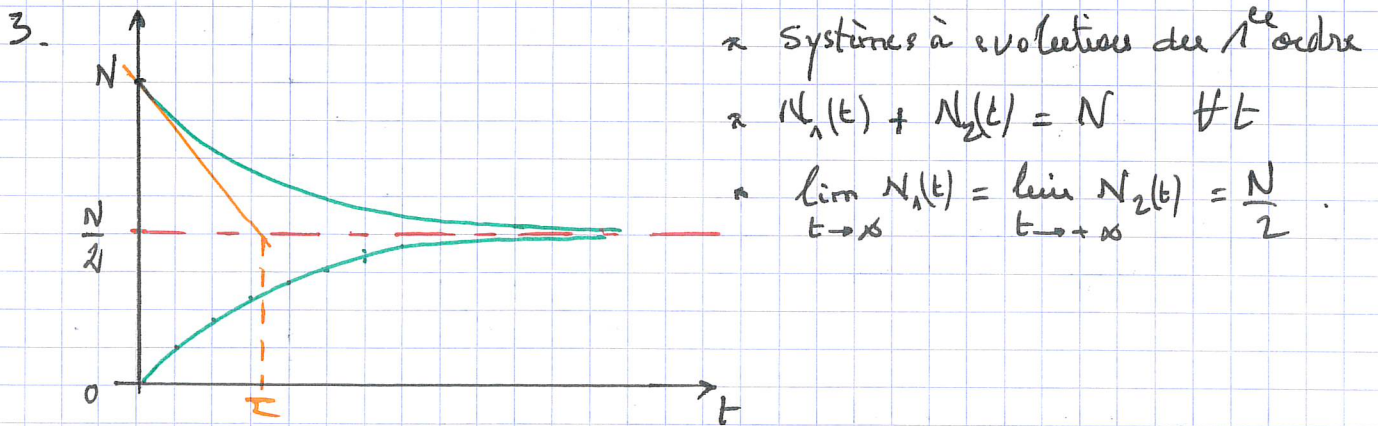


EFFUSION GAZEUSE

(ENS-Lyon-PC-2023)

1. Libre parcours moyenne ℓ : Distance moyenne parcourue par une particule entre deux interactions.
 Cette moyenne est calculée en suivant une particule sur une durée τ très longue devant la durée moyenne entre deux interactions.
 Le principe ergodique assure que cette moyenne s'identifie à la distance moyenne entre deux interactions pour un grand nombre de particules suivies sur une durée τ .

2. Pour justifier H_{eff} il faut que la dimension d d'un trou vérifie
 $d \ll \sqrt{s}$
 De plus l'absence de collision lors du passage du trou suggère
 $\ell \gg \sqrt{s}$.



4. τ dépend a priori de :

- s : effusion plus courte si trou plus grand.
- $\frac{m}{T_0}$: " " " si particules légères
- $\frac{1}{T_0}$: " " " si particules rapides. Or $u_g \propto \sqrt{T_0}$.

V : effusion plus courte si V plus faible

$$[\tau] = [s^\alpha m^\beta T_0^\gamma V^\delta k_b^\epsilon] = T$$

$$= L^{2\alpha} M^\beta [H]^\gamma L^{3\delta} [k_b]^\epsilon = T \quad \left\{ \begin{array}{l} k_b : \text{pour la dimension} \\ [k_b] = M L^2 T^{-2} [H]^{-1} \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \int M^{\beta+\epsilon} L^{2\alpha+3\delta-2\epsilon} T^{-\gamma-2\epsilon} [H]^{\gamma-\epsilon} = T$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \epsilon = -1/2 \\ \beta = 1/2 \\ \gamma = -1/2 \end{array} \right. \quad \therefore 2\alpha + 3\delta = 1$$

Donc $\tau \approx s^\alpha V^\delta \sqrt{\frac{m}{k_b T_0}}$

Donc l'analyse dimensionnelle ne suffit pas à déterminer l'expression de τ

5. L'effusion est irréversible. Le grand nombre de particule rend la probabilité nulle de les retrouver toutes dans le cube de gauche pour $t > 0$.

6. Condition de normalisation : $\iiint_{D^3} d^3P = 1$

soit $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A e^{-\alpha \vec{u}^2} du_x du_y du_z = 1$, où $\vec{u}^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$.

les 3 composantes de $\vec{u}$ étant interchangeables, la condition s'écrit

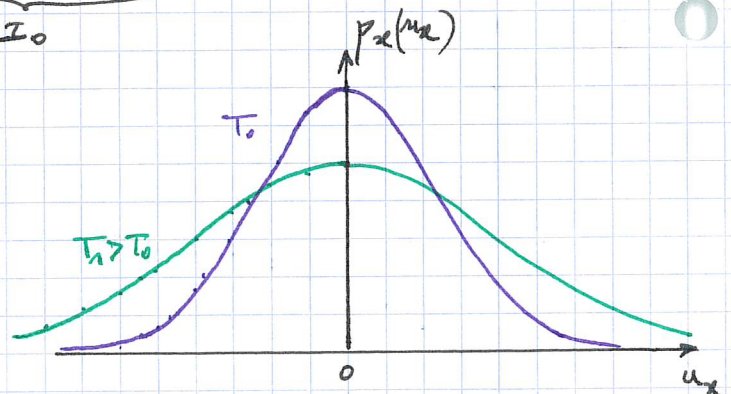
$$\left(\int_{-\infty}^{\infty} A e^{-\alpha u_i^2} du_i \right)^3 = 1 ; \text{ Posons } \xi = \sqrt{\alpha} u_i ; d\xi = \sqrt{\alpha} du_i$$

$$\rightarrow \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \int_{-\infty}^{\infty} A e^{-\xi^2} d\xi \right)^3 = 1 \text{ soit } \left(\frac{A}{\sqrt{\alpha}} \frac{1}{I_0} \right)^3 = 1 \rightarrow A = \frac{\sqrt{\alpha}}{2 I_0} = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\pi}}$$

car $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \int_{-\infty}^0 e^{-\xi^2} d\xi + \int_0^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = 2 I_0$ car $e^{-\xi^2}$ est paire

$$A = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_0}}$$

$$7. p_x = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{m}{2k_B T} u_x^2\right)$$

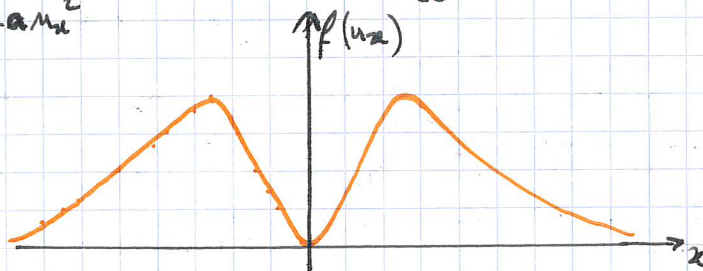


La dispersion des vitesses augmente avec T .

La parité de p_x traduit l'isotropisme de la distribution des vitesses

8. Par analogie avec (5) : $\langle u_x^2 \rangle_{\mathbb{R}} = \int_{\mathbb{R}} u_x^2 p_x du_x \Rightarrow \underline{f(u_x) = u_x^2 p_x}$

$$f(u_x) = A u_x^2 e^{-\alpha u_x^2}$$



9. $\langle \vec{u} \rangle = \begin{pmatrix} \langle u_x \rangle \\ \langle u_y \rangle \\ \langle u_z \rangle \end{pmatrix} ; \text{ Or } \langle u_x \rangle = \int_{\mathbb{R}} u_x e^{-\alpha u_x^2} du_x = 0$
car $u_x e^{-\alpha u_x^2}$ est impaire.

$\rightarrow \langle \vec{u} \rangle_{\mathbb{R}^3} = \vec{0}$ traduit l'équilibre du fluide.

$$x. E_c = \left\langle \frac{1}{2} m \vec{u}^2 \right\rangle_{\mathbb{R}^3} = \frac{1}{2} m (\langle u_x^2 \rangle + \langle u_y^2 \rangle + \langle u_z^2 \rangle) = \frac{3}{2} m \langle u_x^2 \rangle$$

car u_x et u_y et u_z sont équivalents par isotropie.

$$\langle u_x^2 \rangle = A \int_{\mathbb{R}} u_x^2 e^{-a u_x^2} du_x = 2A \int_0^{\infty} u_x^2 e^{-a u_x^2} du_x \quad ; \text{ soit } \xi = \sqrt{a} u_x$$

$$d\xi = \sqrt{a} du_x$$

$$\langle u_x^2 \rangle = \frac{2}{a^{3/2}} A \int_0^{\infty} \xi^2 e^{-\xi^2} d\xi = \frac{2}{a^{3/2}} A I_2 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} A a^{-3/2} = \frac{1}{2a}$$

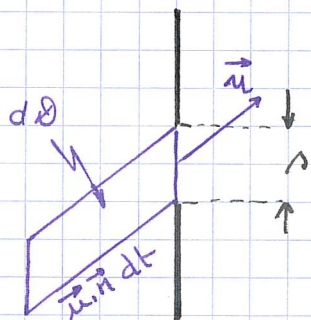
$$\Rightarrow E_c = \frac{3}{4} \frac{m}{a} \rightarrow E_c = \frac{3}{2} k_B T_0$$

Ceci constitue la définition cinétique de la température absolue de "3" traduit l'équipartition de l'énergie moyenne selon les 3 degrés de liberté des atomes de gaz

A.N: $u_{rms} = \sqrt{\langle u^2 \rangle_{\mathbb{R}^3}} = \sqrt{3 \langle u_x^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3}{2a}} \rightarrow u_{rms} = \sqrt{\frac{3k_B T_0}{m}}$

$$u_{rms} = 1. \text{ km s}^{-1}$$

10.



$$d\mathcal{D} = \rho \vec{u} \cdot \vec{e}_n dt = \rho u_x dt$$

$$dN_a = \frac{N_1}{V} d\mathcal{D} \Rightarrow dN_a = \frac{N_1}{V} \rho u_x dt$$

11. On intègre dN_a sur la distribution des vitesses $u_x > 0$, correspondant aux atomes se dirigeant vers le trou.

$$dN_{1/2} = \int_0^{\infty} dN_a p_x du_x = \int_0^{\infty} A \frac{N_1}{V} \rho u_x e^{-a u_x^2} du_x dt \quad ; \xi = \sqrt{a} u_x$$

$$\frac{dN_{1/2}}{dt} = A \frac{N_1}{V} \rho \frac{1}{a} \int_0^{\infty} \xi e^{-\xi^2} d\xi = A \frac{N_1}{V} \rho \frac{1}{a} \cdot I_1 = \frac{N_1}{2V} \rho \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{a}}$$

$$\text{soit } \dot{N}_{1/2} = \frac{N_1}{\tau} \quad \text{ou} \quad \tau = \frac{2V \sqrt{a}}{\rho \sqrt{\pi}} \quad \tau = \frac{V}{\rho} \sqrt{\frac{2m}{\pi k_B T}}$$

12. Pour $V = 1L$: $\tau \approx 10^6 s \approx 12 \text{ jours}$

13. Cette durée est très longue par rapport aux quatre durées typiques des phénomènes de statistique de l'éffusion.

14. $l > 10 \sqrt{s} \rightarrow \frac{1}{m_0} > 10 \sqrt{s} \rightarrow \frac{1}{m} > 100 \sqrt{s}$

Equation d'état des gaz parfaits: $P = n k_B T \rightarrow \frac{1}{m} = \frac{k_B T}{P}$

Donc $P < \frac{k_B T}{100 \sqrt{A}} \rightarrow P_{\max} = \frac{k_B T}{100 \sqrt{A}}$

$\sigma \approx \pi \frac{d^2}{4}$; $d \approx 10^{-10} \text{ m} \Rightarrow \sigma \approx 0,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ $d \uparrow$ (atome)
 $\Rightarrow P_{\max} \approx \frac{1 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{10 \cdot 0,8 \cdot 10^{-20} \cdot 10^{-6}} = \frac{3 \cdot 10^{-21}}{8 \cdot 10^{-26}} \Rightarrow P_{\max} = 0,4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
 $P_{\max} = 0,4 \text{ bar}$

15. On tient compte cette fois de l'effusion dans les deux sens, en utilisant et en adaptant l'équation (7)

* Particules passant de (1) à (2) par unité de temps : $\dot{N}_{1/2} = \frac{N_1}{\tau}$
 " " " (2) à (1) " " " $\dot{N}_{2/1} = \frac{N_2}{\tau}$

Bilan de $N_1(t)$: $\frac{dN_1}{dt} = -\dot{N}_{1/2} + \dot{N}_{2/1} = \frac{N_2}{\tau} - \frac{N_1}{\tau}$

$\Rightarrow \frac{dN_1}{dt} + \frac{1}{\tau} N_1 = \frac{N_2}{\tau}$ (a)

De même : $\frac{dN_2}{dt} = \dot{N}_{1/2} - \dot{N}_{2/1} \Rightarrow \frac{dN_2}{dt} + \frac{1}{\tau} N_2 = \frac{N_1}{\tau}$ (b)

16. (a) + (b) : $\frac{d}{dt}(N_1 + N_2) + \frac{1}{\tau}(N_1 + N_2) = \frac{1}{\tau}(N_1 + N_2) \Rightarrow \underline{N_1 + N_2 = \text{cte}}$
 $\underline{N_1(t) + N_2(t) = N_1(0) + N_2(0) = N}$

(a) : $\frac{dN_1}{dt} + \frac{1}{\tau} N_1 = \frac{1}{\tau}(N - N_1) \rightarrow \frac{dN_1}{dt} + \frac{2}{\tau} N_1 = \frac{N}{\tau}$

Solution : $N_1(t) = \frac{N}{2} + A e^{-2t/\tau}$; $N_1(0) = N = \frac{N}{2} + A \Rightarrow A = \frac{N}{2}$

$\Rightarrow N_1(t) = \frac{N}{2} (1 + e^{-2t/\tau})$

$N_2(t) = N - N_1(t) = \frac{N}{2} (1 - e^{-2t/\tau})$

17. * τ est une fonction croissante de m .

Donc la durée d'effusion des particules les plus massives est plus longue. Le comportement (1) va donc s'enrichir (en proportion) en particules lourdes.



L'effusion est optimale lorsque le ratio des quantités de chaque espèce est maximal dans (1)

Soit ce ratio $r(t) = \frac{N_b(t)}{N_a(t)}$

$$h(t) = \frac{N_b (1 + e^{-2t/\tau_b})}{N_a (1 + e^{-2t/\tau_a})}$$

$$\frac{dh}{dt} = \frac{N_b}{N_a} \frac{-\frac{2}{\tau_b} e^{-2t/\tau_b} (1 + e^{-2t/\tau_a}) + \frac{2}{\tau_a} e^{-2t/\tau_a} (1 + e^{-2t/\tau_b})}{(1 + e^{-2t/\tau_a})^2} = 0 \quad \text{si}$$

$$\frac{1}{\tau_b} e^{-2t^*/\tau_b} (1 + e^{-2t^*/\tau_a}) = \frac{1}{\tau_a} e^{-2t^*/\tau_a} (1 + e^{-2t^*/\tau_b})$$

$$\tau_a (e^{2t^*/\tau_a} + 1) = \tau_b (e^{2t^*/\tau_b} + 1) \Rightarrow \frac{\tau_a}{\tau_b} = \frac{\text{ch}(t^*/\tau_b)}{\text{ch}(t^*/\tau_a)} \quad (E)$$

Si $t^* \ll \tau_{a,b}$ $\text{ch}\left(\frac{t^*}{\tau_b}\right) \stackrel{DL_2}{\approx} 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{t^*}{\tau_b}\right)^2$; $\text{ch}\left(\frac{t^*}{\tau_a}\right) \stackrel{DL_2}{\approx} 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{t^*}{\tau_a}\right)^2$

$$\Rightarrow \frac{\tau_a}{\tau_b} \approx \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{t^*}{\tau_b}\right)^2\right) \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{t^*}{\tau_a}\right)^2\right) \approx 1 + \frac{t^{*2}}{2} \left(\frac{1}{\tau_b^2} - \frac{1}{\tau_a^2}\right)$$

$$t^{*2} \approx \frac{2(\tau_a/\tau_b - 1)}{\frac{1}{\tau_b^2} - \frac{1}{\tau_a^2}} = 2\tau_a^2 \frac{\tau_a/\tau_b - 1}{\left(\frac{\tau_a}{\tau_b}\right)^2 - 1} \rightarrow t^{*2} \approx \frac{2\tau_a^2}{\frac{\tau_a}{\tau_b} + 1}$$

$$t^* \approx \tau_a \sqrt{\frac{2}{\frac{\tau_a}{\tau_b} + 1}}$$

Remarques : Si $\tau_a \approx \tau_b$, $t^* \approx \tau_a$ donc l'hypothèse est invalide

Si $\tau_a \gg \tau_b$, $t^* \approx \sqrt{\tau_a \tau_b}$ $t^* \ll \tau_a$ mais $t^* \gg \tau_b$.

Si $\tau_a \ll \tau_b$, $t^* \approx \tau_a$ donc l'hypothèse est invalide

Donc il faut résoudre numériquement l'équation (E).

Cas concret d'enrichissement : $U_{92}^{235} / U_{92}^{238}$
* H_1^1 / H_1^2 (deutérium.)

48. Par un raisonnement identique à celui de la 15).

$$\frac{dN_1}{dt} = -\dot{N}_{1/2} + \dot{N}_{2/1} = -\frac{N_1}{\tau_1} + \frac{N_2}{\tau_1}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \dot{N}_{1/2} - \dot{N}_{2/1} - \dot{N}_{2/\text{vite}} = \frac{N_1}{\tau_1} - \frac{N_2}{\tau_1} - \frac{N_2}{\tau_2} \quad \text{où } \tau_2 = \frac{\tau_1}{k}$$

$$\Rightarrow \frac{dN_1}{dt} = \frac{1}{\tau_1} (N_2 - N_1) \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{1}{\tau_1} (N_1 - N_2(1+k)) \quad (2)$$

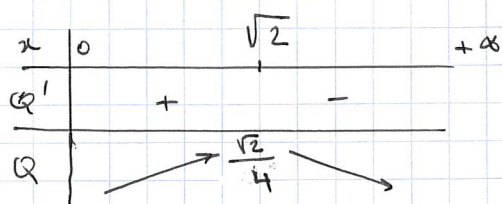
19. (2) s'écrit $N_1 = \tau_1 \frac{dN_2}{dt} + (1+k)N_2$

Dans (1): $\tau_1^2 \frac{d^2 N_2}{dt^2} + (1+k)\tau_1 \frac{dN_2}{dt} = N_2 - \tau_1 \frac{dN_2}{dt} - (1+k)N_2$

$$\Rightarrow \frac{d^2 N_2}{dt^2} + \frac{k+k}{\tau_1} \frac{dN_2}{dt} + \frac{k}{\tau_1^2} N_2 = 0$$

20. On pose $\omega_0^2 = \frac{k}{\tau_1^2}$ et $\frac{\omega_0}{Q} = \frac{2+k}{\tau_1} \Rightarrow Q = \frac{\sqrt{k}}{2+k}$

Poseons $\sqrt{k} = x$: $Q = \frac{x}{2+x^2}$, $\frac{dQ}{dx} = \frac{2+x^2-2x^2}{(2+x^2)^2} = \frac{2-x^2}{(2+x^2)^2}$



$Q_{\max} < \frac{1}{\sqrt{2}}$ donc la solution est toujours apériodique.

21 - * p_1 et p_2 imaginaires engendrerait des solutions oscillantes ce qui n'est pas raisonnable avec une ouverture sur le vide donc sans retour de particules dans (2).

* p_1 et p_2 sont négatives assurant un amortissement de la solution et donc une vidange de (2) à cause du trou s' .

N.B: d'après le polynôme caractéristique $p_1 + p_2 = -\frac{\omega_0}{Q} < 0$
et $p_1 \cdot p_2 = \omega_0^2 > 0$

qui confirme p_1 et p_2 réelles négatives.

22 - $N_2(t) = \alpha e^{p_1 t} + \beta e^{p_2 t}$; $\frac{dN_2}{dt} = \alpha p_1 e^{p_1 t} + \beta p_2 e^{p_2 t}$

C.I: $N_2(0) = 0 = \alpha + \beta \Rightarrow \underline{\beta = -\alpha}$

$\frac{dN_2(0)}{dt} = \frac{1}{\tau_1} N = \alpha p_1 + \beta p_2 = \alpha (p_1 - p_2) \Rightarrow \alpha = \frac{N}{\tau_1 (p_1 - p_2)}$

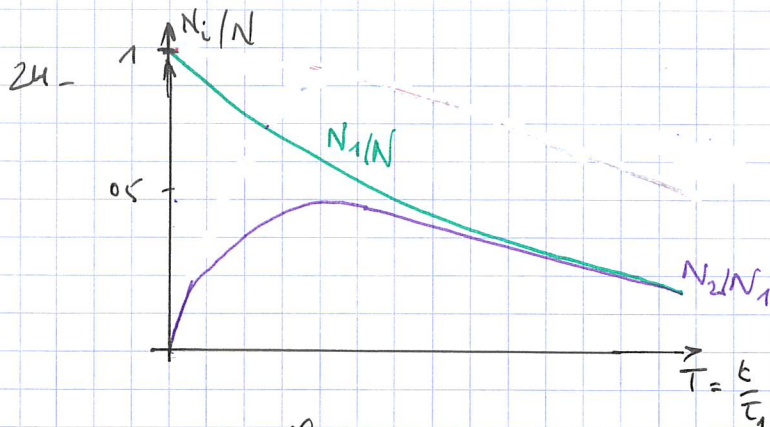
$\Rightarrow \underline{N_2(t) = \frac{N}{\tau_1 (p_1 - p_2)} (e^{p_1 t} - e^{p_2 t})}$

23 - * L'alimentation en particules du compartiment (2) ne se fait que par le trou de section s . Donc la quantité maximale de particules N_2 croît avec le rapport $\frac{s}{s'} = \frac{1}{k}$

(a)	(b)	(c)
h_3	h_2	h_1

* Au temps, les évolutions sont identiques car l'abondance de particule dans (2) est trop faible pour que l'effusion par s' se fasse, de même pour le retour dans (1) par s .

$\frac{dN_2}{dt} \approx \frac{N_1}{\tau_1} \approx \frac{N}{\tau}$ indépendant de h .



Comme $k = 0,1$, l'effusion dans le vide est lente. Donc la 1^{ère} étape suit quasiment l'évolution de la partie 4.1., tendant vers l'équi-partition des particules dans les 2 compartiments.

Ensuite, l'effusion dans le vide, déplace cet équilibre dans le sens de la diminution de N_1 et N_2 conjointement.

25 - La mesure de la pression est une mesure indirecte de N_i : $P_i(t) = \frac{N_i(t) RT}{V_i}$

26 -

(i-1)	(i)	(i+1)
$N_{i-1}(t)$	$N_i(t)$	$N_{i+1}(t)$

$$\frac{dN_i}{dt} = \dot{N}_{i-1/i} - \dot{N}_{i/i-1} + \dot{N}_{i+1/i} - \dot{N}_{i/i+1}$$

$$= \frac{1}{L} (N_{i-1} - N_i + N_{i+1} - N_i)$$

$$\rightarrow \frac{dN_i}{dt} = \frac{1}{L} (N_{i-1} + N_{i+1} - 2N_i)$$

27 - $N_i(t) = f(x_i, t)$

$$\therefore \frac{dN_i}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t}$$

$$N_{i-1}(t) = f(x_i - L, t) \approx f(x_i) - L \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{L^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2}$$

$$N_{i+1}(t) = f(x_i + L, t) \approx f(x_i) + L \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{L^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2}$$

$$\text{d'où } \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{L^2}{L} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$$

en considérant x , variable continue car $L \gg 1$

C'est une équation de diffusion, comme si chaque compartiment constituait un système mésoscopique auquel on a appliqué un bilan de particules.

28 - les DL sont justifiées si $f(x) \gg L \frac{\partial f}{\partial x} \approx L \frac{f}{\lambda}$

en notant λ : distance typique de variation de f .

$$\rightarrow \underline{\lambda \gg L}$$

Il faut donc que les N_i de cellules voisines soient quasiment égales à un infiniment petit près.



$$t_1 \ll \tau$$

$$t_2 \approx \tau$$

$$t_3 \gg \tau$$

$$t_4 \gg \tau$$

30 - Tableau d'analogies :

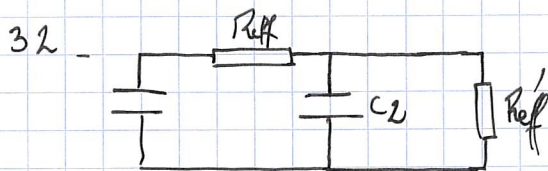
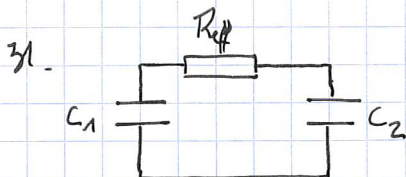
$$\begin{aligned} \frac{Q}{I} \\ V_{elec} \\ C = \frac{Q}{\Delta V_{elec}} \\ R = \frac{\Delta V_{elec}}{I} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{N} \\ P \text{ (pression)} \end{aligned}$$

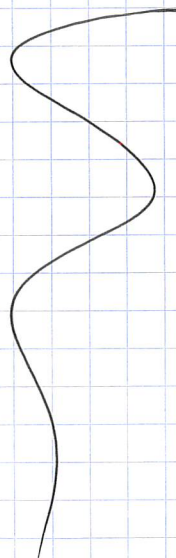
$$\frac{\dot{N}}{\Delta P}$$

$$\frac{\Delta P}{\dot{N}} = \frac{\Delta N}{\dot{N}} \frac{k_B T}{V} = R_{eff}$$

$$R_{eff} = \frac{\tau k_B T}{V} = \frac{1}{\phi} \sqrt{\frac{2mk_B T}{\pi}}$$



33. Dans le système électrique la charge est conservée car le circuit est fermé, alors que dans le système S les particules (équivalent de la charge) ne se conservent pas dans les enceintes



RAYONNEMENT DE L'ACIER CHAUFFÉ - TEMPÉRATURE DE COULEUR

(X-ESPLI - PC - 2023)

1. $L^0(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1}$ Posons $x = \frac{hc}{\lambda k_B T}$.

$\rightarrow L^0(x, T) = 2\pi hc^2 \left(\frac{k_B T}{hc}\right)^5 \underbrace{x^5 \frac{1}{e^x - 1}}_{f(x)}$

$f'(x) = \frac{5x^4(e^x - 1) - x^5 e^x}{(e^x - 1)^2} = \frac{5e^x x^4}{(e^x - 1)} \left(1 - e^{-x} + \frac{x}{5}\right) = 0$

Si $e^{-x} = 1 - \frac{x}{5} \Rightarrow x \approx 5$ pour $\lambda = \lambda_{\max} \approx \frac{hc}{5k_B T} \Rightarrow \lambda_{\max} T \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ K m}$

2. Par définition, $P_{\text{ray}} = \int_{\lambda=0}^{\infty} L^0(\lambda, T) d\lambda = \int_{x=0}^{\infty} \frac{hc}{k_B T} \frac{1}{x^2} L^0(x, T) dx$
 $dx = -\frac{\lambda c}{k_B T} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda$

$P_{\text{ray}} = 2\pi hc^2 \left(\frac{k_B T}{hc}\right)^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{2\pi^5}{15} c \frac{(k_B T)^4}{(hc)^3} = \sigma T^4 = P_{\text{ray}}$

On identifie $\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15 h^3 c^2}$

3. $\lambda_{\max} = 2,299 \mu\text{m}$ pour $T = 1000 \text{ K}$.

98% de la puissance surfacique est émise dans la bande $[\frac{\lambda_{\max}}{2}; 8\lambda_{\max}]$ soit $[1,15 \mu\text{m}; 18,4 \mu\text{m}]$. Donc l'émission dans le visible $[0,4 \mu\text{m}; 0,8 \mu\text{m}]$ est inférieure à 2%.

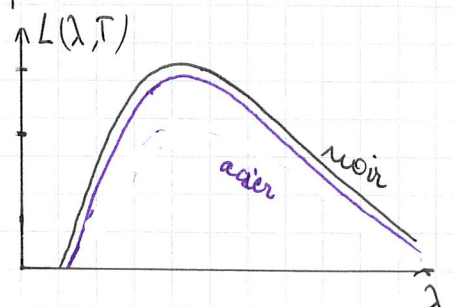
4. A 1000 K, seule la bande du visible correspondant à la moitié des hautes longueurs d'onde est émise, et plus précisément les couleurs jaune-orange et rouge, compatible avec l'observation.

5. $0 \leq \epsilon \leq 1$, indépendante de λ .

* Dans ce modèle, l'émissivité ne modifie pas la loi de Wien.

* Loi de Stefan: $P_{\text{ray, gris}} = \epsilon P_{\text{ray, noir}}$

En échelle log: $\log L = \log \epsilon + \log L^0$
 $\log(0,7)$ pour l'acier

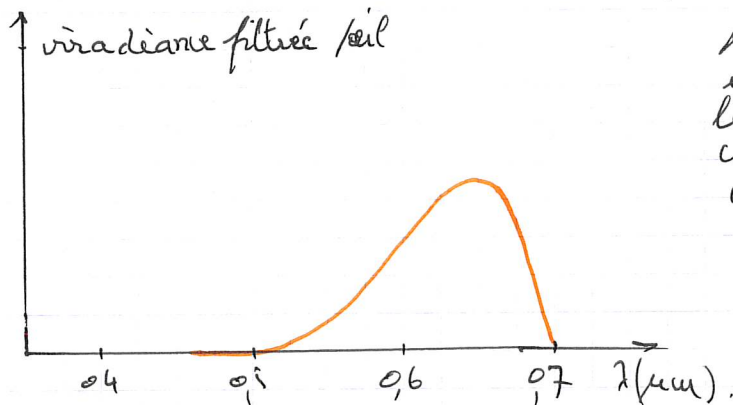


6 - * $\lambda'_{\max} = \frac{hc}{k_B a T} \frac{1}{1 - \frac{b}{a} T} \rightarrow \lambda'_{\max} = \lambda_{\max} \frac{1}{1 - \frac{b}{a} T} \quad \lambda'_{\max} \approx 34 \mu\text{m}.$

$\lambda'_{\max} > \lambda_{\max}$ donc à T fixée, le rayonnement est moins énergétique ($\mathcal{E} = \frac{hc}{\lambda}$). Là encore, le modèle se traduirait donc par une émissivité inférieure à 1.

* la perception de la couleur ne dépend pas que du spectre émis mais aussi de la sensibilité spectrale de l'œil.

7 -



l'irradiance de l'air une fois filtrée par les cônes de l'œil est compatible avec la couleur jaune (ou rouge ?) orangée observée.

