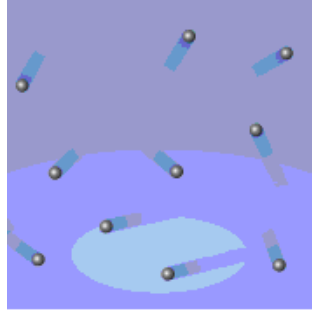


Ottavio Serra

## 1. Teoria cinetica dei gas



(Rappresentazione semiseria di un sistema gassoso secondo la teoria cinetica).

**Nota introduttiva.** In mancanza di strumenti matematici adeguati (derivate e integrali), lo studente può limitarsi alle nozioni concettuali.

**La teoria cinetica dei gas** è la teoria che spiega le proprietà macroscopiche dei gas partendo dalla loro composizione a livello molecolare.

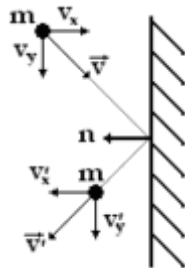
### Modello

La teoria cinetica si basa sull'assunzione di alcune ipotesi:

- 1) Le molecole di cui sono composti i gas sono considerate come punti materiali in moto casuale e a distribuzione uniforme nello spazio che seguono l'ipotesi del caos molecolare. Esse collidono tra loro e con le pareti del recipiente con urti perfettamente elastici.
- 2) Il numero delle molecole è grande cosicché si possano usare metodi statistici.
- 3) Il volume totale delle molecole dei gas è trascurabile rispetto al volume del contenitore.
- 4) L'interazione tra le molecole è trascurabile, eccetto durante l'urto tra di loro che avviene in maniera elastica.

(Gli effetti relativistici e quantistici sono trascurabili: teoria cinetica classica).

Le ipotesi precedenti descrivono accuratamente il comportamento dei gas ideali. I gas reali si avvicinano all'ideale sotto condizioni di bassa densità o alta temperatura (lontani dalla condensazione).



### Pressione

Urto elastico di una particella contro la parete del recipiente.

La pressione è spiegata dalla teoria cinetica come conseguenza delle forze esercitate dalle collisioni delle molecole del gas con le pareti del recipiente. Supponiamo dunque una molecola di massa  $m$  che urta contro la parete del recipiente cubico come in figura. Sappiamo che essa trasmette alla parete un impulso che è uguale alla differenza della quantità di moto della particella prima e dopo l'urto. Inoltre per l'ipotesi 1) l'urto è elastico e si conserva sia la quantità di moto totale del sistema che l'energia:

$$\begin{cases} \Delta\vec{q} = \vec{q}_f - \vec{q}_i \Rightarrow \Delta\vec{q} + \Delta\vec{q}_{parete} = 0 \\ \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv'^2 \end{cases}$$

Dall'esempio in figura si evince che l'unica componente che varia è la direzione della velocità lungo l'asse  $x$ , quindi la quantità di moto lungo l'asse  $y$  e l'energia (cinetica) restano uguali. La componente lungo  $x$  resta uguale in modulo. Allora avremo:

$$mv_y = mv'_y; \quad mv_x = -mv'_x$$

quindi:

$$\Delta \vec{q}_x = -mv_x - mv_x = -2mv_x$$

Possiamo ora stimare la forza media che la parete esercita sulla molecola. La particella considerata collide con la parete una volta ogni  $2L/v_x$  unità di tempo, dove  $L$  è la lunghezza del contenitore (tragitto della particella). La forza risultante esercitata dalla particella è quindi:

$$\overline{f_x^m} = \frac{-2mv_x}{\Delta t} = -\frac{mv_x^2}{L}$$

Per il terzo principio della dinamica questa forza ha segno opposto alla forza che la molecola esercita sulla parete. La forza totale esercitata dal gas sulla parete è quindi la somma di tutte le forze esercitate dalle molecole:

$$F_x = \frac{m}{L} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

Definiamo il valore quadratico medio della velocità lungo l'asse  $x$ , come media dei quadrati delle velocità lungo la direzione  $x$  per tutte le  $N$  molecole:

$$\overline{v_x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

(Quadrato della velocità quadratica media). Si ottiene:

$$F_x = \frac{mN}{L} \overline{v_x^2}$$

La pressione lungo la direzione  $x$  è allora:

$$p = \frac{F_x}{S} = \frac{F_x}{L^2} = \frac{m}{L^3} N \cdot \overline{v_x^2}$$

$N$  è il numero di particelle che è uguale anche a:  $N = n \cdot N_A$ , dove  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$  è il numero di Avogadro ed  $n$  è il numero di moli del gas, inoltre  $L^3 = V$ . Quindi possiamo riscrivere la pressione lungo  $x$  come:

$$p = \frac{m}{V} n \cdot N_A \cdot \overline{v_x^2}$$

Poiché  $m \cdot N_A = M$  dove  $M$  è la massa molare, abbiamo un altro modo di scrivere la pressione:

$$p = \frac{n \cdot M \cdot \overline{v_x^2}}{V}$$

Per ipotesi il gas ha distribuzione uniforme quindi le velocità:

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$$

Definiamo la velocità quadratica media tramite:

$$v_{qm}^2 = \overline{v^2} \quad \text{da cui} \quad v_{qm} \equiv \overline{v} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2}$$

Per la pressione abbiamo:

$$p = \frac{M \cdot n \cdot v_{qm}^2}{3V}$$

Questa equazione per la pressione (o quella precedente) mette in relazione la velocità delle molecole con la pressione che esse esercitano sul recipiente. Vedremo ora come la velocità stessa sia influenzata dalla temperatura. Utilizzando l'equazione di stato dei gas perfetti:

$pV = nRT$ , dove  $R$  è la costante del gas perfetto, pari a  $8,3143 \text{ J}/(\text{mole } ^\circ\text{K})$ , otteniamo per la velocità quadratica media:

$$v_{qm}^2 = \frac{3RT}{M}$$

Si vede che tale velocità è direttamente proporzionale alla radice quadrata della temperatura e inversamente proporzionale alla radice quadrata della massa delle molecole.

### Energia cinetica media

L'energia cinetica media di una molecola del gas è:

$$\overline{K} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m v_i^2$$

dalla definizione della velocità quadratica media segue:

$$\overline{K} = \frac{1}{2} m \cdot \overline{v^2} = \frac{1}{2} m \cdot v_{qm}^2$$

e dalla relazione trovata precedentemente per la velocità quadratica media, possiamo scrivere:

$$\overline{K} = \frac{1}{2} m \cdot \frac{3RT}{M}$$

ricordando che  $M/m = N_A$  e che  $R/N_A = k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J}/^\circ\text{K}$ , costante di Boltzmann, abbiamo:

$$\overline{K} = \frac{3RT}{2N_A} = \frac{3}{2} k_B T$$

da cui segue che la temperatura è una misura dell'energia cinetica media delle molecole. Questa formula, come quella precedente per la pressione, mette in relazione una grandezza microscopica come l'energia cinetica delle particelle di gas e una grandezza macroscopica come la loro temperatura.

### Energia interna

Possiamo determinare l'energia interna del gas che rappresenta l'energia di tutte le molecole, come la troviamo nel primo principio della termodinamica. Essa è data dall'equazione:

$$U = N \cdot \overline{K} = n \cdot N_A \frac{3}{2} k_B \cdot T$$

Poiché  $N_A \cdot k_B = R$ , allora:

$$U = \frac{3}{2} n \cdot R \cdot T$$

valido per un gas monoatomico, poiché in generale non si è tenuto conto dei contributi dell'energia dovuti agli effetti vibrazionali e rotazionali. Ancora una volta vediamo come l'energia interna di un gas perfetto dipenda solamente dalla temperatura che a sua volta dipende dal tipo di molecola e dalla sua velocità (quadratica media).

### Calori molari.

Per una mole di gas (perfetto) monoatomico  $U = 3/2RT$  e  $C_v = 3/2R$ ,  $C_p = 5/2R$ ;  $\gamma = 5/3$ .

**Principio di equipartizione dell'energia.** Boltzmann fa l'ipotesi (*per simmetria, non c'è motivo che una coordinata sia privilegiata rispetto a un'altra*) che l'energia cinetica media si ripartisca equamente sui gradi di libertà (coordinate essenziali) delle molecole. Siccome una molecola monoatomica, assimilata a un punto materiale, ha 3 gradi di libertà (le tre coordinate spaziali), a ognuno è associata l'energia cinetica media di  $1/2 k_B T$ .

Una molecola biatomica, come  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ , assimilata a un bastoncino, ha 5 gradi di libertà, (3 coordinate del centro di massa e due coseni direttori della loro congiungente), perciò  $C_v = 5/2R$ ,  $C_p = 7/2R$ ;  $\gamma = 7/5$ .

Questi valori sono in eccellente accordo con i dati sperimentali.

Per i solidi (monoatomici) c'è da tener conto dell'energia potenziale di vibrazione degli atomi nel reticolo cristallino. In media per ogni grado di libertà avremo  $E_p \text{ media} = K \text{ media} = 1/2 k_B T$  e quin-

di in tutto  $E_{\text{media}} = K_B T$  e l'energia di una mole sarà  $U = 3 \cdot N_A \cdot K_B T = 3RT$ . Segue che il calore molare (calore atomico) di un solido monoatomico è  $3R = 24,93 \text{ J/(mole } ^\circ\text{K)} = 5,96 \text{ cal/(mole } ^\circ\text{K)}$ , vicino alle  $6 \text{ cal/(mole } ^\circ\text{K)}$  trovate sperimentalmente da Dulong e Petit. Notare che per i solidi non c'è praticamente alcuna differenza tra i calori specifici a volume e a pressione costante.

Per i gas poliatomiche occorre tener conto anche dei gradi di libertà vibratori e rotatori e l'accordo con i dati sperimentali è meno buono.

E inoltre, anche per una molecola monoatomica, non dovremmo tener conto dei gradi di libertà degli elettroni? Come mai l'energia degli elettroni è *congelata*, non contribuisce al calore specifico? E ancora, il calcolo dà per un solido calori specifici indipendenti dalla temperatura, mentre gli esperimenti forniscono calori specifici tendenti a zero per  $T$  tendente allo zero assoluto. Questi problemi saranno risolti dalla fisica quantistica.

## 2. Meccanica statistica.

### Legge di distribuzione di Boltzmann.

Finora abbiamo considerato solo valori medi, energia cinetica (e potenziale) media, velocità quadratica media. Ora ci occuperemo di come l'energia e la velocità si distribuisce tra le molecole di un insieme.

Partiamo da un esempio, che poi generalizzeremo. Sia dato un cilindro verticale termicamente isolato riempito di gas soggetto alla gravità. Se la temperatura è costante, gli urti molecolari lasciano invariata la velocità quadratica medi  $v_{\text{qm}}$ . L'idrostatica dice come varia la pressione  $p$  con la quota  $z$ :  $dp = -\rho g dz$ ; l'equazione di stato porge  $p = n_{\text{moli}} \cdot N_A K_B T / V = n K_B T$  ( $n$  è il numero di molecole/ $\text{m}^3$ ,  $m$  è la massa di una singola molecola), da cui segue:  $dp = K_B T dn$  e confrontando con l'equazione idrostatica si ottiene:  $K_B T dn = -\rho g dz = -nm g dz$ . **Integrando:**

$\text{Log}(n) = -mgz/(K_B T) + C$ , essendo  $C$  una costante di integrazione il cui significato, per  $z=0$ , è il

$\text{Log}(n_0)$ , da cui segue  $n = n_0 e^{\frac{-mgz}{K_B T}}$ . Generalizzando, si ha

$$n = n_0 e^{\frac{-E}{K_B T}}$$

abbiamo sostituito l'energia potenziale di gravità con l'energia generica  $E$ .

Questa è la legge di distribuzione di Boltzmann.

### Distribuzione delle velocità molecolari di Maxwell.

Applicando la legge di Boltzmann alle velocità molecolari si ottiene la distribuzione di Maxwell:

$$dn = A n e^{\frac{-mv^2}{2K_B T}} d\vec{v},$$

essendo  $A$  una costante di *normalizzazione*. Se siamo interessati al modulo della velocità, dobbiamo sostituire  $d\vec{v}$  col numero di *vettori* velocità che cadono nello strato sferico  $4\pi v^2 dv$ , quindi

$dP = \frac{dn}{n} = 4\pi A v^2 e^{\frac{-mv^2}{2K_B T}} dv$ , essendo  $dP$  la probabilità che una molecola abbia velocità (in modulo)

compresa tra  $v$  e  $v+dv$ . Siccome  $\int_0^{+\infty} dP = 1$ , si calcola la costante di normalizzazione  $A$ :

$$4\pi A \int_0^{+\infty} v^2 e^{\frac{-mv^2}{2K_B T}} dv = 4\pi A J = 1.$$

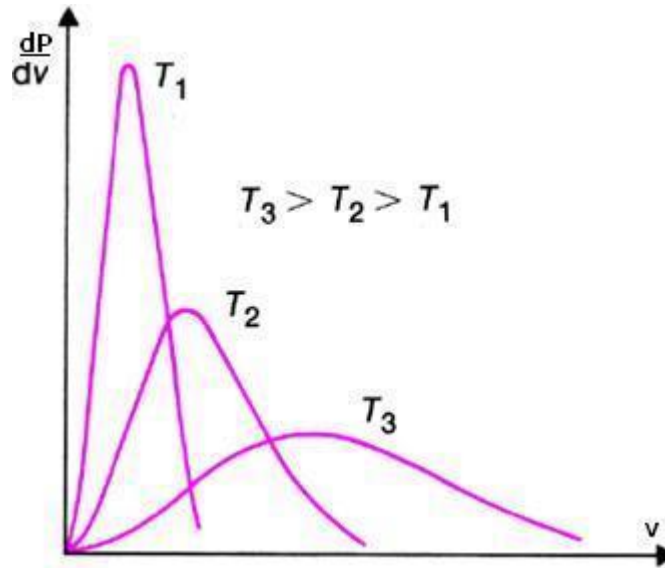
Posto  $\frac{mv^2}{2K_B T} = z^2$ , l'integrale  $J = \int_0^{+\infty} \frac{2K_B T}{m} z^2 e^{-z^2} \sqrt{\frac{2K_B T}{m}} dz = \left(\frac{2K_B T}{m}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{+\infty} z^2 e^{-z^2} dz$ .

Integrando per parti l'ultimo integrale,

$$\int_0^{+\infty} z^2 e^{-z^2} dz = \int_0^{+\infty} z \cdot d\left(-\frac{1}{2}e^{-z^2}\right) = \left[-\frac{1}{2}ze^{-z^2}\right]_0^{+\infty} + \frac{1}{2}\int_0^{+\infty} e^{-z^2} dz = 0 + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} = \frac{\sqrt{\pi}}{4}, J = \left(\frac{2K_B T}{m}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{\pi}}{4}$$

ed  $A = \frac{1}{4\pi J} = \frac{1}{4\pi} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2K_B T}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2K_B T}\right)^{\frac{3}{2}}$  e infine

$$dP = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2K_B T}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{\frac{-mv^2}{2K_B T}} dv.$$



Distribuzione delle velocità molecolari secondo Maxwell a varie temperature.

(In ordinata c'è la **densità di probabilità**)

L'area racchiusa dai grafici per  $0 < v < \infty$  ad ogni temperatura è sempre uguale ad 1. Si nota poi che al crescere della temperatura il grafico si appiattisce e cresce la *dispersione* delle velocità molecolari (il moto molecolare diventa sempre più caotico). La velocità  $w$  per cui la densità di probabilità è massima si chiama *velocità più probabile*; essa si calcola uguagliando a zero la derivata. Il suo valore è  $w = \sqrt{\frac{2K_B T}{m}}$ , come si ottiene dal seguente calcolo:

$$\frac{d}{dv} \frac{dP}{dv} = 0 \Rightarrow 2ve^{\frac{-mv^2}{2K_B T}} + v^2 e^{\frac{-mv^2}{2K_B T}} \left(\frac{-2mv}{2K_B T}\right) = 0 \Rightarrow 2v - \frac{mv^3}{K_B T} = 0 \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2K_B T}{m}}$$

Utilizzando la formula della velocità più probabile  $w$ , la legge di Maxwell si può scrivere:

$$\frac{dP}{dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} w^{-3} v^2 e^{\frac{-v^2}{w^2}},$$

che è più agevole nei calcoli.

Come si dovrebbe sapere, il valore medio di una grandezza  $v$  suscettibile dei valori  $v_1, v_2, \dots, v_n$  con le probabilità  $p_1, p_2, \dots, p_n$  (la somma delle probabilità essendo 1) è  $\bar{v} = \sum_{i=1}^n p_i v_i$ . L'indice  $n$  può essere anche  $\infty$ , purché la serie converga. Nel caso continuo la somma (o la serie) va sostituita da un integrale:  $\bar{v} = \int_0^{\infty} v dP = \int_0^{\infty} v \frac{4}{\sqrt{\pi}} w^{-3} v^2 e^{\frac{-v^2}{w^2}} dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} w^{-3} \int_0^{\infty} v^3 e^{\frac{-v^2}{w^2}} dv$ . Posto  $v/w = z$ , segue

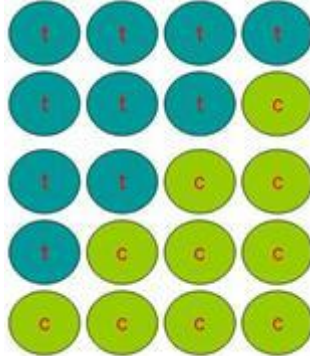
$$\bar{v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} w^{-3} \int_0^{\infty} w^3 z^3 e^{-z^2} w dz = \frac{4}{\sqrt{\pi}} w \int_0^{\infty} z^3 e^{-z^2} dz \text{ ed integrando per parti otteniamo } \bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} w.$$

Analogamente si calcola la velocità quadratica media  $\bar{v}$  come radice quadrata del valore medio di  $v^2$ . Si trova  $\bar{v} = \sqrt{\frac{3K_B T}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{N_A m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$ , come già sapevamo.

Si noti che risulta  $w < \bar{v} < \bar{\bar{v}}$ .

### Formulazione statistica dell'entropia.

Parto da un esempio. Se si lanciano 4 monete, i risultati sono quelli della seguente figura:



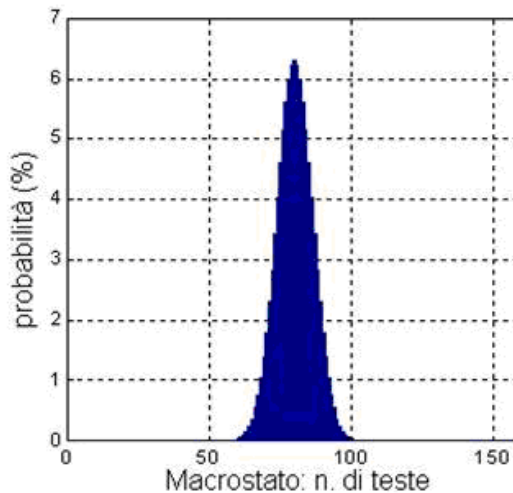
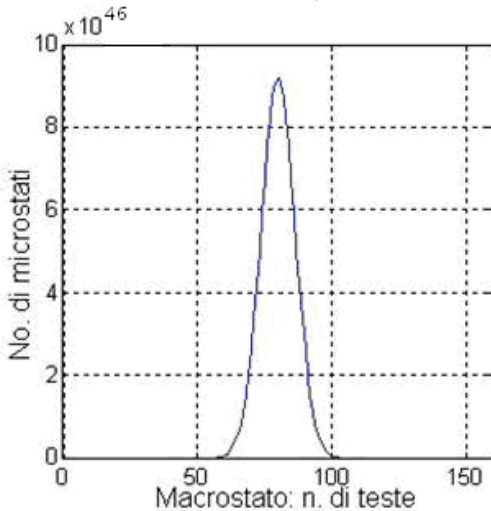
I macrostati sono i 5 rappresentati.

Se però si contano i microstati, i modi in cui si realizzano i macrostati, si vede che 4 t (4 teste) si realizza in un sol modo, 3t1c in 4 modi, 2t2c in 6 modi, 1t3c in 4 modi, 4c in un modo (in tutto i microstati sono  $2^4 = 16$ ). Perciò il macrostato più probabile è quello *uniforme*, 2t2c, che si realizza col massimo numero di microstati: 6. (ttcc, tctc, tctc, cctt, ctct, cttc). La probabilità è 6/16. In generale, la probabilità del macrostato “k t (n-k) c” è  $P(n,k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}$ . Se  $p=1/2$ , probabilità di

$$\text{testa, } P(n,k) = \binom{n}{k} \left(\frac{1}{2}\right)^n = \frac{n!}{k!(n-k)!} \left(\frac{1}{2}\right)^n.$$

Il numero  $W$  dei *microstati dinamici* che realizzano un certo stato *termodinamico (macrostato)* si chiama **Probabilità termodinamica**: non è una vera probabilità, ma è proporzionale alla probabilità che si realizzi quel macrostato termodinamico. Per esempio,  $W(2t2c)=6$ .

Se invece di 4 monete si lanciano (poniamo) 160 monete, l'istogramma dei macrostati e della distribuzione di probabilità è praticamente una gaussiana con probabilità massima in corrispondenza della distribuzione uniforme, 80t80c.



La probabilità di avere *esattamente 80 teste e 80 croci* è estremamente piccola (circa  $0,54 \cdot 10^{-48}$ ), ma le probabilità di macrostati anche lievemente diversi sono immensamente più piccole, per cui in pratica si osserva un numero di teste prossimo a 80 con immensa probabilità.

Se invece di monete si pensa alle molecole poste in un recipiente diviso a metà, in pratica si trova sempre che le molecole si distribuiscono in modo da avere la stessa densità nelle due metà del recipiente e, a meno di scarti trascurabilissimi, all'equilibrio il numero di molecole in una parte  $V_1$  del contenitore è proporzionale a  $V_1$  (Si pensi che questa idea ha suggerito dei metodi per approssimare aree, in generale integrali, difficili da calcolare: *Metodi Montecarlo*). Se immaginiamo allora che inizialmente il gas sia concentrato nella parte  $V_1$  del recipiente di volume totale  $V_2$  e lo lasciamo diffondere nell'intero volume  $V_2$ , la probabilità che esso ritorni spontaneamente a concentrarsi nel volume  $V_1$  è  $P_1=(V_1/V_2)^N$ , essendo  $N$  le molecole del gas. Se  $N=4$  e  $V_1$  è la metà di  $V_2$ ,  $P_1=1/16$ , perciò in media ogni 16 fotogrammi troveremo le 4 molecole concentrate nella metà sinistra (o destra) del recipiente. Ma se le molecole sono 100, la concentrazione a sinistra si osserverà in media una volta ogni  $2^{100} = 1,27 \cdot 10^3$  fotogrammi, praticamente mai. Se poi si prende  $1\text{cm}^3$  d'aria ( $10^{18}$  molecole), uno scarto anche di una parte su 10 miliardi dalla distribuzione uniforme si osserverebbe una volta ogni  $10^{400}$  fotogrammi; ammesso di scattare 100 miliardi di miliardi di fotogrammi al secondo, quello scarto si osserverebbe una volta ogni  $10^{380}$  secondi, cioè ogni  $10^{371}$  anni, un periodo di tempo rispetto al quale l'età dell'universo ( $14 \cdot 10^9$  anni) è meno di un *fiat*. **Quello scarto non si osserverà mai.** Per questo motivo l'acqua posta in una pentola sul fuoco prima o poi bolle, **mai che ghiacci!**

Modifichiamo ora la formula della probabilità  $P_1=(V_1/V_2)^N$ , scrivendo anche la probabilità  $P_2$  che le  $N$  molecole si trovino *nell'intero volume*  $V_2$ . Siccome ciò è certo,  $P_2=1$ , perciò possiamo scrivere:

$$\frac{P_1}{P_2} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^N \text{ o anche } \text{Log} \frac{P_1}{P_2} = N \text{Log} \frac{V_1}{V_2}.$$

Se ricordiamo la formula della variazione di entropia di una mole ( $N=N_A$ ) di gas perfetto in un'espansione isoterma dal volume  $V_1$  al volume  $V_2$ :  $\Delta S = S_2 - S_1 = R \text{Log} \frac{V_2}{V_1}$ , otteniamo

$$S_2 - S_1 = \frac{R}{N_A} \text{Log} \frac{P_2}{P_1} = K_B \text{Log} \frac{W_2}{W_1}.$$

Perciò, a meno di una costante possiamo scrivere

$$S = K_B \text{Log} W.$$

Se  $W$  decresce con la temperatura, allo zero assoluto dovremmo avere un solo microstato (non c'è agitazione termica), cioè  $W=1$ , da cui segue  $S=0$ . L'entropia si annulla allo zero assoluto. Questa affermazione fu enunciata dal premio Nobel tedesco Nernst (1864 – 1941) come *Terzo principio della termodinamica*.

### ESERCIZI.

- 1) Il calore, come la massa, è una **grandezza estensiva**, cioè gode della proprietà additiva: una massa di 1Kg e una massa di 2Kg formano una massa di 3 Kg; fornendo a un corpo 40 cal e poi 60 cal, in tutto si forniscono 100 cal. La temperatura invece è una **grandezza intensiva**. Che significa?
- 2) Mescolando 50 g di acqua a  $30^\circ\text{C}$  ( $c=1 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$ ) e 40 g di alcol a  $50^\circ\text{C}$  ( $c=0,8 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$ ), quale è la temperatura del miscuglio?
- 3) Calcolare la variazione di entropia nell'esercizio precedente.
- 4) Calcolare la variazione di entropia di una mole di gas perfetto biatomico (idrogeno o azoto) in una trasformazione isocora (a volume costante) dalla temperatura  $T_1$  alla temperatura  $T_2$ .
- 5) Calcolare la variazione di entropia di una mole di gas perfetto biatomico (idrogeno o azoto) in una trasformazione isocora (a volume costante) dalla pressione  $p_1$  alla pressione  $p_2$ .
- 6) Calcolare la variazione di entropia di una mole di gas perfetto biatomico (idrogeno o azoto) in una trasformazione isobara (a pressione costante) dalla temperatura  $T_1$  alla temperatura  $T_2$ .

- 7) Calcolare la velocità quadratica media delle molecole di idrogeno ( $H_2$ ), elio (He), azoto ( $N_2$ ), ossigeno ( $O_2$ ) in condizioni normali di pressione ( $1 \text{ Atm}=101200 \text{ N/m}^2$ ) e temperatura ( $T=273 \text{ }^\circ\text{K}$ ). Massa atomica di H=1, di He=4, di N=14, di O=16.
- 8) Come calcolereste la percentuale di molecole di un gas alla temperatura T aventi velocità compresa tra  $v_1$  e  $v_2$  ? ( $0 \leq v_1 < v_2$ ). Quante molecole hanno *esattamente* velocità  $v_2$  ?
- 9) 0,5 moli di Azoto a 1 atm e  $273 \text{ }^\circ\text{K}$  vengono fatte espandere contro una P esterna costante di 0,1 atm finché il gas raggiunge 0,2 atm e  $210 \text{ }^\circ\text{K}$ . Calcolare il lavoro eseguito dal gas, la variazione di energia interna, il calore assorbito dal gas e la variazione di entropia.
- 10) Un gas perfetto subisce una compressione adiabatica reversibile dallo stato iniziale  $p_1=1 \text{ bar}$ ,  $V_1=10^6 \text{ litri}$ ,  $T_1=273 \text{ }^\circ\text{K}$  allo stato finale  $p_2=10^5 \text{ bar}$ ,  $V_2=10^3 \text{ litri}$ . Si chiede:
- è un gas monoatomico, biatomico o poliatomico?
  - qual è la temperatura finale?
  - quante sono le moli di gas?
  - qual è l'energia interna per ogni mole di gas prima e dopo la compressione?
  - qual è la variazione di entropia?