

Exercice 1. Etude d'une machine frigorifique à évaporation. Diagramme (T, s).

1. Premier principe de la thermodynamique pour un écoulement permanent.

Le fluide qui s'écoule à travers les organes d'une machine reçoit deux sortes de travail :

- Le travail utile W_{utile} cédé par les parois mobiles d'une turbine ou d'un piston.
- Le travail des forces de pressions exercées par les fluides situés en amont et en aval.

Bilan énergétique pour un organe ouvert.

Examinons un organe en régime **permanent**. On dessine une surface de contrôle virtuelle Σ fermée qui demeure fixe pendant l'ensemble de la démonstration et qui sépare l'intérieur de l'organe de l'extérieur. En amont de cette surface, le fluide est homogène et présente une pression P_1 et des grandeurs massiques v_1, u_1, h_1 uniformes. En aval, le fluide est également homogène et ses grandeurs sont affectées de l'indice 2. On envisage, à l'instant t , une masse Δm de fluide située en amont de l'organe, à la frontière de la surface Σ .

Pendant la durée Δt , cette masse Δm pénètre entièrement dans la surface de contrôle, tandis qu'une quantité équivalente ressort en aval.

Comme l'écoulement du fluide est permanent, la masse totale de fluide m_Σ contenue dans la surface de contrôle ne varie pas et le débit entrant en amont est égal au débit sortant en aval. On évalue le travail reçu par la masse totale de fluide $m_\Sigma + \Delta m$ pendant la durée Δt . Trois contributions doivent être prises en compte :

- En premier lieu, le travail des parois mobiles (piston et turbine), ou travail utile W_{utile} transféré par l'organe au fluide qui le traverse.
- En second lieu, un travail moteur fourni par le fluide situé en amont. La masse de fluide Δm qui entre pendant Δt est en effet soumise à la pression P_1 du fluide situé derrière elle et bénéficie ainsi d'un apport de travail. Le fluide situé en amont gagne le volume $v_1 \Delta m$, où v_1 , désigne le volume massique en amont. Le travail fourni par le fluide amont s'écrit :

$$W_{fluide\ amont \rightarrow \Delta m} = P_{ext} \Delta V_{ext} = P_1 (v_1 - 0) \Delta m = P_1 v_1 \Delta m$$

Remarque : on utilise la formule générale du travail des forces de pression, qui fait apparaître la variation de volume ΔV_{ext} du milieu extérieur. Il est reçu par le fluide entrant, donc positif.

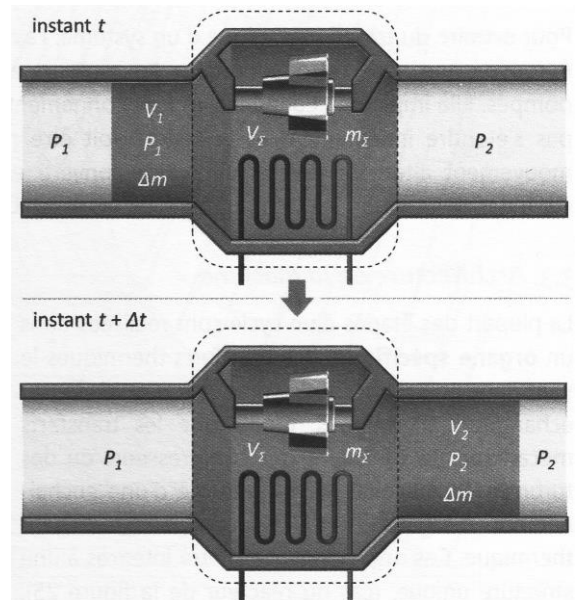
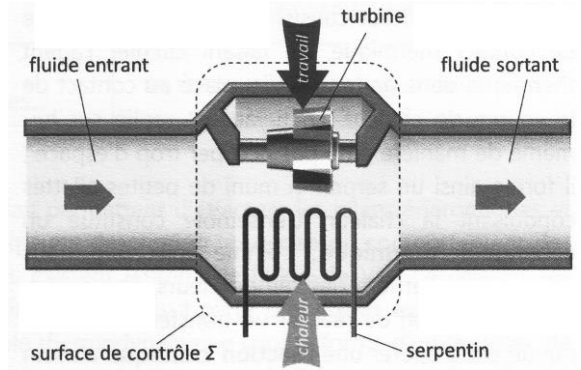
- En troisième lieu, un travail résistant cédé au fluide situé en aval. La masse de fluide Δm qui sort de la surface de contrôle pendant Δt doit en effet refouler le fluide situé en aval, dont la pression est P_2 . Cette masse vient occuper un volume $v_2 \Delta m$, de sorte que le volume du fluide situé en aval est réduit de cette quantité :

$$W_{fluide\ aval \rightarrow \Delta m} = P_{ext} \Delta V_{ext} = P_2 (0 - v_2) \Delta m = -P_2 v_2 \Delta m$$

Ce travail est négatif, ce qui est logique puisque refouler le fluide en aval coûte de l'énergie au système. Le système cède une quantité positive $P_2 v_2 \Delta m$ au fluide aval.

Associée au transfert thermique Q , ces trois contributions s'ajoutent à l'énergie interne de la masse totale $m_\Sigma + \Delta m$, pour laquelle le premier principe s'écrit :

$$\Delta U_{m_\Sigma + \Delta m} = Q + W_{utile} + P_1 v_1 \Delta m - P_2 v_2 \Delta m$$



La variation d'énergie interne du fluide peut se simplifier : la masse m_Σ contenue dans la surface de contrôle ne varie pas et ses paramètres thermodynamiques, en particulier son énergie interne, restent constants. Seule l'énergie interne de la masse Δm traversant la surface de contrôle varie. En utilisant les énergies internes massiques u_1 et u_2 en amont et en aval, on obtient :

$$\Delta U_{m_\Sigma + \Delta m} = \Delta U_{m_\Sigma} + \Delta U_{\Delta m} \text{ avec } \begin{cases} \Delta U_{m_\Sigma} = 0 \\ \Delta U_{\Delta m} = \Delta m(u_2 - u_1) \end{cases} \text{ soit } \Delta m(u_2 - u_1) = Q + W_{\text{utile}} + \Delta m(P_1 v_1 - P_2 v_2)$$

On divise cette relation par la masse Δm ; on voit apparaître la chaleur q et le travail utile w_{utile} massiques.

$$(u_2 - u_1) = \frac{Q}{\Delta m} + \frac{W_{\text{utile}}}{\Delta m} + (P_1 v_1 - P_2 v_2) \Rightarrow (u_2 + P_2 v_2) - (u_1 + P_1 v_1) = q + w_{\text{utile}}$$

On identifie la variation d'enthalpie massique de la masse de fluide Δm qui a traversé l'organe (plus exactement, entre la masse Δm qui est sortie de \mathcal{E} en aval pendant Δt et celle, équivalente, qui est entrée en amont pendant la même durée) : $\Delta h = q + w_{\text{utile}}$

C'est la formulation qui est utilisée pour formuler le travail utile cédé par un organe de machine en écoulement permanent.

Énoncé du premier principe pour un organe de machine thermique

Pour un fluide s'écoulant en régime permanent à travers l'organe d'une machine thermique, le bilan énergétique massique distingue le travail utile du travail total et s'écrit :

$$\boxed{\Delta h = q + w_{\text{utile}}}$$

Remarque : La relation $\Delta u = q + w$ est toujours valable pour cet organe, mais la quantité w désigne le travail *total* reçu à la traversée de l'organe, qui inclut les contributions amont et aval liées à l'écoulement du fluide. Le bilan enthalpique $\Delta h = q + w_{\text{utile}}$ donne donc accès à la grandeur w_{utile} représentative du travail réellement disponible sur l'arbre de la turbine.

2. Nature de la détente 3-4.

La vanne ne fournit ni travail ni transfert thermique au fréon. En appliquant la relation précédente avec

$$w_{\text{utile}} = 0 \text{ et } q = 0,$$

$$h_4 = h_3 \text{ détente isenthalpique}$$

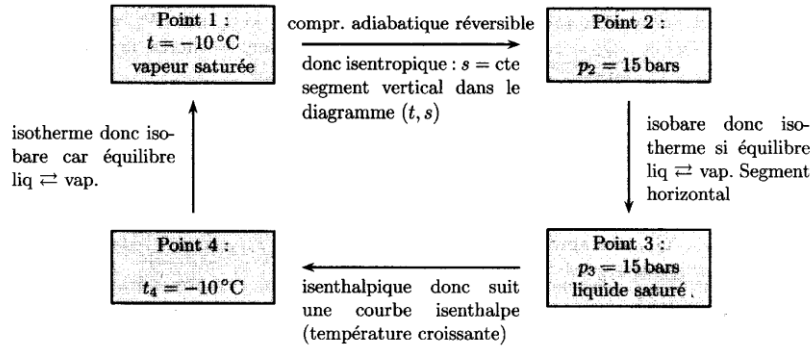
3. Représentation d'une isobare.

Quand le liquide et la vapeur coexistent, la température et la pression sont liées à l'équilibre, $p = p_{\text{sat}}(T)$.

Donc une évolution isobare quasi stationnaire est aussi isotherme sous la courbe de saturation. Une isobare (et isotherme) quasi stationnaire est donc une droite horizontale dans le diagramme (T, s) sous la courbe de saturation (région liq \rightleftharpoons vap).

4. Cycle.

Pour construire le cycle, on résume les informations données dans un diagramme.

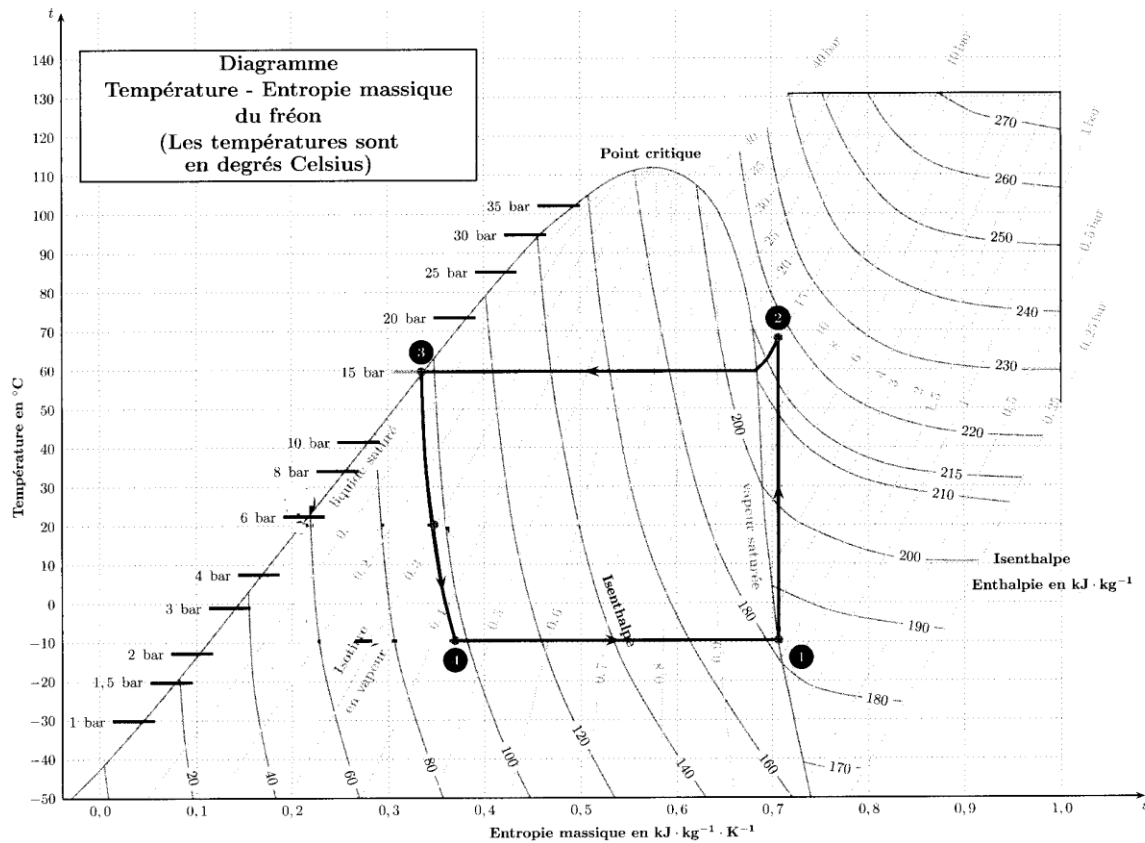


Résumé des évolutions du fluide dans la machine frigorifique.

Point	État	t (°C)	p (bar)	h (kJ · kg ⁻¹)	s (kJ · kg ⁻¹ · K ⁻¹)
1	vapeur saturante	-10	2,2	184	0,7
2	vapeur sèche	67	15	216	0,7
3	liquide saturant	60	15	96	0,34
4	liq ⇌ vap	-10	2,2	96	0,36

TABLEAU Propriétés du fréon aux différents points du diagramme (t-s).

Le tracé du cycle est le suivant :



5. Température en sortie.

Si l'évolution du fréon dans le compresseur était adiabatique irréversible, l'entropie massique du fréon augmenterait en vertu du deuxième principe (appliqué à une unité de masse de fréon, système fermé),

$$\Delta S = \frac{Q}{T_{ext}} + S_{créé} > 0$$

=0
>0

Le segment 1 → 2 serait donc remplacé par une portion de courbe oblique (pente positive pour respecter la croissance de s) et le point 2 serait situé plus à droite sur la courbe isobare p = 15 bars. Graphiquement, on voit que la température en fin de compression serait donc supérieure à t₂.

6. Enthalpie massique de vaporisation.

Par définition de l'enthalpie massique de vaporisation, $L_{T_o} = h_{vap}(T_o) - h_{liq}(T_o)$, donc L_{T_o} se lit graphiquement comme l'écart entre deux courbes isenthalpes passant par les extrémités d'un palier horizontal de vaporisation.

Par ailleurs, le deuxième principe appliqué à une masse m donnée de fréon (système fermé) pour une

évolution monotherme réversible s'écrit $\Delta S = \frac{Q}{T_o}$. Dans le cas où cette évolution est de plus isobare (cas

d'un changement d'état quasi stationnaire isotherme), $Q = \Delta H$, donc $\Delta S = \frac{\Delta H}{T_o}$. En divisant membre à

membre cette égalité par la masse m du système, on obtient :

$$s_{vap} - s_{liq} = \frac{1}{T_o} \underbrace{h_{vap}(T_o) - h_{liq}(T_o)}_{L_{T_o}} \Rightarrow L_{T_o} = T_o (s_{vap} - s_{liq})$$

Attention, dans cette dernière relation, la température est exprimée en kelvins. C'est pour cela qu'elle est écrite avec un T majuscule. Graphiquement, la différence $s_{vap}(T_o) - s_{liq}(T_o)$ se lit comme la différence des abscisses des extrémités du palier de liquéfaction (les extrémités sont sur la courbe de saturation) à la température T_o .

7. Application numérique.

Pour $p = 3,0$ bars, le diagramme indique que la température du palier est $t = 0$ °C, soit $T = 273$ K.

Graphiquement, on mesure la longueur du palier et la relation précédente donne, aux incertitudes de lecture graphique près,

$$L_{273 \text{ K}} = 148 \pm 5 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

8. Point critique.

Le point critique est le sommet de la courbe de saturation. On lit sur le diagramme :

$$t_c = 112 \text{ °C} \quad ; \quad s_c = 0,58 \text{ kJ.K}^{-1} \quad ; \quad L \xrightarrow[t \rightarrow t_c]{} 0$$

Le palier de vaporisation est de moins en moins large lorsque la température augmente vers t_c .

Le liquide et la vapeur se « ressemblent » de plus en plus (entropies massiques presque égales). Il suffit donc de fournir peu d'énergie pour effectuer la transition liquide \rightarrow vapeur.

9. Fraction massique.

La pression étant fixée, la température l'est aussi, car ces deux grandeurs sont liées lors d'un équilibre liquide-vapeur de corps pur. Pour une température t donnée, l'entropie du système {liquide + vapeur = masse m de fréon} s'écrit comme la somme des entropies de chaque phase (extensivité de l'entropie).

$$S_{x,t} = mx_{vap}(t) + m(1-x)s_{liq}(t)$$

En divisant tout par m , on construit l'entropie massique $s = \frac{S}{m}$ du fréon qui donne : $x = \frac{s_{liq}(t) - s_{vap}(t)}{s_{liq}(t) - s_{vap}(t)}$

Le numérateur et le dénominateur s'interprètent bien comme des longueurs. Si L et V désignent les extrémités (liquide et vapeur saturants respectivement) du palier et si M désigne un point du palier, le titre

en vapeur au point M s'écrit : $x = \frac{LM}{LV}$ (règle des moments)

10. Titre en vapeur à la sortie de la vanne de détente.

Sur le diagramme, pour le point 4, on lit $x_4 = 0,43$. Cela est cohérent, car le point 4 est entre les courbes isotitre en vapeur $x = 0,4$ et $x = 0,5$.

11. Transfert thermique avec la source chaude.

Le condenseur ne fournit pas de travail au fréon (parois indéformables, pas de dispositif moteur ou de piston). L'expression du premier principe appliquée avec $w = 0$ donne q_c dont on détermine graphiquement la valeur numérique :

$$h_3 - h_2 = q_c \simeq -120 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

La valeur de q_c est négative, ce qui signifie que le fréon cède de l'énergie thermique au milieu chaud. C'est pour cela que la grille située à l'arrière des réfrigérateurs domestiques est toujours un peu tiède. De plus, il est normal que le fréon libère de l'énergie lorsqu'il se condense (son enthalpie massique diminue).

12. Transfert thermique avec la source froide.

En faisant le même raisonnement pour l'évolution $4 \rightarrow 1$:

$$h_1 - h_4 = q_f \simeq +88 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

La valeur de q_f est positive, ce qui est normal pour une vaporisation (consommation d'énergie thermique). Le fréon prélève donc de l'énergie au milieu froid, ce qui est bien le rôle d'une machine réfrigérante.

13. Travail reçu de la part du compresseur.

On peut calculer $w_{\text{utile } 1 \rightarrow 2}$ de deux façons. La plus simple consiste à appliquer l'expression du premier principe avec $q = 0$ (évolution adiabatique), ce qui donne :

$$w_{\text{utile } 1 \rightarrow 2} = h_2 - h_1 \simeq +32 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

La seconde façon utilise le fait que l'enthalpie est une fonction d'état. Par conséquent, pour un cycle (états de départ et d'arrivée identiques), la variation d'enthalpie d'un système fermé est nulle. En écrivant cela pour les grandeurs massiques du fréon,

$$h_1 - h_1 = 0 = w_{\text{utile } 1 \rightarrow 2} + q_f + q_c \Rightarrow w_{\text{utile } 1 \rightarrow 2} = -q_f + q_c = +32 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

Le travail massique $w_{\text{utile } 1 \rightarrow 2}$ est positif, ce qui est normal car le compresseur doit fournir du travail au fréon pour faire augmenter sa pression. C'est pour pouvoir fournir ce travail au fréon qu'un réfrigérateur doit consommer de l'énergie électrique.

14. Efficacité e .

On définit l'efficacité du réfrigérateur par :

$$e = \frac{|\text{transfert d'énergie utile}|}{\text{coût énergétique}} = \frac{q_f}{w_{1 \rightarrow 2}} \simeq 2,75$$

Cela signifie que, pour un joule de travail dépensé dans le compresseur, la machine prélève 2,75 joules sous forme thermique au milieu froid.

15. Machine de Carnot.

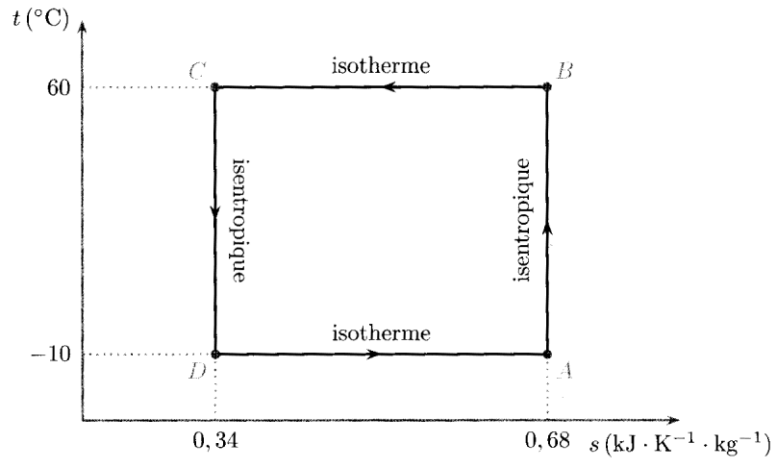
Adiabatique réversible signifie isentropique. Le fonctionnement d'une machine de Carnot, représenté par deux isothermes et deux isentropiques, est donc un rectangle dans le diagramme ($t-s$). Le point C correspond au point 3 de l'étude précédente. Le point B correspond à l'extrémité droite du palier de vaporisation à $t = +60 \text{ }^\circ\text{C}$. Le cycle de Carnot est construit de la façon suivante.

$A \rightarrow B$: compression isentropique (échauffement).

$B \rightarrow C$: liquéfaction qui donne de l'énergie thermique à la source chaude.

$C \rightarrow D$: détente isentropique (contrairement à une détente de type Joule-Thomson qui crée de l'entropie).

$D \rightarrow A$: vaporisation avec prélèvement d'énergie thermique à la source froide.



L'efficacité de la machine de Carnot est définie par $e = \frac{q_{D \rightarrow A}}{w_{A \rightarrow B}}$, avec :

$$q_{D \rightarrow A} = T_A \cdot s_A - s_D \simeq 273 - 10 \times 0,7 - 0,34 = 94 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

$$w_{A \rightarrow B} = h_B - h_A \simeq 30 \text{ kJ.kg}^{-1} \text{ déterminé sur le graphique}$$

Numériquement, l'efficacité de la machine de Carnot est $e \simeq 3,13$.

L'efficacité de la machine de Carnot (cycle réversible) est donc supérieure à celle de la machine réelle (cycle irréversible). Comme pour toutes les machines thermiques, l'irréversibilité est une cause de dégradation de l'efficacité énergétique.

16. Capacité thermique massique à pression constante.

Le deuxième principe appliqué à une masse donnée de fréon (système fermé) s'écrit, pour une évolution réversible monotherme, $Q = T \Delta S$. Par ailleurs, lors de l'échauffement quasi stationnaire isobare d'un système homogène de capacité thermique massique isobare C_p , la variation de température du système est liée à la quantité d'énergie thermique reçue par $Q = C_p \Delta T$. Pour une évolution où la température varie peu (presque monotherme), on peut combiner ces deux relations, ce qui donne $C_p \Delta T = T \Delta S$.

En divisant par la masse du système, on fait apparaître les grandeurs massiques, notées c_p et s ,

$$c_p = T \frac{\Delta s}{\Delta T}$$

Cette relation est vraie pour une évolution isobare et sur un faible intervalle de température autour de T .

Dans ce cas, $\frac{\Delta s}{\Delta T}$ est liée, dans le diagramme (T, s) , à la pente d'une courbe isobare (cette pente est la différence des ordonnées sur la différence des abscisses). Donc c_p se détermine comme le produit de la température en kelvins par l'inverse de la pente locale d'une courbe isobare.

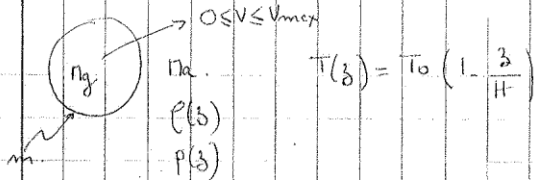
Au voisinage du point I :

La température est de 263 K

La pente de la courbe isobare peut se déterminer de façon approximative graphiquement, par exemple en approchant la courbe par une droite entre deux points éloignés de 10°C. Cela donne une

$$\text{pente } \frac{\Delta T}{\Delta s} \simeq \frac{273 - 263}{0,04} \text{ U.S.I. Avec ces valeurs :}$$

$$c_p = 1,05 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$



7 L'air est assimilé à un gaz parfait

$$pV = nRT = \frac{m a}{M} RT \rightarrow p = \frac{\rho}{M} RT \quad (A)$$

Loi de l'hydrostatique : $\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (C)$

→ Réponses A et C.

8 $\frac{dp}{dz} = -\rho g = -\frac{p M g}{RT} \Rightarrow \frac{dp}{p} = -\frac{M g}{RT} dz = -\frac{M g}{RT_0} \frac{dz}{(1-z/H)}$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{M g}{RT_0} \frac{dz}{(1-z/H)} = -\frac{M g H}{RT_0} \frac{d(1-z/H)}{(1-z/H)}$$

$$\ln p = \ln \left(1 - \frac{z}{H}\right)^{M g H / R T_0} + \ln K$$

en $z=0$ $\ln p_0 = \ln K$

$$p = p_0 \left(1 - \frac{z}{H}\right)^\alpha \quad \text{avec } \alpha = \frac{M g H}{R T_0} \quad (C)$$

→ Réponse C.

9 Décollage si $\Pi = P = (m + m_{\text{gaz}})g$

Au sol :

$$p_0 V_m g = (m + m_{\text{gaz}})g \quad V_m = \frac{m + m_{\text{gaz}}}{\rho_0}$$

La masse de gaz dans l'enveloppe :

$$m_{\text{gaz}} = \frac{p_0 V_m M_g}{R T_0}$$

La masse volumique de l'air au sol :

$$\rho_0 = \frac{p_0 M_a}{R T_0}$$

$$V_{\text{air}} = V_m = \left(m + \frac{p_0 V_m M_g}{R T_0}\right) \frac{R T_0}{p_0 M_a} = \frac{m R T_0 + p_0 V_m M_g}{p_0 M_a}$$

D'autre: $V_m = \frac{m R T_0}{P_0 (n_a - n_g)}$ (B)

→ Réponse D.

Au moment du décollage à l'altitude $z = 0$

Soir $\vec{\Pi} + \vec{P} = -(m + m_{g0}) \vec{g}$
 $\vec{\Pi} = \vec{P} \rightarrow P_0 V_i = \rho (m + m_{g0})$

$\frac{P_0 n_a V_i}{R T_0} = \rho (m + \frac{P_0 V_i n_g}{R T_0})$

$P_0 n_a V_i = \rho (m R T_0 + P_0 V_i n_g)$

$V_i = \frac{\rho m R T_0}{P_0 (n_a - \rho n_g)}$ (B)

→ Réponse B.

1. Conservation de la masse du gaz lors de l'accélération:

$\frac{P_0 V_i}{R T_0} n_g = \frac{P(\delta) V(\delta)}{R T(\delta)} n_g$

$V(\delta) = \frac{P_0}{P(\delta)} \frac{T(\delta)}{T_0} V_i = \frac{1}{(1 - \delta/H)^\alpha} (1 - \delta/H) V_i$

$V(\delta) = (1 - \delta/H)^{1-\alpha} V_i$ (D)

→ Réponse D.

A l'altitude z_{max}
 $V_{max} = k V_i = \left(1 - \frac{z_{max}}{H}\right)^{1-\alpha} V_i$

$k = \frac{V_{max}}{V_i} = \left(1 - \frac{z_{max}}{H}\right)^{1-\alpha} \rightarrow z_{max} = H \left(1 - k^{\frac{1}{1-\alpha}}\right)$ (B)

→ Réponse B.

A l'altitude z_{max} on a: $\vec{\Pi} = \vec{P} \rightarrow P(\delta) V_{max} = (m + m_{g0}) g$ manière même de g_0 dans le nouveau type. On note $\delta' = z'_{max}$.

or $P(\delta) = \frac{P_0 n_a}{R T(\delta)} = \frac{P_0 n_a (1 - \delta/H)^\alpha}{R T_0 (1 - \delta/H)^\alpha} = \frac{P_0 n_a}{R T_0} (1 - \delta/H)^{\alpha-1}$
 $m_{g0} = \frac{P(\delta) V_{max} n_g}{R T(\delta)} = \frac{P_0 (1 - \delta/H)^\alpha V_{max} n_g}{R T_0 (1 - \delta/H)^\alpha} = \frac{P_0}{R T_0} (1 - \delta/H)^{\alpha-1} V_{max} n_g$

D'autre: $\frac{P_0 n_a}{R T_0} (1 - \delta'/H)^{\alpha-1} V_{max} = m + \frac{P_0}{R T_0} (1 - \delta'/H)^{\alpha-1} V_{max} n_g$
 $(1 - \delta'/H)^{\alpha-1} \left(\frac{P_0 n_a}{R T_0} - \frac{P_0 n_g}{R T_0} \right) V_{max} = m$

$(1 - \delta'/H)^{\alpha-1} = \frac{m R T_0}{P_0 (n_a - n_g) V_{max}}$
 $\delta' = H \left(1 - \left(\frac{m R T_0}{P_0 (n_a - n_g) V_{max}} \right)^{\frac{1}{\alpha-1}} \right)$ (D)

→ Réponse D.

1. - BD c'est du cours!

2. - B Faisons l'hypothèse que dans l'état initial l'eau est à l'état vapeur uniquement. Calculons alors la pression de cette vapeur

$$P = \frac{nRT_1}{V} = 0.77 \text{ bar}$$

Cette pression étant inférieure à la pression de vapeur saturante à T_1 , l'hypothèse est confirmée.

3. - B Faisons l'hypothèse que dans l'état final l'eau est à l'état vapeur uniquement. Calculons alors la pression de cette vapeur

$$P = \frac{nRT_2}{V} = 0.74 \text{ bar}$$

Cette pression étant supérieure à la pression de vapeur saturante à T_2 , l'hypothèse est infirmée.

Faisons l'hypothèse que dans l'état final l'eau est à l'équilibre liquide-vapeur. On a

$$x_v = \frac{V - V_L(T_2)}{V_v(T_2) - V_L(T_2)}$$

Par hypothèse $V_L(T_2) \ll V_v(T_2)$ donc

$$x_v = \frac{V}{V_v(T_2)}$$

Par ailleurs on peut calculer $V_v(T_2)$ par l'équation des gaz parfaits, soit $V_v(T_2) = nRT_2/P_{\text{sat}}(T_2) = 5,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$. Finalement

$$x_v = 0,68$$

4. - B Décomposons la transformation en plusieurs étapes :

- On liquéfie $n(1 - x_v)$ mole d'eau liquide à température constante T_1 , ce qui conduit à une variation d'enthalpie de $-n(1 - x_v)\Delta H_{\text{vap}}$
- On refroidit l'ensemble de T_2 à T_1 . Pour l'eau liquide, la variation d'enthalpie vaut $n(1 - x_v)C_L(T_2 - T_1)$, pour la vapeur $C_p(T_2 - T_1) = \frac{nx_v R \gamma}{\gamma - 1}(T_2 - T_1)$.

Au final

$$\Delta H = n(x_v - 1)\Delta H_{\text{vap}} + \frac{nx_v R \gamma}{\gamma - 1}(T_2 - T_1) + n(1 - x_v)C_L(T_2 - T_1)$$

5. - A On a $\Delta H = \Delta U + V\Delta P$ (la transformation étant isochore). De plus $\Delta U = W + Q = Q$ (la transformation étant isochore). Finalement

$$Q = \Delta H - V\Delta P = -1.3 \text{ kJ}$$

($\Delta P = P_{\text{sat}}(T_2) - nRT_1/V$)

6. - AD D'après l'énoncé (question 27), « on attend l'équilibre thermique » ceci implique que la température du thermostat a été abaissée « rapidement » et que les transferts thermiques entre l'intérieur et l'extérieur permettant le retour à l'équilibre se sont effectués entre corps à températures différentes. l'évolution est donc irréversible. l'entropie de l'univers a augmenté.

Par ailleurs, le système étant refroidi à volume constant, l'entropie de l'eau a diminué.