Fizika -1 (Mexanika, molekulyar, elektrik)

1. Mexaniki hərəkət. Maddi nöqtə. Yol. Yerdəyişmə.

Maddi cisimlərdə baş verən hər cür dəyişiklik hadisə adlanır. Buzun əriməsi, ildırım çaxması, naqildən cərəyan keçərkən istilik ayrılması və s. hadisələr cismi təşkil edən zərrəciklər arasındakı əlaqələrin, yaxud onların hərəkət sürətinin dəyişməsi ilə əlaqədardır. *Hadisələr arasında mövcud olan zəruri əlaqə qanun adlanır.*

Fizikanın mexaniki hadisələri öyrənən bölməsinə mexanika deyilir. *Bir cismin başqa cismlərə nəzərən yerdəyişməsinə mexaniki hərəkət deyilir*. Buradan aydın olur ki, mexaniki hərəkəti tək bir cismə aid etmək olmaz. Bu anlayışı geniş mənada başa düşmək üçün iki və daha çox cisimlərdən istifadə edilməlidir. Hər hansı bir cismin hərəkətdə olub–olmamasını müəyyənləşdirmək üçün başqa bir cismin hərəkətsiz olduğunu qəbul etməliyik. Lakin, bizi əhatə edən aləmdə mütləq hərəkətsiz olan cisim yoxdur. Təbiətdə olan bütün cisimlər bu və ya digər hərəkətdə iştirak edirlər. Məsələn, sinifdə olan oturacaqlar sinfin divarlarına nəzərən sükunətdədir. Lakin, bununla yanaşı onların hamısı Yerlə birlikdə Günəşə nəzərən hərəkətdədirlər. Deməli, cismin hərəkətini öyrənmək üçün, əvvəlcə, həmin cismin hansı cisim və ya cisimlər sisteminə nəzərən hərəkət edəcəyini ayırd etmək lazımdır. *Mexaniki hərəkət hansı cismə nəzərən müəyyən edilərsə, o cisim hesablama cismi adlanır. Hesablama cismindən keçmək şərtilə bir–birinə qarşılıqlı perpendikulyar olan üç düz xətt sisteminə koordinat sistemi deyilir. Koordinat sistemi və zamanı ölçən cihaz birlikdə hesablama sistemi adlanır*.

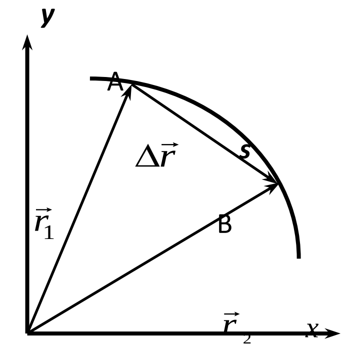
Mexanika üç bölmədən ibarətdir: *kinematika, dinamika və statika.*

Kinematika*–cismin və ya cisimlər sisteminin hərəkətini, bu hərəkəti doğuran səbəbləri nəzərə almadan öyrənir.* ***Dinamika****–cisimlərin hərəkətini, bu hərəkəti doğuran bu və ya digər səbəblərlə birlikdə öyrənir. Nəhayət,* ***statika****–cisimlərin tarazlıqda olma hallarını öyrənir.*

Tarazlıq halı hərəkətin xüsusi halı kimi dinamika qanunlarından çıxan bir nəticə kimi müəyyən edilə bilər. Ona görə də fizika kursunda statika bəhsi ayrıca bir bölmə kimi deyil, dinamika qanunları ilə birlikdə öyrənilir.

Çox vaxt cismin hərəkətini öyrənmək üçün bu cismin ölçülərini verilmiş məsələdə nəzərə almamaq daha sərfəli olur.

Verilmiş məsələ üçün cismin ölçülərini nəzərə almamaq mümkün olarsa, belə cismə maddi nöqtə kimi baxmaq olar və fərz edilir ki, cismin bütün kütləsi bu nöqtədə toplanmışdır. Maddi nöqtənin fəzada hərəkəti zamanı keçdiyi nöqtələrin həndəsi yeri onun trayektoriyası adlanır.



Şəkil 1.1

Trayektoriyanın formasına görə hərəkətlər düzxətli və əyrixətli olmaqla iki yerə bölünür. Maddi nöqtənin hərəkətləri içərsində ən sadəsi *düzxətli bərabərsürətli* hərəkətdir. Bu hərəkətdə maddi nöqtə istənilən bərabər zaman fasilələrində bərabər yerdəyişmələr icra edir. Fərz edək ki, hərəkət edən maddi nöqtə ixtiyari trayektoriya üzrə A nöqtəsindən B nöqtəsinə gəlmişdir *(şəkil 1.1). A başlanğıc və B son nöqtələri birləşdirən düz xəttə yerdəyişmə* $(\Delta\vec{r})$, *bu nöqtələr boyunca hesablanan trayektoriyaya (s) isə- yolun uzunluğu deyilir.* Burada, $\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ radius vektorlarının fərqinə bərabər *(yerdəyişmə)* götürülə bilər. *s*–gedilən yol skalyar kəmiyyətdir. Gedilən yolun uzunluğu yalnız düzxətli hərəkət bir istiqamətdə baş verdikdə yerdəyişmə vektorunun moduluna bərabərdir.

Fəzada maddi nöqtənin hərəkətinin yeyin və yavaş dəyişməsini xarakterizə etmək üçün vektorial kəmiyyət olan sürət anlayışından istifadə edilir.

2. Düzxətli bərabərsürətli və dəyişənsürətli hərəkət

Fəzada maddi nöqtənin hərəkətinin yeyin və yavaş dəyişməsini xarakterizə etmək üçün vektorial kəmiyyət olan sürət anlayışından istifadə edilir.

***Sürət**- maddi nöqtənin hərəkəti zamanı yerdəyişmənin zamandan asılı olaraq dəyişməsini və hərəkətin həmin andakı istiqamətini xarakterizə edir*.

Əgər t_0 anında radius vektor $\vec{r}_0$, t anında isə $\vec{r}$ -dirsə, onda t-t_0=Δt müddətində yerdəyişmə $\vec{r}-\vec{r}_0=\Delta\vec{r}$ olacaq. $\Delta\vec{r}$ yerdəyişməsinin bu dəyişməyə sərf olunan zamana (Δt) olan nisbətinə hərəkətin orta sürəti deyilir. Yəni,

$$\vec{\upsilon}_{\text{ор}}=\frac{\vec{r}-\vec{r}_0}{t-t_0}=\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \qquad (1.1)$$

Orta sürətə belə tərif də vermək olar: *ədədi qiymətcə vahid zamandakı yerdəyişmə vektoruna bərabər olan kəmiyyətə **orta sürət** deyilir.*

(1.1.) ifadəsində Δt zamanını sıfıra yaxınlaşdırıb limitə keçsək ani sürəti tapa bilərik:

$$\vec{\upsilon}_{\text{ани}}=\lim_{\Delta t\to 0}\left(\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}\right)=\frac{d\vec{r}}{dt} \qquad (1.2)$$

***Ani sürət**- hərəkətin verilən andakı və ya trayektoriyanın verilmiş nöqtəsindəki sürətdir.* Əgər yerdəyişmə yola bərabər olarsa, (düzxətli hərəkət) ani sürətin qiyməti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\upsilon=\lim_{\Delta t\to 0}\left(\frac{\Delta s}{\Delta t}\right)=\frac{ds}{dt} \qquad (1.3)$$

Deməli, ***ani sürət**- yolun zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir*. *(1.1.)*-dən istifadə edərək sürətin vahidini təyin etmək olar. BS-də sürət vahidi $1\frac{m}{s}$ -dir.

Düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə cismin sürəti həm qiymət, həm də istiqamətcə sabit olur. Əgər maddi nöqtə t_0 müddətində s_0 yolunu, t müddətində s yolunu qət edərsə, bu halda hərəkətin sürəti:

$$\upsilon=\frac{s-s_0}{t-t_0}=\frac{\Delta s}{\Delta t} \qquad (1.4)$$

Deməli, düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə sürət ədədi qiymətcə vahid zamanda gedilən yola bərabər olan kəmiyyətdir. Xüsusi halda $t_0=0;\ s_0=0$ olarsa,

$$\upsilon=\frac{s}{t} \qquad (1.5)$$

yazmaq olar.

Burada gedilən yolun uzunluğu üçün belə alınır:

$$s=\upsilon\cdot t \qquad (1.6)$$

Bərabərsürətli düzxətli hərəkətə nadir hallarda təsadüf olunur. Hərəkətlərin əksəriyyətində sürət vektoru həm qiymət, həm də istiqamətcə dəyişir. Düzxətli bərabərsürətli olmayan hərəkətdə sürətin dəyişməsini xarakterizə etmək üçün ***təcil*** anlayışından istifadə edilir.

Bərabərsürətli düzxətli hərəkətə nadir hallarda təsadüf olunur. Hərəkətlərin əksəriyyətində sürət vektoru həm qiymət, həm də istiqamətcə dəyişir. Düzxətli bərabərsürətli olmayan hərəkətdə sürətin dəyişməsini xarakterizə etmək üçün ***təcil*** anlayışından istifadə edilir.

Əgər başlanğıc sürət $\vec{\upsilon}_0$, t saniyədən sonrakı sür'ət $\vec{\upsilon}_t$ olarsa, ***orta təcil*** aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\vec{a}_{\text{орта}}=\frac{\vec{\upsilon}_t-\vec{\upsilon}_0}{t-t_0}=\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} \qquad (1.7)$$

(1.7)-dən görünür ki, ***təcil*** - *sürətin vahid zamanda dəyişməsi ilə ölçülən bir fiziki kəmiyyətdir*. Təcil də sürət kimi vektor kəmiyyətdir. Bərabərdəyişən hərəkətdə gedilən yolu təyin etmək üçün

$$\upsilon_{\text{орта}} = \frac{\upsilon_t + \upsilon_0}{2} \quad \text{вя} \quad s = \upsilon_{\text{ор}} \cdot t$$

ifadələrindən istifadə edilir. Bu ifadələrdən yazmaq olar:

$$s = \upsilon_{\text{ор}} \cdot t = \left(\frac{\upsilon_t + \upsilon_0}{2} \right) \cdot t \quad \text{və} \quad \upsilon_t = \upsilon_0 + at \quad \text{olduğundan,}$$

$$s = \left(\frac{\upsilon_0 + at + \upsilon_0}{2} \right) \cdot t = \upsilon_0 \cdot t + \frac{at^2}{2} \qquad (1.8)$$

olar. Bu isə bərabəryeyinləşən hərəkətdə yolun düsturudur.

Ani təci - *$\Delta t \to 0$ olanda, $\frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t}$ nisbətinin yaxınlaşdığı limitə deyilir.*

$$\vec{a}_{\text{ани}} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t} \qquad (1.9)$$

və ya

$$\vec{a}_{\text{ани}} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \qquad (1.10)$$

Deməli, *təcil sürətin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir.* (1.3) düsturunu (1.10.)-da nəzərə alsaq:

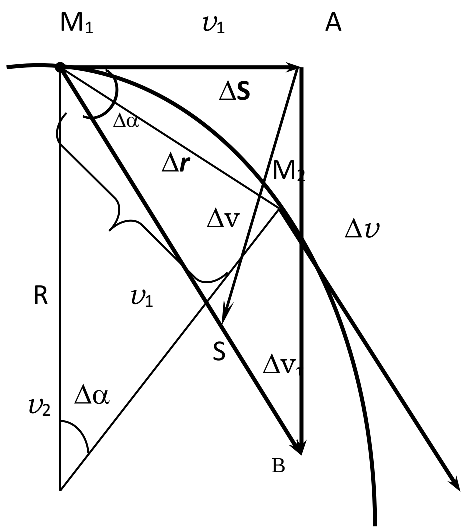
$$|\vec{a}| = \frac{d^2 s}{dt^2} \qquad (1.11)$$

olar. *Deməli, təcil yolun zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabərdir*. Təcilin BS-də vahidi $1\frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ -dir.

3. Əyrixətli hərəkətdə sürət və təjil

Əyrixətli hərəkətdə sürətin həm qiyməti, həm də istiqaməti dəyişir. Ona görə əyrixətli dəyişən hərəkət zamanı iki cür təcil yaranır: sür-ətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranan təcil trayektoriyaya toxunan istiqamətdə yönəlir və buna görə də ***tangensial (toxunan) təcil*** adlanır. Digər təcil isə sürətin istiqamətcə dəyişməsi hesabına yaranır və əyrilik mərkəzinə doğru yönəlir. Bu təcil ***normal təcil və ya mərkəzəqaçma təcili*** adlanır.

Fərz edək ki, maddi nöqtə ixtiyari əyrixətli trayektoriya üzrə hərəkət edir və Δt müddətində M_1 nöqtəsindən M_2 nöqtəsinə gəlir. Nöqtənin M_1- də sürəti $\vec{\upsilon}_1$, M_2- də $\vec{\upsilon}_2$ olsun *(şəkil 1.2).* Δt zamanda maddi nöqtənin sürətinin dəyişməsi $\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_2 - \vec{\upsilon}_1$ olar. $\Delta\vec{\upsilon}$ -ni tapmaq üçün $\vec{\upsilon}_2$ vektorunu M_1 nöqtəsinə qiymət və istiqaməti dəyişməmək şərtilə köçürək. Onda bu vektorların uclarını birləşdirən istiqamətlənmiş düz xətt vektorların fərqi olar.

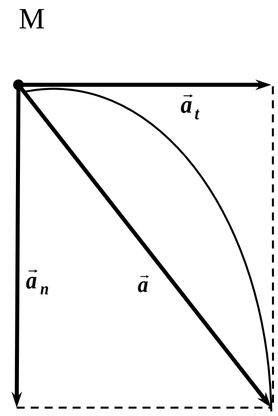


Şəkil 1.2

Bilirik ki, təcil $\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t}$ şəklində yazılır. $\Delta\vec{\upsilon}$ –ni toplananlara ayırmaq üçün $\vec{\upsilon}_2$ vektoru üzərində qiymətcə $\vec{\upsilon}_1$–ə bərabər M_1S parçasını ayıraq. SB=$\Delta\vec{\upsilon}_\tau$ bu vektorların qiymətcə, AS=$\Delta\vec{\upsilon}_n$ istiqamətcə fərqi olar. Onda $\Delta\vec{\upsilon} = \Delta\vec{\upsilon}_\tau + \Delta\vec{\upsilon}_n$ yazmaq olar. Bu ifadəni təcil düsturunda nəzərə alsaq:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau + \Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t}$$

olar.



Şəkil 1.3

Buradan görünür ki, dəyişən əyrixətli hərəkətdə təcil iki toplanandan ibarətdir. Burada $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t}$ ifadəsi sürətin istiqamətcə, $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t}$ isə sürətətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranır.

Deməli,

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t} \qquad (1.12)$$

normal təcili,

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t} \qquad (1.13)$$

isə ***tangensial təcili*** göstərir.

$\Delta M_1 AS -$ дян $\Delta\vec{\upsilon}_n = \vec{\upsilon}_1 \cdot \Delta\alpha$ olduğunu yaza bilərik. Digər tərəfdən $M_1M_2 = \Delta s = R\Delta\alpha$ olar. *R*- əyrilik radiusudur.

Bu ifadələrdən istifadə edərək yazmaq olar:

$$\Delta\vec{\upsilon}_n = \vec{\upsilon}_1 \cdot \frac{\Delta s}{R} \quad \text{вя} \quad \Delta\alpha = \frac{\Delta s}{R} \qquad (1.14)$$

(1.14)-ü (1.12)-də nəzərə alsaq,

$$\vec{a}_n = \frac{\vec{\upsilon}_1}{R} \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\vec{\upsilon}_1^{\,2}}{R}; \; \vec{a}_n = \frac{\vec{\upsilon}_1^{\,2}}{R} \qquad (1.15)$$

Bu ifadə ***mərkəzəqaçma (normal) təcilinin*** ifadəsidir. (1.13) ifadəsi sürətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranır. Ona görə də (1.13) ifadəsini

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}_\tau}{dt} \qquad (1.16)$$

şəklində yazmaq olar. Bu təcil əyriyə toxunan istiqamətdə yönəlir. Buna görə də $\vec{a}_\tau$ ***tangensial (toxunan) təcil*** adlanır.

İxtiyari əyrixətli hərəkətdə tam təcil

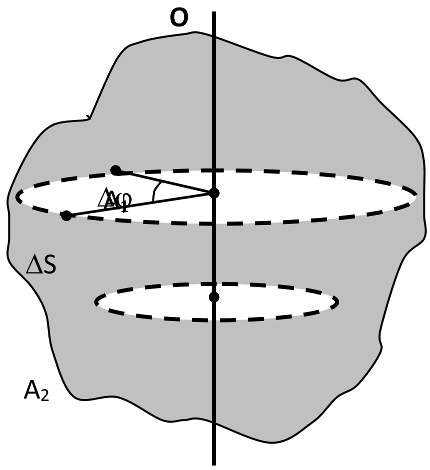
$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau \qquad (1.17)$$

olur. Bu təcillər bir-birinə perpendikulyar olduqları üçün tam təcilin qiyməti:

$$|\vec{a}| = \sqrt{|\,\vec{a}_n^{\,2}\,| + |\,\vec{a}_\tau^{\,2}\,|} = \sqrt{\left|\frac{\vec{\upsilon}^{\,2}}{R}\right|^2 + \left|\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}\right|^2} \qquad (1.18)$$

olar. Hərəkət düzxətli dəyişən olduqda $\vec{a}_n = 0, \; (R = \infty)$ olur və $|\vec{a}| = \frac{d\upsilon}{dt}$ olar, əyrixətli bərabərsürətli olduqda $\vec{a}_\tau = 0$ və $|\vec{a}| = |\vec{a}_n| = \frac{\vec{\upsilon}^{\,2}}{R}$ olur.

4. Bərk cismin fırlanma hərəkətinin kinematikası



Bərk cismin OO′ oxu ətrafında fırlanması zamanı onun bütün nöqtələri mərkəzləri bu ox üzərində olan çevrələr cızarsa, belə hərəkət fırlanma hərəkəti adlanır (şəkil 1.4). OO′- oxuna fırlanma oxu deyilir.

Tutaq ki, cisim Δt zaman fasiləsində *OO′* oxu ətrafında

$\Delta\varphi$ bucağı qədər dönməsi zamanı cisim üzərində hər hansı bir A_1 nöqtəsi bu müddətdə Δs yolunu qət etmiş və A_2 nöqtəsinə çatmışdır *($A_1A_2=\Delta s$)*.

Əgər $\Delta\varphi$ bucağı kifayət qədər kiçik və A_1 nöqtəsinin fırlanma oxundan olan məsafəsi r olarsa,

$$\Delta s = r \cdot \Delta\varphi \qquad (1.19)$$

yazmaq olar. Hərəkət dəyişən olanda $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ müxtəlif zaman fasilələrində müxtəlif qiymət alır və zaman fasiləsi azalaraq, sıfıra yaxınlaşanda bu nisbət hər hansı bir qiymət alır. Bu nisbət fırlanan cismin bucaq sürətini verir:

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \omega$$

$\Delta\varphi -$yə dönmə bucağı deyilir. Deməli, ***bucaq sürəti*** *maddi nöqtənin vahid zamanda fırlanarkən cızdığı bucağa bərabər olan kəmiyyətə deyilir*.

Əgər fırlanma hərəkəti bərabərsürətli olsa, onda sonlu t zamanda φ bucağı cızılır. Bu halda bucaq sürəti

$$\omega = \frac{\varphi}{t} \qquad (1.20)$$

olar. $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ ifadəsi $\frac{d\varphi}{dt}$ olduğundan, deməк olar ki, ***bucaq sürəti***, *dönmə bucağının zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir:*

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \qquad (1.21)$$

Bucaq sürəti $\frac{\text{рад}}{\text{с}}$ ilə ölçülür.

Fırlanma hərəkəti zamanı maddi nöqtənin tam bir dövr etməsi üçün sərf olunan zamana onun ***periodu*** *(T) deyilir*. Aydındır ki, $t = T$ zamanda $\varphi = 2\pi$ bucağı cızılır. Onda

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi n$$

olar. Burada $n = \frac{1}{T}$, *bir saniyədəki dövrlərin sayı olub,* ***tezlik*** *adlanır*.

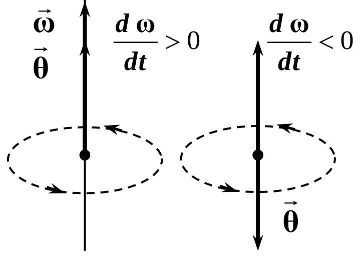
Bucaq sürəti ilə xətti sürət arasında müəyyən bir münasibət vardır. Əgər (1.19) ifadəsinin hər tərəfini Δt-yə bölüb limitə keçsək,

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = r \cdot \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad \text{və ya} \quad \upsilon = r \cdot \omega \qquad (1.22)$$

olduğunu alarıq.

Tutaq ki, dəyişən hərəkətdə bucaq sürətinin Δt zaman fasiləsində dəyişməsi $\Delta\omega$ olmuşdur. Bu halda $\frac{\Delta\omega}{\Delta t}$ nisbəti Δt-dən asılı olaraq müxtəlif qiymətlər alacaqdır.

$\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \bar{\theta} = \frac{d\omega}{dt}$ kəmiyyəti bucaq təcilinin ani qiymətini verir. Deməli, ***bucaq təcili***, *bucaq sürətinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir*. Bucaq təcilinin vahidi $\frac{\text{rad}}{\text{san}^2}$–dır.



Şəkil 1.5

$\vec{\omega} = \frac{d\varphi}{dt}$ ifadəsini $\vec{\theta} = \frac{d\omega}{dt}$-də nəzərə alsaq,

$$\vec{\theta} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \qquad (1.23)$$

alınar. Buradan görünür ki, ***bucaq təcili*** *dönmə bucağının zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabərdir*.

Fərz edək ki, Δt zaman fasiləsində bucaq sürətinin dəyişməsi $\Delta\omega$ və ona uyğun olan xətti sürətin dəyişməsi $\Delta\upsilon$ olmuşdur. Onda $\Delta\upsilon = r\cdot\Delta\omega$ yazmaq olar. Bu ifadənin hər tərəfini Δt –yə bölüb limitə keçsək,

$\lim\limits_{\Delta t\to 0}\dfrac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = r\cdot\lim\limits_{\Delta t\to 0}\dfrac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t}$ olduğundan, alarıq:

$$\vec{a}_\tau = \vec{r}\cdot\vec{\theta} \qquad (1.24)$$

Bu ifadə xətti və bucaq təcilləri arasındakı əlaqəni göstərir.

Fırlanan nöqtənin normal təcilini belə ifadə etmək olar:

$$\vec{a}_н = \frac{\upsilon^2}{r} = \frac{r^2\omega^2}{r} = \omega^2\vec{r} \qquad (1.25)$$

Bərabərartan fırlanma hərəkəti zamanı bucaq təcili $\vec{\theta} = \dfrac{\omega-\omega_0}{t}$ şəklində yazılır.

Bucaq təcili və bucaq sürəti vektorial kəmiyyətlərdirlər. Bu vektorların istiqaməti burğu qay dası adlanan qayda ilə tə'yin olunur. Burğunu elə tutular ki, onun dəstəyinin fırlanma hərəkətinin istiqaməti maddi nöqtənin fırlanma hərəkətinin istiqamətində olsun. Bu zaman burğunun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti (şəkil 1.5) bucaq sürətinin istiqamətini göstərər. Hərəkət artan olduqda $\vec{\omega}$ вя $\vec{\theta}$ vektorları eyni istiqamətdə, hərəkət azalan olduqda bir-birinin əksi istiqamətində yönəlirlər.

5. Nyutonun I qanunu. Cismin kütləsi və impulsu

Dinamika mexanikanın, hərəkəti onu doğuran səbəblə birlikdə öyrənən hissəsidir. Dinamikanın əsas məsələsi bu və ya digər hesablama sistemində cisimlərin hərəkətini və bu hərəkətin baş vermə səbəblərini öyrənməkdir. Cisimlərin mexaniki hərəkət növləri müxtəlif olduğundan onların hansı şəraitdə düzxətli yaxud əyrixətli trayektoriya boyunca hərəkət etməsini müəyyən etmək lazımdır. Hər bir mexaniki hərəkət nisbi xarakter daşıdığı üçün bu hərəkətin xarakteri hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır. Ona görə də elə hesablama sistemi seçmək lazımdır ki, o sistemdə hərəkəti öyrənilən cisim, mexaniki hərəkətin ən sadə növü olan düzxəttli bərabərsürətli hərəkətdə iştirak etmiş olsun. Təcrübələr göstərir ki, heç bir cismin sürəti öz – özünə dəyişmir, yalnız qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərin sürəti dəyişir. Cismin hərəkət sürətinin dəyişməsi üçün (qiymət və istiqamətcə) hökmən ona başqa cisimlər təsir etməlidir. Məsələn, Yerə nəzərən sükunətdə olan cisim heç vaxt özünün sürətini dəyişə bilməz, onun hərəkət etməsi üçün ona başqa cisimlər təsir etməlidir.

1632 – ci ildə İtalyan fiziki Qaliley təcrübi olaraq göstərdi ki, ***cismə xarici təsir olmadıqda o nəinki nisbi sükunətini, hətta düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlaya bilər. Buna Qalileyin ətalət qanunu deyilir.***

Cismin öz əvvəlki sükunət və yaxud düzxətli bərabərsürətli halını saxlamasına ətalət deyilir.

İngilis alimi İsaak Nyuton Qalileydən 50 il sonra dinamikanın üç qanununu kəşf etdi. Bu qanunlar klassik mexanikanın əsasını təşkil edir. Nyuton bu qanunları "Natural fəlsəfənin riyazi prinsipləri" əsərində 1687–ci ildə vermişdir. Nyuton Qalileyin təcrübi nəticələrini ümumiləşdirərək dinamikanın birinci qanununu belə ifadə etmişdir:

İstənilən cismə başqa cisimlər təsir etmədikdə o, əvvəlki sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət qanununu saxlayır. Bu qanuna ətalət qanunu deyilir.

Nyutonun birinci qanununu təcrübədə yoxlamaq olmur. Təbiətdə olan bütün cisimlər bir – biri ilə qarşılıqlı təsirdə olduğundan, elə ideal şərait yaratmaq olmaz ki, baxılan cismə başqa cisimlər təsir etməsin. Buradan belə nəticə çıxarmaq olar ki, əgər cisim sükunət halındadırsa, deməli başqa cisimlərin ona təsiri bir – birini tarazlaşdırır. Cismə başqa cisimlər təsir etmirsə, belə cisimlər izolə edilmiş cisimlər adlanır. Yalnız belə nəticə çıxarmaq olur ki, ancaq izolə edilmiş cisimlər öz əvvəlki hərəkət hallarını saxlaya bilər. Ona görə də Nyutonun birinci qanunu istənilən hesablama sistemində ödənilə bilməz.

***Nyutonun birinci qanunu ödənilən hesablama sisteminə ətalət hesablama sistemi deyilir*.** Belə hesablama sisteminə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən ixtiyari hesablama sistemi də ətalət hesablama sistemi adlanır. Ona görə də Nyutonun birinci qanununu aşağıdakı kimi ifadə etmək daha əlverişlidir:

Elə hesablama sistemləri vardırki, cismə digər cisimlər təsir etmədikdə və ya onların təsirləri bir – birini kompensə etdikdə həmin sistemlərdə cisimlər öz əvvəlki sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlayır.

Yer şəraitində Nyutonun birinci qanunu təqribi ödənilir.

Cismi kütləsi ilə sürətini hasili bu cismin hərəkət miqdarı və ya impulsu adlanır: $\vec{P} = m \cdot \vec{\upsilon}$.

6. Nyutonun II və III qanunu

Nyutonun ikinci qanunu üç fiziki kəmiyyət araslnda əlaqə yaradır; təsir edın qüvvə -$\vec{F}$, cismin kütləsi- m və təcili-$\vec{a}$. Bu qanun təcrübi faktların ümumiləşməsi kimi müəyyən olunmuşdur.

Cismin aldığı təcil təsir edın qüvvə ilə düz, onun kütləsi ilə tərs mütənasib olub, həmin qüvvənin təsiri istiqamətində yönəlir.

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \qquad (2.1)$$

Bu Nyutonun ikinci qanunudur.

(2.1) ifadəsini aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \qquad (2.2)$$

Bu ifadədən istifadə edərək ikinci qanuna tərif vermək olar: cismə təsir edən qüvvə cismin kütləsi ilə təcilinin vurma hasilinə bərabərdir.

Klassik mexanikada kütlə sabit kəmiyyət olduğundan (2.2) – ni

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{\upsilon}) \qquad (2.3)$$

şəklində yazmaq olar.

Maddi nöqtənin kütləsinin onun sürətinə olan hasili $(\vec{P} = m\vec{\upsilon})$ impuls və ya hərəkət miqdarı adlanır. Onda yazmaq olar:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} \qquad (2.4)$$

Hərəkət miqdarı (impuls) sürət vektoru istiqamətində yönəlmişdir. (2.4) ifadəsinə görə ikinci qanunu belə ifadə etmək olar:

İmpulsun zamana görə dəyişməsi təsir edən qüvvəyə bərabər olur. (2.4) – dən yazmaq olar:

$$\vec{F}dt = d\vec{P} = d(m\vec{\upsilon})$$

Burada $\vec{F}dt$ hasili qüvvə impulsu adlanır. Əgər qüvvənin təsirindən cisim öz sürətini υ_1-dən υ_2 - yə qədər dəyişmiş olarsa, onda

$$\int_0^t \vec{F}dt = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} d(m\vec{\upsilon}) = m\int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} d\vec{\upsilon}$$

və buradan

$$\vec{F} \cdot t = m\vec{\upsilon}_2 - m\vec{\upsilon}_1 \qquad (2.5)$$

olar. Bu ifadədən görünür ki, *cismin hərəkət miqdarının dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabərdir*. (2.2) ifadəsindən istifadə edərək qüvvənin vahidlərini təyin etmək olar.

Əgər $m=1q$ və $a=1\frac{sm}{s^2}$ olarsa, onda $F=1q\cdot\frac{sm}{s^2}=1dm$ olar.

Əgər $m=1kq$; a=1m/s^2 olarsa, $\vec{F}=1N$ olar. BS – də qüvvə vahidi 1 Nyuton qəbul edilmişdir. Kütləsi 1 *kq* olan cismə 1 *m* yolda $1m/s^2$ təcil verən qüvvə 1 Nyuton adlanır. 1N=10^5 dn-dır.

Texniki vahidlər sistemində qüvvə vahidi 1kQ – dır.

$1kQ=9{,}81N=9{,}81\cdot10^5$ dina . *1N=0,102kQ* olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, dinamikanın birinci və ikinci qanunları bir – birini tamamlayır. Belə ki, 1–ci qanun 2–ci qanunun xüsusi halı kimi özünü biruzə vüeir. Həqiqətən də əgər ikinci qanunda $\vec{F}=0$ olarsa, onda (2.2)–dən

$$m\vec{a}=0 \qquad (2.6)$$

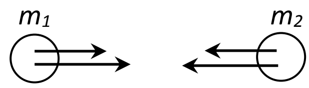
olar. Digər tərəfdən kütlənin sıfırdan fərqli olmasını nəzərə alsaq,

$$\vec{a}=\frac{0}{m}=0 \text{ və ya } \vec{a}=\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}=0 \qquad (2.7)$$

Burada təcilin sıfıra bərabər olması cismin sükunət və ya düz-xətli bərabərsürətli hərəkət halında olduğunu göstərir.

Yuxarıda qeyd etdiklərimizdən belə nəticə çıxır ki, cismə kənar cisimlər müəyyən qüvvə ilə təsir etdikdə cismin hərəkət halını dəyişə bilər, təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisi $\vec{F}=0$ olanda cisim sükunətdə qalaı və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkət edər.

Cisimlərin bir - birinə hər hansı təsiri qarşılıqlı xarakter daşıyır.



Şəkil 2.1

Əgər M$_1$ cismi M$_2$ cisminə hər hansı bir $\vec{F}_{2.1}$ qüvvəsilə təsir göstərərsə, onda M$_2$ cismi də öz növbəsində M$_1$ cisminə $\vec{F}_{1.2}$ qüvvəsilə təsir göstərəcəkdir (şəkil 2.1).

Bu fakt dinamikanın 3- cü qanununda öz ifadəsini tapmışdır: ***İki cismin qarşılıqlı təsiri həmişə qiymətcə bərabər və istiqamətcə əksdir.*** Başqa sözlə, təsir əks təsirə qiymətcə bərabərdir, yəni

$$\vec{F}_{1.2}=-\vec{F}_{2.1} \qquad (2.8)$$

Təsir və əks təsir qüvvələri iki müxtəlif cismə tətbiq olduğun-dan bu qüvvələr bir – birini tarazlaşdırmır və cisimləri birləşdirən düzxətt boyunca yönəlirlər.

7. İmpulsun saxlanma qanunu.

Cismi kütləsi ilə sürətini hasili bu cismin hərəkət miqdarı və ya impulsu adlanır: $\vec{P}=m\cdot\vec{\upsilon}$.

Nyutonun 2-ci və 3-cü qanunlarından istifadə edərək qapalı sistemin hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanma qanununu almaq olar. ***Bir və ya bir – biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan cisimlər qrupu sistem adlanır. Sistemi təşkil edən cisimlərin bir – biri ilə qarçılıqlı təsir qüvvələri daxili qüvvələr, sistemdən kənar cisimlərlə qarşılıqlı təsir qüvvələri isə xarici qüvvələr adlanır. Sistemə təsir edən xarici qüvvələr yoxdursa və ya bu qüvvələr bir – birini tarazlaşdırırsa, belə sistem qapalı sistem adlanır.***

Fərz edək ki, n cisimdən ibarət qapalı sistem verilmişdir. Bu cisimlərin kütlələri m$_1$, m$_2$, m$_3$, ... , m$_n$ və sürətləri $\vec{\upsilon}_1,\vec{\upsilon}_2,\vec{\upsilon}_3,...,\vec{\upsilon}_n$ olsun.

Nyutonun 2 – ci qanununa əsasən sistemə daxil olan bütün cisimlərin hərəkət tənliklərini yazaq:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{d}{dt}(m_1\vec{\upsilon}_1) = \vec{f}_{1_2} + \vec{f}_{1_3} + \ldots + \vec{f}_{1_n} + \vec{F}_1 \\
&\frac{d}{dt}(m_2\vec{\upsilon}_2) = \vec{f}_{2_1} + \vec{f}_{2_3} + \ldots + \vec{f}_{2_n} + \vec{F}_2 \\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
&\frac{d}{dt}(m_n\vec{\upsilon}_n) = \vec{f}_{n_1} + \vec{f}_{n_2} + \ldots + \vec{f}_{n_{(n-1)}} + \vec{F}_n
\end{aligned}\right\} \qquad (2.18)$$

Burada, $\vec{f}_{i_k}$ - daxili; $\vec{F}_i$ - xarici qüvvələrdir. Bu tənliklərə tərəf – tərəfə toplayaq:

$$\begin{aligned}
&\sum_{i=1}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\upsilon}_i) = \left(\vec{f}_{1_2} + \vec{f}_{2_1}\right) + \left(\vec{f}_{1_3} + \vec{f}_{3_1}\right) + \ldots + \\
&+\left(\vec{f}_{(n-1)_n} + \vec{f}_{n_{(n-1)}}\right) + \left(\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \ldots + \vec{F}_n\right)
\end{aligned} \qquad (2.19)$$

Nyutonun 3 – cü qanununa görə daxili qüvvələrin cəmi sıfıra bərabərdir. Buna nəzər salsaq, (2.19) düsturu

$$\sum_{i=1}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\upsilon}_i) = \sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i \qquad (2.20)$$

şəklini alar. Sistem qapalı olduğu üçün $\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i = 0$ olmalıdır. Nəticə-də (2.20) düsturunu

$$\sum_{i=1}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\upsilon}_i) = 0 \text{ və ya } \frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n}(m_i\vec{\upsilon}_i) = 0$$

şəklində yazmaq olar. Burada $\sum_{i=1}^{n}(m_i\vec{\upsilon}_i) = \vec{P}$ bütün sistemin hərə-kət miqdarının (impulsun) cəmidir. Beləliklə,

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n}(m_i\vec{\upsilon}_i) = 0 \text{ və ya } \vec{P} = \sum_{i=1}^{n}(m_i\vec{\upsilon}_i) = const \qquad (2.21)$$

olar. Deməli, ***qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin hərəkət miqdarlarının (impulsun) cəmi sabit qalır. Bu hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanmsı qanunu adlanır.*** Bu qanunun praktik tətbiqlərindən biri reaktiv hərəkətdir. Cismin hər hansı hissəsi ondan ayrılıb müəyyən sürətlə hərəkət etdiyi zaman cismin özünün hərəkətə gəlməsi reaktiv hərəkət adlanır.

Raket yanacaq sistemində yanacaq yandıqda əmələ gələn yüksək təzyiqli və temperaturlu qaz sürətlə xaricə çıxır. Bu zaman raket əks tərəfə hər hansı sürətlə hərəkət edir. Bu hərəkət başlayana qədər raket və qazın impulslarının cəmi, hərəkət başlayandan sonrakı impulsların cəminə bərabər olur. Hərəkət başlayana qədər sistemin impulslarının cəmi sıfıra bərabər olduğu üçün $m\vec{\upsilon}_1 + M\vec{\upsilon}_2 = 0$ olar. Burada m raketdən çıxan qazın kütləsi, $\vec{\upsilon}_1$ isə onun sürətidir. M – qalan yanacağın raketlə birlikdə kütləsi, $\vec{\upsilon}_2$ isə raket – yanacaq sisteminin sürətidir. Yuxarıda yazdığımız ifadədən $\vec{\upsilon}_2$ sürətini təyin etsək,

$$\vec{\upsilon}_2 = -\frac{m}{M}\cdot\vec{\upsilon}_1 \qquad (2.22)$$

alarıq. Deməli, raketdən çıxan qazın kütləsini sistemin kütləsinə olan nisbəti böyüdükcə, raketin sürəti də bir o qədər böyük olur.

8. Ümumdünya cazibə qanunu

Nyuton belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, təbiətdə olan bütün cisimlər bir – birini qarşılıqlı olaraq cəzb edirlər. Bu cəzb olunmanın tabe olduğu qanun birinci dəfə olaraq Nyuton tərəfindən 1667-ci ildə kəşf edilmişdir.

Bu qanuna əsasən, ***ölçüləri onlar arasındakı məsafəyə nəzərən çox kiçik olan istənilən iki cismin arasındakı qarşılı cazibə qüvvəsi o cisimlərin kütlələri hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir:***

$$F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \qquad (3.2)$$

Burada, F-cazibə qüvvəsi, r – cisimlər arasındakı məsafə, m_1 və m_2 cisimlərin kütlələri (cazibə və ya gravitasiya kütlələri), γ – cazibə sabitidir.

Cisimləri maddi nöqtə kimi qəbul etmək mümkün olmadıqda, onların hər birini maddi nöqtə kimi qəbul etmək mümkün olan Δm elementar kütlələrə ayıraraq, (3.2) düsturuna əsasən belə elementar kütlələr arasındakı cazibə qüvvəsini təyin edirlər.

$$F_{ij} = \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_j}{r_{ij}^2} \qquad (3.3)$$

Onda, bu iki cisim arasındakı yekun cazibə qüvvəsi

$$F = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} F_{ij} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_j}{r_{ij}^2} \qquad (3.4)$$

olar.

Yer səthində olan hər bir m kütləli cisim yer tərəfindən, onun mərkəzinə doğru yönəlmiş və

$$F = \gamma \frac{mM}{R^2} \qquad (3.5)$$

bərabər qüvvə təsiri altında cəzb olunur. Burada M–yerin kütləsi, R-cisimdən yerin mərkəzinə qədər olan məsafədir (bu məsafə yer səthi yaxınlığında təqribi olaraq yerin radiusuna bərabərdir, yəni $R \approx R_y$).

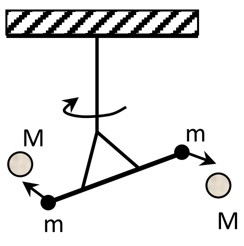
İstənilən mühitdə müşahidə olunan və cazibə sahəsinin (qravitasiya sahəsinin) hesabına yaranan, bütün maddi cisimlərin qarşılıqlı cəzb olunmasına qravitasiya cəzbolunması deyilir. Bu sahə başqa fiziki sahələrlə və maddələrlə yanaşı materiyanın formalarından biridir.

İlk dəfə cazibə sabitini təcrübədə burulma tərəzisi vasitəsilə təyin edən Kevendiş olmuşdur. Hər birinin kütləsi təqribən 730 q olan iki qurğuşun kürə metal çubuğun uclarına bərkidilmiş və çubuq ortasından elastik sapla (kvars sap) asılmışdır (şəkil 3.1). Bu sistem kütlələri M=158 kq olan, simmetrik qoyulmuş başqa kütlələrin yaxınlığında yerləşdirilmişdir. Xüsusi qurğu vasitəsilə böyük kürələr kiçik kürələrə yaxınlaşdırılır. Cazibə qüvvəsi nəticəsində elastik sap burulur. Sapın burulma bucağını və elastikliyini bilərək, böyük və kiçik kürələr arasındakı cazibə qüvvəsi tapılır. $|\vec{F}|$ - i bilərək, M, m və r məlumlarına əsasən (3.2) düsturundan γ hesablanır:

$$\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-11} \frac{N \cdot m^2}{kq^2}$$

Deməli, hər birinin kütləsi 1 kq, mərkəzləri arasındakı mə-safə 1 m olan iki kürə bir-birini $6{,}67 \cdot 10^{-11}$ N qüvvə ilə cəzb edir.

Ümumdünya cazibə qanunundakı kütlə cazibə və ya qravitasiya kütləsi adlanır. $\vec{F} = m\vec{a}$ ***düsturundakı kütlə isə ətalət kütləsidir.*** Təcrübələr göstərir ki, ətalət kütləsi ilə cazibə kütləsi arasında çox – çox cüzi fərq vardır. Cismin çəkisi (P), cisimlə Yer kürəsi arasındakı cazibə qüvvəsidir, yəni



Şəkil 3.1

$$F = P = \gamma \frac{m \cdot M}{R^2} \qquad (3.3)$$

Burada, m – cismin, M -Yer kürəsinin kütləsi, R isə -cism Yer səthində olan hallarda Yer kürəsinin radiusudur.

$P = m \cdot g$ olduğunu nəzərə alsaq, o zaman yaza bilərik:

$$mg = \gamma \frac{m \cdot M}{R^2} \text{ və } g = \gamma \frac{M}{R^2} \quad (3.4)$$

9. İş, güc

Fərz edək ki, cisim hər hansı F qüvvəsinin təsiri nəticəsində S yolunu qət etmişdir. Bu zaman cismə tətbiq olunan həmin F qüvvəsi ya həmin cismin sürətini dəyişdirər, ya da həmin cismə təsir edən başqa qüvvələri kompensə edəcəkdir.

S yolunda F qüvvəsinin təsirini xarakterizə etmək üçün iş anlayışından istifadə olunur.

Mexaniki iş – qüvvə ilə yerdəyişmənin skalyar hasilinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

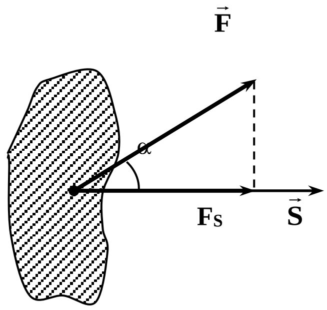
Cismə təsir edən qüvvə yerdəyişmə ilə α bucağı əmələ gətirərsə, görülən iş belə təyin olunur:

$$A = F_s \cdot S \qquad (5.1)$$

Burada F_s – cismə təsir edən sabit qüvvənin yerdəyişmə istiqamətindəki proyeksiyasıdır (şəkil 5.1.). Şəkildən görünür ki, $F_s = F \cdot \cos\alpha$ kimi təyin olunur. Onda

$$A = \left|\vec{F}\right| \cdot \left|\vec{S}\right| \cdot \cos\alpha \qquad (5.2)$$

ifadəsini alırıq. Bu da bildiyimiz kimi $\vec{F}$ qüvvəsilə $\vec{S}$ yerdəyişmə vektorlarının skalyar hasilidir. Bu isə işin skalyar olduğunu göstərir.



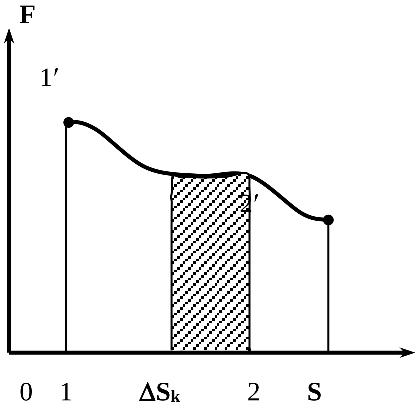
Şəkil 5.1

Bir neçə xüsusi hala baxaq:

1. Əgər $\alpha = 0$ olarsa, onda $\cos\alpha = 1$, görülən iş isə (5.2)–yə görə $A = \left|\vec{F}\right| \cdot \left|\vec{S}\right|$ olar.

2. $\alpha = 90^\circ$ olduqda, $\cos 90^\circ = 0$ və $A = 0$ olar. Deməli, yerdəyişməyə perpendikulyar olan qüvvvənin təsirilə mexaniki iş görülməz.

3. $\alpha = 180^\circ$ olarsa, (qüvvə yerdəyişmənin əksinə yönəlib) bu halda $\cos 180^\circ = -1$ olur. Görülən iş $A = -\left|\vec{F}\right| \cdot \left|\vec{S}\right|$ olur.



Şəkil 5.2

İndi isə fərz edək ki, cismə dəyişən qüvvə təsir edir. Tutaq ki, qüvvə hərəkət istiqamətində $1'2'$ trayektoriyası istiqamətində dəyişir (şəkil 5.2). Cismin hərəkəti zamanı qüvvənin yerdəyişmə istiqamətində proyeksiyası sabit qalmırsa, bu halda işi hesablamaq üçün S yolunu elementar ΔS hissələrinə bölürük. Bu hissələr o qədər kiçikdir ki, hər bir hissədə F_k qüvvəsi sabit hesab edilə bilsin. Onda ΔS_k hissəsində görülən elementar iş:

$$\Delta A_k = F_k \cdot \Delta S_k$$

Bu elementar iş ədədi qiymətcə qrafikdə ştrixlənmiş fiqurun sahəsinə bərabərdir. Ümumi S yolunda görülən işi tapmaq üçün isə (5.2.) ifadəsini elementar hissələr üzrə cəmləmək lazımdır. Onda:

$$A = \sum_{k=1}^{n} \Delta A_k = \sum_{k=1}^{n} F_k \cdot \Delta S_k \qquad \text{və ya} \quad A = \int_1^2 F \cdot dS \qquad (5.3)$$

olar. Qrafikdən görünür ki, dəyişən qüvvənin gördüyü ümumi iş ədədi qiymətcə $1'122'$ fiqurunun sahəsinə bərabər olur. Əgər cismə eyni zamanda bir neçə qüvvə təsir edirsə, bu zaman görülən iş toplanan qüvvələrin gördükləri işlərin cəminə bərabərdir.

BS-də 1 N qüvvənin 1 m yolda gördüyü iş 1C adlanır.

1 C=1 Nm

SQS-də 1erq=1dn·sm.

Texniki vahidlər sistemində iş vahidi olaraq 1kQ qüvvənin 1m yola gördüyü (1kQm) iş götürülür. Coul, kQm və erq arasında asanlıqla əlaqə yarada bilərik.

1 C=1 N.m=10^5dn.10^2sm=10^7erq

1kQm=9.8N.m=9.8·10^7erq

olar.

Çox vaxt fizikada işin görülmə yeyinliyini xarakterizə etmək üçün güc anlayışından istifadə edilir**. *Güc vahid zamanda görülən işə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.***

$$P = \frac{dA}{dt} \qquad (5.4)$$

Sabit qüvvənin təsiri altında görülən iş $dA = F \cdot \upsilon dt$ olduğundan, onda

$$P = F \cdot \upsilon \qquad (5.5)$$

olar. Deməli, qüvvənin sabit qiymətində sürəti artırmaq üçün mühərrikin gücünü artırmaq lazımdır.

BS-də güc vahidi 1 Vt götürülür. 1 Vt=1C/1san.

SQS-də 1 erq/san güc vahidindən istifadə edilir.

Texniki vahidlər sistemində güc vahidi 1 at qüvvəsi qəbul edilmişdir. 1at qüv.=75 kQm/san≈736 Vt.

10.Enerci. Kinetik və potensial enerci. Sistemin tam mexaniki enercisi

Enerji cismin və ya cisimlər sisteminin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edir.

Mexanikada enerjini iki növə bölürlər: kinetik və potensial enerji.

Kinetik enerji - cisim və ya cisimlər sisteminin öz hərəkəti nəticəsində malik olduğu enerjiyə deyilir.

Potensial enerji – cismin ayrı-ayrı hissələri arasındakı qarşılıqlı təsiri və ya müxtəlif cisimlərin bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində malik olduğu enerjiyə deyilir.

Bu enerjiləri ayrı-ayrılıqda öyrənək.

1.Kinetik enerji. Fərz edək ki, kütləsi m olan cisim sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin təsirindən öz sürətini $\vec{\upsilon}_1$-dən $\vec{\upsilon}_2$-yə qədər dəyişdirir. Bu zaman kiçik dS yolunda dt zamanında $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü elementar iş

$$dA = F\,dS \qquad (5.6)$$

şəklində yazılır.

$$F = m\frac{d\upsilon}{dt} \qquad (5.7)$$

və

$$dS = \upsilon dt \qquad (5.8)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$dA = m\upsilon d\upsilon \qquad (5.9)$$

olar.Cisim sürətini $\vec{\upsilon}_1$-dən $\vec{\upsilon}_2$-yə qədər dəyişdirdikdə görülən iş

$$A = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} m\upsilon d\upsilon = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} \qquad (5.10)$$

$$A = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} \qquad (5.11)$$

olar. Buradan görünür ki, cisimin öz sürətini $\vec{\upsilon}_1$-dən $\vec{\upsilon}_2$-yə qədər dəyişdirdikdə sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü iş $\frac{m\upsilon^2}{2}$ kəmiyyətinin artmasına bərabərdir. $\frac{m\upsilon^2}{2}$ kəmiyyəti cismin kinetik enerjisi adlanır. Kinetik enerjini E_k -ilə işarə etsək, onda

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} \qquad (5.12)$$

olar. (5.11) bərabərliyini

$$A = E_{k_2} - E_{k_1} \qquad (5.13)$$

kimi də yazmaq olar. Buradan görünür ki, hərəkət edən cismin gördüyü iş onun kinetik enerjisinin dəyişməsinə bərabər olur.

Sistemin kinetik enerjisi sistemi təşkil edən nöqtələrin (cisimlərin) kinetik enerjiləri cəminə bərabər olar, yə'ni

$$E_k = \sum_{i=1}^{n} \frac{m\upsilon_i^2}{2} \qquad (5.14)$$

2. Potensial enerji. ***Sistemin potensial enerjisi onu təşkil edən cisimlərin qarışılıqlı vəziyyətindən asılı olub, sistem bir haldan başqa hala keçdikdə görülən işlə ölçülür.*** Kütləsi m olan cismin ağırlıq qüvvəsinin tə'sirindən hərəkəti zamanı görülən işi hesablayaq. Fərz edək ki, cisim ağırlıq qüvvəsinin tə'sirindən BD əyrisi üzrə düşür (şəkil 5.3). Bu yolda görülən işi hesablamaq üçün, BD əyrisini elə kiçik ΔS_i hissələrinə bölək ki, hər bir hissəyə düz xətt parçası kimi baxmaq mümkün olsun. ΔS_i elementar yolunda görülən iş

$$A_i = p \cdot \Delta S_i \cdot \cos\alpha_i \qquad (5.15)$$

olar.

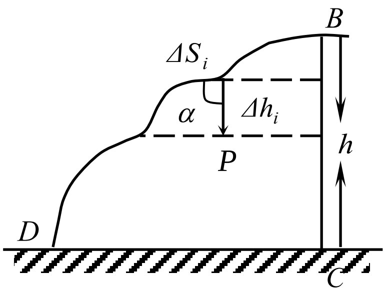
Şəkildən görünür ki, $\Delta S_i \cdot \cos\alpha_i = \Delta h_i$ olduğundan (5.15)- i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$A_i = p \cdot \Delta h_i \qquad (5.16)$$

BD yolunda görülən bütün iş ΔS_i yollarında görülən işlərin cəminə bərabər olar:

$$A = \sum_{i=1}^{m} \Delta A_i = \sum_{i=1}^{m} p \cdot \Delta h_i = p\sum_{i=1}^{m} \Delta h_i = ph \qquad (5.17)$$

Əgər cisim BC yolu ilə getmiş olsaydı, yenə də iş ph hasilinə bərabər olardı. Yəni, ***ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş, yolun formasından asılı olmayıb, yalnız cismin başlanğıc vəziyyətinin onun son vəziyyətindən hansı hündürlükdə yerləşməsindən asılıdır. Gördüyü iş yolun formasından asılı olmayan qüvvələr potensiallı qüvvələr və ya konservativ qüvvələr adlanır. Potensial qüvvələrin qapalı yolda gördüyü iş sıfıra bərabərdir.***



Şəki l5.3

Potensial qüvvələrin gördüyü işi xarakterizə etmək üçün potensial enerji anlayışından isifadə edilir.

Cisim h_1 hündürlükdən h_2 hündürlüyə düşürsə, bu zaman görülən iş $A = p\,(h_1 - h_2) = ph_1 - ph_2$ olar. $p = mg$ olduğunu nəzərə alsaq

$$A = mgh_1 - mgh_2 \qquad (5.18)$$

alarıq. Deməli, cisim h_1–dən h_2 hündürlüyünə düşərkən görülən iş mgh kəmiyyətinin artımına bərabər olur. ***Həmin bu** mgh **kəmiyyəti potensial enerji adlanır***. Yəni

$$E_p = mgh \qquad (5.19)$$

Bunu nəzərə alsaq (5.16) ifadəsini

$$A = E_{p_1} - E_{p_2} = -\left(E_{p_2} - E_{p_1}\right) \qquad (5.20)$$

şəklində yazmaq olar.

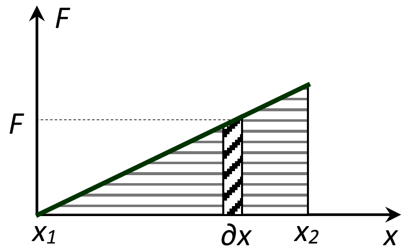
Deməli, ağırlıq qüvvəsinin təsirindən görülən iş cismin potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir:

$$A = -\Delta E_p \qquad (5.21)$$

İndi isə deformasiya olunmuş yayın gördüyü işə baxaq. Bildiyimiz kimi, kiçik deformasiyalarda Hük qanununa əsasən əmələ gələn elastiki qüvvə mütləq deformasiya ilə düz mütənasibdir (şəkil 5.4).

$$F_{el} = -kx$$

Yay dx qədər deformasiya edildikdə görülən iş şəkil 3.7-yə görə



Şəkil 5.4

$$dA = Fdx = -kxdx \qquad (5.22)$$

kimi təyin olunar. Yay x_1 vəziyyətindən x_2 vəziyyətinə keçdiyindən, inteqrallama vasitəsilə ştrixlənmiş fiqurun sahəsi olaraq görulən işi təyin etmək olar:

$$A = -\int_{x_1}^{x_2} kxdx = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2} \qquad (5.23)$$

(5.23) ifadəsindən aydın olur ki, sıxılmış yayın gördüyü iş $U = kx^2/2$ kimi təyin olunan kəmiyyətin əks işarə ilə dəyişməsinə bərabərdir. Burada da görülən iş yolun formasından asılı olmayıb yalnız başlanğıc (x_1) və son (x_2) vəziyyətləri ilə təyin olunduğundan, potensial enerji ilə xarakterizə oluna bilər. Beləliklə, ***elastiki qüvvənin sahəsi də potensialdır və sıxılmış yay potensial enerjiyə malik olmaqla işgörmə qabiliyyətinə malikdir.***

Enerjinin vahidləri iş vahidləri kimidir.

Mexanikada enerjinin saxlanma və çevrilmə qanunu əsas qanunlardan biri olub, ixtiyari mexaniki sistemlər üçün doğrudur. İndi də bu qanunu aydınlaşdıraq. Fərz edək ki, N sayda cisimdən ibarət olan qapalı sistem verilmişdir və sistemdəki cisimlər arasında yalnız konservativ qüvvələr təsir edir. Belə bir sistemi hər hansı 1 halından 2 halına keçirək. Bu halda sistemə təsir edən qüvvələr müəyyən iş görəcəkdir. Xarici qüvvələrin işi 0-a bərabər olduğu üçün (sistem qapalıdır) bu iş yalnız potensial və kinetik enerjilərin dəyişməsi hesabına görülə bilər:

$$\left.\begin{aligned} A_{12} &= E_{p1} - E_{p2} \\ A_{12} &= E_{k1} - E_{k2} \end{aligned}\right\} \qquad (5.24)$$

Buradan da alırıq ki,

$$E_{k2} - E_{k1} = E_{p1} - E_{p2}$$

və ya

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2} \qquad (5.25)$$

Sistemin potensial və kinetik enerjilərinin cəmi bu sistemin tam enerjisi adlanır:

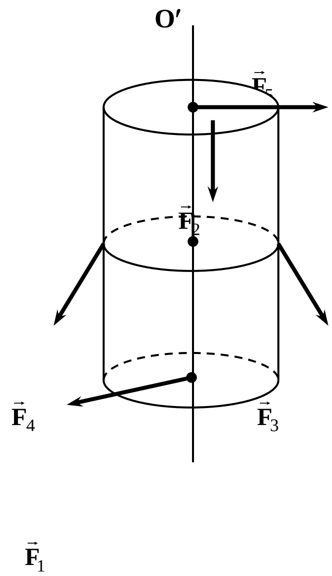
$$E_T = E_k + E_p \qquad (5.26)$$

Bunu nəzərə alsaq, (5.25) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$E_{T1} = E_{T2} \qquad (5.27)$$

Deməli, sistemin 1-ci haldakı tam enerjisi 2-ci haldakı tam enerjisinə bərabərdir. Başqa sözlə, ***sistemin tam enerjisi sabit qalır.***

$$E_T = const \qquad (5.28)$$

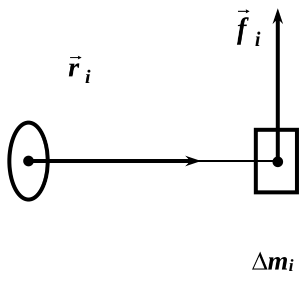


11. Fırlanma hərəkətinin dinamikası

Tərpənməz ox ətrafında fırlanan cismin bütün nöqtələri çevrə üzrə hərəkət edirlər. Bu çevrələrin mərkəzləri bir ox üzərində yerləşir və bu oxa fırlanma oxu deyilir. Fırlanma oxu olan cismi fırlatmaq üçün, ona tətbiq olunan qüvvə fırlanma oxundan müəyyən məsafədə şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə təsir etməlidir. Şəkil 6.1-də göstərilən F_3 və F_4 qüvvələri cismi $00'$ oxu ətrafında fırlada bilər. Fırlanma oxundan müxtəlif məsafədə yerləşən cismin hissəciklərinin xətti sürət və təcilləri müxtəlif olur, lakin bucaq sür'ətləri isə eyni olur.

Fırlanma hərəkətini xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər: qüvvə momenti, ətalət momenti, impuls momenti və qüvvə momenti impulsdur.

Tutaq ki, bərk cismin Δm_i kütlə hissəsi fırlanma oxundan $\vec{r}_i$ məsafədədir (şəkil 6.2). Bu Δm_i–yə təsir edən daxili və xarici qüvvələrin əvəzləyicisini $\vec{f}_i$ ilə göstərək. Onda Nyutonun 2-ci qanununa əsasən yaza bilərik:



Şəkil 6.2

$$\Delta m_i \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt} = \vec{f}_i \qquad (6.1)$$

Bu tənliyin hər tərəfini vektorial olaraq r_i radius vektoruna vuraq:

$$\left[\vec{r}_i \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt}\right] = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.2)$$

(6.2) düsturunun sağ tərəfi verilmiş cisim elementinə təsir edən ***qüvvə momentini*** verir. Yəni

$$\Delta\vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.3)$$

(6.2)-ni aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\left[\vec{r}_i \cdot \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt}\right] = \frac{d}{dt}\left[\vec{r}_i \cdot \left(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right)\right] = \left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right] = \Delta\vec{M}_i$$

Bu düsturda sağ tərəfdəki axırıncı ifadə iki kolleniar vektorların vektorial hasili olduğundan 0-a bərabərdir. Yəni

$$\left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right] = \left[\vec{\upsilon}_i \cdot \Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right] = 0$$

Onda,

$$\frac{d}{dt}\left[\vec{r}_i\left(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right)\right] = \Delta\vec{M}_i \qquad (6.4)$$

alarıq. Burada $[\vec{r}_i(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i)]$ hasili ***impuls momenti*** adlanır və $\Delta\vec{Z}_i$ ilə işarə olunur. Onda belə yaza bilərik:

$$\Delta\vec{Z}_i = \left[\vec{r}_i\left(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right)\right] \qquad (6.5)$$

Bu ifadədən görünür ki, ***cisim elementinin impulsunun həmin elementin radius vektoruna hasili impuls momenti verir***. Bunu nəzər alsaq (6.4)-ü aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\frac{d}{dt}\left(\Delta\vec{Z}_i\right) = \Delta\vec{M}_i \qquad (6.6)$$

Deməli, ***cisim elementinə təsir edən qüvvə momenti həmin elementin impuls momentinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir***.

(6.6)-nı bütün bərk cisim üçün yazsaq:

$$\frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n} \Delta\vec{Z}_i = \sum_{i=1}^{n} \Delta\vec{M}_i \ \text{ və } \ \sum_{i=1}^{n} \Delta\vec{Z}_i = \vec{Z}_i; \ \sum_{i=1}^{n} \Delta\vec{M}_i = \vec{M}$$

olduğunu nəzərə alsaq;

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{M} \qquad (6.7)$$

alınar. ***Bu fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi adlanır***.

Fırlanma hərəkətinin kəmiyyətlərindən biri də ətalət momentidir. Ətalət momenti bərk cismin fırlanmasının ətalətliliyini xarakterizə edir: ***Kütləsi m olan maddi nöqtənin oxa nəzərən ətalət momenti, həmin maddi nöqtənin kütləsi ilə fırlanma oxundan olan məsafənin kvadratı hasilinə deyilir və J hərfi ilə işarə edilir:***

$$J = mr^2 \qquad (6.9)$$

Şəkil 6.3-də göstərilən cismin bütün elementar hissələrinin ətalət momentlərinin cəmi:

$$J = \Delta m_1 \cdot r_1^2 + \Delta m_2 \cdot r_2^2 + \cdots + \Delta m_n \cdot r_n^{\ 2}$$

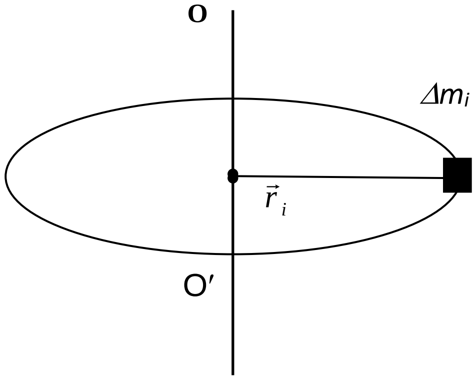
$$J = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 \qquad (6.10)$$

Cismin kütləsi kəsilməz paylanarsa ətalət momentini hesablamaq üçün inteqraldan istifadə olunur.

Misal üçün R–radiuslu silindrik səthin oxa nəzərən ətalət momenti: $J = \int dJ = \int r^2 dm = \int_0^R 2\pi\rho h r^3 dr = 2\pi h\rho \frac{R^4}{4}$ və $m = \pi R^2 h\rho$ olduğunu nəzərə alsaq:

$$J = \frac{1}{2} mR^2 \qquad (6.11)$$

olar.



Şəkil 6.3

Şteyner teoremindən istifadə edərək istənilən cismin ətalət mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti məlumdursa, bu oxa paralel olan oxa nəzərən ətalət momentini hesablamaq olar. Həmin teoremə görə $J = J_0 + mL^2$ olur. Burada, m - cismin kütləsi, L -oxlar arasındakı məsafədir.

Bəzi cisimlərin ətalət momentləri aşağıdakı düsturlarla təyin edilir:

1) Konusun ətalət momenti:

$$J = \frac{3}{10} mR^2;$$

2) Kürənin ətalət momenti:

$$J = \frac{2}{5} mR^2;$$

3) Nazik lövhənin ətalət momenti:

$$J = \frac{1}{4} mR^2;$$

Əgər cisim tərpənməz ox ətrafında sabit ω bucaq sürəti ilə fırlanırsa, onun kinetik enerjisi

$$E_k = \sum_{i=1}^{n} \Delta E_{ki} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta m_i \upsilon_i^2}{2} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\Delta m_i \left(\omega^2 \cdot r_i^2\right)}{2} \qquad (6.12)$$

olar. Burada $\sum \Delta m_i r_i^2 = J$ ətalət momentini verir. Bunu nəzərə alsaq,

$$E_k = \frac{J\omega^2}{2} \qquad (6.13)$$

olar. Əgər cisim irəliləmə hərəkətində, həm də fırlanma hərəkətində iştirak etsə, bu cisimin kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \qquad (6.14)$$

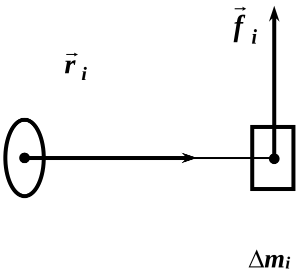
olar.

Fırlanma hərəkətində kütlə rolunu ətalət momenti oynayır.

12. İmpuls momenti və onun saxlanması qanunu.

Fırlanma hərəkətini xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər: qüvvə momenti, ətalət momenti, impuls momenti və qüvvə momenti impulsdur.

Tutaq ki, bərk cismin Δm_i kütlə hissəsi fırlanma oxundan $\vec{r}_i$ məsafədədir (şəkil 6.2). Bu Δm_i–yə təsir edən daxili və xarici qüvvələrin əvəzləyicisini $\vec{f}_i$ ilə göstərək. Onda Nyutonun 2-ci qanununa əsasən yaza bilərik:



Şəkil 6.2

$$\Delta m_i \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt} = \vec{f}_i \qquad (6.1)$$

Bu tənliyin hər tərəfini vektorial olaraq r_i radius vektoruna vuraq:

$$\left[\vec{r}_i \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt}\right] = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.2)$$

(6.2) düsturunun sağ tərəfi verilmiş cisim elementinə təsir edən ***qüvvə momentini*** verir. Yəni

$$\Delta\vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i\right] \qquad (6.3)$$

(6.2)-ni aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\left[\vec{r}_i \cdot \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{\upsilon}_i}{dt}\right] = \frac{d}{dt}\left[\vec{r}_i \cdot \left(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right)\right] = \left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right] = \Delta\vec{M}_i$$

Bu düsturda sağ tərəfdəki axırıncı ifadə iki kolleniar vektorların vektorial hasili olduğundan 0-a bərabərdir. Yəni

$$\left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right] = \left[\vec{\upsilon}_i \cdot \Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right] = 0$$

Onda,

$$\frac{d}{dt}\left[\vec{r}_i\left(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right)\right] = \Delta\vec{M}_i \qquad (6.4)$$

alarıq. Burada $\left[\vec{r}_i\left(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right)\right]$ hasili ***impuls momenti*** adlanır və $\Delta\vec{Z}_i$ ilə işarə olunur. Onda belə yaza bilərik:

$$\Delta\vec{Z}_i = \left[\vec{r}_i\left(\Delta m_i \vec{\upsilon}_i\right)\right] \qquad (6.5)$$

Bu ifadədən görünür ki, ***cisim elementinin impulsunun həmin elementin radius vektoruna hasili impuls momenti verir***. Bunu nəzər alsaq (6.4)-ü aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\frac{d}{dt}\left(\Delta\vec{Z}_i\right) = \Delta\vec{M}_i \qquad (6.6)$$

Deməli, ***cisim elementinə təsir edən qüvvə momenti həmin elementin impuls momentinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir***.

(6.6)-nı bütün bərk cisim üçün yazsaq:

$$\frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n}\Delta\vec{Z}_i = \sum_{i=1}^{n}\Delta\vec{M}_i \text{ və } \sum_{i=1}^{n}\Delta\vec{Z}_i = \vec{Z}_i; \quad \sum_{i=1}^{n}\Delta\vec{M}_i = \vec{M}$$

olduğunu nəzərə alsaq;

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{M} \qquad (6.7)$$

alınar. ***Bu fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi adlanır***.

Əgər xarici qüvvələrin momenti sıfıra bərabərdirsə, yə'ni sistem qapalıdırsa,

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = 0, \text{ yaxud } \vec{Z} = const \quad (6.8)$$

olar. (6.8) qapalı sistem üçün impuls momentinin saxlanma qanununu ifadə edir. ***Qapalı sistem təşkil edən cisimlərin impuls momentləri cəmi sabit qalır.***

13. Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi

Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisini tapmaq üçün,tərpənməz **oz** oxu ətrafında fırlanan bərk cismin hərəkətinə baxaq(şək.6).m_i elementar kütlənin xətti sürəti $\mathbf{v_i = \omega R_i}$ - yə bərabər olduğundan,fırlanma oxundan R_i məsafədə olan, m_i elementar kütlənin kinetik enerjisi üçün alarıq:

$$\mathbf{W_k} = \frac{m_i v_i^2}{2} = \frac{1}{2}\,\mathbf{m_i \omega^2 R_i^2 \ldots (1)}$$

Cismin kinetik enerjisi onun elementar hissələrinin kinetik enerjisindən ibarət olduğundan

$$\mathbf{W_k = \Sigma W_i} = \frac{1}{2}\,\mathbf{\omega^2 \Sigma\, m_i R_i^2 \ldots (2)}$$

(şəkil 6 – da göstərilən $\vec{F_i}$ - xarici qüvvə, $\vec{f_i}$ isə daxili qüvvədir).

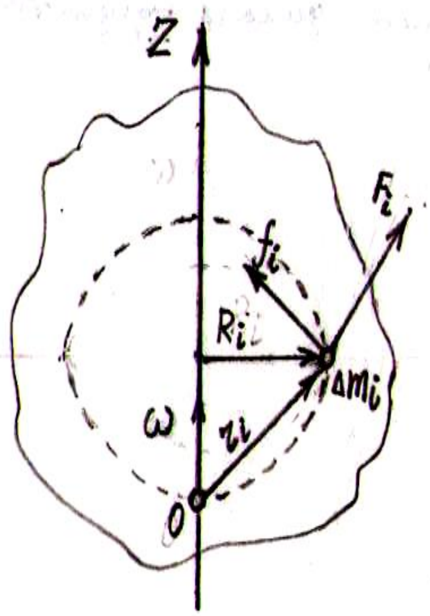
$m_i R_i^2$ = J ətalət momenti olduğundan (2) mütənasibliyini aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$\mathbf{W_k} = \frac{1}{2}\,\mathbf{J\omega^2 \ldots (3)}$$

Əgər cisim irəliləmə hərəkətində, həm də fırlanma hərəkətində iştirak etsə, bu cisimin kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}$$

olar.



Cismin fırlanması zamanı daxili qüvvələrin işi A = 0 olduğundan,xarici F_i qüvvənin işi üçün alarıq:

$$\mathbf{dA} = \vec{N}\,\mathbf{\omega d\varphi \ldots, (4)}$$

burada $\vec{N}$ - xarici qüvvələrin cəminin momentidir.

14. Mexaniki rəqslər və dalğalar

Harmonik rəqsi hərəkət elə hərəkətə deyilir ki, bu hərəkət zamanı cismin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi sinus və ya kosinus qanununa tabe olur. Fərz edək ki, çevrə boyunca hər hansı bir B nöqtəsi bərabərsürətlə hərəkət edir. Bu zaman nöqtənin çevrənin CE diametri üzərindəki proyeksiyası (şəkil 8.1) O nöqtəsi ətrafında harmonik rəqs edir. O nöqtəsi rəqsi hərəkət edən nöqtənin tarazlıq mərkəzi adlanır. OM=x, ***yəni tarazlıq mərkəzindən olan məsafə yerdəyişmə adlanır.***

Tarazlıq mərkəzindən ən çox uzaqlaşma məsafəsi, **OE=A** ***rəqsin amplitudu adlanır. Nöqtənin (cismin) bir tam rəqs etməsi üçün lazım olan zamana rəqsin periodu (T) deyilir.***

Bir saniyədəki rəqslərin sayına rəqsin tezliyi (ν) ***deyilir.*** Tezlik və period arasındakı əlaqə $T = \frac{1}{\nu}$ və ya $\nu = \frac{1}{T}$ şəklindədir. Belə bir harmonik rəqsi hərəkətdə olan nöqtənin yerdəyişməsini, sürətini və tə'cilini hesablayaq (şəkil 8.1)

Fərz edək ki, çevrə üzrə hərəkət edən B nöqtəsi t zamanda B_1 nöqtəsinə gəlmişdir. Bu müddətdə nöqtənin proyeksiyası O-dan M-ə gələcəkdir. Belə halda nöqtənin vəziyyəti φ bucağı ilə təyin olunacaqdır. OMB_1 üçbucağından yazmaq olar:

$$\frac{OM}{OB_1} = \sin\varphi \qquad (9.1)$$

Burada $OM = x$ və $OB_1 = OC = A$ olduğundan, (9.1)–dən

$$x = A\sin\varphi \qquad (9.2)$$

olar. Bir perioda bərabər olan zamanda $(t = T)$, $\varphi = \frac{2\pi}{T}t = \omega t$ yazmaq olar. Bunu nəzərə alsaq, (9.2)-ni

$$x = A\sin\omega t \qquad (9.3)$$

şəklində göstərmək olar. Burada $\omega = 2\pi / T$ –dir. (9.3) harmonik rəqsi hərəkətin tənliyidir.

Əgər rəqsi hərəkət müəyyən başlanğıc fazaya malik olarsa, (9.3) düsturu

$$x = A\sin(\omega t + \varphi_0) \qquad (9.4)$$

şəklini alar. Burada φ_0 -başlanğıc faza, ω isə ***dairəvi tezlik*** və ya ***dövrü tezlik*** adlanır.

Sadə halda $\varphi_0 = 0$ qəbul edilir. $x = A\sin\omega t$ tənliyindən istifadə edərək, rəqsi hərəkətdə olan nöqtənin sürətini və təcilini hesablayaq. Məlumdur ki, $\upsilon = \frac{dx}{dt}$ və $a = \frac{d^2x}{dt^2}$-dır. Bunları nəzərə alsaq,

$$\upsilon = \frac{d(A\sin\omega t)}{dt} = A\omega\cdot\cos\omega t \qquad (9.5)$$

və

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = -A\omega^2\sin\omega t \qquad (9.6)$$

alarıq. Burada $A\sin\omega t = x$ olduğu üçün

$$a = -\omega^2 x \qquad (9.7)$$

yazmaq olar. Burada mənfi işarəsi təcilin yerdəyişmənin əksinə tarazlıq mərkəzinə doğru yönəldiyini göstərir. Harmonik rəqsi hərəkət ***qaytarıcı qüvvənin*** təsirindən baş verdiyindən, bu qüvvə

$$F = -kx \qquad (9.8)$$

şəklində yerdəyişmə ilə mütənasibdir. Qaytarıcı qüvvə elastiki deformasiya zamanı meydana çıxan elastiki qüvvələrinə oxşadığından ona kvazielastiki qüvvə də deyirlər.

Nyutonun II qanununa görə

$$F = ma = m\frac{d^2x}{dt^2} \qquad (9.9)$$

(9.8)-i (9.9)-da nəzərə alsaq,

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx \qquad (9.10)$$

və ya

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0 \qquad (9.11)$$

alarıq. Axırıncı ifadənin hər tərəfini m -ə bölsək:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0 \qquad (9.12)$$

alarıq. Burada $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ qəbul etsək, (9.12)-ni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \qquad (9.13)$$

(9.7) düsturunu (9.9)-da nəzərə alsaq,

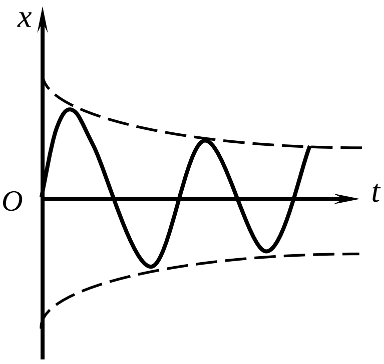
$$F = ma = -m\omega^2 x \qquad (9.14)$$

şəklini alar.

Yuxarıda çıxardığımız düsturların müqayisəsindən aydın olur ki, rəqsi hərəkətdə olan maddi nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi, sürəti, təcili və fazası bir-biri ilə çox sıx əlaqədardır. Sürtünmə qüvvəsi olmadıqda kvazielastiki qüvvənin təsiri ilə hərəkət edən cismin hərəkəti (9.13) tənliyi ilə təsvir edilir. Bu tənliyin həlli

$x = A\cos(\omega t + \varphi)$ şəklində olur. Burada A-***rəqsin amplitudu***, $(\omega t + \varphi)$ - ***rəqsin fazasıdır.***

Faza-rəqs başlayan andan periodun neçədə bir hissəsinin keçdiyini göstərən kəmiyyət olub, maddi nöqtənin rəqs halını xarakterizə edir. Harmonik rəqsi hərəkətə misal olaraq, rəqqasların hərəkətini göstərmək olar.



Şəkil 9.7

Zaman keçdikcə, müqavimət qüvvələrinin təsiri nəticəsində amplitudu kiçilən rəqslərə sönən rəqslər deyilir. Sönən rəqslərin amplitudunun azalma qanunu müqavimət qüvvələrinin xarakterindən asılıdır. Rəqqası tarazlıq vəziyyətindən çıxarıb, sərbəst buraxsaq o, müəyyən müddətdən sonra dayanar. Rəqqasın bu cür rəqsləri ***məxsusi (sərbəst) rəqslər***, onların tezliyi isə ***məxsusi tezlik*** adlanır.

Sönən rəqsin tənliyini çıxarmaq üçün rəqsi hərəkətin yaranmasına səbəb olan qüvvələri və müqavimət qüvvəsini yazıb cəmləmək lazımdır. Nisbətən kiçik sürətlərdə müqavimət qüvvəsi hərəkətin sürətilə mütənasib olur.

$$F_M = -r\upsilon = -r\frac{dx}{dt} \qquad (9.45)$$

Burada, r -mühitin müqavimət əmsalıdır. Ətalət və kvazielastik qüvvələri də nəzərə almaqla rəqsi hərəkətin tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -r\frac{dx}{dt} - kx$$

və ya

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + kx = 0 \qquad (9.46)$$

Bu ifadənin hər tərəfini m -ə bölsək:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{r}{m}\cdot\frac{dx}{dt} + \frac{k}{m}x = 0 \qquad (9.47)$$

Əgər, $\frac{r}{m} = 2\beta$ вя $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ işarə etsək, alarıq:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\cdot\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \qquad (9.48)$$

və ya

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = 0 \qquad (9.49)$$

Bu tənlik sönən rəqsin tənliyidir. Burada, ω_0 - ***rəqsin məxsusi tezliyi,*** $\beta = \frac{r}{2m}$ kəmiyyəti isə - ***rəqsi hərəkətin sönmə əmsalı*** adlanır. (9.48) və ya (9.49) tənliyinin həllini

$$x = a_0 e^{-\beta t}\cos(\omega t + \varphi_0) \qquad (9.50)$$

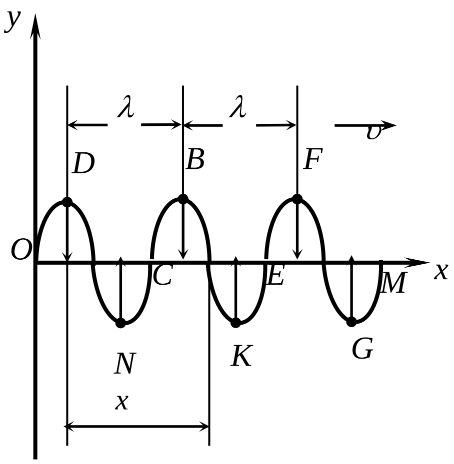
şəklində axtarmaq lazımdır. $t=0$ olan halda $x_0 = a_0 \cos\varphi_0$ olur. Burada $x_0, t=0$ anında rəqsin başlanğıc amplitududur. (9.50) ifadəsində $a_0 e^{-\beta t}$ kəmiyyəti isə ***sönən rəqsin amplitudu*** adlanır. Deməli, zaman keçdikcə sönən rəqsin amplitudu eksponensial qanunla azalır. İndi də sönən rəqslərdə bir-birindən bir perioda bərabər müddət sonra baş verən rəqslərin amplitudları nisbətini hesalayaq. Aydındır ki, sönən rəqsin t-anında olan amplitudu $A_t = a_0 e^{-\frac{r}{2m}t} = a_0 e^{-\beta t}$, $t+T$ anında isə $A_{(t+T)} = a_0 \cdot e^{-\beta(t+T)}$ olar. Bunların nisbəti isə,

$$\frac{A_t}{A_{(t+T)}} = e^{\beta T} = const \qquad (9.51)$$

olar. Bu ifadənin loqarifmalasaq:

$$\ln\frac{A_t}{A_{(t+T)}} = \beta T \qquad (9.52)$$

olar. (9.51) ifadəsi ***sönmə dekrementi***, (9.52) ifadəsi isə ***sönmənin loqarifmik dekrementi*** adlanır.



Səkil9.10

Rəqslərin elastiki mühitdə yayılması prosesi dalğa adlanır. Rəqsin yayılma istiqaməti dalğaların yayılma istiqaməti ilə eyni olarsa, belə dalğalar uzununa dalğalar, yox əgər dalğaların yayılma istiqamətinə perpendikulyar olarsa, bu cür dalğalar eninə dalğalar adlanır.

Tutaq ki, elastiki mühitdə yerləşən rəqs mənbəyi üç tam rəqs etmişdir və bu zaman üç dalğa (üç sinusoid) əmələ gələcəkdir (şəkil 9.10). Şəkildə oxlar ilə eyni anda nöqtələrin hansı istiqamətdə rəqsi hərəkət etdikləri göstərilmişdir. O, C, E, və M nöqtələrinin həmçinin D, B, F və N, K, G nöqtələrinin rəqs fazaları eynidir.

Fazaları eyni olan qonşu nöqtələr arasındakı məsafə dalğa uzunluğu adlanır. Sinusoidlərin OG oxu üzrə dəyişmə sürətinə ***faza sürəti*** deyilir. Bir periodda (T) yayılan dalğaların dalğa uzunluğu:

$$\lambda = \upsilon T \qquad (9.56)$$

$T = \frac{1}{\nu}$ olduğunu nəzərə alsaq, $\lambda\nu = \upsilon$ olar.

İndi də dalğa tənliyini müəyyən edək. Sadəlik üçün X oxu boyunca harmonik rəqsin yayılması halına baxaq. Nöqtənin tarazlıq vəziyyətinə görə (O nöqtəsi) yerdəyişməsini u-ilə işarə edək. Şəkildə göstərilən eninə dalğaların $t=0$ anında rəqs tənliyi $y_0(t) = A\sin\omega t$ olacaqdır. Çünki qeyd etdiyimiz kimi götürdüyümüz rəqs harmonikdir. Deməli mənbənin rəqsi sinusoidal qanun üzrə olur. Bu cür qanun üzrə hərəkətə başlayan mənbə onunla qonşu olan mühitin nöqtələrini də hərəkətə başlamağa məcbur edir. Çünki mühit elastikdir və hissəciklər bir-birilə əlaqədardır.

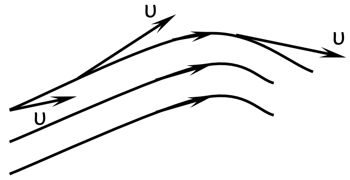
İxtiyari dalğa üçün

$$y = A\sin\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right) = A\cdot\sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{\upsilon T}\right)$$

Bu tənlikdən görünür ki, dalğanın bütün nöqtələri eyni amplitud (A) və eyni periodla (T), lakin müxtəlif başlanğıc faza ilə rəqs edirlər. Belə ki, M nöqtəsinin rəqs fazası , koordinat başlanğıcında yerləşən O nöqtəsinin fazasından $\frac{2\pi x}{\upsilon T}$ qədər fərqli olur.

15. Mayelərin hərəkəti. Bernulli tənliyi

Hidrodinamika-sıxılmayan mayelərin hərəkətini və bu mayelərin bərk cisimlərlə qarşılıqlı təsirini öyrənən elmdir. Maye hərəkətini təsvir etmək üçün, mayenin hər bir hissəciyinin vəziyyətini zamanın funksiyası kimi vermək olar, başqa sözlə desək mayenin hərəkət halını fəzanın hər bir nöqtəsi üçün sürət vektorunu zamanın funksiyası kimi göstərməklə təyin etmək olar. Fəzanın bütün nöqtələri üçün təyin olunmuş $\vec{\upsilon}$ sürət vektorları çoxluğu ***mayenin axın sahəsi*** adlanır. ***Cərəyan xətləri*** mayenin axını istiqamətində bir-biri ilə kəsişməyən elə istiqamətlənmiş xətlərdir ki, istənilən nöqtədə çəkilən toxunan mayenin axın sürətinin istiqamətini, cərəyan xətlərinin sıxlığı isə ədədi qiymətini təyin edir. Hərəkətdə olan mayedə cərəyan xətlərini elə çəkək ki, hər bir nöqtədə onlara çəkilən toxunan $\vec{\upsilon}$ vektoru ilə üst-üstə düşsün. Cərəyan xətləri ilə hüdudlanmış fəza ***axın və ya cərəyan borusu*** adlanır (şəkil 8.1). Axın borusunda hərəkət edən maye borunu tərk etmir, boruya başqa maye hissəciyi daxil olmur. $\vec{\upsilon}$ vektorunun qiyməti və istiqaməti hər bir nöqtədə zamandan asılı olaraq dəyişə bildiyindən, axın xətlərinin mənzərəsi də fasiləsiz olaraq dəyişir.



Şəkil 8.1

Mayelərin hərəkətini öyrənərkən əsas üç şərt qəbul edilir: 1) maye sıxılmayandır; 2) maye ideal mayedir; 3) mayenin hərəkəti qərarlaşmış hərəkətdir.

Sıxılmayan maye dedikdə hərəkət zamanı sıxlığın bütün axın borusunda sabit qalma ($\rho = const$) başa düşülür. Həqiqi mayelər üçün bu şərt kifayət qədər dəqiqliklə ödənilir, çünki mayelər sıxılmaya qarşı güclü müqavimət göstərirlər. Əgər mayenin hərəkəti zamanı hərəkət sürəti səsin sürətindən çox-çox kiçikdirsə, belə maye və qaz praktik olaraq sıxılmayan maye və qaz kimi qəbul edilir. Yəni, $\upsilon_{maye} << \upsilon_{ses}$.

Maye o vaxt ideal maye kimi hesab edilə bilər ki, onun ayrı-ayrı təbəqələri bir-birinə nisbətən hərəkət etdikdə yaranan daxili sürtünmə nəzərə alınmır.

Qərarlaşmış hərəkətdə, mayenin hərəkət etməsinə səbəb olan xarici qüvvələr zamandan asılı olmur və bu zaman maye hissəciklərinin sürəti fəzanın hər bir verilmiş nöqtəsi üçün sabit olacaqdır.

1738 – ci il Bernulli, ideal və sıxılmayan mayelərin qərarlaşmış hərəkəti üçün çox vacib olan bir tənlik çıxarmışdır.

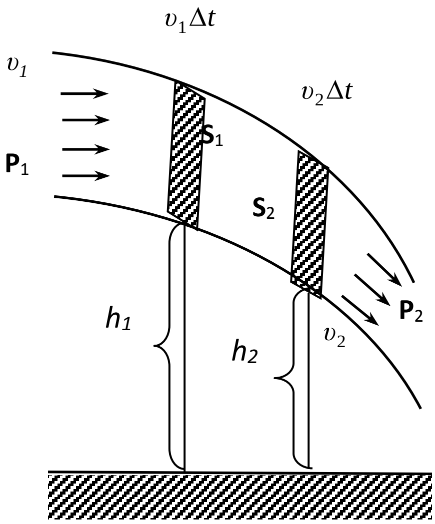
$$P_1 + \frac{\rho \upsilon_1^2}{2} + \rho g h_1 = P_2 + \frac{\rho \upsilon_2^2}{2} + \rho g h_2 \qquad (8.5)$$

S_1 və S_2 kəsikləri ixtiyari seçilə bilər və ona görə də $P + \frac{\rho \upsilon^2}{2} + \rho g h$ kəmiyyəti istənilən boru kəsiyi üçün sabit olur. Yəni

$$P + \frac{\rho \upsilon^2}{2} + \rho g h = const \qquad (7.6)$$

Bu tənlik ***Bernulli tənliyi*** adlanır. (8.6) – da P – ***statistik təzyiq***, ρgh - ***hidravlik təzyiq***, $\frac{p\upsilon^2}{2}$- isə ***dinamik təzyiq*** adlanır.

Buradan görünür ki, tam təzyiq (maye hərəkət edərkən) sabit qalır



Şəkil 8.1

Axan maye daxilindəki təzyiq məlum olarsa, ***Pito borusu*** vasitəsilə mayenin axma sürətini təyin etmək olar (şəkil 8.1). Üfqi maye borusuna ($h_1 = h_2$) iki boru elə birləşdirilir ki, ikinci boruda maye hərəkətsiz qalır ($\upsilon_2 = 0$). Bu hala uyğun Bernulli tənliyi

$$P_1 + \frac{\rho \upsilon_1^2}{2} = P_2 \qquad (8.8)$$

olur və mayenin axın sürəti isə

$$\upsilon_1 = \sqrt{\frac{2(P_2 - P_1)}{\rho}} \qquad (8.9)$$

düsturu vasitəsilə P_1 və P_2-nin təcrübi qiymətlərinə əsasən təyin olunur.

16. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas müddəaları. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi

MKN əsas ideyaları qaz halında olan maddələr üzərində aparılan təcrübi nəticələr əsasında formalaşmışdır. Bu faktların bəzilərinə nəzər salaq.

- Qazların yüksək sıxılma qabiliyyəti bərk və maye hallarına nisbətən onların molekullarının bir-birindən çox böyük məsafədə yerləşməsi ilə əlaqədardır.
- Qazların miqdardan asılı olmadan yerləşdiyi qabın bütün həcmini tutması onun molekulları arasında qarşılıqlı təsirin zəif olmasını sübuta yetirir.
- Qarışdırılan qazların və mayelərin asanlıqla birinin digərinə nüfuz etməsi (*diffuziya hadisəsi*) bir qazın molekullarının digər qazın «*molekulları arasındakı boşluqlarda*» hərəkət etdiyini nümayiş etdirir.
- Qazın yerləşdiyi qabda yaratdığı təzyiq, onun molekullarının qabın divarına endirdiyi zərbələr hesabınaformalaşır. Qazın sıxlığının artması ilə təzyiqinin artması, qabın divarına zərbə endirən molekulların sayının artmasının göstəricisidir.

Broun hərəkəti – kiçik hissəciklərin maye və qazlarda xaotik trayektoriya üzrə hərəkəti ona molekullar tərəfindən endirilən zərbələrin assimmetriyası ilə əlaqədardır.

Bu təcrübi müşahidələr MKN üç əsas müddəasını formalaşdırmağa imkan yaratdı:

1.Bütün cisimlər ən kiçik maddə hissəciyi olan atom və ya molekullardan ibarətdir.

2.Atom və molekullar dayanmadan hərəkət edirlər, bu hərəkət xaotik (*qarma-qarışıq*) xarakterlidir və istilik hərəkəti adlanır.

3.Maddənin atom və molekulları qarşılıqlı təsirdədirlər. Molekullar arasında qarşılıqlı təsir molekulun tipindən və onlar arasında məsafədən asılıdır. Bu isə maddələrin müxtəlif aqreqat hallarının mövcudluğunu müəyyənləşdirir.

MKN əsasən qaz halında olan maddələrin xassələrini aydınlaşdırır. Qaz halında maddələrin molekulları arasında məsafə molekulların öz ölçülərinə nəzərən çox böyük olduğundan, molekullara qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr kimi baxmaq olar. *Molekulların məxsusi ölçüləri və aralarında qarşılıqlı təsir nəzərə alınmayan maddələr ideal qaz adlanır***.** Beləliklə, ideal qaz üçün molekulların potensial enerjisi və həcmi «0» götürülür ($E_p = 0$, $V_m = 0$). İdeal qazın molekulu 1 atomdan təşkil olunarsa, onun tam enerjisi yalnız atomların irəliləmə hərəkətinin ε kinetik enerjiləri cəmindən ibarət olacaqdır. Xaotik hərəkət sürəti υ_i, molekullarının sayı N olan ideal qazın enerjisi

$$E = \sum_{i=1}^{N} \varepsilon_i = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} m\upsilon_i^2 = \frac{1}{2} m \sum_{i=1}^{N} \upsilon_i^2 \qquad (5.1)$$

olar. Molekulların kütlələri eyni, sürətləri isə müxtəlifdir. Bir molekula düşən *orta enerji* bütün molekullar üçün eyni olmaqla,

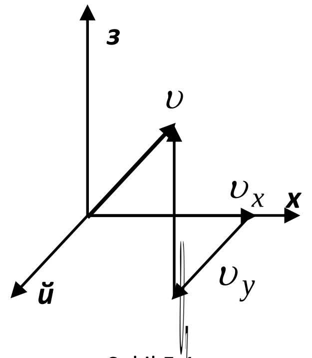
$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} m\overline{\upsilon^2} \qquad (5.2)$$

kimi təyin olunar. Burada $\sqrt{\overline{\upsilon^2}}$ - *orta kvadratik sürət* adlanır və

$$\overline{\upsilon^2} = \frac{\upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 + \cdots + \upsilon_N^2}{N} \Rightarrow \sqrt{\overline{\upsilon^2}} = \sqrt{\frac{\upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 + \cdots + \upsilon_N^2}{N}} \qquad (5.3)$$

ifadəsi ilə təyin olunaraq, sürətin hesabi orta qiymətindən fərqlənir. Molekulların *hesabi orta sürəti* (**sadəcə orta sürəti**)

$$\bar{\upsilon}=\frac{\upsilon_1+\upsilon_2+\cdots+\upsilon_N}{N} \qquad (5.4)$$



Şəkil 5.1

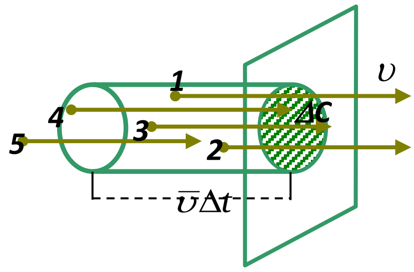
kimi təyin olunur. (5.4) və (5.3) ifadələrinin müqayisəsindən $\sqrt{\overline{\upsilon^2}}>\bar{\upsilon}$ olması aydınlaşır. İstənilən i-ci molekulun sürət vektoru koordinat oxları üzrə υ_x, υ_y, υ_z toplananlarına ayrıla bilər (Şəkil 5.1)

Sürət vektoru kvadratının orta qiymətini hesablayaq:

$$\upsilon^2=\upsilon_x^2+\upsilon_y^2+\upsilon_z^2 \Rightarrow \overline{\upsilon^2}=\overline{\upsilon_x^2}+\overline{\upsilon_y^2}+\overline{\upsilon_z^2} \qquad (5.5)$$

Xaotik hərəkət edən molekulun bütün istiqamətlərə hərəkəti eyni ehtimallı olduğundan, koordinat oxları üzrə proyeksiyalarının orta qiyməti bir-birinə bərabər götürülə bilər və

$$\overline{\upsilon_x^2}=\overline{\upsilon_y^2}=\overline{\upsilon_z^2}=\frac{1}{3}\overline{\upsilon^2} \qquad (5.6)$$



Şəkil 5.2

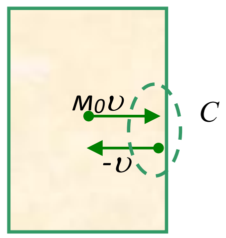
kimi hesablanar. Molekulların hərəkəti nəticəsində x- oxuna perpendikulyar ΔS en kəsiyindən keçən sayı hesablayaq: Qaz yerləşən qabda olan molekulların ümumi sayı N olarsa, onlardan $\frac{1}{3}N$-i x- oxu boyunca, $\frac{1}{6}N$-i isə x- oxunun müsbət istiqamətində qoyulmuş ΔS səthinə doğru hərəkət edəcəkdir. Δt müddətində o molekullar ΔS səthini keçəcəklər ki, onlar $\bar{\upsilon}$ sürətinə malik olmaqla, x- oxunun müsbət istiqamətində hərəkət edərək oturacağı ΔS, doğuranı $\bar{\upsilon}\cdot\Delta t$ olan slindrin daxilində yerləşsinlər (Şəkil 5.2). Şəkildəki 1-4 molekulları ΔS səthini keçir. Bu sərti ödəməyən 5 molekulu isə x -oxunun müsbət istiqamətində hərəkət etsə də, ΔS səthindən keçə bilmir. Göstərilən slindrik həcmdə olan molekulların sayı $N=n\Delta S\bar{\upsilon}\cdot\Delta t$, ΔS səthindən bu müddətdə keçənlərin sayı isə,

$$N_+=\frac{1}{6}N=\frac{1}{6}n\Delta S\bar{\upsilon}\cdot\Delta t \qquad (5.7)$$

olar. Burada n-vahid həcmdə olan molekulların sayı – *konsentrasiyadır* və $n=\frac{N}{V}$ kimi təyin olunur.

Fərz edək ki, qabda yerləşən qaz o dərəcədə seyrəkləşdirirlib ki, molekullar bir-birindən asılı olmayaraq υ sürəti ilə hərəkət edirlər.

Qazın təzyiqi onun molekullarının qabın divarına endirdiyi zərbələr nəticəsində yaranır. Şəkil 5.3- də m_0 kütləli molekulun qabın divarına zərbə endirərək əks olunması təsvir olunmuşdur. Molekulun kütləsi qabın kütləsindən çox kiçik olduğundan, molekulun qabın divarına elastiki zərbəsi nəticəsində onun modulca eyni υ sürəti ilə geri sıçramasını qəbul edə bilərik (bax § 3.5, kürələrin mərkəzi zərbəsi). Zərbə nəticəsində molekulun qabın divarına verdiyi implus



Şəkil 5.3

$$\Delta K=m_0[\upsilon-(-\upsilon)]=2m_0\upsilon=F\cdot\Delta t \qquad (5.9)$$

kimi qüvvə implusuna bərabər olacaqdır. ΔN sayda molekulun divara zərbə vuraraq implus verdiyindən, yaranan təzyiq qüvvəsi qazın P təzyiqi ilə S səthinin sahəsinin hasilinə bərabər olacaqdir. Bu mülahizələrdən istifadə edərək (5.7) və (5.9) ifadələr əsasında qazın təzyiqini təyin edək:

$$P \cdot S \cdot \Delta t = \Delta K \cdot \Delta N_+ = 2m_0\upsilon \cdot \frac{1}{6} nS\upsilon \cdot \Delta t$$

$$P = \frac{1}{3} nm_0\overline{\upsilon^2} = \frac{2}{3} n\overline{\varepsilon_{kin}} \qquad (5.10)$$

Burada müxtəlif molekulların sürətlərinin müxtəlif ola bilməsi nəzərə alınaraq sürətinin kvadratı (υ^2) orta kvadratık sürətilə ($\overline{\upsilon}^2$) əvəz edilmişdir. (5.10) ifadəsi ölçülə bilən makroskopik parametr təzyiqlə mikroskopik parametr olan molekulun sürəti (enerjisi) arasında əlaqə yaradır və buna görə də ***MTN əsas tənliyi*** adlanır. Bu tənliyin nəticələrinə baxaq:

V həcmində qaz molekullarının konsentrasiyası $n = \frac{N}{V}$ kimi təyin olunduğundan, (5.10) tənliyi uyğun çevrilmələrdən sonra

$$PV = \frac{2}{3} N\overline{\varepsilon_{kin}} = \frac{2}{3} E \qquad (5.11)$$

şəklinə düşər. Burada E ideal qazın bütün molekullarının kinetik enerjiləri cəmi, yəni *ideal qazın enerjisidir*.

Molekulyar fizikada *0,012kq* karbonda yerləşən molekuların sayı N_A*– Avaqadro ədədi* adlanır. Bu sabit ədəd $N = 6{,}02 \cdot 10^{23} mol^{-1}$ qiymətinə malikdir. Avaqadro ədədi sayda molekulun kütləsi isə ($M = m_0 \cdot N_A$) *molyar kütlə* adlandırılır. M -in vahidi $\frac{kq}{mol}$ - dur. İstənilən m kütləsini təşkil edən molların sayı *maddə miqdarı* adlanır və

$$\nu = \frac{m}{M} = \frac{N}{N_A} \qquad (5.12)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. ν*-nün vahidi BS-də 7 əsas vahiddən biridir və* ***mol*** *adlanır*. (5.12) ifadəsindən m kütləli maddədə molekulların sayı

$$N = \frac{m}{M} N_A \qquad (5.13)$$

olar. Bu təyinatı (5.11)- də nəzərə alaq:

$$PV = \frac{2}{3}\frac{m}{M} N_A\overline{\varepsilon_{kin}} \qquad (5.14)$$

Molekulun orta kinetik enerjisi ölçüsü olaraq molekulyar fizikada ***temperatur*** anlayışından istifadə olunur. Temperaturun ölçü vahidi BS-də əsas vahid götürülür və ***Kelvin (K)*** adlanır. Kelvinlə ölçülən orta kinetik enerji mütləq temperatur adlanır və T ilə işarə olunur. Belə təyinatda 1 sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji $\frac{1}{2} kT$ -yə bərabər götürülür. Burada Coulla ölçülən enerji ilə Kelvinlə ölçülən enerji arasında mütənasiblik əmsalı olan k *-Bolsman sabiti* adlanır. Bu sabitin qiyməti $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} C/K$ -dir.

Biratomlu molekul kütlə mərkəzinin koordinatları kimi üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğundan, molekulun orta kinetik enerjisini temperaturla

$$\overline{\varepsilon_{kin}} = \frac{3}{2} kT \qquad (5.15)$$

şəklində əlaqələndirə bilərik. Bu ifadəni (5.14) də nəzərə alaq:

$$PV = \frac{m}{M} N_A \cdot kT = \frac{m}{M} RT \qquad (5.16)$$

$R = N_a \cdot k$ *universal qaz sabiti* adlanır və qiyməti $R = 8{,}31 \frac{C}{mol \cdot K}$ -dir. (5.16) ifadəsi *ideal qazın hal tənliyi* – Mendeleyev-Klapeyron tənliyi adlanır. Bu tənlik ideal qazın üç makroskopik parametri olan təzyiq, həcm və temperaturu əlaqələndirir.

(5.16) ifadəsində (5.13)-ü nəzərə alıb təzyiqi tapsaq

$$P = \frac{N}{V}kT \Rightarrow P = nkT, \qquad (5.17)$$

onun temperaturla mütənasib olmasını təyin edərik. Buradan çox vacib nəticə alınır. *Müxtəlif qazların molekulların kütləsi fərqlənsə də, eyni temperaturda bütün qazların molekulunun orta kinetik enerjisi eyni qiymətə malik olur.* (5.2) və (5.15) ifadələrini tutuşdursaq,

$$\sqrt{\upsilon^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \qquad (5.18)$$

- orta kvadratik sürətin temperaturunun kvadrat kökü ilə mütənasib olmasını təyin edərik. (5.18) ifadəsindən istifadə edərək otaq temperaturunda (*~300K*) müxtəlif qazlar üçün sürətin qiymətinin *bir neçə yüz (!)* m/san olduğunu müəyyənləşdirərik. H_2 qazı üçün orta kvadratik sürət hətta $2000\,m/san$-yə çatır. Molekulların belə böyük sürətlə istilik hərəkətində olması Ştern tərəfindən aparılan təcrübələr vasitəsiylə öz təsdiqini tapmışdır.

İdeal qazın hal tənliyi

İdeal qaz nədir?

Qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr çoxluğunun malik olduğu xassələr malik olan qaz ideal qaz adlanır. Başqa sözlə abstrakt (mücərrəd) məfhum olan ideal qaz dedikdə bu qazın molekulları arasında qarşılıqlı tə'sir qüvvələri və molekulların ölçüləri nəzərə alınmır. Çox da kiçik olmayan temperaturlarda və kifayət qədər kiçik təzyiqlərdə mövcud olan qazlar seyrəldilmiş qazlar öz xassələrinə görə ideal qaza yaxındırlar. Beləki otaq temperaturunda və aşağı təzyiqdə helium qazı kifayət qədər dəqiqliklə ideal qaz qanunlarına tabe olur. Qazın olduğu qabın divarlarına təzyiq göstərməsi onun əsas xassəsidir. Məhz bu xassəsinə görə əksər hallarda qazın varlığını aşkar etmək olur. Qazın halı təzyiqdən əlavə həcm və temperatur kimi kəmiyyətlərlə xarakterizə olunur. Boyl, Lyussak və Şarl bu kəmiyyətlərdən birini sabit saxlamaqla qalan iki kəmiyyətdən birinin dəyişilməsindən asılı olaraq digərinin necə dəyişilməsini izləməklə təcrübi qaz qanunlarını müəyyən etmişlər:

(2) PV = $const$ (T=$const$); (3) P/T = $const$ (V=$const$); (4) $\frac{V}{T} = const(P = const)$.

Boyl Lyussak Şarl

(4) tənliyi göründüyü kimi P=const olduqda doğrudur. Qazın həcmi isə əhəmiyyətli dərəcədə təzyiqdən və temperaturdan asılıdır. Buna görədə qazın həcmi, təzyiqi, temperaturu və qazın kütləsi arasında münasibəti müəyyən etmək lazımdır. Bu münasibət qazın hal tənliyi adlanır: (2), (3), (4)-ü birləşdirsək

PV~T (5) alarıq.

Bu tənlikdə temperatur, həcm və təzyiq sabit qaldıqda uyğun olaraq (2), (3) və (4)-ü alarıq.

Nəhayət qaz miqdarının (yaxud kütləsinin) tə'sirini nəzərə almaq lazımdır. Dəqiq təcrübələr göstərir ki, sabit temperatur və sabit təzyiqdə V həcmi qazın kütləsinə düz mütanasib olaraq artır:

PV~mT (6)

Əgər qaz kütləsi əvəzinə maddə miqdarı (mol sayı) istifadə etsək mütanasiblik əmsalı bütün qazlar üçün eyni olar.

(6) – da ν maddə miqdarını daxil etsək

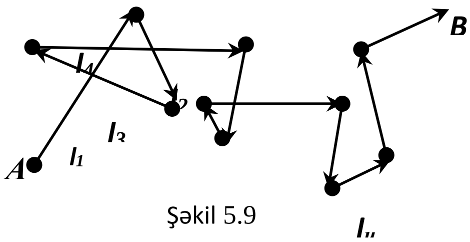
PV=νRT (7) $\left(\nu = \frac{m}{\mu} = \frac{N}{N_A}\right)$

R-mütanasiblik əmsalı olub universal qaz sabiti adlanır: $R = 8{,}31 = \frac{\tau}{molk} = 0{,}082$; $\frac{l \cdot atm}{mol \cdot k} = 1{,}99 \frac{kal}{mol \cdot k}$

(7) tənliyi ideal qazın hal tənliyi- Mendeleyev-Klapeyron tənliyi adlanır.

17. Sərbəst yolun orta uzunluğu. Molekulların toqquşmalarının orta sayı

Molekulların xaotik hərəkəti və bir-birinə qarışmasının nəticəsi olaraq daşınma hadisələri – maddənin, implusun və enerjinin daşınması baş verir. Bu hadisələr uyğun olaraq diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə effektləri adlanır. Molekulların istilik sürətinin böyük olmasına baxmayaraq, bu hadisələr çox ləng ğedir, baş vermə müddəti çox böyükdür. Belə ki, otağın bir tərəfindən kəskin iyli qazın digər tərəfdə hiss olunmasına, qızdırıcıdan istiliyin yayılmasınavə s. kifayət qədər böyük zaman lazım gəlir. Belə əksliyi aradan qaldırmaq üçün fərz olunur ki, molekullar xaotik hərəkətləri zamanı külli miqdarda toqquşmalara məruz qalırlar. Kütlələri eyni olan molekulların bir-biri ilə toqquşması nəticəsi olaraq öz hərəkət istiqamətlərini daim dəyişirlər. Beləliklə, molekulun A nöqtəsindən B nöqtəsinə yerdəyişməsi çoxlu miqdarda sınıq xətlərdən ibarət olur. Sxematik olaraq belə sınıq xətt şəkil 5.9-da təsvir olunmuşdur.



Şəkil 5.9

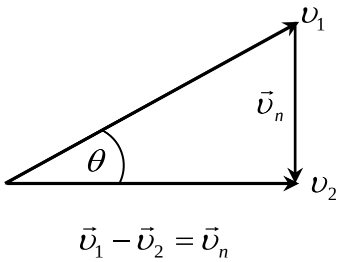
Şəkildən göründüyü kimi ardıcıl toqquşmalar arasında molekul müəyyən l_i yolunu istilik surəti ilə qət edir. Lakin növbəti toqquşma onun trayektoriyasını dəyişdirir və bu proses N sayda toqquşma nəticəsində molekulun B nöqtəsinə çatmasına gətirir. Bu səbəbdən molekul öz ilkin mövqeyindən çox kiçik sürətlə uzaqlaşır. Molekulun iki ardıcıl toqquşması arasında getdiyi l_i məsafəsinə ***sərbəst yolun uzunluğu*** deyilir. Toqquşmalar tam təsadüfi və xaotik baş verdiyindən, sərbəst yollar olan $l_1, l_2, \cdots, l_i$ bir–birinə bərabər olmurlar. Molekulların iki ardıçıl toqquşma arasında qət etdiyi məsafəni xarakterizə etmək üçün qaçış yollarının orta qiymətini

$$\bar{l} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} l_i \qquad (5.33)$$

ifadəsi vasitəsiylə hesablanan ***sərbəst yolun orta uzunluğu*** anlayışından istifadə olunur. Bu kəmiyyəti hesablamaq üçün qazın konkret modelindən istifadə olunmalı, molekulların ölçüsü nəzərə alınmalıdır.

Qaz malekullarına radiusu r, diametri d olan, yalnız bir-birinə toxunduqda qarşılıqlı təsirdə olan sərt – deformasiya olunmayan kürələr kimi baxaq. Baxılan molekul yalnız toxunduğu molekulla qarşılıqlı təsirdə olur, yerdə qalan $N-2$ sayda molekulla isə qarşılıqlı təsir nəzərə alınmır. Belə qaz artıq ideal qazdan fərqlənir, çünki molekulun ölçüsü nəzərə alınır. Toqquşan iki molekullun hərəkət istiqamətləri arasında bucaq θ, sürətlərin modulu isə υ_1 və υ_2 olarsa (şəkil 5.10), onların bir-birinə nəzərən nisbi sürəti kosinuslar teoremինə görə

$$\upsilon_n^2 = \upsilon_1^2 + \upsilon_2^2 - 2\upsilon_1\upsilon_2\cos\theta \qquad (5.34)$$



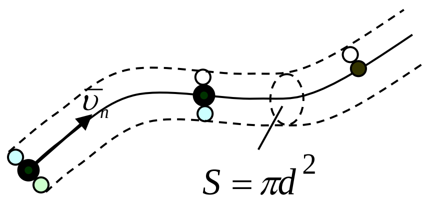
Şəkil 5.10

kimi hesablanır. Nisbi surət onu göstərir ki, sanki molekullardan biri sükunətdə olarsa, o biri molekul sükunətdəki molekula nəzərən υ_n sürəti ilə hərəkət edir. Molekulların toqquşması zamanı θ bucağı $0 \div \pi$ aralığında bütün qiymətləri ala bildiyindən, $\cos\theta$-nın orta qiymətinin «0», $\overline{\upsilon_2^2} = \overline{\upsilon_1^2} = \overline{\upsilon^2}$ orta kvadratik sürətə bərabər olmasını nəzərə alaraq, (5.34) ifadəsinin orta qiymətini hesablayaq:

$$\overline{\upsilon_n^2} = 2\overline{\upsilon^2} \; ; \qquad \overline{\upsilon_n} = \sqrt{2}\sqrt{\overline{\upsilon^2}} \cong \sqrt{2}\overline{\upsilon} \qquad (5.35).$$

Beləliklə, molekulların nisbi sürəti orta kvadratik sürətdən $\sqrt{2}$ dəfə böyükdür.

Sərbəst yolun orta uzunluğunu hesablamaq üçün baxılan molekuldan başqa bütün molekulları sükunətdə götürək. Bu halda baxılan molekul $\overline{\upsilon_n}$ sürəti ilə sınıq xətt üzrə hərəkət edərək digər molekullarla toqquşur (Şəkil 5.11). Baxılan molekul hərəkəti zamanı $\upsilon_n \cdot t$ məsafəsini qət edərək en kəsiyinin radiusu $2r = d$, doğuranı $\upsilon_n \cdot t$ olan sınıq xətli $V_s = 4\pi r^2 \cdot \upsilon_n \cdot t$ slindrik həcmdə yerləşən bütün molekullarla toqquşacaqdır.



Şəkil 5.11

Qaz malekullarının konsentrasiyası n olarsa, baxılan slindrik həcmdəki molekulların

$$N = n \cdot V_s = n \cdot 4\pi r^2 \cdot \upsilon_n \cdot t \qquad (5.36)$$

sayı elə molekulun t müddətində toqquşmalarının sayını təyin edəcəkdir. Molekulun t müddətində qət etdiyi məsafə $\overline{\upsilon} \cdot t$ olduğundan iki ardıcıl toqquşma arasında məsafə

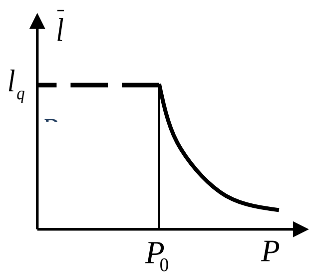
$$\bar{l} = \frac{\overline{\upsilon} \cdot t}{N} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot 4\pi r^2 \cdot n} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} \qquad (5.37)$$

olar. Konsentrasiyanın (5.17) ifadəsini nəzərə alsaq, molekulların orta sərbəst yolu üçün

$$\bar{l} = \frac{kT}{\sqrt{2} \cdot 4\pi r^2 \cdot P} \qquad (5.38)$$

ifadəsini alarıq. Göründüyü kimi, baxılan temperaturda qaz molekullarının sərbəst yolunun orta üzunluğu təzyiqlə tərs mütənasibdir. Bu kəmiyyəti qiymətləndirək. Otaq temperaturunda $P = 1atm = 10^5 Pa$, $T = 300K$, $r \approx 10^{-10} m$ olduğu nəzərə alınarsa, $l \approx 10^{-7} m$, toqquşmaların sayı isə $N = \frac{\overline{\upsilon}}{\bar{l}} = 10^{10} san^{-1}$ alarıq. Beləliklə normal şəraitdə qaz molekulu hər saniyədə *10^10^*(***onmilyard!***) toqquşmaya məruz qalır və buna görə də onun orta sərbəst yolu mikronun hissələrinə bərabər olur.

Qazın təzyiqi azalarsa, sərbəst yolun uzunluğu artar və təzyiqin elə bir P_0 qiyməti alınar ki, $\bar{l}$ qazın yerləşdiyi qabın l_q ölçüsünə bərabər olar. Bu halda qaz molekulu toqquşmadan qabın bir divarından digər divarına uçar və təzyiqin sonrakı azalması $\bar{l}$-nın qiymətinə təsir etməz. Şəkil 5.12-də bu asılılılıq təsvir olunmuşdur. Qaz molekulunun sərbəst yolunun uzunluğunun qabın ölçüsünə bərabər olma halı *vakuum* adlanır. Beləliklə, vakuum mütləq boşluq olmayıb, qabın ölçülərindən asılı olan bir haldır. Qabın ölçüsü *1mm* olduqda vakuum halında qabın hər kub santimetrində 10^{12} sayda molekul olur.

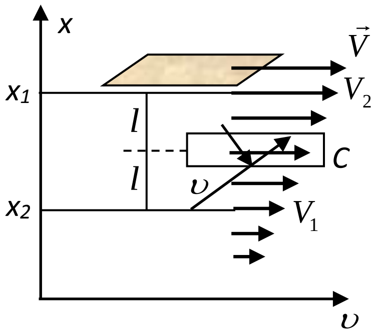


Şəkil 5.12

18. Daşınma hadisələri: diffuziya, istilikkeçirmə, daxili sürtünmə.

<u>*Qazlarda daxili sürtünmə*</u>**.** Real maye və qazın axını zamanı onun molekullarının xaotik hərəkəti və aralarında qarşılıqlı təsirin olması artıq bizə məlum olan (3.63) ifadəsi ilə təyin olunan daxili sürtünmə qüvvəsinin meydana çıxmasına səbəb olur. Qaz daxilində $\vec{V}$ sürəti ilə hərəkət edən lövhə ona bilavasitə yapışan molekulları həmin sürətlə aparır. Bu hərəkət qismən qonşu molekullara ötürülür və qaz sanki lövhədən uzaqlaşdıqca istiqamətlənmiş hərəkət sürəti

azalan laylar şəklində hərəkət edir (Şəkil 5.15). Əlbəttə, lövhənin hərəkət sürəti molekulların istilik hərəkəti sürətindən çox kiçikdir.



Şəkil 5.15

$$V \ll \bar{\upsilon} \quad (5.45)$$

Qaz molekulları lay daxilində $\vec{V}$ sürəti ilə hərəkət etmələri ilə yanaşı $\bar{\upsilon}$ sürəti ilə istilik (xaotik) hərəkətdə olurlar. İstilik hərəkəti xaotikdir və hərəkət sürəti vektorunun orta qiyməti «0» -dır ($\bar{\vec{\upsilon}} = 0$). İstilik hərəkəti nəticəsində molekullar bir laydan digərinə keçirlər. Qonşu laylarda istiqamətlənmiş $\vec{V}$ sürəti fərqli olduğundan, istilik hərəkəti nəticəsində layını dəyişən molekul ya tormozlanır (şəkildə aşağı laya keçdikdə) ya da sürətlənir(aşağı laydan yuxarıya keçdikdə). Hər iki halda molekul təcil aldığından, ona əlavə qüvvə təsir edir ki, bu qüvvə də *daxili sürtünmə qüvvəsidir*.

Tutaq ki, S kəsiyindən molekulların orta sərbəst $\bar{l}$ yolu məsafəsində yerləşən qaz axını qatlarının istiqamətlənmiş sürətləri uyğun olaraq V_1 və V_2 -dir. Qazın temperaturu sabit olduğundan, müxtəlif laylarda həm istilik sürəti $\bar{\upsilon}$, həm də konsentrasiya n eyni qiymətə malikdirlər. V_1 sürətinə malik qatın molekullarının istilik hərəkəti nəticəsində toqquşmadan S kəsiyindən keçərək apardığı impuls

$$K_+ = m_0 V_1 \cdot \frac{1}{6} n S \bar{\upsilon} \cdot \Delta t \qquad (5.46),$$

V_2 sürətinə malik qatın molekullarının toqquşmadan S kəsiyindən keçərək apardığı impuls isə

$$K_- = m_0 V_2 \cdot \frac{1}{6} n S \bar{\upsilon} \cdot \Delta t \qquad (5.47)$$

olar. Onda S səthindən keçən impuls dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabər olmalıdır.

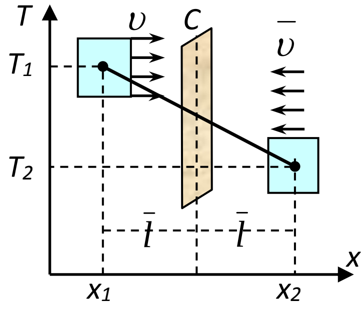
$$F \cdot \Delta t = \frac{1}{6} m_0 n S \bar{\upsilon} \Delta t \cdot (V_1 - V_2) \qquad (5.48)$$

Bu ifadəni $2l$ -ə vurub bölərək $\frac{V_2 - V_1}{2l} = \frac{\Delta V}{\Delta x}$ sürət qradienti olduğu nəzərə alınarsa, (3.63) ilə müqayisədən

$$F = \frac{1}{3} \bar{l} m_0 n S \bar{\upsilon} \frac{\Delta V}{\Delta x} = \eta \frac{\Delta V}{\Delta x} \cdot S \; ; \quad \eta = \frac{1}{3} n \bar{l} m_0 \bar{\upsilon} \qquad (5.49)$$

şəklində qazın daxili sürtünmə əmsalının qazın parametrləri ilə təyin edərik. Beləliklə, qazın və ya mayenin özlülüyü onun sıxlığı ($\rho = n m_0$), molekullarının istilik sürəti $\bar{\upsilon}$ və sərbəst yolun uzunluğu ℓ ilə mütənasibdir.

<u>*Qazların istilikkeçirməsi.*</u> Qaz molekullarının istilik hərəkəti nəticəsində enerji daşıma qabiliyyətinə malik olması *istilikkeçirmə* adlanır. Qaz yerləşən qabın temperaturu şəkil 5.16-da təsvir olunan kimi koordinatdan asılı olarsa, $\frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta T}{\Delta x}$ - ifadəsi *temperatur qradienti* adlanır və istilikkeçirmə qazın temperaturunun bərabərləşməsinə səbəb olur. Molekulların temperaturu müxtəlif olduğundan, xaotik hərəkət nəticəsində isti molekullar soyuq tərəfə düşdükdə artıq enerjini verərək soyuyacaq, soyuq molekullar isə əksinə isti tərəfə düşdükdə



Şəkil 5.16

enerji alaraq isinəcəkdir. Nəticədə xaotik hərəkət səbəbindən istilik bir nöqtədən digər nöqtəyə daşınacaq və temperaturun tarazlaşması baş verəcəkdir. İstilikkeçirmədə molekul seli ilə temperatur qradienti arasında mütənasiblik əmsalı *istilikkeçirmə əmsalı* (χ) adlanır.

İstilikkeçirmə əmsalını qazın parametrləri ilə ifadə etmək üçün aşağıdakı doğru olmayan sadələşmələr qəbul edək:

- Qonşu laylarda yerləşən molekullar müxtəlif kinetik enerjiyə, lakin eyni istilik hərəkət sürəti $\bar{\upsilon}$-ya malikdirlər.

- Qaz molekullarının konsentrasiyası qonşu laylarda eyni n qəymətinə malikdir, əslində temperatur dəyişdikdə konsentrasiya dəyişməli idi.

Hər iki sadələşdirmə eyni zamanda mövcudsa, bir-birini qismən kompensə edir və ümumi xəta 10%-i keçmir. Belə ki, temperatur böyük olan yerdə n kiçik, $\bar{\upsilon}$ isə böyükdür. T kiçik olan yerdə isə əksinə, konsentrasiya böyük, $\bar{\upsilon}$- kiçik olur. Hər iki parametrin dəyişməz götürülməsi büraxılan səhvi azaldır.

Şəkil 5.16-da təsvir olunduğu kimi S səthindən sağa və sola keçən molekulların istilik sürətləri və sayı eyni olsa da, Δt müddətində apardıqları enerji fərqlənir və bu enerji fərqi

$$\Delta Q = \varepsilon_1 N_+ - \varepsilon_2 N_- = -\frac{1}{6} n\bar{\upsilon} S\Delta t(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \qquad (5.50)$$

olacaqdır. $\varepsilon_1 = \frac{3}{2}kT_1$, $\varepsilon_2 = \frac{3}{2}kT_2$ olduğundan, S səthinin baxılan nöqtələrdən eyni $\bar{l}$ məsafədə, yəni $\Delta x = 2\bar{l}$ olması şərtində (5.50) ifadəsi

$$\Delta Q = \frac{1}{2} n\bar{\upsilon} k\bar{l}\left(\frac{\Delta T}{\Delta x}\right) \cdot S \cdot \Delta t \qquad (5.51)$$

olar. Temperatur qradienti vahidə bərabər olduqda vahid zamanda vahid səthdən daşınan istilik enerjisi *istilikkeçirmə əmsalı* adlanır.

$$\chi = \frac{1}{2} n\bar{\upsilon}\bar{l} \cdot k \qquad (5.52)$$

Belə işarələmədə (5.50) istilikkeçirmə qanunu

$$Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} S\Delta t \ (5.53)$$

kimi yazılar. Mənfi işarəsi istiliyin temperaturun az olan tərəfə daşınmasını nümayiş etdirir.

Kinetik əmsallar və onların təzyiqdən asılılığı. Diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə əmsalları ümumi adla - *kinetik əmsallar* adlanır.

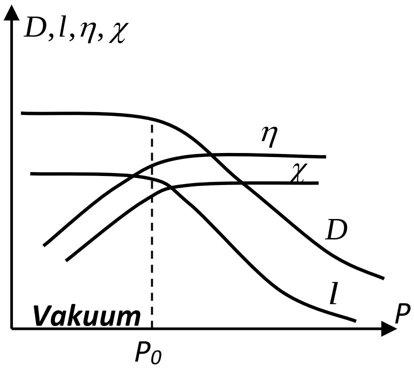
$$D = \frac{1}{3}\bar{l}\bar{\upsilon}, \qquad \eta = \frac{1}{3}\bar{l}\bar{\upsilon} \cdot m_0 \cdot n, \ \chi = \frac{1}{2} n\bar{\upsilon}\bar{l} \cdot k \qquad (5.54)$$

əmsallarının hər birində molekulların istilik hərəkəti sürəti və molekulların orta sərbəst yolu iştirak edir. Bu əmsallar arasında əlaqə də mövcuddur:

$$\eta = D \cdot \rho; \qquad \chi = \frac{3}{2} Dnk; \qquad \chi = \frac{3}{2}\frac{k}{m} \cdot \eta$$

Kinetik əmsallarının birinin təcrübi təyini digərlərini hesablamağa imkan verir.

Kinetik hadisələrin eyni mövqedən izahı molekulyar kinetik nəzəriyyənin mühüm naliyyəti sayılır. Müzakirə olunan hadisələrin təhlilindən bir sıra maraqlı elmi, texniki, praktiki nəticələr çıxır. Buna misal olaraq kinetik əmsalların təzyiqdən asılılığına nəzər yetirək. Şəkil 5.12-də molekulların orta sərbəst yolu $\bar{l}$-in təzyiqdən asılılığının təhlilindən vakuuma qədər $\bar{l} \sim \frac{1}{p}$, vakuumda isə l-in p-dən asılı olmaması qeyd olunmuşdu. $\bar{\upsilon}$- təzyiqdən asılı deyildir, yalnız temperaturla təyin olunur. (5.54) ifadəsinə görə diffuziya əmsalı $\bar{l}$-in təzyiqdən asılılığını təkrar edir. Yüksək təzyiqlərdə təzyiq azaldıqca diffuziya asanlaşır və diffuziya əmsalı artır, vakuuma yaxınlaşdıqda diffuziya əmsalının dəyişməsində doyma baş verir (Şəkil 5.17). Özlülük əmsalı η-nin təzyiqdən asılılığını araşdıraq. Təzyiq azaldıqca (5.17) ifadəsinə görə ρ azalır, $\bar{l}$ isə artır və nəticədə $\eta(P) = const$ olur. Təzyiq kiçik ($P \leq P_0$) olduqda isə $\bar{l}$-in təzyiqdən asılılığı aradan qalxır, lakin sıxlığın təzyindən asılılığı dəyişməz qalır. Bu səbəblərdən $\eta(P)$ asılılığı şəkil 5.17 – da göstərilən kimi - kiçik təzyiqlərdə P artdıqca η xətti qanunla artır və böyük təzyiqlərdə doyma alınır. *Beləliklə normal təzyiqlərdə özlülük əmsalı təzyiqdən asılı olmur*. Bu şübhəli nəticə təcrübədə öz təsdiqini tapır. Hətta təzyiqin 1000 dəfə dəyişməsi η-nin sabit qalmasına mane ola bilmir.



Şəkil 5.17

İstilikkeçirmə əmsalının təzyiqdən asılılığı η-nin asılılığını təkrar edir: adi təzyiqlərdə $\chi = const$, vakuum oblastında isə $\chi \sim P$ kimi ifadə olunur. Vakuum oblastında χ və η-nin təzyiqdən asılı olması xüsusi növ manometrlər hazırlayaraq ifrat kiçik təzyiqləri ölçmək imkanı yaradır. Pirani manometri adlanan bu cihaz vakuumda yerləşdirilən və elektrik cərəyanı ilə qızan metal teldən ibarətdir. Vakuum yüksək olduqca, telin soyuması ləngiyir, bu isə qazın təzyiqini təyin etməyə imkan verir.

19. Molekulların sərbəstlik dərəcələrinin sayı. Sistemin daxili enerjisi.

Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən bir nəticə olaraq çıxarmışdıq ki, qaz molekullarının irəliləmə istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi $\bar{E}_k = \frac{3}{2}kT$-yə bərabərdir. İdeal qazın molekullarının qarşılıqlı potensial enerjisi olmadığından, onun daxili enerjisi

$$E_д = \bar{E}_k = \sum_i \bar{E}_{k_i} = \frac{3N}{2}kT$$

yəni onun ayrı - ayrı molekullarının irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisinin cəminə bərabər olacaqdır. Burada, N - molekulların sayıdır.

Molekulların kinetik enerjisi təkcə onun irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisindən ibarət deyildir. Ona görə də molekulun kinetik enerjisində, onun fırlanma və rəqsi hərəkətdə olduqları vaxt malik olduqları enerjiləri də nəzərə alınmalıdır. Molekulun hər üç hərəkət növünə düşən enerjisini müəyyən etmək üçün **sərbəstlik dərəcəsinin sayı** *anlayışdan istifadə edilir.*

Cismin fəzada vəziyyətini tam tə'yin edən sərbəst, asılı olmayan koordinatların sayına sərbəstlik dərəcəsinin sayı deyildir. Məsələn, maddi nöqtənin fəzada vəziyyəti üç X, Y, Z koordinatları ilə tam təyin edilir. Ona görə də maddi nöqtənin sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçdür. Bir atomlu molekulun da fəzadakı vəziyyəti üç X, Y, Z koordinatları ilə təyin edilir. Deməli, ***biratomlu molekulun da sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçə bərabərdir. İkiatomlu molekulun (rabitə sərt olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı beşdir.*** Bunlardan üçü molekulun irəliləmə hərəkətini, ikisi isə Y və Z oxları ətrafında fırlanma hərəkətini xarakterizə edir***. İkiatomlu molekulda (rabitə elastiki olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı yeddidir.*** Əlavə koordinatın yaranması rəqsi hərəkətlə bağlıdır. Molekulun X - oxu ətrafında fırlanma hərəkətinin ətalət momenti və ona görə də kinetik enerjisi sıfıra bərabərdir. ***Üçatomlu molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıya bərabərdir*** (əgər bu molekullar bir düz xətt üzrə yerdəyişməyibsə). Bunların üçü irəliləmə, üçü koordinat oxları ətrafında fırlanma hərəkətini xarakterizə edir. Əgər molekulun atomları rəqsi hərəkətdə də iştirak etsələr, onda sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıdan artıq olar.

Hərəkət növünün heç biri digəri üzərində üstünlük təşkil etmir. Ona görə də **qaz molekulunun hər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji bərabər olar.** *Bu qayda,* **enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında bərabər paylanma qanunu** *adlanır. Buna Bolsman paylanması da deyirlər.*

Göstərdik ki, biratomlu molekulun irəliləmə hərəkətinin sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçdür. Onda bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji:

$$E_0 = \frac{1}{3}\bar{E}_k = \frac{1}{3}\cdot\frac{3}{2}kT = \frac{1}{2}kT$$

Qeyd etdik ki, Bolsman paylanmasına görə sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılı olmayaraq istənilən qazın hər sərbəstlik dərəcəsinin sayna düşən enerji $\frac{1}{2}kT$ - dir.

Sərbəstlik dərəcəsinin sayını i - ilə işarə etsək, molekulun kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{i}{2}kT \qquad (10.35)$$

olar. Əgər götürdüyümüz qaz N sayda molekuldan təşkil edilmiş olsa, bu qazın daxili enerjisi

$$E_d = NE_k = \frac{i}{2}NkT \qquad (10.36)$$

şəklində yazılar. Fərz edək ki, götürdüyümüz qaz 1 mol ideal qazdır. Bu halda $N=N_A$ (N_A - Avoqadro ədədidir) olduğundan, ideal qazın daxili enerjisi

$$E_d = \frac{i}{2}N_A kT \qquad (10.37)$$

və ya $N_A \cdot k = R$ (universal sabit) olduğundan

$$E_d = \frac{i}{2}RT \qquad (10.38)$$

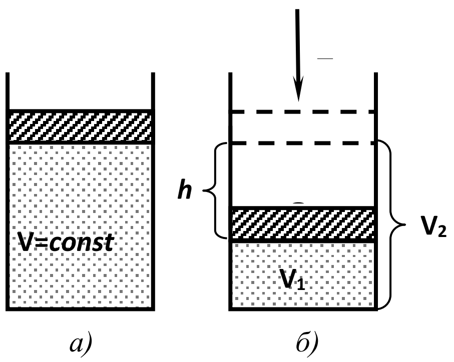
olar. Buradan aydın olur ki, ***ideal qazın daxili enerjisi qazın mütləq temperaturundan və molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır.***

20. İstilik miqdarı. Qaz genişlənərkən görülən iş. İstilik tutumları.

Cismin enerjisini iş görmədən, istilik vermək vasitəsilə də dəyişmək mümkündür. Buxar qazanlarında yanan qazlar öz enerjilərini qazanda olan suya verərək soyuyurlar, yəni istilik verirlər. Qazandan su istilik alaraq qızır, enerjisini artırır. Bu misalda qazlar və su iş görülmədən enerji mübadiləsi həyata keçirirlər. İş görmədən enerjinin ötürülməsinə ***istilikvermə,*** verilən enerjiyə isə ***istilik miqdarı*** deyilir və Q ilə işarə olunur. İş kimi istilik miqdarı da enerjinin xüsusi növü olmayıb yalnız molekulların xaotik hərəkət enerjisinin dəyişməsini xarakterizə edir, cisimlərdə heç bir «istilik ehtiyatı» mövcud olmur.

Fərz edək ki, porşenli silindrin içərisində 1mol ideal qaz vardır (şəkil 10.7 a).

Qaz genişlənərkən porşeni h hündürlüyə qaldırmaq üçün $A=F\cdot h$ işini görmüşdür. Buradan $F=ps$ porşenin qaza göstərdiyi təzyiq qüvvəsidir. Onda $A=psh$ yazmaq olar. Aydındır ki, $sh=\Delta V$ qazın həcminin artımıdır. Deməli, $A=p\Delta V$ olar. Klapeyron düsturuna görə qızdırılmamışdan əvvəl qazın həcmi $V_1 = \frac{RT}{p}$, qızdırıldıqdan sonra isə (1K qədər) $V_2 = \frac{R(T+2)}{p}$ olar. Buradan da



Şəkil 10.7

$$V_2 - V_1 = \Delta V = \frac{R}{p}(T+1) - \frac{R}{p}T = \frac{R}{p} \qquad (10.45)$$

alınır. (10.45) ifadəsini $A = p\Delta V$ – də nəzərə alsaq:

$$A = p \cdot \frac{R}{p} = R \qquad (10.46)$$

alarıq. Buradan görünür ki, ***universal qaz sabiti, 1mol qazı sabit təzyiqdə 1K qızdırdıqda genişlənən qazın xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə bərabərdir.***

Hər hansı maddənin temperaturunu 1K artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına bu maddənin istilik tutumu deyilir. 1kq maddənin temperaturunu 1K artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına xüsusi istilik tutumu deyilir. Məlumdur ki, kütləsi *m* olan cismin temperaturunu T_1K-dan T_2K- ya kimi artırmaq üçün ona $Q=Cm(T_2 - T_2)=Cm\Delta T$ qədər istilik vermək lazımdır. Buradan xüsusi istilik tutumu

$$C = \frac{Q}{m\Delta T} \qquad (10.39)$$

alınar. ***1 mol qazı 1 K qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına molyar istilik tutumu deyilir:*** $C' = \frac{\mu}{m}\frac{Q}{\Delta T}$

Molyar istilik tutumu ilə xüsusi istilik tutumu arasında

$$C' = \mu C$$

əlaqəsi vardır. Burada μ - qazın molekulyar çəkisidir.

Təcrübələr göstərir ki, qazın sabit həcmdə və sabit təzyiqdə 1*K* qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı müxtəlif olur. Ona görə də qazın ***sabit həcmdəki*** C_V və ***sabit təzyiqdəki*** C_P ***istilik tutumlarından*** ayrıca danışmaq lazımdır.

Fərz edək ki, porşenli silindrin içərisində 1mol ideal qaz vardır (şəkil 10.7 a). Bu qazı həcmi sabit qalmaqla 1*K* qızdıraq. Qızdırılmamışdan əvvəl qazın daxili enerjisi $E_1 = \frac{i}{2}RT$, qızdırıldıqdan sonra $E_2 = \frac{i}{2}R(T+1)$ olar. Qaz sabit həcmdə qızdırıldığı üçün verilən istiliyin hamısı qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olur. Bu artım

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{i}{2}R(T+1) - \frac{i}{2}RT = \frac{i}{2}R \qquad (10.40)$$

olar. Götürdüyümüz qaz 1 mol olduğundan və 1K qızdırıldığından $\Delta E = C_V'$ olar. Yəni

$$C_V' = \frac{i}{2} \cdot R \qquad (10.41)$$

olar. Bu sabit həcmdəki molyar istilik tutumunun ifadəsidir. Mə'umdur ki, 1 kal=4,18 C. Onda

$$R = 8{,}31 C/mol \cdot K^\circ \sim 2 kal/mol \cdot K^\circ$$

olar. Bunu nəzərə alsaq, (10.41) ifadəsi

$$C_V' = \frac{i}{2} \cdot 2 = i\left(\frac{kal}{mol \cdot K}\right) \qquad (10.42)$$

şəklini alar. Deməli, qazın sabit həcmdəki molyar istilik tutumu bu qazın molekulunun sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır. $C' = \mu C$ düsturuna əsasən xüsusi istilik tutumunu

$$C_V = \frac{C'}{\mu} = \frac{i}{2}\frac{R}{\mu} = \frac{i}{\mu}\left(\frac{\text{kal}}{\text{kq}\cdot\text{K}}\right) \qquad (10.43)$$

şəklində ifadə etmək olar.

İndi fərz edək ki, silindrin içəpisində 1 mol ideal qaz var və silindrin porşeni sürtünməsiz hərəkət edə bilir. (şəkil 10.7.b) Təzyiq sabit qalmaq şərtilə qazı 1K qızdırsaq, porşen *h* qədər qalxacaqdır. Deməli, qazı sabit təzyiqdə qızdırdıqda verilən istiliyin bir hissəsi daxili enerjinin artmasına, başqa hissəsi isə qaz genişlənərkən xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur. Buradan aydın olur ki, $C_P' > C_V'$.

Yəni

$$C_P' = C_V' + A \qquad (10.44)$$

Deməli, sabit təzyiqdəki istilik tutumu, sabit həcmdəki istilik tutumundan xarici qüvvələrə qarşı görülən iş qədər artıq olur.

Qaz genişlənərkən porşeni h hündürlüyə qaldırmaq üçün $A=F\cdot h$ işini görmüşdür. Buradan $F=ps$ porşenin qaza göstərdiyi təzyiq qüvvəsidir. Onda $A=psh$ yazmaq olar. Aydındır ki, $sh=\Delta V$ qazın həcminin artımıdır. Deməli, $A=p\Delta V$ olar. Klapeyron düsturuna görə qızdırılmamışdan əvvəl qazın həcmi $V_1 = \frac{RT}{p}$, qızdırıldıqdan sonra isə (1K qədər) $V_2 = \frac{R(T+2)}{p}$ olar. Buradan da

$$V_2 - V_1 = \Delta V = \frac{R}{p}(T+1) - \frac{R}{p}T = \frac{R}{p} \qquad (10.45)$$

alınır. (10.45) ifadəsini $A=p\Delta V$ – də nəzərə alsaq:

$$A = p\cdot\frac{R}{p} = R \qquad (10.46)$$

alarıq. Buradan görünür ki, ***universal qaz sabiti, 1mol qazı sabit təzyiqdə 1K qızdırdıqda genişlənən qazın xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə bərabərdir.*** (10.46) - nı (10.44) - də nəzərə alsaq:

$$C_p' = C_V' + R \qquad (10.47)$$

alarıq. (10.41) - i (10.47) - də nəzərə alsaq,

$$C_p' = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \qquad (10.48)$$

və ya

$$C_p' = (i+2)\frac{kal}{mol\ K} \quad (R \approx 2 \text{ olduqda}) \qquad (10.49)$$

olar. Aydındır ki, sabit təzyiqdə xüsusi istilik tutumu

$$C_p = \frac{C_p'}{\mu} = \frac{i+2}{2}\cdot\frac{R}{\mu} \qquad (10.50)$$

və ya

$$C_p = \frac{i+2}{\mu}\cdot\left(\frac{kal}{kq\cdot K}\right) \quad (R \approx 2 \text{ olduqda}) \qquad (10.51)$$

şəklində yazılar.

Çox vaxt təcrübədə xüsusi istilik tutumlarının nisbətindən istifadə edirlər.

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{C_P'}{C_V'} = \frac{i+2}{i} \qquad (10.52)$$

Biratomlu molekul üçün $i=3$ olduğundan

$$i = 3\begin{cases} C_V' = i = 3\dfrac{kal}{mol\cdot K} \\ C_P' = i + 2 = 5\dfrac{kal}{mol\cdot K} \\ \gamma = \dfrac{C_P}{C_V} = \dfrac{i+2}{i} = \dfrac{5}{3} = 1{,}67 \end{cases} \qquad (10.53)$$

21. Termodinamikanın birinci qanunu.

Termodinamik sistem elə makroskopik cismə (və ya cisimlər qrupuna) deyilir ki, onda istiliyin başqa enerji növlərinə çevrilməsi və ya əks proseslər baş verə bilsin. Sistemə daxil olmayan, ancaq ona təsir göstərə bilən bütün cisimlər ***mühit*** adlanır. Sistemin halını xarakterizə edən kəmiyyətlər ***hal parametrləri*** adlanırlar.

Sistemdə baş verən fiziki hadisələri, o sistemi təşkil edən zərrəciklərin quruluşunu və hərəkətlərini tədqiq etmədən də öyrənmək olar. Bunu sistemin enerjisi, enerjinin bir cisimdən başqasına ötürülməsi və enerjinin çevrilməsi qanunlarını bilməklə həyata keçirmək olar. ***Fiziki hadisələri enerji nöqteyi nəzərindən öyrənən bəhs termodinamika adlanır.***

Termodinamika, yunan sözündən əmələ gəlmişdir və mənası "istiliklə əlaqədar olan qüvvə haqqında elm"-deməkdir.

Termodinamikada istilik və iş anlayışları əsas yer tutur. Həm istilik, həm də iş enerjinin bir cisimdən digərinə verilmə formasıdır. Hər ikisi eyni vahidlərlə ölçülür. Bu oxşarlığa baxmayaraq bunlar arasında ciddi fərq vardır. ***İş enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin makroskopik formasıdır. İstilik isə enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin mikroskopik formasıdır.*** Termodinamikanın əsasını onun iki qanunu təşkil edir. Bu qanunlara termodinamikanın prinsipləri də deyilir.

Tutaq ki, baxdığımız sistem, silindr daxilində hərəkət edən porşen altında yerləşmiş, bir mol ideal qazdan ibarətdir. Bu qazın daxili enerjisi U_1–dir.

Daxili enerji sistemi təşkil edən zərrəciklərin bütün hərəkət və qarşılıqlı tə'sir enerjilərinin cəminə bərabərdir.

İndi deyək ki, daxili enerjisi U_1 olan baxdığımız sistem (qaz) xaricdən Q qədər istilik alıb yeni hala keçərək, xarici qüvvələrə qarşı A işini görür. Bu sistemin daxili enerjisi dəyişib U_2 –olacaqdır. Həmişə ***sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü iş müsbət*** $(A > 0)$, ***sistem üzərində xarici qüvvələrin gördükləri iş mənfi*** $(A < 0)$ ***qəbul olunur.*** Buna uyğun olaraq ***sistemin xaricdən aldığı istilik miqdarı müsbət*** $(Q_1 > 0)$, ***onun ətraf mühitə verdiyi istilik miqdarı isə mənfi*** $(Q_2 < 0)$ ***qəbul olunur.*** Təcrübi yolla müəyyən edilmişdir ki, sistem birinci haldan ikinci hala istənilən yolla keçdikdə, bütün hallarda onun daxili enerjisinin dəyişməsi eyni olub, özü də sistemin aldığı Q istilik miqdarı ilə, xarici qüvvələrə qarşı gördüyü A işinin fərqinə bərabər olur:

$$U_2 - U_1 = Q - A \qquad (12.1)$$

Bu ***termodinamikanın birinci qanununun riyazi ifadəsidir.*** Sözlə bu qanunu aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

Sistemə (qaza) verilən istilik miqdarının hamısı onun daxili enerjisinin artmasına və sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur.

Əgər sistemə Q qədər istilik miqdarı verilərsə və xarici qüvvələr onun üzərində A işini görsələr (sistem özü iş görmürsə) onda birinci qanun

$$U_2 - U_1 = Q + A \qquad (12.2)$$

şəklində ifadə olunar.

(12.2)-düsturuna görə birinci qanuna belə tərif vermək olar:

Sistemin daxili enerjisinin artımı onun aldığı istilik miqdarı ilə xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işin cəminə bərabərdir.

Ancaq biz bundan sonra həmişə Q, A və U kəmiyyətlərinin eyni vahidlərlə ifadə olduqlarını fərz edərək, termodinamikanın birinci qanununu (12.2) şəklində yazacağıq. Elementar proseslər üçün (12.2)-i aşağıdakı kimi yazılır:

$$\Delta' Q = \Delta U + \Delta' A \qquad (12.4)$$

Burada, $\Delta' Q$ - elementar istilik miqdarı, $\Delta' A$ -elementar iş, ΔU isə bu elementar proses zamanı sistemin daxili enerjisinin artımıdır. Xüsusi olaraq yadda saxlamaq lazımdır ki, $\Delta' Q$ və $\Delta' A$ kəmiyyətlərinə Q və A-nın artımları kimi baxmaq olmaz. Çünki sistemə verilən istilik miqdarı və sistemin gördüyü iş sistemin bir haldan başqa hala hansı yolla getməsindən asılıdır. Ona görə də nə Q ilə, nə də A ilə sistemin halını xarakterizə etmək olmaz. Bu səbəbdən də bu kəmiyyətlər tam diferensial deyildir. Daxili enerji isə sistemin bir haldan başqa hala hansı yolla keçməsindən asılı deyildir. Ona görə də ***daxili enerji sistemin hal funksiyası adlanır*** və tam diferensialdır.

Əgər sistem, sonsuz kiçik istilik miqdarı alıb, daxili enerjisini sonsuz kiçik dU qədər dəyişdirərsə, onda onun gördüyü iş də sonsuz kiçik dA qədər olar. Bu halda ***termodinamikanın birinci qanunu***

$$d'Q = dU + d'A \qquad (12.5)$$

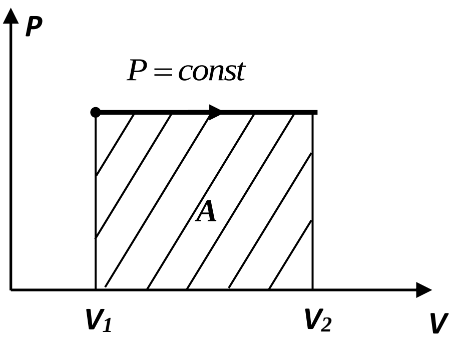
şəklində yazılar. Əgər söhbət sistemin halının sonlu dəyişməsindən gedirsə, yəni sistem 1 halından 2 halına keçirsə, (12.5) ifadəsini bütün 1-2 prosesi üçün inteqrallamaq lazımdır:

$$\int_1^2 d'Q = \int_1^2 dU + \int_1^2 d'A \qquad (12.6)$$

Daxili enerjinin dəyişməsi prosesin keçdiyi yolun formasından yox, yalnız sistemin başlanğıc və son hallarından asılıdır. Ona görə də yazmaq olar:

$$\int_1^2 d'Q = U_1 - U_2 + \int_1^2 d'A \qquad (12.7)$$

22. Termodinamikanın birinci qanununun izoproseslərə tətbiqi.



Şəkil 12.2

<u>1. İzobarik proses</u>. ***Sabit təzyiqdə*** $(p = const)$***gedən proseslərə izobarik proses deyilir.***
Fərz edək ki, götürdüyümüz sistem 1 mol ideal qazdır. Təzyiq sabit qaldıqda genişlənən qazın həcm artımı dV , görülən iş isə

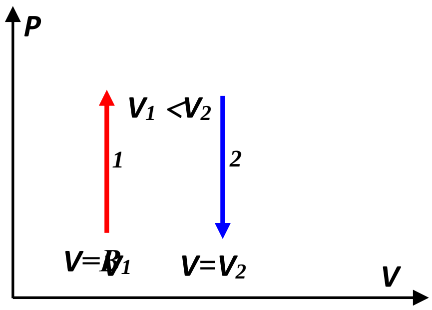
$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p(V_2 - V_1) \qquad (12.29)$$

olar.

İzobarik proses üçün termodinamikanın I qanunu

$$Q = \Delta U + P\Delta V \qquad (12.30)$$

kimi yazılır. Belə proses zamanı ***qaza verilən istilik qismən daxili enerjinin dəyişməsinə (qızmaya və ya soyumaya), digər hissəsi isə iş görülməsinə sərf olunur.***



Şəkil 12.3

İzobar genişlənmə zamanı görülən iş «müsbət» işarəyə malik olur (şəkil 12.2). Bu zaman qaz xarici qüvvələrin üzərində iş görür. Qaz xarici qüv-vələr üzərində iş gördükdə onun daxili ener-jisi azalır və qaz soyuyur. İzobar genişlənmə zamanı isə görülən iş «müsbət» işarəyə malik olur. Bu zaman xarici qüvvələr qazın üzərində iş görür. Əgər xarici qüvvələrin işi A' ilə işarə olunarsa, $A' = -A$, yəni xarici qüvvələrin işi əks işarə ilə qazın gördüyü işə bərabərdir. Qaz üzərin-də iş görüldükdə onun daxili enerjisi artır və qaz qızır.

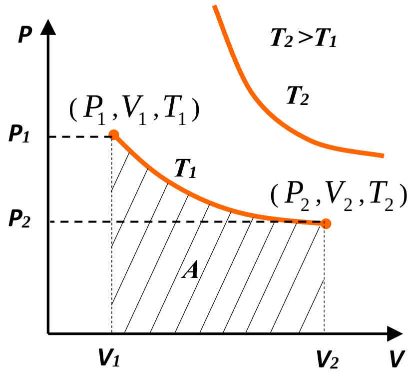
2. İzoxorik proses. ***Sabit həcmdə*** $(V = const)$ ***gedən proseslərə izoxorik proses deyilir.*** Proses sabit həcmdə getdiyindən $\Delta V = 0$ və ya $V_2 - V_1 = 0$ olur. Ona görə də görülən iş $A = 0$ olur.

Belə proses $P(V)$ diaqramında həcmin müxtəlif qiymətləri üçün təzyiq oxuna paralel xətlər kimi göstərilir (şəkil 12.3). 1-izoxor qızmaya, 2-izoxor soyumaya uyğundur. Hər iki halda A=0 olur və termodinamikanın I qanunu izoxor proses üçün

$$\Delta U = Q \qquad (12.31)$$

şəklini alır. ***İzoxor prosesdə verilən istilik tamamilə qazın daxili enerjisinin dəyişməsinə gedir.*** Belə proseslər texniki cəhətdən əlverişlidir və cisimlərin itkisiz qızdırılmasında istifadə olunur

3. İzotermik proses. ***Sabit temperaturda gedən*** $(T = const)$ ***proseslərə izotermik proses deyilir.*** Fərz edək ki, izotermik genişlənən qazın həcmi V_1–dən V_2–yə qədər dəyişir. Belə proses zamanı qazın daxili ener-jisi dəyişməz qalır ($\Delta U = 0 \Rightarrow U = const$). İzotermik proses üçün qazın hal tənliyindən təzyiq ilə həcmin tərs mütənasib olması səbəbindən, belə prosesin $P(V)$ di-aqramında qrafiki hiperbolaya uyğun gəlir (şəkil 12.4).



Şəkil 12.4

İzotermik proses üçün termodinamikanın I qanunu

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p\,dV \qquad (12.32)$$

şəklində ifadə olunar. Kalpeyron tənliyinə görə $p = \frac{RT}{V}$ olduğundan

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RTdV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \qquad (12.33)$$

olar. İstənilən miqdarda qaz üçün

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \qquad (12.34)$$

İzotermik proseslər istiliyin itkisiz işə çevrilməsi məsələləri üçün olduqca aktualdır. ***İzotermik prosesdə qaza verilən istilik bütövlükdə iş görülməsinə sərf olunur.***

Müəyyən T temperaturunda izotermik prosesin baş verməsi qaza nisbətən böyük daxili enerjiyə malik eyni temperaturlu xarici mühitin olmasını tələb edir. Xarici mühit tərəfindən kiçik enerji itkisi və ya qazancı onun temperaturunu dəyişə bilmir. Lakin bu proseslər çox kiçik sürətlə (ləng) getməlidir ki, zamanın hər bir anında xarici mühitlə işçi qaz tarazlığa gəlsin.

4. Adiabatik proses. ***Ətraf mühitlə istilik mübadiləsi olmadan (*** $Q = const$ ***) gedən proseslərə adiabatik proses deyilir.***

Yenədə fərz edək ki, adibatik genişlənən qaz 1mol qazdır. Bu qazın həcmi V_1 –dən V_2–yə dəyişdikdə, onun temperaturu T_1–dən T_2–yə dəyişir. Bu müddətdə görülən iş, $dQ = 0$ olduğu üçün $dA = -c_V \cdot dT$ və ya

$$A = -\int_{T_1}^{T_2} C_V dT = C_V \cdot (T_1 - T_2) \qquad (12.35)$$

olar. Bu ifadənin şəklini dəyişək. Onda

$$A = C_V T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \qquad (12.36)$$

alarıq. Burada, $C_V = R \cdot \frac{C_V}{R} = R \cdot \frac{C_V}{C_p - C_V} = \frac{R}{\gamma - 1}$ yazmaq olar. Onda,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \qquad (12.37)$$

olar. Bu ifadəni $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma - 1}$ düsturunda nəzərə alsaq,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma - 1}\right] \qquad (12.38)$$

alınar. Bu - ***adiabatik genişlənən qazın gördüyü işin ifadəsidir.*** Burada, $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ adiabatik prsesin göstəricisi adlanır.

23.Adiabatik proses. Puasson tənliyi

Xarici mühitlə heç bir istilik mübadiləsi baş verməyən qazda gedən prosesə adiabatik proses deyilir. Bu halda $dQ = 0$ olur və temodinamikanın I qanunu

$$dU + dA = 0 \qquad (12\ .13)$$

şəklində yazılır. Buradan dA= -dU olur.

Sistem adiabatik genişləndikdə soyuyur, adiabatik sıxıldıqda isə qızır.

İndi adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə təzyiqi arasında əlaqə yaradaq. Bu məqsədlə termodinamikanın I qanununun

$$C_V dT + pdV = 0 \qquad (12.14)$$

ifadəsindən istifadə edək. 1 mol ideal qaz üçün yazılmış Klapeyron-Mendeleyev tənliyini diferensiallayaq

$$pdV + Vdp = RdT \qquad (12.15)$$

Buradan

$$dT = \frac{pdV + Vdp}{R} \qquad (12.16)$$

alınır. (12.16) ifadəsini (12.14)-də nəzərə alıb, bəzi əməliyyatlar aparsaq

$$\frac{dp}{p} + \frac{C_p}{C_V} \frac{dV}{V} = 0 \qquad (12.17)$$

alarıq. $\frac{C_p}{C_V} = \gamma$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dV}{V} = 0 \qquad (12.18)$$

olar. Bu tənliyi inteqrallasaq

$$\ln p + \gamma \ln V = \ln c \ , \quad pV^{\gamma} = c \qquad (12.19)$$

alınar. Bu ifadə ***Puasson tənliyi*** adlanır.

İndi də adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə temperaturu arasında əlaqə yaradaq.

$$p = \frac{RT}{V} \qquad (12.20)$$

tənliyini $C_V dT + pdV = 0$ ifadəsində nəzərə alab, bəzi riyazi əməliyyatlardan sonra,

$$\frac{R\cdot dV}{C_V\cdot V}=-\frac{dT}{T} \qquad (12.21)$$

alarıq. Buradan

$$\frac{R}{C_V}=\frac{C_p-C_V}{C_V}=\frac{C_p}{C_V}-1=\gamma-1 \qquad (12.22)$$

olduğundan

$$(\gamma-1)\frac{dV}{V}=-\frac{dT}{T} \qquad (12.23)$$

yazmaq olar. Əgər qazın həcmi V_1 –dən V_2-yə qədər dəyişirsə, onda temperatur T_1–dən T_2–yə qədər dəyişər. Bu şərt daxilində (12.23)-ü inteqrallayaq.

$$\int_{V_1}^{V_2}(\gamma-1)\frac{dV}{V}=-\int_{T_1}^{T_2}\frac{dT}{T} \qquad (12.24)$$

Buradan da

$$(\gamma-1)\ln\frac{V_2}{V_1}=\ln\frac{T_1}{T_2} \qquad (12.25)$$

və ya

$$T_1V_1^{\gamma-1}=T_2V_2^{\gamma-1} \qquad (12.26)$$

Bunu

$$TV^{\gamma-1}=const \qquad (12.27)$$

kimi yazmaq olar. Bu tənlik ideal qazda gedən adiabatik proses üçün Puasson tənliyidir. Deməli, ***Puasson tənliyinə görə, qazın temperaturu adiabatik genişləmə prsesində azalır, sıxılma prosesində isə yüksəlir.***

(12.26)-nı aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\frac{T_2}{T_1}=\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}$$

Politrop proses elə proseslərə deyilir ki, bu zaman jismin istilik tutumu sabit qalır. Beləliklə, politrop prosesdə

$$C=const. \qquad (2.1)$$

İdeal qaz üçün politrop prosesin hal tənliyini tapaq. Bunun üçün bir mol ideal qaz üçün termodinamikanın birinji qanununu aşağıdakı kimi yazaq.

$$dQ=dU+pdV$$
$$CdT=C_VdT+pdV \qquad (2.2)$$

$pV=RT$ ifadəsini differensiallasaq,

$$pdV+Vdp=RdT \qquad (2.3)$$

$$(C-C_V-R)pdV+(C-C_V)Vdp=0 \qquad (2.4)$$

Mayer tənliyindən $(R=C_p-C_V)$ istifadə edərək, (2.4)-ü pV-yə bölsək alarıq ki,

$$(C-C_p)\frac{dV}{V}+(C-C_V)\frac{dp}{p}=0 \qquad (2.5)$$

(5) ifadəsini inteqrallasaq,

$$(C-C_p)\ell nV+(C-C_V)\ell np=const \qquad (2.6)$$

Bu ifadəni J-J_V-yə bölsək və potensillasaq

$$pV^n=const, \qquad (2.7)$$

alarıq, burada $n = \dfrac{C - C_p}{C - C_V}$ (2.8) politrop əmsalı adlanır.

(2.7) ifadəsi $C \neq C_V$ halı üçün ideal qazın politrop ifadəsinin yazılışıdır.
$C = C_V$ olduqda, bu tənlik $(C - C_p)\ell nV = const$ şəklində olur ki, buradan da alınır ki, $V = const$ Deməli, $C = C_V$ olduqda politrop proses elə izoxorik prosesdir. Bunu əvvəljədən də demək olar, çünki $C_V = const$ olur, bu isə sabit həjmdə, yəni izoxorik prosesdə istilik tutumudur. Bu prosesdə $n = \infty$.

Digər proseslər də politrop proseslərə aiddir. İzobarik prosesdə $C = C_p$, $n = 0$, izotermik prosesdə $n = 1$, adiabatik prosesdə isə $n = \gamma$ olur.

(2.8) ifadəsini J-yə nəzərən həll etsək, politrop prosesdə ideal qazın istilik tutumu üçün düstur alarıq

$$C = \frac{nC_V - C_p}{n - 1}. \qquad (2.9)$$

24.Termodinamikanın ikinci qanunu. Dairəvi proses. Dönən və dönməyən proseslər

Termodinamikanın I qanunu təbiətin ən mühüm qanunlarından biri olan enerjinin saxlanması qanununun xüsusi halı olub, özü də istilik enerjisi ilə mexaniki iş arasındakı ekvivalentliyi müəyyən edir.

Ancaq termodinamikanın I qanunu nə prosesin getdiyi istiqaməti, nə də başlanğıc şərtlərini müəyyən edə bilmədiyindən məhduddur. Bu çətinlikləri termodinmikanın II qanunu həll edir.

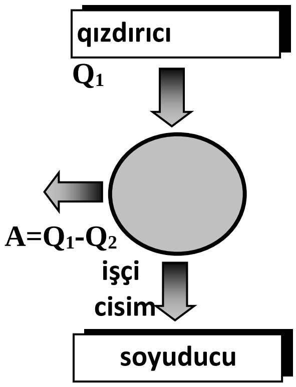
Termodinmaikanın II qanununa müxtəlif təriflər verilmişdir:

İstilik öz-özünə həmişə temperaturu yüksək olan cisimdən temperaturu aşağı olan cismə axar (Klauzius).

İstilik yüksək temperaturlu cisimdən aşağı temperaturlu cismə keçdikdə iş görə bilər (Karno).

Yeganə nəticəsi istiliyin işə çevrilməsindən ibarət olan proses mümkün deyildir (Plank).

Sistemə daxil olan cisimlərdən ən soyuğunun istiliyini işə çevirə bilən maşın qurmaq mümkün deyildir (Kelvin).



Şəkil 12.5

Bunu izah edək. Fərz edək ki, qızdırıcıdan və işçi cisimdən ibarət olan istilik maşını var. Qızdırıcı Q_1 istiliyi verir və bu istilik tamamilə A işinə çevrilir. 2-ci qanuna görə belə istilik maşını mümkün deyildir. Real istilik maşınlarında qızdırıcıdan başqa mütləq soyuducu da olmalıdır. (şəkil 12.5). Belə istilik maşınlarında qızdırıcıdan alınan Q_1 istiliyinin müəyyən Q_2 qədəri səmərəsiz olaraq soyuducuya verilir. İşə çevrilən istilik $A = Q_1 - Q_2$ olur. Ona görə də istilik maşınlarının faydalı iş əmsalı

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \qquad (12.39)$$

olur.

Əgər okean sularından istilik alıb işə çevirməklə bu suyun temperaturunun 0,1 dərəcədə azaltmaq mümkün olsaydı, onda yer üzündə olan bütün maşın və mexanizmlərin 1500 il müddətində enerji ilə təmin edib işlətmək olardı. Belə maşın daimi mühərrik olardı .

Soyuducuya ehtiyacı olmadan qızdırıcıdan aldığı istiliyin hamısını tamamilə işə çevirən bilən maşınlara ikinci növ daimi mühərriklər deyilir. Bundan istifadə edərək termodinamikanın II qanununa belə də tərif verirlər:

İkinci növ daimi mühərrik qurmaq mümkün deyildir (Osvald).

Termodinamikanın I qanunu həm makroskopik cisimlər üçün, həm də atom və molekullar üçün ödənilir. Termodinamikanın II qanunu isə yalnız makroskopik cisimlər üçün tətbiq oluna bilər. II qanuna görə ***təbiətdə bütün prseslər dönməyəndirlər.*** Bu II qanunun fiziki mənasını ifadə edir. İkinci qanuna verilən təriflərin ümumi cəhəti ondan ibarətdir ki, ***istilik öz-özünə istənilən istiqamətdə deyil, yalnız yüksək temperaturlu cisimdən alçaq temperaturlu cismə doğru axar.*** İstiliyin işə çevrilməsi ancaq bu cür prosesdə əmələ gələr.

Termodinamik proseslər ***dönən*** və ***dönməyən*** olmaqla iki yerə ayrılır. ***Sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki vəziyyətinə qayıdarsa və bu zaman nə sistemdə və nə də ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik baş vermirsə, belə proses dönən adlanır.*** Buna misal sürtünməsiz hərəkət edən rəqqasın hərəkətini göstərmək olar.

Əgər sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki halına qayıdırsa və bu zaman ya sistemdə və ya d ətraf mühitdə hər hansı dəyişiklik baş verirsə belə proses dönməyən proses adlanır.

Təbiətdə baş verən bütün real proseslər döyənməyəndirlər. Termodinmaik sistemin dönən olması üçün əsas şərt prosesin tarazlıqda olmasıdır; yəni zaman keçdicə halını xarakterizə edən paramerlər (P,V,T) dəyişmirsə sistem tarazlıqda olur.

Termodinamik proseslər ***dönən*** və ***dönməyən*** olmaqla iki yerə ayrılır. ***Sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki vəziyyətinə qayıdarsa və bu zaman nə sistemdə və nə də ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik baş vermirsə, belə proses dönən adlanır.*** Buna misal sürtünməsiz hərəkət edən rəqqasın hərəkətini göstərmək olar.

Əgər sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki halına qayıdırsa və bu zaman ya sistemdə və ya d ətraf mühitdə hər hansı dəyişiklik baş verirsə belə proses dönməyən proses adlanır.

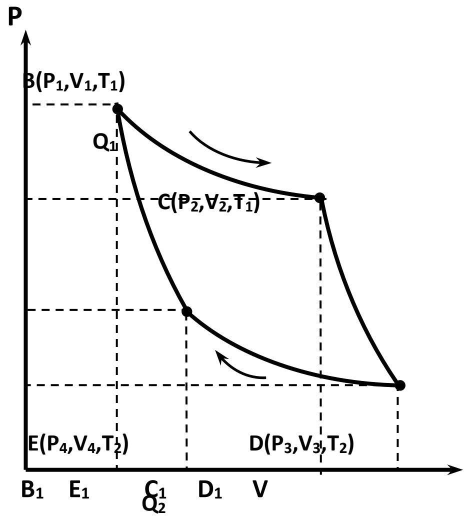
Təbiətdə baş verən bütün real proseslər döyənməyəndirlər. Termodinmaik sistemin dönən olması üçün əsas şərt prosesin tarazlıqda olmasıdır; yəni zaman keçdicə halını xarakterizə edən paramerlər (P,V,T) dəyişmirsə sistem tarazlıqda olur.

Karno dövrü

İstilik maşınının iş prinsipini ilk dəfə Fransız mühəndisi Sadi Karno öyrənmişdir. O, 1824-cü ildə çap etdiyi "Atəşin mexaniki qüvvəsi haqqında düşüncələr" adlı əsərində göstərirdi ki, qaz adiabatik və izotermik genişlənib-sıxılaraq qapalı proses yaradarsa, istiliyin isti cisimdən soyuq cismə axmasının qarşısını almaq qeyri-mümkündür.

Dönən dairəvi proseslər içərsində mühüm nəzəri əhəmiyyətə malik olan Karno dövrünü öyrənək.

Karno dövrü bir-birinin ardınca gələn iki izotermik və iki adiabatik prosesdən ibarətdir. Karno dövrü ideal istilik maşınında baş verir. Fərz edək ki, belə maşın silindir içərsində olan 1mol ideal qazdır. Maşının qızdırıcısı və soyuducusu böyük istilik tutumuna malik olmalıdır. Bu ona görə lazımdır ki, qızdırıcı və soyuducu bir qədər istilik aldıqda və ya verdikdə onların temperaturu dəyişməsin.



Şəkil 12.6

Tutaq ki, qaz ilk halda parametrləri P_1,V_1,T_1 olan B halındadır. (şəkil 12.6). Bu qazı izotermik olaraq genişləndir-məklə $C(P_2,V_2,T_1)$ halına gətirək. Bu halda qaz soyumasın deyə xaricdən ona Q_1 istiliyi verilir və bu zaman qaz üzərində A_1 işi görülür.

İndi bu qazı adiabatik genişləndirək və $D(P_3,V_3,T_2)$ halına gətirək. Yenidən qazı izotermik sıxaraq $E(P_4,V_4,T_2)$ halına gətirək. Bu halda qaz qızmasın deyə xaricə Q_2 istiliyi verilir və A_2 işi görülür. İndi qazı adiabatik olaraq elə sıxaq ki, qaz əvvəlki $B(P_1,V_1,T_1)$ halına gəlsin. Əvvəlki halına qaytarılmış qaz bütün dövr ərzində qızdırıcıdan Q_1 istiliyini alır və soyuducuya Q_2 istiliyini verir.

Bu zaman ədədi qiymətcə $BCDEB$ fiqurunun sahəsinə bərabər olan iş görülür.

Aydındır ki, izotermik genişlənmə və sıxılma zamanı görülən işlər aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$Q_1 = A_1 = RT_1 \cdot \ln\frac{V_2}{V_1} \qquad (12.40)$$

və

$$Q_2 = A_2 = RT_2 \ln\cdot\frac{V_3}{V_4} \qquad (12.41)$$

Dövrün faydalı iş əmsalı, məlumdur ki,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \qquad (12.42)$$

şəklində ifadə olunur. Bu düsturda (12.40) və (12.41)-i nəzərə alsaq, onda:

$$\eta = \frac{T_1 \ln\frac{V_2}{V_1} - T_2 \ln\frac{V_3}{V_4}}{T_1 \ln\frac{V_2}{V_1}} \qquad (12.43)$$

olar. Bilirik ki, adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə temperaturu arasında $T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_2^{\gamma-1}$ əlaqəsi vardır. Bunu Karno dövrü üçün tətbiq etsək,

$$T_1 \cdot V_2^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_3^{\gamma-1} \quad \text{və} \quad T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_4^{\gamma-1} \qquad (12.44)$$

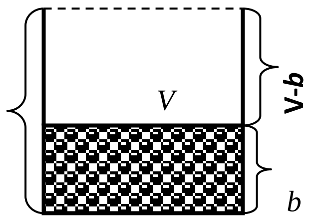
olduğunu yaza bilərik. Buradan da

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \qquad (12.45)$$

alınar. Bunu (12.43)-də nəzərə alsaq,

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (12.46)$$

olar. Burada, $T_1 -$qızdırıcının, $T_2 -$ soyuducunun temperaturudur. Bu ifadədən görünür ki, Karno dövrü ilə işləyən maşının F.İ.Ə. işçi cismin cinsindən asılı olmayıb, yalnız maşının qızdırıcı və soyuducusunun mütləq temperaturundan asılıdır.



şəkil 13.1

25. Real qazlar. Van-der-Vaals tənliyi. Van-der-Vaals əyriləri.

Real qazlar ideal qaz qanunlarına təqribi tabe olurlar. Ona görə də ideal qazın hal tənliyi olan Mendeleyev-Klapeyron tənliyi real qazlara eyni ilə tətbiq edilə bilməz.Buna səbəb: a) real qaz molekullarının arasında ilişmə qüvvəsinin olmasıdır; b) real qaz molekullarının özlərinin müəyyən həcmlərə, ölçülərə malik olmasıdır.

Real qazın hal tənliyini yazmaq üçün bu səbəbləri nəzərə almaq şərti ilə Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə müəyyən əlavələr (düzəliş-lər) etmək lazımdır. Klapeyron tənliyinə bu cür əlavələr edən alimlər çox olmuşdur. Bunların içərisində Van-der-Vaals xüsusi yer tutur. Van-der-Vaals Klapeyron tənliyinə iki kəmiyyət əlavə etmişdir. O kəmiy-yətlərdən biri həcmə, digəri isə təzyiqə aiddir.

İdeal qaz molekullarının həcmi nəzərə alınmadığından Klapeyron tənliyinə daxil olan $V -$həcmi elə qazın yerləşdiyi qabın həcmidir. Real qazlarda isə molekullar müəyyən həcmə malikdirlər və ona görə də yerləşdiyi qabın həcminin müəyyən hissəsini bu molekullar tutur (şəkil 13.1). Bu hissənin həcmini b ilə işarə etsək, onda b molekulların özlərinin tutduqları həcmdir. Buna ***məxsusi həcm*** deyilir. $(V-b)$-isə ***sərbəst həcm*** adlanır. Bu həcmi nəzərə alsaq, 1 mol qaz üçün Klapeyron tənliyi

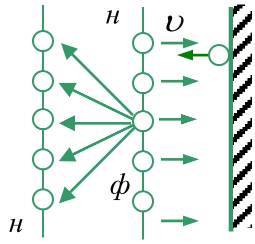
$$P(V-b)=RT \qquad (13.1)$$

şəklində ifadə olunur.

Real qaz molekulları arasında ilişmə qüvvələri olduğundan, onlar arasında əlavə təzyiqin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Bu təzyiq ***daxili və ya molekulyar təzyiq*** adlanır. Bu təzyiq real qazın sıxılmasını asanlaşdırır. Onda real qaz üçün, Klapeyron tənliyinə daxil olan $P-$xarici təzyiqin üzərinə P_l-molekulyar təzyiqi əlavuə olunmalıdır. Bunu nəzərə alsaq (13.1) tənliyi

$$(P+P_1)\,(V\text{-}b)=RT \qquad (13.2)$$

şəklində yazılar.



Şəkil 13.2

Qaz daxilində iki təbəqədə olan molekullar arasında ilişmə qüvvəsinin olması (şəkil 13.2) nəticəsində yaranan daxili molekulyar təzyiqi bu təbəqələrdən olan molekulların n_1, n_2 sayları ilə düz mütənasib olur - $P_l=\alpha\, n_1 n_2$. Əgər $n_1=n_2$ olarsa, $P_l=\alpha\, n^2$ olar. Burada, $\alpha-$ mütənasiblik əmsalıdır.

Məlumdur ki, molekulların sayı qazın sıxlığı ilə düz, həcmi ilə tərs mütənasibdir. Yəni $n\sim\frac{\rho}{V}$. Bunu nəzərə alsaq,

$$P_l=\alpha n^2=\beta\rho^2=\frac{a}{V^2} \text{ və ya } P_1=\frac{a}{V^2} \qquad (13.3)$$

Bunu (13.2)-də nəzərə alsaq,

$$(P+P_l)\,(V\text{-}b)=RT=\left(P+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=RT$$

və ya

$$\left(P+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=RT \qquad (13.4)$$

olar. ***Bu tənlik 1mol real qazın hal tənliyidir və Van-der Vaals tənliyi adlanır.***

İstənilən miqdar qaz üçün real qazın hal tənliyi

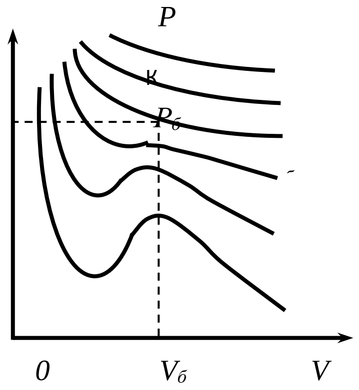
$$\left(P+\frac{m^2}{\mu^2}\,\frac{a}{V^2}\right)\left(V-\frac{m}{\mu}b\right)=\frac{m}{\mu}RT \qquad (13.5)$$

şəklində yazılır. Burada, a və b kəmiyyətləri Van-der-Vaals sabitləri adlanır. $a=1\frac{\text{нм}^4}{\text{мол}^2}$; $b=1\frac{\text{м}^3}{\text{мол}}$ ilə ölçülür.

Əgər molekulların tutmuş olduqları həcm nəzərə alınmazsa, ideal qaz üçün $\frac{a}{V^2}$ və b sıfır olar və tənlik ideal qaz üçün Klapeyron tənliyinə ($PV=RT$) çevrilir. Deməli, xüsusi bir halda real qaz halının tənliyi ideal qaz halının tənliyinə çevrilir.

Van-der-Vaals izotermləri.Maddənin böhran halı

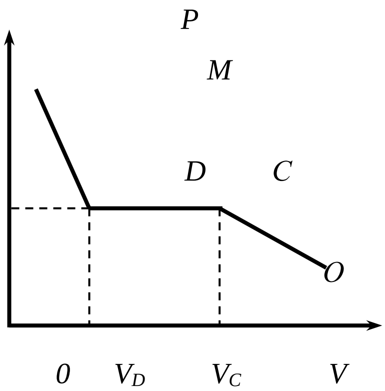
Van-der-Vaals tənliyi həcmə görə üç dərəcəli tənlikdir. Burada təzyiqin hər bir qiymətinə həcmin üç qiyməti uyğun gəlir. Əgər (13.4)-ə əsasən p–nin V–dən asılılıq qrafikini müxtəlif temperaturlar üçün qursaq, şəkil 12.2.-dəki əyriləri alarıq. ***Bu əyrilərə Van-der Vaals izotermləri deyilir. Hər bir əyri müəyyən temperatura uyğun gəlir.*** Yüksək temperaturlarda Van-der-Vaals izotermləri Boyl-Moriott izotermlərinə çevrilir. Şəkildə göründüyü kimi $T_б$ böhran temperaturuna uyğun gələn əyri çökük və qabarığı olan əyriləri, qabarıq və çöküklüyü olmayan əyridən ayırır. Bu izotermə uyğun gələn həcm böhran həcmi - $V_б$, təzyiq böhran təzyiqi - $P_б$ və temperatur böhran temperaturu - $T_б$ adlanır. Bu kəmiyyətlərə ***böhran kəmiyyətləri*** deyilir.



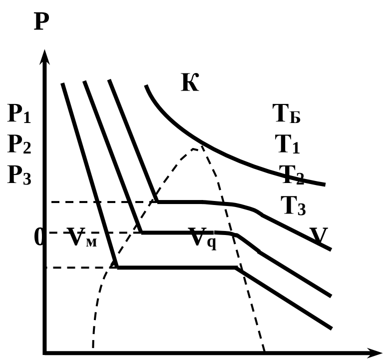
Şəkil 13.2

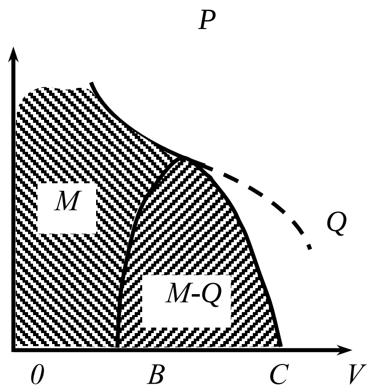
Böhran izotermi üzərindəki K-nöqtəsi dönüş nöqtəsidir və ***böhran nöqtəsi*** adlanır.

Van-der-Vaals izotermlərini təcrübə ilə almaq üçün porşeni olan silindr daxilində 1 mol qaz götürək. Bu qazı $T = const$ olmaq şərtilə sıxsaq, onun təzyiqi artdıqca həcmi kiçilər (şəkil 13.3). Şəkildə əyrinin OC hissəsi bunu göstərir. Təcrübə böhran temperaturundan aşağı temperaturda aparılır. Həcmin V_c qiymətindən başlayaraq, qazın sıxılmasından asılı olmayaraq təzyiq dəyişmir (CD-hissəsi). Həcmin V_D -qiymətindən başlayaraq, çox kiçik sıxılma təzyiqin kəskin artmasına səbəb olur (DM-hissəsi). Burada, həcmin V_c -qiymətindən başlayaraq qaz mayeləşməyə başlayır. Qaz V_D qiymətində tamamilə maye halında olur. Maye halında çox kiçik sıxılma təzyiqin sürətlə artmasına səbəb olur. Deməli, əyrinin OC-hissəsi qaza, $CD-$hissəsi maye və qaza, DM -hissəsi isə maye halına uyğun gəlir. Buradan görünür ki, əyrinin OC və DM hissələri maddənin bir fazalı, CD hissəsi isə ikifazalı halına uyğundur. Təcrübü əyrilər, ancaq birfazalı halında nəzəri əyrilərə uyğun gəlir. Əyrinin düzxətt olan hissəsində (CD) maddənin qaz və maye fazaları arasında tarazlıq əmələ gəlir. ***Öz mayesi ilə tarazlıqda olan qaz (buxar) doymuş buxar adlanır.*** Şəkil 13.4-dən görünür ki, temperatur artdıqca doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran temperaturunda $P_б$–na bərabər olur. Şəkildə qırıq-qırıq xətlərlə göstərilən hissə ikifazalı hala uyğundur. Böhran temperaturundan yüksək temperaturda istənilən təzyiq altında maddə birfazalı olur. İstənilən qazı mayeləşdirmək üçün əvvəlcə bu qazı böhran temperaturuna qədər soyutmaq və sonra sıxmaq lazımdır.



Şəkil 13.3





Şəkil 13.4

Şəkil 13.5

Şəkil 13.4-dən görünür ki, temperatur artdıqca, doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran qiymətinə çatır.

Şəkil 13.5-də gümbəz şəkilli əyri diaqramı üç hissəyə bölür.

Burada (M-Q)-maye və qaz, M-maye və Q-qaz halını göstərir. Buxarlanma, kondensasiya, kristallaşma və ərimə birinci növ faza keçidləri adlanır. Bu zaman ya istilik udulur, ya da istilik ayrılır. İkinci növ faza keçidləri zamanı nə istilik ayrılması və nə də udulması baş vermir. 2-ci faza keçidlərində istilik tutumu sıçrayışla dəyişir. İndi də böhran

kəmiyyətlərini təyin edək. Bir mol qaz üçün Van-der-Vaals tənliyi

$$\left(P+\frac{\grave{a}}{V^2}\right)(V-b)=RT \qquad (13.6)$$

şəklində yazılır. Bu tənliyi V –həcmə görə həll etsək

$$V^3+\left(\frac{RT}{P}+b\right)V^2-\frac{a}{p}V-\frac{ab}{p}=0 \qquad (13.7)$$

alarıq. Tutaq ki, tənliyin kökləri həqiqi və V_1, V_2, V_3 –ə bərabərdir. Onda,

$$(V-V_1)(V-V_2)(V-V_3)=0 \qquad (13.8)$$

yazmaq olar. Böhran temperaturunda $V_1=V_2=V_3=V_{\text{б}}$ olduğun-dan, yuxarıdakını belə yazmaq olar:

$$(V-V_{\acute{a}})^3=0 \qquad (13.9)$$

və ya

$$V^3-3V_{\acute{a}}V^2+3V_{\acute{a}}^2\,V-V_{\acute{a}}^3=0 \qquad (13.10)$$

şəklində olar.

(13.7) düsturunu böhran parametirləri üçün yazaq:

$$V^3-\left(\frac{RT_{\acute{a}}}{P_{\acute{a}}}+b\right)V^2+\frac{\grave{a}}{P_{\acute{a}}}V-\frac{ab}{P_{\acute{a}}}=0 \qquad (13.11)$$

(13.10) və (13.11) tənlikləri eyni bir halı xarakterizə etdiklərindən eyniyyət təşkil etməlidirlər. Onda bu tənliklərdə uyğun əmsallar bərabər olmalıdır. Deməli,

$$\left.\begin{aligned} 3V_{\text{b}} &= \frac{RT_{\text{b}}}{V_{\text{b}}}+b \\ 3V_{\text{b}}^2 &= \frac{a}{P_{\text{b}}} \\ V_{\text{b}}^3 &= \frac{ab}{P_{\acute{a}}} \end{aligned}\right] \qquad (13.12)$$

Bu tənlikləri birlikdə həll etsək,

$$V_{\text{b}}=3b;\; P_{\text{b}}=\frac{a}{27b^2};\; T_{\text{b}}=\frac{8\cdot a}{27bR} \qquad (13.13)$$

Beləliklə, $V_{\text{b}}, P_{\text{b}}$ və T_b kəmiyyətləri bilavasitə Van-der-Vaalsın a və b düzəlişləri ilə ifadə olunur.