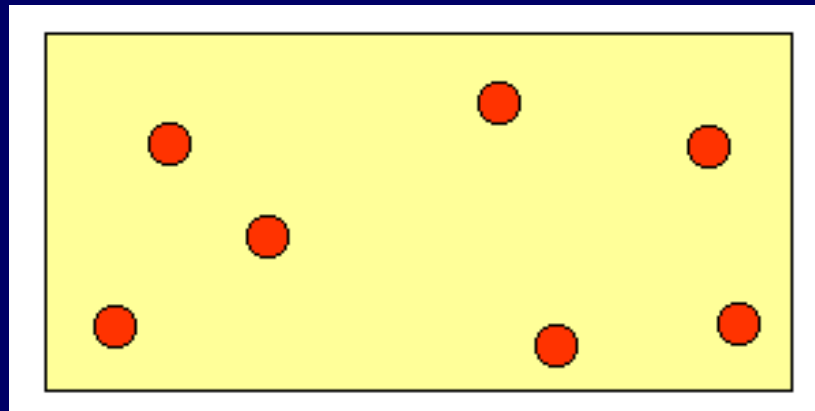


Aula-09

Teoria Cinética dos Gases



Física Geral II - F 228

2º semestre, 2016

Estado de um Sistema

- Sistema Macroscópico: Fluido Homogêneo
- Em equilíbrio Termodinâmico
- Variáveis Macroscópicas de Estado: p , V , T ,...

$$f(p, V, T, \dots) = 0$$

O mol e o Número de Avogadro

1 mol =

Número de átomos em uma amostra de 12 g de carbono 12

Número de Avogadro:

$$N_A = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} \text{ (moléculas por mol)}$$

Número de mols num gás de N moléculas: $n = N / N_A$

Número de mols num gás de massa m : $n = m / M$

M : Massa molar = Massa de 1 mol

ou: $n = m / (m_o N_A)$

m_o : Massa de 1 molécula do gás

Gases Ideais

- Interação entre as partículas é desprezível \leftrightarrow Gases reais no limite de baixas densidade.

Lei dos gases ideais:

$$pV = NkT = (nN_A)kT = nRT$$

k (ou k_B) = $1,38 \times 10^{-23}$ J/K \rightarrow Constante de Boltzmann

n \rightarrow Número de mols

$N_A = 6,02 \times 10^{23}$ mol $^{-1}$ \rightarrow Número de Avogrado

$R = N_A k = 8,31$ J mol $^{-1}$ K $^{-1}$ \rightarrow Constante dos Gases Ideais

Para 1 mol de qualquer gás ideal:

Para *CNTP* :

$$\left. \frac{pV}{T} = R \rightarrow V = R \frac{T}{p} \right\}$$

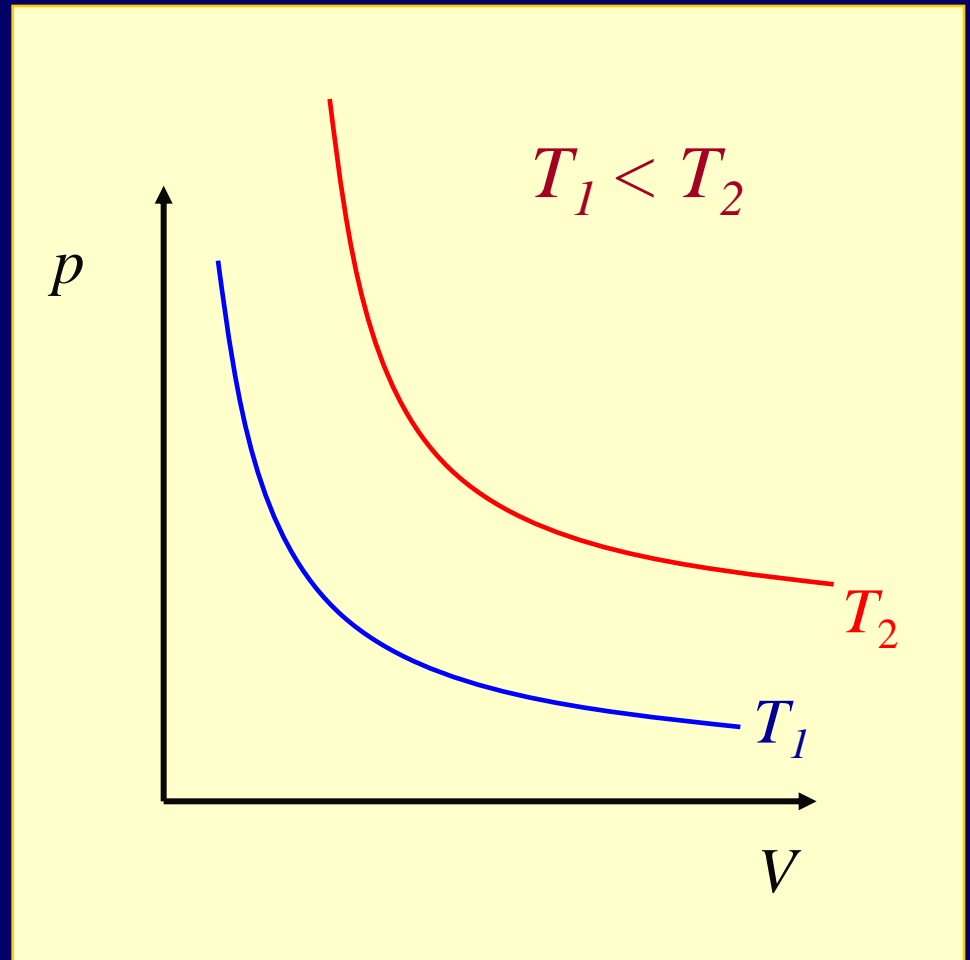
$$p = 101300 \text{ Pa} ; T = 273,15 \text{ K}$$

$$V_{1mol} = 0,0224 \text{ m}^3 = 22,4 \text{ l}$$

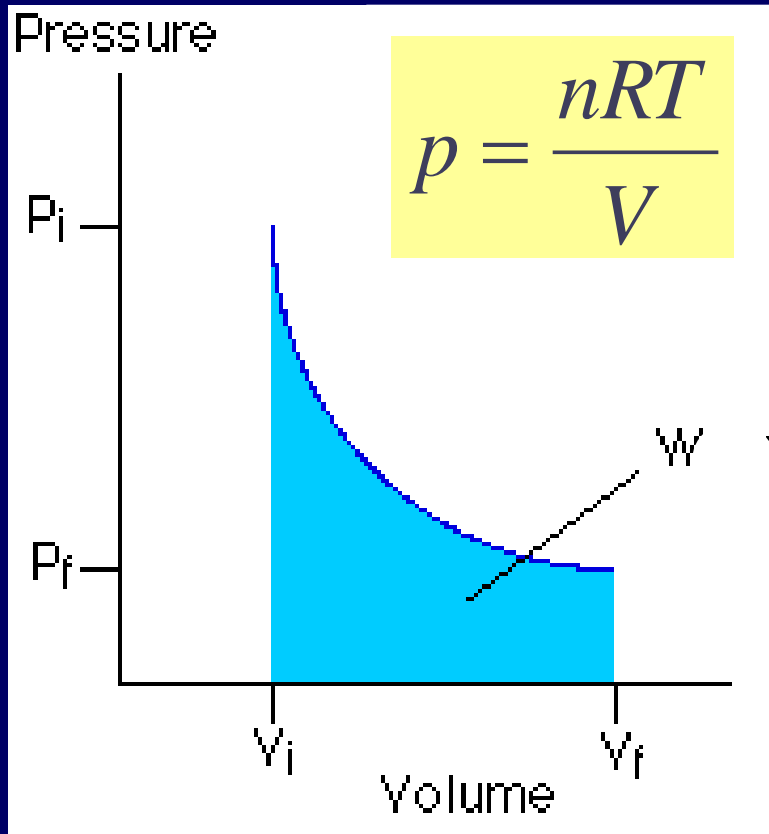
Processos Isotérmicos

- T constante

$$p = \frac{nRT}{V} = \frac{cte}{V}$$



Processos Isotérmicos

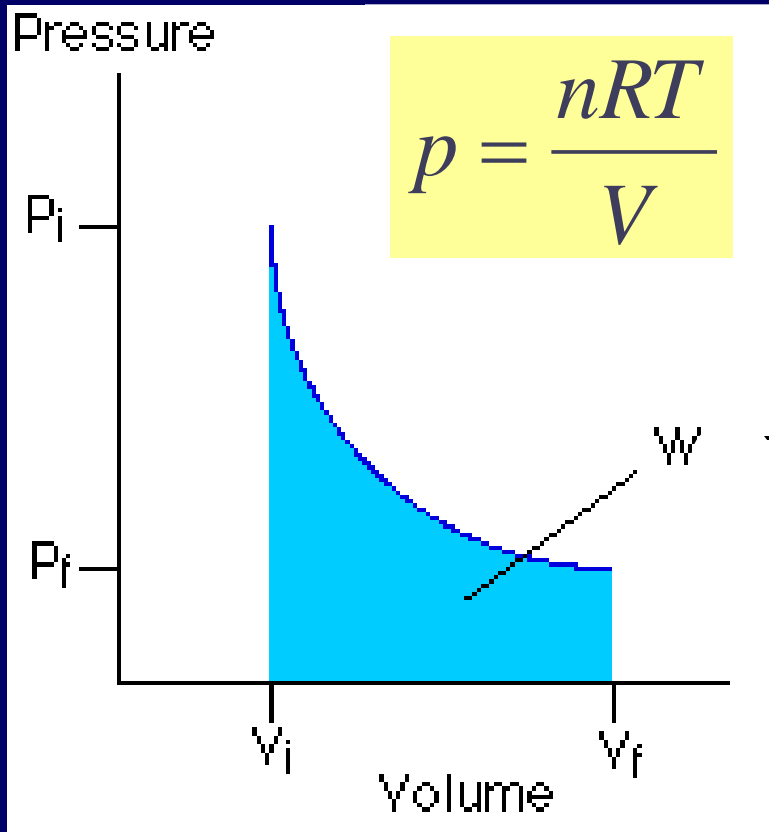


$$W_{i \rightarrow f} = \int_{V_i}^{V_f} p dV$$

$$W_{i \rightarrow f} = \int_{V_i}^{V_f} \frac{nRT}{V} dV$$

$$W_{i \rightarrow f} = nRT \ln \left(\frac{V_f}{V_i} \right)$$

Processos Isotérmicos



$$W_{i \rightarrow f} = nRT \ln \left(\frac{V_f}{V_i} \right)$$

Se:

V cte: $V_f = V_i$; $W_{if} = nRT \ln(1) = 0$

Expansão: $V_f > V_i$; $W_{if} > 0$

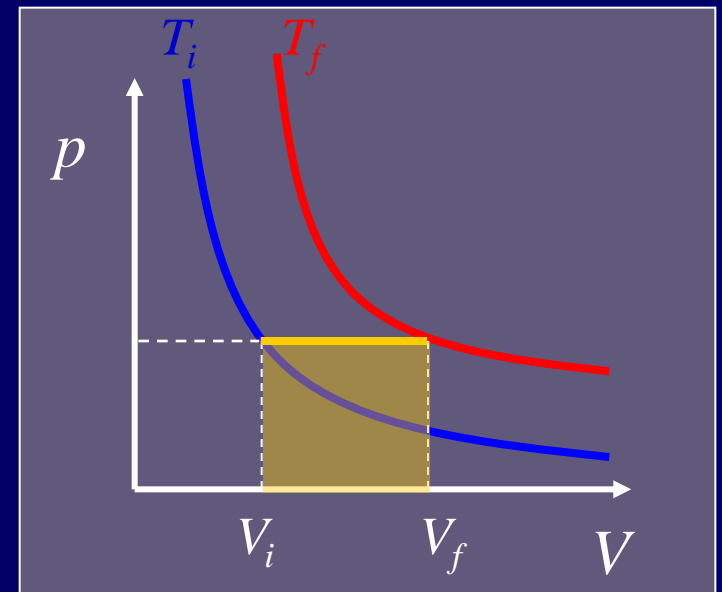
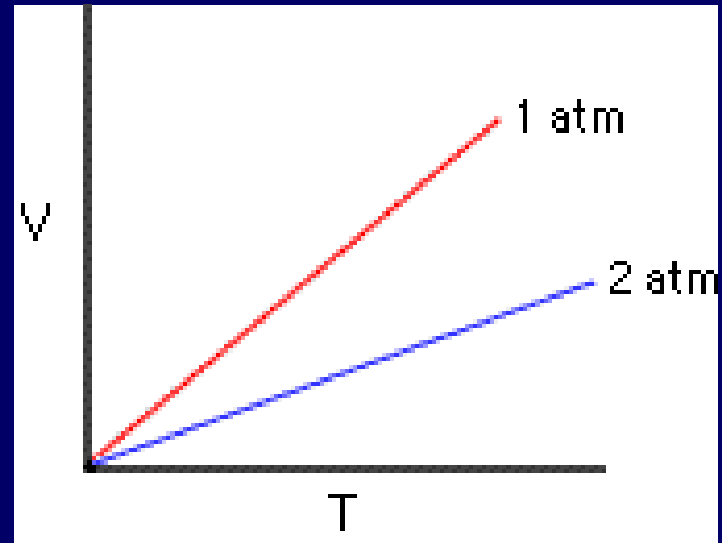
Compressão: $V_f < V_i$; $W_{if} < 0$

Processos Isobáricos

- p constante

$$V = \frac{nRT}{p} = cte \times T$$

$$W_{i \rightarrow f} = \int_{V_i}^{V_f} p dV = p \Delta V$$

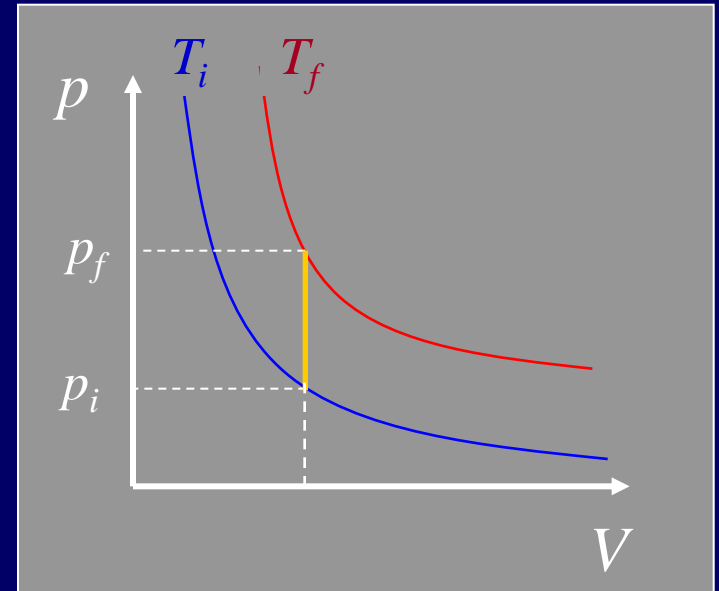
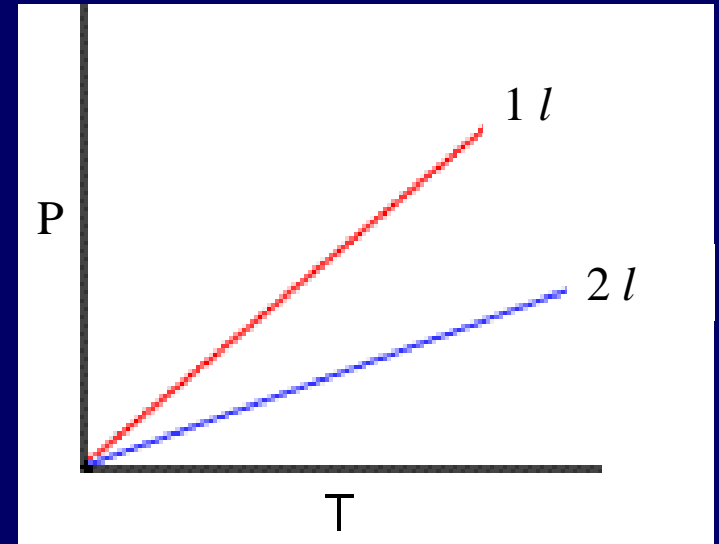


Processos Isocóricos

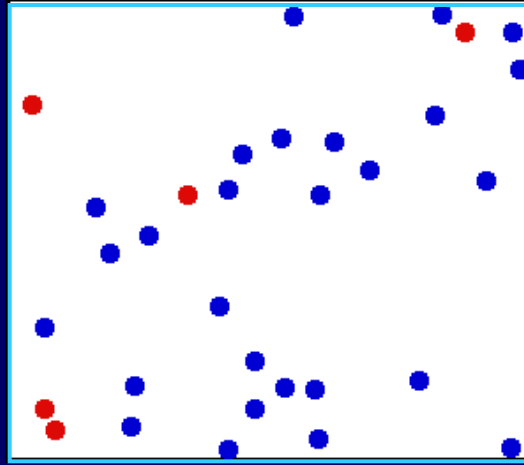
- V constante

$$p = \frac{nRT}{V} = cte T$$

$$W_{i \rightarrow f} = \int_{V_i}^{V_f} p dV = 0$$



Visão microscópica



- **Temperatura:**

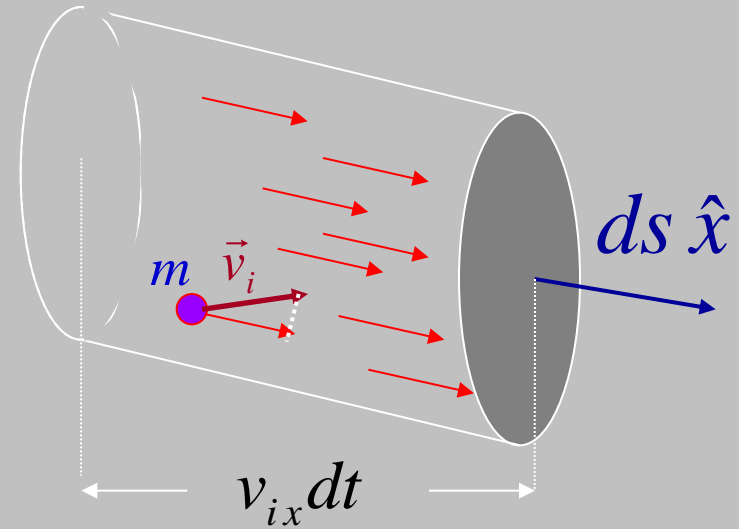
É diretamente proporcional à energia cinética média das partículas do gás.

- **Pressão:**

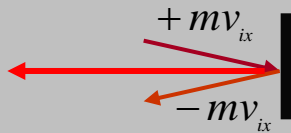
É a taxa média de variação do momento linear das partículas que colidem nas paredes do recipiente de gás, por unidade de área.

Teoria cinética da pressão

n_i partículas por unidade de volume com componente x da velocidade dada por v_{ix} atingem a área sombreada num tempo dt



Cada partícula ao colidir com a parede sombreada sofre uma mudança de momento linear Δp_{ix} :



$$\Delta p_{ix} = -2mv_{ix}$$

Transfere: $+2mv_{ix}$

N_i partículas:

$$dp_{ix} = (2mv_{ix}) n_i (v_{ix} dt ds)$$

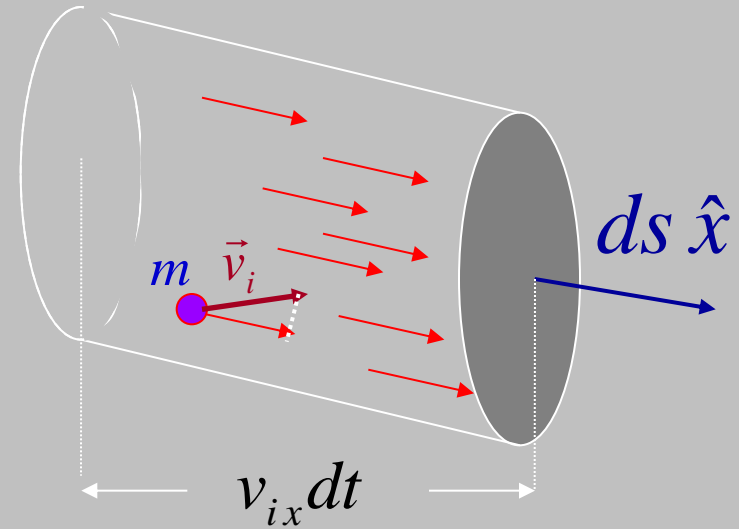
$$dp_{ix} = 2n_i m v_{ix}^2 dt ds$$

Teoria cinética da pressão

$$dp_{ix} = 2n_i m v_{ix}^2 dt ds$$

Momento linear total (considerando todas v_i possíveis) transferido para a área ds no intervalo de tempo dt :

$$dp_x = \sum_{i|v_{ix}>0} 2n_i m v_{ix}^2 ds dt$$



Pressão:

$$P = \frac{dF_x}{ds} = \frac{d}{ds} \left(\frac{dp_x}{dt} \right) = \sum_{v_{ix}>0} 2n_i m v_{ix}^2$$

Teoria cinética da pressão

$$P = \sum_{i|v_{ix}>0} 2n_i m v_{ix}^2$$

Isotropia do espaço: $v_{i(+x)}^2 = v_{i(-x)}^2 \rightarrow$ $P = \sum_i n_i m v_{ix}^2$

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{\sum_i n_i v_{ix}^2}{\sum_i n_i} \rightarrow \text{Velocidade quadrática média}$$

Isotropia do espaço $\rightarrow \langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{\langle v^2 \rangle}{3}$

$$P = m \sum_i n_i v_{ix}^2 = m \langle v_x^2 \rangle \sum_i n_i = m \langle v_x^2 \rangle \frac{N}{V} = \frac{1}{3} \frac{N}{V} m \langle v^2 \rangle$$

Teoria cinética da pressão

$$P = \frac{1}{3} \frac{N}{V} m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{3} \frac{n N_A}{V} m \langle v^2 \rangle = \frac{n M_{mol}}{3V} \langle v^2 \rangle \quad ; \quad n \rightarrow \text{mols}$$

Energia cinética de translação média $\Rightarrow \langle K \rangle = \frac{1}{2} N m \langle v^2 \rangle \Rightarrow 2 \langle K \rangle = N m \langle v^2 \rangle$

Daí: $P = \frac{2 \langle K \rangle}{3 V} \Rightarrow \langle K \rangle = \frac{3}{2} P V = \frac{3}{2} n R T = \frac{3}{2} N k T$

$$T = \frac{2 \langle K \rangle}{3 N k}$$

Para 1 partícula ($N = 1$): $\langle K \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k T$

Para 1 mol ($n = 1$): $\langle K \rangle = \frac{1}{2} N_A m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} R T$

$$k = \frac{R}{N_A}$$

Independem
da massa !

Velocidade média quadrática

$$\frac{1}{2}(N_A m) \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} RT$$

$$\hookrightarrow \langle v^2 \rangle = \frac{3RT}{mN_A} \rightarrow$$

$$v_{rms} \equiv \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3RT}{M_{mol}}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

GÁS ($T = 300 \text{ K}$)	Massa Molar (10^{-3} kg/mol)	v_{rms} (m/s)
H ₂	2.02	1920
He	4.0	1370
H ₂ O (vapor)	18.0	645
N ₂	28.0	517
O ₂	32.0	438
CO ₂	44.0	412
SO ₂	64.1	342

$$k = \frac{R}{N_A}$$

$$R = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol.K}}$$

Distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann

- Para um gás ideal, o número médio de partículas com energia $E(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, numa posição entre \mathbf{r} e $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$ e velocidade entre \mathbf{v} e $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ é dada por:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} = C e^{-\frac{E(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{kT}} d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} \quad ; \quad E(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{1}{2} m \mathbf{v}^2$$

- O termo exponencial é o fator de Boltzmann da distribuição canônica e C é uma constante a ser determinada pela condição de normalização:
$$\left\{ C \int_{(\mathbf{r})} \int_{(\mathbf{v})} e^{-\frac{m\mathbf{v}^2}{2kT}} d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} = N \right.$$

onde N é o número total de partículas, com energia apenas cinética (translação), no volume:

$$V = \int_{(\mathbf{r})} d^3\mathbf{r}$$

- Mas:

$$\mathbf{v}^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad \rightarrow \quad CV \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \right)^3 = CV \left(\frac{2\pi kT}{m} \right)^{\frac{3}{2}} = N \quad \rightarrow$$

$$C = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} ; \quad \boxed{f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\mathbf{v}^2}{2kT}} d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v}} ; \quad n = \frac{N}{V}$$

Distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann

- Notar que a função distribuição $f(\mathbf{v})$ não depende de \mathbf{r} ; depende somente do módulo de \mathbf{v} , ou seja, $f(\mathbf{v}) = f(v)$.

Expressando por unidade de volume:
(Distribuição de velocidades)

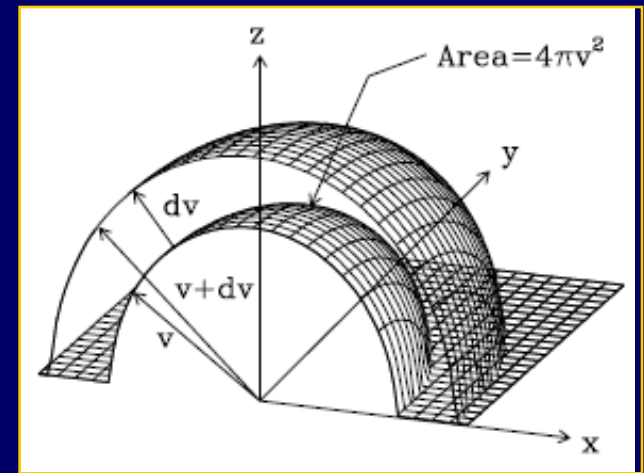
$$f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} d^3\mathbf{v}$$

- O N° médio de partículas por unidade de volume cujo **módulo da velocidade**, ou **rapidez** (*speed*), está entre v e $v + dv$ será:

$$F(v)dv = \int_v^{v+dv} f(v) d^3v = f(v) 4\pi v^2 dv$$

$$F(v)dv = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv$$

$$\text{Normalização: } \int_0^{\infty} F(v) dv = n = \frac{N}{V}$$



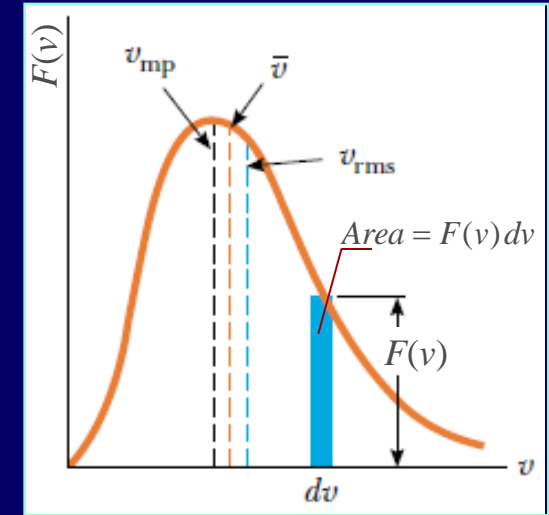
Probabilidade:

$$P_r(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv$$

Distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann

- Velocidade mais provável (*máximo!*):

$$\frac{dF(v)}{dv} = \frac{d}{dv} \left[4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 \right] = 0$$



$$2v e^{-\frac{mv^2}{2kT}} - v^2 \left(\frac{m}{kT} v \right) e^{-\frac{mv^2}{2kT}} = 0 \rightarrow v_{mp}^2 = \frac{2kT}{m} \rightarrow \boxed{v_{mp} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}}$$

- Velocidade média: $\bar{v} = \int_0^{\infty} v P_r(v) dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^3 dv$

$$\bar{v} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{-2} \right] = \boxed{\sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{kT}{m}}}$$

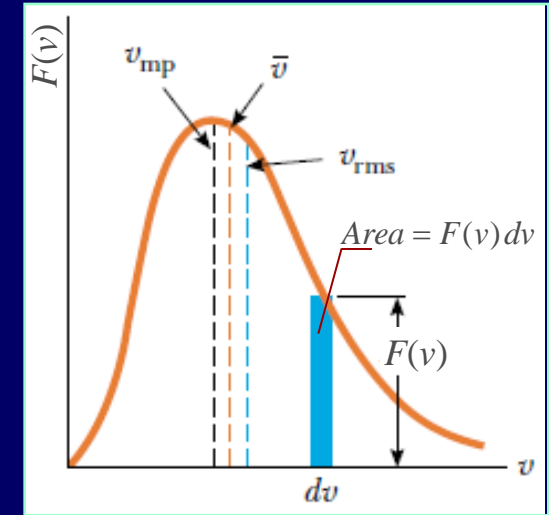
Distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann

- Velocidade mais provável (*máximo!*):

$$v_{mp} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

- Velocidade média: $\bar{v} = \int_0^{\infty} v P_r(v) dv =$

$$\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$



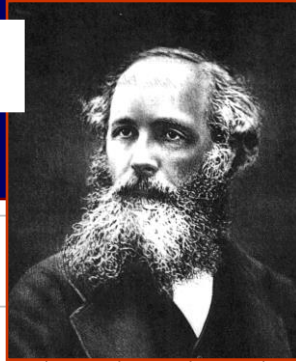
- Velocidade média quadrática: $\overline{v^2} = \int_0^{\infty} v^2 P_r(v) dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^4 dv$

$$\overline{v^2} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left[\frac{3}{8} \sqrt{\pi} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{-\frac{5}{2}} \right] = \frac{3kT}{m} = \frac{3RT}{M_{mol}} \quad \Rightarrow \quad v_{rms} = \sqrt{\frac{3RT}{M_{mol}}}$$

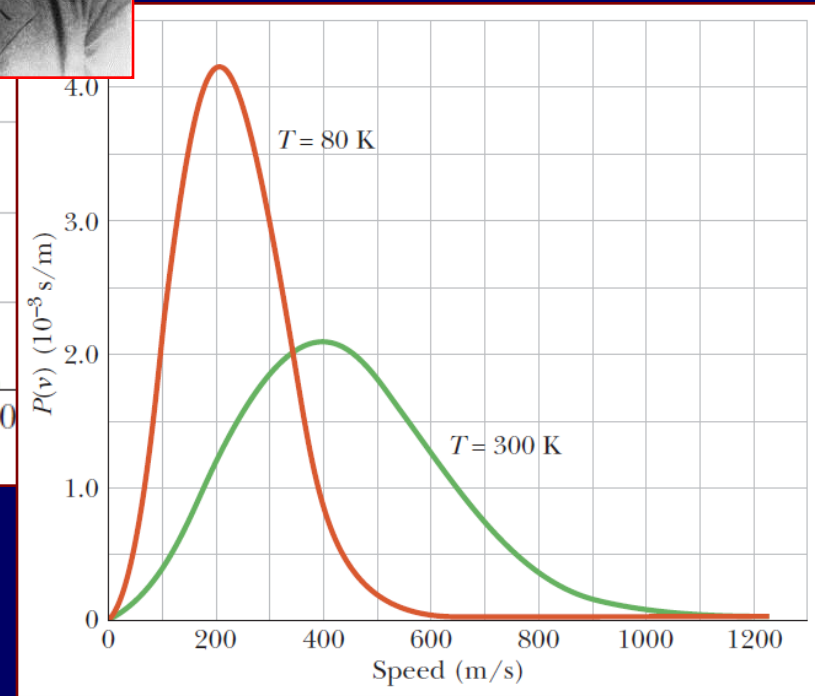
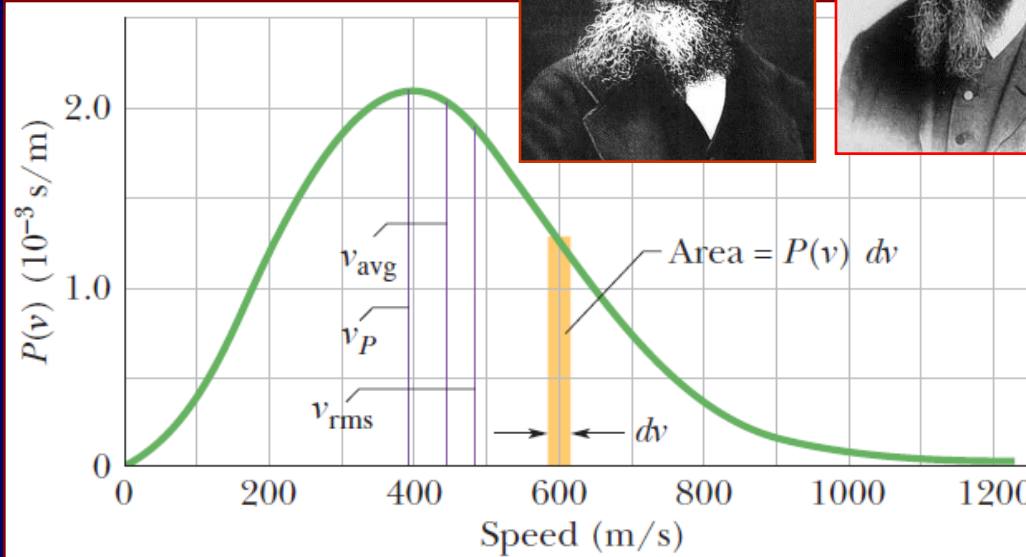
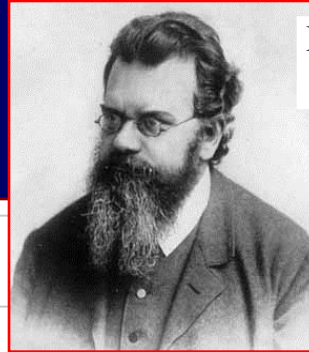
$$R = N_A k$$

Distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann

James C. Maxwell
1831 - 1879



Ludwig E. Boltzmann
1844 - 1906



$P_r(v) dv$: Probabilidade de que uma partícula do gás tenha o módulo da sua velocidade (*speed*) entre v e $v+dv$

$$P_r(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$

$$F(v_1, v_2) = \int_{v_1}^{v_2} P_r(v) dv$$

$$\int_0^{\infty} P_r(v) dv = 1$$

Distribuição de velocidades de Maxwell

$$P(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$

Fração de moléculas com módulo de velocidade entre v_1 e v_2 :

$$F(v_1, v_2) = \int_{v_1}^{v_2} P(v) dv$$

Condição de Normalização:

$$\int_0^{\infty} P(v) dv = 1$$

Velocidade média:

$$\langle v \rangle = v_{\text{média}} = \int_0^{\infty} v P(v) dv = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_{\text{mol}}}}$$

Velocidade média quadrática:

$$\langle v^2 \rangle = \int_0^{\infty} v^2 P(v) dv = \frac{3RT}{M_{\text{mol}}} = v_{\text{rms}}^2$$

Energia interna

- Gás ideal monoatômico

Energia interna (E_{int}) = Energia cinética total média $\langle K \rangle$

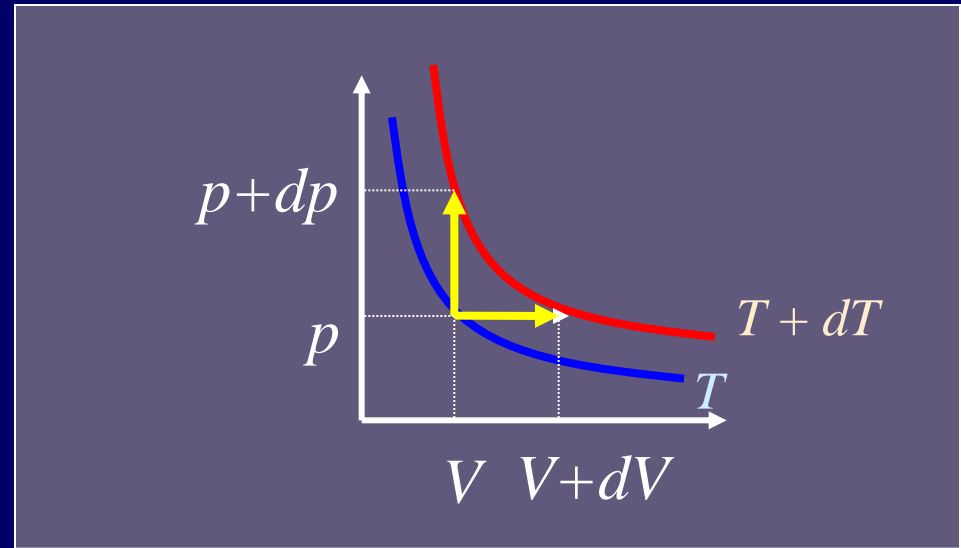
$$E_{int} = \langle K \rangle = \frac{3}{2} NkT = \frac{3}{2} nRT$$

$$R = N_A k$$

Capacidade térmica

1 mol

$$dQ = C dT$$



SE a pressão constante:

$$dQ_P = C_P dT$$

Calor específico molar a pressão constante

SE a volume constante:

$$dQ_V = C_V dT$$

Calor específico molar a volume constante

Calor Específico Molar

$$dV = 0$$

$$dE_{\text{int}} = dQ_V - dW$$

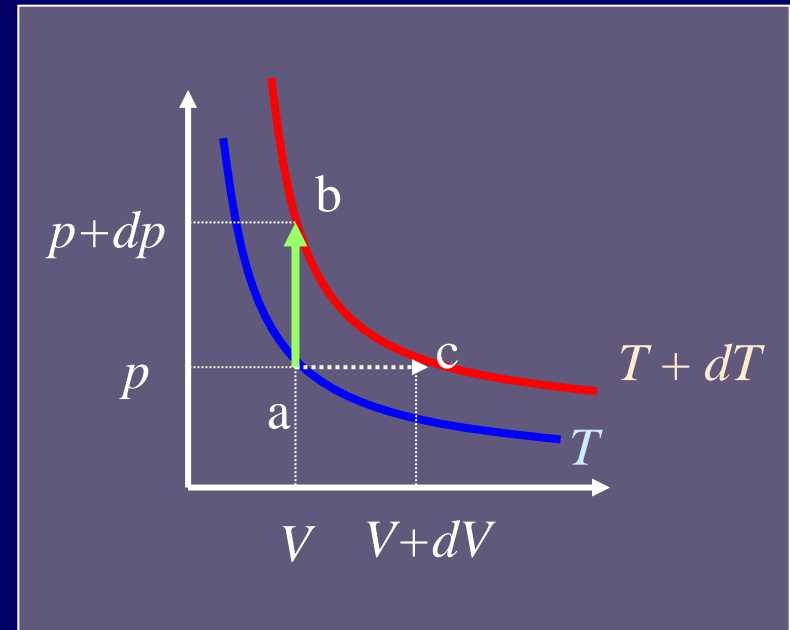


$$dE_{\text{int}} = dQ_V = C_V dT$$

$$C_V = \frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial T}$$

$$\text{Então: } C_V = \frac{3}{2} R = 12,5 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$$

- A *Volume* constante



Para 1 mol de gás ideal:

$$E_{\text{int}} = \langle K \rangle = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT$$

$$R = N_A k$$

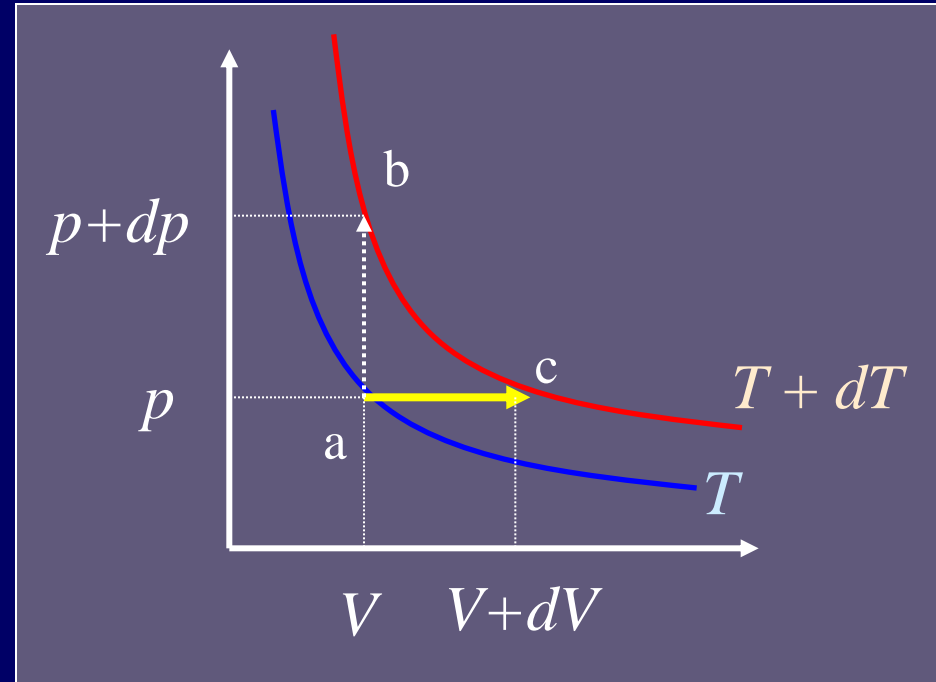
Calor Específico Molar

- A *Pressão* constante

$$dE_{\text{int}} = dQ_p - dW$$

$$dE_{\text{int}} = C_p dT - p dV$$

Mas dE_{int} pode ser expresso apenas em termos de dT , independentemente do processo:



$$dE_{\text{int}} = C_p dT - p dV = C_V dT \quad \Rightarrow \quad C_p dT - R dT = C_V dT$$

$$C_p = C_V + R$$

Usando (para 1 mol):
 $pV = RT \quad \rightarrow \quad pdV = R dT$

Calor Específico Molar

$$C_P = C_V + R$$

- Para 1 mol de um gás ideal MONOATÔMICO:

$$C_V = \frac{3}{2} R$$

$$C_P = \frac{5}{2} R$$

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{5}{3}$$

- Onde γ é a razão entre os calores específicos molares do gás.

Calor Específico Molar

$$C_V = \frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial T}$$

• A *Volume* constante

Mono-
atômicos

{

Molécula

C_V (J/mol.K)

He

12,5

Ar

12,6

}

$$\approx \frac{3}{2} R = 12,5$$

Di-
atômicos

{

N₂

20,7

O₂

20,8

}

$$\approx \frac{5}{2} R = 20,8$$

Poli-
atômicos

{

NH₄

29,0

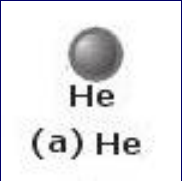
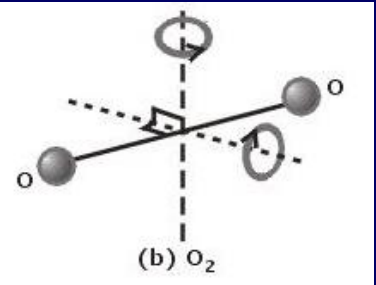
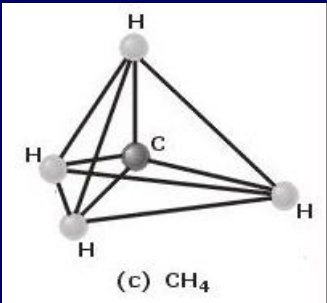
CO₂

29,7

}

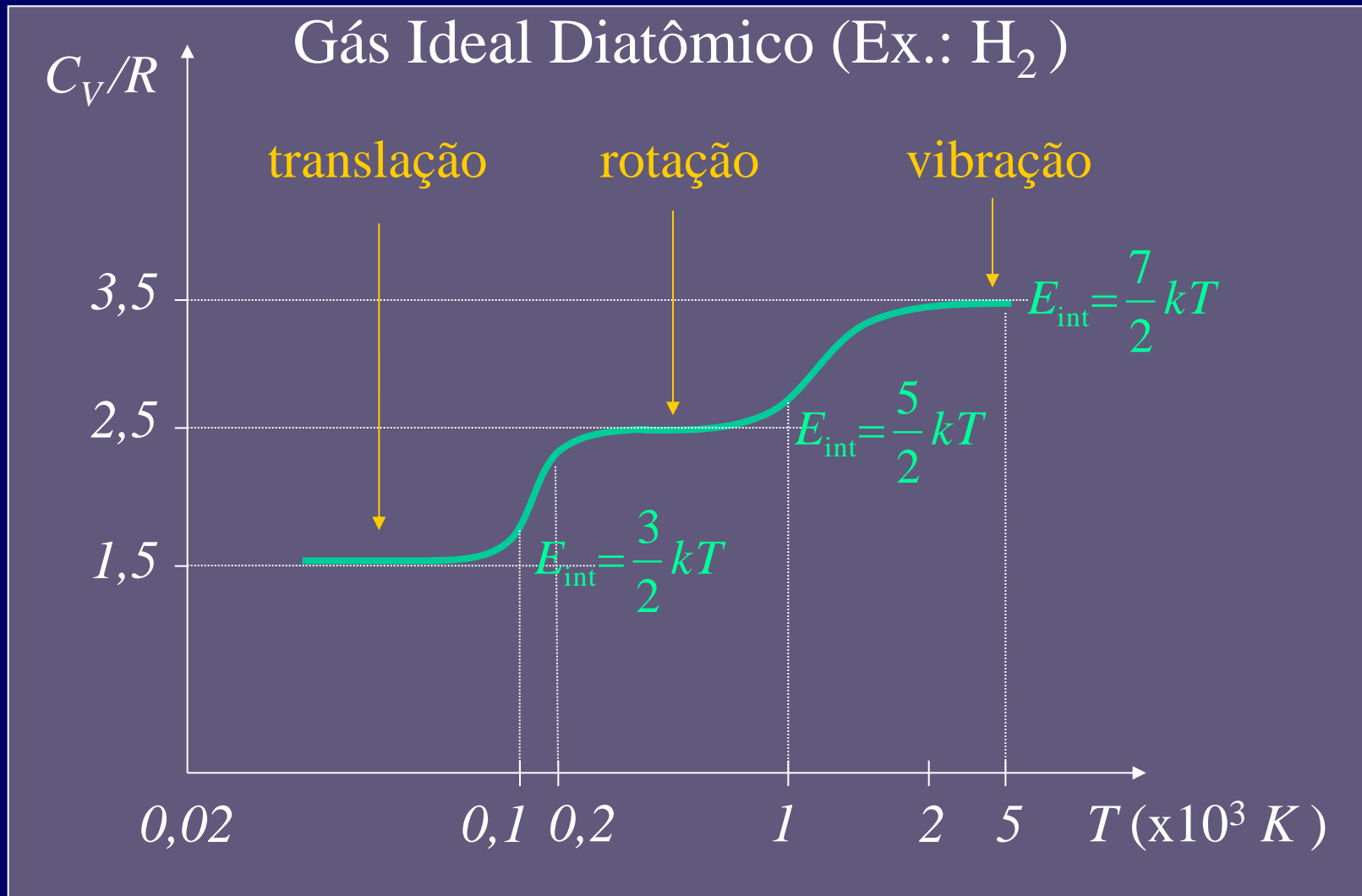
$$> 3R = 24,9!$$

Teorema da equipartição de energia (J. C. Maxwell)

Gás ideal	Graus de liberdade	Energia Interna (por molécula)
<p>MONOATÔMICO</p> 	Translação 3D : 3	$E_{int} = 3 \frac{1}{2} kT$
<p>DIATÔMICO</p> 	Translação 3D : 3 Rotação 2 eixos : 2 Vibração 2 modos : 2 (em altas temperaturas!) → 5 ou 7 (T alta)	$E_{int} = 5 \frac{1}{2} kT$ ou: $E_{int} = 7 \frac{1}{2} kT$
<p>POLIATÔMICO</p> 	q	$E_{int} = q \frac{1}{2} kT$

Calor Específico Molar

- Efeitos Quânticos: E_{int} assume valores discretos acima de determinadas temperaturas.



Calor Específico Molar

- Generalizando para 1 mol de gás ideal, com q graus de liberdade:

$$E_{\text{int}}(T) = \frac{1}{2} qRT$$

$$R = N_A k$$

$$C_V = \left(\frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial T} \right)_V$$

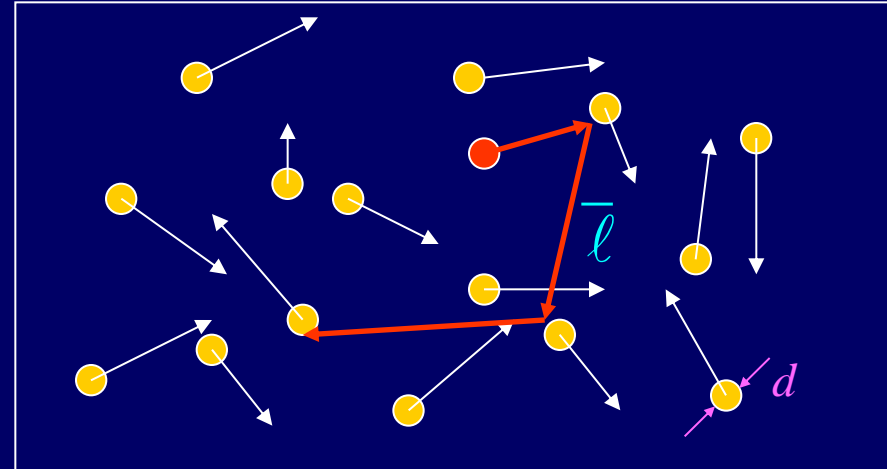
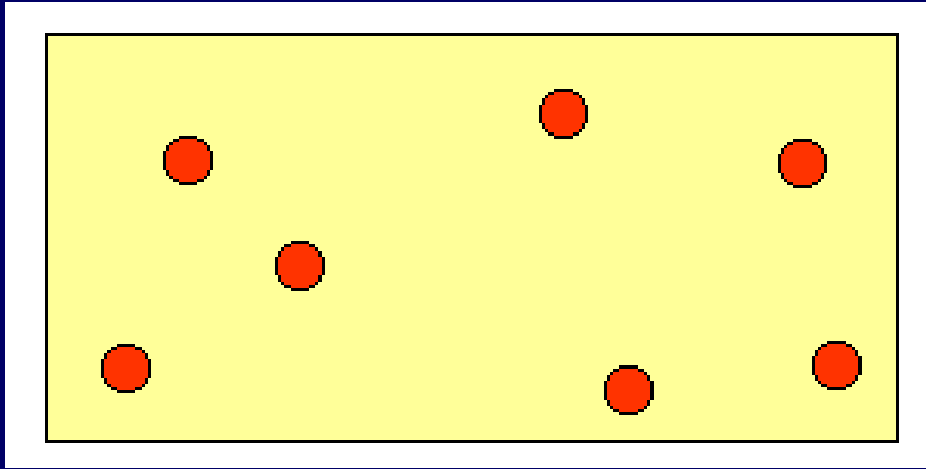
$$C_P = C_V + R$$

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$$

$$C_V = \frac{q}{2} R, \quad C_P = \left[\frac{q}{2} + 1 \right] R, \quad \gamma = \frac{q+2}{q}$$

Livre caminho médio

Movimento aleatório das moléculas de um gás:
há colisões entre as moléculas

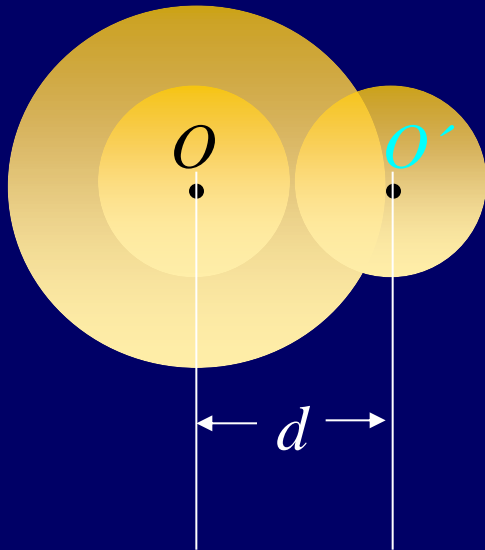


Distância média entre colisões:
Livre Caminho Médio

$$\bar{\ell} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 (N/V)}$$

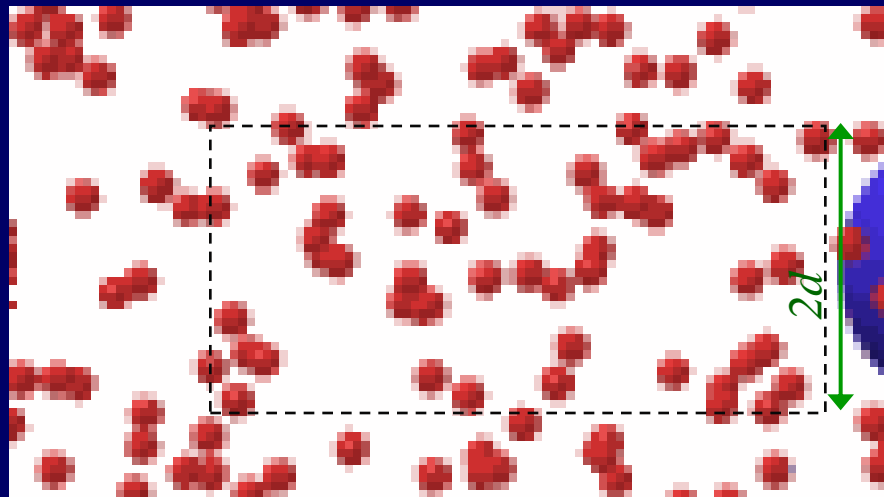
Livre caminho médio

$$V_0 = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{d}{2}\right)^3$$



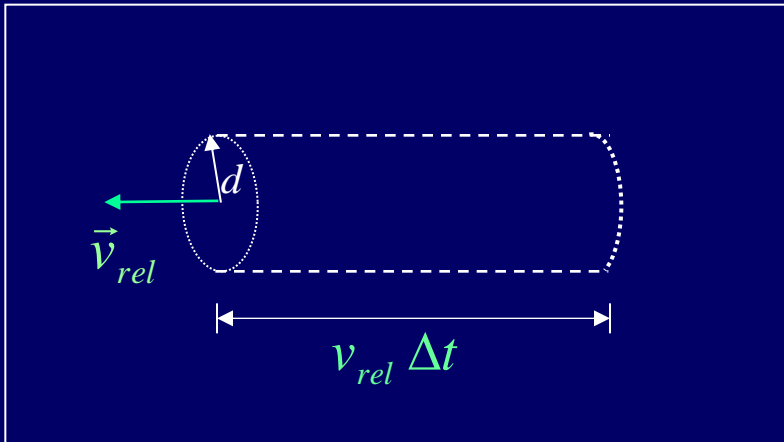
Volume de exclusão

$$\frac{4}{3}\pi d^3 = 8 \frac{4}{3}\pi \left(\frac{d}{2}\right)^3 = 8V_0$$



Livre caminho médio

Trajetória do volume de exclusão



Seção transversal do tubo percorrido pelo volume de exclusão:

$$\sigma = \pi d^2$$

Volume varrido num tempo Δt :

$$V_t = \sigma \underbrace{\bar{v}_{rel} \Delta t}$$

Espaço percorrido pelo centro da esfera

Livre caminho médio

$$V_t = \sigma \bar{v}_{rel} \Delta t$$

Número médio de colisões:
(por unidade de volume)

$$\eta = \frac{N}{V} V_t = \frac{N}{V} \sigma \bar{v}_{rel} \Delta t$$

Frequência média de colisões:

$$\bar{f} = \frac{\eta}{\Delta t} = \frac{N}{V} \sigma \bar{v}_{rel}$$

Livre Caminho Médio (supondo: $\bar{v} \approx \bar{v}_{rel}$) :

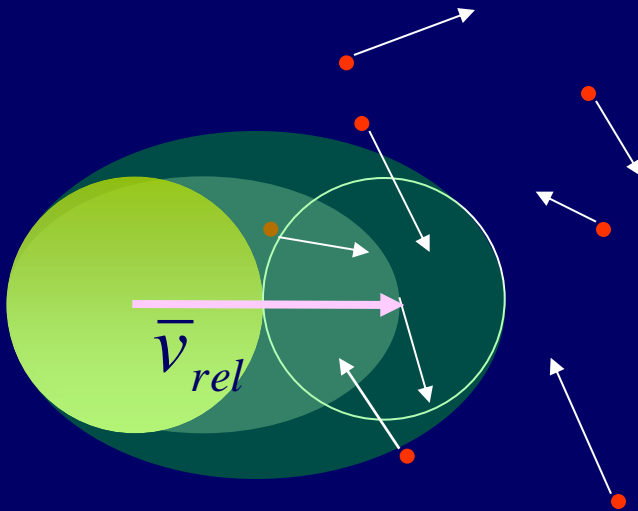
$$\bar{\ell} = \bar{v} \left(\frac{\Delta t}{\eta} \right) = \frac{\bar{v} V}{N \sigma \bar{v}_{rel}} \approx \frac{1}{(N/V) \pi d^2}$$

$$\sigma = \pi d^2$$

Livre caminho médio

$$\bar{\ell} = \bar{v} \left(\frac{\Delta t}{\eta} \right) = \frac{\bar{v} V}{N \sigma \bar{v}_{rel}} \approx \frac{1}{(N/V) \pi d^2}$$

Correção devida à velocidade relativa:



$$\bar{v}_{rel} = \sqrt{2} \bar{v}$$



$$\bar{\ell} = \frac{1}{(\sqrt{2}) \pi d^2 (N/V)}$$

Livre caminho médio

$$\bar{\ell} = \frac{1}{(\sqrt{2}) \pi d^2 (N/V)}$$

$$\frac{N}{V} = \frac{p}{kT}$$

$$\bar{\ell} = \frac{kT}{(\sqrt{2}) \pi d^2 p}$$

Gases a
 $T = 300 \text{ K}$

Pressão (Pa)	10^{-6}	10^{-3}	1	10^3	10^5
Livre percurso médio	km	m	mm	μm	nm
Ar	6.8	6.8	6.8	6.8	68
Argon	7.2	7.2	7.2	7.2	72
CO ₂	4.5	4.5	4.5	4.5	45
Hidrogênio	12.5	12.5	12.5	12.5	125
Vapor de água	4.2	4.2	4.2	4.2	42
Hélio	19.6	19.6	19.6	19.6	196
Azoto	6.7	6.7	6.7	6.7	67
Neon	14.0	14.0	14.0	14.0	140
Oxigênio	7.2	7.2	7.2	7.2	72
Pressão (mbar)	10^{-8}	10^{-5}	10^{-2}	10	1000

Ultra vácuo

Alto vácuo

Médio vácuo

Baixo vácuo

1 atm

Processos adiabáticos

(Quase equilíbrio !)

$$dQ = 0 \longrightarrow dE_{\text{int}} = -dW = -p dV$$

$$n \text{ mols : } dE_{\text{int}} = n C_V dT \longrightarrow \boxed{n dT = \frac{dE_{\text{int}}}{C_V} = -\frac{p}{C_V} dV}$$

$$pV = nRT \longrightarrow pdV + Vdp = nRdT \longrightarrow \boxed{n dT = \frac{pdV + Vdp}{R}}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{pdV + Vdp}{R} &= \frac{-pdV}{C_V} \\ pdV + Vdp &= -pdV(\gamma - 1) \end{aligned} \right\} \longrightarrow \boxed{\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}} \quad \boxed{\gamma = \frac{C_P}{C_V}}$$
$$\boxed{C_p = C_V + R} \longrightarrow \boxed{\frac{R}{C_V} = \gamma - 1}$$

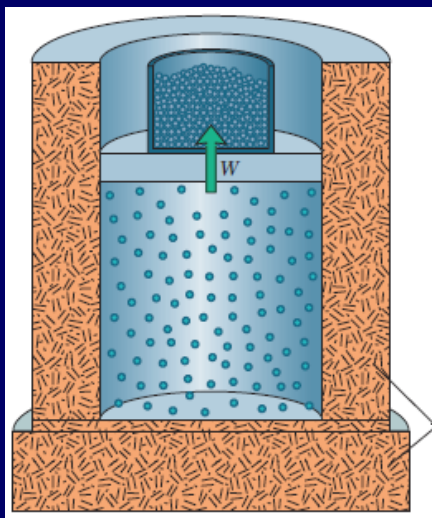
Processos adiabáticos

(Quase equilíbrio !)

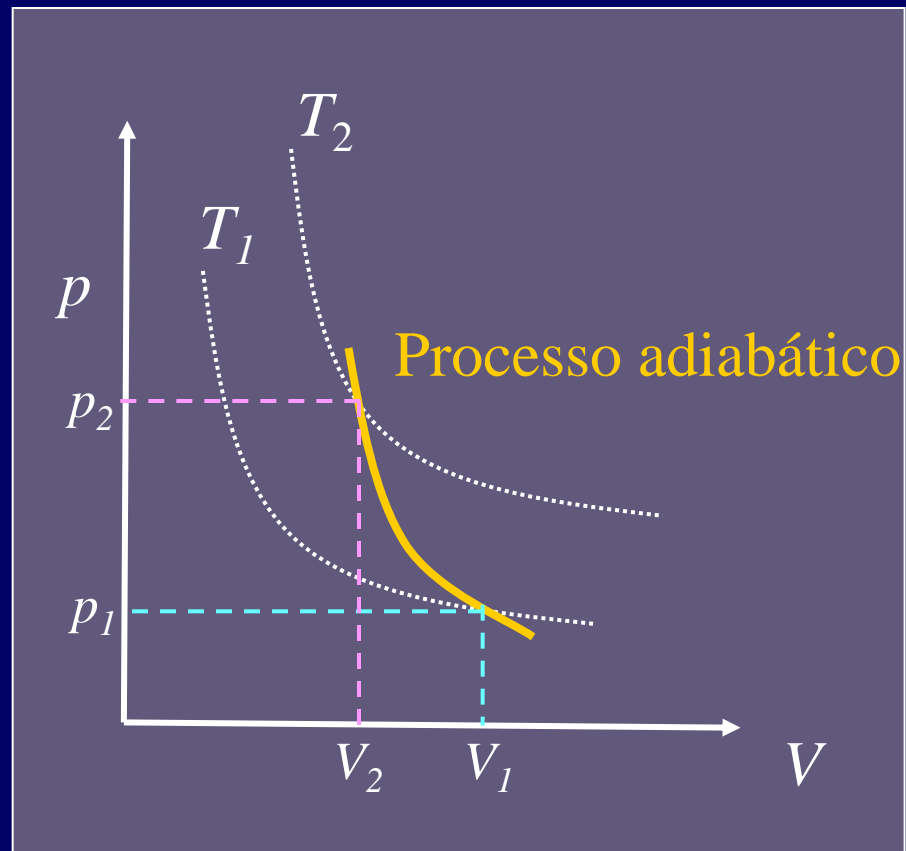
$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}$$

$$\ln p + \gamma \ln V = cte$$

$$pV^\gamma = p_0V_0^\gamma = cte$$



Isolamento



$$p_1V_1^\gamma = p_2V_2^\gamma = Cte$$

Processos adiabáticos

(Quase equilíbrio !)

$$pV^\gamma = p_0V_0^\gamma = cte$$

$$pV = nRT$$

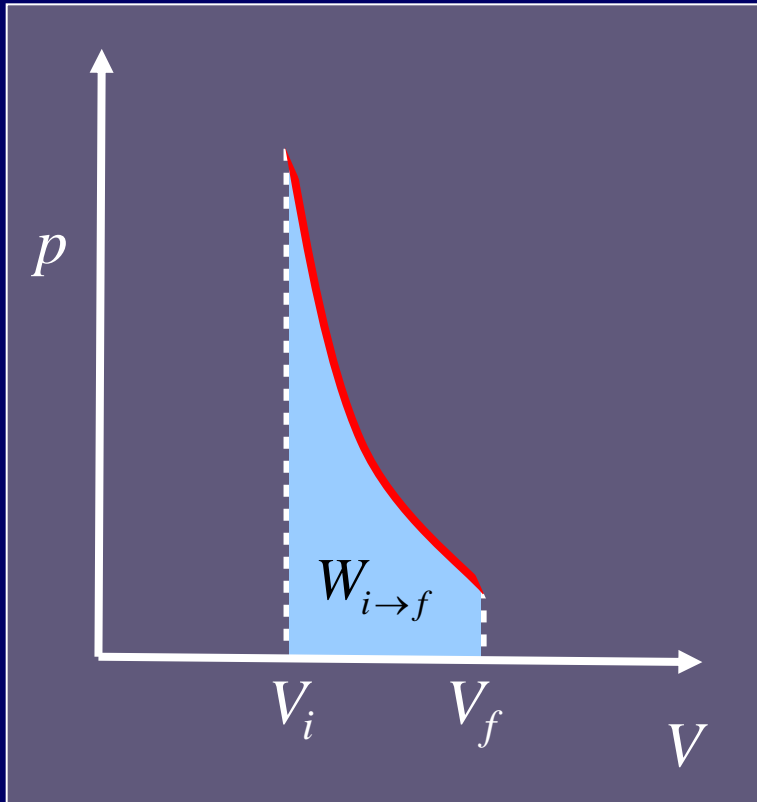
$$TV^{\gamma-1} = cte^*$$

$$T p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = cte^{**}$$

Processos adiabáticos

(Quase equilíbrio !)

$$p_i V_i^\gamma = p_f V_f^\gamma = C$$



$$W_{i \rightarrow f} = \int_{V_i}^{V_f} p dV = \int_{V_i}^{V_f} C V^{-\gamma} dV$$

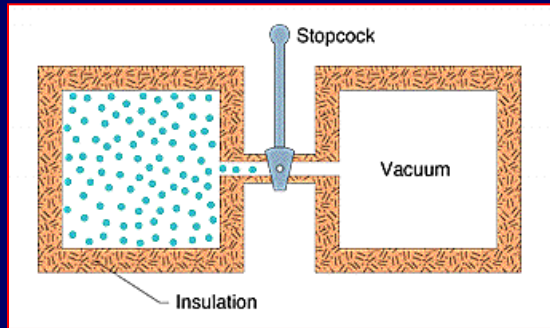
$$W_{i \rightarrow f} = \left[\frac{C V^{-\gamma+1}}{-\gamma+1} \right]_{V_i}^{V_f}$$

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{C V_f^{-\gamma+1} - C V_i^{-\gamma+1}}{-\gamma+1} = \frac{p_f V_f - p_i V_i}{-\gamma+1}$$

$$W_{i \rightarrow f} = - \frac{(p_f V_f - p_i V_i)}{\gamma - 1}$$

Expansão Adiabática de um Gás Ideal

Expansão Adiabática Livre:



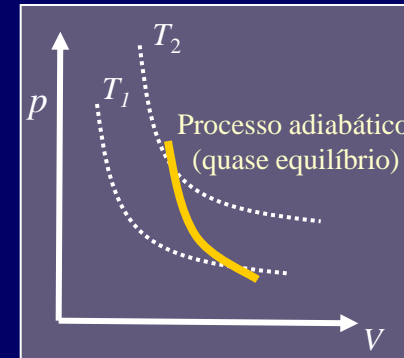
$$\Delta T = T_f - T_i = 0$$



$$p_i V_i = p_f V_f$$

- Processo envolve situações **fora de equilíbrio**
- **Não** é descrito pela termodinâmica

Expansão Adiabática Lenta:



$$T_i V_i^{\gamma-1} = T_f V_f^{\gamma-1}$$

$$p_i V_i^{\gamma} = p_f V_f^{\gamma}$$

- Processo **de quase equilíbrio**
- **É** descrito pela termodinâmica