

## Première partie – Aspects thermiques au sein du noyau de la Terre – Centrale PSI 2024

### A. Transferts thermiques dans le noyau externe

Q.28 Loi de Fourier :  $\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \vec{e}_r$

et  $\vec{\Phi}_{th}(r) = \iint \vec{q} dA = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} 4\pi r^2 \vec{e}_r$



Q.29 En l'absence de production et en régime stationnaire la puissance sortante en  $r_{th}$  est la même que celle qui rentre en  $r$  :

$$\vec{\Phi}_{th}(r) \Rightarrow \frac{dT}{dr} = -\frac{\vec{\Phi}_{th,r}}{\lambda 4\pi r^2} \text{. On intègre}$$

$$\text{entre } R_1 \text{ et } R_2 \Rightarrow T_2 - T_1 = \frac{\vec{\Phi}_{th,r}}{4\pi \lambda} \left[ \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right]$$

$$\Rightarrow \lambda = \frac{\vec{\Phi}_{th,r}}{4\pi [T_1 - T_2]} \left[ \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$$

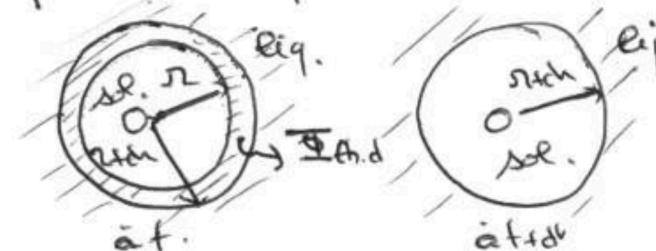
Q.30 AN  $\lambda = \frac{10^3}{4\pi (5000 - 3800)} \left[ \frac{1}{1216 \cdot 10^3} - \frac{1}{3486 \cdot 10^3} \right]$

$$\lambda = 355 \text{ W.K}^{-1}\text{m}^{-1}$$

Q.31 La production étant faible, c'est la non prise en compte de la convection qui explique un facteur 3,5.

### B. Croissance de la graine

Q.32 Système : couronne sphérique  $[r, r_{th}]$  qui se solidifie entre  $t$  et  $t_{th}$



En régime quasi-stationnaire (la résistance est très faible) l'énergie dégagée par la solidification  $-\rho_N 4\pi r^2 dr \Delta_{th}$  doit être prise en compte :

$$0 = \vec{\Phi}(r).dr - \vec{\Phi}(r_{th}) dr - \rho_N 4\pi r^2 dr \Delta_{th}.$$

avec  $\vec{\Phi}_{th,d} = \vec{\Phi}(r_{th}) - \vec{\Phi}(r)$

$$\Rightarrow \frac{dr}{dr} = C = -\frac{\vec{\Phi}_{th,d}}{\rho_N 4\pi r^2 \Delta_{th}} \text{ ou } -\frac{\vec{\Phi}_{th,d}}{4\pi R_1^2 \rho_N \Delta_{th}}$$

Q.33  $\Delta_{th} = -\frac{\vec{\Phi}_{th,d}}{4\pi R_1^2 \rho_N C} = -\frac{10^{12}}{4\pi (1216 \cdot 10^3)^2 \cdot 10^3 \cdot 9,5 \cdot 10^3}$   
 $(C = \frac{0,3 \cdot 10^3}{365 \times 86400} = 9,5 \cdot 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{s}^2) = -570 \text{ K.S} \cdot \text{h}^{-1}$   
 l'ordre de grandeur est bon, d'autant

que la valeur de  $\Delta_{th}$  donnée pour ce qui est à  $r$  et  $T$  ambiantes, ce qui n'est pas le cas en  $r = R_1 \dots$

## Deuxième partie – Fourier et diffusion thermique

### Mines Pont PSI 2022

d'où :

$$L^2 \cdot T^{-1} = M^\alpha \cdot L^{-3\alpha} \cdot M^\beta \cdot T^{-3\beta} \cdot L^\beta \cdot K^{-\beta} \cdot L^{2\gamma} \cdot T^{-2\gamma} \cdot K^{-\gamma}$$

On en déduit le système des quatre équations :  $\begin{cases} 2 = -3\alpha + \beta + 2\gamma \\ 0 = \alpha + \beta \\ -1 = -3\beta - 2\gamma \\ 0 = -\beta - \gamma \end{cases}$

D'où l'on tire finalement :

$$\alpha = -1; \beta = 1; \gamma = -1 \text{ soit } D = \frac{\lambda}{\mu c}$$

Ainsi comme  $D$  est homogène au carré d'une distance sur un temps, on peut exprimer  $\tau$  comme :

$$\tau = \frac{L^2}{D} = \frac{L^2 \mu c}{\lambda} = \frac{4 \cdot 10^2 \times 7,9 \cdot 10^3 \times 5^2 \cdot 10^{-2}}{8 \cdot 10} \sim 10^4 \text{ s}$$

**16.** La loi de Fourier est :

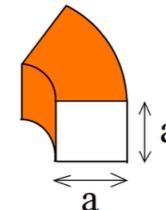
$$\vec{j}_{th} = -\lambda \vec{\text{grad}}T$$

Ici  $T = T(\theta, t)$  d'où  $\vec{\text{grad}}T = \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \vec{e}_\theta$  et donc :

$$\vec{j}_{th} = -\frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \vec{e}_\theta$$

Les lignes de champ correspondent à des cercles concentriques.

**17.** Voici le volume élémentaire qui est évoqué :



Le volume élémentaire associé est donc :

$$dV \sim R d\theta \int_{R-a/2}^{R+a/2} dr \int_{-a/2}^{a/2} dz \text{ soit } dV = Ra^2 d\theta$$

La surface latérale correspond aux deux zones orangées visibles auxquelles il faut en ajouter deux autres non visible dans la partie arrière du volume élémentaire soit :

$$dS_{\text{lat}} \sim 2R d\theta a + 2R d\theta a = 4R d\theta a$$

Un bilan d'énergie sur le volume  $dV$  donne :

$$d^2U = \delta^2Q$$

avec

$$d^2U = dU(t+dt) - dU(t) = dm c T(\theta, t+dt) - dm c T(\theta, t) = \mu c \frac{\partial T}{\partial t} dt dV.$$

Par ailleurs

$$\begin{aligned} \delta^2Q &= \delta^2Q_{diff} + \delta^2Q_{conv} \\ &= (j(R, \theta) a^2 dt - j(R, \theta + d\theta) a^2 dt) - h(T - T_e) dS_{\text{lat}} dt \\ &= -\frac{\partial j}{\partial \theta} a^2 d\theta dt - h(T - T_e) dS_{\text{lat}} dt \\ &= \frac{\lambda a^2}{R} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} d\theta dt - h(T - T_e) 4R a d\theta dt \end{aligned}$$

(il faut veiller au signe devant le terme conducto-convectif, c'est une erreur assez courante). On réinjecte les deux membres développés dans le bilan d'énergie et en simplifiant par  $d\theta$  et  $dt$ , on obtient :

$$\mu c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{R^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} - \frac{4h}{a} (T - T_e)$$

18. Dans le cas stationnaire, on a bien sûr :  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , soit en reprenant l'équation précédente et en introduisant  $\delta$  :

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} - \left(\frac{R}{\delta}\right)^2 T = -\left(\frac{R}{\delta}\right)^2 T_e$$

La solution de cette équation est :

$$T(\theta) = A \exp\left(-\frac{R\theta}{\delta}\right) + B \exp\left(\frac{R\theta}{\delta}\right) + T_e$$

Et puis  $[\delta] = L$  car  $\frac{R\theta}{\delta}$  doit être adimensionné.

19. Il y a un pic de température en  $\theta = 0$ . A proximité de  $\theta = \pi$ , la température varie peu, le flux s'annule. Au final, les conditions aux limites donnent donc :  $\begin{cases} T(0^+) = T_1 \\ j(\pi) = 0 \end{cases}$

(l'équation différentielle n'est pas valable en  $\theta = 0$  car c'est le point où l'on chauffe). Ces deux équations donnent :

$$\begin{cases} A + B = T_1 - T_e \\ A \exp\left(-\frac{R\pi}{\delta}\right) = B \exp\left(\frac{R\pi}{\delta}\right) \end{cases}$$

d'où l'on déduit :

$$B = \frac{T_1 - T_e}{1 + \exp\left(\frac{2R\pi}{\delta}\right)} \text{ et } A = \frac{\exp\left(\frac{2R\pi}{\delta}\right)}{1 + \exp\left(\frac{2R\pi}{\delta}\right)} (T_1 - T_e)$$

et donc la solution complète est :

$$T(\theta) = T_e + \frac{T_1 - T_e}{1 + \exp\left(\frac{2R\pi}{\delta}\right)} \left\{ \exp\left(\frac{R\theta}{\delta}\right) + \exp\left(\frac{R(2\pi-\theta)}{\delta}\right) \right\}$$

20. On s'attend à ce que la diffusion soit complètement établie lorsque  $\tau = \frac{L^2}{D} = \frac{\mu c L^2}{\lambda}$ , avec  $L = \pi R$ . Au final :

$$\tau = \frac{7,9 \cdot 10^3 \times 4 \cdot 10^2 \times \pi \times 1,6^2 \cdot 10^{-2}}{8,10} \sim 3 \cdot 10^3 \text{ s}$$

Au final, on obtient :

$$\tau \sim 1 \text{ h}$$

On retrouve bien le même ordre de grandeur.

21. Il n'y a pas de terme de conducto-convection, donc cette fois :

$$\mu c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{R^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2}$$

en utilisant le fait que  $T(\theta, t) = f_n(\theta)g_n(t)$  on obtient :

$$\frac{\mu c R^2}{\lambda} \frac{f_n}{f_n''} = \frac{g_n}{g_n''}$$

Ces deux termes sont égaux mais dépendent a priori de variables différentes : la seule possibilité est qu'ils s'égalisent chacun avec la même constante que l'on va noter  $\alpha$ . En conséquence, on a :

— d'une part  $g_n = \alpha g_n'$  soit  $g_n = a_n \exp(t/\alpha)$ ;

— d'autre part  $f_n'' - \frac{\mu c R^2}{\lambda \alpha} f_n = 0$ . Comme  $\alpha$  est forcément négative (sinon  $g_n$  diverge), c'est une équation du type oscillateur

$$\text{harmonique dont la solution est donc } f_n(\theta) = A \cos\left(\sqrt{\frac{\mu c R^2}{-\lambda \alpha}} \theta + \varphi\right)$$

En posant  $A = B_n$ ,  $\alpha = -\tau_n$  et en prenant  $\varphi = 0$  par un choix judicieux de l'origine des angles  $\theta$ , on aboutit à :

$$T_n(\theta, t) = B_n \cos\left(\frac{R\theta}{d_n}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \text{ avec } \frac{1}{d_n} = \frac{\mu c}{\lambda \tau_n}$$

22.  $T_m$  représente la température moyenne le long du profil de  $\theta = -\pi$  à  $\theta = \pi$ . La solution de la question précédente a pour périodicité  $\Theta = 2\pi \frac{d_n}{R}$  et est une solution de l'équation étudiée. Or on peut noter que dans la géométrie associée au problème, il faut une fonction qui se répète à minima tous les  $2\pi$ . Toute fonction de période  $\frac{2\pi}{n}$  avec  $n$  entier naturel non nul correspond donc. On en déduit donc que :

$$\Theta = 2\pi \frac{d_n}{R} = \frac{2\pi}{n} \text{ soit } n = \frac{R}{d_n}$$

Une combinaison linéaire de solutions à variables séparées permet de prendre en compte d'un coup toutes les valeurs possibles de  $n$  :

$$\sum_{n=1}^{\infty} T_n(\theta, t) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos\left(\frac{R\theta}{d_n}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n\theta) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)$$

C'est bien également une solution de l'équation différentielle (celle-ci étant linéaire). Enfin, il est à noter que la solution  $T(\theta, t) = C$  avec  $C$  constante est aussi solution. La solution générale est donc :

$$T(\theta, t) = C + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n\theta) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)$$

ce qui correspond bien aux conditions initiales si  $C = T_m$ . Par identification, on en déduit que :

$$d_n = \frac{R}{n} ; B_n = b_n \text{ et } \tau_n = \frac{\mu c d_n^2}{\lambda} = \frac{\mu c R^2}{\lambda n^2}$$

23. L'observation de M. Fourier se traduit mathématiquement par le fait que tous les termes  $n \geq 2$  deviennent rapidement négligeables devant celui associé à  $n = 1$ . C'est logique parce que tous les termes s'atténuent avec un temps caractéristique :

$$\tau_n = \frac{\mu c R^2}{\lambda n^2}$$

qui est toujours plus petit quand  $n$  augmente. Donc le terme en  $n = 2$  s'amortit quatre fois plus vite que celui en  $n = 1$ , le terme en  $n = 3$  s'amortit neuf fois plus vite que celui en  $n = 1$ . Cette dépendance penche dans le sens où le terme en  $\cos(\theta)$ , associé à  $n = 1$ , devienne rapidement dominant dans la somme devant ceux associés à  $n > 1$ .

**Q31.** On peut citer les résistances électrique et thermique.

- pour un conducteur ohmique en **électricité**, une différence de potentiel aux bornes du conducteur fait apparaître un courant électrique d'intensité  $I$  tel que  $\Delta V = R_{elec} \times I$ ;
- en **thermique**, une différence de température se traduit par l'apparition d'un flux thermique tel que :  $\Delta T = R_{th} \times \Phi_Q$ .

Tableau résumant les analogies :

électricité	potentiel $V$	intensité électrique $I$	résistance électrique $R_{elec}$
thermique	température $T$	flux thermique $\Phi_Q$	résistance thermique $R_{th}$
particule	concentration $C$	flux molaire $\Phi_p$	résistance particulaire $R_p$

On pourrait aussi prendre l'exemple de la **résistance hydraulique**, pour laquelle différence de pression et débit volumique sont proportionnels.

**Q32.** En régime permanent et en l'absence d'apports en volume, le flux de particules  $\Phi_p$  traversant la paroi est uniforme. En appliquant la loi de Fick pour ce problème à symétrie sphérique, on en déduit, avec  $n$  la densité particulaire d'eau oxygénée :

$$\Phi_p = j_N \times 4\pi r^2 = -D \frac{dn}{dr} \times 4\pi r^2 \Rightarrow dn = -\frac{\Phi_p}{4\pi D} \times \frac{dr}{r^2}$$

On intègre alors entre du rayon intérieur au rayon extérieur :

$$\begin{aligned} \int_i^e dn &= -\frac{\Phi_p}{4\pi D} \int_{R-e}^R \frac{dr}{r^2} \Leftrightarrow n_e - n_i = \frac{\Phi_p}{4\pi D} \times \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R-e} \right) \\ &\Leftrightarrow n_i - n_e = \frac{\Phi_p}{4\pi D} \times \frac{e}{R(R-e)} \end{aligned}$$

$n$  représente la densité particulaire et  $\Phi_p$  le flux de particules. L'équation se transpose à l'identique pour les grandeurs molaires en divisant chacun des membres de l'équation par le nombre d'Avogadro, en conséquence :

$$[\text{H}_2\text{O}_2]_i - [\text{H}_2\text{O}_2]_e = \frac{\phi}{4\pi D} \times \frac{e}{R(R-e)} \Rightarrow R_p = \frac{e}{4\pi D \times R(R-e)}$$

**Q33.** Avec  $e \ll R$ ,  $R_p \approx \frac{e}{D \times 4\pi R^2}$ . On retrouve la formule d'une résistance en géométrie plane.

**Q34.** On commence par calculer le rayon de la bactérie :

$$R = \left( \frac{3V_i}{4\pi} \right)^{1/3} = \left( \frac{3 \times 3,2 \times 10^{-18}}{4\pi} \right)^{1/3} = 9,1 \times 10^{-7} \text{ m}$$

Et pour la résistance particulaire (avec  $R \gg e$ ) :

$$R_p = \frac{9 \times 10^{-9}}{4\pi \times (9,1 \times 10^{-7})^2 \times 2,0 \times 10^{-13}} \Rightarrow R_p = 4,3 \times 10^{15} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}$$

## Troisième partie – Peut-on cultiver des pdt sur Mars ? Centrale Supélec PSI 2019

**Q35.** Soit  $N_i$  le **nombre de moles** d'eau oxygénée au sein de la bactérie,  $\phi$  étant le flux sortant, le bilan de particules pendant une durée  $dt$  s'écrit :

$$dN_i = \underbrace{N_i(t+dt) - N_i(t)}_{\text{fin}} - \underbrace{N_i(t)}_{\text{début}} = -\phi \times dt \Rightarrow \frac{dN_i}{dt} = -\frac{[\text{H}_2\text{O}_2]_i - [\text{H}_2\text{O}_2]_e}{R_p}$$

On relie le nombre de moles à la concentration selon :  $N_i = [\text{H}_2\text{O}_2]_i \times V_i$ , en conséquence :

$$\frac{4\pi R^3}{3} \times \frac{d[\text{H}_2\text{O}_2]_i}{dt} = -\frac{[\text{H}_2\text{O}_2]_i - [\text{H}_2\text{O}_2]_e}{e} \times 4\pi R^2 D$$

$$\Leftrightarrow \frac{d[\text{H}_2\text{O}_2]_i}{dt} = -k_d \times ([\text{H}_2\text{O}_2]_i - [\text{H}_2\text{O}_2]_e) \quad \text{avec} \quad k_d = \frac{3D}{R \times e}$$

**Q36.** Comme démontré dans la question précédente, il faut retenir le signe «  $-$  ». En effet si  $[\text{H}_2\text{O}_2]_i > [\text{H}_2\text{O}_2]_e$ , la diffusion particulaire doit s'effectuer de l'intérieur vers l'extérieur contribuant à faire baisser la concentration à l'intérieur.

$$\text{A.N. : } k_d = \frac{3 \times 2,0 \times 10^{-13}}{9,1 \times 10^{-7} \times 9 \times 10^{-9}} \Rightarrow k_d = 73 \text{ s}^{-1}$$

**Q37.** D'après l'expression au dénominateur,  $K_M$  est **homogène à une concentration**.

- si  $[S] \ll K_M$  (composé peu concentré),  $v \approx \frac{v_{\max}[S]}{K_M} \ll v_{\max}$  : la réaction est d'ordre 1 par rapport au composé attaqué par l'enzyme ;
- si  $[S] \gg K_M$ ,  $v \approx v_{\max}$  : la réaction est d'ordre 0 par rapport au composé.

$K_M$  est une **concentration molaire** caractéristique. Pour  $[S] \gg K_M$  la vitesse de réaction est indépendante de la concentration du composé, l'enzyme étant alors saturé par le composé.

Prenons l'analogie d'une caisse de supermarché ; en cas de faible affluence ( $[S] \ll K_M$ ), le nombre de clients passant à la caisse chaque heure est proportionnel au nombre de clients dans le magasin ; en cas de très forte affluence, la caisse est saturée et le nombre de clients passant à la caisse chaque heure est limitée par les capacités d'accueil de la caisse, peu importe le nombre de personnes faisant la queue.

**Q40.** En tenant compte des 4 mécanismes responsables de l'évolution de la concentration intérieure en eau oxygénée :

$$\frac{d[H_2O_2]_i}{dt} = k_p - \frac{v_{max}^{Ahp}[H_2O_2]_i}{[H_2O_2]_i + K_M^{Ahp}} - \frac{v_{max}^{Cat}[H_2O_2]_i}{[H_2O_2]_i + K_M^{Cat}} - k_d \times ([H_2O_2]_i - [H_2O_2]_e)$$

L'évolution de la concentration extérieure n'est due qu'au transfert diffusif des bactéries vers le milieu extérieur, il faut penser à prendre en compte le fait qu'il y a  $N$  bactéries dans le milieu. Appelons  $n_e$  le nombre de moles d'eau oxygénée à l'extérieur, pendant  $dt$ , l'évolution de ce nombre de moles s'écrit :

$$dn_e = N \times \phi \times dt = \frac{([H_2O_2]_i - [H_2O_2]_e)}{R_p} \times N dt$$

En divisant par le volume extérieur dans les deux membres, on en déduit :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{n_e}{V_e} \right) = \frac{[H_2O_2]_i - [H_2O_2]_e}{R_p} \times \frac{N}{V_e} \Leftrightarrow \frac{d[H_2O_2]_e}{dt} = n \times \frac{[H_2O_2]_i - [H_2O_2]_e}{R_p}$$

**Q41.** En régime permanent,  $\frac{d[H_2O_2]_e}{dt} = \frac{d[H_2O_2]_i}{dt} = 0$ , l'équation différentielle sur la concentration extérieure conduit à  $[H_2O_2]_i = [H_2O_2]_e$  et compte tenu de  $[H_2O_2] \ll K_M^{Cat}$  et  $[H_2O_2] \ll K_M^{Ahp}$ , l'équation d'évolution sur la concentration intérieure se simplifie selon :

$$0 = k_p - \frac{v_{max}^{Ahp}[H_2O_2]}{K_M^{Ahp}} - \frac{v_{max}^{Cat}[H_2O_2]}{K_M^{Cat}} \Leftrightarrow [H_2O_2] = \frac{k_p K_M^{Ahp} K_M^{Cat}}{K_M^{Cat} v_{max}^{Ahp} + K_M^{Ahp} \times v_{max}^{Cat}}$$

**Q42. Application numérique :**

$$[H_2O_2] = \frac{15 \times 10^{-6} \times 5,9 \times 10^{-3} \times 1,2 \times 10^{-6}}{5,9 \times 6,6 \times 10^{-7} + 1,2 \times 4,9 \times 10^{-7}} \Rightarrow [H_2O_2] = 2,4 \times 10^{-8} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$$

On vérifier bien  $[H_2O_2] \ll K_M^{Cat}$  et  $[H_2O_2] \ll K_M^{Ahp}$ , les enzymes de la bactéries détruisent efficacement l'eau oxygénée qui est maintenue à une concentration très faible.

**Q43.** En situation de stress exogène élevé  $[H_2O_2]_e \approx [H_2O_2]_i$ , le terme diffusif est né-

gligeable et on suppose par ailleurs  $[H_2O_2]_i \gg K_M^{Cat}$  et  $[H_2O_2]_i \gg K_M^{Ahp}$ , l'équation d'évolution se simplifie selon :

$$\frac{d[H_2O_2]_i}{dt} \approx k_p - v_{max}^{Ahp} - v_{max}^{Cat} \approx -v_{max}^{Cat}$$

La dernière égalité ayant été obtenue en tenant compte des valeurs des trois constantes.

**Q44.** D'après le résultat précédent :

$$\frac{d[H_2O_2]_i}{dt} \approx -4,9 \times 10^{-1} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

Il faut alors multiplier par le volume d'une bactérie pour obtenir le taux de disparition en  $\text{mol} \cdot \text{s}^{-1}$  :

$$\frac{dn_{H_2O_2}}{dt} = -4,9 \times 10^{-1} \times 3,2 \times 10^{-5} \Rightarrow \frac{dn_{H_2O_2}}{dt} = -1,6 \times 10^{-15} \text{ mol} \cdot \text{s}^{-1}$$

**Q45.** Le volume extérieur est noté  $V_e$ , la quantité de matière d'eau oxygénée initialement présente est  $[H_2O_2]_0 V_e$ , on souhaite en décomposer la moitié c'est-à-dire  $N_{dec} = [H_2O_2]_0 V_e / 2$ .

Il y a d'autre part  $n \times V_e$  bactéries qui dissocient chacune le peroxyde d'hydrogène au taux molaire  $\left| \frac{dn_{H_2O_2}}{dt} \right|$ .

Ainsi la durée  $\tau$  pour décomposer le nombre de moles souhaité est donnée par :

$$\left| \frac{dn_{H_2O_2}}{dt} \right| \times \tau \times n \times V_e = \frac{[H_2O_2]_0 V_e}{2}$$

$$\Leftrightarrow \tau = \frac{[H_2O_2]_0}{2n} \times \left| \frac{dn_{H_2O_2}}{dt} \right|$$

A.N. : attention à l'unité de  $n$ ,

$$\text{— pour } n_1 = 10^{10} \text{ bact.} \cdot \text{L}^{-1} \Rightarrow \tau_1 \approx 3 \times 10^4 \text{ s} \approx 9 \text{ h} ;$$

$$\text{— pour } n_1 = 10^{12} \text{ bact.} \cdot \text{L}^{-1} \Rightarrow \tau_2 \approx 3 \times 10^2 \text{ s} \approx 5 \text{ min} .$$

Une concentration suffisante en bactéries est nécessaire pour éliminer efficacement le peroxyde d'hydrogène.