

Partie I — Isolation thermique de l'habitat (CCINP PSI 2025)

1 — Étude d'une paroi plane

Q1. Loi de Fourier :

$$\vec{j}_Q = -\lambda \vec{\text{grad}} T,$$

où :

- \vec{j}_Q vecteur densité de courant thermique, en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$;
- λ conductivité thermique, en $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$;
- T température, en K.

Q2. Système : tranche comprise entre x et $x+dx$ de section S_0 , possédant l'énergie interne δU .

Bilan entre t et $t+dt$:

$$d(\delta U) = \delta^2 Q_{\text{reçu}}.$$

Terme de variation :

$$d(\delta U) = \rho c dT S_0 dx = \rho x \frac{\partial T}{\partial x} dt S_0 dx.$$

Terme d'échange :

$$\delta^2 Q_{\text{reçu}} = \phi(x, t) dt - \phi(x+dx, t) dt = -\frac{\partial \phi}{\partial x} dx dt$$

avec

$$\phi = j_Q S_0 = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} S_0$$

soit

$$\delta^2 Q_{\text{reçu}} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} S_0 dx dt.$$

On obtient

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}.$$

Q3. En régime stationnaire, on a $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$, d'où

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = 0.$$

Le profil de température est affine : $T(x) = Ax + B$.

Avec $T(0) = T_1$ et $T(e_0) = T_2$, on obtient

$$T(x) = T_1 + (T_2 - T_1) \frac{x}{e_0}.$$

Q4. Le flux thermique traversant la paroi est

$$\Phi = j_Q S = -\lambda \frac{dT}{dx} S_0$$

soit

$$\Phi = \lambda \frac{T_1 - T_2}{e_0} S_0.$$

La résistance thermique est définie par

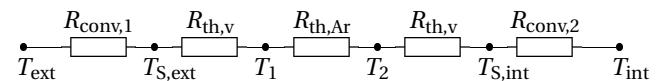
$$T_1 - T_2 = R_{\text{th}} \Phi$$

d'où

$$R_{\text{th}} = \frac{e_0}{\lambda S_0}.$$

2 — Étude d'une fenêtre double vitrage

Q5. Les résistances thermiques associées aux transferts conducto-convectif ou conductif sont en série :



Les résistances thermiques conducto-convectives sont

$$R_{\text{conv},1} = \frac{1}{h_e S_f} \quad \text{et} \quad R_{\text{conv},2} = \frac{1}{h_i S_f}.$$

Les résistances thermiques conductives sont

$$R_{\text{th},v} = \frac{e}{\lambda_v S_f} \quad \text{et} \quad R_{\text{th},Ar} = \frac{e}{\lambda_{\text{Ar}} S_f}.$$

Q6. Pour un même flux, la différence de température entre les faces d'un conducteur est donnée par

$$T_1 - T_2 = R_{\text{th}} \phi = \frac{e}{\lambda S} \phi.$$

L'écart de température est donc plus faible pour un bon conducteur thermique (λ élevé) que pour un mauvais conducteur (λ faible).

La température varie donc plus vite dans l'air que dans le verre : il faut retenir le **profil b.**

3 — Étude d'une pièce d'habitation

Q7. Un bilan d'énergie appliquée à la pièce s'écrit en régime stationnaire :

$$0 = -\phi dt + P dt.$$

On a donc $P = \phi$: le chauffage compense les pertes thermiques.

Comme

$$\phi = \frac{T_{\text{int}} - T_{\text{ext}}}{R_1}$$

on en déduit

$$R_1 = \frac{T_{\text{fin}} - T_{\text{ext}}}{P}.$$

On calcule $R_1 = \frac{294 - 274}{500}$, soit $R_1 = 4 \times 10^{-2} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$.

Q8. L'approximation des régimes quasi-stationnaires permet d'utiliser les résistances thermiques.

Effectuons un bilan d'énergie à la pièce :

$$dU = -\phi dt + P dt$$

soit

$$CdT = -\frac{T - T_{\text{ext}}}{R_1} dt + P dt.$$

On a donc

$$\frac{dT}{dt} + \frac{T - T_{\text{ext}}}{R_1 C} = \frac{P}{C}.$$

D'après la question précédente, on a

$$\frac{P}{C} = \frac{T_{\text{fin}} - T_{\text{ext}}}{R_1 C}$$

d'où

$$\frac{dT}{dt} + \frac{T}{R_1 C} = \frac{T_{\text{fin}}}{R_1 C}.$$

La solution générale est

$$T(t) = A \exp\left(-\frac{t}{R_1 C}\right) + T_{\text{fin}}.$$

Comme $T(0) = T_{\text{ext}}$, on obtient

$$T(t) = (T_{\text{ext}} - T_{\text{fin}}) \exp\left(-\frac{t}{R_1 C}\right) + T_{\text{fin}}.$$

Q9. On calcule

$$R_{\text{pl}} = \frac{e_p}{\lambda_p S_p} = \frac{5 \times 10^{-2}}{0,1 \times 10}$$

soit $R_{\text{pl}} = 5 \times 10^{-2} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$.

Le plafond est en parallèle avec l'ensemble mur-fenêtre, donc

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_{\text{mf}}} + \frac{1}{R_{\text{pl}}}$$

d'où

$$R_{\text{mf}} = \frac{R_1 R_{\text{pl}}}{R_{\text{pl}} - R_1}.$$

On calcule

$$R_{\text{mf}} = \frac{4 \times 10^{-2} \times 5 \times 10^{-2}}{5 \times 10^{-2} - 4 \times 10^{-2}}$$

soit $R_{\text{mf}} = 0,2 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$.

On a $R_{\text{mf}} > R_{\text{pl}}$: les déperditions sont plus importantes par le plafond.

Q10. La résistance thermique de l'isolant ajouté est

$$R_{\text{isol}} = \frac{e_{\text{isol}}}{\lambda_{\text{isol}} S_p}.$$

L'isolant étant en série avec le plafond, la nouvelle résistance thermique du plafond isolé est $R'_{\text{pl}} = R_{\text{pl}} + R_{\text{isol}}$, soit

$$R'_{\text{pl}} = R_{\text{pl}} + \frac{e_{\text{isol}}}{\lambda_{\text{isol}} S_p}.$$

La résistance thermique de la pièce passe de $4 \times 10^{-2} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$ à $0,12 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$: les pertes d'énergie ont donc été divisées par 3.

Partie II – Isolation thermique d'un toit (banque PT 2025)

Q1. Loi de Fourier :

$$\vec{J}_Q = -\lambda \vec{\text{grad}} T.$$

Le signe « - » indique que le transfert thermique s'effectue des zones de température élevée vers les zones de température plus faible.

Q2. L'équation de la chaleur unidimensionnelle en cartésienne s'écrit

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}.$$

Q3. En notant ϕ le flux thermique dans le sens des x croissants, la résistance thermique de la couche isolante est définie par

$$R_{\text{th}} = \frac{T(d) - T(0)}{\phi}.$$

Pour la couche isolante considérée, elle s'écrit

$$R_{\text{th}} = \frac{d}{\lambda S}.$$

Q4. La couche d'isolant est en série avec le toit. La résistance thermique du toit isolé est donc

$$R_{\text{th,toit iso}} = R_{\text{th,toit}} + R_{\text{th,iso}}.$$

La différence de température entre intérieur et extérieur étant fixée, il faut multiplier la résistance thermique par 10 pour diviser les pertes thermiques à travers le toit par 10, soit

$$R_{\text{th,toit iso}} = 10 R_{\text{th,toit}}.$$

Il faut donc

$$R_{\text{th,iso}} = 9 R_{\text{th,toit}}$$

Q5. Il faut donc

$$\frac{d}{\lambda S} = 9 R_{\text{th,toit}}$$

d'où

$$d = 9 \lambda S R_{\text{th,toit}}.$$

On calcule

$$d_\ell = 9 \times 0,032 \times 100 \times 1 \times 10^{-2} = 0,29 \text{ m}$$

soit $d_\ell = 29 \text{ cm}$.

De même, on calcule

$$d_0 = 9 \times 0,040 \times 100 \times 1 \times 10^{-2} = 0,36 \text{ m}$$

soit $d_0 = 36 \text{ cm}$.

Q6. On a

$$T_0 - T_1 = 13 \text{ }^{\circ}\text{C} \quad \text{et} \quad T_0 + T_1 = 37 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

$$T_0 = 25 \text{ }^{\circ}\text{C} \quad \text{et} \quad T_1 = 12 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Pour une période d'une journée, la pulsation est

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{24}$$

soit $\omega = 0,26 \text{ rad} \cdot \text{h}^{-1}$.

Q7. Écrivons que $\underline{T}(x, t)$ vérifie l'équation de la chaleur :

$$\rho c i \omega \underline{f}(x) e^{i \omega t} = \lambda \underline{f}''(x) e^{i \omega t}$$

soit

$$\underline{f}''(x) - \frac{i \rho c \omega}{\lambda} \underline{f}(x) = 0.$$

Q8. Avec l'expression proposée, on calcule

$$\underline{f}''(x) = \frac{(1+i)^2}{\delta^2} \underline{f}(x).$$

L'équation différentielle conduit alors à

$$\frac{(1+i)^2}{\delta^2} = \frac{i \rho c \omega}{\lambda},$$

soit comme $(1+i)^2 = 1 - 1 + 2i = 2i$:

$$\frac{2i}{\delta^2} = \frac{i \rho c \omega}{\lambda}.$$

On en déduit

$$\delta = \sqrt{\frac{2\lambda}{\rho c \omega}}.$$

δ a la dimension d'une **longueur** :

— on peut dire que l'argument doit être sans dimension pour l'établir;

— d'après l'équation différentielle, on déduit que $\frac{\rho c \omega}{\lambda}$ a la dimension de l'inverse d'une longueur au carré.

Q9. On peut écrire

$$\underline{T}(x) = T_0 + \underline{A} e^{x/\delta} e^{i(\omega t+x/\delta)} + \underline{B} e^{x/\delta} e^{i(\omega t-x/\delta)}.$$

Le terme $\omega t + x/\delta$ correspond à une propagation dans le sens des x décroissants; comme on ne souhaite conserver que l'onde thermique se propageant dans le sens des x croissants, on a $\underline{A} = 0$, et

$$\underline{T}(x) = T_0 + \underline{B} e^{x/\delta} e^{i(\omega t-x/\delta)}.$$

En $x = 0$, on impose

$$\underline{T}(0, t) = T_0 + T_1 e^{i \omega t} = T_0 + \underline{B} e^{x/\delta} e^{i \omega t}$$

d'où $\underline{B} = T_1$. La partie réelle de $\underline{T}(x, t)$ donne alors

$$T(x, t) = T_0 + T_1 e^{-x/\delta} \cos\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right).$$

On peut écrire

$$\begin{aligned} T(x = d, t) &= T_0 + T_1 e^{-d/\delta} \cos\left(\omega t - \frac{d}{\delta}\right) \\ &= T_0 + T_1 e^{-d/\delta} \cos\omega\left(t - \frac{d}{\omega\delta}\right). \end{aligned}$$

On a donc

$$T(x = d, t) = T_0 + T_1 e^{-d/\delta} \cos[\omega(t - \tau)]$$

avec

$$\tau = \frac{d}{\omega\delta} = \frac{d}{\omega} \sqrt{\frac{\rho c \omega}{2\lambda}}$$

soit

$$\tau = d \sqrt{\frac{\rho c}{2\lambda\omega}}.$$

Q10. Le déphasage entre $T(0, t)$ et $T(d, t)$ est $\omega\tau$. On aura une opposition de phase pour $\omega\tau = \pi$, soit

$$\tau = \frac{T}{2} = 12 \text{ h}.$$

C'est donc **l'ouate de cellulose qui offre le meilleur confort thermique**.

1 Décantation statique

1. Une particule est soumise à :

- son poids $\vec{P} = \rho_0 \frac{4}{3} \pi r^3 g \vec{e}_z$;
- la poussée d'Archimède $\vec{\Pi}_A = -\rho_e \frac{4}{3} \pi r^3 g \vec{e}_z$;
- la force de frottement $\vec{F} = -6\pi\eta r \vec{v}$.

La seconde loi de Newton s'écrit

$$\rho_0 \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{d\vec{v}}{dt} = (\rho_0 - \rho_e) \frac{4}{3} \pi r^3 g \vec{e}_z - 6\pi\eta r \vec{v},$$

soit

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{9\eta}{2\rho_0 r^2} \vec{v} = \left(1 - \frac{\rho_e}{\rho_0}\right) g \vec{e}_z.$$

La vitesse limite correspond à $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{0}$, soit

$$\frac{9\eta}{2\rho_0 r^2} \vec{v}_\ell = \left(1 - \frac{\rho_e}{\rho_0}\right) g \vec{e}_z.$$

On a donc

$$\vec{v}_\ell = \frac{2\rho_0 g r^2}{9\eta} \left(1 - \frac{\rho_e}{\rho_0}\right) \vec{e}_z.$$

Comme $\rho_0 > \rho_e$, on a $1 - \frac{\rho_e}{\rho_0} > 0$, d'où $v_\ell > 0$: les particules, plus denses que l'eau, tombent vers le fond sous l'effet de la pesanteur (principe de la décantation).

L'équation différentielle vérifiée par \vec{v} peut s'écrire

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} = \left(1 - \frac{\rho_e}{\rho_0}\right) g \vec{e}_z,$$

faissant apparaître le temps caractéristique

$$\tau_c = \frac{2\rho_0 r^2}{9\eta}.$$

2. Le flux de \vec{J} , soit $j(z)S$, représente le nombre de particules qui traversent la surface S par unité de temps et s'exprime en s^{-1} ; $j(z)$ s'exprime en $m^{-2} \cdot s^{-1}$.

On a $\vec{J} = n(z) v_\ell \vec{e}_z$.

3. La loi de Fick s'énonce

$$\vec{J}_D = -D \vec{\text{grad}} n.$$

Ici on peut écrire $j_D(z) = -D \frac{dn}{dz}$.

Unités :

- le courant $j_D(z)$ s'exprime en $m^{-2} \cdot s^{-1}$;
- la densité de particules $n(z)$ s'exprime en m^{-3} ;
- le coefficient de diffusion D s'exprime en $m^2 \cdot s^{-1}$.

Sous l'effet de leur chute, les particules ont tendance à s'accumuler au fond du bassin : $n(z)$ est donc une fonction croissante de z , soit $\frac{dn}{dz} > 0$. Le vecteur \vec{J}_D est donc dirigé selon $-\vec{e}_z$: **le courant de diffusion est ascendant**.

4. En régime permanent, on a $\vec{J} + \vec{J}_D = \vec{0}$, soit

$$n(z) v_\ell - D \frac{dn}{dz} = 0.$$

On a donc

$$\frac{dn}{n} = \frac{v_\ell}{D} dz,$$

soit

$$\int_{n_0}^{n(z)} dn = \frac{v_\ell}{D} \int_0^z dz,$$

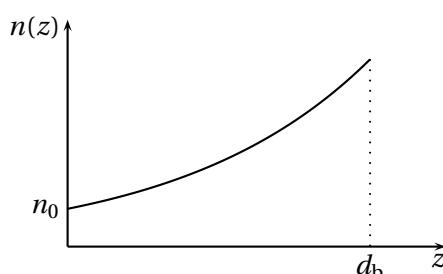
d'où

$$\ln\left(\frac{n(z)}{n_0}\right) = \frac{v_\ell}{D} z.$$

On a donc

$$n(z) = n_0 \exp\left(\frac{v_\ell}{D} z\right).$$

Graphe :



5. En l'absence de sédimentation, on aurait une densité volumique uniforme N_0 ; le nombre de particule dans une tranche de longueur dx , de largeur ℓ (selon Oy) et de hauteur d_b serait donc

$$\delta N = N_0 d_b \ell dx.$$

Avec la densité $n(z)$, le nombre de particules dans cette tranche est

$$\begin{aligned} \delta N &= dx \int_0^{d_b} n(z) \ell dz = dx \int_0^{d_b} n_0 \exp\left(\frac{v_\ell}{D} z\right) \ell dz \\ &= n_0 \ell dx \frac{D}{v_\ell} \left[\exp\left(\frac{v_\ell}{D} z\right) \right]_0^{d_b} = \frac{n_0 D}{v_\ell} \left[\exp\left(\frac{v_\ell d_b}{D}\right) - 1 \right] \ell dx. \end{aligned}$$

Par identification, on obtient

$$n_0 = \frac{N_0 d_b v_\ell}{D \left[\exp\left(\frac{v_\ell d_b}{D}\right) - 1 \right]}.$$

6. La sédimentation se fait sur une distance d_b avec une vitesse v_ℓ ; le temps caractéristique associé est donc

$$\tau_s = \frac{d_b}{v_\ell}.$$

La diffusion se fait sur une longueur caractéristique d_b , avec un coefficient D . D'après l'équation de la diffusion, on peut construire le temps caractéristique de ce phénomène :

$$\tau_D = \frac{d_b^2}{D}.$$

7. On remarque que

$$\frac{v_\ell d_b}{D} = \frac{v_\ell}{d_b} \frac{d_b^2}{D} = \frac{\tau_D}{\tau_s},$$

d'où

$$n_0 = N_0 \frac{\tau_D / \tau_s}{\exp\left(\frac{\tau_D}{\tau_s}\right) - 1}.$$

La densité en particules au niveau de la surface est n_0 . L'eau est clarifiée si les particules se sont accumulées au fond du bassin; la densité à la surface est alors très faible devant la densité dans l'eau avant clarification, soit $n_0 \ll N_0$. Il faut donc

$$\frac{\tau_D}{\tau_s} \ll \exp\left(\frac{\tau_D}{\tau_s}\right) - 1$$

ce qui est vérifié si $\frac{\tau_D}{\tau_s} \gg 1$.

L'eau est clarifiée si $\tau_s \ll \tau_D$.

Cette condition signifie que la sédimentation est rapide devant la diffusion : le phénomène de sédimentation, qui tend à clarifier l'eau, l'emporte sur le phénomène de diffusion, qui s'oppose à la clarification en tendant à rendre la concentration en particules uniforme.

2 Clarification dynamique de l'eau polluée

8. La traversée se fait sur une longueur L_b avec une vitesse u ; le temps caractéristique associé est donc

$$\tau_T = \frac{L_b}{u}.$$

L'eau est clarifiée sur pendant la durée de traversée, les particules ont le temps de sédimenter, c'est-à-dire si $\tau_s < \tau_T$.

► Cette condition s'écrit $\frac{L_b}{u} > \frac{d_b}{v_\ell}$, soit $u < v_\ell \frac{L_b}{d_b}$. Il faut donc une vitesse d'écoulement pas trop élevée, et un bassin ayant une grande longueur et une faible profondeur.

Partie IV — Étude thermodynamique de l'obtention de tétrafluorouranium (banque PT 2025)

Q1. On calcule

$$\Delta_r H^\circ = \Delta_f H^\circ(\text{UF}_4(\text{g})) + 2\Delta_f H^\circ(\text{H}_2\text{O}(\text{g})) - \Delta_f H^\circ(\text{UO}_2(\text{s})) - 4\Delta_f H^\circ(\text{HF}(\text{g}))$$

soit $\Delta_r H^\circ = -228 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$.

Q2. On calcule

$$\Delta_r S^\circ = S^\circ(\text{UF}_4(\text{s})) + 2S^\circ(\text{H}_2\text{O}(\text{g})) - S^\circ(\text{UO}_2(\text{s})) - 4S^\circ(\text{HF}(\text{g}))$$

soit $\Delta_r S^\circ = -243 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$.

On a $\Delta_r S^\circ < 0$, ce qui était prévisible car la réaction s'accompagne d'une diminution de la quantité de gaz.

Q3. On calcule

$$\Delta_r G^\circ(T) = \Delta_r H^\circ - T\Delta_r S^\circ$$

à la température considérée, puis on en déduit la constante d'équilibre par

$$K^\circ = \exp\left(-\frac{\Delta_r G^\circ(T)}{RT}\right).$$

Q4. La réaction étant exothermique, elle est favorisée dans le sens direct par une basse température.

Ce ne semble pas être le choix adopté (500 °C), mais une basse température entraîne une faible vitesse de réaction.

Le choix effectué est le résultat d'un compromis entre rendement thermodynamique (T basse) et cinétique de la réaction (T élevée).

Q5. La quantité de matière de HF qui a réagi s'écrit 4ξ (où ξ est l'avancement). On a donc

$$\alpha = \frac{4\xi}{n_0}.$$

Complétons le tableau d'avancement avec le taux α :

Etat	UO_2	$+$	$4\text{HF} \longrightarrow$	UF_4	$+$	$2\text{H}_2\text{O}$
initial	excès			n_0	0	0
instant t	excès			$n_0 - 4\xi$	ξ	2ξ
instant t	excès			$n_0(1 - \alpha)$	$\frac{n_0\alpha}{4}$	$\frac{n_0\alpha}{2}$

Q6. La constante d'équilibre vérifie

$$K^\circ = \frac{a(\text{UF}_4(\text{s}))_{\text{éq}} a(\text{H}_2\text{O}(\text{g}))_{\text{éq}}^2}{a(\text{UO}_2(\text{s}))_{\text{éq}} a(\text{HF}(\text{g}))_{\text{éq}}^4}.$$

Pour les constituants solides, les activités valent

$$a(\text{UF}_4(\text{s}))_{\text{éq}} = a(\text{UO}_2(\text{s}))_{\text{éq}} = 1.$$

Pour les constituants gazeux :

$$a(\text{HF(g)})_{\text{éq}} = \frac{P(\text{HF})_{\text{éq}}}{P^{\circ}} \quad \text{et} \quad a(\text{H}_2\text{O(g)})_{\text{éq}} = \frac{P(\text{H}_2\text{O})_{\text{éq}}}{P^{\circ}}.$$

La quantité totale de gaz étant

$$n_g = n_0 \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right)$$

on a

$$P(\text{HF(g)}) = \frac{1 - \alpha}{1 - \frac{\alpha}{2}} P_T \quad \text{et} \quad P(\text{H}_2\text{O(g)}) = \frac{\frac{\alpha}{2}}{1 - \frac{\alpha}{2}} P_T.$$

On a donc

$$\begin{aligned} K^{\circ} &= \frac{\frac{\alpha_{\text{éq}}^2}{2^2}}{(1 - \alpha_{\text{éq}})^4} \left(\frac{P_T}{\left(1 - \frac{\alpha_{\text{éq}}}{2}\right) P^{\circ}} \right)^{2-4} \\ &= \frac{\alpha_{\text{éq}}^2}{4(1 - \alpha_{\text{éq}})^4} \left(\frac{P^{\circ}}{P_T} \right)^2 \frac{(2 - \alpha_{\text{éq}})^2}{4} \end{aligned}$$

soit

$$K^{\circ} = \frac{(\alpha_{\text{éq}}(2 - \alpha_{\text{éq}}))^2}{16(1 - \alpha_{\text{éq}})^4} \left(\frac{P^{\circ}}{P_T} \right)^2.$$

Q7. La pression totale est donnée par

$$P_T = \frac{\alpha_{\text{éq}}(2 - \alpha_{\text{éq}})}{4(1 - \alpha_{\text{éq}})^2 \sqrt{K^{\circ}}} P^{\circ}.$$

On calcule

$$P_T = \frac{0,9 \times (2 - 0,9)}{4(1 - 0,9)^2 \times \sqrt{5 \times 10^2}}$$

soit $P_T = 1,1 \text{ bar}$.

Q8. La réaction s'accompagnant d'une diminution de la quantité de gaz, une augmentation isotherme de pression déplace l'équilibre dans le sens direct : **α augmente lorsque la pression augmente**.

► On peut remarquer que le quotient réactionnel

$$Q_r = \frac{(\alpha(2 - \alpha))^2}{16(1 - \alpha)^4} \left(\frac{P^{\circ}}{P_T} \right)^2$$

diminue lorsque P_T augmente. On a alors $Q_r < K^{\circ}$ et

$$\Delta_r G = RT \ln \frac{Q_r}{K^{\circ}} < 0;$$

le système évolue donc dans le sens $\xrightarrow{1}$.