

*Travail à faire en autonomie***Interpréter qualitativement l'entropie en terme de désordre en s'appuyant sur la formule de Boltzmann**

*Le texte suivant a pour but d'aborder la notion d'entropie d'un point de vue statistique. Après une introduction basée sur l'exemple simple d'un jeu de dé, l'étude de la détente de Nouvelle-Gay Lussac sera développée en confrontant les points de vue classique et statistique. Cette situation expérimentale, fondamentale, permet d'approcher les règles d'évolution d'un système, en l'occurrence un système isolé, telles qu'elles sont posées par le second principe de la thermodynamique.*

Les événements complexes de notre environnement s'analysent en termes d'une grande quantité d'événements simples à l'échelle des particules constituant la matière. Il convient donc de distinguer l'échelle macroscopique (celle à laquelle nous avons accès) et l'échelle microscopique (dont nous ne percevons que des effets moyens).

L'état microscopique, ou micro-état, d'un système physique est décrit par la donnée de l'état individuel de chacune des particules qui le constituent.

L'état macroscopique, ou macro-état est déterminé par la valeur des grandeurs macroscopiques décrivant le système à notre échelle de perception (pour un gaz, ce seront sa pression, son volume, sa température).

**Jeux de dés**

*Avant d'aborder l'étude d'un système de particules physiques, entamons notre analyse sur l'exemple du jeu de dés.*

Le lancer d'un dé, et le résultat obtenu, est un événement typiquement aléatoire : pour un dé, la probabilité de donner les valeurs 1, 2, 3, 4, 5 et 6 est strictement identique. Elle est donc de  $1/6$ .

Si on lance maintenant deux dés en même temps, et l'on retient pour résultat la somme des valeurs obtenues. Ce résultat est compris entre 2 (1+1) et 12 (6+6).

Si l'on prend en compte les valeurs individuelles données par les deux dés. Le couple de valeurs représente un **micro-états**.

Au contraire, le résultat global, somme des valeurs des deux dés, constitue un **macro état**.

On s'interroge sur le macro-état le plus probable.

Le tableau ci-dessous donne l'ensemble des macro-états possibles, les lignes correspondant aux valeurs possibles pour le dé n°1 et les colonnes à celles du dé n°2 :

Dé n°2 / Dé n°1	1	2	3	4	5	6
1	2	3	4	5	6	7
2	3	4	5	6	7	8
3	4	5	6	7	8	9
4	5	6	7	8	9	10
5	6	7	8	9	10	11
6	7	8	9	10	11	12

Les macros états correspondent à  $6 \times 6 = 36$  micros-états, tous de même probabilité.

Par décompte, on constate que la probabilité de réalisation d'un macro-état n'est pas uniforme comme le montre le tableau ci-dessous:

Macro-état : somme des 2 dés	Nombre de micro-états possibles : $\Omega$	Probabilité du macro-état
2	1	1/36
3	2	2/36
4	3	3/36
5	4	4/36
6	5	5/36
7	6	6/36
8	5	5/36
9	4	4/36
10	3	3/36
11	2	2/36
12	1	1/36

le résultat 7 est le plus probable ( $6/36 = 1/6$ ) car réalisé par un grand nombre de micro-états alors que les résultats 2 et 12 sont les moins probables puisque réalisés par 1 seul micro-état (1/36).

Recommençons le même jeu, mais avec trois dés. Le nombre de micro-états ( triplets de valeurs de 1 à 6 ) est :  $6 \times 6 \times 6 = 216$  tous de même probabilité 1/216.

Les macro-états (somme des 3 dés) vont de la valeur  $1 + 1 + 1 = 3$  à la valeur  $6 + 6 + 6 = 18$ .

Les plus probables sont les résultats 10 et 11 avec une probabilité de  $27/216 \approx 0,12$ , tandis que les moins probables ne sont réalisés chacun que par 1 micro-état, (valeurs 3 et 18), donc de probabilité  $1/216 \approx 0,005$ .

En augmentant le nombre de dés, les macro-états de valeurs extrêmes vont apparaître de moins en moins probables. Ainsi pour 10 dés , la probabilité d'avoir un macro-état de valeur 10 ou 60 est de 1/60.000.000 environ !

En imaginant que l'on réitère indéfiniment l'expérience d'un lancer de 10 dés, il est évident que l'on n'observera que très rarement l'un de ces résultats, et qu'inversement des résultats situés autour de la valeur moyenne (35) seront beaucoup plus fréquemment rencontrés. **La composition d'événements individuels aléatoires, équiprobables, conduit à une probabilité beaucoup plus élevée pour certains états macroscopiques.**

## Formule de Boltzmann

### Énoncé

L'énoncé de cette formule est basée sur l'hypothèse micro-canonique, qui suppose que pour un système en équilibre, tous les micro-états sont équiprobables (même « canon » de probabilité pour les états microscopiques).

L'entropie d'un système dont l'état macroscopique peut être obtenu à partir du nombre  $\Omega$  de micro-états est :

$$S = k_B \ln \Omega$$

où  $k_B = R/N_A$  est la constante de Boltzmann égale à  $1.38062 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ .

Cette définition traduit l'idée que l'entropie est d'autant plus grande que le nombre de micro-états est grand, c'est à dire que le système présente le plus grand désordre.

Cette relation a été proposée par Ludwig Boltzmann vers les années 1870.

## **Principe fondamental de la physique statistique**

Un système évolue en permanence d'une configuration microscopique à une autre, jusqu'à ce qu'il atteigne l'équilibre. On admet alors le principe fondamental suivant :

**Un système isolé atteint l'équilibre lorsque son entropie devient maximale.**

### **A propos de Boltzmann**

Le concept d'entropie a été très mal accueilli par la communauté scientifique de l'époque.

Jusqu'à là, le concept adopté consistait à dire que les systèmes mécaniques évoluent de manière à se trouver dans leur état d'énergie minimum. Un système mécanique étant constitué de particules évoluant vers l'état minimum d'énergie représentatif de l'ordre et non du désordre.

Boltzmann montre que le principe d'énergie minimum n'est pas suffisant pour comprendre l'évolution d'un gaz.

Boltzmann a dit : « Tout système isolé tend vers le désordre. La nature aime le désordre. L'ordre, le rangement c'est antinaturel. »

Boltzmann n'a pas été compris par ses contemporains. Il a été en butte à la moquerie des scientifiques de son époque ce qui l'a vraisemblablement conduit au suicide.

Aujourd'hui il est considéré comme le père fondateur de la thermodynamique statistique, la formule de Boltzmann contenant le sens profond du second principe de la thermodynamique. Cette formule gravée sur la tombe de Boltzmann à Vienne en Autriche est représentée ci-dessous :



Inscription sur la tombe de Ludwig Boltzmann (1844-1906)

(W renvoie au terme allemand « Warscheinligkeit », que l'on peut traduire par « vraisemblance »).

## **L'entropie, fonction d'état du système**

La matière est formée de particules (molécules, atomes, électrons...) en perpétuel mouvement (agitation thermique) exerçant les unes sur les autres une force généralement attractive (interactions intermoléculaires) dont l'intensité décroît lorsque leur distance mutuelle augmente. Cette force peut devenir répulsive dans le cas de faibles distances entre les molécules, qui ne peuvent s'interpénétrer.

Dans un gaz cette distance est relativement grande, les interactions sont donc faibles, de sorte que les particules sont libres de se déplacer dans tout le volume qui leur est offert, mais subissent de nombreuses collisions au cours desquelles leur énergie varie.

Dans un liquide les distances mutuelles sont plus petites et les molécules sont moins libres : elles peuvent se déplacer dans tout le volume du liquide mais ne peuvent pas en sortir.

Dans un solide chaque molécule est liée élastiquement à ses voisines et vibre autour d'une position moyenne fixe. Il en résulte que, dans tous les cas, la position et l'énergie de chaque particule sont aléatoires.

La somme des énergies de toutes les particules d'un système thermodynamique donné s'appelle l'énergie interne U du système.

Lorsque le système est isolé, c'est-à-dire qu'il n'échange ni matière ni énergie avec l'extérieur, on dit que ce système se trouve dans l'ensemble micro-canonique. Son état macroscopique est caractérisé par son volume V et son énergie interne U.

Cependant les particules peuvent être disposées dans le volume d'un très grand nombre de façons différentes. De même l'énergie interne peut être répartie sur les particules d'un très grand nombre de façons différentes.

Chaque façon de placer les molécules dans le volume et de leur distribuer l'énergie interne s'appelle une configuration microscopique de l'état macroscopique caractérisé par le volume V et l'énergie interne U.

Le nombre de micro-états  $\Omega$  et donc l'entropie sont donc fonction de l'état du système, décrit par les valeurs de volume  $V$  et d'énergie interne  $U$  :  $S = S(U, V)$ .

Le nombre de particules étant, dans un système macroscopique, immensément grand (de l'ordre de  $10^{23}$ ) le nombre  $\Omega(U, V)$  de ces configurations microscopiques est lui-même immensément grand.

L'entropie  $S$  (fonction de  $U$  et  $V$ ) définie par la formule de Boltzmann :  $S = k_B \cdot \ln(\Omega)$  prendra des valeurs en accord avec celles prévues par la théorie classique du fait de la valeur choisie pour  $k_B$ .

L'entropie jouit de la propriété d'additivité (on dit que c'est une grandeur extensive) :

**l'entropie d'un système à l'équilibre est égale à la somme des entropies de chacune de ses parties.**

Par exemple si l'on sépare le système en deux parties, d'entropies respectives  $S_1$  et  $S_2$  et ayant pour chacune des parties  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  configurations, l'entropie globale  $S$  est égale à  $S_1 + S_2$ . D'où :  $S = S_1 + S_2 = k_B \cdot \ln(\Omega_1) + k_B \cdot \ln(\Omega_2) = k_B \cdot \ln(\Omega_1 \cdot \Omega_2)$ . Cette expression doit correspondre à l'entropie de l'ensemble du système, dont le nombre de complexions est  $\Omega$ , avec  $S = k_B \cdot \ln(\Omega)$ .

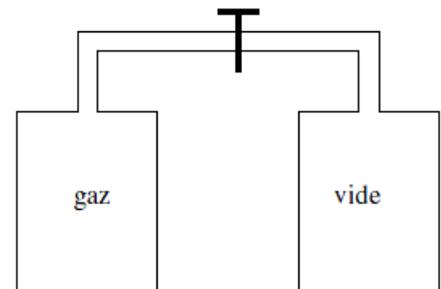
Il s'ensuit que le nombre de configurations du système est  $\Omega = \Omega_1 \cdot \Omega_2$ . Le nombre de complexions d'un macro-état d'un système donné est le produit des nombre de complexions des différentes parties du système. On conçoit ici que la propriété d'extensivité de l'entropie est directement liée à la propriété d'indépendance des micro-états relatifs aux sous parties d'un système.

## Détente de Joule Gay-Lussac

Cette expérience consiste en une mise en communication de deux enceintes rigides et thermiquement isolées, l'une d'elle étant initialement vide. L'expérience montre que le gaz contenu dans l'autre enceinte va finalement se répartir dans l'ensemble du système lorsque les deux compartiments sont mis en communication.

Un processus inverse, où le gaz initialement réparti irait spontanément s'accumuler dans un seul des compartiments est hautement improbable...

Il supposerait une information des particules les décidant à aller dans un compartiment plutôt que dans un autre, dont on ne peut concevoir l'origine.



La transformation se fait sans échanges énergétiques avec l'extérieur (parois rigide, pas de travail des forces pressantes, parois calorifugées, pas de transfert thermique).

Considérons un gaz ayant le comportement d'un gaz parfait, c'est à dire dans des conditions de température et de pression telles que l'interaction entre les molécules n'ait pas d'effet mesurable, l'énergie interne ne dépend alors que de la température du gaz. La transformation étant iso-énergétique ( $\Delta U=0$ ), la température restera invariante. L'état d'agitation thermique des molécules du gaz n'est pas modifié par la détente, elles conservent la même distribution statistique de leurs vitesses.

Du point de vue statistique, il nous faudrait définir chaque micro-état du système par la donnée de l'ensemble des variables d'état de chacune des particules du système (le gaz) : position, vitesse, ...

C'est évidemment impossible : le nombre de particules est de l'ordre d'une mole ( $6,02 \cdot 10^{23}$ ) chacune demandant plusieurs informations pour définir son état.

Nous allons schématiser le problème en ne retenant pour seule information de l'état individuel des molécules du gaz le fait qu'elle se trouve dans le compartiment (A) ou le compartiment (B) du dispositif.

On suppose que les volumes des parties (A) et (B) sont identiques. La probabilité individuelle, pour une molécule donnée, de se trouver en (A) ou en (B) est donc égale.

Pour un gaz contenant  $N$  particules, le nombre de micro-états est  $\Omega = 2^N$  puisqu'il correspond à 2 possibilités pour chacune des  $N$  particules.

Un macro-état, qui en pratique correspondrait à une mesure de la pression existant dans l'un des compartiments, sera ici défini par la donnée du **nombre  $N_B$  de particules situées dans la partie (B)**, le nombre de particules dans la partie (A) étant la valeur complémentaire  $N - N_B$ .

Le nombre  $\Omega$  de micro-états réalisant le macro-état  $N_B$  correspond au nombre de façon de choisir  $N_B$  particules parmi  $N$ .

$$\Omega = \binom{N}{N_B} = \frac{N!}{N_B!(N - N_B)!}$$

On peut montrer que la valeur de  $\Omega$  est maximale pour  $N_B = N/2$ . Pour discuter la probabilité d'observer un macro-état différents de cette situation, nous introduirons la quantité  $n$ , traduisant l'écart d'effectif des particules situées en (B) par rapport à  $N/2$  :  $N_B = N/2 + n$ .

Le nombre de micro-états  $\Omega$  est donc fonction de cette quantité  $n$  selon :

$$\Omega = \binom{N}{N_B} = \frac{N!}{\left(\frac{N}{2} + n\right)! \left(\frac{N}{2} - n\right)!}$$

Dans l'hypothèse micro-canonique, pour laquelle tous les micro-état sont équiprobables, la probabilité d'obtention d'un macro-état déterminé par la valeur  $n$  sera  $P(n) = \Omega/2N$ .

Pour  $N$  suffisamment grand, on montre mathématiquement que  $P(n)$  est décrite par une fonction de forme :

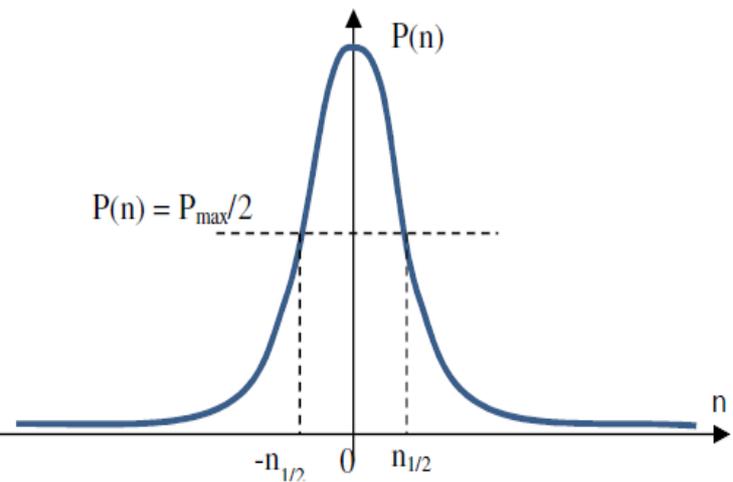
$$P(n) = P(0). \exp\left(-\frac{2n^2}{N}\right)$$

où  $P(0)$  est la valeur de probabilité

correspondant à l'état  $N_B = N/2$  ou  $n = 0$ , maximum de  $P(n)$ .

Lorsque l'on va laisser évoluer ce système isolé librement vers son état d'équilibre, c'est à dire vers l'état d'équilibre micro-canonique où tous les micro-états seront équiprobables, l'état macroscopique le plus probablement observé sera celui de nombre de micro-états  $\Omega$  le plus élevé.

Cet état correspond au maximum de probabilité présenté sur la courbe ci-contre.



La formule de Boltzmann  $S = k_B \ln(\Omega)$  montre alors que l'entropie du système sera maximale.

Ce maximum d'entropie pour ce système isolé correspond à une répartition sensiblement égale des molécules entre les deux compartiments, conformément à l'observation macroscopique que l'on peut en faire.

La théorie prévoit une probabilité non nulle d'avoir un écart à cette situation de partage égal des particules entre les deux compartiments.

En toute rigueur, il n'est pas strictement impossible d'observer un état macroscopique pour lequel on aurait un écart marqué d'effectif de population. Néanmoins cette probabilité va devenir infime si l'on raisonne sur des systèmes à grand nombre de particules.

La thermodynamique relève de systèmes ayant un grand nombre de particules. Les fluctuations d'effectifs envisageables dans ce cas deviendront indétectables, la mesure de ces fluctuations par le biais des grandeurs macroscopique, comme la pression, n'est pas possible.

## Questions

1. Ecrire un programme python permettant de tracer l'allure de la fonction  $P(n)$  pour des valeurs de  $n$  situées entre  $n = -N/2$  et  $n = +N/2$  pour des effectifs  $N = 10$  et  $N = 100$ . Conclusion ?

2. On considère le cas d'un gaz constitué de 100 molécules. Evaluer la quantité  $n_{1/2}$  de l'écart  $n$  pour laquelle la probabilité est égale à la moitié de la probabilité maximale. Que cela représente-t-il en valeur relative ?

Reprendre le même calcul pour un gaz comportant une mole de molécules ( $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ ). Évaluer de même  $n_{1/2}/N$ . Les fluctuations des quantités de matière présentes dans les deux compartiments seront-elles observables dans ce cas ?

3. On considère la situation de la détente de Joule Gay-Lussac décrite plus haut, réalisée pour  $n$  moles d'un gaz parfait amenées à se répartir dans deux compartiments de volume identique. A l'état initial, le gaz était situé dans l'un des compartiments. Pour un gaz parfait, on montre que :

$$S = n \cdot S_m(T, V) = n C_{vm} \ln \frac{T}{T_0} + n R \ln \frac{V}{V_0} + n \cdot S_{m0}$$

Exprimer la création d'entropie durant la transformation.

4. En prenant le point de vue statistique pour un gaz parfait subissant la détente de Joule Gay-Lussac, comportant  $N = n \cdot N_A$  molécules ( $n$  moles), expliquer la valeur du nombre de micro-états :

- à l'état initial :  $\Omega = 1$

- à l'état final : 
$$\Omega = \binom{N}{N/2} = \frac{N!}{[(N/2)!]^2}$$

5. La formule de Stirling permet d'obtenir une expression approchée du logarithme d'une factorielle :

$$\ln(p!) \approx p \cdot \ln(p).$$

En déduire la variation d'entropie du gaz dans la détente et comparer le résultat ainsi obtenu à celui issu de l'étude classique.

Pourquoi les valeurs de création d'entropie obtenues dans ces deux modèles sont-elles identiques ? En particulier, pourquoi le fait de ne pas prendre en compte l'état de vitesse des molécules n'a pas eu d'incidence sur cette étude ?

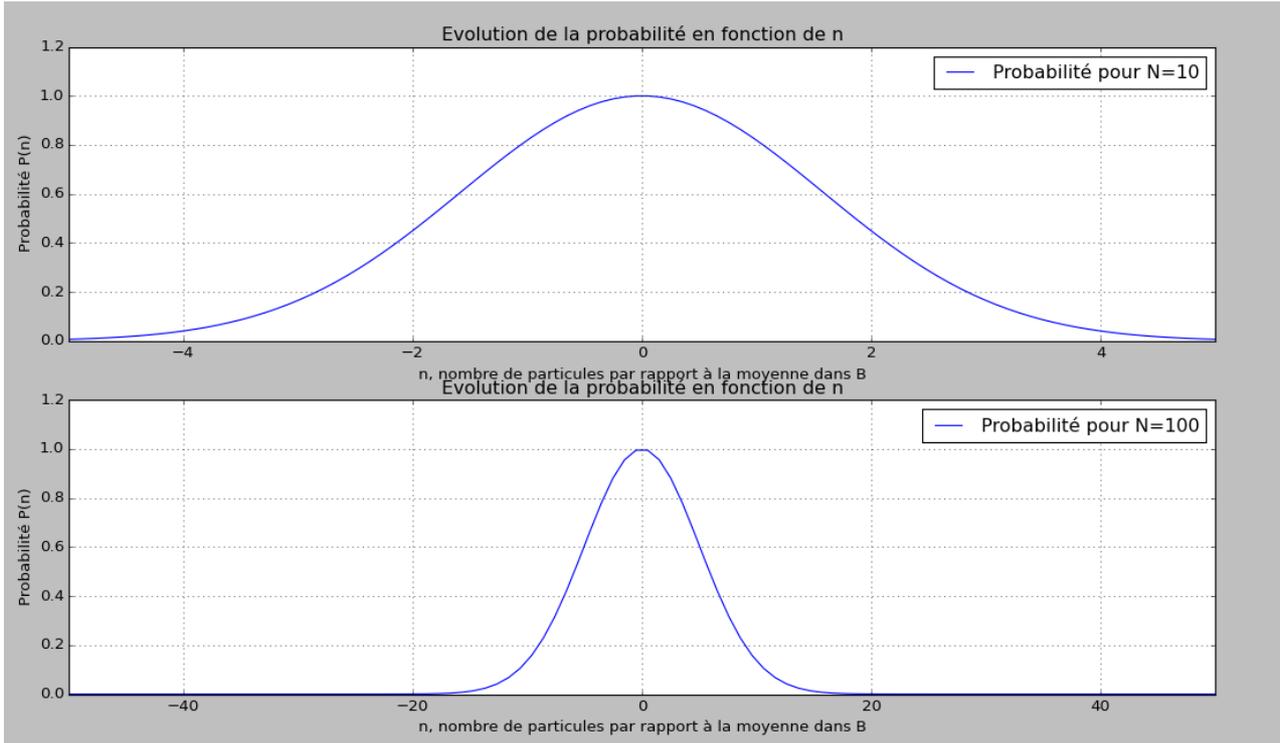
6. Un solide cristallisé voit ses particules ramenées à leur niveau énergétique fondamental lorsque la température absolue tend vers 0 K. Vers quelle valeur va tendre alors son nombre de micro-états  $\Omega$ ? Quelle sera alors son entropie ?

7. Comme le montre l'étude des transitions de phase, l'entropie massique du liquide est supérieure à celle du solide, La vaporisation et la sublimation sont des transformations dont la variation d'entropie associée est positive. Justifier ces affirmations.

8. Pourquoi l'entropie de l'univers augmente-t-elle au cours du temps ? N'est-ce pas contradictoire avec l'évolution de la vie dont les formes sont de plus en plus organisées (des molécules organiques simples à l'homme, en passant par les êtres unicellulaires) ? Quelle est la plus grande source d'entropie dans notre système solaire ?

## Réponse :

1. Ecrire un programme python permettant de tracer l'allure de la fonction  $P(n)$  pour des valeurs de  $n$  situées entre  $n = -N/2$  et  $n = +N/2$  pour des effectifs  $N = 10$  et  $N = 100$ . Conclusion ?



On obtient des courbes gaussiennes, dont le pic central (autour de  $n = 0$ ) est d'autant plus resserré que  $N$  est grand.

2. On considère le cas d'un gaz constitué de 100 molécules. Évaluer la quantité  $n_{1/2}$  de l'écart  $n$  pour laquelle la probabilité est égale à la moitié de la probabilité maximale. Que cela représente-t-il en valeur relative ?

Reprendre le même calcul pour un gaz comportant une mole de molécules ( $N_a = 6,02 \cdot 10^{23}$ ). Évaluer de même  $n_{1/2}/N_a$ . Les fluctuations des quantités de matière présentes dans les deux compartiments seront-elles observables dans ce cas ?

On résout l'équation  $P(n) = P(0)/2$ . Ce qui amène au résultat :  $n_{1/2} = \sqrt{N} \times \sqrt{\frac{\ln 2}{2}}$ .

Pour  $N=100$ , on obtient :  $n_{1/2} \approx 6$ . En valeur relative on obtient :  $\frac{n_{1/2}}{10} \approx 0,06$ .

Pour  $N=6,02 \cdot 10^{23}$ , on obtient :  $n_{1/2} \approx 4,5 \cdot 10^{11}$ . En valeur relative on obtient :

$\frac{n_{1/2}}{6,23 \cdot 10^{23}} \approx 7,6 \cdot 10^{-13}$ . Cette quantité est négligeable. Les fluctuations ne seront pas observables.

3. On considère la situation de la détente de Joule Gay-Lussac décrite plus haut, réalisée pour  $n$  moles d'un gaz parfait amenées à se répartir dans deux compartiments de volume identique. A l'état initial, le gaz était situé dans l'un des compartiments. Pour un gaz parfait, on montre que :

$$S = n \cdot S_m(T, V) = n C_{vm} \ln \frac{T}{T_0} + n R \ln \frac{V}{V_0} + n \cdot S_{m0}$$

Exprimer la création d'entropie durant la transformation.

Détente à énergie interne constante d'un gaz parfait. Par la première loi de Joule,  $U = U(T)$ , sa température reste inchangée.  $\Delta S = n \cdot R \cdot \ln(V_f/V_i)$  avec  $V_f = 2 \cdot V_i$ . Comme la transformation est adiabatique, pas d'échange d'entropie  $S_e = 0$ . Il vient finalement  $S_c = \Delta S = n \cdot R \cdot \ln 2$ .

4. En prenant le point de vue statistique pour un gaz parfait subissant la détente de Joule Gay-Lussac, comportant  $N = n.N_A$  molécules ( $n$  moles), expliquer la valeur du nombre de micro-états :

- à l'état initial :  $\Omega = 1$  et à l'état final :  $\Omega = \binom{N}{N/2} = \frac{N!}{[(N/2)!]^2}$

**Etat initial  $\Omega_i = 1$  car toutes les molécules sont dans le même compartiment. Etat final, les molécules sont partagées à parts égales dans les deux compartiments, d'où  $\Omega_f$ .**

5. La formule de Stirling permet d'obtenir une expression approchée du logarithme d'une factorielle :

$\ln(p!) \approx p \cdot \ln(p)$ . En déduire la variation d'entropie du gaz dans la détente et comparer le résultat ainsi obtenu à celui issu de l'étude classique. Pourquoi les valeurs de création d'entropie obtenues dans ces deux modèles sont-elles identiques ? En particulier, pourquoi le fait de ne pas prendre en compte l'état de vitesse des molécules n'a pas eu d'incidence sur cette étude ?

**$\Delta S = k_B \cdot \ln(\Omega_f) - k_B \cdot \ln(\Omega_i)$  ; après calcul  $\Delta S = n \cdot N_A \cdot k_B \cdot \ln 2 = n \cdot R \cdot \ln 2$  même valeur que par l'étude classique. On nous dit dans l'énoncé que la valeur de  $k_B$  a été choisie pour cela.**

**La température étant inchangée, la distribution statistique des vitesses n'est pas modifiée par la détente. Seule la variation de volume, et donc la multiplication des possibilités d'agencement des positions des molécules est augmentée.**

6. Un solide cristallisé voit ses particules ramenées à leur niveau énergétique fondamental lorsque la température absolue tend vers 0 K. Vers quelle valeur va tendre alors son nombre de micro-états  $\Omega$ ? Quelle sera alors son entropie ?

**A  $T \rightarrow 0$  K,  $\Omega$  tend vers 1, et donc l'entropie  $S = k_B \cdot \ln \Omega$  tend vers 0 J.K<sup>-1</sup>. Ce résultat constitue le théorème de Nernst, aussi appelé troisième principe de la thermodynamique. Il fixe une référence pour la valeur d'entropie, à partir de laquelle l'entropie d'un corps dans un état donné est fixé.**

**À zéro kelvin, l'agitation thermique s'arrête, le gaz se trouve alors dans l'état fondamental de plus basse énergie, puisque son énergie devant être minimale, elle sera à sa valeur minimale pour chacune des particules le constituant. Deux cas sont possibles :**

- Si l'état fondamental est non-dégénéré, il n'y a plus qu'une seule configuration, l'entropie est nulle  $S = 0$ .
- Si l'état fondamental est dégénéré, il existe en général un nombre fini d'états dégénérés, c'est à dire d'états quantiques distincts pour lequel on a même valeur de l'énergie de la particule. Si  $g$  est ce nombre, l'entropie prend sa valeur minimale pour  $S_0 = k_B \ln(g)$ . Vu la valeur de la constante de Boltzmann  $k_B$ , la valeur de l'entropie dans l'état fondamental reste donc très faible, même si elle n'est pas nulle.

7. Comme le montre l'étude des transitions de phase, l'entropie massique du liquide est supérieure à celle du solide, La vaporisation et la sublimation sont des transformations dont la variation d'entropie associée est positive. Justifier ces affirmations.

**La fusion d'un corps pur fait passer son organisation de celle d'un cristal solide, ordonné, à un liquide dans lequel les molécules sont disposées de manière quelconque. Il s'agit bien d'une transformation au cours de laquelle le désordre augmente. L'entropie massique du liquide est donc supérieure à celle du solide.**

**La vaporisation et la sublimation sont également des transformations conduisant à un état de la matière moins ordonné. D'où dans chaque cas à une augmentation de l'entropie au cours de la transformation.**

8. Pourquoi l'entropie de l'univers augmente-t-elle au cours du temps ? N'est-ce pas contradictoire avec l'évolution de la vie dont les formes sont de plus en plus organisées (des molécules organiques simples à l'homme, en passant par les êtres unicellulaires) ? Quelle est la plus grande source d'entropie dans notre système solaire ?

**L'univers est un système globalement isolé dont l'évolution est essentiellement irréversible. Un système non isolé, qui échange de l'entropie avec l'extérieur, peut diminuer sa propre entropie, donc s'organiser, tout en le faisant dans des processus réels, irréversibles, qui créent globalement de l'entropie.**

**C'est par l'échange qu'ils ont avec l'extérieur que les systèmes vivants en particulier, peuvent s'organiser, se structurer.**

**La plus grande source d'entropie de notre système solaire est le Soleil lui-même : les réactions nucléaires qui ont lieu en son sein consistent entre autre à transformer de la matière en énergie, énergie qui est ensuite diffusée dans l'ensemble de l'espace sous forme de photons. D'une façon plus générale les étoiles, en créant ces photons, créent un très grand nombre de particules, augmentant ainsi l'entropie de l'univers.**