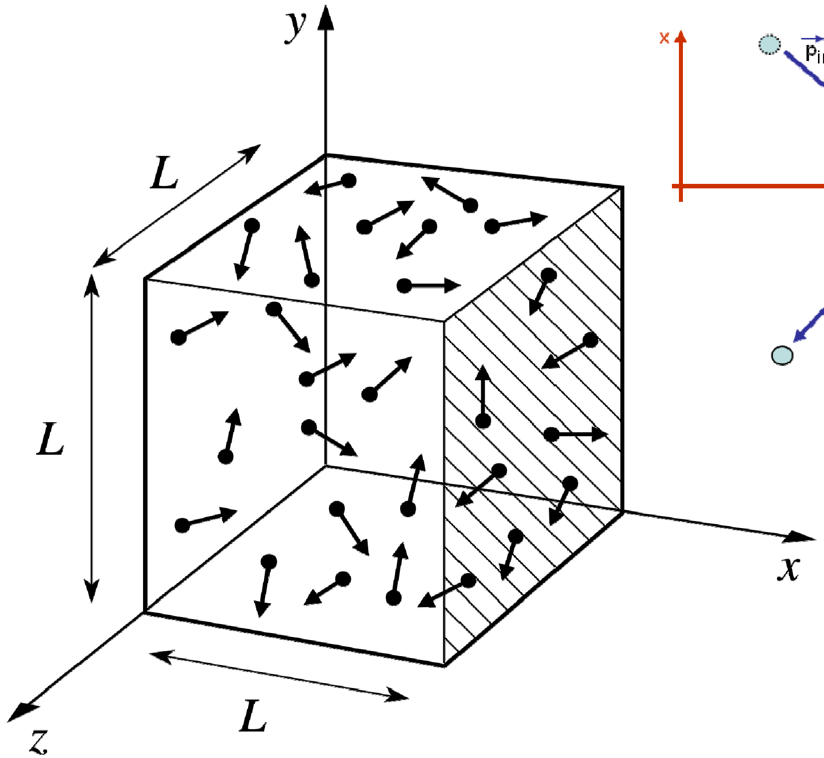
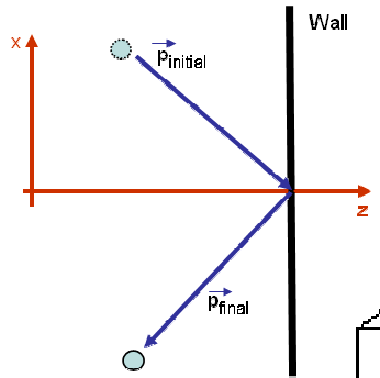
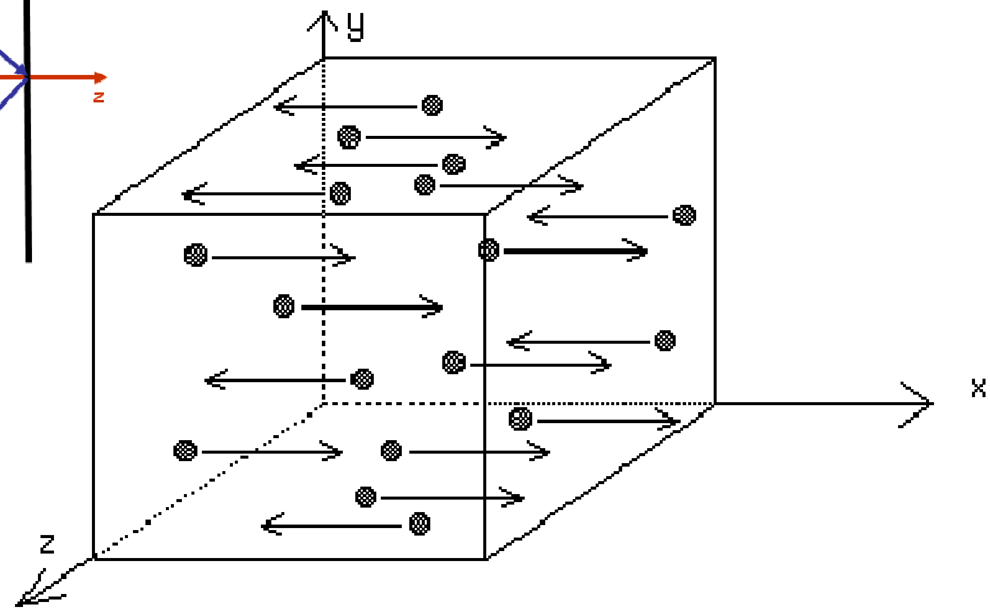
Κινητική Θεωρία των Αερίων

Κινητική θεωρία των αερίων







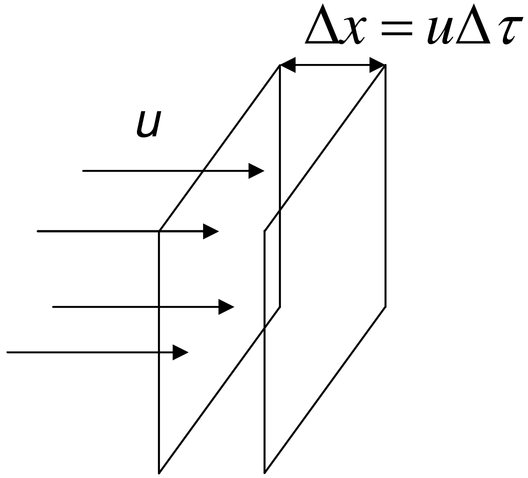
$$\Omega_i = 2m\left(v_x\right)_i \Rightarrow \textit{Ώθηση} / \textit{σωματίδιο} = 2m\left(v_x\right)_i$$

$$F_x = \textit{Ώθηση} / \Delta\tau = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\Delta\tau}} \Omega_i}{\Delta\tau}$$

Όπου $N_{\Delta\tau}$ ο αριθμός σωματιδίων που προσπίπτουν στο τοίχωμα σε χρόνο Δτ

Ας υποθέσουμε ότι όλα τα σωματίδια «τρέχουν» με την ίδια ταχύτητα v_x=u.

Πόση θα ήταν τότε η Πίεση p;



$$F_x = \frac{1}{\delta t} 2mu = r2mu$$

$$\delta t = \chi\rho\acute{o}\nu o\varsigma\_\alpha\nu\acute{\alpha}\mu\varepsilon\sigma\alpha\_\sigma\varepsilon\_2\_\kappa\rho o\acute{\upsilon}\sigma\varepsilon\iota\varsigma$$

$$r = \frac{1}{\delta t} = \rho\upsilon\theta\mu\acute{o}\varsigma \quad \pi\rho\acute{o}\sigma\kappa\rho o\upsilon\sigma\eta\varsigma\, \sigma\omega\mu\alpha\tau\iota\delta\acute{\iota}\omega\nu$$

$r =$ #(αριθμός) σωματιδίων που θα διέρχονταν από την επιφάνεια του τοιχώματος εάν αυτό δεν υπήρχε στη μονάδα του χρόνου

Εάν n η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων (# σωματιδίων /όγκο), τότε

$$r = \frac{\Delta \mathrm{N}}{\Delta\tau} = \frac{n\Delta V}{\Delta\tau} = \frac{nS\Delta x}{\Delta\tau} = nSu \Rightarrow F_x = nS2mu^2 \Rightarrow p = \frac{F_x}{S} = \frac{\mathrm{N}}{V} 2mu^2$$

όταν οι ταχύτητες είναι διαφορετικές

$$p = \frac{F_x}{S} = \frac{\mathrm{N}}{V}\frac{\sum_{i=1}^{\mathrm{N}} 2m(\vec{v_x})_i^2}{\mathrm{N}}$$

όταν τα Ν σωματίδια είναι σε κουτί

$$p = \frac{F_x}{S} = \frac{\mathrm{N}}{V}\frac{\sum_{i=1}^{\mathrm{N}} 2m(\vec{v_x})_i^2}{\mathrm{N}} = \frac{\mathrm{N}}{V}\frac{\sum_{i=1}^{\mathrm{N}} m(v_x)_i^2}{\mathrm{N}} = \frac{2}{V}\sum_{i=1}^{\mathrm{N}}\frac{1}{2}m(v_x)_i^2$$

$όμως$

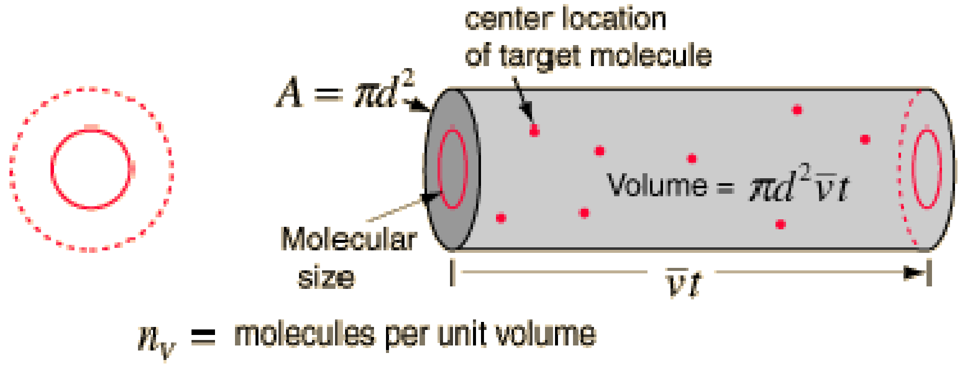
$$\mathrm{K} = \sum_{i=1}^{\mathrm{N}}\frac{1}{2}m(v_x)_i^2 + \sum_{i=1}^{\mathrm{N}}\frac{1}{2}m(v_y)_i^2 + \sum_{i=1}^{\mathrm{N}}\frac{1}{2}m(v_z)_i^2$$

Αφού δεν υπάρχει προτιμητέα διεύθυνση

$$\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{2} m (v_x)_i^2 = \frac{K}{3} \Rightarrow$$

$$pV = \frac{2}{3} K$$

Μέση ελεύθερη διαδρομή



$$\lambda = \frac{\mu\acute{\eta}\kappa o\varsigma\_\pi o\rho\varepsilon\acute{\iota}\alpha\varsigma\_\sigma\varepsilon\_\chi\rho\acute{o}\nu o\_t}{\pi\lambda\acute{\eta}\theta o\varsigma\_\kappa\rho o\acute{\upsilon}\sigma\varepsilon\omega\nu\_\sigma\varepsilon\_\chi\rho\acute{o}\nu o\_t}\left(=\frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 (N/V)}\right)$$

$$\lambda = \frac{\bar{v}t}{\pi d^2 (N/V)\bar{v}_{\sigma\chi\varepsilon\tau\iota\kappa\acute{\eta}}t}, \bar{v}_{\sigma\chi\varepsilon\tau\iota\kappa\acute{\eta}} = \sqrt{2}\bar{v}, \lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 (N/V)}$$

$$\vec{v}^{\,2}_{\sigma\chi\varepsilon\tau\iota\kappa\acute{\eta}} = \left(\vec{v}_1 - \vec{v}_2\right)\cdot\left(\vec{v}_1 - \vec{v}_2\right) = \vec{v}_1\cdot\vec{v}_1 - 2\vec{v}_1\cdot\vec{v}_2 + \vec{v}_2\cdot\vec{v}_2$$

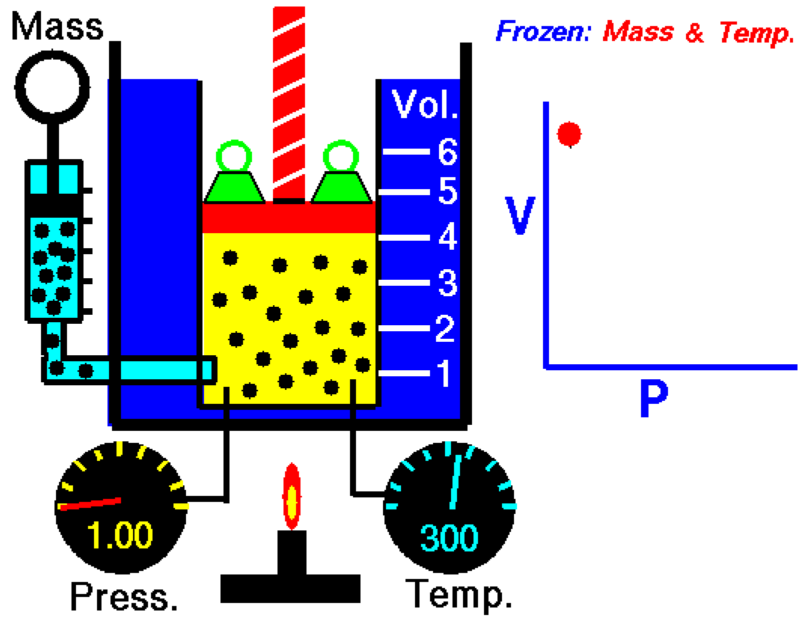
$$\overline{\vec{v}^{\,2}_{\sigma\chi\varepsilon\tau\iota\kappa\acute{\eta}}} = \overline{\vec{v}_1\cdot\vec{v}_1} - 2\overline{\vec{v}_1\cdot\vec{v}_2} + \overline{\vec{v}_2\cdot\vec{v}_2} = \overline{v^2} - 0 + \overline{v^2} = 2\overline{v^2}$$

Οι νόμοι των αερίων

- **Νόμος του Boyle (Ισόθερμη μεταβολή)**

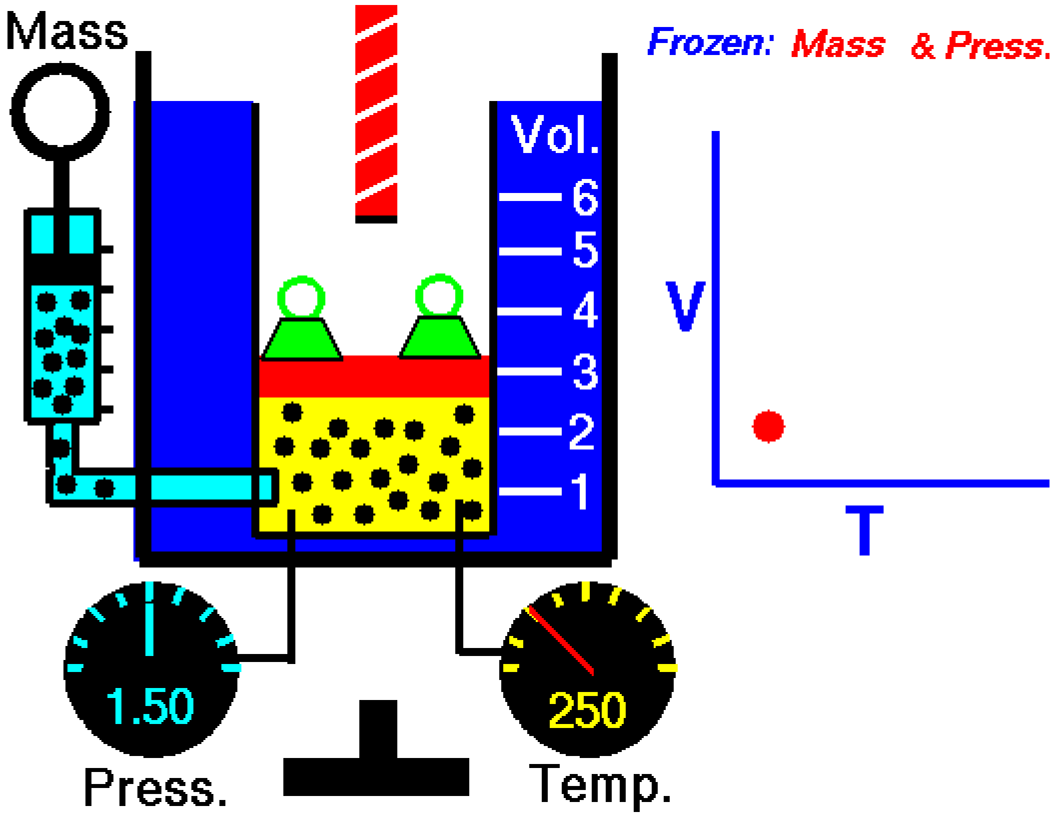
(όταν σε επαφή με δεξαμενή που βρίσκεται σε θερμοκρασία Τ)

$$pV = p'V'$$



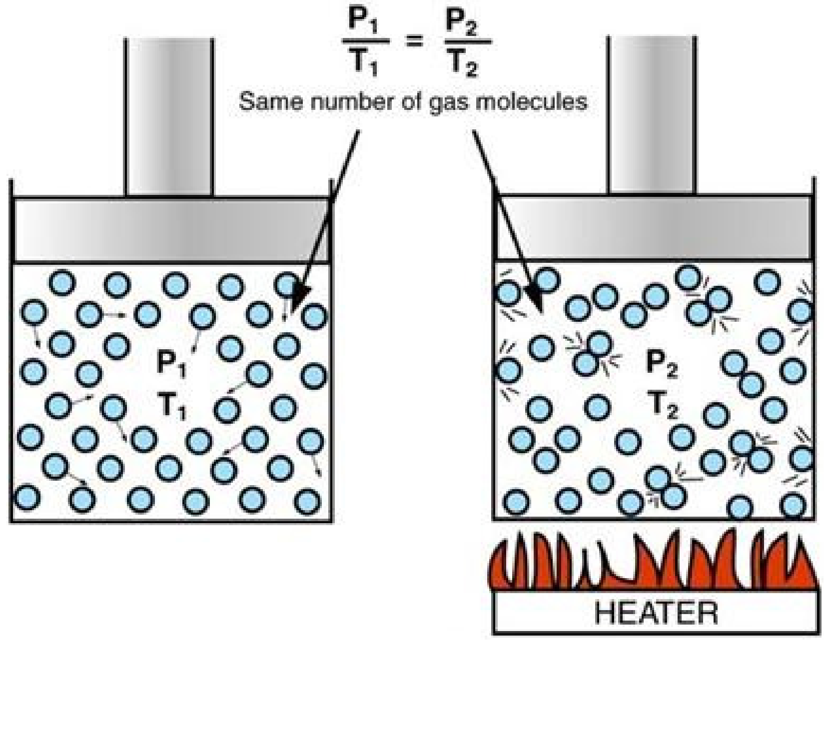
Νόμος *Charles*
(Ισοβαρείς μεταβολές)

$$\frac{V}{T} = \frac{V'}{T'}$$



Νόμος **Gay-Lussac**
(Ισόχωρες μεταβολές)

$$\frac{p}{T} = \frac{p'}{T'}$$



Η καταστατική εξίσωση των ιδανικών αερίων

$$\frac{pV}{T} = \frac{p'V'}{T'} = \nu R$$

$$\nu R = \mathrm{N}k_{\mathrm{B}}, R = N_{Avogadro}k_{\mathrm{B}}$$

$$pV = \nu RT = \mathrm{N}k_{\mathrm{B}}T$$

$$\acute{o}\mu\omega\varsigma$$

$$pV = \frac{2}{3}\mathrm{K} \Rightarrow$$

$$\mathrm{K} = \frac{3}{2}Nk_{\mathrm{B}}\mathrm{T}$$

Νόμος των μερικών πιέσεων του Dalton