INTRODUZIONE

29/02/16

EQUILIBRIO LOCALE

Sistema dotato di N gradi di libertà. Ogni grado di libertà ha la stessa energia, prop. a T (2° legge TD)

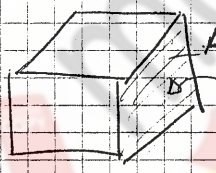
$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} K T$$ (Natura discreta delle realtà)

Definizione di T: $PV = RT$

Tutto converge verso T

$\frac{1}{V}$

Le due T coincidono. Da dove viene il numero $\frac{1}{2}K$?



N_A particelle all'interno che sbattono contro la parete

$P = \frac{F}{A}$ dovute agli urti

$n = \frac{\#\text{ particelle}}{V}$ → densità di particelle

$\frac{1}{3}n$ → # particelle che si muovono // alla parete considerata

$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}n\right) = \frac{1}{6}n$ → # particelle che ~~sbattono~~ vanno nel verso della parete (c'è anche perché si allontanano dalla parete)

$nv = \frac{\#\text{ particelle}}{A\Delta t}$ → flusso attraverso A

$\frac{2mnv}{\Delta t} = F$

Gas ideale → # direzioni di moto ho un grado di libertà → $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}KT$

$v^2 = \frac{KT}{m}$

Una grandezza qualsiasi fluttua intorno a un valore medio.

Sistema costituito da N particelle:

$$A = \sum_{i=1}^{N} a_i$$

Valor medio → $\bar{A} = \sum \bar{a}_i = N\bar{a}$

Valor medio della fluttuazione → $\overline{A-\bar{A}} = \bar{A} - \bar{\bar{A}} = 0$ ($\bar{A}$ = $\bar{A}$)

Valore quadratico medio della fluttuazione → $\overline{(A-\bar{A})^2}$



Supponiamo $N=2$

$$A = a_1 + a_2$$

Sviluppo $\delta A = A - \bar{A} =$ dove $\bar{A}=0$ (lo suppongo $=0$)

$= \delta a_1 + \delta a_2$

$$(\delta A)^2 = \delta a_1^2 + \delta a_2^2 + 2\,\delta a_1\,\delta a_2$$

$$\overline{(\delta A)^2} = \overline{\delta a_1^2} + \overline{\delta a_2^2} + \overline{2\,\delta a_1\,\delta a_2} = 2\,\overline{\delta a^2} + 2\overline{\delta a_1 \delta a_2}$$

Può essere positivo o negativo con la stessa probabilità. Quindi il doppio prodotto va a zero.

$$\overline{(\delta A)^2} = 2\,\overline{\delta a^2} = \cancel{0}$$

Ci dice in % quanto è la fluttuazione → $\dfrac{\sqrt{\overline{\delta A^2}}}{\bar{A}} \sim \dfrac{1}{\sqrt{N}}$

Per $N \to \infty$ la fluttuazione va a zero, quindi posso considerare una unica $T, P, \ldots$

La TD assume l'esistenza di un ∞ di gradi di libertà ($N \to \infty$)

λ 

$\lambda \Delta T = \delta T \leq \frac{T}{\sqrt{N}}$

$\lambda \Delta T$: gradiente di T lungo λ

Volume di lato λ.

$\leq$: voglio che il gradiente di T sia piccolo.

Se voglio $\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-3}$ devo considerare un volume rappresentativo del sistema che contenga $N = 10^6$ particelle.

Quanto deve essere grande il volume?

$$n = \frac{\#\text{part.}}{V} = \frac{N \cdot N_A}{V}$$

Suppongo di avere un gas ideale:

$$PV = NRT = N K_B N_A T$$

$$n = \frac{PV}{K_B T V} = \frac{P}{K_B T} \sim \frac{10^5 N}{m^2}$$

$$P \sim 10^5 \frac{N}{m^2} \sim 10^5 \frac{J}{m^2} = 10^6 \text{ erg/cm}^3 \quad \left(J \equiv 10^7 \text{erg}, \; m = 10^2 \text{cm}\right)$$

$$K_B = 1.3 \cdot 10^{-16} \text{ erg/K}$$

$$T \sim 300 \text{K}$$

$$n = \frac{10^6 \text{erg/cm}^3}{1.3 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{K}} \cdot 300 \text{K}} \sim 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

In un 1cm^3 ho 10^{20} particelle

$$\lambda^3 \sim 10^{-20} \text{cm}^3 \cdot 10^6 \sim 10^{-14} \text{cm}^3$$

$$\lambda \sim 10^{-5} \text{cm} = 0.1 \mu\text{m}$$

Dimensione principale del sistema da considerare

$$\frac{\lambda \Delta T}{T \sqrt{N}} \rightarrow \Delta T < \frac{10^{-4} \text{K}}{\text{cm}^2}$$

→ devo scrivere di cercare e rispettare per fare gradienti di temperatura

master COPY COPISTERIA

Equil. geotech → Si ha quando DT dovuto alla presenza di un gradiente macroscopico è dell'ordine delle fluttuazioni

$$\chi \Delta T \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{T}{10^3} \rightarrow \Delta T < 10^{-4} K \quad (T \sim 10^2 K)$$

METODI DI TRASPORTO

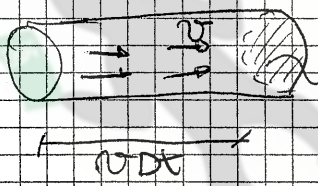
DIFFUSIONE → Avviene in assenza di campo netto

CONVEZIONE → Avviene con spostamento netto

TRASPORTO DI MASSA

- Flusso di massa (per singolo componente) → $J_M = \frac{M}{A \cdot \Delta t} = \rho v$ → È un flusso convettivo

Per def.: il trasporto di massa diffusivo è zero, poiché non c'è spostamento netto



Flusso convettivo di particelle che si muovono tutte a velocità v

Le particelle che attraversano A sono quelle che stanno nel volumetto considerato:

$$J_M = \frac{\rho A v \Delta t}{A \Delta t} = \rho v \qquad \boxed{J_M = \rho v}$$

- Flusso di quantità di moto convettivo → $J_q = \frac{Q}{A \cdot \Delta t} = \frac{(\rho v) V}{A \Delta t} = \frac{\rho v A v \Delta t}{A \Delta t} = \rho v^2$

quantità di moto per unità di volume ← $\boxed{J_q = \rho v^2}$

- Flusso di energia interna convettivo → $J_u = \frac{U}{A \cdot \Delta t} = \frac{\rho c \Delta T \cdot V}{A \cdot \Delta t} = \frac{\rho c A v \Delta t \Delta T}{A \cdot \Delta t} = \rho c v \Delta T$

c = calore specifico $\boxed{J_u = \rho c v \Delta T}$

NB: MOTO CONVETTIVO: è reversibile e reversibile

MOTO DIFFUSIVO: è irreversibile intrinsecamente

- Flusso di quantità di moto diffusivo → $\boxed{J_{qd} = -\tau = -\mu \frac{\delta v}{\delta y}}$ Legge di Newton

$\tau = \frac{F}{A}$ → sforzo di taglio



Il moto diffusivo è solo lungo (y)

Il moto convettivo è solo lungo x

- Flusso di energia diffusivo → $\boxed{J_u = -K \frac{\delta T}{\delta y}}$ Legge di Fourier

K = conducibilità termica

(−) = va il calore va da grande caldo a freddo

master COPY COPISTERIA