

# THERMODYNAMIQUE

# Introduction

## THERMO DYNAMIQUE

Chaleur

(énergie microscopique)

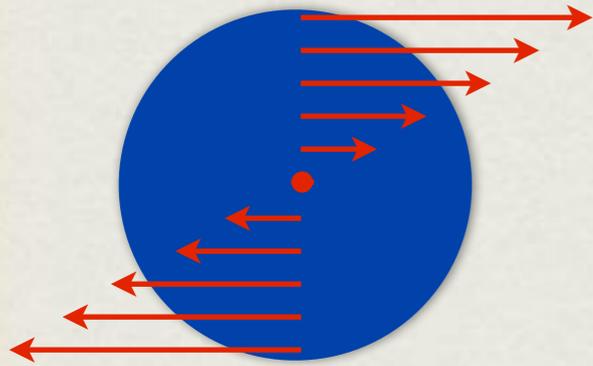
Mise en mouvement

(travail - force)

Théorie des échanges de la chaleur  
et de la conversion de la chaleur en travail

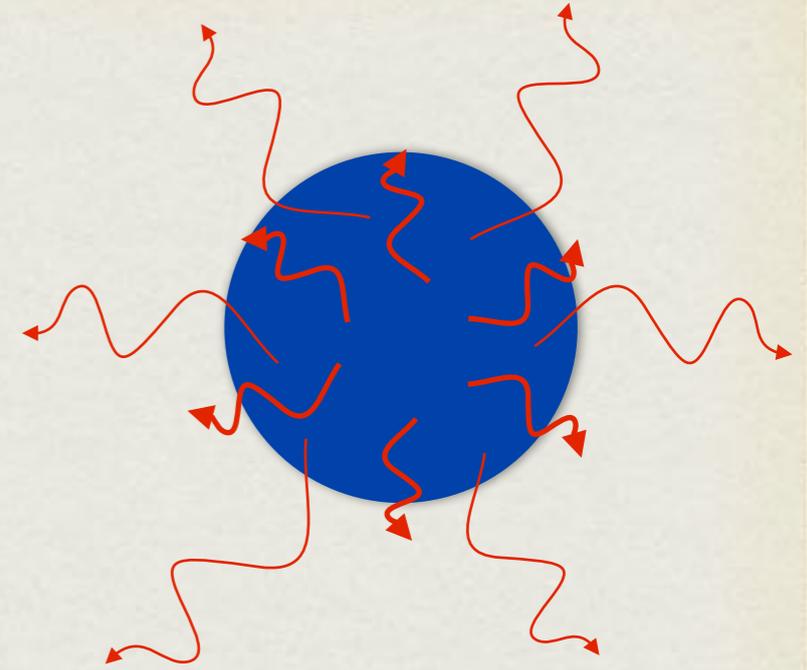
(Abréviation  $Q_{\Delta}$ )

## Exemple roue d'un train :



Champ de vitesse organisé

On freine => ça chauffe



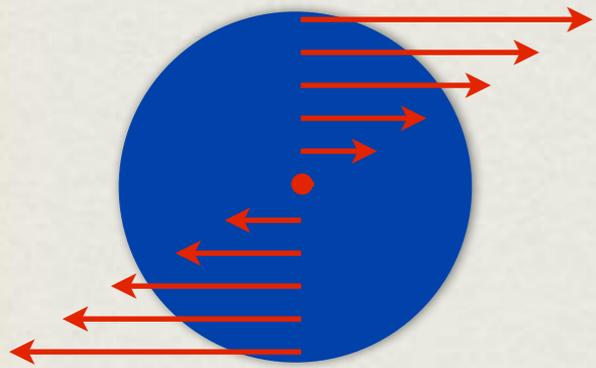
agitation microscopique

**Conservation de l'énergie :**

**-> Transformation de l'énergie cinétique en chaleur**

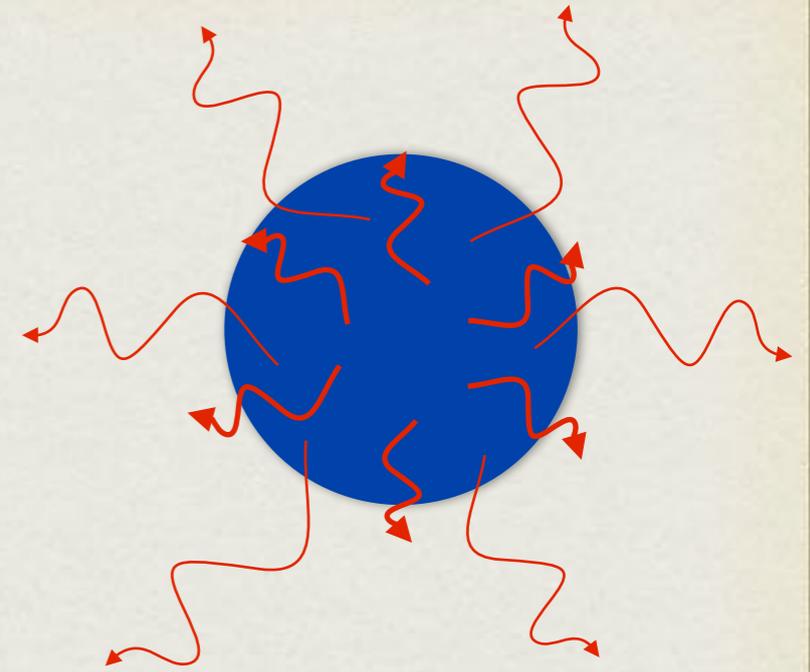
**Premier principe de  
la thermodynamique**

# Exemple roue d'un train :

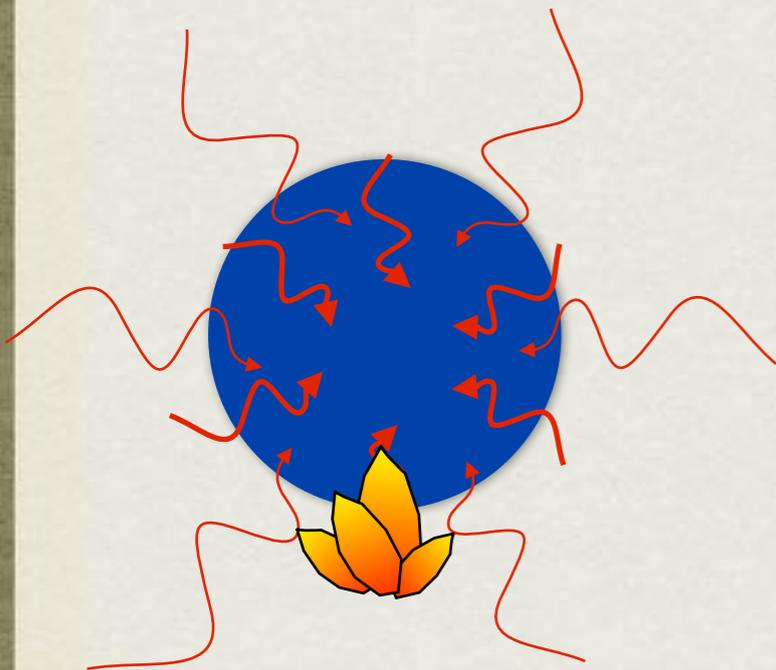


Champ de vitesse organisé

On freine => ça chauffe



agitation microscopique

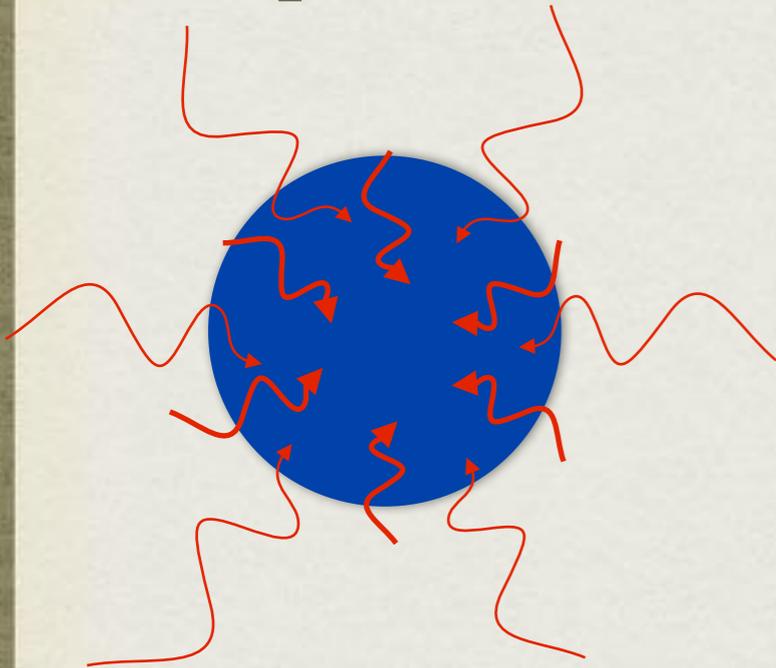


On chauffe

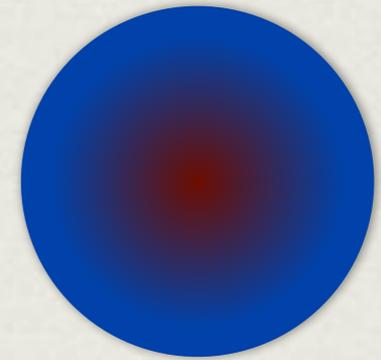
?



## Exemple roue d'un train :



On chauffe  
=> ça ne roule pas



Phénomène irréversible

Il existe de l'énergie sous forme microscopique :  
comment la canaliser pour produire du mouvement ?

Sadi Carnot 1824

Première théorie des échanges de la chaleur

**deuxième principe de  
la thermodynamique**

# Histoire de la thermodynamique

--- cf fiche ---

THERMO 1

DU GAZ PARFAIT MONOATOMIQUE AUX FLUIDES RÉELS

# I INTRODUCTION À LA THERMODYNAMIQUE DES SYSTÈMES

Dans certains problèmes la difficulté réside dans un choix judicieux du système thermodynamique, en particulier de sa frontière.

- Exemples de systèmes
- Définitions générales sur les systèmes thermodynamiques

- 1 - Exemples de systèmes

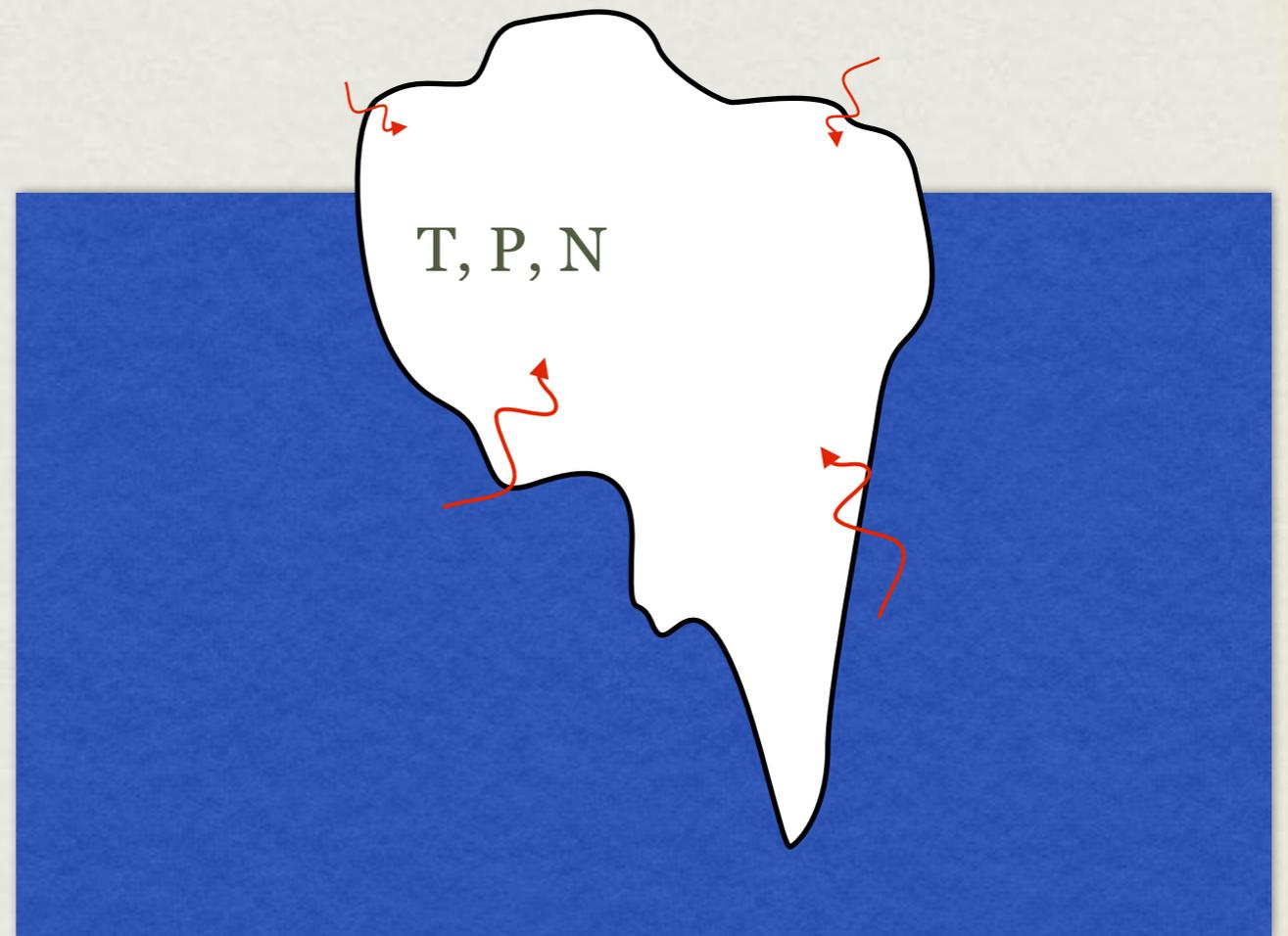
$$\Sigma = \{\text{glace de l'iceberg}\}$$

$\alpha$  - système ouvert :

l'Iceberg

Echanges de :

-Chaleur	Q
-Matière	N
-Travail	W

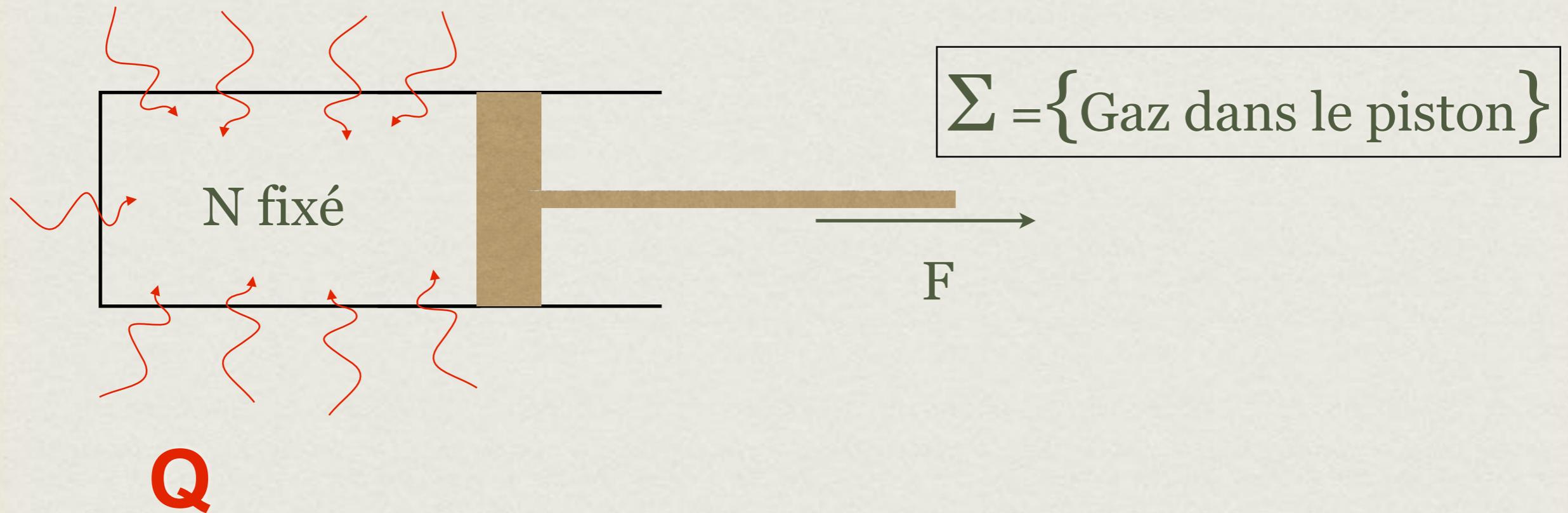


L'iceberg fond : sa matière passe sous forme liquide

Définition :

Un système est dit ouvert dès qu'il y a échange de matière à travers sa frontière.

## $\beta$ - Système fermé : Gaz dans un piston



Définition :

Un système est dit fermé si il n'y a aucun échange de matière à travers sa frontière.

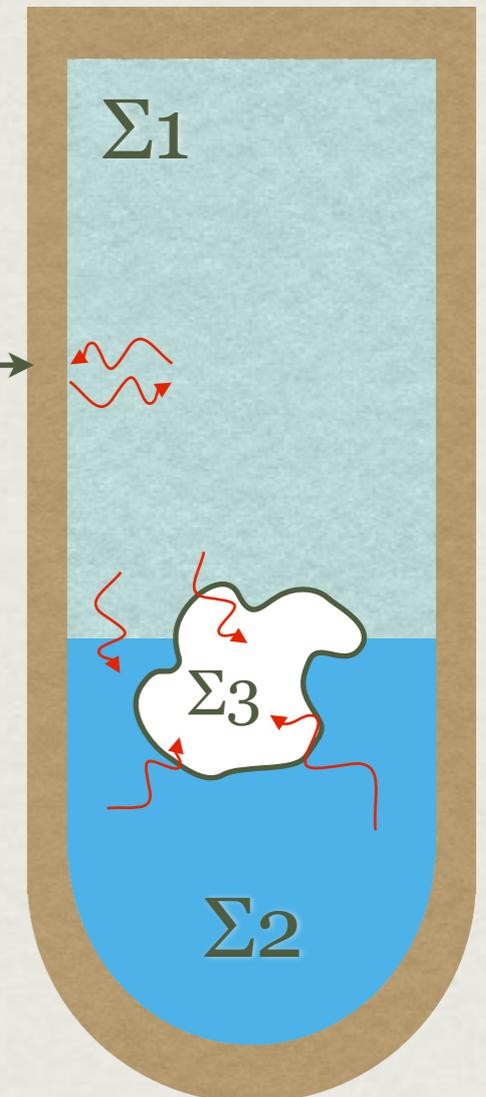
$\gamma$  - système isolé :

mélange (solide-liquide-gaz) dans un calorimètre

parois adiabatiques

$$Q = 0$$

(En pratique on utilise  
un vase Deware)



$$\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2 \cup \Sigma_3$$

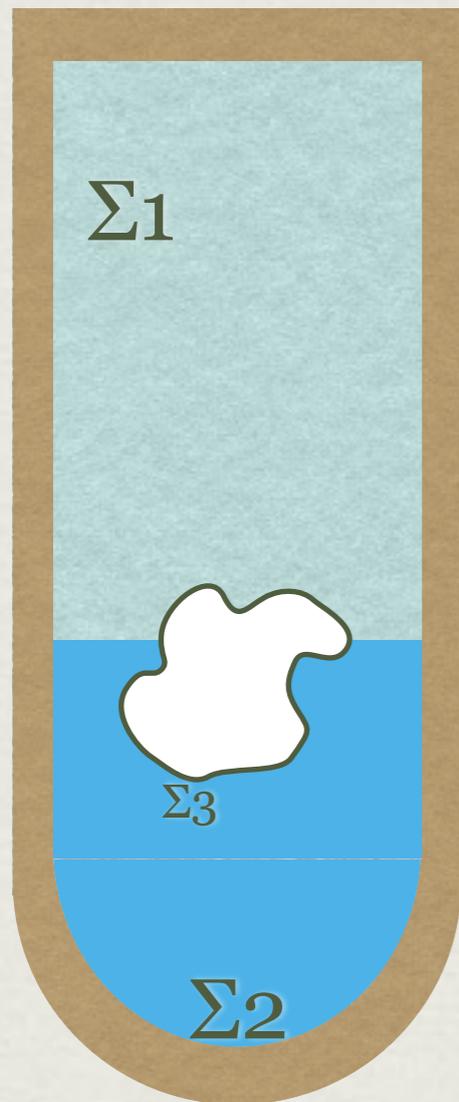
Les trois sous-systèmes  $\Sigma_i$  sont ouverts et échangent chaleur, matière et travail.

Pourtant le système global  $\Sigma$  est isolé :  
=> il n'échange rien avec l'extérieur.

Définition :

Un système est dit **isolé** si il n'y a aucun échange à travers sa frontière extérieure.

En pratique on peut toujours également décomposer un système complexe en sous-systèmes dont l'étude est plus simple :



$$\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2 \cup \Sigma_3$$

$$\Sigma = \{ \{\Sigma \text{ air}\}, \{\Sigma \text{ eau}\}, \{\Sigma \text{ glace}\} \}$$

Chaque sous-système est décrit par ses propres variables, caractérisant son état homogène d'équilibre.

Le système global n'est pas rigoureusement à l'équilibre :

il y a des échanges de chaleur, matière

=> le système évolue

Dans certains problèmes la difficulté réside dans un choix judicieux du système thermodynamique, en particulier de sa frontière.

- 2 - Définitions générales sur les systèmes thermodynamiques

Nombre d'entités moléculaires dans une carafe d'un litre d'eau :

Poser le calcul et introduire les grandeurs nécessaires

$$N = 3,3 \cdot 10^{25} \sim N_A$$

→ On adopte une démarche statistique sur le système dans sa globalité et non sur chaque entité microscopique.

# Pierre Simon Marquis de Laplace

Le déterminisme classique face au problème à N-corps :



*Une intelligence qui pour un instant donné connaîtrait toutes les forces dont la nature est animée, et la situation respective des êtres qui la composent, si d'ailleurs elle était assez vaste pour soumettre ces données à l'analyse, embrasserait dans la même formule les mouvements des plus grands corps de l'univers et du plus léger atome :*

*Rien ne serait incertain pour elle et l'avenir comme le passé serait présent à ses yeux*

Définition :

On peut décrire des systèmes homogènes par des grandeurs macroscopiques qui caractérisent l'état du système homogène à l'équilibre thermodynamique

Ex : T,P,N,V ce sont les **variables d'état**.



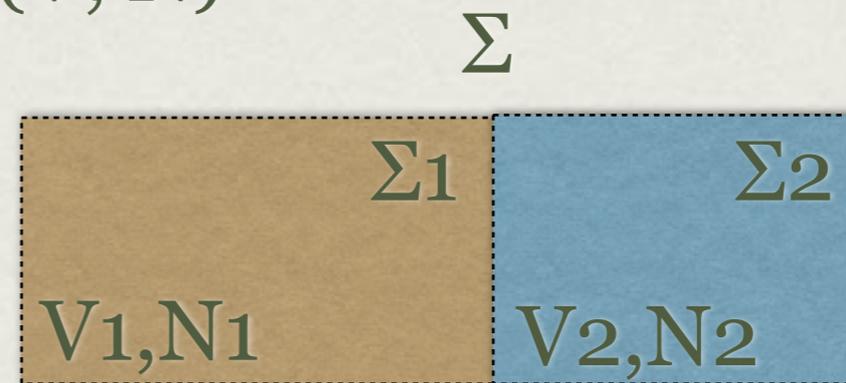
Elles sont mesurables par des capteurs.  
On en distingue deux catégories.

## $\alpha$ - Variables d'état extensives

Elles quantifient ce qu'il y a à l'intérieur des frontières du système

Elles dépendent donc de sa taille (V, N)

Soit  $\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$



$$V = V_1 + V_2$$

$$N = N_1 + N_2$$

## $\beta$ - Variables d'état intensives

Elles sont définies en tout point du système et ne dépendent donc pas de la frontière du système

ex :  $T(x,y,z)$   $\rightarrow$  champ de température

$P(x,y,z)$   $\rightarrow$  champ de Pression

## Définition : Equilibre thermodynamique

On dit qu'un système est à l'équilibre thermodynamique lorsque ses variables intensives sont homogènes au sein du système.

$$\text{Ex : } T(x,y,z) = T_0 \quad \text{et} \quad P(x,y,z) = P_0 \quad \forall x,y,z$$

Exemple : Contact entre deux solides de températures différentes



## $\gamma$ - Fonction d'état

Nous allons appliquer les principes de la physique lors de transformations ( $Tf^\circ$ ) d'un système d'un état de départ vers un état d'arrivée ex : conservation de l'énergie

En thermodynamique, ces principes vont s'exprimer au moyen de fonctions d'état.

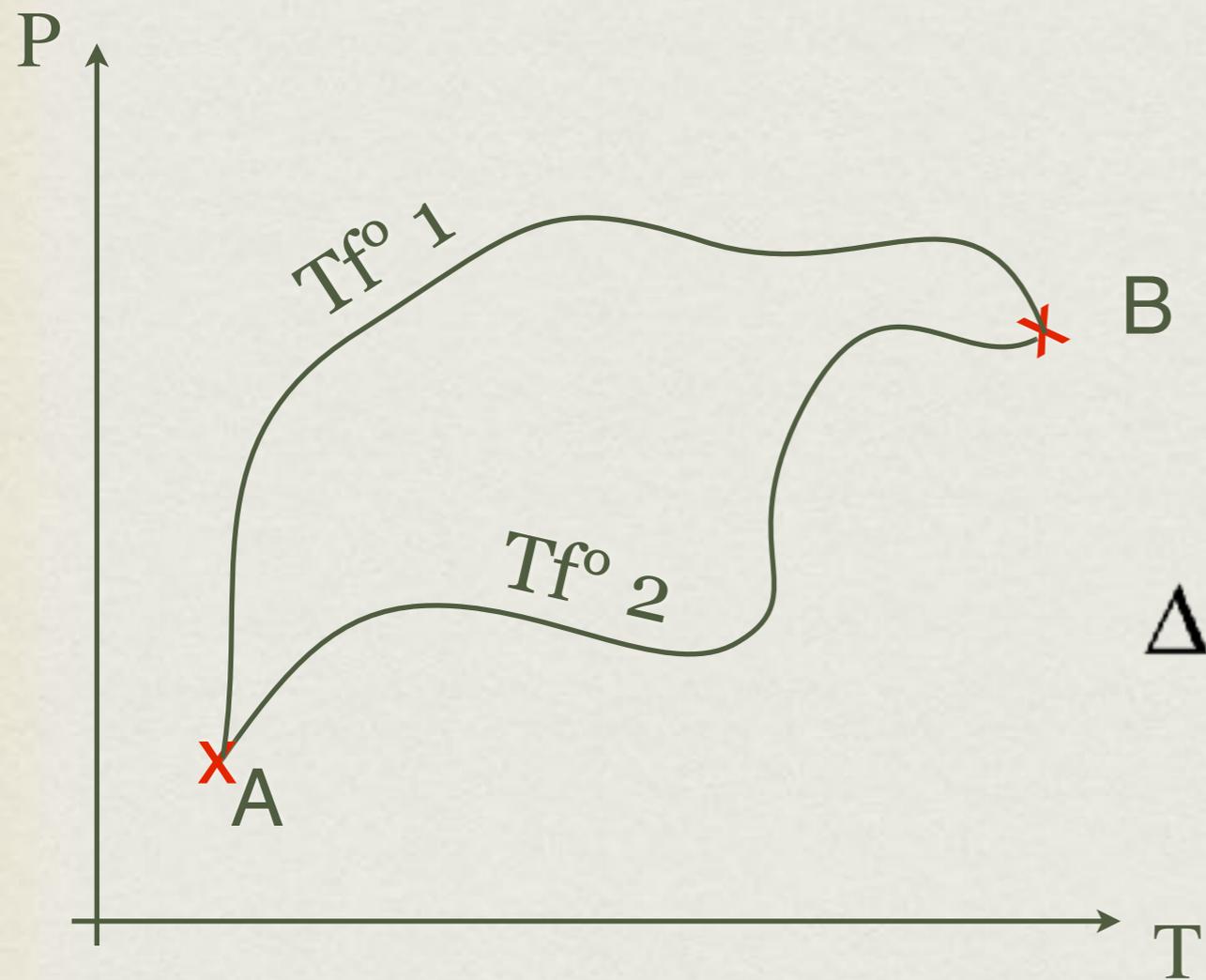
### Définition : Fonction d'état

1 - Elle quantifie une grandeur propre au système (ex: énergie) dans un état d'équilibre thermodynamique

2 - C'est une fonction des variables d'état : (d'où le nom !)

**Sa variation lors d'une transformation ne dépend que des états de départ et d'arrivée**

Ex : fonction d'état énergie interne  $U(T,P)$



$$\Delta U_{AB} = U(T_B, P_B) - U(T_A, P_A)$$

La variation d'énergie interne ne dépend pas du chemin suivi de A vers B

## II LE MODÈLE DU GAZ PARFAIT (GP)

La modélisation du gaz s'est faite de façon empirique, c'est à dire par l'expérience.

On en a tiré une loi simple :  $PV = nRT$  avant d'en observer les limites

# 1 - La loi de Boyle - Mariotte

(1662 et 1676)

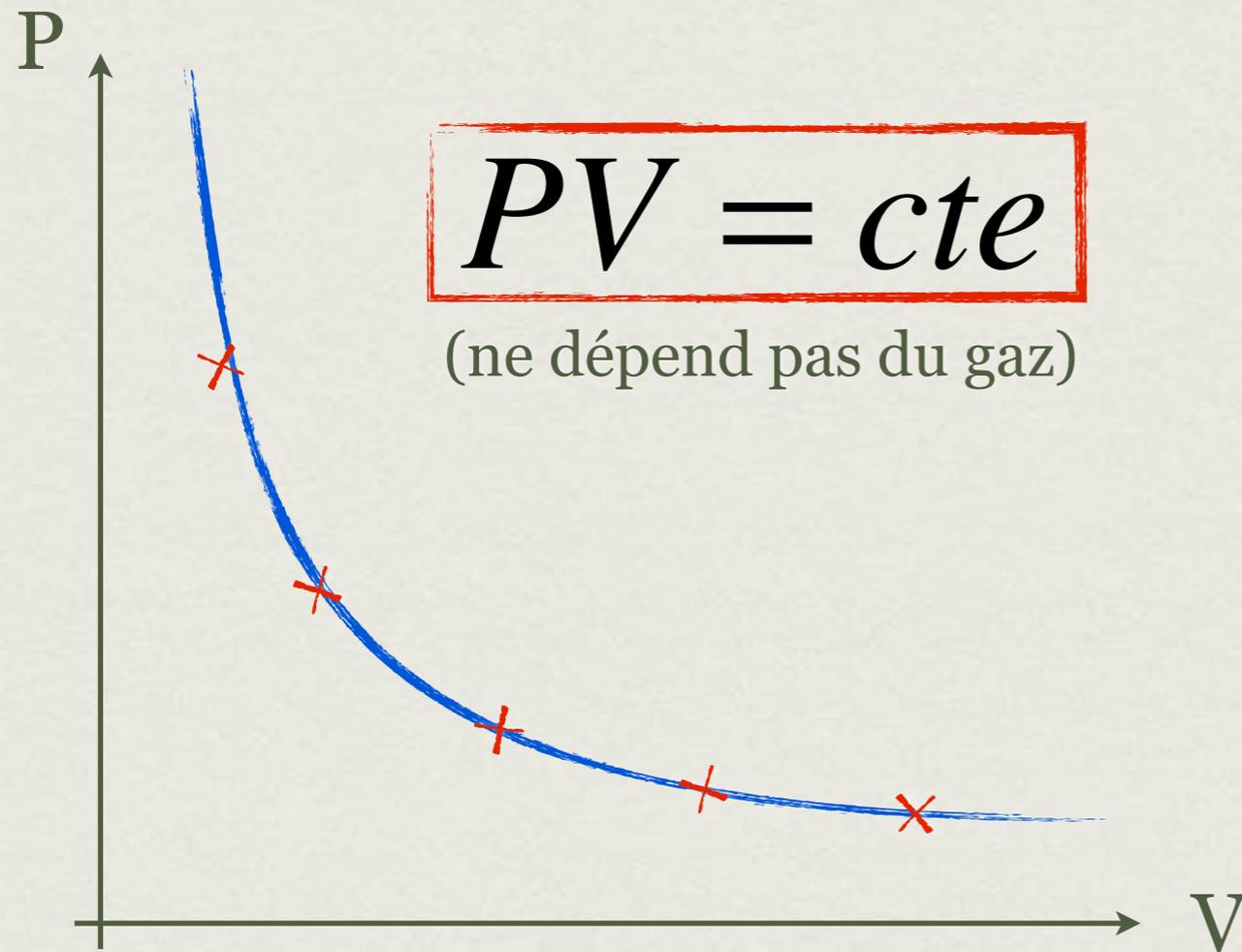
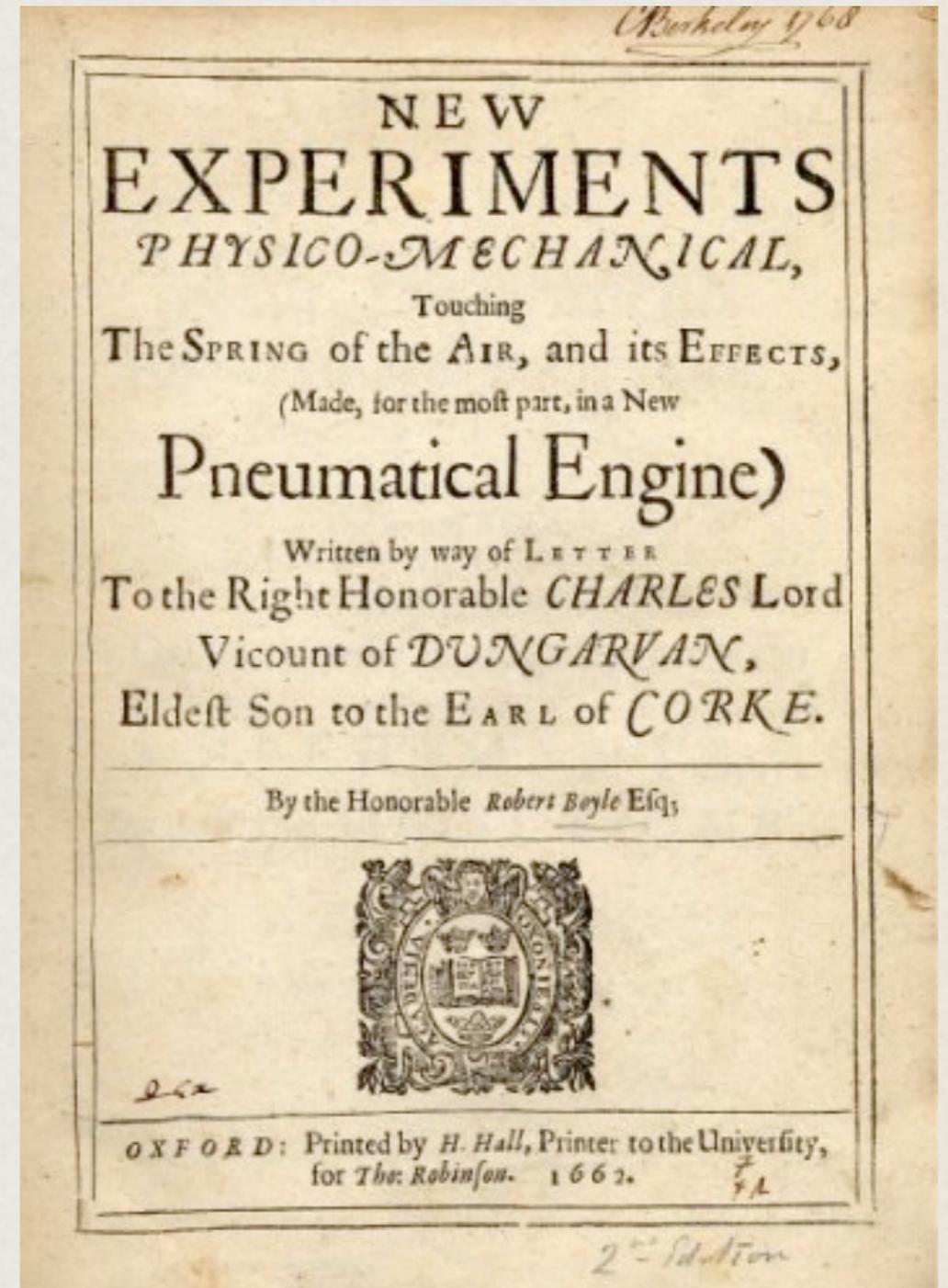


Diagramme de Watt

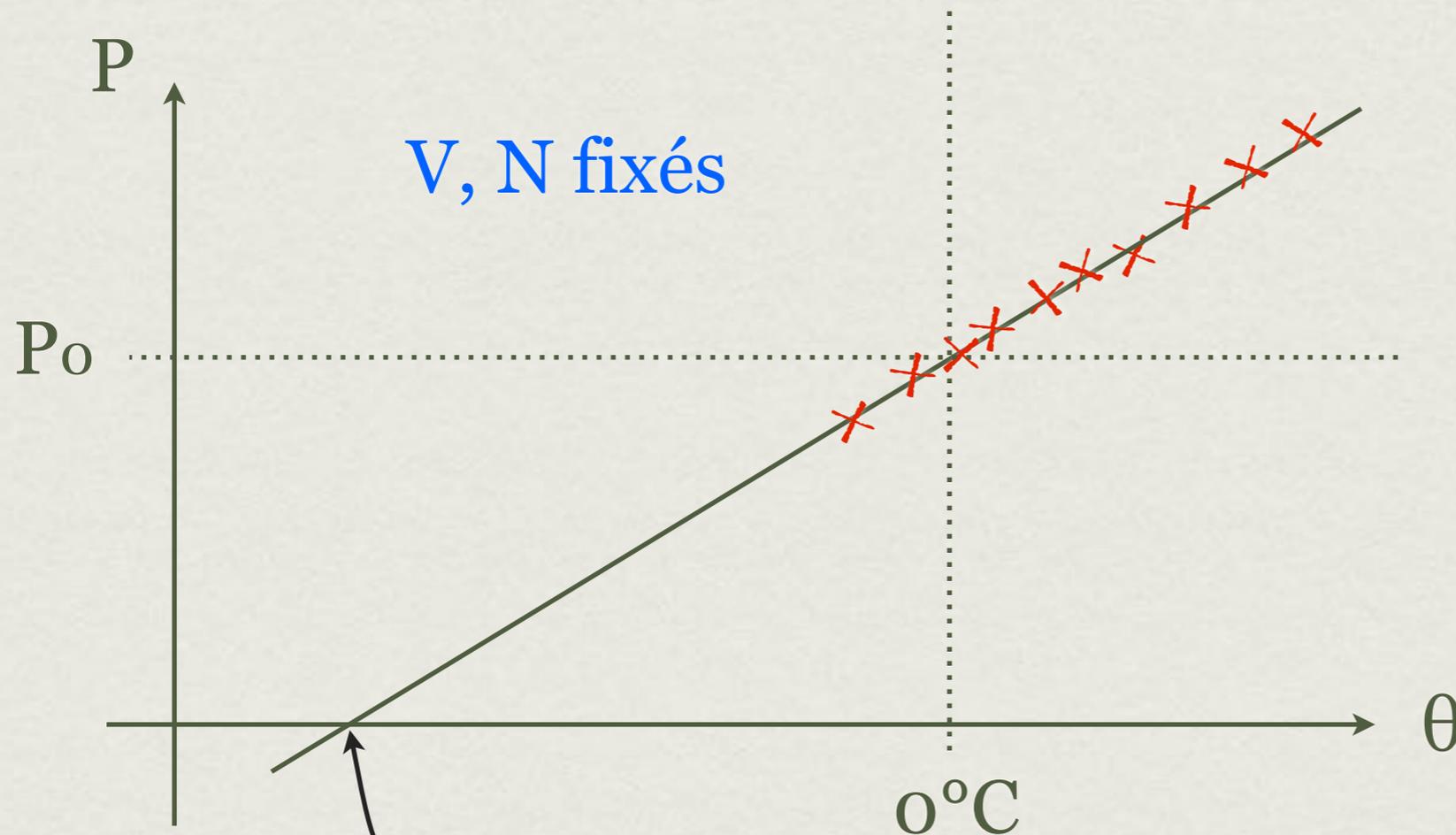


On réalisera plus tard que cela n'est exact qu'à température fixée et pour des pressions raisonnables.

$$PV = f(T, N)$$

## 2 - Loi de Charles (1767)

$$P = P_0 \left(1 + \frac{\theta}{\kappa}\right)$$



V, N fixés

On mesure qu'aux basses pressions

$$\kappa = 273,16$$

indépendamment de la pression

Zéro absolu

Montrer que  $P/T = g(V,N)$

-> fonction de la  
Température seule (N fixé)

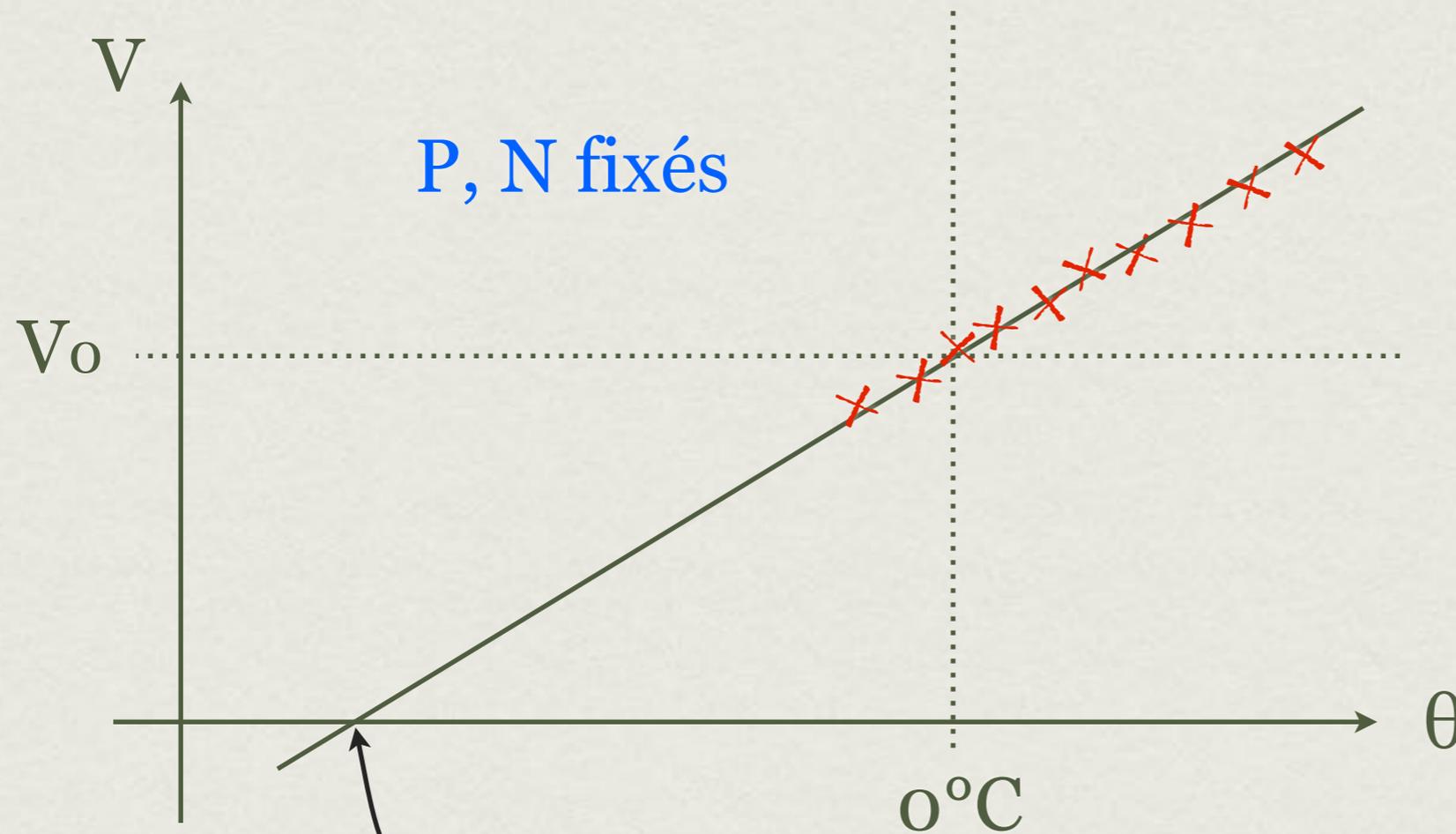
Température absolue :

$$T = \theta + 273,16$$

### 3 - Loi de Gay Lussac (1809)

$$V = V_0 \left(1 + \frac{\theta}{\kappa}\right)$$

Rq : Charles 1767



On mesure qu'aux basses pressions

$$\kappa = 273,16$$

indépendamment de la pression

Zéro absolu

Montrer que  $V/T = h(P,N)$

-> fonction de la  
Température seule (N fixé)

Température absolue :

$$T = \theta + 273,16$$

Que conclure de ces trois expériences :

Montrer que  $PV/T = F(N)$

constant pour N fixé

Avogadro lui donne sa forme définitive :

Le volume étant une quantité extensive, alors que la pression et la température sont intensives,

on a :



Constante des Gaz Parfaits

$$R = 8,314 J.K^{-1} mol^{-1}$$

## 4 - Equation d'état du Gaz Parfait (GP)

$$PV = nRT$$

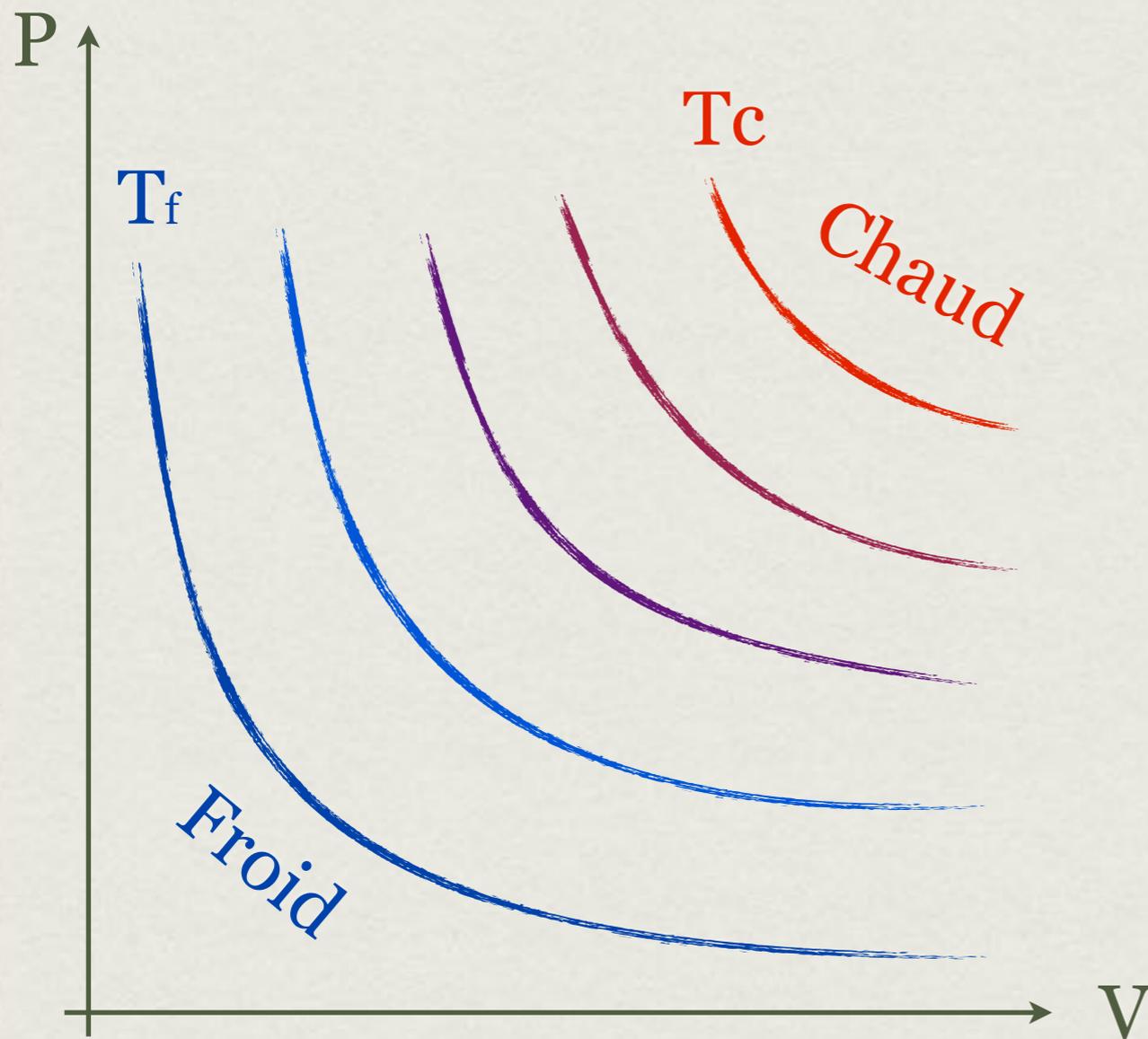


Diagramme de Watt

## 5 - Loi de Dalton :

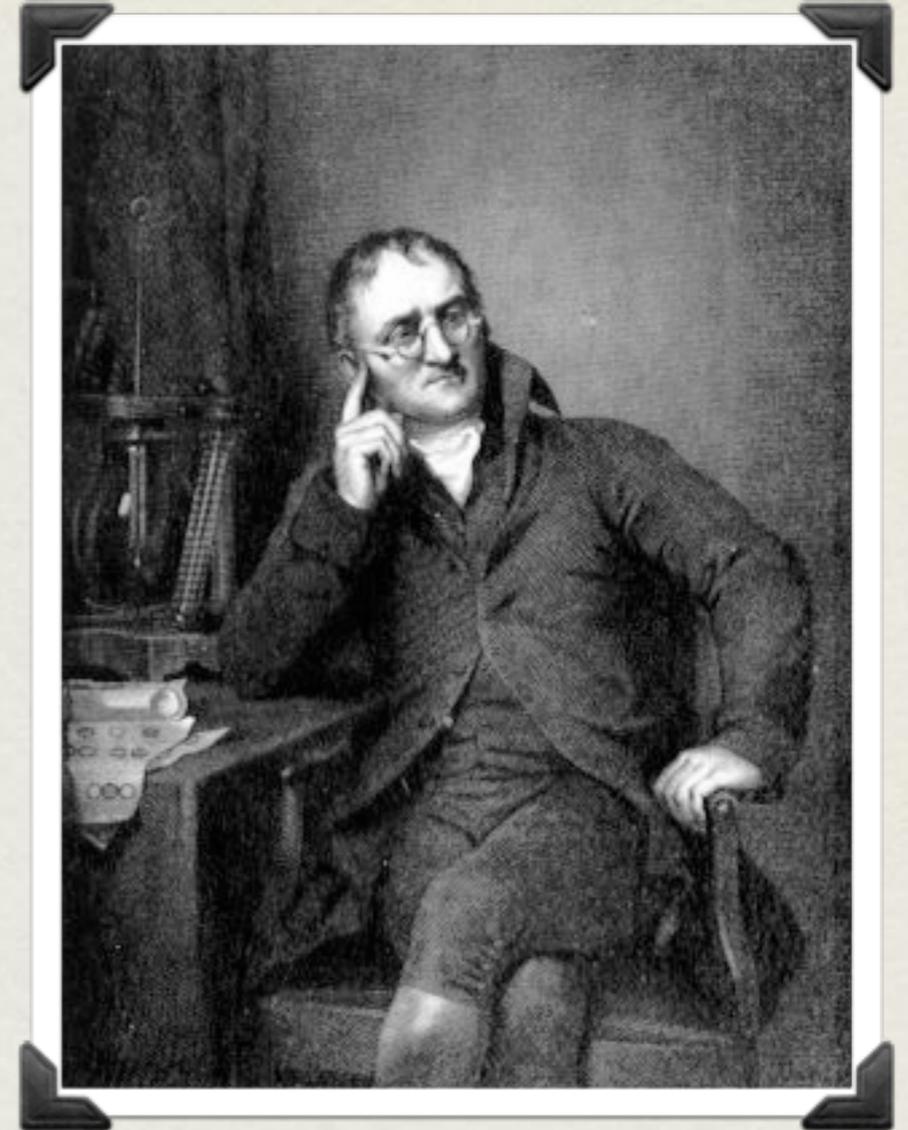
Dans un mélange de gaz, on note  $P_i$ , la pression partielle causée par le gaz  $i$ .

C'est la pression que l'on mesurerait si ces molécules remplissaient seules le même volume.

On a donc : 
$$P_i V = n_i RT$$

Soit la loi de Dalton pour les gaz :

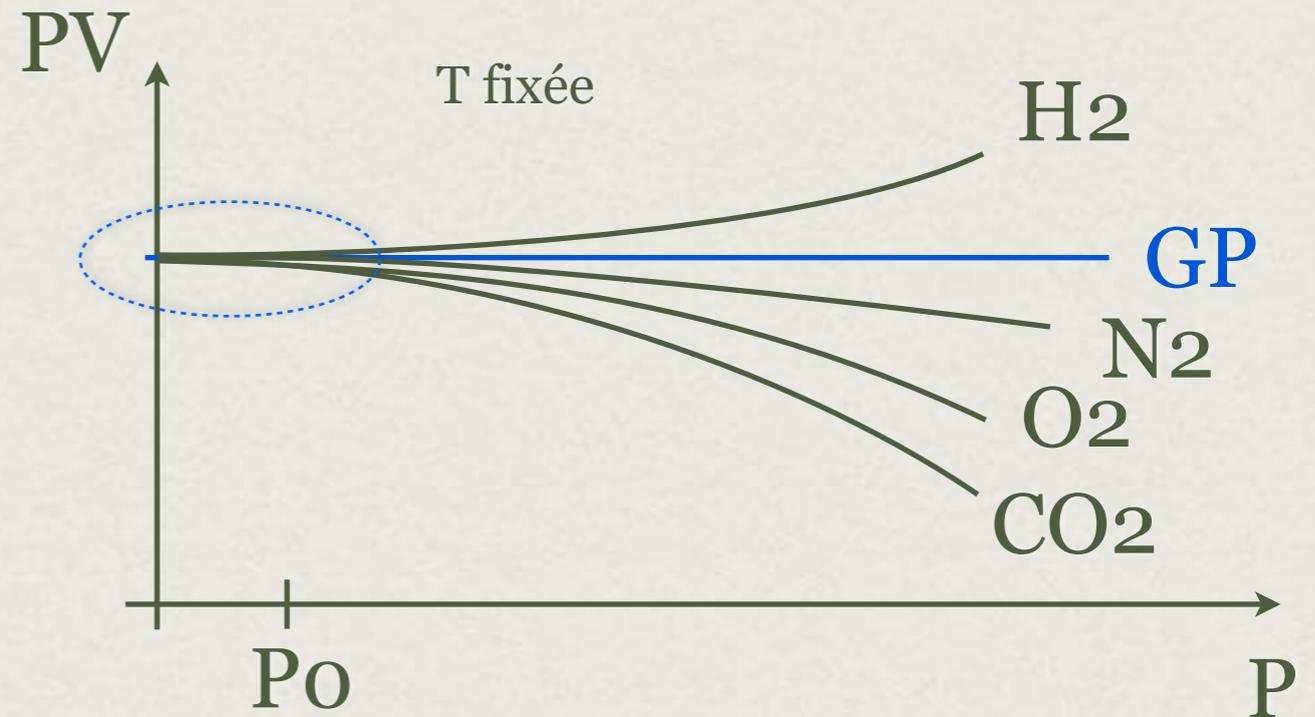
$$P_{tot} = \sum_i P_i$$



## 6-Diagramme d'Amagat :

### Les limites du GP :

- A basse pression ( $V \rightarrow \infty$ ) tous les gaz se comportent en GP
- déviations aux fortes pressions (d<sub>PP</sub> diminue)



Lorsque la distance inter-particule augmente, on peut négliger l'énergie d'interaction à distance des particules par rapport à leur énergie cinétique.

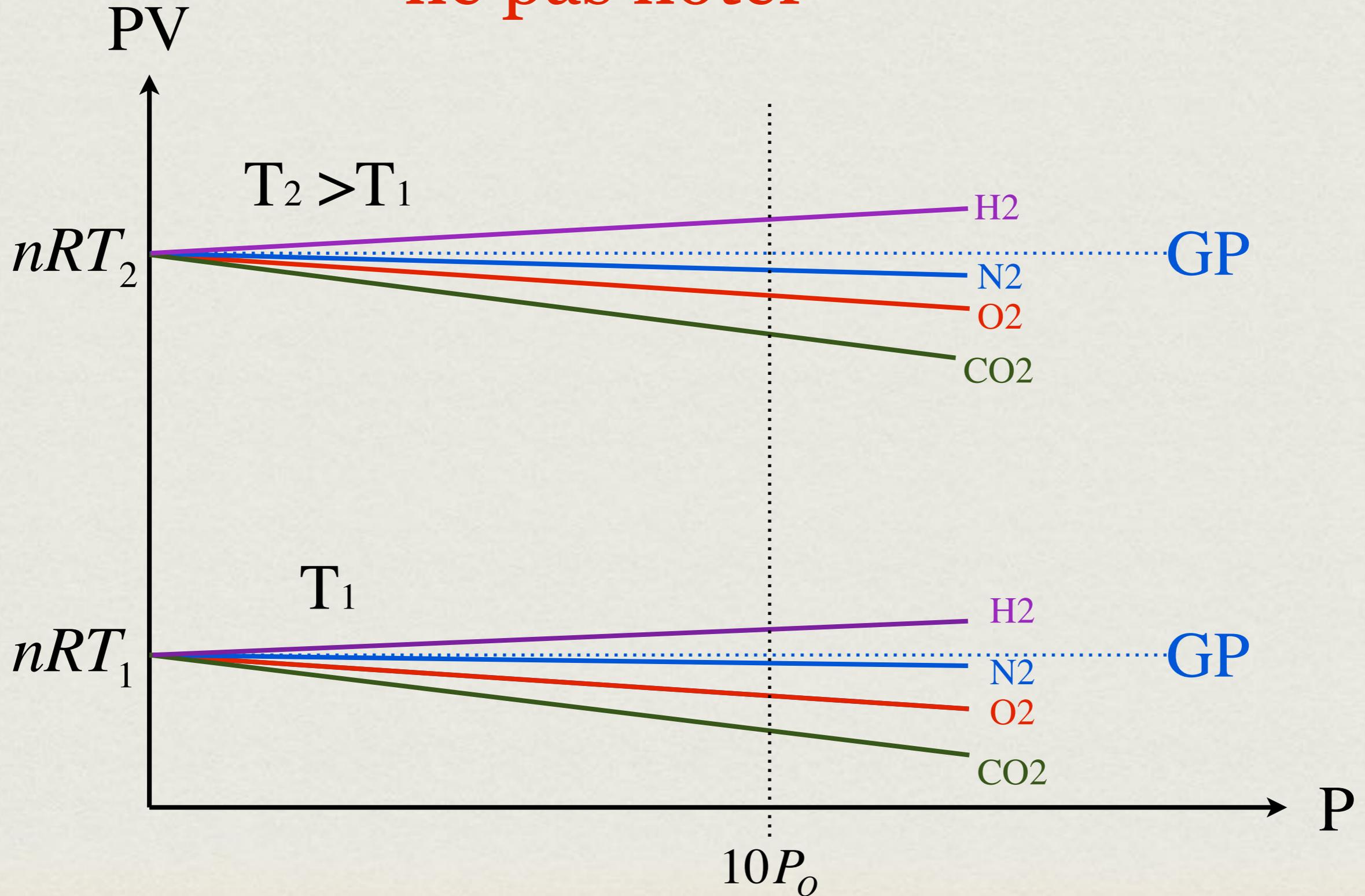
On observe alors un comportement universel des gaz, purement cinétique, i.e qui ne dépend que de la température et pas de la nature chimique du gaz.

C'est le Gaz Parfait (GP)

# Les limites du Gaz Parfait : diagramme d'Amagat

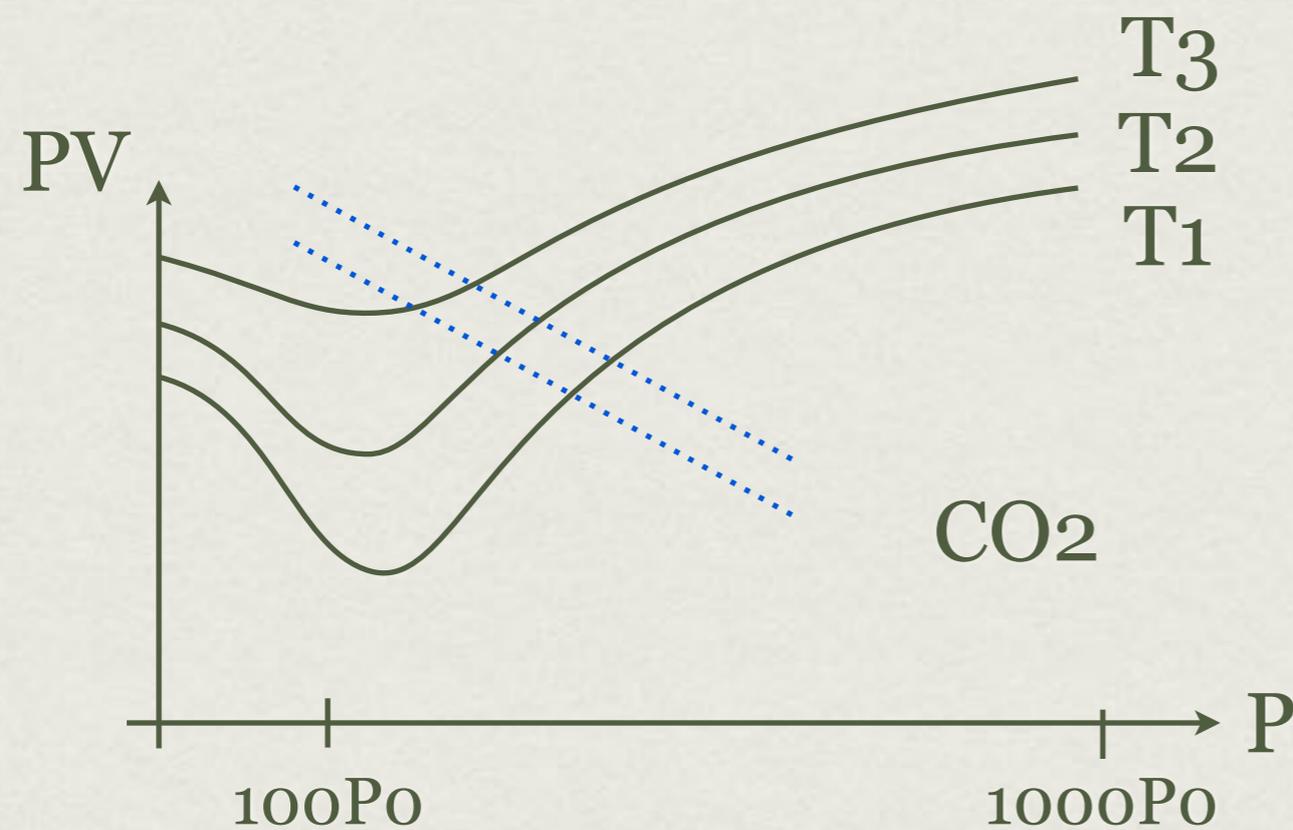
ne pas noter

cf TD



ne pas noter

Evolution avec la pression :



Effet de la température

# III THÉORIE CINÉTIQUE DU GAZ PARFAIT MONOATOMIQUE

Objectif : Construire la thermodynamique du Gaz Parfait à partir de la connaissance de la mécanique classique et en adoptant un point de vue statistique.

Pré-requis : mécanique de Newton - PFD

- Description du système
- Distribution des vitesses
- Calcul de la pression cinétique
- Interprétation microscopique de la température
- Energie interne
- Capacité thermique

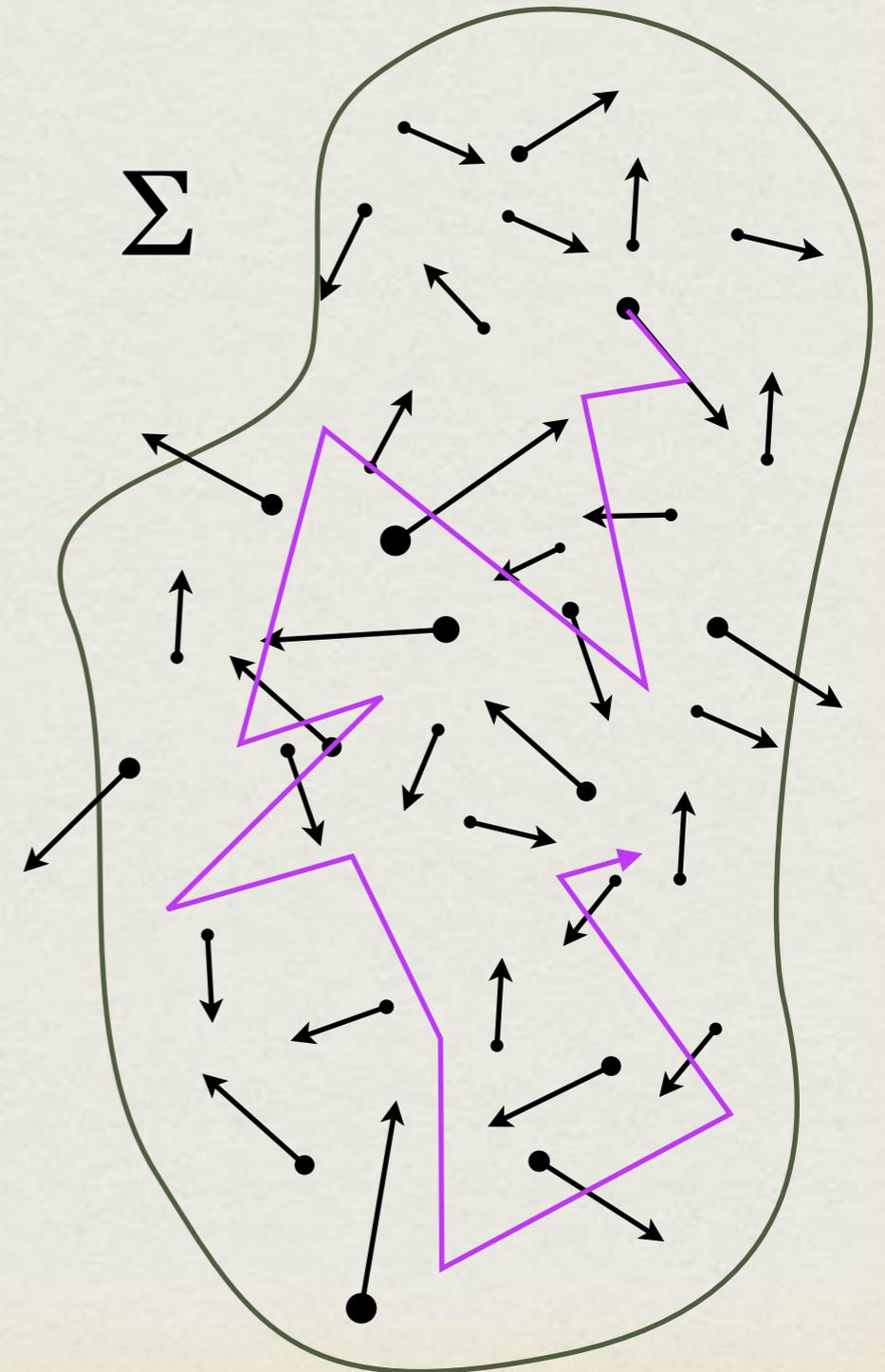
- 1 - Description du système

On considère un **système  $\Sigma$  isolé**, de volume  $V$ , de pression  $P$  et de température  $T$ .  
Le système est composé de  **$N$  particules sans interaction**.

$N$  est très grand :  $N \sim N_A$

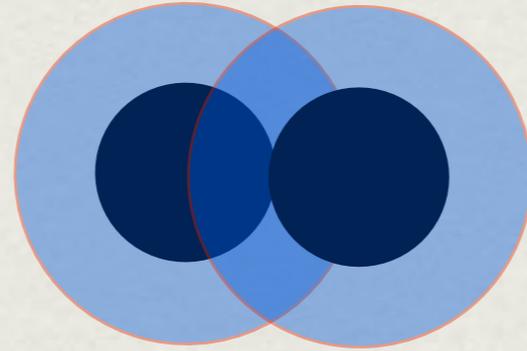
Les particules ont un mouvement erratique sous l'effet des chocs et on fait l'hypothèse qu'à chaque instant le système est **homogène**.

Soit  $n^* \equiv \frac{N}{V}$  sa densité de particules  
(en  $m^{-3}$ )



# Libre parcours moyen des particules

Modèle des sphères dures :



— En classe —

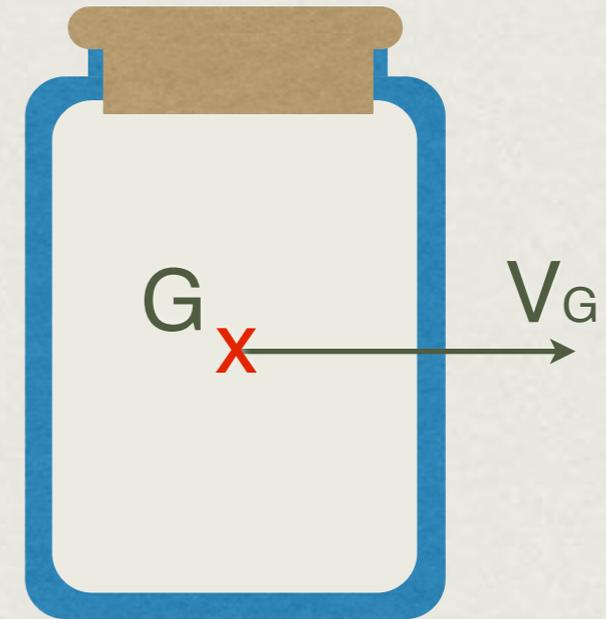
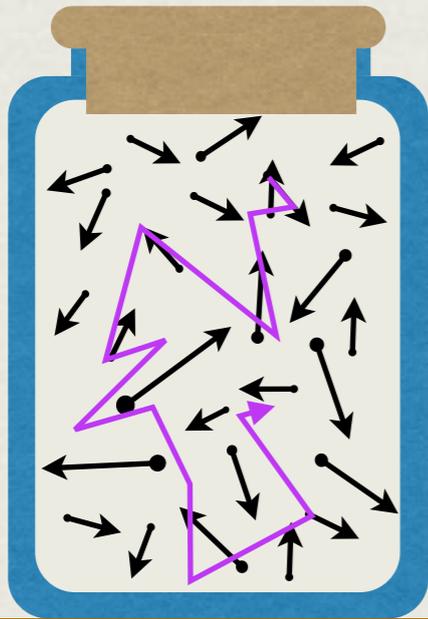
ODG des libres parcours moyens :

# Les différentes échelles d'un système thermodynamique

— En classe —

- 2 - Distribution des vitesses

$$\Sigma = \{\text{Gaz dans le bocal}\}$$



On suppose que les  $N$  particules ont la même masse  $m$   
Que dire de la vitesse du centre de masse du système ?

$$\vec{P}_\Sigma =$$

Avec  $\vec{V}_G = \frac{\sum_i \vec{v}_i}{N} = \langle \vec{v}_i \rangle_i$  vitesse moyenne des particules

# Le bocal ne se met pas spontanément en mouvement !

(Quoi que ... cf mouvement brownien si N n'est pas suffisamment grand)

=> Il n'y a pas de force sur le bocal, soit  $P_{\Sigma} = 0$ , dans le référentiel de la table.

La vitesse moyenne des particules est nulle  $\langle \vec{v}_i \rangle_i = \vec{0}$

Dans quelle direction vont les particules préférentiellement ?

On suppose que chaque particule a la même probabilité de partir dans quelque direction que ce soit :

Isotropie de la distribution des vitesses

Il n'y a pas de direction privilégiée

## Vitesse quadratique moyenne

$$\text{Rq : } \langle v_x \rangle = \langle v_y \rangle = \langle v_z \rangle =$$

On appelle vitesse quadratique moyenne la moyenne des normes au carré

$$v^* \equiv \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i v_i^2}$$

Le carré de la moyenne quadratique de la vitesse dans la direction (Ox) s'écrit :

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_i (v_x^i)^2$$

Propriété :

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{(v^*)^2}{3}$$

# Résolution De Problème

On veut construire une tour de façon à ce que la contrainte ou pression qui s'exerce sur les matériaux dont elle est faite soit la même à toute altitude :

$$P = F/S = mg/S$$

Soit  $P(z) = M_{\text{sup}}(z) / S(z) = C$  avec  $S(z) = R(z)^2$   
et  $M_{\text{sup}}(z)$  la masse au dessus d'une tranche d'altitude  $z$ .  
La contrainte de pression est constante

RQ : certes la masse a porter est plus forte à sa base qui porte tout le poids mais la surface est aussi plus grande.

**Trouver la loi  $R(z)$  qui permet une contrainte constante**

- 3 - Calcul de la pression cinétique

- α - Définition de la pression



Soit un solide de masse  $m$ , de surface  $S$  qui repose sur le sol. La pression qu'il exerce sur le sol vaut :

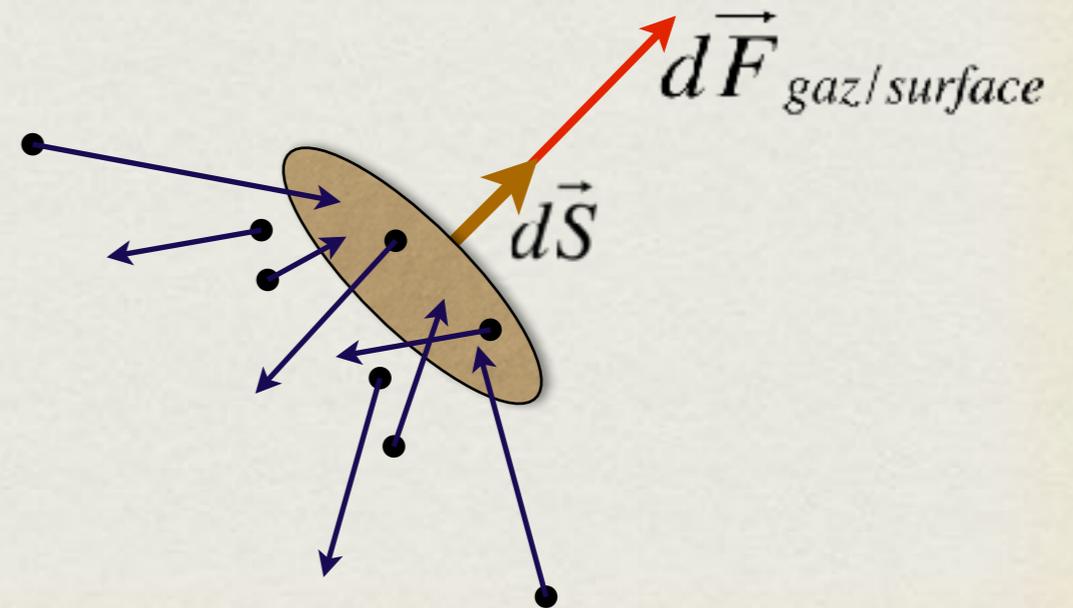
$$P = F/S = mg/S$$

(Newton/mètre carré ou Pascal)

Dans un fluide la notion de pression est plus compliquée : on considère  $dS$  une surface élémentaire quelque part dans le fluide et  $dF$  la force exercée par les molécules qui frappent la surface sur l'une de ses faces :

( $dS$  peut aussi être un élément de la paroi du bocal)

$$d\vec{F}_{\text{gaz/surface}} \equiv P d\vec{S}$$



## $\beta$ - Bilan de quantité de mouvement sur un élément de surface

D'après le PFD :

$$d\vec{F}_{\text{gaz/surface}} \equiv \frac{\Delta\vec{\mathcal{P}}}{\Delta t} = \frac{\vec{\mathcal{P}}_{\text{entrante}} - \vec{\mathcal{P}}_{\text{exit}}}{\Delta t} \quad \text{— En classe —}$$

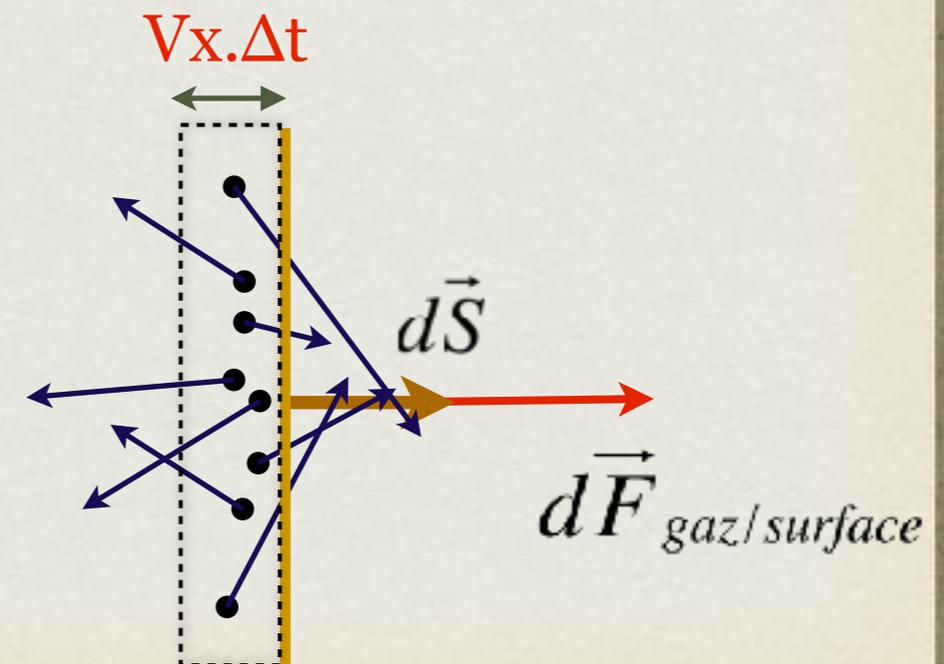
Pour faire le bilan de la quantité de mouvement reçue par  $dS$  pendant  $\Delta t$ , nous allons comptabiliser **positivement la quantité de mouvement apportée** par chaque particule qui frappe  $dS$ , puis **négativement celle emportée** par chacune (après son choc sur  $dS$ ).

Quelle particules y contribuent ?  $\longrightarrow$  Il faut délimiter un **volume de contrôle** contenant les particules qui frappent  $dS$  durant  $\Delta t$ .

### Volume de contrôle unidirectionnel :

Vont impacter durant  $\Delta t$ , les particules dans un cylindre de surface  $dS$  et de hauteur

$V_x \cdot \Delta t$



Or toutes les particules n'ont pas la même vitesse dans la direction (Ox). On introduit donc les sous-systèmes  $\Sigma_k$  contenant toutes les particules dont les vitesses selon (Ox) sont identiques à  $dV_x$  près et à la direction près (avant ou après le choc) :

$$\forall i \in \Sigma_k$$

$$\Sigma_k = \{ \text{particules de même vitesse selon Ox} \}$$

Rq : On note  $N_k$  le nombre total de particule de  $\Sigma_k$

Pour chaque population  $\Sigma_k$  on peut définir un volume de contrôle  $k$  au voisinage de  $dS$  tel que :

Enfin dans ce volume on établit la densité de particule de l'ensemble  $k$  :

$$dN_k = \quad \text{(dans le volume de contrôle)}$$

Deux remarques :

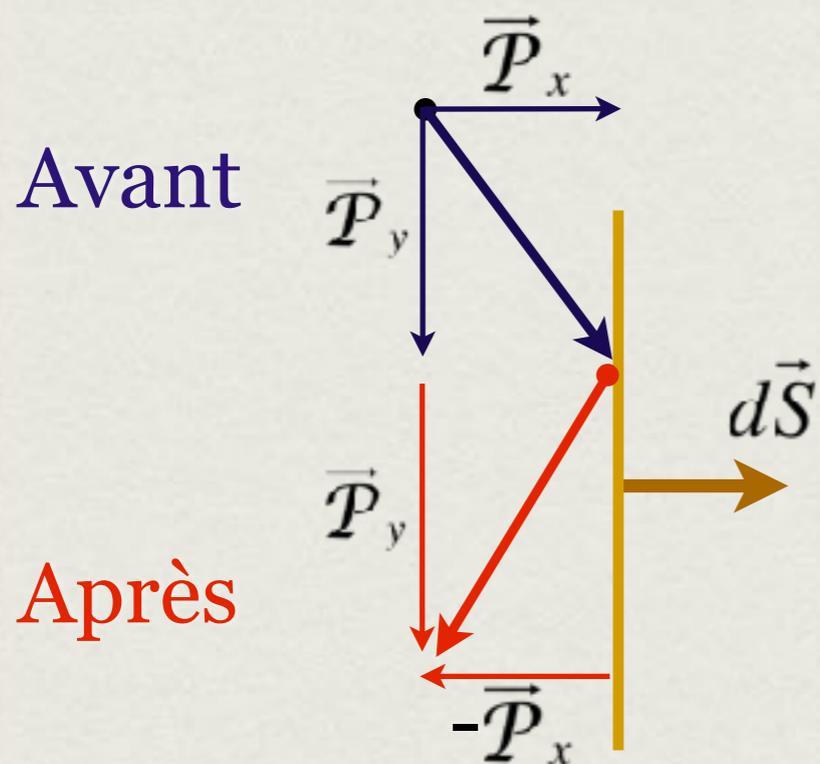
$$\sum_k N_k = N$$

Les sous-systèmes  $k$  sont parfaitement complémentaires

$$\forall k \quad \mathcal{V}_k = \mathcal{V}$$

Les particules de  $\Sigma_k$  occupent tout l'espace disponible

Durant un choc, seule la quantité de mouvement selon (Ox) est échangée, il n'y a aucun effet selon (Oy) :



Soit pour une particule :

dirigée selon (Ox)

Pour le sous-système  $\Sigma_k$  il faut donc multiplier par le nombre de particule frappant la surface c-à-d celles qui vont de la gauche vers la droite : la moitié des particules du volume de contrôle

$$\Delta \mathcal{P}^k =$$

$$\frac{dN_k}{2}$$

Soit la contribution du sous-système  $\Sigma_k$   
au bilan de quantité de mouvement :

$$\Delta \mathcal{P}^k = \frac{m N_k V_x^2}{\gamma} dS \Delta t$$

Bilan total de quantité de mouvement :

On trouve enfin  $\Delta \mathcal{P}$  totale en ajoutant les contributions de tous les sous-systèmes :

Soit

La vitesse selon  $x$  est la même pour les  $N_k$  particules de  $\Sigma_k$

$$\sum_k N_k (V_x^k)^2 = \sum_i (V_x^i)^2$$

On en déduit l'expression de la pression cinétique dans un Gaz

Parfait (GP) :

$$P = \frac{n^* m (v^*)^2}{3}$$

- 4 - Interprétation microscopique de la température

On ré-écrit la formule de la pression cinétique en faisant intervenir non plus la densité de particule mais le nombre de mole :

or  $P\mathcal{V} = nRT$       Donc

L'interprétation microscopique de la température consiste à exprimer le produit PV (homogène à une énergie) en fonction de l'énergie cinétique microscopique moyenne des particules

On introduit pour cela la constante de Boltzmann  $k_b$ , telle que :

$$R \equiv N_A k_b$$

On en tire :

soit

$$k_b T = \frac{1}{3} m (v^*)^2$$

$$k_b = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$$

Joule

La notion de température est différente de celle de chaleur :  
**La température correspond à l'énergie cinétique microscopique**  
donc aux mouvements d'agitation moléculaire.

Rq : Cette définition restera valide pour tout système thermodynamique

Rq : ATTENTION : la température n'est pas une énergie, contrairement à la chaleur.

On en déduit l'expression de la vitesse d'agitation thermique d'un GP monoatomique :

$$v^* = \sqrt{\frac{3k_b T}{m}}$$

$$v^* = \sqrt{\frac{3k_b T}{m}}$$

AN :  $T = 298\text{K} \sim 25^\circ\text{C}$

GP Monoatomique : Le néon

$$M_{\text{Ne}} = 20,18\text{g/mol}$$

$$m = 3,351\text{E-}26 \text{ kg}$$

$$V^* = 606,7 \text{ m/s}$$

## • 5 - Energie interne

C'est l'énergie des particules dans le référentiel barycentrique  $U \equiv E_c^* + E_{p\_int}$

-> Dans le cas du Gaz Parfait  $E_{p\_int} = 0$   
(Pas d'interaction par hypothèse)

$$U_{GP} = E_c^*$$

-> Dans le cas du Gaz Parfait monoatomique, toutes les particules sont identiques :

— faire la somme pour toutes les particules —

$$U_{GPM} = E_c^* =$$

utiliser la vitesse quadratique moyenne

Energie interne du Gaz  
Parfait monoatomique

$$U_{GPM} = \frac{3}{2} nRT$$

(Joule)

Propriété : Elle ne dépend que de T

Energie interne molaire

$$U_{GPM}^{mol} = \frac{3}{2} RT \quad (\text{J/mol})$$

Energie interne massique

$$u_{GPM} = \frac{3}{2} \frac{R}{\mathcal{M}} T \quad (\text{J/kg})$$

## • 6 - Capacité thermique

### \* Définition générale :

Combien de Joule doit on apporter à l'énergie interne pour augmenter la température de 1 Kelvin

$$C_v \equiv \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_V \quad J.K^{-1}$$

C'est la capacité d'un corps à emmagasiner de l'énergie thermique à volume constant.

Capacité thermique molaire

$$C_v^{mol} = \left. \frac{\partial u^{mol}}{\partial T} \right|_V \quad J.K^{-1} mol^{-1}$$

Capacité thermique massique

$$c_v = \left. \frac{\partial u}{\partial T} \right|_V \quad J.K^{-1} kg^{-1}$$

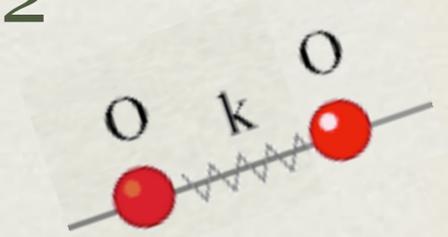
\* Capacité thermique du GP Monoatomique : elle ne dépend pas de la température

$$\longrightarrow C_v = \frac{3}{2} nR$$

## \* Capacité thermique du GP diatomique :

(On néglige toujours les interactions  
entre les molécules)

Ex : Cas de O<sub>2</sub>



L'énergie interne U est la somme de :

$E_c^*$  : - énergie cinétique de translation des 2 atomes dans le Ref. barycentrique.  
- rotation autour du centre de masse  
- vibration autour du centre de masse (degrés de liberté interne)

$E_p$  : énergie potentielle d'interaction entre les 2 atomes. (Vibration)  
(degrés de liberté interne)

(RQ : Ce sont des effets quantiques ---> Physique statistique quantique...)

Théorème d'équipartition de l'énergie (HP) :

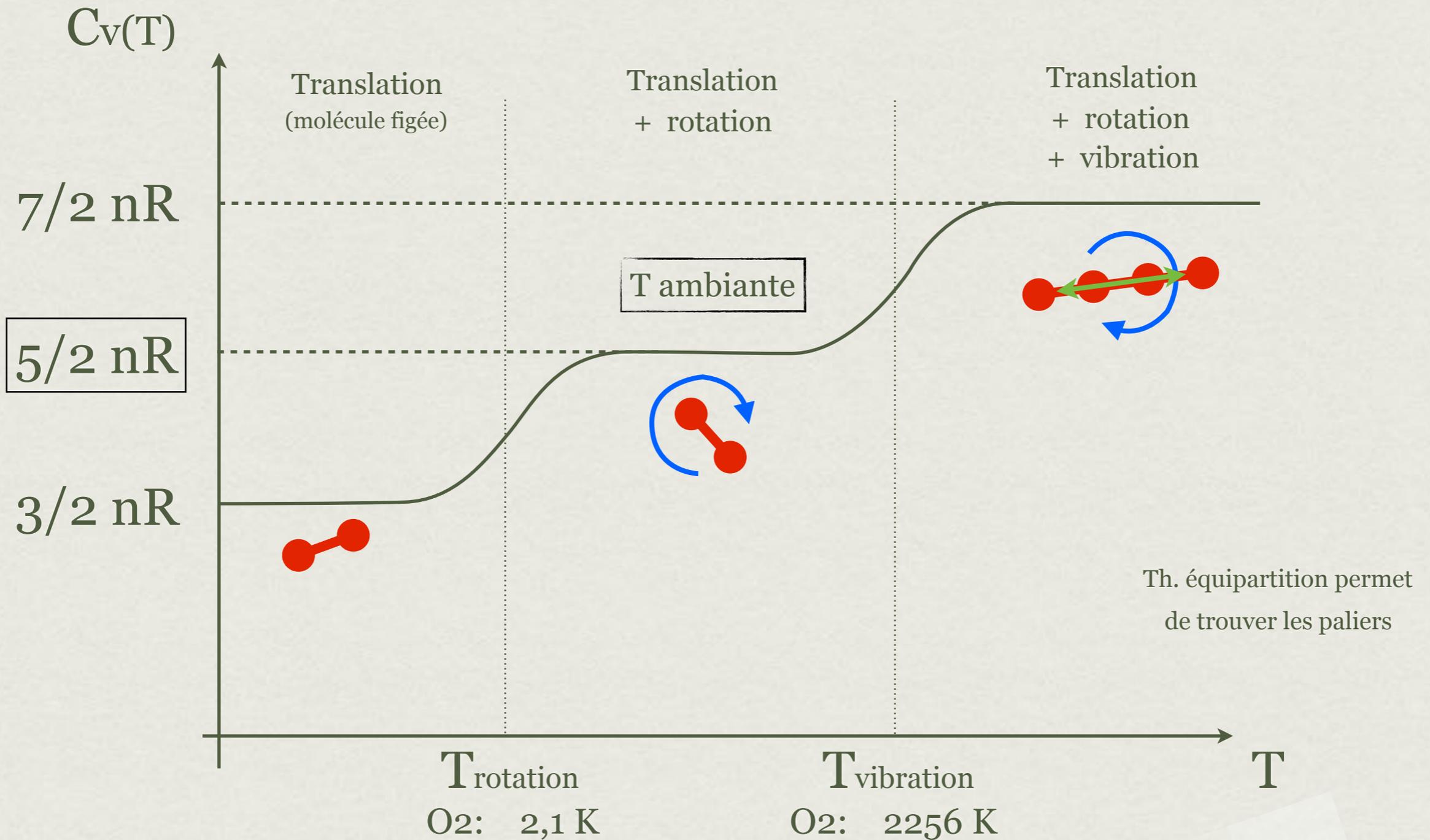
$U = 1/2.k_bT \times$  nombre de degré de liberté quadratique des entités moléculaires

GPM : **3** directions de translation en  $1/2.mv^2$  pour **N** particules

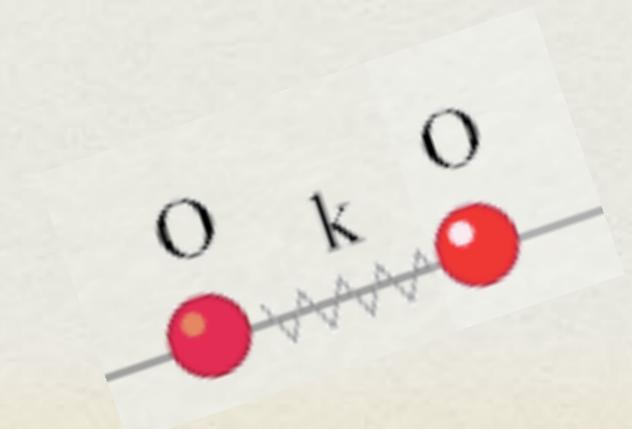
$$U_{GPM} = \frac{3}{2} nRT$$

$$C_v = \frac{3}{2} nR$$

# Evolution de la capacité thermique avec la température pour un GP diatomique



Ce comportement est le même pour tous les GP diatomiques, seules  $T_{\text{rot}}$  et  $T_{\text{vib}}$  changent en fonction des entités.



## Quelques exemples :

Entité moléculaire	$T_{\text{rotation}}$	$T_{\text{vibration}}$
H <sub>2</sub>	85,3 K	6251 K
O <sub>2</sub>	2,1 K	2256 K
H <sub>2</sub> O	13,4 K	2230 -> 5360 K
CH <sub>4</sub>	7,5 K	1870 -> 4320 K

B.Diu : Physique statistique

Il peut y avoir beaucoup de degrés de liberté internes à activer selon la complexité de l'entité

- \* Pour un édifice polyatomique, la capacité thermique varie avec T en augmentant par palier.
- \* Pour un solide la capacité thermique augmente de façon continue (Nb atome  $\rightarrow \infty$ )

$$C_v(T)$$

# IV LES FLUIDES RÉELS

- Du Gaz Parfait (GP) au gaz réel
- Propriétés thermo-élastiques des fluides réels
- Application aux phases condensées

- 1 - Du Gaz Parfait (GP) au gaz réel

Il nous faut revenir sur le modèle du GP :

GP

- \* distance inter-particule infinie : pas d'interaction à distance.
- \* molécules ponctuelles => deux hypothèses contradictoires :
  - libre parcours moyen infini (distance entre deux chocs infinie)
  - chocs instantanés assure l'équilibre thermodynamique

- \* distance inter-particule n'est pas infinie : - interactions attractives en (Van der Waals)

$$\propto \frac{-1}{r^7}$$

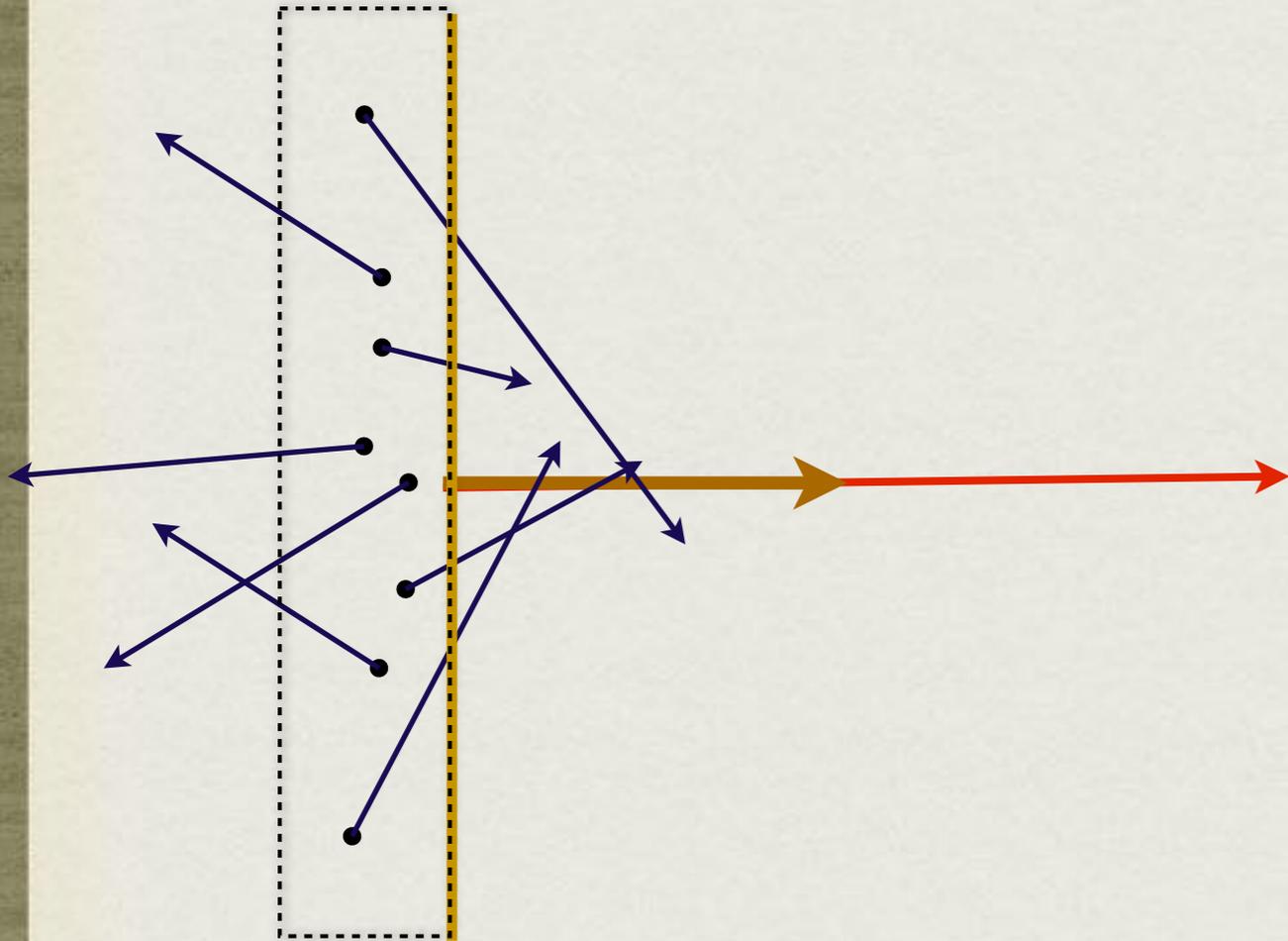
- \* molécules de tailles non nulles : - Répulsion coulombienne en (Principe d'exclusion de Pauli)

$$\propto \frac{+1}{r^{13}}$$

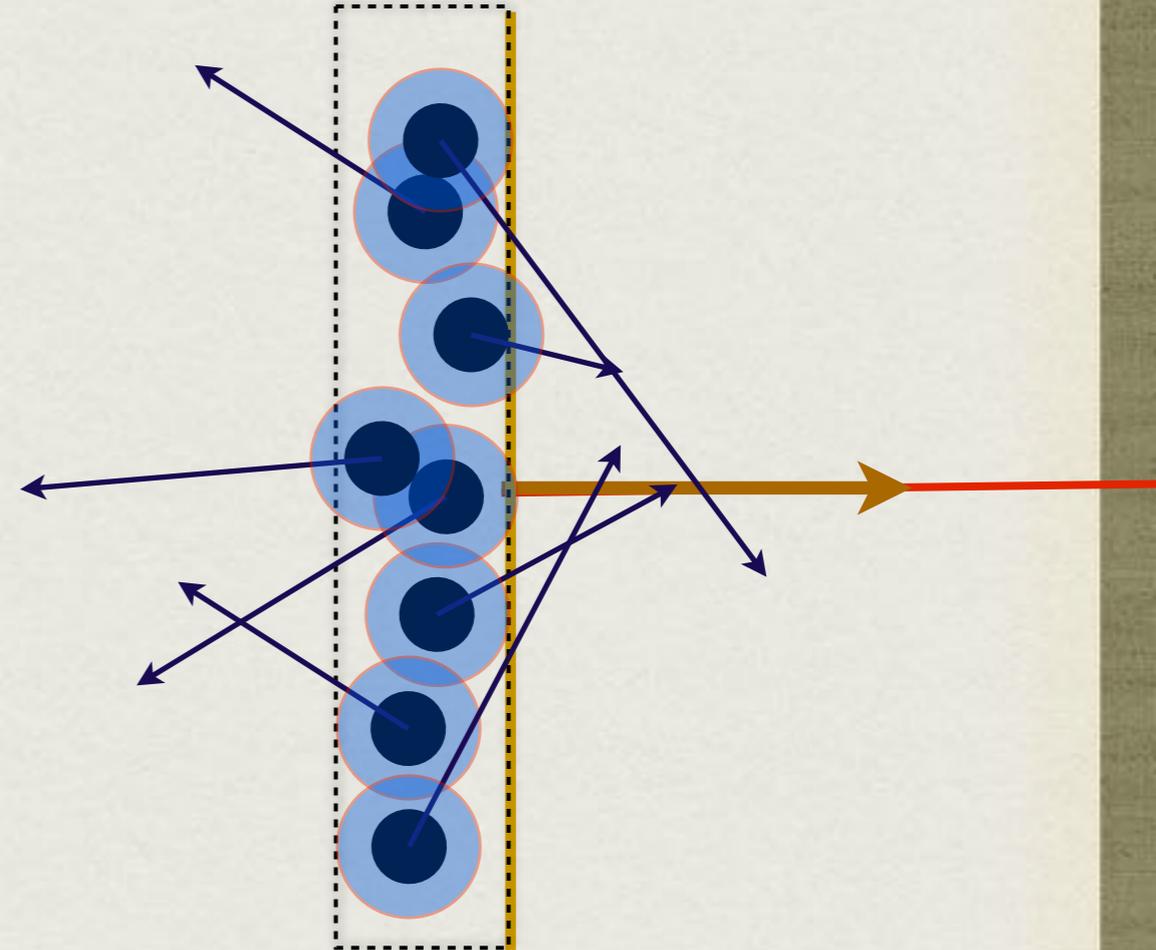
- Les molécules occupent à chaque instant un volume inaccessible appelé **Co-volume**. Ceci tend à diminuer le libre parcours moyen.

Gaz réel de Van der Waals

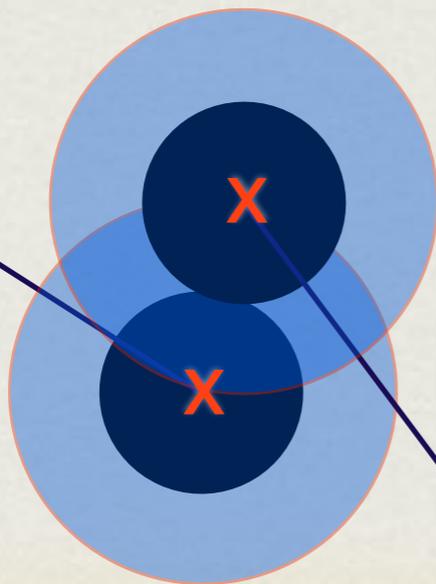
Molécules ponctuelles



Molécules non ponctuelles



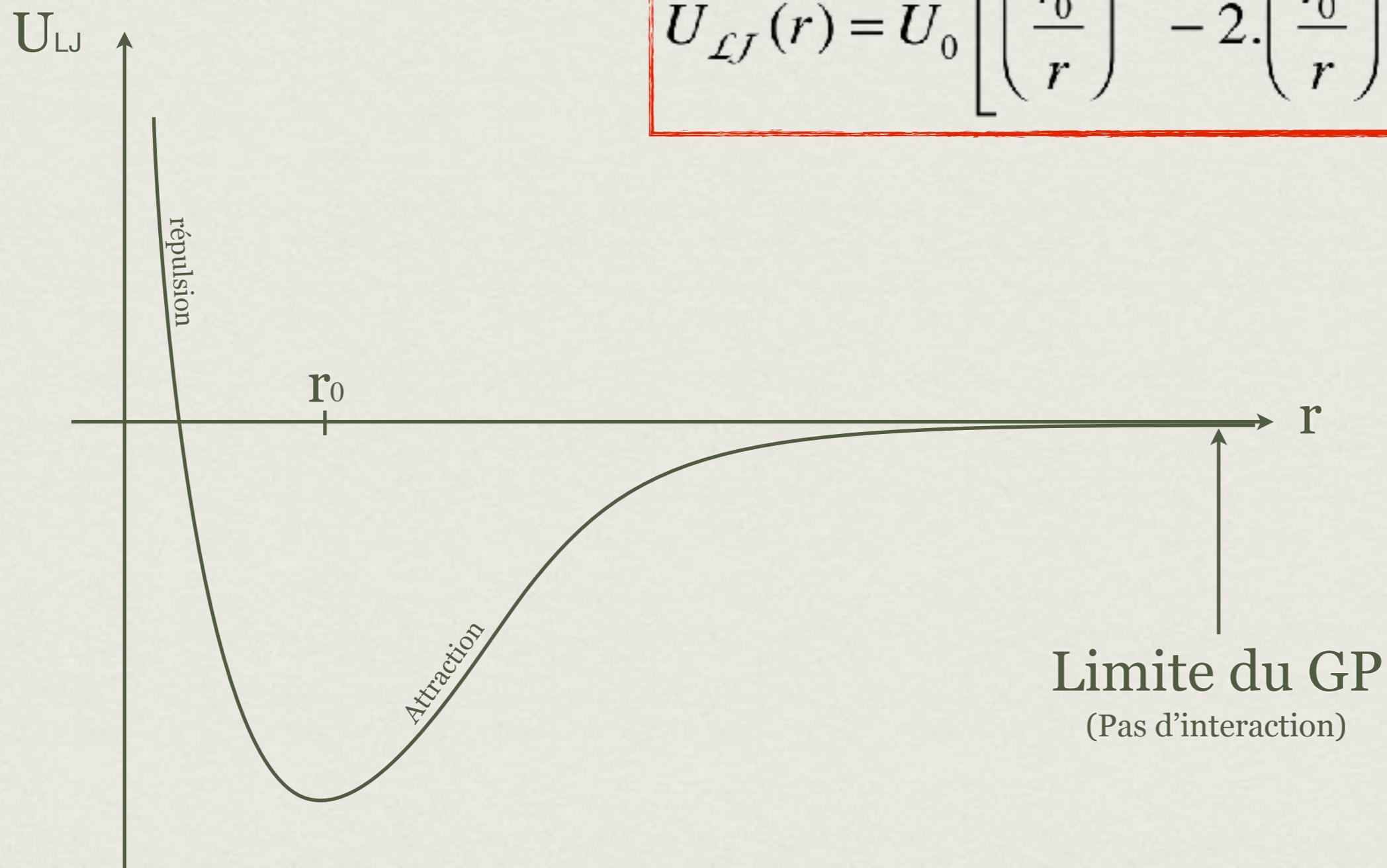
Modèle des sphères dures



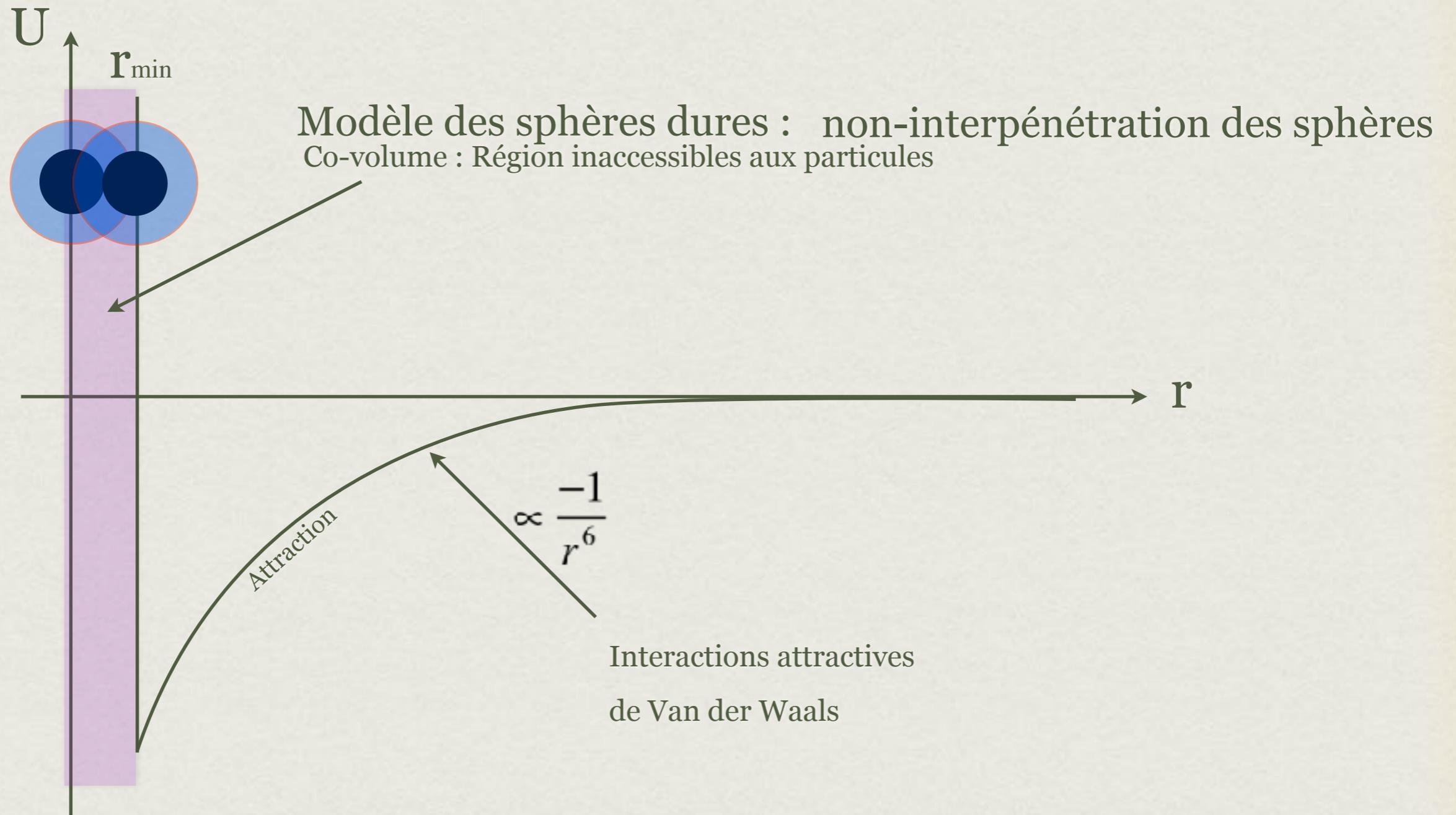
Non-interpénétration des sphères

# Le potentiel de Lennard-Jones

$$U_{LJ}(r) = U_0 \left[ \left( \frac{r_0}{r} \right)^{12} - 2 \cdot \left( \frac{r_0}{r} \right)^6 \right]$$



# Modélisation des effets du potentiel :



Distance interparticule :

On va construire l'équation d'état en modifiant celle du GP :

Volume effectif :

$$V_{\text{eff}} \rightarrow V - nb$$

On retranche le co-volume au volume total  
(Volume réellement accessible aux particules)

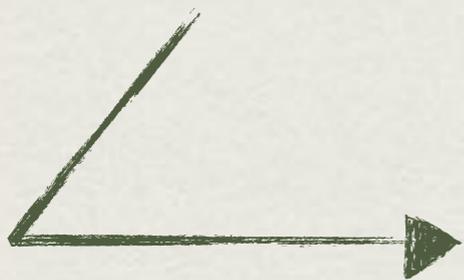
Pression effective :

$$P_{\text{cin}} \rightarrow P = P_{\text{cin}} - a \left( \frac{n}{V} \right)^2$$

La pression est diminuée par les interactions à longue portée évaluées pour une distance inter-particule moyenne

$$P_{\text{cin}} * V_{\text{eff}} = nRT$$

Equation d'état du gaz de Van der Waals



$$\left( P + a \left( \frac{n}{V} \right)^2 \right) (V - nb) = nRT$$

- 2 - Propriétés thermo-élastiques des fluides réels

$\alpha$  - Coefficient de dilatation isobare :  $\alpha$

Variation relative de Volume par unité de température et à P fixée

$$\alpha \equiv \left. \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T} \right|_P$$

$(K^{-1})$

Mesure exp :

Théorie : Cas du GP

$$PV = nRT$$

$$\alpha_{GP} = \frac{1}{T}$$

$\beta$  - Coefficient de compressibilité isotherme :  $\chi_T$

Variation relative de Volume par unité de pression et à T fixée

$$\chi_T \equiv - \frac{1}{V} \left. \frac{\partial V}{\partial P} \right|_T$$

$(P_a^{-1})$

Mesure exp :

Cas du GP :

$$PV = nRT$$

Soit 
$$\chi_T = \frac{1}{P}$$

- 3 - Différentielle de l'énergie interne

Soit  $U$  l'énergie interne d'un fluide quelconque. Celle-ci dépend a priori de  $P, T$  et  $V$  :

$$U=U(P,T,V)$$



D'après l'équation d'état du fluide,  $\exists f$  telle que :  $f(P,T,V)=0$  soit  $P=g(T,V)$

On a donc  $U=U(T,V)$

On peut alors écrire :

# Conséquences sur les phases condensées

Ces fluides sont très peu compressibles. Par exemple les liquides (eau, éthanol, mercure...) ou les solides (cuivre, fer, etc)

Exemple : l'eau

$$\chi_T = 4,9 \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$$

$$\chi_T \equiv - \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P} \Big|_T$$

-> Application presse hydraulique (TD)

On les modélise par  $\underline{dV} = \mathbf{0}$  en excellente approximation, si la température est fixée.

On a donc

$$dU \simeq C_V dT$$

Pour une phase dense

Fin du chapitre 1