

CORRECTION TD - 06

APPLICATIONS DIRECTES DU COURS

Ex. n°1 • Réfrigérateur



8167

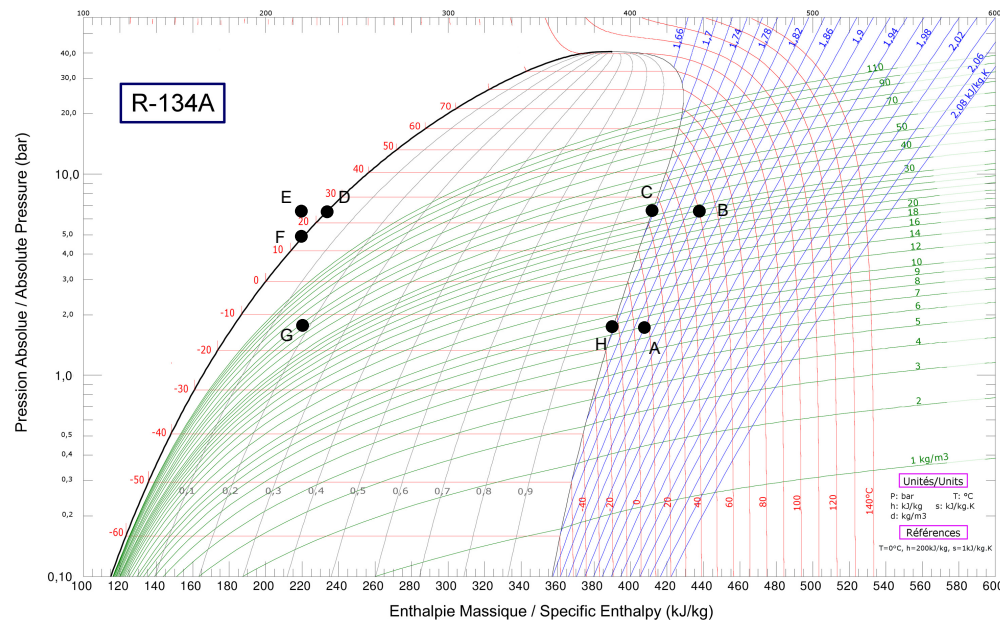
1) A → B : compression adiabatique réversible

B → E : détente isobare

E → G : détente isenthalpique

G → A : compression isobare

2)



On peut lire graphiquement :

	P (bar)	T (°C)	h (kJ · kg ⁻¹)	s (kJ · K ⁻¹ · kg ⁻¹)	x
A	1,8	5	405	1,80	1
B	6,65	50	435	1,80	1
C	6,65	25	410	1,69	1
D	6,65	25	235	×	0
E	6,65	15	220	×	0
F	4,8	15	220	×	0
G	1,8	-15	220	×	0,19
H	1,8	-15	390	1,73	1

3) On a :

$$\begin{cases} h_B - h_A = w_u = 30 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} > 0 \\ h_E - h_B = q_c = -215 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} < 0 \\ h_G - h_E = 0 \\ h_A - h_G = q_f = 185 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} > 0 \end{cases}$$

4) C'est un réfrigérateur :

$$\text{COP} = \frac{q_f}{w_u} = 6,17$$

Dans le cas de Carnot :

$$\text{COP}_c = \frac{T_f}{T_c - T_f} = 13,4 > \text{COP}$$

5) Pour une pompe à chaleur :

$$\text{COP} = -\frac{q_c}{w_u} = 7,17$$

6) Pour une PCI ou un GP :

$$\Delta h = c_p \Delta T$$

On se place autour de $T = 20 \text{ °C}$ (car les c_p dépendent en réalité de T). Par exemple, on choisit un ΔT entre 0 °C et 40 °C . On mesure graphiquement le Δh correspondant.

Pour le GP, on se place aux plus basses pressions possibles :

$$c_{p,GP} = \frac{\Delta h}{\Delta T} = \frac{438 - 406}{40 - 0} = 0,80 \text{ kJ} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Pour la PCI, on se place sur la courbe d'ébullition :

$$c_{p,PCI} = \frac{\Delta h}{\Delta T} = \frac{256 - 200}{40 - 0} = 1,4 \text{ kJ} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

7) On peut lire graphiquement :

$$\begin{cases} \Delta_{\text{vap}}(P_{\min}) = 390 - 180 = 210 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \\ \Delta_{\text{vap}}(P_{\max}) = 410 - 235 = 175 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \end{cases}$$

8) Théorème des moments :

$$x = \frac{220 - 180}{390 - 180} = 0,19$$

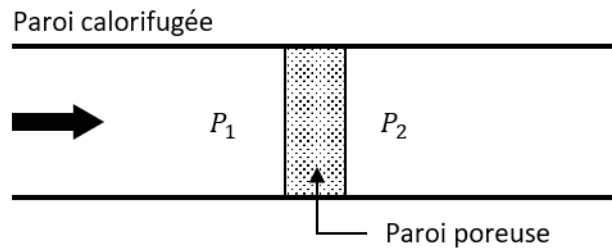
EXERCICES À MAÎTRISER

Ex. n°2 • Détente de Joule-Kelvin



0925

1) On note Σ un système ouvert englobant la paroi, δm_e la masse entrante dans Σ pendant l'intervalle de temps dt et δm_s la masse sortante de Σ pendant l'intervalle de temps dt .



On note : $\Sigma^*(t) = \{\Sigma + \delta m_e\}$ et $\Sigma^*(t + dt) = \{\Sigma + \delta m_s\}$ un système fermé aux instants t et $t + dt$.

Par conservation de la masse, $m(\Sigma^*)$ est constant. De plus, l'écoulement étant stationnaire, $m(\Sigma)$ est constant dans le temps. On en déduit : $\delta m_e = \delta m_s$.

2) On applique le premier principe à Σ^* pendant l'intervalle de temps dt .

$$d(u + e_c + e_p) = -Pdv + w_u + q$$

Or : $q = 0$ par parois calorifugées ; $w_u = 0$ par absence de pièces mobiles ; $de_p = 0$ par hypothèse. Ainsi,

$$d(u + e_c) = -Pdv \Rightarrow d(h + e_c) = 0$$

Or, pour toute grandeur additive y , on a :

$$dy = y_{\Sigma^*(t+dt)} - y_{\Sigma^*(t)} = \underbrace{y_{\Sigma(t+dt)} - y_{\Sigma(t)}}_{=0} + y_2 - y_1 = \Delta y$$

On en déduit :

$$\Delta(h + e_c) = 0$$

La détente est isenthalpique lorsqu'on peut négliger les variations d'énergie cinétique.

3) Pour un gaz parfait ou une phase condensée incompressible, on en déduit que la température est constante car :

$$\Delta H = C_p \Delta T = 0$$

4) L'enthalpie molaire vaut :

$$H_m = U_m + PV_m$$

Ainsi,

$$\Delta H_m = 0 = \Delta(U_m + PV_m) = \Delta(U_m + bP + RT) = \Delta\left(\frac{5}{2}RT + bP\right)$$

On en déduit :

$$b = -\frac{5R}{2} \times \frac{\Delta T}{\Delta P}$$

On a forcément $\Delta P < 0$ pour que l'écoulement aille de gauche à droite. Selon le signe de b , on peut donc soit chauffer un gaz ($b > 0$), soit le refroidir ($b < 0$) à l'aide de cette détente.

Ex. n°3 • Effet Joule en écoulement stationnaire



1817

Premier principe appliqué au système ouvert de fluide traversant le volume entourant la résistance :

$$D_m \Delta (h + e_m) = Ri^2 + \mathcal{P}_{th}$$

On suppose que les parois sont calorifugées : $\mathcal{P}_{th} = 0$. On néglige les variations d'énergie mécanique : $\Delta e_m = 0$. On suppose le fluide incompressible et indilatable :

$$\Delta h = c \Delta T$$

On en déduit :

$$\Delta T = \frac{Ri^2}{D_m c}$$

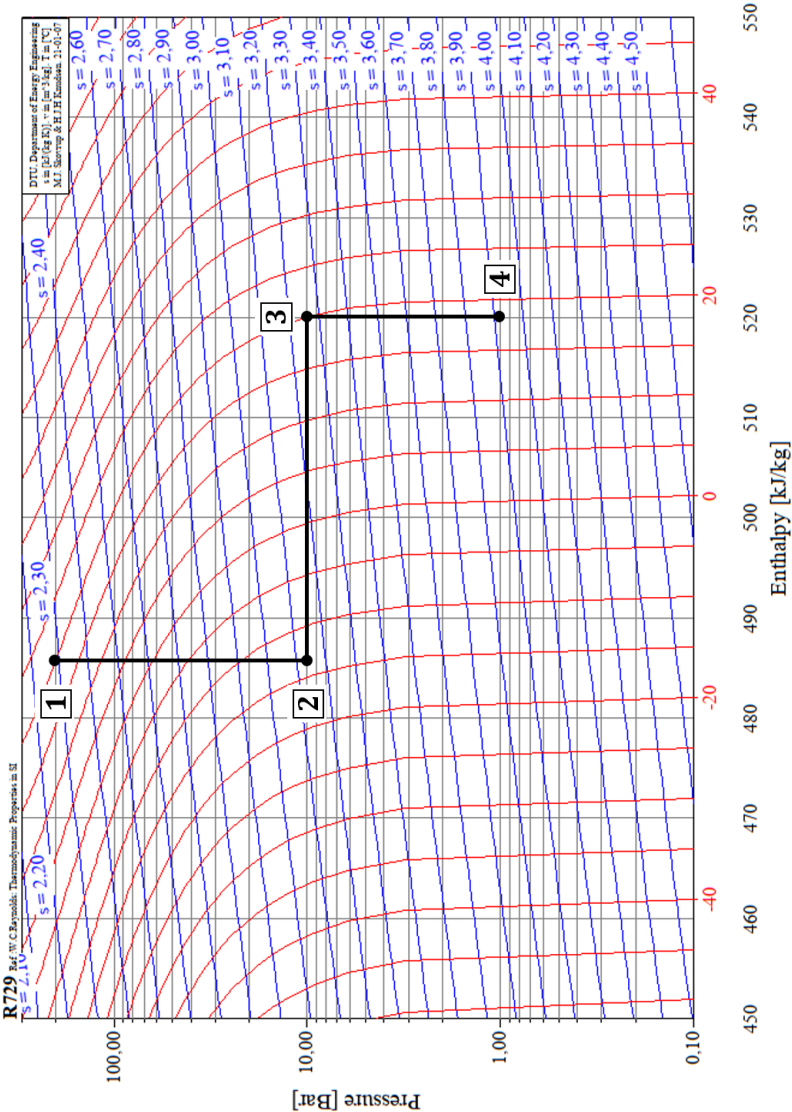
On note que la différence de température diverge aux faibles débits, car on a supposé ici que tout le travail électrique était converti en enthalpie en sortie de canal. Or, aux faibles débits, le liquide en entrée va aussi chauffer.

Ex. n°4 • Détendeur de plongée

★★★★

7845

1) Graphe :



2) À la fin de la première détente, on lit sur le diagramme $T_2 = -12\text{ °C}$, ce qui est très inférieur à $T_1 = 20\text{ °C}$. Le modèle du gaz parfait permet d'appliquer la loi de Joule : $\Delta h = c_p \Delta T$. Cette détente étant isenthalpique, elle aurait dû être isotherme si l'air s'était comporté comme un gaz parfait !

On peut se rendre compte que la loi de Joule n'est pas valable car les isothermes (courbes rouges) et les isenthalpes (verticales) ne sont pas du tout confondues au cours de l'étape $1 \rightarrow 2$, contrairement à ce qu'elle prévoit.

3) La température à la fin de la seconde détente vaut $T_4 = 18\text{ °C}$, ce qui n'est pas très différent de la température de l'eau dans laquelle nage le plongeur.

4) Ce qui caractérise un gaz parfait dans un diagramme des frigoristes est la présence d'isothermes verticales : c'est au point 4 qu'on s'en approche le plus. D'après l'équation d'état des gaz parfaits, la masse d'air inspirée en une inspiration vaut :

$$m = \frac{MP_4V}{RT_4} = 6,0 \times 10^{-4} \text{ kg}$$

5) Un tube ne possède pas de pièce mobile, le fluide ne reçoit donc pas de travail. D'après le premier principe industriel appliqué au fluide en écoulement stationnaire entre le début et la fin du tube séparant les deux détendeurs :

$$\Delta H = m(h_3 - h_2) = Q_{23} \Rightarrow Q_{23} = 21 \text{ J}$$

par lecture graphique du diagramme : $h_2 = 485 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ et $h_3 = 520 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$.

D'après le second principe, la variation d'entropie de la masse d'air pendant tout le processus vaut :

$$\Delta S = m(s_4 - s_1) = S_e + S_c = \frac{Q_{tot}}{T_{eau}} + S_c = \frac{Q_{23}}{T_{eau}} + S_c$$

Par lecture graphique : $s_4 = 3,92 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ et $s_1 = 2,30 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$. Donc :

$$S_c = m(s_4 - s_1) - \frac{Q_{tot}}{T_{eau}} = 0,90 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Ex. n°5 • Utiliser le CO₂ comme fluide frigorigène



9178

1) Cf. diagramme ci-après. Le point critique (point C) est le point au-delà duquel il n'est plus possible de différencier une phase liquide d'une phase gazeuse : le fluide est dans l'état supercritique.

$$P_C = 73 \text{ bar} \quad \text{et} \quad T_C = 31\text{ °C}$$

2) Par définition :

$$\Delta_{vap}h(T = 0\text{ °C}) = h_1 - h_A = 433 - 200 = 233 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

3) Par définition :

$$c = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P$$

Pour un liquide, on peut approximer cette expression par :

$$c \simeq \frac{\Delta h}{\Delta T}$$

Il suffit que les deux points choisis ne soient pas trop éloignés de la température souhaitée pour que cette approximation soit bonne. Prenons les points B et D .

$$c \simeq \frac{h_B - h_D}{T_B - T_D} = \frac{213 - 188}{10} = 2,5 \text{ kJ} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

4) Le cycle est représenté ci-après.

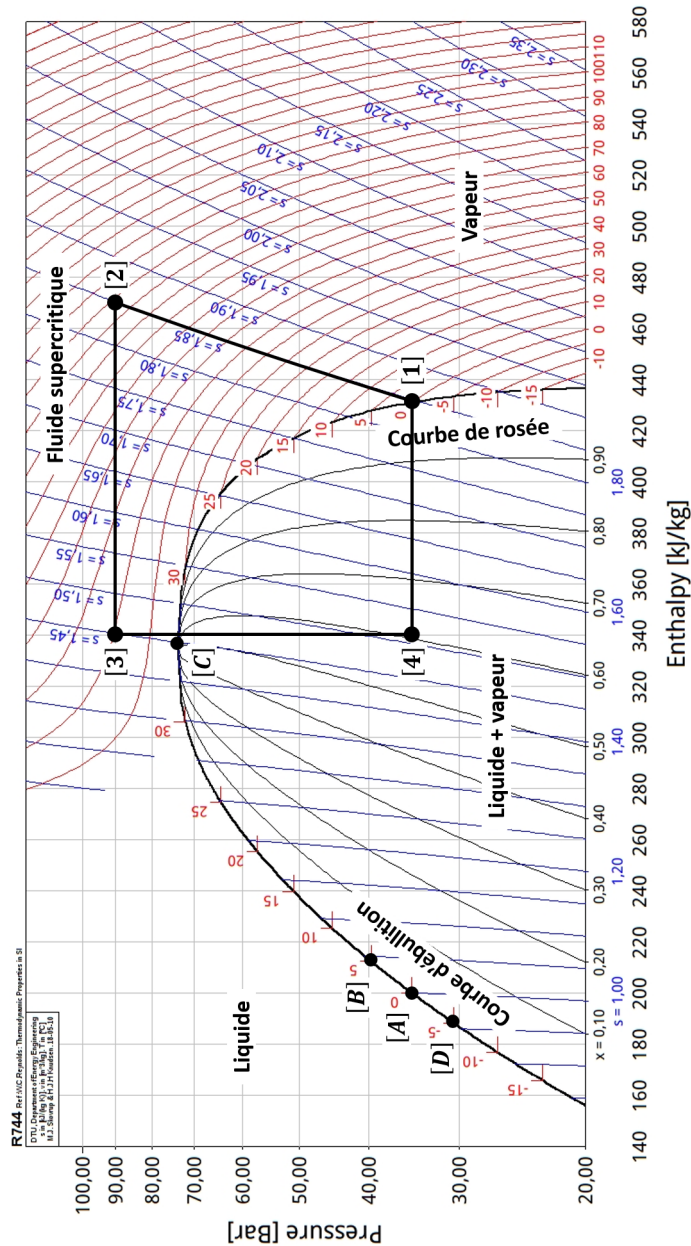
État (1) : on part de vapeur saturante sèche, ce qui signifie que l'état (1) est sur la courbe de saturation, à droite du domaine diphasé.

Étape (1) → (2) : la compression est isentropique, donc suit une isentrope (courbe bleue). L'état (2) est atteint au croisement de l'isobare (horizontale) $P = P_2 = 90 \text{ bar}$.

Étape (2) → (3) : les isobares sont horizontales. Le point (3) est atteint au croisement avec l'isotherme $T = T_3 = 40\text{ °C}$.

Étape (3) → (4) : aucun travail n'est échangé dans un détendeur. Comme la détente est de plus adiabatique, alors, d'après le premier principe, elle est isenthalpique et se représente donc par une verticale. L'état (4) est atteint au croisement avec l'isobare $P = P_1 = 35 \text{ bar}$.

Étape (4) → (1) : c'est une isobare, donc une horizontale jusqu'à retrouver l'état (1).



5) Sur le diagramme (P, h) , le cycle frigorifique est parcouru en sens trigonométrique, ce qui correspond bien à l'ordre dans lequel les étapes sont décrites.

6) L'échange avec la source froide a lieu lors de l'étape $(4) \rightarrow (1)$. Si elle se fait dans

un évaporateur sans échange de travail (pas de pièces mobiles), mais seulement avec un transfert thermique massique q_f , alors, d'après le premier principe pour un écoulement stationnaire :

$$h_1 - h_4 = 0 + q_f \Rightarrow q_f = 433 - 340 = 93 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

7) Dans un cycle frigorifique, c'est le travail de compression w_u au cours de l'étape $(1) \rightarrow (2)$ qui est coûteux. On peut supposer ici la source chaude gratuite puisque l'étape de refroidissement $(2) \rightarrow (3)$ se fait intégralement à des températures supérieures à la température ambiante. La compression étant adiabatique, d'après le premier principe :

$$h_2 - h_1 = w_u + 0 \Rightarrow w_u = 470 - 433 = 37 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

L'efficacité vaut donc :

$$e = \frac{q_f}{w_u} = 2,5$$

Cette valeur d'efficacité est typique des machines frigorifiques. Dans le cas présent, elle pourrait probablement être améliorée en laissant l'étape $(2) \rightarrow (3)$ se poursuivre jusqu'à une température plus faible, typiquement la température ambiante.

POUR ALLER PLUS LOIN

Ex. n°6 • Chauffe-eau solaire

☆☆☆ 6304

1) On applique le premier principe sur le fluide dans le panneau solaire (système ouvert avec débit massique constant). Les variations d'énergie mécanique sont négligées $\Delta \mathcal{E}_m$. Il n'y a pas de pièces mobiles donc $\mathcal{P}_u = 0$.

$$D \Delta h = \mathcal{P}_{th} \Rightarrow \mathcal{P}_{th} = Dc(T_1 - T_4) = 2,34 \text{ kW}$$

On en déduit le rendement de conversion :

$$\eta = \frac{\mathcal{P}_{th}}{\mathcal{P}_{solaire}} = \frac{2340}{6 \times 600} = 0,65$$

2) On applique le premier principe sur le fluide dans le tuyau entre le panneau solaire et le ballon (système ouvert avec débit massique constant). Les variations d'énergie mécanique sont négligées $\Delta \mathcal{E}_m$. Il n'y a pas de pièces mobiles donc $\mathcal{P}_u = 0$.

$$D \Delta h = \mathcal{P}_1 \Rightarrow \mathcal{P}_1 = Dc(T_2 - T_1) = -390 \text{ W}$$

Même chose pour le tuyau qui passe par la pompe :

$$\mathcal{P}_2 = Dc(T_4 - T_3) = -390 \text{ W}$$

On en déduit les pertes totales :

$$\mathcal{P}_{perdue} = 780 \text{ W}$$

Pour réduire les pertes, il faut mieux calorifuger les tuyaux ou les raccourcir.

3) Puisque le ballon est parfaitement calorifugé, l'intégralité de la puissance perdue par le fluide caloporteur est reçue par l'eau du ballon.

On applique le premier principe sur le fluide dans le tuyau entre le panneau solaire et le ballon (système ouvert avec débit massique constant). Les variations d'énergie mécanique sont négligées $\Delta\mathcal{E}_m$. Il n'y a pas de pièces mobiles donc $\mathcal{P}_u = 0$.

$$\mathcal{P}_{\text{eau} \rightarrow \text{fluide}} = Dc(T(t) - T_2) = -390 \text{ W}$$

On applique le premier principe sur l'eau du ballon (système fermé, transformation monobare) :

$$dH = m_e c_e dT = Q_{\text{fluide} \rightarrow \text{eau}} = -Q_{\text{eau} \rightarrow \text{fluide}} = -Dc(T(t) - T_2) dt$$

On en déduit :

$$\frac{dT}{dt} + \frac{T}{\tau} = \frac{T_2}{\tau} \quad \text{avec : } \tau = \frac{\rho_e V c_e}{Dc} = 4,3 \times 10^3 \text{ s}$$

4) La solution est :

$$T(t) = T_2 + (T_i - T_2) e^{-t/\tau}$$

Il faut donc attendre un temps t_b défini par :

$$T_3 = T_2 + (T_i - T_2) e^{-t_b/\tau} \Rightarrow t_b = \tau \ln\left(\frac{T_i - T_2}{T_3 - T_2}\right) = 6,7 \times 10^3 \text{ s}$$

5) L'eau dans le ballon constitue un système ouvert qui reçoit une puissance thermique de la part du fluide caloporteur $Dc(T_2 - T_3)$ et perd une puissance thermique du fait de la consommation d'eau $D_e c_e (T_{ch} - T_{fr})$. Ainsi, en régime permanent, le premier principe donne :

$$0 = Dc(T_2 - T_3) - D_e c_e (T_{ch} - T_{fr})$$

Ainsi,

$$D_e = \frac{Dc}{c_e} \frac{T_2 - T_3}{T_{ch} - T_{fr}} = 26,7 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$$

Ex. n°7 • Compresseur étagé



8154

1) La compression est adiabatique réversible : on applique donc la loi de Laplace, sous la forme $P^{1-\gamma} T^\gamma = \text{cte}$. Ainsi,

$$T_2 = T_0 \beta^{(\gamma-1)/\gamma} = 685 \text{ K}$$

2) La compression est adiabatique, réversible et on néglige les variations d'énergie cinétique et potentielle. D'après le premier principe entre la sortie et l'entrée du compresseur,

$$\Delta h = w + 0$$

Comme le fluide est un gaz parfait, on a d'après la loi de Joule :

$$\Delta h = c_p \Delta T \Rightarrow w = c_p (T_2 - T_0) = c_p T_0 (\beta^{(\gamma-1)/\gamma} - 1) = 412 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

3) Comme un échangeur ne contient pas de parties mobiles, le travail w' est la somme des travaux reçus dans les étages basse et haute pression. Pour les étages BP et HP, on peut appliquer le même raisonnement que dans les deux premières questions. Il vient :

$$w' = w_{\text{BP}} + w_{\text{HP}} = c_p T_0 (\beta_1^{(\gamma-1)/\gamma} + \beta_2^{(\gamma-1)/\gamma} - 2)$$

4) Lorsque $P_1 = \sqrt{P_0 P_2}$:

$$\beta_1 = \beta_2 = \sqrt{\frac{P_2}{P_0}} = 5$$

5) En repartant de la loi de Laplace,

$$T'_2 = T_1 = T_0 \times \beta^{(\gamma-1)/\gamma} = 432 \text{ K}$$

Cette température est donc nettement moins élevée (250 K de différence) que la température T_2 obtenue en sortie du compresseur mono-étagé.

6) On déduit de ce qui précède :

$$w' = 2c_p (T'_2 - T_0) = 319 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

ce qui représente un gain d'environ 23 % par rapport au compresseur mono-étagé. En plus de permettre d'atteindre des températures moins élevées, l'utilisation de compresseurs étagés est également plus économique.

Ex. n°8 • Tuyère calorifugée



0992

1) Appliquons le premier principe à un volume de contrôle délimité par les sections d'abscisse $x = 0$ et d'abscisse x . Le fluide ne reçoit dans la tuyère ni travail indiqué (pas de pièces mobiles), ni transfert thermique. Ainsi,

$$h(x) + \frac{v^2(x)}{2} = h_0 + \frac{v_0^2}{2} = cte$$

2) On suppose $v_0 = 0$. Comme le fluide est un gaz parfait, alors, d'après la loi de Joule :

$$h(x) - h_0 = c_p (T(x) - T_0) \Rightarrow v^2(x) = 2c_p (T_0 - T(x))$$

Or, on a :

$$c_p = \frac{\gamma R}{M(\gamma - 1)} \quad \text{et} \quad PV = nRT \Rightarrow T = \frac{MP}{\rho R}$$

Ainsi,

$$v^2(x) = \frac{2\gamma R}{M(\gamma - 1)} \times \frac{M}{R} \left(\frac{P_0}{\rho_0} - \frac{P(x)}{\rho(x)} \right) \Rightarrow v(x) = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{P_0}{\rho_0} - \frac{P(x)}{\rho(x)} \right)}$$

3) La transformation est adiabatique réversible et concerne un gaz parfait ; on applique donc la loi de Laplace : $PV^\gamma = cte$, qui donne, en fonction de ρ :

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = cte \Rightarrow \frac{P^{1/\gamma}}{\rho} = cte \Rightarrow \frac{\rho_0}{\rho(x)} = \left(\frac{P_0}{P(x)} \right)^{1/\gamma}$$

Finalement, on arrive au résultat cherché :

$$v(x) = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_0}{\rho_0} \left(1 - \frac{\rho_0 P(x)}{P_0 \rho(x)} \right)} \Rightarrow v(x) = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{P(x)}{P_0} \right)^{1 - \frac{1}{\gamma}} \right]}$$

Ex. n°9 • Cycle de réfrigération en 8 étapes



5752

1)

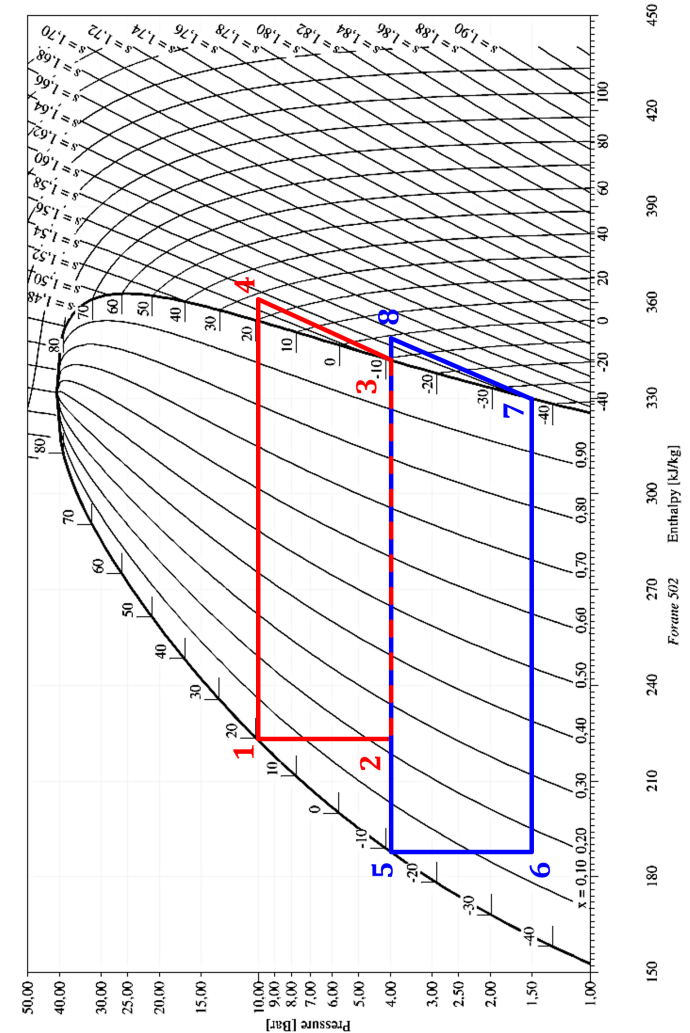


Diagramme des frigorigènes du Forane 502 (s en $\text{kJ.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$)

2) Par lecture graphique :

État	h (kJ · kg ⁻¹)	P (bar)	T (°C)	x
1	225	10,0	20	0
2	225	4,0	-12	0,23
3	340	4,0	-12	1
4	360	10,0	27	1
5	190	4,0	-12	0
6	190	1,5	-37	0,15
7	330	1,5	-37	1
8	350	4,0	0	1

3) Théorème des moments :

$$x_2 = \frac{h_2 - h_5}{h_3 - h_5} = 0,23$$

4) Dans un compresseur adiabatique, le premier principe industriel donne que la variation d'enthalpie massique est égale au travail massique utile reçu par le fluide. Ainsi :

$$\mathcal{P}_{\text{C PHP}} = D_{\text{HP}} (h_4 - h_3) = 46,8 \text{ kW} \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_{\text{C PBP}} = D_{\text{BP}} (h_8 - h_7) = 30,0 \text{ kW}$$

5) Dans ces composants sans partie mobile, le transfert thermique est égal à la variation d'enthalpie, soit :

$$\mathcal{P}_{\text{th,e}} = D_{\text{BP}} (h_7 - h_6) = 210 \text{ kW} \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_{\text{th,c}} = D_{\text{HP}} (h_1 - h_4) = -316 \text{ kW}$$

6) Par définition :

$$\text{COP} = \frac{\text{utile}}{\text{coût}} = \frac{\mathcal{P}_{\text{th,e}}}{\mathcal{P}_{\text{C PHP}} + \mathcal{P}_{\text{C PBP}}} = 2,73$$

7) Pour un cycle de Carnot :

$$\text{COP}_c = \frac{T_f}{T_c - T_f} = 4,14$$

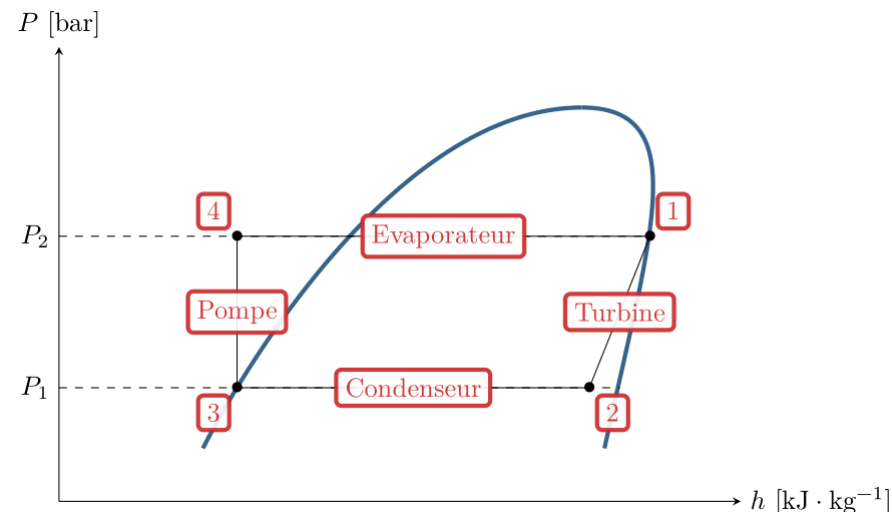
Le COP de la machine réelle représente donc 66 % du COP théorique de Carnot, ce qui est très correct.

Ex. n°10 • Cycle de Rankine d'une centrale nucléaire



2128

1) Allure du cycle :



L'étape 1 → 2 du cycle est assez peu crédible : normalement, les changements d'état doivent absolument être évités dans une turbine pour éviter une dégradation rapide des ailettes de la turbine sous l'impact des gouttelettes d'eau formées (érosion).

2) Par additivité de l'entropie, dans un système diphasé,

$$S = S_V + S_L \Rightarrow ms = m_V s_V + m_L s_L$$

En introduisant le titre massique en vapeur $x = m_V/m$ et la conservation de la masse $m = m_V + m_L$, il vient

$$s = x s_V + (1 - x) s_L \Leftrightarrow x = \frac{s - s_L}{s_V - s_L}$$

3) La transformation 1 → 2 est adiabatique réversible, donc isentropique. Ainsi, $s_2 = s_1$ et on déduit du théorème des moments

$$x_2 = \frac{s_2 - s_{L2}}{s_{V2} - s_{L2}} = \frac{5,8162 - 0,4763}{8,3960 - 0,4763} = 0,674$$

Le théorème des moments appliqué à l'enthalpie massique donne de façon analogue

$$h_2 = x_2 h_{V2} + (1 - x_2) h_{L2} = x_2 \times 2561,6 + (1 - x_2) \times 137,8 = 1772,2 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

La turbine étant calorifugée, le premier principe appliqué à la transformation 1 → 2 donne

$$w_{iT} = h_2 - h_1 = -1001,3 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

4) La transformation $3 \rightarrow 4$ est adiabatique réversible, donc $ds = 0$ tout au long de cette transformation. De plus, elle concerne un liquide incompressible, donc $v = cte$. Par intégration entre les états 3 et 4, on obtient

$$h_4 - h_3 = v (P_4 - P_3)$$

D'après le premier principe en supposant la pompe calorifugée, on en déduit

$$w_{iP} = v (P_4 - P_3) = 7 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Cette valeur est négligeable devant le travail prélevé par la turbine.

5) Partant du mélange diphasique 2, l'état 3 est le liquide juste saturant correspondant. Ainsi,

$$T_2 = T_3 = 306 \text{ K} \quad \text{et} \quad x_3 = 0$$

Un condenseur ne comporte pas de pièces mobiles, donc

$$q_{eC} = h_3 - h_2 = 137,8 - 1772,2 = -1634,4 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

6) Un GV est un échangeur, sans pièce mobile, d'où

$$q_{eGV} = h_1 - h_4 = 2773,5 - 144,8 = 2628,7 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

7) En négligeant le travail fourni par la pompe, il vient

$$\eta = \frac{|w_{iT}|}{w_{iP} + q_{eGV}} \simeq \frac{|w_{iT}|}{q_{eGV}} = 0,38$$

Le rendement de Carnot associé à un cycle ayant les mêmes températures « chaude et froide » donnerait

$$\eta_C = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 0,453$$