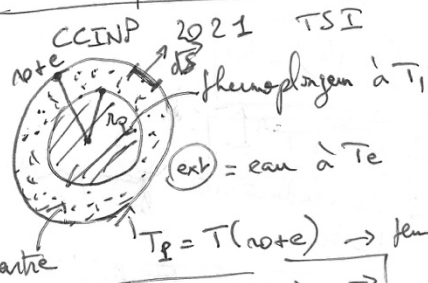


Première partie - Format de calcaire à la surface d'un thermocouple

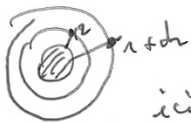


Q-47 - $\Phi = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{s}$ ici $d\vec{s} = ds \vec{u}_r$ et $\vec{j} = j(r) \vec{u}_r$ → il s'agit de la surface latérale

donc $\Phi = \int_S j(r) ds = j(r) S$

Unité de $\Phi = \frac{\text{puissance thermique}}{W}$ car $j(r)$ ne dépend que de r et est uniforme sur S

Q-48 - Réalisons un bilan énergétique sur un cylindre élémentaire de hauteur compris entre r et $r+dr$ de volume dV on lui applique le 1^{er} principe de la therm.



ici $d(U + Em) = \delta Q + \delta W$
 $dEm = 0$ car le cylindre est immobile
 $\delta W = 0$ car le cylindre solide est indéformable
 $\delta Q = \delta Q_{\text{ech}} + \delta Q_{\text{câble}} = \delta Q_{\text{ech}}$ en l'absence de terme source

donc $dU = \delta Q_{\text{ech}} = 0$ en régime permanent ($U(t+dt) = U(t)$)

$\delta Q_{\text{ech}} = [-\Phi(r+dr) + \Phi(r)] dt$
 flux entrant en r - flux sortant en $r+dr$

donc $\frac{d\Phi}{dr} = 0 \rightarrow$ le flux est conservatif!

avec $S (= S_{\text{lat}}) = 2\pi r L$ et $\Phi = j(r) S$

$\frac{d}{dr} (2\pi r L j(r)) = 0 \rightarrow \frac{d}{dr} (r j(r)) = 0$

Q-49 - loi de Fourier: $\vec{j} = -\lambda \vec{\text{grad}} T$ avec λ la conductivité thermique du matériau.
 le vecteur densité de courant est \propto au gradient de T ! ici avec $T = T(r)$

$\vec{j} = -\lambda \frac{dT}{dr} \vec{u}_r$ donc $j(r) = -\lambda \frac{dT}{dr}$

Q-50 - A partir de 48 et 49:

$\frac{d}{dr} \left(-\lambda \frac{dT}{dr} r \right) = 0 \rightarrow r \frac{dT}{dr} = \text{cste} = A$

donc $\frac{dT}{dr} = \frac{A}{r} \xrightarrow{\text{intégrat}} T(r) = A \ln r + B$

Détermination de A : exploitat des CL en $r=r_0$ et $r=r_0+e$

$T(r=r_0) = T_1 = A \ln r_0 + B$
 $T(r=r_0+e) = T_2 = A \ln(r_0+e) + B$

donc $A [\ln(r_0+e) - \ln r_0] = T_2 - T_1$
 $A = \frac{T_2 - T_1}{\ln \left(\frac{r_0+e}{r_0} \right)}$ (qq) $T_2 > T_1$ donc $A < 0$

Q-51 - $j(r) = -\lambda \frac{dT}{dr} = -\frac{\lambda A}{r}$

Q-52 - $\Phi = S j(r) = 2\pi r L j(r)$
 $\Phi = -2\pi L \lambda A$

Q-53 - Par déf: $\Delta T = T_2 - T_P = R_t \Phi$
 $> 0 \quad > 0 \quad > 0$

$$R_t = \frac{T_2 - T_P}{\Phi}$$

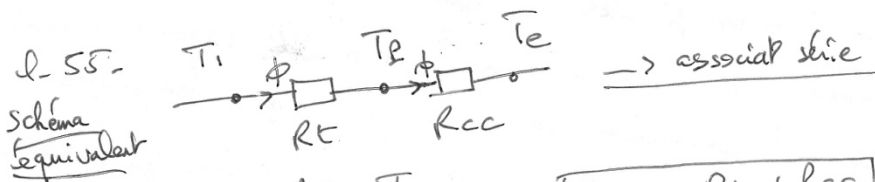
donc

$$R_t = -\frac{T_2 - T_P}{2\pi L \Delta} = \frac{T_P - T_2}{2\pi L A}$$

Q-54 - Par déf: $\Delta T = T_P - T_e = R_{cc} \Phi_{t \rightarrow e}$

donc $T_P - T_e = R_{cc} \times R(T_P - T_e) \times \underbrace{2\pi(r_0 + e)L}_{\text{surface lat. en } r = r_0 + e}$

$$R_{cc} = \frac{1}{2\pi L (r_0 + e) h}$$



$$\Delta T = T_i - T_e = R_{eq} \Phi \Leftrightarrow R_{eq} = \frac{T_i - T_e}{\Phi}$$

Q-55 bis Avec $R_t = \frac{T_P - T_2}{2\pi L A} = \frac{(T_P - T_1) \ln(\frac{r_0 + e}{r_0})}{2\pi L (T_P - T_2)}$

$$R_t = \frac{\ln(\frac{r_0 + e}{r_0})}{2\pi L}$$

$$R_{eq} = \frac{1}{2\pi L (r_0 + e) h} + \frac{\ln(\frac{r_0 + e}{r_0})}{2\pi L}$$

Q-56. IP faut trouver e_{min} tel que $R(e_{min}) = R(e=0)$
 Pour $e \rightarrow e_{min}$ $R(e)$ est alors supérieure à la résistance therm. sans tarte, augmentant l'isolat thermique du thermoplongeur chauffant.

- Ainsi pour $r_0 = 1,0 \text{ cm} \rightarrow e_{min} = 0$
 pour $r_0 = 0,8 \text{ cm} \rightarrow e_{min} \approx 0,25 \text{ no}$
 pour $r_0 = 1, \text{ cm} \rightarrow e_{min} \approx 1,4 \text{ no}$

Q-57. On souhaite maintenir la température de l'eau à T_e , il faut donc utiliser un flux thermique fixé par l'intermédiaire de la résistance chauffant. Pour évacuer un même flux, lorsque la résistance équivalente augmentera, la température T_1 du thermoplongeur augmentera (en effet $T_1 - T_e = R_{eq} \Phi$), augmentant le risque de surchauffe.

Sur les 3 courbes présentées, on remarque que les situat les ⊕ défavorables, où e_{min} est faible, et où la résistance augmente tj3 avec l'épaisseur tarte sont celles pour lesquelles $\frac{1}{h} < r_0$, la résistance thermique est alors tj3 dominée par la conducto-convect dont la résistance ↑ avec e .

En effet pour $\frac{1}{h} < r_0$, $\frac{dR_{eq}}{de}$ est tj3 ⊕ avec $e_{min} = 0!$

$$\frac{dR_{eq}}{de} = -\frac{1}{2\pi h L (r_0 + e)^2} + \frac{1}{2\pi L} \times \frac{e_0}{r_0 (r_0 + e)}$$

$$= \frac{1}{2\pi L (r_0 + e)^2} \left(-\frac{1}{h} + r_0 + e \right)$$

Pour $r_0 > \frac{1}{h} \rightarrow \frac{dR_{eq}}{de} > 0$ ($\forall e$) donc $R_{eq} \uparrow$ avec e
 et $e_{min} = 0!$

L'entartrage augmentera tjrs le risque de surchauffe.

Pour limiter ces risques, on prendra $r_0 < \frac{1}{h} = \frac{99}{100}$
3 mm

Après IP faudra cependant

choisir r_0 suffisamment grand, pour une puissance de

chauffe nécessaire (à courant convenable)

Q.58 - Analyse dimensionnelle de l'éq. de diffusion :

$$[D] = \frac{|\frac{\partial T}{\partial t}|}{|\Delta T|} = \frac{K \cdot s^{-1}}{K \cdot m^{-2}} = m^2 \cdot s^{-1}$$

Q.59 - Avec l la distance caractéristique de diff et τ la durée caract. du régime

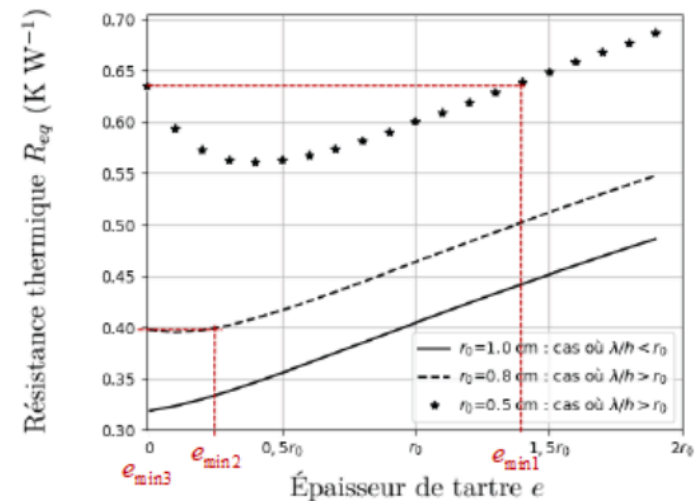
$$l^2 = D \tau \quad \text{ainsi} \quad \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{Dt}{Da} \left(\frac{r_0}{e}\right)^2 = \frac{Dt}{Da} \frac{\rho c_a}{\rho c_t}$$

$$\approx 1 = \frac{8}{75} \approx 0,1$$

La diffusion dans l'acier est bien plus rapide.

Q.60 - Le facteur limitant le transfert thermique vers l'eau est bien l'entartrage, ce qui ralentit le chauffage pour maintenir T_e et demande + d'énergie.

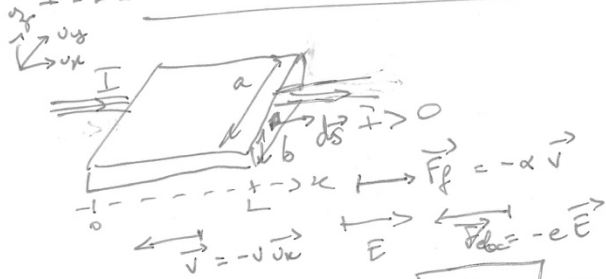
Q46 – Détermination graphique de r_{min}



Deuxième partie - Conduction électrique et effet Hall.

2021-CCINP
TFC

I-1 - Mécanisme de la conduction électrique



Q.16 - Non relativiste $\rightarrow v \ll c$ pos d'effet relativiste à prendre en compte

Q.17 - Par déf $\rightarrow \vec{j} = \rho \vec{v}$ avec ρ la densité de charges $\rightarrow \rho = -n \cdot e$

$$\vec{j} = -n e \vec{v}$$

$$I = \iint \vec{j} \cdot d\vec{s} \quad \text{avec } d\vec{s} = ds \vec{u}_x$$

$$I = \iint -n e (-v \vec{u}_x) \cdot ds \vec{u}_x = n e v \iint ds$$

v uniforme sur S

$$I = n e v a b$$

Q.18 - Appliquons la PFD à un e^- de masse m dans le réf. galiléen du laboratoire:

composante électrique de la force de Lorentz

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \epsilon F_{\text{ext}} = F_{\text{elec}} + \vec{F}_f \quad (\text{absence de champ } \vec{B} \text{ ici})$$

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \vec{E} - \alpha \vec{v}$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} = -\frac{e}{m} \vec{E} \quad \text{avec } \tau = \frac{m}{\alpha}$$

τ représente la durée du régime transitoire au bout duquel les e^- atteignent leur vitesse finale de migration (en régime permanent). D'un point de vue microscopique, il s'agit du temps moyen entre 2 collisions pour les e^- .

Q.19 - $-\frac{1}{mve} \left(\frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{\vec{j}}{\tau} \right) = -\frac{e}{m} \vec{E}$

$$\frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{\vec{j}}{\tau} = \frac{mve^2}{m} \vec{E}$$

Q.20 - En régime statio. $\frac{d\vec{j}}{dt} = 0$

donc $\vec{j} = \gamma \vec{E} = \frac{mve^2 \tau}{m} \vec{E}$

Loi d'Ohm locale

Q.21 - Aluminium $Z=13$ Structure électronique $K^2 L^8 M^3$

1s ²	2s ²	2p ⁶	3s ²	3p ¹
K			L	

couche de valence 3 e^- \rightarrow 3 e^- de conduct

$$\tau = \frac{m \gamma}{mve^2} \quad \text{avec } m\gamma = \frac{4 \times (3) \rightarrow 3e^- \text{ par atome}}{v_{\text{maille}}} = \frac{12}{a^3}$$

CFC \rightarrow paramètre de maille a

$$a\sqrt{2} = 4 \text{ RPF}$$

$$\tau = \frac{3,1 \cdot 10^{-31} \times 37,7 \cdot 10^8}{6,715 \cdot 10^{23} \times (1,6 \cdot 10^{-19})^2}$$

donc $a = \frac{4 \text{ RPF}}{\sqrt{2}}$ avec 8 atomes/sommet 6 atomes/face \rightarrow 4 entités par maille

$$\tau = 4,9 \cdot 10^{-15} \text{ s}$$

Loi d'Ohm valable tant que $f \ll \frac{1}{\tau} \approx 10^{14} \text{ Hz}$ domaine visible!

Variat temporelle du champ de E \rightarrow temps de relaxat

Q22 - Equation de conservation de la charge

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$$

I-2 - l'effet Hall

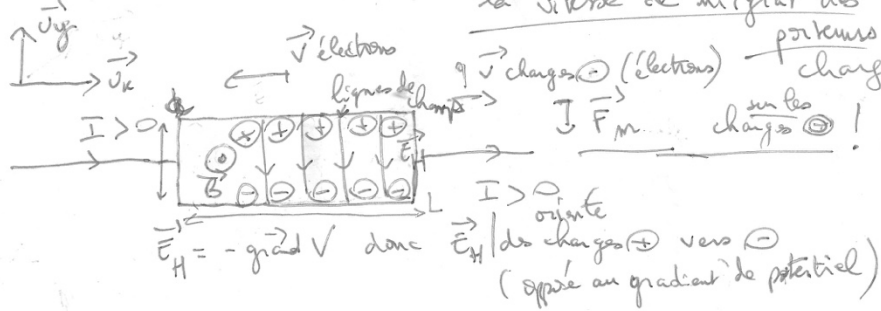
a - Aspect qualitatif

Q25 - $\vec{F}_m = q \vec{v} \wedge \vec{B}$

Q26 - $P = \vec{F}_m \cdot \vec{v} = 0$
(produit mixte nul)

La force magnétique ne modifie pas la vitesse de migration des porteurs de charges.

Q27 - Q28



l'accumulation d' e^- mobiles sur une face et le défaut \oplus sur l'autre créent un gradient de potentiel électrique à l'origine de l'apparition du champ électrique de Hall.

b - Modélisation

Q29 - $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - \alpha \vec{v} - e\vec{v} \wedge \vec{B}$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} + \frac{e}{m} \vec{v} \wedge \vec{B} = -\frac{e}{m} \vec{E}$$

Q30 - Avec $\vec{j} = -n_e e \vec{v}$

$$\frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{\vec{j}}{\tau} + \frac{e}{m} \vec{j} \wedge \vec{B} = + \frac{m n_e e^2}{m} \vec{E}$$

$$\frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{\vec{j}}{\tau} + \frac{e\vec{B}}{m} \wedge \vec{j} = \frac{m n_e e^2}{m} \vec{E}$$

avec $\omega_c = \frac{eB}{m}$

$$\frac{m n_e e^2}{m} = \frac{\alpha}{m} \left(\frac{m n_e e^2}{\alpha} \right) = \frac{\tau}{\tau} \frac{m n_e e^2 \tau}{m} = \sigma$$

Q31 - ω_c est le pulsat cyclotron à laquelle un e^- tourne autour du champ \vec{B} (lorsque celle-ci agit uniquement)

Q32 - En régime permanent, l'éq. diff. devient:

$$\frac{\vec{j}}{\tau} - \omega_c \wedge \vec{j} = \frac{\sigma}{\tau} \vec{E}$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{j}}{\sigma} - \frac{\tau \omega_c}{\sigma} \vec{v}_3 \wedge \vec{j}$$

En proj. sur \vec{e}_x et \vec{e}_y

$$\begin{cases} E_x = \frac{jz}{\sigma} + \frac{\tau \omega_c}{\sigma} jy \\ E_y = \frac{jy}{\sigma} - \frac{\tau \omega_c}{\sigma} jx \end{cases} \rightarrow \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma} & \frac{\tau \omega_c}{\sigma} \\ -\frac{\tau \omega_c}{\sigma} & \frac{1}{\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} jx \\ jy \end{pmatrix}$$

Unité des $\rho_{ij} = \left[\frac{\Omega}{\sigma} \right] = \Omega \cdot m$

$$\begin{cases} \rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{1}{\sigma} \\ \rho_{xy} = -\rho_{yx} = \frac{\tau \omega_c}{\sigma} \end{cases}$$

résistivité = inverse de la conductivité

Q.33. $E_y = \frac{jy}{\sigma} - \frac{\tau \omega_c}{\sigma} jx = -\frac{\tau \omega_c}{\sigma} jx$ avec $jy = 0$

$I = jx \cdot ab$ et $V_H = \int dV = - \int E_y dy = -E_y \cdot a$

$V_H = \frac{\tau \omega_c a}{\sigma} jx$

$V_H = R_H I$

$\hookrightarrow R_H = \frac{V_H}{I} = \frac{\tau \omega_c a}{\sigma I} \times \frac{I}{ab}$

$R_H = \frac{\tau \omega_c}{\sigma b} = \frac{m \times B}{m v_e \times m b}$

$$R_H = \frac{B}{m v_e b}$$

Q.34 - Pour B, connue ~~sur~~ mesurant V_H et I on a accès à R_H donc $m v$

Pour $m v$ et b connus, on a accès à B.

Q.35 - AN: $R_H = \frac{1}{4.7 \cdot 10^{23} \times 1.6 \cdot 10^{-19} \times 10^{-4}} \approx \frac{1}{4} \cdot 10^6$

alors $V_H \approx 1 \times \frac{1}{4} \cdot 10^{-6} \text{ e} \approx 99 \text{ fracs de } \mu V!$

Cette tension est très difficilement mesurable (appareil classique capable de mesurer des tens de 99 mV)

Q.36 - Pour un semi-conducteur (extrinsèque)

comme le silicium

$$m v = 7,8 \cdot 10^{24} \times e = \frac{172 \cdot 10^{-3} \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \times 300}$$

$m v = 10 \cdot 10^{24} \cdot 10^{-3}$

$C = 2,665 \cdot 10^{21}$ on prend $T \approx 300 \text{ K}$ à T ambiante!

$m v \approx 10^{22} \text{ m}^{-3}$

$C = 2,25 \cdot 10^{-3}$

La densité en porteur de charge est divisée par $10^7!$ par rapport à un bon conducteur ohmique

La tension de Hall sera alors de l'ordre du Volt dans les condit précédentes, alors "facilement" mesurable.

Q.37 - $R_H = \frac{B}{m v_e b} = \frac{B}{m v_e b} e \frac{\tau}{k_B T}$

la $R_H = \frac{B}{m v_e b} + \frac{\tau}{k_B T}$

dérivée $\left. \frac{dR_H}{R_H} = -\frac{\tau}{k_B T^2} dT \rightarrow \frac{\Delta R_H}{R_H} = \frac{+\tau}{k_B T^2} \Delta T \right\}$

AN: $\Delta T = 10 \text{ K}$
 $T = 300 \text{ K}$

$$\left| \frac{\Delta R_H}{R_H} \right| = \frac{172 \cdot 10^{-3} \times 1,6 \cdot 10^{-19} \times 10}{1,38 \cdot 10^{-23} \times (300)^2} \approx 22 \times 10^{-21} = 22\% \cdot 10^{-19} = 22\% \cdot 10^{-19} !!$$

Inconvénient:

la valeur de R_H et V_H est très sensible à la température et notamment à l'effet Joule qui fait augmenter la température du matériau.

Les appareils actuels sont spécifiquement conçus pour évaluer efficacement cette chaleur et maintenir une T le + constante possible.

Purification du Nickel CCINP MP 2022

L'enthalpie libre standard de réaction s'écrit :

$$\Delta_r G^0 = \Delta_r H^0 - T \Delta_r S^0, \text{ soit } \alpha = \Delta_r H^0 \text{ et } \beta = -\Delta_r S^0$$

On utilise la loi de Hess pour trouver $\Delta_r H^0$ en sachant que $\Delta_f H^0(\text{Ni}(s)) = 0$:

$$\alpha = \Delta_r H^0 = \Delta_f H^0(\text{Ni}(\text{CO})_{4(g)}) - 4\Delta_f H^0(\text{CO}(g)), \text{ soit avec le changement d'état :}$$

$$\alpha = \Delta_f H^0(\text{Ni}(\text{CO})_{4(l)}) + \Delta_{\text{vap}} H^0(\text{Ni}(\text{CO})_4) - 4\Delta_f H^0(\text{CO}(g))$$

AN : $\alpha = -158 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$

On utilise la définition de l'entropie molaire :

$$\beta = -\Delta_r S^0 = -S_m^0(\text{Ni}(\text{CO})_{4(g)}) + S_m^0(\text{Ni}(s)) + 4S_m^0(\text{CO}(g)), \text{ soit avec le changement d'état :}$$

$$\beta = -S_m^0(\text{Ni}(\text{CO})_{4(l)}) - \frac{\Delta_{\text{vap}} H^0(\text{Ni}(\text{CO})_4)}{T_{\text{vap}}} + S_m^0(\text{Ni}(s)) + 4S_m^0(\text{CO}(g))$$

AN : $\beta = 407 \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}$

La température d'inversion est atteinte pour :

$$\Delta_r G^0(T_i) = 0 = \alpha + \beta T_i, \text{ soit } T_i = -\frac{\alpha}{\beta}$$

AN : $T_i = 388 \text{ K} = 115^\circ\text{C}$

On calcule les constantes d'équilibre à l'aide de la relation :

$$K^0(T) = \exp\left(-\frac{\Delta_r G^0(T)}{RT}\right), \text{ soit } K^0(T) = \exp\left(-\frac{\alpha + \beta T}{RT}\right)$$

AN : $K^0(50^\circ\text{C}) = 1,97 \cdot 10^4$ et $K^0(160^\circ\text{C}) = 6,30 \cdot 10^{-3}$

(b) $\alpha = \Delta_r H^0 < 0$: on en déduit que la réaction est **exothermique**.

$-\beta = \Delta_r S^0 < 0$: il y a une **diminution du désordre** au cours de la réaction, car il y a une diminution du nombre total de moles de gaz.

Si on augmente la température de manière isobare, on ne modifie pas le quotient réactionnel, mais on diminue la constante d'équilibre comme le montre la loi de Van't Hoff :

$$\frac{d \ln(K^0)}{dT} = \frac{\Delta_r H^0}{RT^2} < 0$$

On a donc $Q_r > K^0$, l'équilibre est donc déplacé dans le **sens indirect** (correspondant au sens endothermique).

Si on augmente la pression de manière isotherme, on ne modifie pas la constante d'équilibre quotient réactionnel, mais on diminue le quotient réactionnel comme le montre son expression :

$$Q_r = \frac{x_{\text{Ni}(\text{CO})_4}}{x_{\text{CO}}^4} \times \left(\frac{P^0}{P}\right)^3$$

On a donc $Q_r < K^0$, l'équilibre est donc déplacé dans le **sens direct** (correspondant à une diminution du nombre total de moles de gaz).

(c) La réaction étant exothermique, les fours s'échaufferaient si on n'utilisait pas d'eau de refroidissement. Il est important de rester à une température inférieure à la température d'inversion pour avoir une réaction déplacée dans le sens direct.

Pour maintenir le réacteur isotherme, l'eau doit évacuer une quantité de chaleur égale à celle produite par la transformation d'une tonne de minerai de carbonyle :

$$Q = -n\Delta_r H^0, \text{ soit } Q = -\frac{m}{M(\text{Ni})} \Delta_r H^0$$

AN : $Q = 2,7 \cdot 10^9 \text{ J}$

On applique la loi d'action des masses à l'équilibre chimique :

$$K^0 = \frac{x_{\text{Ni}(\text{CO})_4}}{x_{\text{CO}}^4} \times \left(\frac{P^0}{P}\right)^3$$

en sachant que $x_{\text{CO}} = 1 - x_{\text{Ni}(\text{CO})_4}$. On obtient en notant $x = x_{\text{Ni}(\text{CO})_4}$:

$$K^0 = \frac{x}{(1-x)^4} \times \left(\frac{P^0}{P}\right)^3$$

En supposant la réaction très avancée, on fait l'hypothèse que $x \approx 1$, et on cherche $\varepsilon = 1 - x \ll 1$, soit :

$$K^0 = \frac{1}{\varepsilon^4} \times \left(\frac{P^0}{P}\right)^3, \text{ soit } \varepsilon = \sqrt[4]{\frac{1}{K^0} \times \left(\frac{P^0}{P}\right)^3}$$

AN : $\varepsilon = 8,4 \cdot 10^{-2} \ll 1$: l'hypothèse est validée, on en déduit $x = 92\%$

(d) On s'intéresse à l'équilibre de vaporisation du tétracarbonyle de nickel :

$$\text{Ni}(\text{CO})_{4(l)} = \text{Ni}(\text{CO})_{4(g)} \text{ de constante d'équilibre } K_2^0$$

On intègre la loi de Van't Hoff entre les températures T_1 et T_2 :

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{d \ln(K_2^0)}{dT} dT = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\Delta_{\text{vap}} H^0}{RT^2} dT, \text{ soit } \ln\left(\frac{K_2^0(T_2)}{K_2^0(T_1)}\right) = \frac{\Delta_{\text{vap}} H^0}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)$$

La constante d'équilibre K_2^0 est donnée par la loi d'action des masses :

$$K_2^0 = \frac{P_{\text{Ni}(\text{CO})_4}}{P^0} = \frac{x P_{\text{eq}}}{P^0}$$

On en déduit la pression d'équilibre à la température T_2 :

$$\ln\left(\frac{P_{\text{eq}}(T_2)}{P_{\text{eq}}(T_1)}\right) = \frac{\Delta_{\text{vap}} H^0}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right), \text{ soit } P_{\text{eq}}(T_2) = P_{\text{eq}}(T_1) \exp\left[\frac{\Delta_{\text{vap}} H^0}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right]$$

AN : $P_{\text{eq}}(T_2) = 21 \text{ bar}$. En travaillant à une pression $P = 20 \text{ bar}$, on ne dépasse pas cette condition d'équilibre.

On en déduit que le tétracarbonyle de nickel est à l'**état gazeux**.

(e) On reprend la loi d'action des masses :

$$K^0 = Q_{r,eq} = \frac{x}{(1-x)^4} \times \left(\frac{P^0}{P}\right)^3$$

On calcule numériquement le quotient réactionnel avec $x = 0,66$: $Q_{r,eq} = 6,2 \cdot 10^{-3}$. On obtient un très bon accord avec la valeur de $K^0(160^\circ\text{C}) = 6,3 \cdot 10^{-3}$, ce qui valide $x = 0,66$ à l'équilibre.

On constate qu'on forme moins de tétracarbonyle qu'à 50°C (défavorable pour la thermodynamique), mais on augmente la vitesse de réaction (favorable pour la cinétique). Il faut réaliser un **compromis** pour une production industrielle.