

Sujet d'entraînement

Bilans macroscopiques — solution

Partie 1 — Modélisation d'une machine frigorifique

Questions préalables sur le principe de fonctionnement d'une machine frigorifique

1. L'étape 1 → 2, isentropique, est donc adiabatique réversible. L'adiabaticité s'écrit $q_{12} = 0$, le premier principe s'écrit $h_2 - h_1 = w_{12}$. On lit sur le diagramme $h_2 > h_1$, donc $w_{12} > 0$. Résultat attendu dans le cas d'un compresseur, dans lequel on fournit du travail pour comprimer les fluides.

Un condenseur ne comportant pas de pièces mobiles, $w_{23} = 0$ et le premier principe s'écrit $h_3 - h_2 = q_{23}$. On lit sur le diagramme $h_3 < h_2$, donc $q_{23} < 0$. Résultat attendu dans le cas d'un condenseur, le fluide libérant de l'énergie thermique lors de sa liquéfaction (on passe d'une vapeur sèche en 2 à du liquide en 3).

Un évaporateur ne comportant pas de pièces mobiles, $w_{41} = 0$ et le premier principe s'écrit $h_4 - h_1 = q_{41}$. On lit sur le diagramme $h_1 > h_4$, donc $q_{41} > 0$. Résultat attendu dans le cas d'un évaporateur, le fluide libérant de l'énergie thermique lors de son changement d'état (on passe d'un mélange liquide-vapeur en 4 à de la vapeur sèche en 1).

2. Les échanges thermiques sont « spontanés » dans le condenseur. Comme $q_{23} < 0$, le fluide cède de l'énergie thermique : il y a un transfert thermique spontané du fluide vers la source chaude. Comme « la chaleur va du chaud vers le froid », il faut que $T_{\text{fluide}} > T_{\text{chaud}}$.

Dans l'évaporateur, on a $q_{41} > 0$: le fluide reçoit de l'énergie thermique. L'échange thermique spontané de la source froide vers le fluide nécessite donc $T_{\text{fluide}} < T_{\text{froid}}$.

3. Dans le cas du réfrigérateur domestique :

- la source froide est l'intérieur du réfrigérateur ;
- la source chaude est l'air ambiant de la maison.

Questions préalables sur l'expression utile du premier principe

4. D'après la conservation de $D_m = \mu S v$, la section S étant constante, le produit μv reste constant tout au long de la canalisation. Quand μ est minimale, la vitesse v est donc maximale.

5. En ordre de grandeur, on peut lire sur le diagramme $h_1 \approx 390 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ et $h_2 \approx 440 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$, soit $\Delta h_{12} = 50 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

1. Une mesure précise donne $h_1 = 387 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

2. Dans le domaine liquide, les isothermes sont verticales; le point 3 est donc situé sur l'isotherme partant de 30 °C sur la courbe d'ébullition.

Les variations d'énergie cinétique massique vérifient

$$\Delta e_c \leq e_{c,\text{max}} = \frac{1}{2} v_{\text{max}}^2 = 0,5 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}.$$

On a donc $\Delta e_c \ll \Delta h_{12}$: les variations d'énergie cinétique peuvent être négligées dans l'expression du premier principe.

6. L'échelle de longueur caractéristique d'une machine frigorifique est $z \approx 1 \text{ m}$. Les variations d'énergie potentielle massique de pesanteur vérifient donc

$$\Delta e_p = gz = 10 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}.$$

On a donc $\Delta e_p \ll \Delta h_{12}$: les variations d'énergie potentielle peuvent être négligées dans l'expression du premier principe.

Lecture du diagramme et intérêt de la vaporisation

7. On lit sur le diagramme $T_1 = -20 \text{ °C}$.

Le palier isobare à P_{bp} dans l'évaporateur correspond, lorsque la vapeur est formée, à l'isotherme $T_{\text{sat}}(P_{\text{bp}}) = -30 \text{ °C}$.

On en déduit la surchauffe

$$T_1 - T_{\text{sat}}(P_{\text{bp}}) = 10 \text{ °C}.$$

8. On lit sur le diagramme $T_3 = 30 \text{ °C}$.

Le palier isobare à P_{hp} dans le condenseur correspond, lorsque le liquide est formé, à l'isotherme $T_{\text{sat}}(P_{\text{hp}}) = 40 \text{ °C}$.

On en déduit le sous-refroidissement

$$T_3 - T_{\text{sat}}(P_{\text{hp}}) = -10 \text{ °C}.$$

9. En l'absence de pièce mobile, on a $w = 0$. Les parois étant calorifugées, on a $q = 0$. Le premier principe conduit donc à $\Delta h_{34} = 0$: la transformation 3 → 4 est isenthalpique.

10. On a montré que l'évolution 3 → 4 est isenthalpique. Pour la première phase de cette détente, du point 3 à la courbe de saturation, on a donc $\Delta h = 0$, d'où

$$\Delta u + \Delta \left(\frac{P}{\mu} \right) = 0.$$

Le liquide étant incompressible, de masse volumique μ_{liq} pendant cette première phase, on peut écrire

$$\Delta u = -\frac{1}{\mu_{\text{liq}}} \Delta P.$$

Comme $\Delta u = c_v \Delta T$, on a

$$\Delta T = \frac{1}{c_v \mu_{\text{liq}}} \Delta P.$$

Durant cette phase, la pression varie d'environ $\Delta P = -2,5$ bar.

Avec $\mu_{\text{liq}} = \mu_3 = 1,3 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $c_v = 1 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$, on obtient

$$\Delta T = \frac{2,5 \times 10^5}{10^3 \times 1,3 \times 10^3}$$

soit $\Delta T \approx 0,2$ °C.

La variation de température étant de 60 °C dans le détenteur, on peut négliger la variation de température tant que l'on est dans la zone du liquide.

Une isenthalpique est donc bien assimilable à une isotherme dans cette zone, ce qui valide l'approximation $\Delta h \approx c_p \Delta T$.

11. La vaporisation du liquide jusqu'à un point du palier isobare où la fraction massique en vapeur est x_{vap} fait passer du liquide pur à 30 °C à un mélange liquide-vapeur à -30 °C.

L'enthalpie étant une fonction d'état, on peut calculer sa variation entre deux états sur n'importe quel chemin reliant ces deux états. La chaleur latente de vaporisation étant donné pour la température T_4 , il est naturel de décomposer l'évolution selon le chemin fictif suivant :

- refroidissement du liquide pur de $T_3 = 30$ °C à $T_4 = -30$ °C (on rejoint le palier P_{bp} le long de la courbe d'ébullition selon $A \rightarrow B$);
- vaporisation à la température T_4 d'une fraction massique Δx_{vap} de liquide selon $B \rightarrow C$.

Pour une masse $m = 1$ kg de liquide, la variation d'enthalpie pour la première phase est

$$\Delta h_{AB} = c_p(T_4 - T_3),$$

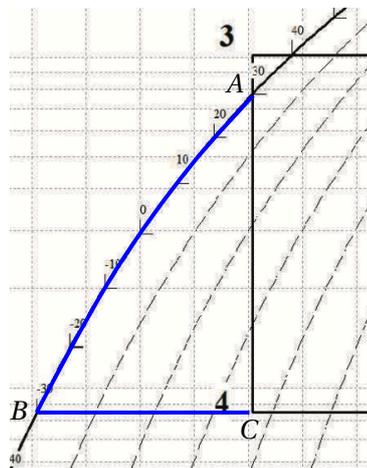
Et la variation d'enthalpie pour la seconde phase est

$$\Delta h_{BC} = \Delta x_{\text{vap}} L_{\text{vap}}(T_4).$$

Le long du chemin total, l'enthalpie étant une fonction d'état, on a $\Delta h = \Delta h_{AB} + \Delta h_{BC}$, soit

$$\Delta h = c_p(T_4 - T_3) + \Delta x_{\text{vap}} L_{\text{vap}}(T_4).$$

12. Considérons le palier isotherme à la température T_4 , joignant la courbe d'ébullition à la courbe de rosée : la transformation correspondante est la vaporisation totale du liquide; la variation d'enthalpie vaut alors $\Delta h = L_{\text{vap}}(T_4)$.



On lit sur le diagramme $\Delta h = 380 - 162 = 218 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

On a donc $L_{\text{vap}}(T_4) = 218 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

La transformation $3 \rightarrow 4$ étant isenthalpique, compte tenu des deux questions précédentes, on peut écrire

$$\Delta h_{34} = 0 = c_p(T_4 - T_3) + x_4 L_{\text{vap}}(T_4),$$

d'où

$$T_4 - T_3 = -\frac{x_4 L_{\text{vap}}(T_4)}{c_p}.$$

On mesure $x_4 = 0,36$, d'où

$$T_4 - T_3 = -\frac{0,36 \times 218 \times 10^3}{10^3} = -78 \text{ °C}.$$

Cette valeur est du même ordre de grandeur (quoique sensiblement différente que celle lue sur le diagramme).

Hypothèses simplificatrice et efficacité de la machine

13. Il faut négliger la perte de charge lors de l'écoulement du fluide dans les échangeurs pour pouvoir considérer les échanges thermiques comme isobares (sinon, on observe une baisse de pression).

14. Il faut supposer la compression comme étant **adiabatique et réversible** pour qu'elle soit isentropique.

15. Dans le cas de la machine frigorifique :

— l'énergie massique utile est le transfert thermique q_{41} prélevé à la source froide lors de la transformation $4 \rightarrow 1$. On lit $q_{41} = h_1 - h_4 = 387 - 242$ soit

$$q_{41} = 145 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1};$$

— l'énergie massique coûteuse est le travail w_{12} fourni au compresseur lors de la transformation $1 \rightarrow 2$. On lit $w_{12} = h_2 - h_1 = 440 - 387$ soit

$$w_{12} = 53 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

L'efficacité est donnée par

$$e = \frac{q_{41}}{w_{12}}.$$

Elle vaut alors $e = \frac{145}{53}$, soit $e = 2,7$

16. Le premier principe s'écrit pour un cycle

$$\Delta u = w + q_{\text{chaud}} + q_{\text{froid}} = 0.$$

Le second principe conduit à l'égalité de Clausius dans le cas d'un cycle réversible :

$$\Delta s = \frac{q_{\text{froid}}}{T_{\text{froid}}} + \frac{q_{\text{chaud}}}{T_{\text{chaud}}} = 0,$$

d'où

$$q_{\text{chaud}} = -\frac{T_{\text{chaud}}}{T_{\text{froid}}} q_{\text{froid}}.$$

On en déduit

$$w + q_{\text{froid}} \left(1 - \frac{T_{\text{chaud}}}{T_{\text{froid}}} \right) = 0,,$$

D'où

$$e = \frac{T_{\text{froid}}}{T_{\text{chaud}} - T_{\text{froid}}}.$$

L'application numérique donne³ $e = 7,4$.

L'efficacité de Carnot est supérieure à l'efficacité de la machine réelle, résultat prévisible car la machine de Carnot correspond à l'efficacité maximale, dans le cadre d'un comportement idéalement réversible.

Les sources d'irréversibilité dans le cycle réel sont principalement :

- les transferts thermiques dans le condenseur et l'évaporateur, qui se font entre deux corps de températures différentes (cf. question 2);
- la perte de charge dans les échangeurs;
- les irréversibilités mécaniques dans le compresseur.

17. La courbe 1 → 2, qui décrit une compression considérée comme adiabatique et réversible, suit donc une isentropique.

Partie 2 — Vidange d'une citerne

1 Écoulement parfait

1. La relation de Bernoulli s'applique à un écoulement

- parfait;
- stationnaire;
- incompressible;
- homogène.

2. La conservation de la masse se traduit par $D_m = \text{cte}$ pour toute section d'un tube de courant.

On a donc $D_m = \rho S_A V_A = \rho S_B V_B$, soit comme $\rho = \text{cte}$

$$S_A V_A = S_B V_B .$$

3. La relation de Bernoulli entre A et B s'écrit

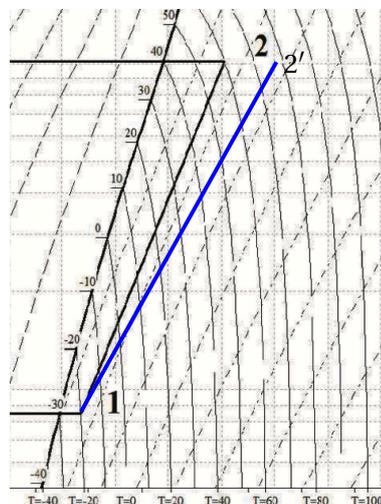
$$\frac{P_0}{\rho} + \frac{V_A^2}{2} + gh = \frac{P_0}{\rho} + \frac{V_B^2}{2}.$$

3. Ne pas oublier de convertir T_{froid} en kelvin au numérateur...

Si la compression, toujours adiabatique, est irréversible, on a

$$s_{12} = s_{\text{créé}} > 0.$$

L'entropie croît au cours de l'évolution : la courbe est donc « décalée vers la droite » compte tenu du sens de l'évolution de l'entropie dans le diagramme.



On a alors $w'_{12} > w_{12}$, et l'efficacité diminue.

18. Le sous-refroidissement conduit à une valeur plus petite de h_3 (l'isobare 2 → 3 continue dans le domaine liquide une fois franchie la courbe d'ébullition). L'évolution 3 → 4 étant isenthalpique, il en résulte une diminution de h_4 , conduisant donc à une augmentation de $q_{41} = h_1 - h_4$. L'efficacité

$$e = \frac{q_{41}}{w_{12}}$$

s'en trouve donc augmentée.

Si $S_A \gg S_B$, on a d'après la question précédente $V_A \ll V_B$; en négligeant V_A dans la relation de Bernoulli on obtient

$$V_B = \sqrt{2gh} .$$

4. La vitesse de la surface libre est donnée par

$$V_A = -\frac{dh}{dt} .$$

La relation $V_B = \frac{S_A}{S_B} V_A$ s'écrit alors

$$\sqrt{2gh} = -\frac{S_A}{S_B} \frac{dh}{dt} ,$$

soit

$$\int_0^T dt = -\frac{S_A}{S_B} \frac{1}{\sqrt{2g}} \int_H^0 \frac{dh}{\sqrt{h}} = -\frac{S_A}{S_B} \frac{1}{\sqrt{2g}} 2\sqrt{h} \Big|_H^0$$

soit

$$T = \frac{S_A}{S_B} \sqrt{\frac{2H}{g}}.$$

On calcule $T = 451 \text{ s}$.

2 Prise en compte d'une perte de charge singulière

5. On écrit le bilan d'énergie entre A et B en considérant $V_A \approx 0$, soit

$$\frac{1}{2} \rho V_B^2 + \rho g h = -\frac{1}{2} K_c \rho V_B^2,$$

d'où

$$V_B = \sqrt{\frac{2gh}{1+K_c}}.$$

6. On a comme précédemment

$$V_A = -\frac{dh}{dt} = \frac{S_B}{S_A} \sqrt{\frac{2gh}{1+K_c}}.$$

On obtient un résultat similaire à la question 4, en remplaçant g par $g/(1+K_c)$, soit

$$T' = \frac{S_A}{S_B} \sqrt{\frac{2H(1+K_c)}{g}}.$$

On a donc

$$T' = \sqrt{1+K_c} T.$$

On calcule $T' = 561 \text{ s}$.

La durée de la vidange augmente à cause de la perte de charge, ce qui est attendu.

3 Prise en compte d'une perte de charge régulière

7. On considère un système fermé, constitué :

- à l'instant t du cylindre de longueur ℓ et de la masse δm qui rentre en z_{C_1} pendant dt ;
- à l'instant $t + dt$ du cylindre de longueur ℓ et de la masse δm qui sort en z_{C_2} pendant dt .

La vitesse des particules de fluide est indépendante de z ; en régime stationnaire, la quantité de mouvement du système fermé est donc indépendante du temps, soit

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{0}.$$

Ce système est soumis :

- aux forces de pression $P_{C_1} \pi r^2 \vec{e}_z$ et $-P_{C_2} \pi r^2 \vec{e}_z$;
- au poids $\rho g \pi r^2 (z_{C_2} - z_{C_1}) \vec{e}_z$;

— aux forces visqueuses $\vec{F} = \eta \frac{dV}{dr} 2\pi r \ell \vec{e}_z$.

Le bilan de quantité de mouvement donne

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{0} = \sum \vec{F}_{\text{ext}},$$

soit en projection selon (Oz)

$$P_{C_1} \pi r^2 - P_{C_2} \pi r^2 + \rho g \pi r^2 (z_{C_2} - z_{C_1}) + \eta \frac{dV}{dr} 2\pi r \ell = 0.$$

On a donc

$$\frac{dV}{dr} \frac{2\eta \ell}{r} = -[(P_{C_1} + \rho g z_{C_1}) - (P_{C_2} + \rho g z_{C_2})].$$

En posant $\tilde{P} = P + \rho g z$, on a donc

$$\frac{dV}{dr} = -\alpha (\tilde{P}_{C_1} - \tilde{P}_{C_2}) r \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{1}{2\eta \ell}.$$

8. Montrer que la vitesse s'écrit

On intègre la relation précédente; avec la condition aux limites $V(a) = 0$, on obtient

$$V(r) = \frac{\alpha}{2} (\tilde{P}_{C_1} - \tilde{P}_{C_2}) (a^2 - r^2)$$

soit

$$V(r) = V_{\text{max}} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \quad \text{avec} \quad V_{\text{max}} = \frac{\alpha a^2}{2} (\tilde{P}_{C_1} - \tilde{P}_{C_2}).$$

9. Le débit volumique s'écrit

$$Q_v = \int_0^a V(r) 2\pi r dr = 2\pi V_{\text{max}} \int_0^a \left(r - \frac{r^3}{a^2}\right) dr$$

soit $Q_v = \frac{\pi a^2}{2} V_{\text{max}}$.

La vitesse moyenne est définie par $Q_v = \pi a^2 V_{\text{moy}}$, d'où $V_{\text{moy}} = V_{\text{max}}/2$, soit

$$V_{\text{moy}} = \frac{\alpha a^2}{4} (\tilde{P}_{C_1} - \tilde{P}_{C_2}).$$

10. Avec le résultat précédent, On a

$$\Delta P_r = \frac{4V_{\text{moy}}}{\alpha a^2} = \frac{8V_{\text{moy}}\eta \ell}{a^2}.$$

On identifie avec

$$\Delta P_r = \tilde{P}_{C_1} - \tilde{P}_{C_2} = \lambda \frac{1}{2} \rho V_{\text{moy}}^2 \frac{\ell}{2a}$$

d'où

$$\lambda = \frac{4a}{\rho \ell V_{\text{moy}}^2} \frac{8V_{\text{moy}}\eta \ell}{a^2}$$

soit

$$\lambda = \frac{32\eta}{\rho a V_{\text{moy}}}.$$

11. Le nombre de Reynolds associé à l'écoulement dans une conduite est

$$\mathcal{R}e = \frac{\rho V_{\text{moy}} d}{\eta}.$$

Avec $d = 2a$, on en déduit par identification

$$\lambda = \frac{64}{\mathcal{R}e}.$$

12. On calcule $\mathcal{R}e = 2,7 \times 10^4$.

13. Caractérisation de l'écoulement :

$\mathcal{R}e < 2 \times 10^3$ écoulement laminaire;

$\mathcal{R}e < 4 \times 10^3$ écoulement turbulent.

D'après la valeur du nombre de Reynolds, l'écoulement est turbulent : l'hypothèse d'écoulement laminaire faite jusqu'à la question 12 n'est pas valide.

4 Remplissage du réservoir d'une voiture

14. On a

$$K_{\text{total}} = K_{\text{conv}} + K_{B \rightarrow C} + K_{C_2} + K_{\text{pompe}} + K_{D \rightarrow E}.$$

On donne pour le convergent $K_{\text{conv}} = 0,55$.

Pour un coude brusque à 90° , on calcule

$$K = \sin^2(90^\circ) + 2 \sin^4(45^\circ) = 1,5.$$

Pour le coude arrondi, on calcule

$$K_{D \rightarrow E} = \frac{90}{180} \left(0,131 + 1,847 \left(\frac{3,6}{10} \right)^{7/2} \right) = 0,091.$$

On en déduit $K_{\text{total}} = 0,55 + 2 \times 1,5 + 6 + 0,091$ soit

$$K_{\text{total}} = 9,64.$$

15. La perte de charge singulière totale est

$$\Delta P_{s,\text{tot}} = K_{\text{total}} \frac{1}{2} \rho V_{\text{moy}}^2 = \frac{9,64}{2} \times 840 \times (4,5)^2$$

soit $\Delta P_{s,\text{tot}} = 0,82 \text{ bar}$.

16. On calcule

$$\Delta P_{r,\text{tot}} = \lambda \frac{\rho V_{\text{moy}}^2}{2} \frac{\ell}{2a} = \frac{2,45 \times 10^{-2}}{2} \times 840 \times (4,5)^2 \times \frac{10}{0,036}$$

soit $\Delta P_{r,\text{tot}} = 0,58 \text{ bar}$.

17. Le débit volumique dans les conduites est donné par

$$Q_v = \pi a^2 V_{\text{moy}}$$

soit $Q_v = 4,58 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

18. En notant $r = 0,80$ le rendement de la pompe, la puissance électrique nécessaire est donnée par

$$P_e = \frac{P_u}{r} = \frac{Q_v}{r} \left(\frac{1}{2} \rho V_{\text{moy}}^2 + \rho g \times 5 + \Delta P_{r,\text{tot}} + \Delta P_{s,\text{tot}} \right)$$

soit $P_e = 1,09 \text{ kW}$.

Partie 3 — Le percarbonate de sodium : une alternative à l'eau de Javel

1. On calcule $\Delta_r S^\circ = \frac{1}{2} S^\circ(\text{O}_2) + S^\circ(\text{H}_2\text{O}) - S^\circ(\text{H}_2\text{O}_2)$, soit donc pour $T' > T$ on a $K^\circ(T') < K^\circ(T) = Q_1$. On a alors

$$\Delta_r S^\circ = 30 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}.$$

On a $\Delta_r \nu_{\text{gaz}} = 1/2 > 0$: on peut donc prévoir $\Delta_r S^\circ > 0$.

2. Le dioxygène gazeux est un corps simple dans son état standard de référence; on a donc

$$\Delta_f H^\circ = 0 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}.$$

3. On calcule $\Delta_r H^\circ = \Delta_f H^\circ(\text{H}_2\text{O}(\text{liq})) - \Delta_f H^\circ(\text{H}_2\text{O}_2(\text{aq}))$,

soit $\Delta_r H^\circ = -100 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$.

On a $\Delta_r H^\circ < 0$: la réaction est **exothermique**.

4. On a

$$\Delta_r G^\circ + RT \ln K^\circ = 0 \quad \text{avec} \quad \Delta_r G^\circ = \Delta_r H^\circ - T \Delta_r S^\circ,$$

d'où

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

On calcule $K^\circ = 9,7 \times 10^{18}$.

On a $K^\circ \gg 1$: la réaction est quantitative (dans le sens $\xrightarrow{1}$) : l'eau oxygénée n'est pas stable du point de vue thermodynamique.

5. Une augmentation isobare de température déplace l'équilibre dans le sens endothermique, soit ici dans le sens $\xleftarrow{2}$.

Justification :

On considère une augmentation de température à partir d'un état initial d'équilibre, où $Q_1 = K^\circ$.

D'après la relation de Van't Hoff

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

$$\Delta_r G = RT \ln \left(\frac{Q_1}{K^\circ(T')} \right) > 0$$

et le système évolue dans le sens indirect, jusqu'à atteindre un nouvel état d'équilibre tel que $Q_2 = K^\circ(T')$.

6. Une augmentation de pression isotherme déplace l'équilibre dans le sens qui s'accompagne d'une diminution de la quantité de gaz, soit ici dans le sens $\xleftarrow{2}$.

Justification :

On considère une augmentation de pression à partir d'un état initial d'équilibre, où $Q_1 = K^\circ$.

On a

$$Q_1 = \frac{\sqrt{P_1/P^\circ}}{a(\text{H}_2\text{O}_2)}.$$

On considère $a(\text{H}_2\text{O}_2) = [\text{H}_2\text{O}_2]$ indépendant de la pression. Pour $P' > P$, on a donc $Q_2 > Q_1$ et

$$\Delta_r G = RT \ln \left(\frac{Q_2}{K^\circ} \right) > \checkmark$$

et le système évolue dans le sens indirect, jusqu'à atteindre un nouvel état d'équilibre tel que $Q_2 = K^\circ$.

7. D'après l'étude dynamique, la décomposition de l'eau oxygénée est réduite en se plaçant à **pression élevée et température élevée**.

➤ Se placer à température élevée risque d'augmenter la cinétique de la décomposition; il faut trouver un compromis en thermodynamique et cinétique.