür. Məsələn, quyuların yuyulmasında (istər qazıma prosesində və istərsə də istismar quyularının qum tıxacından təmizlənməsində) quyu divarında bərk hissəciklərlə zəngin və ya zəif qat əmələ gəlir. Bu isə prosesin hidrodinamikasına böyük təsir göstərir. Məsələn, yuxarı istiqamətlənən axında ağır hissəciklərin boru divarından mərkəzə yönəlməsi nəticəsində divarda yağlayıcı rolunu oynayan ara qatının yaranması hidravlik müqaviməti xeyli azaldır. Eyni qayda ilə yuxarı istiqamətlənən qazlı maye axınında qaz hissəciklərinin divara yığışması "qaz yastığı" rolunu oynayır və sürtünməyə sərf edilən hidravlik itkinin xeyli azalmasına səbəb olur.

Digər tərəfdən suspenziyalar üçün reoloji xarakteristika çıxardıqda hissəciklərin miqrasiyası onu xeyli təhrif edir. Məsələn, viskozimetrdə suspenziyanın tədqiqində əksər halda kapillar borunun radiusunun azalması ilə suspenziyanın effektiv özlülüyünün azalması müşahidə edilir. Qanda müşahidə olunan *Farraus – Lindkvist* effekti də yəqin ki, qanın asılı bərk hissəciklərinin divara yaxın yerdə konsentrasiyasının dəyişməsi ilə, yəni Seqre – Zilberberq effekti ilə izah oluna bilər.

Turbulent rejimin xarakteristikasına, turbulentliyə keçid prosesinə asılı hissəciklərin təsirini göstərən digər maraqlı və mühüm effektlər də məlumdur. Məsələn, şaquli boruda hərəkət edən maye axınına sıxlığı dispers mühitin sıxlığından çox fərqlənən hissəciklər daxil edilsə, turbulent rejimə keçid bircinsli mayelərə nisbətən tez başlanır. Bu hadisə axının erkən turbulentləşməsi adlanır. Axında Reynolds ədədinin böhran qiyməti (özlü aparıcı mayeyə görə hesablanmış) su axınına qatılmış barıtın (ρ=4400 kq/m^3) və kerosinin (ρ=800 kq/m^3) qatılığından asılı olaraq azalır.

Əksinə, axına sıxlığı onun sıxlığına yaxın asılı hissəciklər əlavə etməklə trubulent rejimə keçidin yubanması müşahidə olunur. Asılı hissəciklər inkişaf etmiş turublent axının hidravlik müqavimətinə də böyük təsir göstərir. Suspenziyanın müəyyən qatılıq həddində hidravlik müqavimətin azalması, yüksəktezlikli turbulent döyüntülərin sönməsi ilə əlaqədardır.

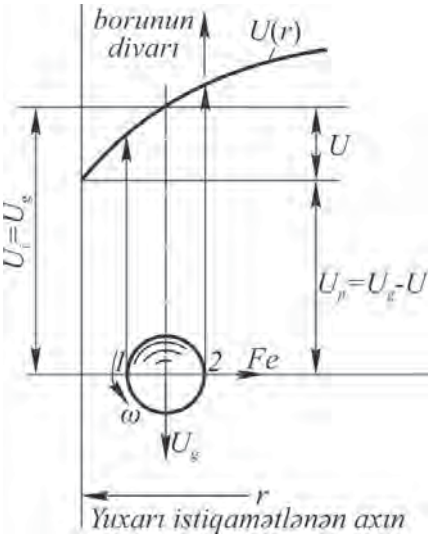
100 il bundan əvvəl şved alimi A.Breknes aşağıdakı effekti qeyd etmişdir. Mayedə döyünən qaz qabarcıqları aradakı mayeni sıxışdırıb müxtəlif tərəflərə qovmaqla bir-birinə qovuşmağa çalışır və qabın divarında çökür.

Oxşar hadisə iki növ kristallardan ibarət olan Manti dağ süxurlarında baş verir.

Bunlardan biri həcmini gah azaldıb, gah da çoxaldaraq döyüntülü hərəkət edir və zonanın mərkəzinə dartılır. Digər növ kristallar da döyüntülü hərəkət edərək yuxarıya – təzyiqi az olan tərəfə sıxışdırılır. Beləliklə də, Yerin Mantiya qatının cisimləri mineraloji tərkibinə görə fərqlənir.

§3. MAQNUS EFFEKTİ

Maye və qaz ilə əhatə olunmuş hissəcik ox ətrafında fırlandıqda ona axın istiqamətinə perpendikulyar olan en kəsiyi üzrə qüvvə təsir edir. Nəticədə axınla birgə yuxarı istiqamətdə hərəkət edən asılı hissəciklərin qaldırıcı miqrasiyası baş verir. Axın istiqamətinə perpendikulyar qüvvənin yaranması hissəciyi əhatə edən toxunan sürət və hissəciyin fırlanma sürətləri əvəzləyicisinin maksimum qiymətə çatdığı tərəfində təzyiqin azalması ilə əlaqədardır. Eninə qüvvə həmişə bu maksimum təfərə yönəlir. Asılı hissəciklərin qaldırıcı miqrasiyası həm laminar, həm də turbulent rejimlərində baş verir. Yuxarı istiqamətlənən laminar maye axınında hissəciklərin ətrafından axmaya səbəb onların ağırlıq qüvvəsindən çökməsi, hissəciyin fırlanmasının səbəbi isə borunun en kəsiyi boyunca sürət qradiyentidir (yəni hissəciyin sağ və sol hissələrində sürətin müxtəlfliyidir).

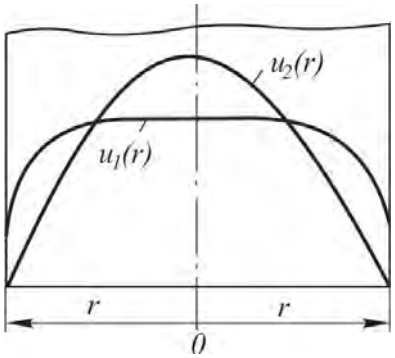


Şəkil X. 3

Hissəciklərin qaldırıcı miqrasiyası həm üfüqü və həm də şaquli turbulent axınlarda baş verir. Bu halda hissəciyin qaldırıcı miqrasiyasının sürət vektorunun istiqaməti bir halda axının oxuna, digər halda isə axının divarına yönəlir. Məsələn, qazın yuxarı istiqamətlənən hərəkətində ağır asılı hissəciyin divara yaxın yerdə qaldırıcı miqrasiyası mərkəzinə doğru yönəlir (şəkil X.3)

Şəkildə u_p axının hissəcik ətrafındakı nisbi sürəti; U_g – hissəciyin qravitasiyadan çökmə sürəti; F_e – hissəciyin qaldırıcı miqrasiya qüvvəsi; ω – hissəciyin fırlanma hərəkətinin bucaq sürəti; u – mühitin aparıcı fazasının sürətidir.

Qəbul olunur ki, hissəcik ətrafında axma sürəti hər yerdə eynidir və onun çökmə sürətinə u_g bərabərdir. Mühitin sürət qradiyenti isə $u=u(r)$ müxtəlifdir. Sürət qradiyentinin ən böyük qiyməti özlü ara qatındadır. Yuxarı istiqamətlənən axında hissəciyin sag tərəfindəki 2 nöqtəsində fırlanma sürəti ilə cisim ətrafında axma sürətinin cəmi maksimuma çatdığı üçün orada təzyiq azalır və hissəciyin qaldırıcı miqrasiya qüvəsi həmən tərəfə, yəni axının oxuna istiqamətlənir. Aşağı istiqamətdə axında isə maksimum sürətin qiyməti 1 nöqtəsində olur, orda təzyiq azalır və hissəciyin qaldırıcı miqrasiyası divara doğru yönəlir.



Şəkil X. 4

Qeyd etmək lazımdır ki, u_d-u_1 qəbul olunması fazaların sürüşməsi deməkdir. Həqiqətdə isə praktikada fazaların sürüşməməsi hadisəsi sübut olunmuşdur. Bu halda axında hər iki fazanın en kəsiyi boyunca sürətin paylanması

və onların qradiyentləri olur. Qaz axınının və onun daxilində asılı aerozol hissəciklərinin borunun en kəsiyi boyunca sürətlərinin paylanmasının profilləri bu cəhətdən maraqlıdır. (şəkil X.4) şəkildə $u_1(r)$ – aerozol hissəciklərinin, $u_2(r)$ – qaz fazasının sürət epürləridir. Göründüyü kimi, hissəciyin yerli sürəti qazın sürəti ilə eyni deyildir. Divara yaxın hissədə hissəciyin sürəti böyük, nüvədə isə qazın sürətindən kiçik olur. Bu onu göstərir ki, hissəciklər qaza nisbətən ya axın istiqamətində (divarətrafı zonada), ya da onun əks istiqamətində (axının nüvəsində) sürüşür. Eyni zamanda onların en kəsiyi boyunca orta sürətlərinin qiyməti də fərqlənir.

Şəkil X. 5

Fazaların bir – birinə nisbətən sürüşməsi asılı hissəciyin qaldırıcı miqrasiyasına təsir göstərir. Məlumdur ki, topdan çıxan güllə onun şaquli atılma müstəvisindən aralanır. Buna derivasiya deyilir. Bu hadisə uzun müddət düzgün başa düşülmürdü. Məsələn, derivasiyanın izahı üçün Puassonun aşağıdakı tamamilə səhf fikri geniş yayılmışdır. Puassona görə, ətalət qüvvəsi nəticəsində güllənin oxu trayektoriyaya toxunan istiqamətindən geri qalır (şəkil X.5). Bunun nəticəsində güllənin aşağı hissəsində yüksək təzyiq yaranır ki, bu da böyük sürtünməyə səbəb olur. Bu səbəbdən də müşahidə olunan güllənin aralanma hadisəsi baş verir.

Göstərilən izahatı uçan tennis topuna tətbiq etməklə onun səhf olduğunu asanlıqla görmək olar. Belə ki, topun yuxarı hissəsinin uçuş istiqamətində fırlanması nəticəsində top gərək yuxarı qalxmış olaydı. Hiroskoplar üzərində aparılan kəmiyyət tədqiqatları göstərir ki, güllənin şaquli atılma müstəvisindən aralanmasının əsas səbəbi aerodinamk en kəsiyi qüvvələridir.

Fırlanmanın kiçik sürətlərində həqiqi aralanma Maqnus effektinin göstərdiyi istiqamətin əksinə baş verir. Buna *Maqnus effektinin paradoksu* deyilir.

Hazırda bu hadisənin kefiyyətcə mümkün izafı Prandtlın sərhəd qatı nəzəriyyəsinə əsaslana bilər. Uçuş istiqamətində yuxarıya, durğunluq sahəsi isə aşağıya doğru yerini dəyişir. Bu isə qaldırıcı qüvvə yaratmalıdır.

ƏDƏBİYYAT

1. *А.Х.Мирзаджанзаде.* Вопросы гидодинамики вязкопластичных и вязких жидкостей. Баку. Азернешр. 1959.
2. *А.Х.Мирзаджанзаде, В.М.Ентов.* Гидродинамика в бурении. М., «Недра», 1985
3. *А.Х.Мирзаджанзаде, М.К.Сеид Рза.* Гидравлика глинистых и цементных растворов. М., «Недра», 1966.
4. *А.Х.Мирзаджанзаде.* Парадоксы нефтяной физики. Баку, Азернешр, 1981.
5. *П.М.Огибалов, А.Х.Мирзаджанзаде.* Нестационарные движения вязкопластичных сред. М., Изд-во МГУ, 1970.
6. *М.Д.Миллионщиков.* Турбулентные течения в пограничном слое и в трубах. М., 1969.
7. *Р.Р.Чугаев.* Гидравлика. Энергоиздат, 1982.
8. *Н.В.Френкель.* Гидравлика. М., Госэнергоиздат, 1956.
9. *А.Д.Альтшуль.* Гидравлические сопротивления. М., «Недра», 1982
10. *И.Е.Идельчик.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., Машиностроение, 1975.
11. *В.П.Скрипов.* Метастабильные жидкости. М., Наука, 1972.
12. *Н.А.Фукс.* Механика аэрозолей. АН СССР, М., 1955
13. *М.Рейнер.* Деформация и течение. М., Гостоптехиздат, 1963.
14. *У.Л.Уилкинсон.* Неньютоновские жидкости. М., «Мир», 1964.

MÜNDƏRİCAT

A.X.Mirzəcanzadə, R.C.Qurbanov, Z.M.Əhmədov.
Hidravlika.....1

Müəlliflərdən.....3

I Fəsil. Mayelər və onların fiziki-mexaniki xassələri.....7
§ 1. Mayelər haqqında ümumi məlumat.....7
§ 2. Səltlik və kəsilməzlik şərti.....9
§ 3. Mayenin sıxlığı və xüsusi çəkisi.....10
§ 4. Mayelərin təzyiqdən sıxılması və temperaturdan genişlənməsi.....11
§ 5. Mayedə qazın həll olunması.....13
§ 6. Mayelərin buxarlanma və qaynaması.....15
§ 7. Mayeyə təsir edən qüvvələr.....17
§ 8. Özlülük.....20
§ 9. Kolloid sistemlər üçün effektiv özlülük.....23
§10. Sturuktur özlülük.....24
§11. Mayelərin reoloji xassələrinə görə təsnifatı.....26
§12. Veysenberq effekti.....30
§13. Mexaniki yaddaş.....30
§14. Poytinq effekti.....34
§15. Deformasiyada mayelərin sıyıqlaşması və praktiki realizə olunma mümkünlüyü.....34
§16. Özükipləşən mayelər.....36
§17. Tiksotropiya.....36
§18. Reopeksiya.....38
§19. Real mayelərin teplofiziki xarakteristikalarının təyini.....38
§20. Səlt mühit üçün mexaniki modellər.....40
§21. Səthi gərilmə və səthi enerjisi.....44
§22. İslanma hadisəsi.....45
§23. Kapillar təzyiq.....46
§24. Mayelərin reoloji xassələrinə təsir edən amillər.....51

II. Fəsil. Hidrostatika.....56
§ 1. Hidrostatik təzyiq və onun xasssələri.....56
§ 2. Mayenin sükunət halının diferensial tənlikləri.....58
§ 3. Mayenin sükunət halının diferensial tənliklərinin inteqrallanması.....61

§ 4. Ağırlıq qüvvəsi təsiri altındakı mayedə təzyiqin paylanması, hidrostatikanın əsas tənliyi.....62
§ 5. Hidrostatik təzyiqin paylanma epürü.....65
§ 6. Mütləq, izafi vakkum təzyiqləri.....66
§ 7. Mayelərdə mənfi təzyiq.....68
§ 8. Qeyri – bircinsli mayelərdə hidrostatik təzyiqin paylanması.....71
§ 9. Birləşmiş qablar qanunu.....72
§10. Paskal qanunu.....74
§11. Ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında idela qazın müvazinəti.....75
§12. Barometrik paylanma.....76
§13. Laylarda suyun təzyiqlər fərqi nəticəsində qaz və neftin yerdəyişməsi.....79
§14. Seqreqasiya effekti.....80
§15. Müstəvi divara düşən təzyiq qüvvəsi.....82
§16. Təzyiq mərkəzi.....89
§17. Əyri səthlərə düşən təzyiq qüvvəsi.....89
§18. Mayeyə batrılmış cismin müvazinəti.....92
§19. Mayelərin nisbi müvazinəti.....93
§20. Qeyri – Nyuton mayenin hidrostatikasının bəzi xüsusiyyətləri.....96

III. Fəsil. Hidrodinamika.....100
§ 1. Hidrodinamika məsələləri.....100
§ 2. Hərəkətin öyrənilmə metodları.....101
§ 3. Maye hərəkətinin növləri.....103
§ 4. Axının hidravlik modeli.....105
§ 5. Axının növləri və hidravlik elementləri.....107
§ 6. Kəsilməzlik tənliyi.....110
§ 7. Mayenin hərəkətinin diferensial tənliyi.....113
§ 8. İdeal maye şırnağı üçün Bernulli tənliyi.....116
§ 9. Bernuli tənliyinin həndəsi və fiziki mənası.....121
§10. Real maye şırnağı üçün Bernuli tənliyi.....123
§11. Real maye axını üçün Bernuli tənliyi.....125
§12. Bernuli tənliyinin praktik tətbiqi.....130

IV. Fəsil. Mayelərin laminar və turbulent axını.....134
§ 1. Hidravlik müqavimət və mayenin hərəkət rejimləri.....134
§ 2. Hidrodinamik oxşarlıq və oxşarlıq kriteriləri.....137
§ 3. Ölçülər nəzəriyyəsinə əsasən hidravlik müqavimət tədqiqi.....145
§ 4. Nyuton mayesinin dairəvi boruda laminar hərəkəti.....146
§ 5. Qeyri – Nyuton mayesinin dairəvi boruda laminar hərəkəti.....155
§ 6. Boruların halqavari fazasında Nyuton mayesinin laminar hərəkəti.....159
§ 7. Laminar hərəkətdə sürtünməyə sərf olunan basqı və ya təzyiq itkisinin tənliyi.....161
§ 8. İxtiyari formalı mühitlərdə reoloji stasionar mayeləri hərəkəti.....164
§ 9. Turbulent axınında sürətin paylanması.....167
§10. Turbulent axında hidravlik itkilərin təyini.....171
§11. İ.Nikruadzenin təcrübələri.....173
§12. Hidravlik müqavimətin hesablanması üçün praktiki üsullar.....175
§13. Reynolds ədədinin böhran qiymətinin təyinində dəqiqliyin artırılması.....176
§14. Hidravlikada qiymətləndirici hesablamaların aparılması.....180
§15. Maili yönəldilmiş quyularda hidravlik itkinin təyini.....183
§16. Qərarlaşmış rejimin bərpa müddəti.....186
§17. Hidravlik müqavimətlərin tənzim edilməsi.....188

V. Fəsil. Yerli müqavimətlər.....197
§ 1.Yerli müqavimətlər haqqında məlumat.....197
§ 2. Birdən genişlənən axın.....198
§ 3. Tədricən genişlənən axın.....200
§ 4. Axının daralmasında yerli müqavimət.....203
§ 5. Sistemin müqavimət əmsalı.....203
§ 6. Yerli müqavimətlərdə ekvivalent uzunluq.....204
§ 7. Yerli müqavimətlərin interferensiyası.....205
§ 8. Neftlərin reoloji xassələrinin diaqnozlaşdırılması.....206

VI. Fəsil. Mayenin dəlik və lüləkdən axması.....208
§ 1. Sabit basqıda nazikdivarlı dəlikdən mayenin axması.....208
§ 2. Lülək və onların növləri.....211
§ 3. Xarici silindirik lüləkdən mayenin axması.....212
§ 4. Dəyişən basqıda dəlikdən və lüləkdən axma.....216
§ 5. Sərbəst şırnaqlar haqqında məlumat.....218

VII. Fəsil. Boru kəmərlərinin hidravlik hesablanması.....223
§ 1. Boru kəmərləri və onların təsnifatı.....223
§ 2. Sadə boru kəmərinin hesablanması.....224
§ 3. Ardıcıl birləşdirilmiş boru kəməri.....229
§ 4. Paralel birləşdirilmiş boru kəməri.....231
§ 5. Sifonlu boru kəməri.....232
§ 6. Boru kəmər yolundakı fasiləsiz sərf.....234
§ 7. Boru kəmərlərinin haçalanması (lyuping).....236
§ 8. Mürəkkəb boru kəmərləri.....236
§ 9. Boru kəmərləri üçün iqtisadi səmərəli diametrin seçilməsi.....237

VIII. Fəsil. Kaviytasiyalı axın.....243
§ 1. Kavitasiya haqqında ümumi məlumat.....243
§ 2. Yerli müqavimətlərdə kavitasiya.....247
§ 3. Neft məhsullarının nəql olunmasında kavitasiyanın xüsusiyyətləri.....247

IX. Fəsil. Mayelərin qərarlaşmış hərəkəti.....250
§ 1. Boruda mayenin qərarlaşmamış hərəkəti üçün Bernuli tənliyi.....250
§ 2. Hidravlik zərbə.....255
§ 3. Boruda mayenin qərarlaşmamış hərəkətinin tədqiqi.....262

X. Fəsil. Heterogen sistemlərin hidravlikası.....266
§ 1. Hissəciklərin axında hərəkəti.....266
§ 2. Seqre – Zilberberq effekti.....273
§ 3. Maqnus effekti.....275

Ədəbiyyat.....277