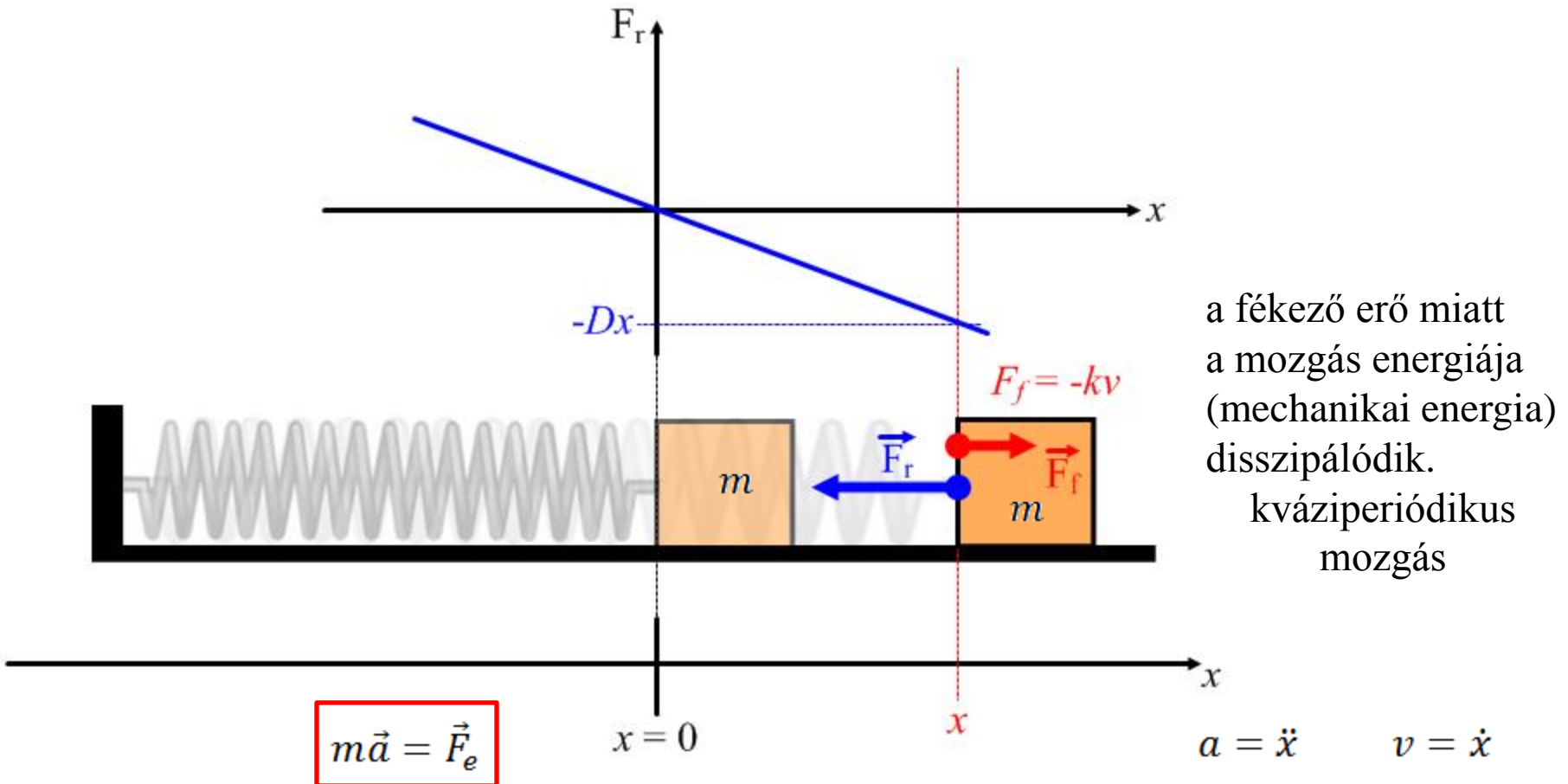


Csillapított rezgés

Csillapított rezgés: A valóságban a rezgések lassan vagy gyorsan, de csillapodnak. A rugalmas erőn kívül, még egy sebességgel arányos fékező erőt figyelembe véve:



A mozgásegyenlet (egyenes vonalú mozgás x mentén): $m\ddot{x} = -Dx - k\dot{x}$

Csillapított rezgés mozgástörvénye

Kiindulva a mozgásegyenletből : $m\ddot{x} = -Dx - k\dot{x}$

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}\dot{x} + \frac{D}{m}x = 0 \quad \frac{D}{m} = \omega_0^2 \quad \omega_0 - \text{a csillapítatlan rezgés körfrekvenciája (lenne!)}$$

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad \alpha = \frac{k}{2m} \quad \alpha - \text{a csillapítási tényező}$$

Homogén, lineáris, másodrendű differenciálegyenlet. Megoldás exponenciális: $x = e^{\lambda t}$

Behelyettesítve: $\lambda^2 e^{\lambda t} + 2\alpha\lambda e^{\lambda t} + \omega_0^2 e^{\lambda t} = 0$ és $e^{\lambda t} \neq 0$

Egyszerűsítve kapjuk a karakterisztikus egyenletet: $\lambda^2 + 2\alpha\lambda + \omega_0^2 = 0$

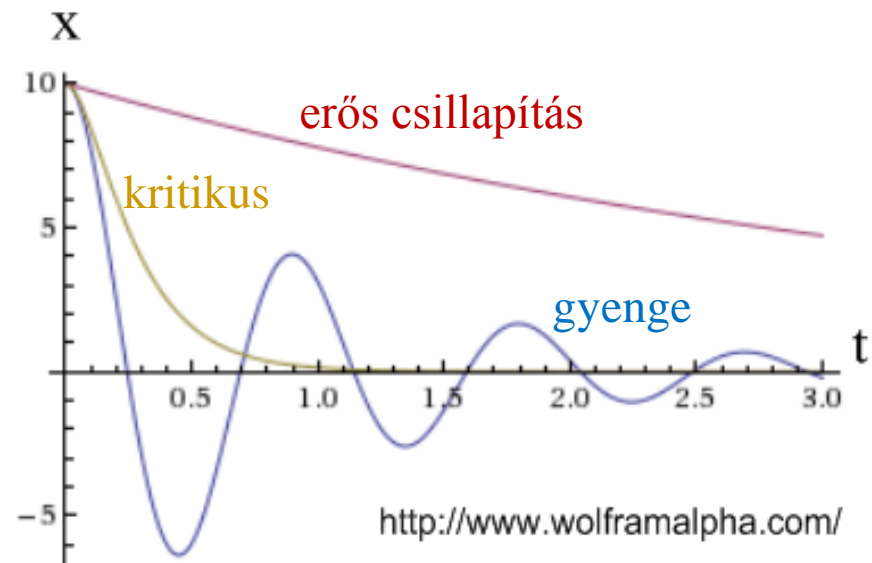
Megoldásai: $\lambda_{1,2} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}$

Három lehetséges eset

1. gyenge csillapítás: $\alpha^2 - \omega_0^2 < 0$

2. kritikus csillapítás: $\alpha^2 - \omega_0^2 = 0$

3. erős csillapítás: $\alpha^2 - \omega_0^2 > 0$



Gyengén csillapított rezgés

$$\alpha^2 - \omega_0^2 < 0$$

A negatív diszkriminánst átalakítva:

$$\lambda_{1,2} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = -\alpha \pm i\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} = -\alpha \pm i\omega$$

A differenciálegyenlet általános megoldása:

$$x(t) = Ce^{-\alpha t} \sin(\omega t + \delta)$$

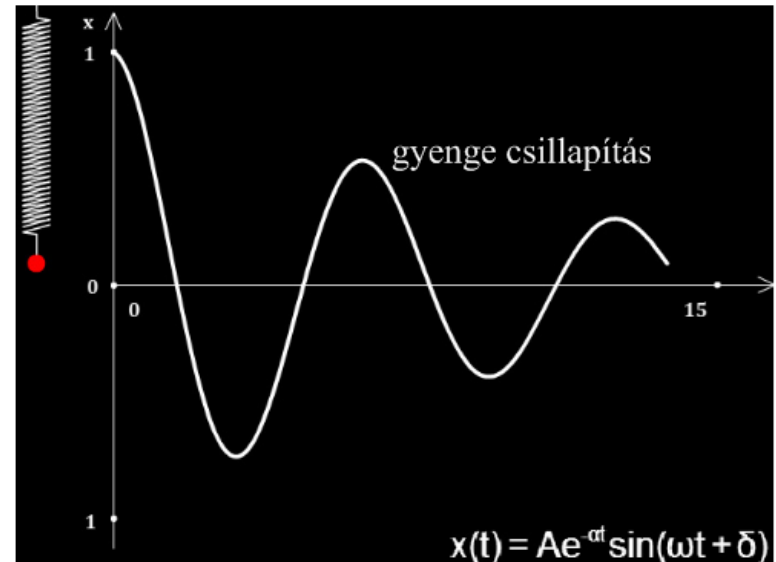
Ezt deriválva kapjuk a sebesség általános alakját:

$$v(t) = -\alpha Ce^{-\alpha t} \sin(\omega t + \delta) + \omega Ce^{-\alpha t} \cos(\omega t + \delta)$$

A C és δ konstansokat a **határfeltételekből** lehet meghatározni.

Pl. $x(0)$ és $v(0)$ megadható, és a két egyenletet megoldva a konstansok kiszámolhatók.

ANIMÁCIÓ!



Kényszerrezgés

Egy periodikus erő pótolja a disszipált energiát:

$$m\ddot{x} = -Dx - k\dot{x} + F_0\sin(\omega t)$$

Megoldás: egy időben lecsengő (előzőhöz hasonlóan) rezgés, és egy állandósuló rezgés a gerjesztő frekvencián.

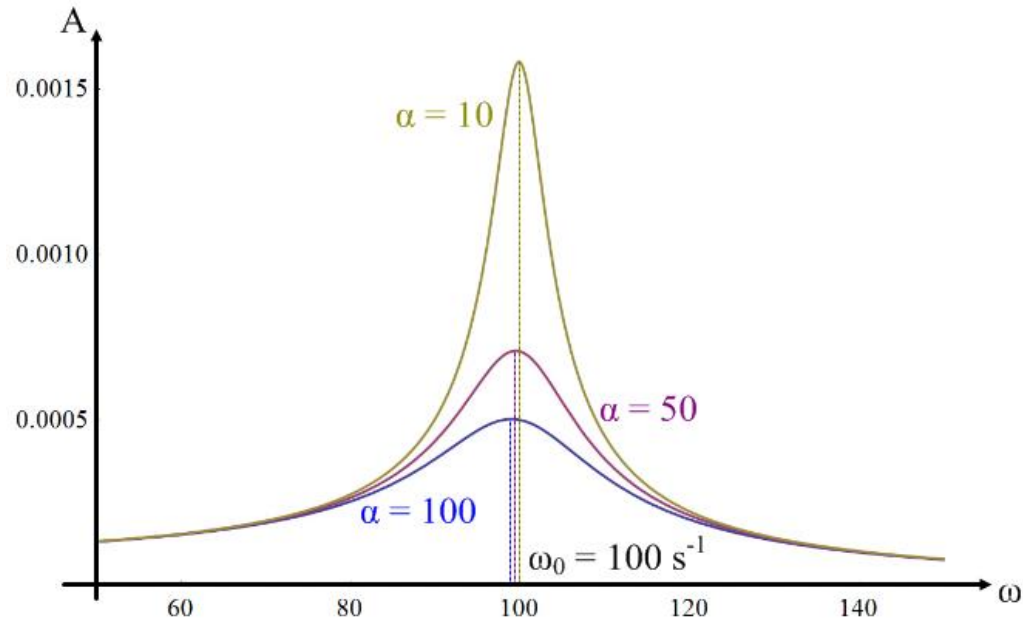
Tehát hosszabb idő múlva a mozgástörvény:

$$x(t) = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega^2}} \sin(\omega t - \delta) \quad \frac{D}{m} = \omega_0^2 \quad \begin{array}{l} \omega_0 - \text{sajátfrekvencia} \\ \delta - \text{fáziskésés} \end{array}$$

Rezonancia: Az az ω_r körfrekvencia, amire a rezgés amplitúdója a lehető legnagyobb.

Ha a csillapítás gyenge (α kicsi), akkor $\omega_r \approx \omega_0$ és az amplitúdó minden határon túl nőhet (amíg a rendszer szét nem esik...) – rezonancia katasztrófa.

Feladat: 7



Folyadékok és gázok mechanikája

Hidrosztatikai nyomás*

A folyadékok és gázok közös tulajdonsága, hogy alakjukat szabadon változtatják.

Hidrosztatika: nyugvó folyadékok mechanikája

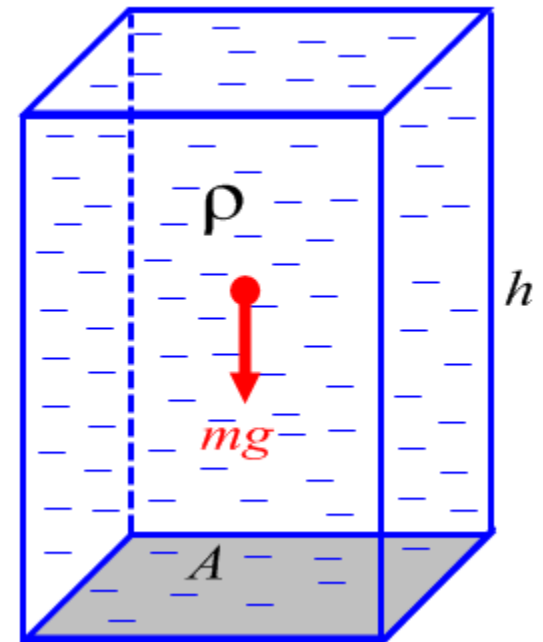
Nyomás: Egy pontban a nyomás a pontot körülvevő (végtelen) kicsiny felületre ható erő felületre merőleges komponense, osztva a felület nagyságával. Skalár mennyiség.

$$p = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{F_{\perp}(A)}{A} \quad \text{Mértékegysége: } [p] = \frac{\text{N}}{\text{m}^2} = \text{Pa (Pascal)}$$

A **hidrosztatikai nyomás** a folyadék (h magasságú oszlop) súlyereje által okozott nyomás (egyenletesen oszlik el):

$$p = \frac{F_{\perp}(A)}{A} = \frac{mg}{A} = \frac{V\rho g}{A} = \frac{Ah\rho g}{A} = h\rho g \quad \rho: \text{ sűrűség}$$

Mivel a folyadék alakja szabadon változhat, adott mélységben a nyugvó folyadék nyomása nem függ a felület irányításától, a kifejtett erő pedig mindig merőleges a felületre.



Hidrosztatikai nyomás – Pascal törvénye*

Példa (90-es): Egy U alakú üvegcső baloldali vége zárt, a másik nyitott. A csőben alul $13,6\text{g/cm}^3$ sűrűségű higany, a jobb szárban e fölött 50cm magas vízoszlop van. A légköri nyomás 1bar , a bal szárban a Hg fölött a levegő nyomása $0,9\text{bar}$. Mekkora a magasságkülönbség a két higanyszint között?

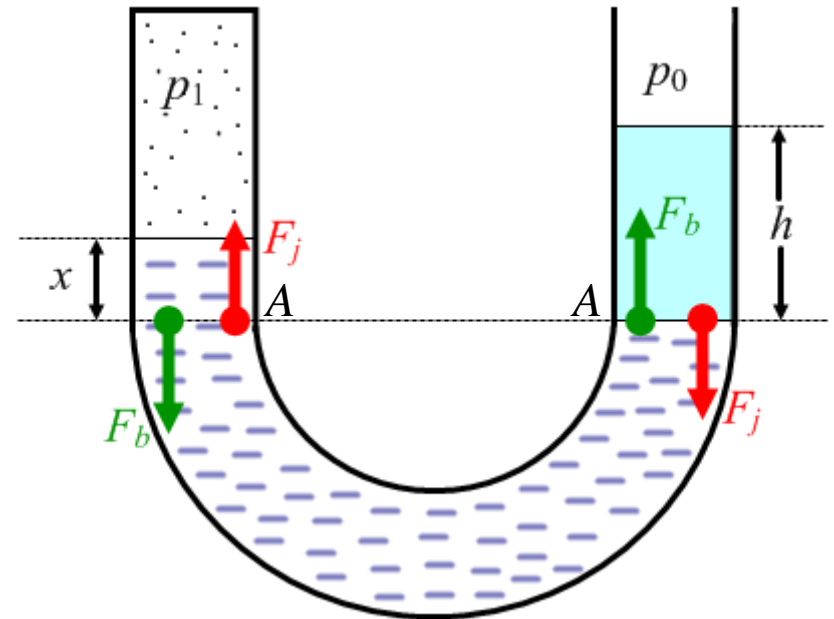
$$p_0 = 10^5\text{Pa}, \quad p_1 = 0,9 \cdot 10^5\text{Pa}, \quad h = 50\text{cm}$$

Például a higany felső felülete úgy lehet egyensúlyban a jobb oldalon, ha az adott szint feletti bal oldali erő megegyezik az adott szint feletti jobboldali erővel: $F_b = F_j$

$$p_1 A + x A \rho_h g = p_0 A + h A \rho_v g$$

$$p_1 + x \rho_h g = p_0 + h \rho_v g$$

$$x = \frac{p_0 + h \rho_v g - p_1}{\rho_h g} = \dots = 11,17\text{cm}$$



Látható tehát, hogy egynemű nyugvó folyadék azonos magasságú pontjaiban a nyomásnak azonosnak kell lennie. **Pascal törvénye**

Felhajtó erő*

A **felhajtó erő** a folyadék által a test teljes felületére kifejtett eredő erő.

A téglatest alakú test lapjaira:

- elülső és hátulsó eredője nulla
- bal oldali és jobb oldali eredője nulla
- alsó és felső eredője...

$$\begin{aligned} F_f &= F_{fel} - F_{le} = p(h + c)A - p(h)A = \\ &= \rho_f g(h + c)A - \rho_f ghA = \rho_f gcA = \\ &= \rho_f Vg = m_f g \end{aligned}$$

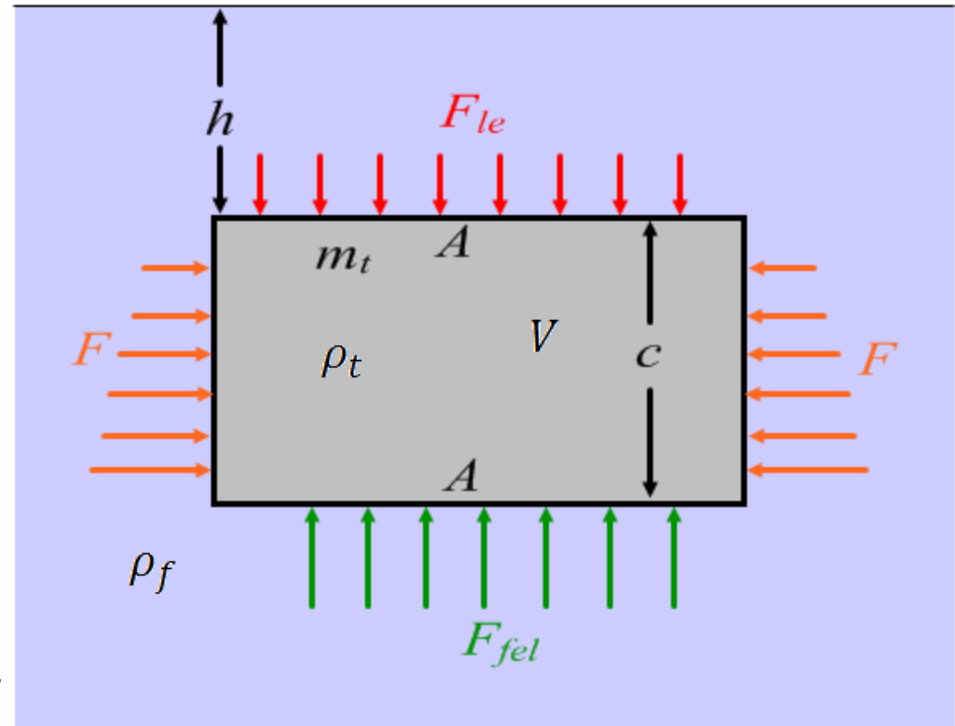
V a test által kiszorított folyadék térfogata, aminek tömege m_f

Tehát a felhajtó erő nagysága egyenlő a kiszorított folyadék súlyával. Ez más alakra is igaz.

Archimédész törvénye: Minden folyadékba mártott testre felhajtó erő hat, amely egyenlő a kiszorított (bemerülő rész által) folyadék súlyával.

Feladat: 9

Ha a test sűrűsége nagyobb mint a folyadéké akkor elmerül, mert a felhajtóerő kisebb mint a test súlya. Ha a folyadék sűrűsége nagyobb, akkor a test egy része nem merül el, a test úszik.



Felületi feszültség

Mosószeres vízbe mártott drótkeret oldalaira a kifeszült hártya összehúzó erőt fejt ki.

Az alsó d hosszúságú oldalra:

$$F = 2\alpha d \quad \text{ahol } \alpha \text{ a felületi feszültség.}$$

A kettes szorzó az elülső és hátulsó felületek miatt van (2 felület).

Feladat: 10

Ha az alsó oldal egy mozgatható rúd, amely s távolságot mozdul felfelé, a felület megváltozása:

$$\Delta A = -2ds \quad (2 \text{ oldal továbbra is})$$

A szappanhártya erejének munkája pedig:

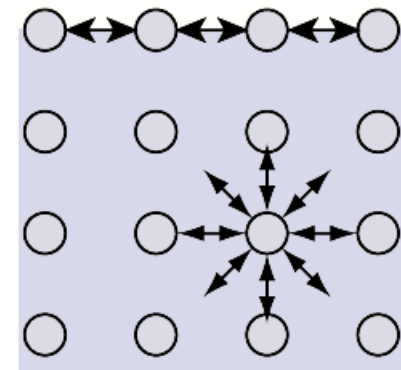
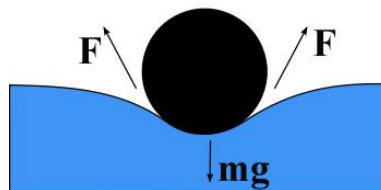
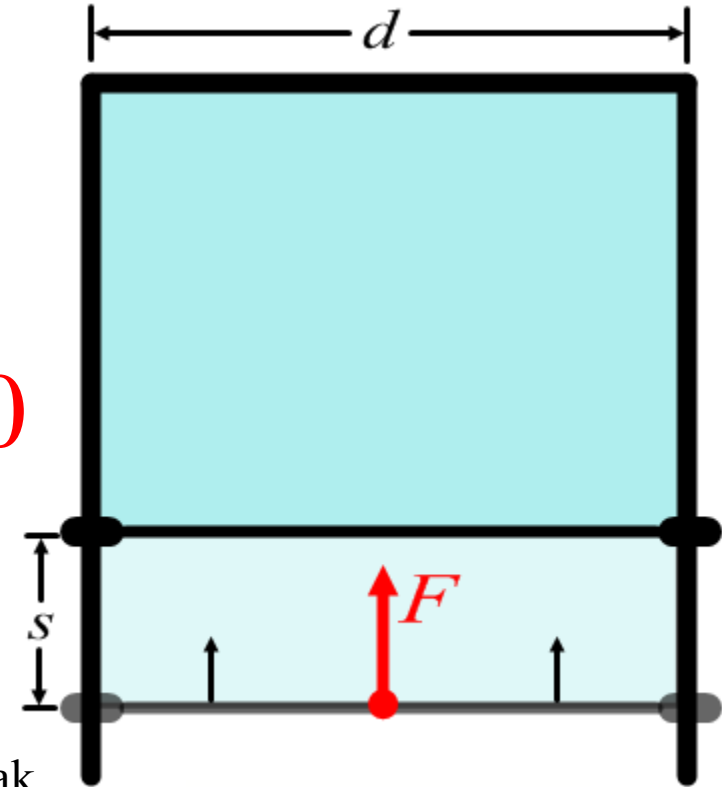
$$W = Fs = 2\alpha ds = -\alpha\Delta A$$

Mivel a munka a felületváltozással arányos, a folyadéknak a felületével arányos energiája van:

$$E = \alpha A$$

Ennek oka a molekulák közötti vonzó kölcsönhatásban rejlik.

A felületet igyekeznek a folyadék minimalizálni: csepp alakja



Kontinuitási egyenlet

A **hidrodinamika** a folyadékok áramlását leíró tudományág.

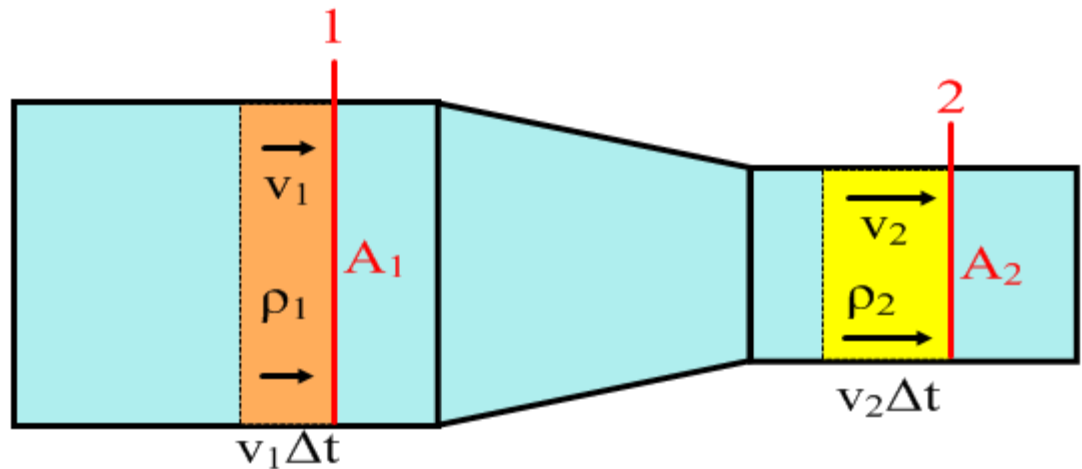
Nem az egyes részecskék pályáját követjük, hanem a különböző pontokban az ott áramló folyadék tulajdonságait mérjük (pl. sebesség, nyomás, sűrűség).

Ha ezek időben állandóak minden pontban: **stacionárius** áramlás

Kontinuitási egyenlet: Stacionárius áramlásnál a cső bármely pontján adott idő alatt ugyanakkora tömegű folyadék áramlik át, mivel sem forrás, sem nyelő nincs a cső mentén.

Az A_1 és A_2 keresztmetszetű helyekre Δt idő alatt:

$$\begin{aligned}m_1 &= m_2 \\ \rho_1 V_1 &= \rho_2 V_2 \\ \rho_1 A_1 v_1 \Delta t &= \rho_2 A_2 v_2 \Delta t\end{aligned}$$



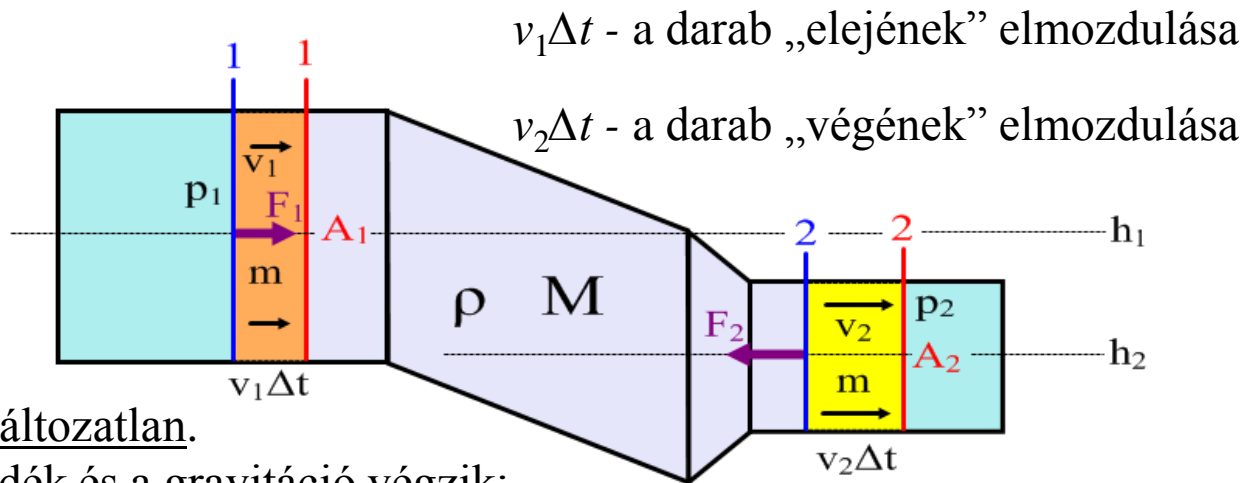
$\rho_1 A_1 v_1 = \rho_2 A_2 v_2$ a **tömegáram** ugyanaz a cső mentén.

Összenyomhatatlan folyadéokra ($\rho_1 = \rho_2$): $A_1 v_1 = A_2 v_2$ a **térfogatáram** is ugyanaz a cső mentén.

Bernoulli egyenlet

Alkalmazzuk a $W = \Delta E_K$ munkatételt a h_1 magasságban lévő A_1 keresztmetszetű rész és a h_2 magasságban lévő A_2 keresztmetszetű rész között az $m + M$ tömegű összenyomhatatlan ρ sűrűségű folyadékdarabra, stacionárius áramlás esetén. Kis Δt idő alatt:

Feladat: 11



Az M tömegű közbülső rész változatlan.

A munkát a szomszédos folyadék és a gravitáció végzik:

$$W = W_f + W_g = F_1 v_1 \Delta t - F_2 v_2 \Delta t + mg(h_1 - h_2) = p_1 A_1 v_1 \Delta t - p_2 A_2 v_2 \Delta t + mg(h_1 - h_2) = p_1 \Delta V - p_2 \Delta V + \rho \Delta V g (h_1 - h_2) = \Delta V (p_1 - p_2 + \rho g h_1 - \rho g h_2)$$

A kinetikus energia megváltozása: $\Delta E_K = E_{K2}(m) + E_K(M) - E_{K1}(m) - E_K(M)$

$$\Delta E_K = \frac{1}{2} m v_2^2 - \frac{1}{2} m v_1^2 = \Delta V \left(\frac{1}{2} \rho v_2^2 - \frac{1}{2} \rho v_1^2 \right)$$

Tehát:

$$p_1 - p_2 + \rho g h_1 - \rho g h_2 = \frac{1}{2} \rho v_2^2 - \frac{1}{2} \rho v_1^2 \rightarrow p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g h_1 = p_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g h_2$$

Termodinamika (Hötan)

Termodinamika

A **hőtan** nagyszámú részecskéből (pl. gázmolekulából) álló makroszkópikus rendszerekkel foglalkozik. A nagy számok miatt érdemes a **mólt** bevezetni, ami egy **Avogadro-számnyi** ($6,022 \cdot 10^{23}$ db) részecskét jelent (12-es tömegszámú szénatomok száma 12 gramm szénben).

A végbemenő folyamatok **kvázisztatikusak**, a rendszert leíró mennyiségek a folyamat során minden pillanatban ki vannak egyenlítődvé (egyensúlyi állapotokon keresztüli „lassú” változás).

A rendszert leíró makroszkópiusan mérhető mennyiségek az **állapothatározók**.

Extenzív állapothatározók: a rendszer egészére jellemzők, és több rendszer egyesítésekor ezek összeadódnak (pl. térfogat, részecskeszám, tömeg, energia).

Intenzív állapothatározók: pontról pontra mérhetőek, több rendszer egyesítésekor ezek kiegyenlítődéskre törekednek (pl. nyomás, hőmérséklet, sűrűség, energiasűrűség).

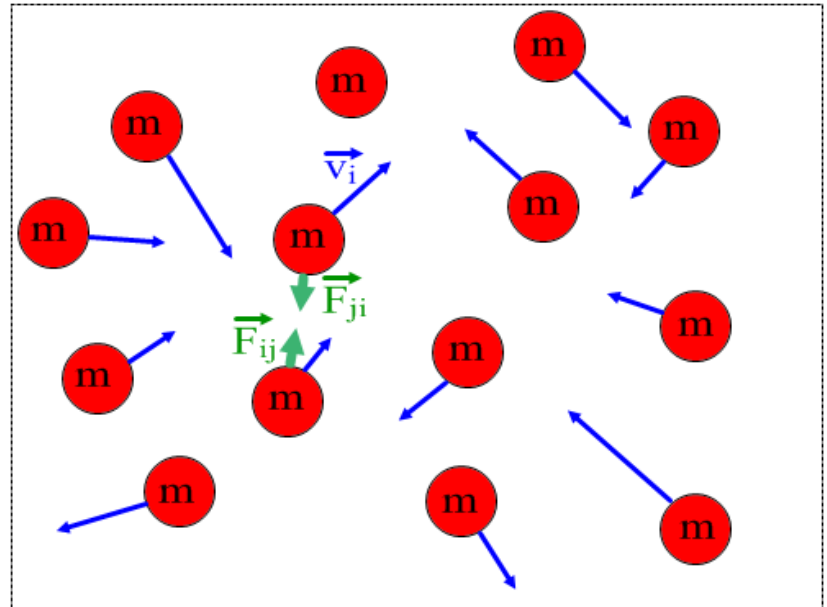
Fenomenologikus elmélet: leírás csak az állapothatározókon keresztül.

Statisztikus elmélet: a nagyszámú részecskére statisztikai törvényszerűségek alkalmazása.

Belső energia

A rendszer **belső energiája** a részecskék egymáshoz (rendszer tömegközéppontjához) képesti rendezetlen mozgásából származó **kinetikus energia** és a részecskék közötti kölcsönhatásokhoz tartozó **potenciális energia**.

$$N \text{ db részecskére: } E_b = \sum_{i=1}^N E_{Ki} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N E_{Pij}$$



Bizonyos esetekben a részecskék közötti kölcsönhatások (rugalmas ütközéseket leszámítva) elhanyagolhatók (ideális gázok), ekkor a második tag nulla.

Magasabb hőmérsékleten a belső energia nagyobb.

Rendezett mozgás mechanikai energiája disszipáció során (pl. súrlódás, közegellenállás) belső energiává alakulhat, növelve a test hőmérsékletét

Térfogati munka

A **térfogati munka** a környezet által a gázon (rendszeren) végzett munka, miközben annak térfogata változik.

Egy könnyen mozgó dugattyún végzett elemi munka a környezet által, miközben azt dx távolsággal beljebb nyomja: δW

A szükséges erő p nyomású gáz esetén: $F = pA$.

Tehát az elemi munkára: $\delta W = pA dx$
Mivel $A dx = -dV$

$$\delta W = -pdV$$

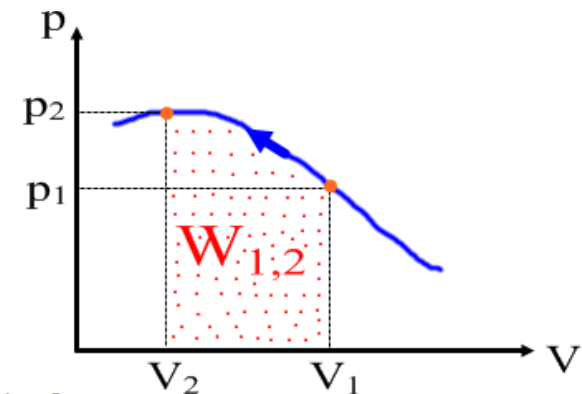
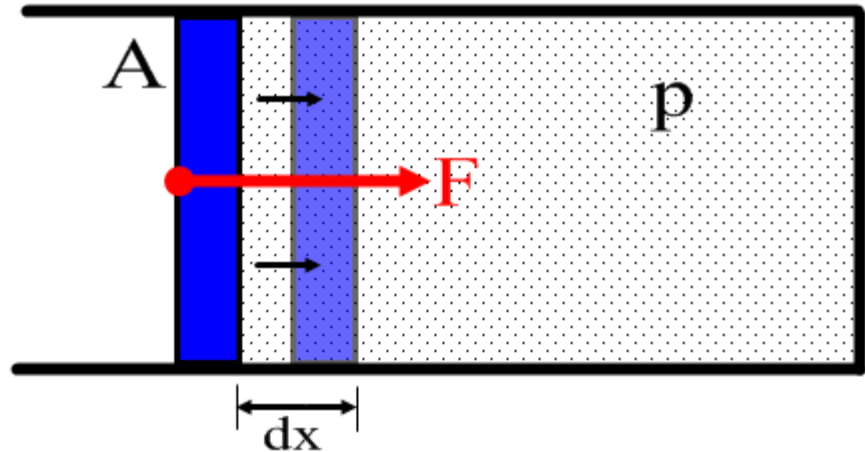
Eközben a gáz által végzett munka negatív, mert a gáz kifelé nyomja a dugattyút (az erő ellentétes az elmozdulás irányával): $\delta W^* = -\delta W$

Tágulás esetén viszont: $\delta W < 0$ és $\delta W^* > 0$

Egy véges térfogatváltozás esetén a

nyomás általában változik, ezért integrálni kell: $W_{1,2} = - \int_{V_1}^{V_2} p(V) dV$

A munkát a p - V diagramon a görbe alatti terület reprezentálja.

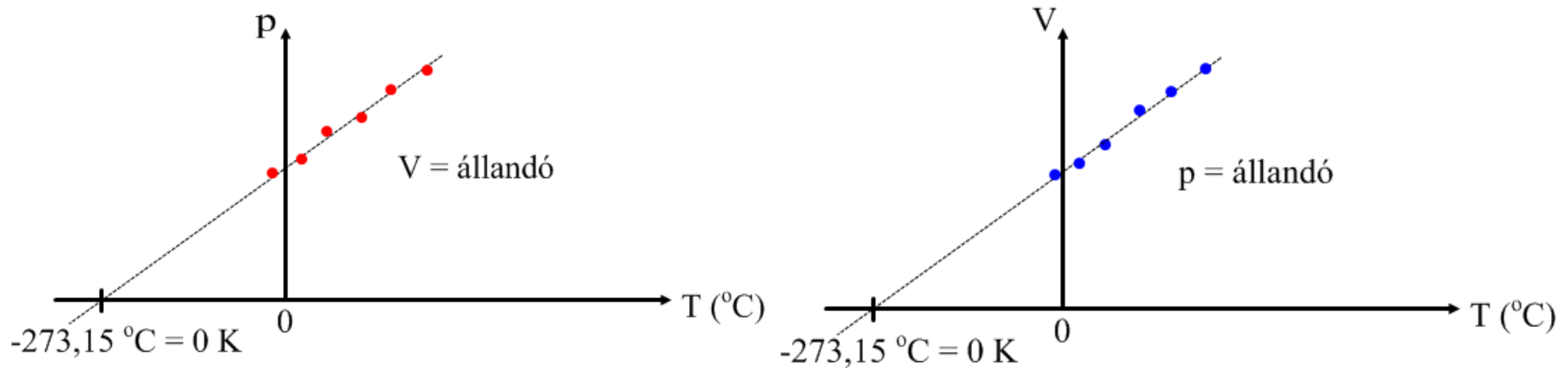


ha a nyomás állandó:
 $W_{1,2} = -p(V_2 - V_1)$

Abszolút hőmérsékleti skála

Ideális gáz térfogatát tanulmányozva állandó nyomáson, vagy nyomását tanulmányozva állandó térfogaton, mindkét esetben a hőmérsékletnek lineáris függvénye az eredmény.

A gáz térfogata illetve nyomása lineárisan nullához tart csökkenő hőmérséklet esetén.



Abszolút nulla: ahol a lineáris extrapoláció egyenese metszi a hőmérséklet tengelyt.

$T = -273,15\text{ °C} = 0\text{ K}$ (Kelvin) - A hőmérséklet SI mértékegysége.

Hőközlés

A test belső energiája úgy is nőhet, ha egy magasabb hőmérsékletű test energiát ad neki. Ez a makroszkopikus mozgás (munkavégzés) nélkül átadott energia a **hő**.

Jele: Q (az energia amit a rendszer a környezettől kap). Mértékegysége: J (Joule)

A rendszer (test, folyadék, gáz) által a környezetnek leadott energia pedig: $Q^* = -Q$

Hőközlés fajtái:

- **hővezetés** (a test anyagában vagy testek között érintkezés útján - pl. főzőlap)
- **konvekció** (a közeg áramlik és ezáltal az energiát is viszi magával - pl. központi fűtés)
- **hősugárzás** (mindenféle közeg nélkül, elektromágneses hullám formájában – pl. Nap)

Hőkapacitás: A rendszer hőmérsékletének 1 fokkal emeléséhez szükséges hő:

$$Q = C\Delta T \quad \text{Mértékegysége: } [C] = \text{J/K vagy J}^\circ\text{C}$$

Fajhő: a rendszer egységnyi tömegű részének hőkapacitása:

$$C = cm \quad \text{vagyis } Q = cm\Delta T \quad \text{Mértékegysége: } [c] = \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K}) \text{ vagy } \text{J}/(\text{kg}\cdot^\circ\text{C})$$

Mólhő: a rendszer egy mólnyi részének hőkapacitása:

$$C = c_M \cdot n \quad \text{ahol } n \text{ a mólók száma vagyis } Q = c_M \cdot n\Delta T$$

$$\text{Mértékegysége: } [c_M] = \text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K}) \text{ vagy } \text{J}/(\text{mol}\cdot^\circ\text{C})$$

A belső energia a rendszer egy állapotát jellemzi, míg a munka és a hő egy folyamatot.

A hőtan első főtétele

A **hőtan első főtétele** kimondja, hogy egy rendszer belső energiájának megváltozása egyenlő a **rendszerrel közölt hő** és a **rendszeren végzett munka** összegével:

$$\Delta E_b = Q + W$$

A munka a környezet által végzett térfogati munka.

A hő a környezettől kapott hő (lehet például súrlódás által disszipált mechanikai energia).

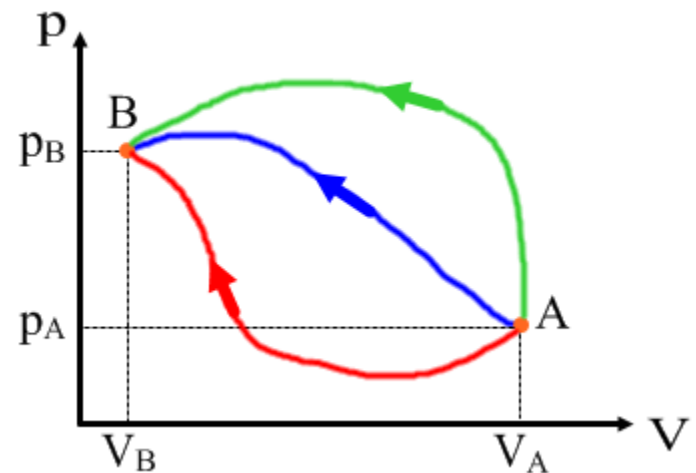
Mivel a belső energia a rendszer állapotára jellemző mennyiség, annak megváltozása egy A és B állapotok között nem függ attól, hogy milyen folyamat során történt a változás:

$$\Delta E_b = E_b(B) - E_b(A)$$

Bármilyen körfolyamat (A -ból kezdve és A -ban végződve) során természetesen:

$$\Delta E_b = E_b(A) - E_b(A) = 0$$

A tétel differenciális alakja: $dE_b = \delta Q + \delta W$

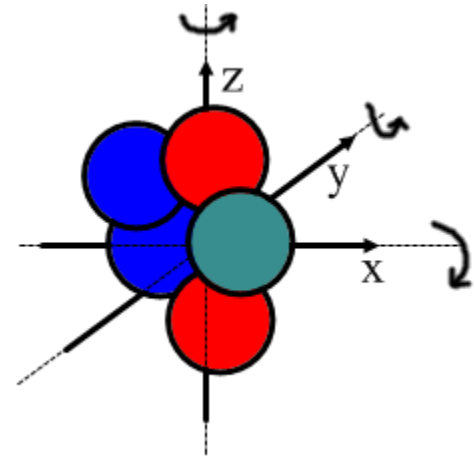
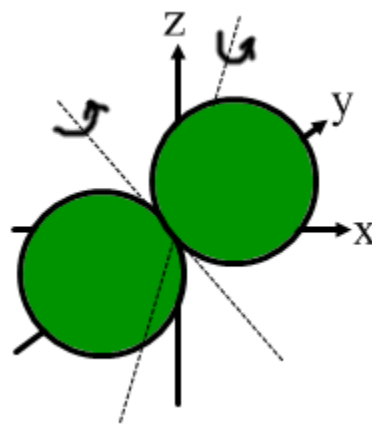
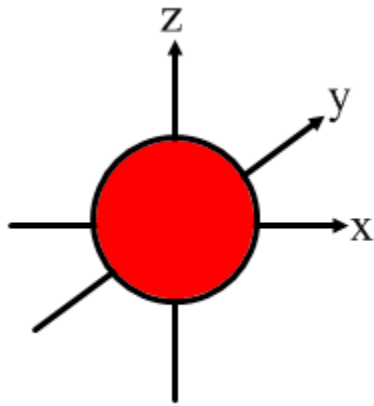


Kinetikus gázelmélet (ideális gázok)

Ekvipartíció tétele

Kinetikus gázelmélet: Az ideális gáz nagyszámú, kisméretű részecskéből áll, amelyek időnként egymással és az edény falával ütköznek, de ezt leszámítva más kölcsönhatás nem lép fel közöttük. A részecskék mérete elhanyagolható a rendelkezésre álló térfogathoz képest.

Szabadsági fokok száma: (f) – Az egymástól független energiatárolási módok.
pl. mozgás x irányban, y irányban, z irányban (egyatomos gáz esetén) – $f = 3$ (1 részecskére!)
kétatomos molekulák a hossz tengelyükre merőleges két tengely körül foroghatnak – $f = 5$
sokatomos molekulák három egymásra merőleges tengely körül foroghatnak – $f = 6$



Ekvipartíció tétele: Egyensúlyi rendszerben, egy adott hőmérsékleten minden rendelkezésre álló szabadsági fokra időátlagban jutó energia megegyezik.

Egy részecske egy szabadsági fokára:

$$E = \frac{1}{2} kT$$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ (Boltzmann-állandó)

Ideális gáz belső energiája

Ha az egy szabadsági fokra jutó energia E , akkor egy részecskére $f \cdot E$ energia jut.

Ha a rendszer N db részecskéből áll: $E_b = \frac{f}{2} NkT = \frac{f}{2} nRT$ ahol $n = N/A$ és $R = kA$

n : a mólok száma A : az Avogadro-szám $R = 8,31 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ az egyetemes gázállandó.

A belső energia tehát csak a hőmérséklettől függ (adott mennyiségű gáz esetén).

Annak a testnek magasabb a hőmérséklete, ahol az egy szabadsági fokra jutó energia több.

A belső energia megváltozása tehát: $\Delta E_b = \frac{f}{2} Nk\Delta T = \frac{f}{2} nR\Delta T$

Egyatomos gáz esetén a 3 független energia tag: $\frac{1}{2}mv_x^2$, $\frac{1}{2}mv_y^2$, $\frac{1}{2}mv_z^2$

Ideális gázok állapotegyenlete*

Állapotegyenlet: Ideális gáz minden állapotában, az állapothatározók között érvényes a következő összefüggés:

$$pV = NkT \quad \text{vagy} \quad pV = nRT$$

Ennek felhasználásával a belső energia: $E_b = \frac{f}{2}NkT = \frac{f}{2}nRT = \frac{f}{2}pV$

Abban az esetben, ha a gáz mennyisége állandó ($N = \text{állandó}$, vagy $n = \text{állandó}$), az állapotegyenletből megkapjuk az **egyesített gáztörvényt**.

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$$

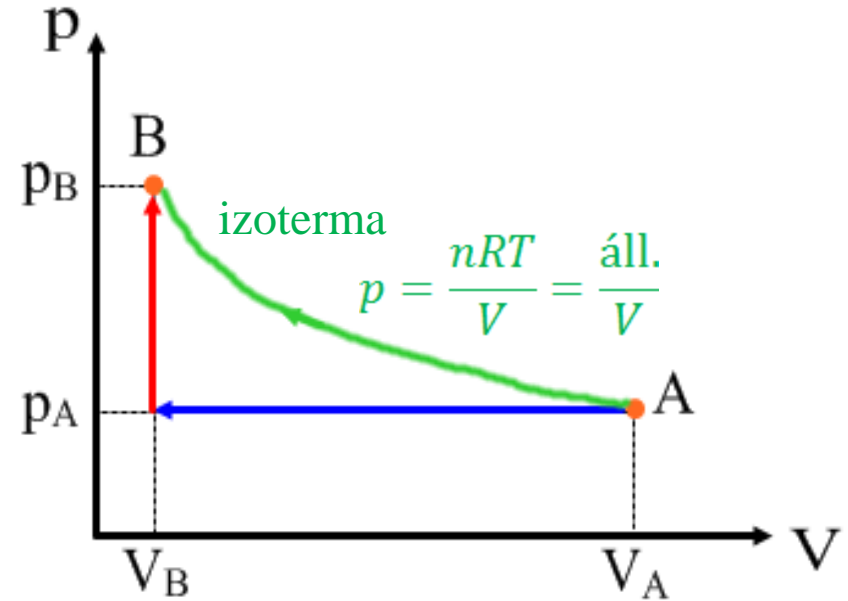
Ideális gázok speciális állapotváltásai*

Gáz mennyisége mindig adott, tehát $n = \text{áll!}$

- izobár: a nyomás is állandó ($pV = nRT$)
($V/T = \text{áll.}$ $W = -p\Delta V = -nR\Delta T$)

- izochor: a térfogat is állandó ($pV = nRT$)
($p/T = \text{áll.}$ $W = 0$)

- izoterm: a hőmérséklet is állandó ($pV = nRT$)
($pV = \text{áll.}$)



$$\delta W = -pdV$$

$$W = - \int_{V_1}^{V_2} pdV = -nRT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = -nRT [\ln V]_{V_1}^{V_2} =$$

$$= -nRT \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) = nRT \ln \left(\frac{V_1}{V_2} \right) = p_1 V_1 \ln \left(\frac{V_1}{V_2} \right)$$

- adiabatikus: a közölt hő nulla $Q = 0$ (később...)

Izobár és izochor mólhő

A belső energia megváltozása izochor folyamat esetén ($V = \text{állandó}$, így $W = 0$):

$$Q = c_{MV} n \Delta T \quad \Delta E_b = \frac{f}{2} n R \Delta T = Q \quad \text{izochor mólhő: } c_{MV} = \frac{f}{2} R$$

A belső energia megváltozása izobár folyamat esetén:

$$\Delta E_b = \frac{f}{2} n R \Delta T = Q + W = Q - p \Delta V = Q - n R \Delta T$$

$$\frac{f}{2} n R \Delta T + n R \Delta T = Q$$

$$Q = c_{Mp} n \Delta T \quad Q = \left(\frac{f}{2} + 1 \right) n R \Delta T \quad \text{izobár mólhő: } c_{Mp} = \left(\frac{f}{2} + 1 \right) R$$

A két mólhő hányadosa (fajhők hányadosa) az **adiabatikus kitevő**:

$$\kappa = \frac{c_{Mp}}{c_{MV}} = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\frac{f}{2} + 1}{\frac{f}{2}} = \frac{f + 2}{f} \quad \kappa = \frac{5}{3}, \frac{7}{5}, \frac{4}{3}$$

Adiabatikus állapotváltozás

A folyamat során a hőátadás nulla: $Q = 0 \rightarrow \Delta E_b = W$

A belső energia megváltozása: $dE_b = \delta W \rightarrow \frac{f}{2} nRdT = -pdV$

Mivel: $nRT = pV \rightarrow nRdT = pdV + dpV$

$$\frac{f}{2} (pdV + dpV) = -pdV$$

$$\frac{f}{2} pdV + pdV = -\frac{f}{2} Vdp$$

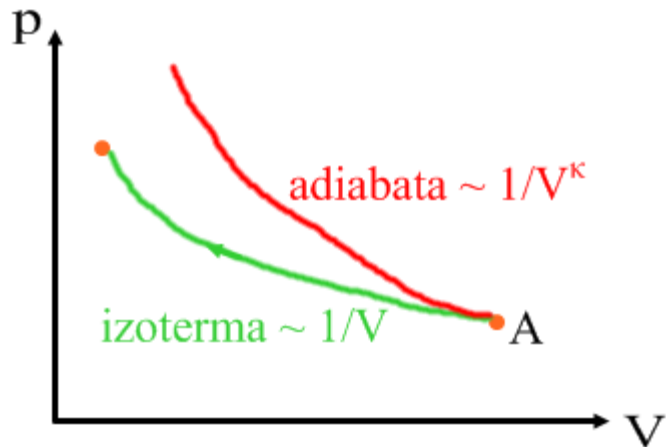
$$\left(\frac{f}{2} + 1\right) \frac{dV}{V} = -\frac{f}{2} \frac{dp}{p}$$

$$\kappa \frac{dV}{V} = -\frac{dp}{p} \rightarrow \kappa \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = -\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}$$

$$\kappa \cdot [\ln V]_{V_1}^{V_2} = -[\ln p]_{p_1}^{p_2}$$

$$\kappa \cdot \ln \left(\frac{V_2}{V_1}\right) = \ln \left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\kappa = \frac{p_1}{p_2}$$



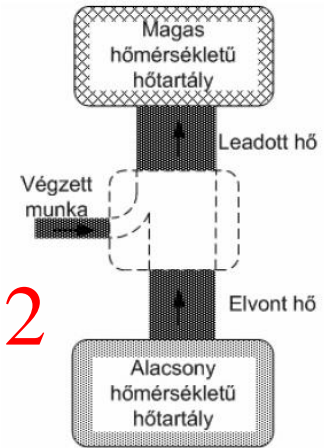
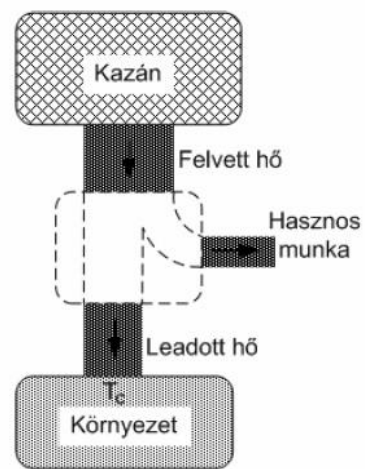
Poisson-egyenlet: $p_1 V_1^\kappa = p_2 V_2^\kappa$

Hőerőgépek, hűtőgépek, hőszivattyúk

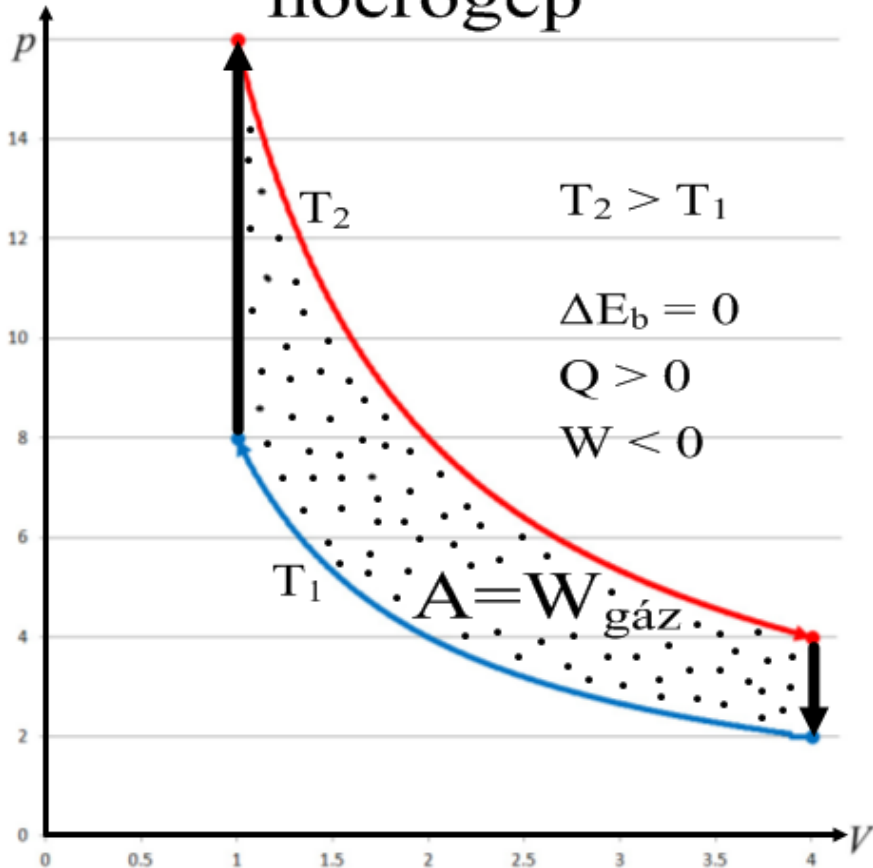
Hőtan első főtétele: $\Delta E_b = Q + W$

Feladat: 12

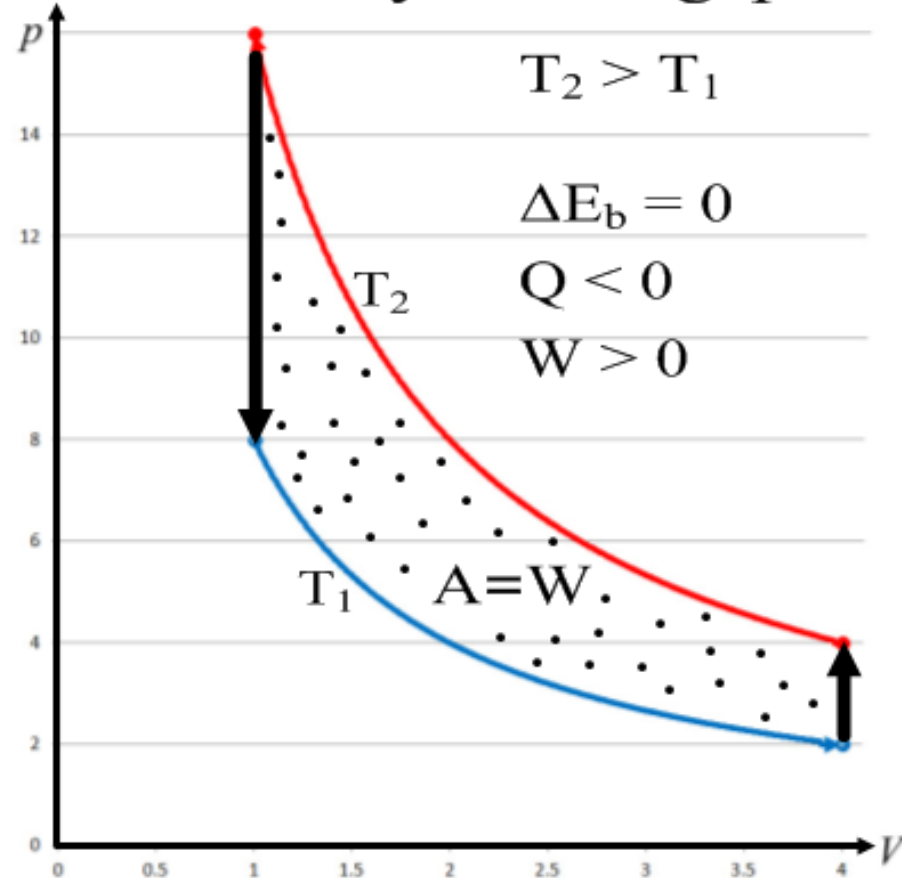
Körfolyamatra a belső energia teljes változása nulla.



hőerőgép



hőszivattyú / hűtőgép



A hőtan második főtétele

Vannak olyan folyamatok amik nem megfordíthatók, **irreverzibilisek**.
példák:

- hővé alakult mozgási energia nem alakul vissza
- összetört pohár nem pattan épségben vissza
- üres részhez nyitott gáz molekulái nem fognak mind visszajönni az eredeti kamrába



Ezeket a folyamatokat a fizika törvényei nem tiltják, viszont elenyésző a valószínűségük. Ezért statisztikailag kimondható, hogy a folyamatok csak olyan irányba mehetnek végbe, amivel **a rendezetlenség nő**. A rendezetlenség mértéke az **entrópia**. Lokálisan csökkenthető az entrópia, de csak annak árán, ha máshol viszont nő. A világegyetem entrópiája tehát folyamatosan nő.

Hőtan második főtétele: nem lehet olyan gépet készíteni, amely egyetlen tartály lehűlése árán munkát végezne (kell egy hideg tartály is). Ez a **másodfajú örökmozgó**.

Másik megfogalmazás: Zárt rendszer entrópiája sohasem csökkenhet.

$$\Delta S \geq 0$$

Megfordítható folyamatok esetén a rendezetlenség változatlan.
pl. rugalmas ütközés, adiabatikus állapotváltozás

Valódi anyagok

Reális gázok Van der Waals állapotegyenlete

Valóságos gázok nyomása és térfogata nem tart nullához a hőmérséklettel.

A részecskék által elfoglalt térfogat nem elhanyagolható. 1 mol részecske térfogata: b
Egymáshoz közel kerülő részecskék között vonzóerő hat, ami a nyomást csökkenti.

A Van der Waals állapotegyenlet 1 mol gázra ($v = V/n$):

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

Reális gázoknál a potenciális energia is hozzájárul a belső energiához.

Növekvő térfogat esetén a részecskék távolabb kerülnek, nő a potenciális energia.

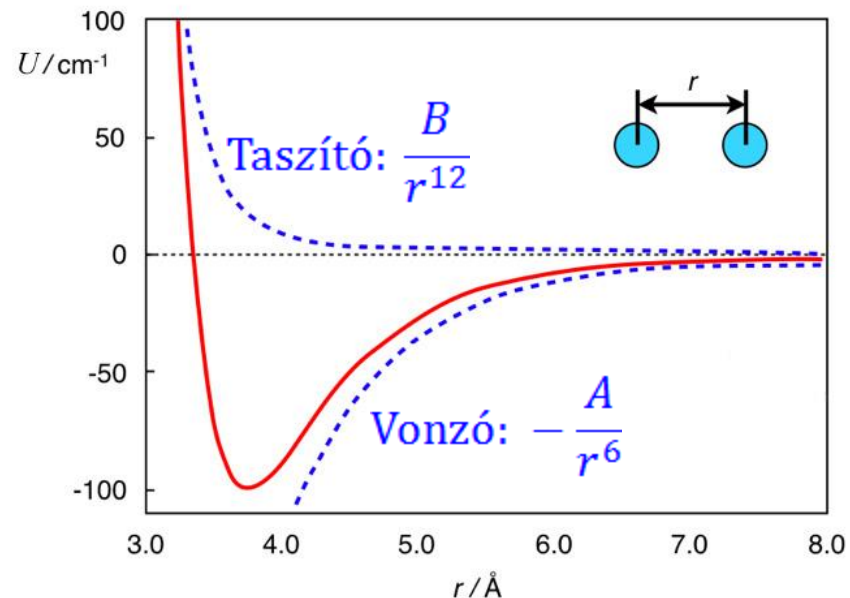
Tehát a belső energia nem csak a hőmérséklettől függ, hanem a térfogattól is.

Van der Waals kölcsönhatás
potenciális energiája:

$$U = -\frac{A}{r^6} + \frac{B}{r^{12}}$$

Lennard-Jones féle empirikus
formula.

A befolyásolja a -t, B pedig b -t



Hőtágulás*

Lineáris hőtágulás kis hőmérsékletváltozás esetén: $\Delta h = \alpha h_1 \Delta T$ h_1 : a rúd eredeti hossza

Tehát az új hossz: $h_2 = h_1(1 + \alpha \Delta T)$

A hőtágulás oka a potenciál aszimmetriája:
a lehetséges távolságok átlaga a
nagyobb értékek felé tolódik el ($r_2 > r_0$).

Térfogati hőtágulás: h_1 oldalélű kocka

Kezdeti térfogat $V_1 = h_1^3$, az új $V_2 = h_2^3$

Felhasználva a lineáris hőtágulás törvényszerűségét:

$$V_2 = h_2^3 = h_1^3 (1 + \alpha \Delta T)^3 = h_1^3 (1 + 3\alpha \Delta T + 3\alpha^2 \Delta T^2 + \alpha^3 \Delta T^3) = h_1^3 (1 + 3\alpha \Delta T)$$

$\alpha \Delta T$ kicsi, így a magasabb rendű tagok elhagyhatók

$$V_2 = V_1 (1 + \beta \Delta T)$$

$\beta = 3\alpha$ β : térfogati hőtágulási együttható

Érvényes bármely izotróp szilárd testre és folyadékokra. folyadékokra: $\beta \sim 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$

Vízre pl. nem, mert annak térfogata minimális 4 °C-on (hűtve is tágul!)

