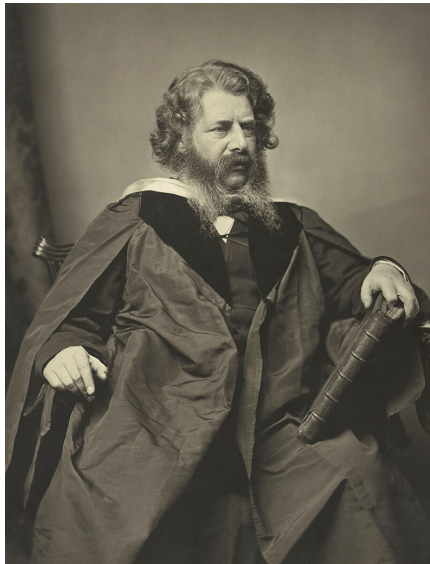


## 8 – SYSTÈMES OUVERTS ÉCHANGES D'ÉNERGIE PAR CONVECTION

LA THERMODYNAMIQUE est une science qui doit beaucoup aux ingénieurs, qui ont mis au point des machines avant toute théorisation. Ces ingénieurs ont cependant bénéficié, réciproquement, des publications de plus en plus nombreuses des scientifiques sur les propriétés des fluides, et leurs caractéristiques thermodynamiques.

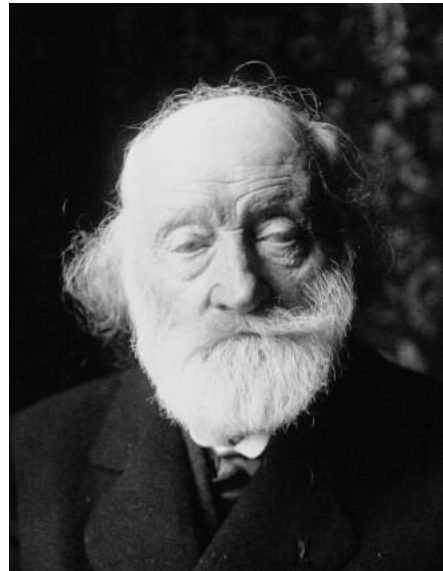
Le 19<sup>e</sup> siècle a vu de nombreuses innovations dans tous les domaines de l'ingénierie, en lien avec la Révolution Industrielle. Beaucoup ont disparu, supplantées par des dispositifs plus efficaces ou plus simples, mais certaines sont basées sur des systèmes toujours utilisés dans les machines actuelles. La machine à vapeur, fonctionnant sur le cycle dit « de Rankine », du nom de l'ingénieur écossais William RANKINE qui en a décrit le cycle thermodynamique complet, a totalement transformé la société occidentale, en particulier en ouvrant des moyens de transport dont la vitesse était sans commune mesure avec ceux des époques précédente. Le développement du commerce mondial qui s'en est suivi a poussé à la conception de machines frigorifiques, qui reposent encore aujourd'hui sur le modèle de Charles TELLIER, concepteur du premier cargo équipé de chambre frigorifique, le *Frigorifique*, lancé en 1876.

Les éléments individuels de ces machines ont été mis au point progressivement : détenteur, compresseur, échangeur, cylindre muni de piston, turbine, etc. Ils font l'objet de ce chapitre, qui va permettre d'analyser le fonctionnement et l'efficacité des machines réelles, contrairement au chapitre précédent qui en donnait une vue globale. Ces éléments étant parcouru par un fluide constituant des systèmes ouverts, pour lesquels il faut établir un énoncé du premier principe de la thermodynamique.



par Thomas ANNAN  
National Gallery of Scotland

William RANKINE (1820 - 1872)  
ingénieur écossais



par agence Meurisse  
BNF, Paris

Louis TELLIER (1828 - 1913)  
ingénieur français

## Plan du chapitre

<b>1 Premier principe pour un fluide en écoulement</b>	<b>3</b>
1.1 Débits	3
1.2 Débits en régime stationnaire	4
1.3 Premier principe appliqué à un écoulement stationnaire (dit aussi premier principe « industriel »)	5
1.4 Application à des dispositifs usuels en régime stationnaire	8
<b>2 Utilisation des diagrammes <math>\log P</math> en fonction de <math>h</math></b>	<b>12</b>
2.1 Présentation des diagrammes $\log P$ en fonction de $h$	12
2.2 Utilisation des diagrammes $(h, \log P)$ pour l'étude des fluides	13
2.3 Utilisation des diagrammes $(h, \log P)$ pour l'étude d'un élément de machine	15
2.4 Utilisation des diagrammes $(h, \log P)$ pour l'étude du cycle d'une machine	16



### Remerciements

Je remercie Monsieur Pascal ARCHAMBAULT, professeur au lycée Saint-Louis à Paris, pour les exemples d'application des diagrammes  $(h, \log P)$  utilisés dans ce cours.



Programme officiel – Deuxième semestre – **Thème E – énergie : conversion et transfert**

NOTIONS	CAPACITÉS EXIGIBLES
<b>E.3. Formulation et application des principes de la thermodynamique à l'étude des machines thermiques.</b> Premier principe de la thermodynamique pour l'écoulement d'un fluide en régime stationnaire dans un système muni d'une seule entrée et d'une seule sortie.	Démontrer et utiliser le premier principe de la thermodynamique pour l'écoulement d'un fluide en régime stationnaire, en termes de grandeurs massiques ou en termes de puissance, notamment pour l'étude d'un détenteur, d'un compresseur, d'une turbine, d'un échangeur thermique.
Diagramme $(P, h)$ de fluides réels.	Exploiter un diagramme donnant la pression $P$ (ou $\log P$ ) en fonction de l'enthalpie massique $h$ d'un fluide réel pour l'étude de machines thermodynamiques réelles.

L'auteur du présent document vous autorise à le partager, reproduire, distribuer et communiquer selon les conditions suivantes :



- BY** Vous devez le citer en l'attribuant de la manière indiquée par l'auteur (mais pas d'une manière qui suggérerait qu'il approuve votre utilisation de l'œuvre).
- NC** Vous n'avez pas le droit d'utiliser ce document à des fins commerciales.
- SA** Vous avez le droit de le modifier, de le transformer ou de l'adapter, sous les mêmes conditions de partage et d'utilisation que le présent document.

Consulter la licence creative commons complète en français :  
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/deed.fr>

# 1 Premier principe pour un fluide en écoulement

Dans cette première partie, on étudie les éléments individuels d'une machine thermique. Chacun d'entre eux est parcouru par le fluide caloporteur, ce qui en fait un système ouvert, puisqu'il y a entrée et sortie de matière. On se propose d'une part de décrire l'écoulement du fluide, et d'autre part d'établir une expression du premier principe appliquée à un fluide en écoulement.

## 1.1 Débits

### 1.1.1 Écoulement unidirectionnel et unidimensionnel

On étudie l'écoulement d'un fluide dans une portion de tuyau, de section  $S$ , et rectiligne selon la direction  $\vec{u}_x$ . On se place dans la situation où l'écoulement n'est pas tourbillonnaire, c'est-à-dire qu'en tout point de l'écoulement, la vitesse est colinéaire à la direction du tuyau.

Dans un écoulement unidirectionnel réel, la vitesse n'est pas la même en tout point d'une section droite. Du fait des frottements, elle est nulle au contact de la paroi, et est maximale au centre. Pour toute la suite, on admet qu'il est possible de raisonner en supposant que la vitesse est identique en tout point d'une section droite, égale à la valeur moyenne de la vitesse sur cette section. La vitesse peut alors varier selon la position le long du tuyau (elle dépend de  $x$ ), mais ne varie pas en fonction de la distance  $r$  au centre du tuyau. La vitesse ne dépend donc que d'un seul paramètre de position, autrement dit une seule dimension spatiale.

En définitive, on se place, dans tout le reste du cours, sous les deux hypothèses d'un écoulement :

- **unidirectionnel** : le vecteur vitesse est selon  $\vec{u}_x$  en tout point d'une section droite,
- et **unidimensionnel** : la vitesse a la même valeur en tout point d'une section droite.

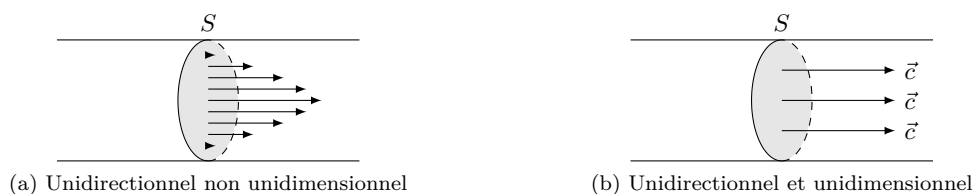


FIGURE 1 – Écoulement unidirectionnels.

### 1.1.2 Débit de masse

Considérons une section  $S$  de l'écoulement. Par définition, le **débit de masse** à travers la section  $S$  est la petite masse  $\delta m$  qui traverse cette section pendant l'intervalle de temps  $dt$  :

$$D_m = \frac{\delta m}{dt} \quad \text{en } \text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1)$$

Le débit de masse est logiquement d'autant plus grand que la section considérée est grande, et d'autant plus grand que la vitesse du fluide est grande. Considérons la section  $S$ , et déterminons où se situe le fluide qui traverse  $S$  entre l'instant  $t$  et l'instant  $t + dt$ . Clairement, le fluide qui est en amont juste avant  $S$  va traverser  $S$  dès le début de l'intervalle de temps. La dernière couche de fluide qui passe est celle qui aura pu parcourir la distance qui la sépare de  $S$  pendant l'intervalle de temps  $dt$ , autrement dit la couche de fluide qui se trouve à la distance  $c \times dt$  en amont de  $S$ . En définitive, le volume de fluide qui traverse  $S$  pendant  $dt$  est celui grisé sur le schéma ci-dessous.

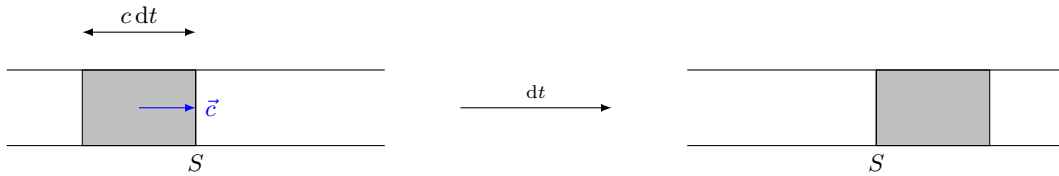


FIGURE 2 – Relation entre le débit de masse et la vitesse.

Le volume du fluide qui traverse  $S$  pendant  $dt$  est donc  $\delta V = S \times c dt$ , ce qui correspond à une masse :  $\delta m = \rho \times \delta V = \rho \times S \times c dt$ , avec  $\rho$  la masse volumique du fluide aux alentours de la section  $S$ . En définitive :

pour un fluide de masse volumique  $\rho$ , s'écoulant à la vitesse  $c$  dans une conduite de section  $S$ , le débit de masse est :

$$D_m = \rho \times c \times S \quad (2)$$

Il est plus fréquent d'exprimer les débits en volume, par exemple pour parler du débit d'un fleuve. Le **débit de volume** à travers la section  $S$  est le petit volume  $\delta V$  qui traverse cette section pendant l'intervalle de temps  $dt$  :

$$D_v = \frac{\delta V}{dt} \quad \text{en } \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (3)$$

Le petit volume  $\delta V$  qui passe à travers  $S$  correspondant à une petite masse  $\delta m = \rho \times \delta V$ , le débit de masse et le débit de volume sont liés par :

$$D_m = \rho \times D_v$$

On prendra garde à ne pas considérer que le débit de masse et le débit de volume sont deux grandeurs analogues. En effet, la masse est une mesure directe de la quantité de matière, celle qui passe à travers  $S$  dans le cas qui nous occupe. Ce n'est pas le cas du débit de volume ; en effet, la masse volumique d'un fluide n'est pas constante, surtout s'il s'agit d'un gaz, et le volume qui passe n'est pas une information directe de la quantité de fluide qui passe, qui, pour un volume donné, dépend de l'état de compression du fluide.

## 1.2 Débits en régime stationnaire

On rappelle que le régime stationnaire correspond à une situation dans laquelle les paramètres du système ne varient pas au cours du temps. On étudie le fluide inclus dans un **volume de contrôle** correspondant à une portion de tuyau, et comportant une entrée de fluide et une sortie de fluide.

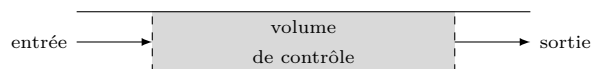


FIGURE 3 – Bilan de masse sur un volume de contrôle.

Durant l'intervalle de temps  $dt$ , la masse contenue dans le volume de contrôle varie *a priori* d'une quantité  $dm$ . Cette variation est due au fait qu'il entre du fluide par la section d'entrée et qu'il en sort par la section de sortie. La petite masse qui entre pendant  $dt$  est  $\delta m_e = D_{m_e} \times dt$  et celle qui sort est  $\delta m_s = D_{m_s} \times dt$ , avec  $D_{m_e}$  et  $D_{m_s}$  les débits de masse aux sections d'entrée et de sortie respectivement.

La variation de la masse contenue dans le volume de contrôle pendant l'intervalle de temps  $dt$  est la différence entre la masse qui entre et celle qui sort, soit :

$$dm = \delta m_e - \delta m_s = (D_{m_e} - D_{m_s}) dt$$

En régime stationnaire, la quantité de fluide ne varie pas au cours du temps, donc la variation de masse  $dm$  dans le volume de contrôle est nulle quelle que soit la valeur de  $dt$  ; on en déduit qu'en régime stationnaire :

$$dm = 0 \Rightarrow D_{m_e} - D_{m_s} = 0 \Rightarrow D_{m_e} = D_{m_s}$$

Le débit de masse est donc le même à l'entrée et à la sortie du volume de contrôle. Celui-ci étant quelconque, cela implique que le débit de masse est le même partout dans l'écoulement.

En régime stationnaire, le débit de masse se conserve dans un écoulement :

$$D_{m_e} = D_{m_s}$$

soit, pour un fluide de masse volumique  $\rho$ , s'écoulant à la vitesse  $c$  dans une conduite de section  $S$  :

$$\rho_e \times c_e \times S_e = \rho_s \times c_s \times S_s \quad (4)$$

On parle d'**écoulement incompressible** lorsque la masse volumique du fluide est la même en tout point de l'écoulement. Ceci est une approximation usuellement valable pour :

- les écoulements liquides,
- les écoulements gazeux tant que la vitesse reste faible (inférieure à la vitesse du son).

On prendra garde à ne pas confondre fluide incompressible et écoulement incompressible. Un liquide est quasiment incompressible et son écoulement l'est aussi, tant qu'il n'y est pas soumis à des variations de pression importantes. En revanche, un gaz est toujours compressible (sa masse volumique dépend fortement de la température et de la pression), ce qui n'empêche pas qu'il puisse s'écouler de façon incompressible, c'est-à-dire que sa masse volumique reste constante dans l'écoulement.

En régime stationnaire, si l'écoulement est incompressible, la conservation du débit de masse implique que le débit de volume est uniforme, et donc en utilisant l'expression de  $D_v$  :

$$\text{Si l'écoulement est incompressible : } D_{v_e} = D_{v_s} \Rightarrow c_e \times S_e = c_s \times S_s$$

### 1.3 Premier principe appliqué à un écoulement stationnaire (dit aussi premier principe « industriel »)

On considère un élément d'une machine au niveau duquel le fluide échange de l'énergie avec le monde extérieur pendant un intervalle de temps  $dt$  selon :

- un transfert thermique  $\delta Q_{\text{reçue}}$ ,
- un transfert de travail utile  $\delta W^*$  dû à la présence d'une pièce mobile (hélice, piston).

Le fluide à l'intérieur de cet élément est de volume constant et constitue le système  $(\Sigma)$ . Pendant un intervalle de temps  $dt$  :

- il entre une masse  $dm_e$  à la vitesse  $\vec{c}_e$  à l'altitude  $z_e$  et sous la pression  $P_e$ ,
- il sort une masse  $dm_s$  à la vitesse  $\vec{c}_s$  à l'altitude  $z_s$  et sous la pression  $P_s$ .

Pour étudier ce système ouvert, on va considérer le devenir d'un système fermé constitué d'une masse constante  $m_0$  de fluide, mais dont la position dans l'écoulement change au cours du temps.

- À la date  $t$ , le système constitué de la masse  $m_0$  est contenu dans l'union de  $(\Sigma)$  et du volume  $\delta V_e$  de masse  $\delta m_e$  qui va entrer dans  $(\Sigma)$  pendant  $dt$ .

- À la date  $t + dt$ , le système est contenu dans l'union de  $(\Sigma)$  et du volume  $\delta V_s$  de masse  $\delta m_s$  qui est sorti de  $(\Sigma)$  pendant  $dt$ .

La partie appelée  $(\Sigma)$  est constituée du fluide qui se situe dans l'élément de machine.

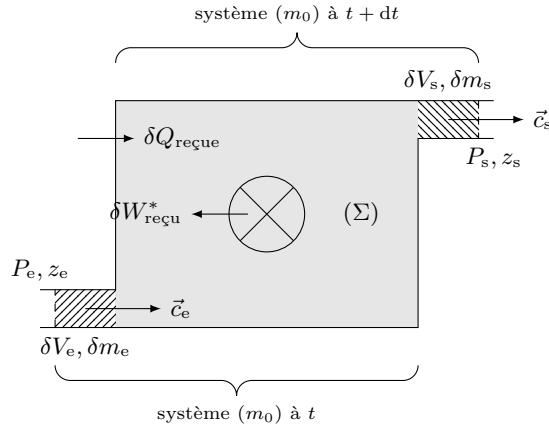


FIGURE 4 – Évolution d'un système fermé qui sécoule dans un élément de machine.

On va faire un bilan d'énergie sur le système fermé de masse  $m_0$  entre la date  $t$  et la date  $t + dt$  dans le cas d'un écoulement en régime stationnaire. L'énergie du système est :

- $E_{(t)} = E_{\Sigma(t)} + E_{\delta m_e}$  à la date  $t$ ,
- $E_{(t+dt)} = E_{\Sigma(t+dt)} + E_{\delta m_s}$  à la date  $t + dt$ .

Or, l'énergie d'un système est la somme de son énergie cinétique macroscopique, de son énergie potentielle macroscopique réduite dans les cas qui nous occupent à son énergie potentielle de pesanteur, et de son énergie interne. En introduisant l'énergie interne massique  $u$ , telle que  $U = m \times u$ , l'énergie du système aux dates  $t$  et  $t + dt$  est donc :

$$E_{(t)} = E_{\Sigma(t)} + (U + E_c + E_p)_{\delta m_e} = E_{\Sigma(t)} + \delta m_e \times (u_e + c_e^2/2 + g z_e)$$

$$E_{(t+dt)} = E_{\Sigma(t+dt)} + (U + E_c + E_p)_{\delta m_s} = E_{\Sigma(t+dt)} + \delta m_s \times (u_s + c_s^2/2 + g z_s)$$

La variation d'énergie totale du système pendant l'intervalle de temps  $dt$  est  $dE = E_{(t+dt)} - E_{(t)}$ . En régime stationnaire :

- l'énergie du fluide contenu dans  $(\Sigma)$  est constante, donc  $E_{\Sigma(t+dt)} = E_{\Sigma(t)}$ ,
- la masse contenue dans  $(\Sigma)$  est constante, donc  $\delta m_e = \delta m_s$  (conservation du débit).

Sous ces deux hypothèses, et en appelant  $\delta m$  la masse qui entre en amont pendant  $dt$  et qui sort en aval pendant  $dt$ , on a par conséquent :

$$dE = \delta m \times \left[ (u_s - u_e) + \frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2) + g(z_s - z_e) \right]$$

Appliquons le premier principe au système entre l'instant  $t$  et l'instant  $t + dt$ , avec  $\delta Q_{reçu}$  le transfert thermique reçu et  $\delta W_{reçu}^*$  le travail utile reçu. Le fluide subit d'autre part des forces pressantes. En effet, la masse  $\delta m_e$  est poussée par la couche de fluide en amont dont la pression est  $P_e$ . Cette portion de fluide passe du volume  $\delta V_e$  à 0 pendant  $dt$  (puisqu'il rentre dans  $(\Sigma)$  pendant cet intervalle de temps). Le travail reçu par  $\delta m_e$  est donc :

$$\delta W_{pe} = -P_e \times (0 - \delta V_e) = P_e \delta V_e$$

dont le signe est positif, ce qui est logique car il s'agit bien d'un travail moteur (le fluide est poussé par la couche en amont). En aval, le fluide sort en devant pousser devant lui la couche en aval de pression  $P_s$ , pour passer d'un volume 0 au volume  $\delta V_s$ , et reçoit donc le travail :

$$\delta W_{ps} = -P_s \times (\delta V_s - 0) = -P_s \delta V_s$$

qui est bien négatif car le travail est résistant, le système devant fournir du travail pour pousser la couche aval. En introduisant le volume massique  $v$ , tel que  $v = \delta V / \delta m$ , le premier principe appliqué à la masse  $m_0$  entre  $t$  et  $t + dt$  s'écrit donc :

$$dE = \delta Q_{\text{reçue}} + \delta W_{\text{reçu}}^* + \delta W_{p\text{reçu}} = \delta Q_{\text{reçue}} + \delta W_{\text{reçu}}^* + (P_e v_e \delta m) - (P_s v_s \delta m)$$

Explicitons  $dE$ , et faisons passer les termes des travaux de forces pressantes à gauche :

$$\begin{aligned} \delta m \times \left[ (u_s - u_e) + \frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2) + g(z_s - z_e) \right] &= \delta Q_{\text{reçue}} + \delta W_{\text{reçu}}^* + (P_e v_e \delta m) - (P_s v_s \delta m) \\ \Rightarrow \delta m \times \left[ (u_s + P_s v_s) - (u_e + P_e v_e) + \frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2) + g(z_s - z_e) \right] &= \delta Q_{\text{reçue}} + \delta W_{\text{reçu}}^* \end{aligned}$$

Le terme  $u + P v$  n'est autre que l'enthalpie massique  $h$ , ce qui amène finalement à :

$$\delta m \times \left[ (h_s - h_e) + \frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2) + g(z_s - z_e) \right] = \delta Q_{\text{reçue}} + \delta W_{\text{reçu}}^*$$

On peut maintenant décliner cette relation de deux façons. En introduisant le travail utile massique  $w_{\text{reçu}}^*$  et l'énergie thermique massique  $q_{\text{reçue}}$ , autrement dit les échanges d'énergie par unité de masse du fluide, on peut écrire  $\delta W_{\text{reçu}}^* = w_{\text{reçu}}^* \times \delta m$  et  $\delta Q_{\text{reçue}} = q_{\text{reçue}} \times \delta m$ .

Pour un système ouvert ( $\Sigma$ ) traversé par **écoulement stationnaire** unidimensionnel comportant une seule entrée et une seule sortie, le **premier principe** s'écrit :

$$\left( h_s - h_e \right) + \frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2) + g(z_s - z_e) = \left[ h + \frac{c^2}{2} + gz \right]_e^s = w_{\text{reçu}}^* + q_{\text{reçue}} \quad (5)$$

- $h$  l'enthalpie massique,
- $c$  la vitesse d'écoulement,
- $z$  l'altitude,
- $w_{\text{reçu}}^*$  le travail massique reçu,
- $q_{\text{reçue}}$  le transfert thermique massique reçu.

On peut aussi diviser les deux membres par  $dt$  pour faire apparaître le débit de masse  $D_m = \delta m / dt$  et les puissances thermique et associée au travail utile.

Pour un système ouvert ( $\Sigma$ ) traversé par **écoulement stationnaire** unidimensionnel comportant une seule entrée et une seule sortie, le **premier principe** s'écrit :

$$D_m \times \left[ (h_s - h_e) + \frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2) + g(z_s - z_e) \right] = D_m \times \left[ h + \frac{c^2}{2} + gz \right]_e^s = \mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^* + \mathcal{P}_{Q_{\text{reçue}}} \quad (6)$$

- $D_m$  le débit de masse
- $\mathcal{P}_{Q_{\text{reçue}}}$  la puissance thermique reçue.
- $\mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^*$  la puissance associée au travail utile reçu,

## 1.4 Application à des dispositifs usuels en régime stationnaire

Dans tous les cas, on étudie un fluide en écoulement le long d'une conduite ou à travers un élément d'une machine, et toujours en régime stationnaire

Il est fréquents que certains termes soient négligeables, ce qu'il faut interpréter à partir des données de l'énoncé.

- Pour un élément de faible dimension :  $\Delta e_p = [gz]_e^s \approx 0$ , l'égalité étant parfaite pour un écoulement horizontal.
- Si l'écoulement est lent :  $\Delta e_c = [c^2/2]_e^s \approx 0$ .
- En l'absence de pièces mobiles (hélice, arbre mobile, ...) :  $w_{\text{reçu}}^* = 0$ .
- Si les parois sont athermanes :  $q = 0$ .

On rappelle par ailleurs que l'enthalpie d'un fluide peut varier pour deux raisons.

- Sous l'effet d'une variation de température :  $\Delta h = c_p \Delta T$  (gaz) ou  $\Delta h = c \Delta T$  (liquide), avec  $c_p$  la capacité thermique massique à pression constante.
- Sous l'effet d'un changement d'état entre le liquide et la vapeur :  $\pm \Delta h_{\text{vap}}$ , avec  $h_{\text{vap}}$  l'enthalpie massique de vaporisation (chaleur latente massique de vaporisation).

Dans les machines thermiques usuelles, les éléments constitutifs se rangent en deux catégories. Au niveau des éléments sans pièce mobile, il n'y a pas échange de travail : détenteur, conduite simple, échangeur thermique, évaporateur ou condenseur. Les éléments comportant des pièces mobiles réalisent des échanges de travail : compresseur et turbine.

### 1.4.1 Le détenteur

Un **détendeur** est un dispositif dont les parois sont fixes et qui ne contient aucune pièce mobile mais qui présente un obstacle à travers lequel un fluide s'écoule : vanne, paroi poreuse. La pression du fluide à la sortie de l'obstacle est inférieure à celle à l'entrée.

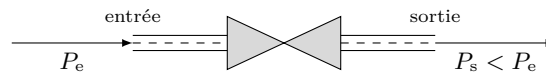


FIGURE 5 – Détendeur.

Considérons un gaz qui circule avec un débit de masse  $D_m = 3,0 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$  à travers un détenteur isenthalpique horizontal, dont les sections d'entrée et de sortie sont identiques. L'écoulement est supposé unidimensionnel et incompressible, et on cherche la variation de température à la traversée du détenteur, et la puissance thermique échangée.

Le détenteur étant qualifié d'isenthalpique, on a :  $h_e = h_s$ . En appelant  $c_p$  la capacité thermique massique du gaz, on a donc :

$$h_s - h_e = c_p \times (T_s - T_e) = 0 \Rightarrow T_s = T_e$$

autrement dit l'écoulement se fait de façon isotherme à travers le détenteur. Comme par ailleurs les sections d'entrée et de sortie sont égales et que l'écoulement est incompressible, on a  $S_e = S_s$  et  $\rho_e = \rho_s$  ; la conservation du débit de masse s'écrit alors :

$$D_{m_e} = D_{m_s} \Rightarrow \rho_e \times c_e \times S_e = \rho_s \times c_s \times S_s \Rightarrow c_e = c_s$$

En résumé, à la traversée du détenteur horizontal :

- $c_e = c_s$ , soit pas de variation d'énergie cinétique,
- $z_e = z_s$ , soit pas de variation d'énergie potentielle,
- $h_e = h_s$  car il est isenthalpique,

- $\mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^* = 0$  car il n'y a pas de pièce mobile,
- Appliquons le premier principe en puissance :

$$D_m \times \left[ \underbrace{(h_s - h_e)}_{=0} + \frac{1}{2} \underbrace{(c_s^2 - c_e^2)}_{=0} + g \underbrace{(z_s - z_e)}_{=0} \right] = \underbrace{\mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^*}_{=0} + \mathcal{P}_{Q_{\text{reçue}}} \Rightarrow \mathcal{P}_{Q_{\text{reçue}}} = 0$$

Le détendeur isenthalpique correspond donc à un élément dont les parois sont calorifugées.

### 1.4.2 Conduite de section variable

Une conduite de section variable est telle que la section d'entrée est différente de la section de sortie. Elle ne contient aucune pièce mobile. Son but est de modifier la vitesse d'écoulement du fluide.

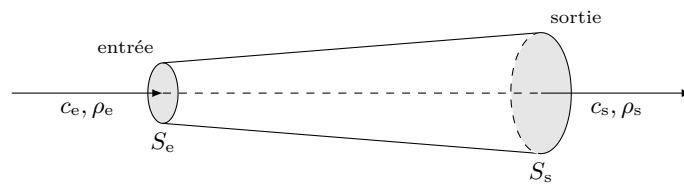


FIGURE 6 – Conduite de section variable.

Un gaz parfait ( $c_p = 1,0 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) s'écoule dans une conduite horizontale de section variable : la section d'entrée est  $S_e = 20 \text{ cm}^2$  et la section de sortie est  $S_s = 50 \text{ cm}^2$ . Au niveau de cette conduite, il n'y a aucune pièce mobile, les parois sont rigides et athermanes. Le débit de masse à l'entrée est  $D_m = 2,0 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ . La masse volumique du gaz est  $\rho_e = 25 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  à l'entrée. On suppose l'écoulement unidimensionnel, stationnaire et quasiment incompressible. On cherche la vitesse de sortie et la variation de température du gaz à la traversée de la conduite.

La vitesse à l'entrée est donnée par le débit de masse :

$$D_{me} = \rho_e \times c_e \times S_e \Rightarrow c_e = \frac{D_{me}}{\rho_e \times S_e} = 40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

En régime stationnaire, le débit de masse est le même à l'entrée et à la sortie. Comme en outre l'écoulement est incompressible, alors  $\rho_e = \rho_s$ . La conservation du débit de masse donne alors :

$$D_{me} = D_{ms} \Rightarrow \rho_e \times c_e \times S_e = \rho_s \times c_s \times S_s \Rightarrow c_s = c_e \times \frac{S_e}{S_s} = 16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Appliquons le premier principe au système ouvert constitué du fluide traversant la conduite, dans les conditions du dispositif :

- la conduite est horizontale donc  $z_e = z_s$ ,
- le gaz est assimilé à un gaz parfait donc la seconde loi de Joule s'applique :  $h = c_p T$ ,
- il n'y a pas de pièce mobile donc  $\mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^* = 0$ ,
- les parois sont calorifugées donc  $\mathcal{P}_{Q_{\text{reçue}}} = 0$ .

$$D_m \times \left[ (h_s - h_e) + \frac{1}{2} (c_s^2 - c_e^2) + g \underbrace{(z_s - z_e)}_{=0} \right] = \mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^* + \mathcal{P}_{Q_{\text{reçue}}} = 0 \Rightarrow c_p (T_s - T_e) = \frac{1}{2} (c_e^2 - c_s^2)$$

soit :

$$T_s - T_e = \frac{1}{2c_p}(c_e^2 - c_s^2) = 0,7 \text{ K}$$

Le gaz s'est légèrement échauffé au passage de la conduite. Il y a conversion d'énergie cinétique macroscopique en énergie interne. En ralentissant, les molécules de gaz entrent en collision les unes avec les autres, comme dans un embouteillage, et les chocs entre elles induisent une augmentation d'énergie d'agitation à l'échelle moléculaire.

### 1.4.3 Échangeur thermique

On appelle **échangeur thermique** un dispositif d'échange d'énergie thermique entre un fluide en écoulement et le monde extérieur. L'échangeur ne contient pas de pièce mobile et le transfert thermique se fait par diffusion passive à travers les parois. Le but d'un échangeur est soit de faire varier la température du fluide, soit de le faire changer d'état.

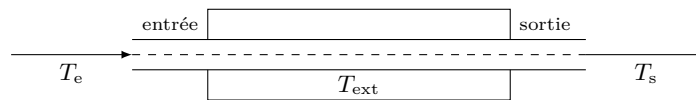


FIGURE 7 – Échangeur thermique.

Soit un tuyau horizontal de section constante parcouru par de l'eau liquide avec un débit de volume  $D_v = 100 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$ . Le tuyau passe dans un bain dont la température est fixe et vaut  $80^\circ\text{C}$ . La température de l'eau à l'entrée du bain est  $20^\circ\text{C}$  et elle est égale à la température du bain à la sortie. On cherche la puissance thermique reçue par l'eau en écoulement au contact du bain en régime stationnaire.

Le fluide étant de l'eau liquide, on peut supposer l'écoulement incompressible. En régime stationnaire, et pour une section constante, la conservation du débit de masse permet d'écrire :

$$D_{m\ e} = D_{m\ s} \Rightarrow \rho_e \times c_e \times S_e = \rho_s \times c_s \times S_s \Rightarrow c_s = c_e$$

Appliquons le premier principe à l'eau en écoulement dans les conditions du dispositif :

- le tuyau est horizontal soit  $z_e = z_s$ ,
- la vitesse est constante soit  $c_e = c_s$ ,
- l'enthalpie d'une phase condensée ne dépend que de la température :  $\Delta h = c_{\text{eau}} \Delta T$ ,
- il n'y a pas de pièce mobile donc  $\mathcal{P}_{W\ \text{reçu}}^* = 0$ .

$$D_m \times \left[ (h_s - h_e) + \frac{1}{2} \underbrace{(c_s^2 - c_e^2)}_{=0} + g \underbrace{(z_s - z_e)}_{=0} \right] = \underbrace{\mathcal{P}_{W\ \text{reçu}}^*}_{=0} + \mathcal{P}_{Q\ \text{reçu}} \Rightarrow \mathcal{P}_{Q\ \text{reçu}} = D_m \times c_{\text{eau}} (T_s - T_e)$$

Connaissant le capacité thermique massique de l'eau liquide ( $4,18 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) et pour un débit de masse  $D_m = \rho D_v$  avec  $D_v = 100 \cdot 10^{-6} / 60 = 1,67 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $\rho = 1 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , l'application numérique donne :

$$\mathcal{P}_{Q\ \text{reçu}} = \rho D_v \times c_{\text{eau}} (T_s - T_e) = 418 \text{ W}$$

On considère maintenant un évaporateur de faible dimension. De l'ammoniac liquide à sa température de vaporisation  $T_{\text{vap}}$  (sous la pression de fonctionnement) arrive à l'entrée de l'évaporateur ; à la sortie, la totalité de l'ammoniac est sous forme vapeur à la même température. On néglige les variations d'énergie potentielle et cinétique. On cherche l'énergie massique reçue par l'ammoniac dans l'évaporateur.

Appliquons le premier principe à l'ammoniac qui traverse l'évaporateur, dans les conditions du dispositif :

- on néglige la variation d'énergie potentielle, soit  $g(z_s - z_e) \approx 0$ ,
- on néglige la variation d'énergie cinétique, soit  $(c_s^2 - c_e^2)/2 \approx 0$ ,
- la température est constante donc la variation d'enthalpie ne dépend que du changement d'état,
- il n'y a pas de pièce mobile donc  $w_{\text{reçu}}^* = 0$ .

$$(h_s - h_e) + \frac{1}{2} \underbrace{(c_s^2 - c_e^2)}_{=0} + g \underbrace{(z_s - z_e)}_{=0} = \underbrace{w_{\text{reçu}}^*}_{=0} + q_{\text{reçu}} \Rightarrow q_{\text{reçu}} = h_s - h_e$$

L'application numérique nécessite de connaître l'enthalpie massique du liquide saturant à  $T_{\text{vap}}$  :  $h_{\text{liq}} = 67 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ , et l'enthalpie massique de la vapeur saturante à  $T_{\text{vap}}$  :  $h_{\text{vap}} = 1425 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ . Alors :

$$q_{\text{reçu}} = h_s - h_e = h_{\text{vap}} - h_{\text{liq}} = 1358 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

autrement dit, l'évaporateur doit fournir au fluide 1358 kJ pour chaque kilogramme d'ammoniac vaporisée.

#### 1.4.4 Compresseur

Un **compresseur** est un dispositif dans lequel des pièces mobiles permettent d'augmenter la pression d'un fluide en écoulement. Le compresseur transfère du travail au fluide :  $w_{\text{reçu}}^* > 0$ .

Le schéma conventionnel du compresseur montre une sortie plus étroite que l'entrée, pour symboliser le fait que le fluide est comprimé à la sortie.

De l'air, assimilable à un gaz parfait pour lequel  $c_p = 1 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ , est admis dans un compresseur à la pression  $P_1$  et sous la température  $T_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ , et est expulsé sous une pression  $P_2 = a \times P_1$ . Le compresseur est suffisamment petit pour pouvoir négliger les variations d'altitude et de vitesse. Les parois sont athermanes, l'écoulement est supposé unidimensionnel et stationnaire.

On cherche à exprimer le travail massique fourni par le compresseur en fonction de  $T_1$  et du taux de compression  $a$ , en admettant que le gaz vérifie la loi de Laplace :  $T^\gamma \times P^{1-\gamma} = \text{cte}$ , où  $\gamma = 1,4$  est une caractéristique du gaz.

Commençons par déterminer la température de sortie  $T_2$  en appliquant la loi de Laplace au gaz :

$$T_1^\gamma \times P_1^{1-\gamma} = T_2^\gamma \times P_2^{1-\gamma} \Rightarrow T_2 = T_1 \times \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{(1-\gamma)/\gamma} = T_1 \times \left(\frac{1}{a}\right)^{(1-\gamma)/\gamma} = T_1 \times a^{(\gamma-1)/\gamma}$$

Appliquons le premier principe au gaz qui traverse le compresseur dans les conditions du dispositif :

- on néglige la variation d'énergie potentielle, soit  $g(z_s - z_e) \approx 0$ ,
- on néglige la variation d'énergie cinétique, soit  $(c_s^2 - c_e^2)/2 \approx 0$ ,
- la variation d'enthalpie ne dépend que de la variation de température par application de la deuxième loi de Joule,
- il n'y a pas d'échange thermique donc  $q_{\text{reçu}} = 0$ .

$$(h_s - h_e) + \frac{1}{2} \underbrace{(c_s^2 - c_e^2)}_{=0} + g \underbrace{(z_s - z_e)}_{=0} = \underbrace{w_{\text{reçu}}^*}_{=0} + \underbrace{q_{\text{reçu}}}_{=0} \Rightarrow w_{\text{reçu}}^* = h_s - h_e = c_p (T_s - T_e)$$

En remplaçant  $T_s = T_2$  et  $T_e = T_1$ , et en utilisant la relation entre elles, on obtient :

$$w_{\text{reçu}}^* = c_p (T_2 - T_1) = c_p T_1 \left( a^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right)$$

Pour un facteur de compression  $a = 4$ , l'application numérique donne :  $w_{\text{reçu}}^* = 142,4 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ , autrement dit le compresseur fournit 142,4 kJ pour chaque kilogramme d'air refoulé.

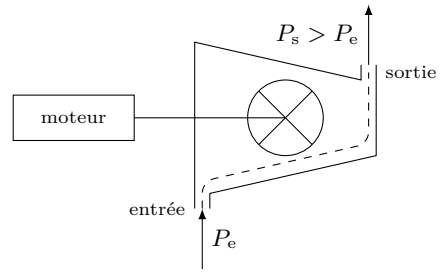


FIGURE 8 – Compresseur.

### 1.4.5 Turbine

Une **turbine** est un dispositif dans lequel des pièces mobiles sont mises en mouvement par un fluide en écoulement, pour faire tourner un arbre (par exemple d'un alternateur). Le fluide cède du travail à la turbine :  $w_{\text{reçu}}^* < 0$ .

Le schéma conventionnel du compresseur montre une sortie plus large que l'entrée, pour symboliser le fait que le fluide est *a priori* sous pression moindre à la sortie qu'à l'entrée.

Considérons une turbine alimentée avec de l'air ( $c_p = 1 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) s'écoulant avec un débit de masse  $D_m = 100 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$  constant. L'écoulement est unidimensionnel et stationnaire. Les pressions d'entrée et de sortie valent respectivement 200 bar et 20 bar. La température d'entrée est de  $350^\circ\text{C}$ ; elle chute de  $27^\circ\text{C}$  lors du passage de la turbine. La turbine est parfaitement calorifugée, et on suppose que les variations d'énergie potentielle et cinétique sont négligeables. On veut calculer la puissance fournie par l'arbre de la turbine à l'alternateur auquel il est relié.

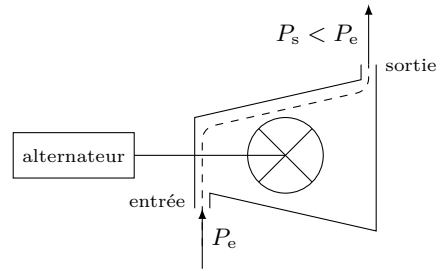


FIGURE 9 – Turbine.

Appliquons le premier principe au gaz qui traverse le compresseur dans les conditions du dispositif :

- on néglige la variation d'énergie potentielle, soit  $g(z_s - z_e) \approx 0$ ,
- on néglige la variation d'énergie cinétique, soit  $(c_s^2 - c_e^2)/2 \approx 0$ ,
- la variation d'enthalpie ne dépend que de la variation de température par application de la deuxième loi de Joule,
- il n'y a pas d'échange thermique donc  $\mathcal{P}_{Q_{\text{reçu}}} = 0$ .

$$D_m \times \left[ (h_s - h_e) + \underbrace{\frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2)}_{=0} + g \underbrace{(z_s - z_e)}_{=0} \right] = \mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^* + \underbrace{\mathcal{P}_{Q_{\text{reçu}}}}_{=0} \Rightarrow \mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^* = D_m \times c_p \times (T_s - T_e)$$

On obtient  $\mathcal{P}_{W_{\text{reçu}}}^* = -2,7 \cdot 10^6 \text{ W} = -2,7 \text{ MW}$ .

## 2 Utilisation des diagrammes $\log P$ en fonction de $h$

### 2.1 Présentation des diagrammes $\log P$ en fonction de $h$

Dans les exemples précédents, on a systématiquement utilisé une approximation pour exprimer  $h$  lors de l'application du premier principe : la variation de  $h$  ne dépend que de la variation de température. Dans les machines réelles, cette approximation peut ne pas être valable, surtout au niveau des éléments où la pression est importante.

Il est alors apparu indispensable de disposer d'un moyen d'évaluer de façon plus rigoureuse la valeur de  $h$  connaissant les conditions dans lesquelles se trouve le fluide. Pour cela, on utilise des diagrammes donnant  $\log P$  (ou  $P$ ) avec  $P$  la pression, en fonction de l'enthalpie massique  $h$ . Sur ces diagrammes sont tracées :

- les isobares horizontales (même pression),
- les isenthalpes verticales (même enthalpie massique),
- les isothermes (même température),
- les isochores (même volume massique),
- les isotitres (même fraction massique de vapeur et de liquide) dans le domaine biphasique liquide - vapeur,
- les isentropes (même entropie massique), que nous n'utiliserons pas cette année.

La construction de ces diagrammes repose sur des modèles de fluides plus élaborés que le modèle du gaz parfait et le modèle du liquide incompressible, autrement dit des fluides « réels ». Ces modèles sont validés par des mesures expérimentales, qui assurent de l'exactitude du diagramme. Ces diagrammes existent pour tous les fluides utilisés à un titre ou à un autre dans des machines (fluides caloporteurs ou frigorigènes) ou qui circulent dans des installations (gaz ou liquide utilisés dans des usines).

Ces diagrammes sont particulièrement adaptés à l'étude des éléments d'une machine puisqu'ils permettent de lire graphiquement la valeur de l'enthalpie massique du fluide, connaissant sa pression et sa température, qui sont des grandeurs *a priori* mesurables dans un dispositif réel : avec un thermomètre et un pressostat en entrée et en sortie d'un élément de machine, on peut déterminer  $h_e$  et  $h_s$  pour appliquer ensuite le premier principe.

## 2.2 Utilisation des diagrammes $(h, \log P)$ pour l'étude des fluides

### 2.2.1 Cas d'un gaz

On donne ci-contre le diagramme  $(h, \log P)$  de l'air entre  $-20^\circ\text{C}$  et  $140^\circ\text{C}$ . On va montrer que ce diagramme permet de retrouver les propriétés de l'air.

Le point correspondant aux conditions ambiantes  $20^\circ\text{C}$  et 1 bar est noté A sur le diagramme, et se trouve à l'intersection de l'ordonnée  $P = 1$  bar et de l'isotherme (en rouge)  $T = 20^\circ\text{C}$ .

Ce point se trouve quasiment entre l'isochore  $v = 0,80$  et  $v = 1,0 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$  (en vert). On peut approximer que A se trouve sur l'isochore  $v = 0,83 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ , valeur qui correspond au comportement de l'air réel. On peut montrer que, dans ces conditions, l'air se comporte quasiment comme un gaz parfait, pour lequel :

$$PV = nRT = \frac{m}{M}RT \Rightarrow Pv = \frac{RT}{M}$$

Évaluons chacun des deux termes au point A. Le membre de gauche vaut  $1 \cdot 10^5 \times 0,83 = 8,2 \cdot 10^4 \text{ J}$ ; le membre de droite vaut  $8,314 \times 293/29 \cdot 10^{-3} = 8,4 \cdot 10^4 \text{ J}$ . Les deux valeurs sont quasiment égales, ce qui montre que dans ces conditions, l'air est correctement décrit par le modèle du gaz parfait.

Un gaz parfait vérifie la seconde loi de Joule, à savoir que l'enthalpie ne dépend que de la température. On constate qu'à des pressions inférieures à 2 à 3 bar, les isothermes sont quasiment verticales, autrement dit que se déplacer à température constante revient à se déplacer à enthalpie constante. Cela valide la seconde loi de Joule pour des pressions inférieures à 2 bar environ. Au-delà, les isothermes s'écartent progressivement des isenthalpes, et au-dessus de 10 bar, l'écart devient vraiment important.

On peut évaluer la capacité thermique massique à pression constante sous 1 bar. Au point B, la température est  $T_B = 0^\circ\text{C}$  et l'enthalpie massique est quasiment égale à  $h_B = 500 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ . Au point C, on lit  $T_C = 100^\circ\text{C}$  et  $h_C = 600 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ . Comme la deuxième loi de Joule est vérifiée dans ce domaine de pression, on a :

$$h_C - h_B = c_p \times (T_C - T_B) \Rightarrow c_p = \frac{h_C - h_B}{T_C - T_B} = 1 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

La capacité thermique molaire à pression constante correspondante est :  $C_{pm} = c_p \times M = 29,0 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . Cette valeur est proche de la valeur théorique pour un gaz parfait diatomique :  $7R/2 = 29,1 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . Cette valeur est donc en accord avec le modèle du gaz parfait.

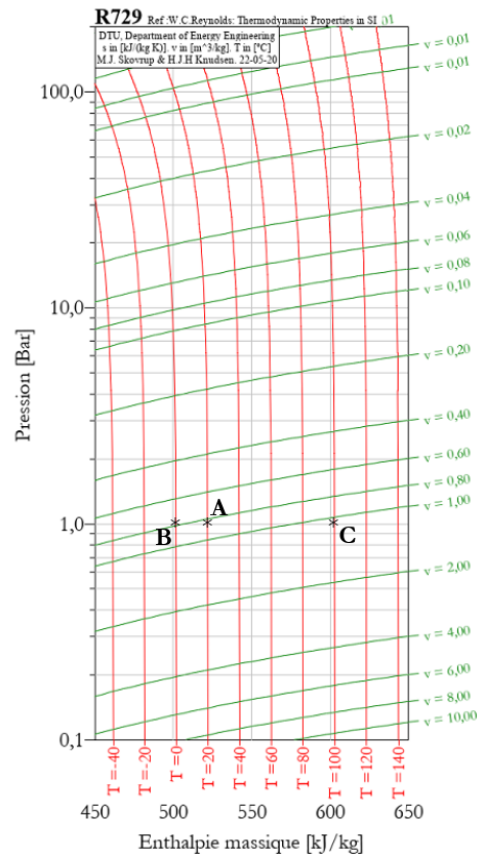


FIGURE 10 – Diagramme  $(h, \log P)$  de l'air.

### 2.2.2 Cas d'un mélange biphasique

Les diagrammes  $(h, \log P)$  peuvent inclure le domaine biphasique liquide-vapeur, dans lesquels on trouve alors un réseau d'isotitres (courbe de fraction massique en vapeur constante). Comme pour les diagramme en coordonnées de Clapeyron, le domaine de la vapeur sèche se trouve à droite (pour des températures élevées) et celui du liquide à gauche (pour des températures faibles). Notons que, dans le domaine biphasique, les isothermes sont horizontales, autrement dit confondues avec les isobares, ce qui est attendu pour un corps pur.

Le diagramme ci-dessous est celui du propane, le constituant principal du GPL (gaz de pétrole liquifié), qui est un mélange de propane et de butane utilisé comme carburant dans certains moteurs automobiles. Dans une voiture fonctionnant au GPL, celui-ci, qu'on assimile à du propane, est stocké dans le réservoir à 20 °C sous forme d'un mélange biphasique de titre en vapeur  $x = 0,2$ .

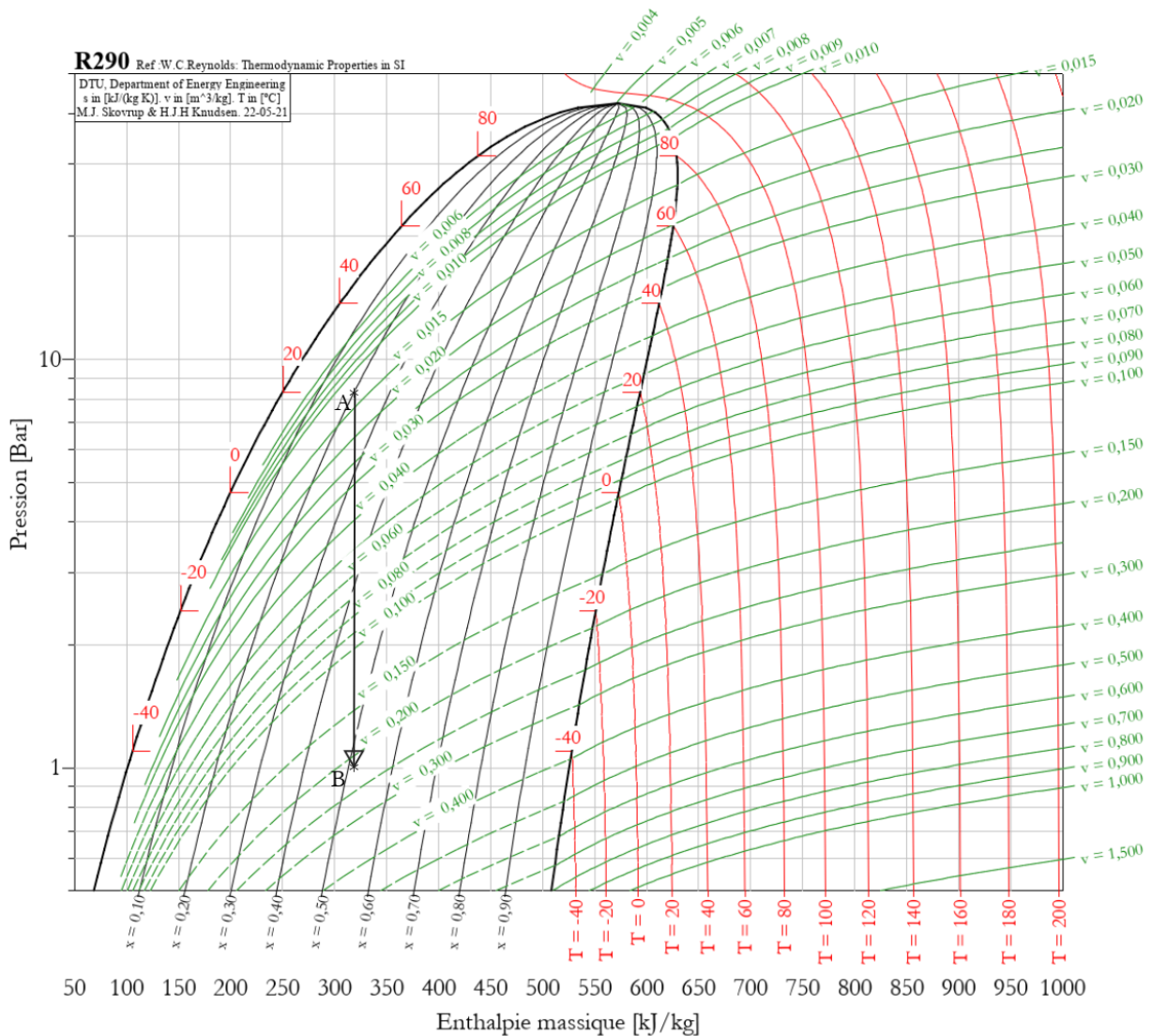


FIGURE 11 – Diagramme  $(h, \log P)$  du propane modélisant le GPL.

Le point représentatif du réservoir est noté A, à l'intersection de l'isotherme à 20 °C et de l'isotitre à  $x_{\text{vap}} = 0,2$ . La pression  $P_A$  lue sur le diagramme est légèrement supérieure à 8 bar.

D'autre part, on se trouve à peu près à mi-chemin entre l'isochore à 0,01 et celui à 0,015 m<sup>3</sup> · kg<sup>-1</sup>, soit un volume massique  $v_A \approx 0,0125$  m<sup>3</sup> · kg<sup>-1</sup>. Si le réservoir de  $V = 50$  L est plein, il contient une masse de GPL de  $V/v_A = 4$  kg de GPL.

Les réservoirs de GPL sont conçus pour résister à une pression de 30 bar. Le diagramme permet d'évaluer la température au-delà de laquelle il y a un risque d'explosion : la pression est de 30 bar pour un mélange biphasique lorsque la température atteint un peu moins de 80 °C. Notons que cette température n'est pas très élevée et peut être atteinte un jour d'été lorsque le moteur est chaud. En conséquence, les réservoir de GPL doivent réglementairement être munis d'une soupape qui laisse échapper le GPL dès que la pression dépasse 25 bar

Lors du fonctionnement du moteur, le GPL qui sort du réservoir est envoyé dans les injecteurs en passant par un détendeur qui l'amène à la pression ambiante, en suivant une isenthalpe. Les isenthalpes étant verticales, on se déplace verticalement de A à la pression de 1 bar (point B sur le diagramme).

Par lecture graphique, on peut déterminer que le GPL arrive à l'entrée des injecteurs à une température un peu inférieure à -40 °C (température de l'isotherme en B). D'autre part, la détente a vaporisé une partie du liquide, puisque B est quasiment sur l'isotitre  $x = 0,5$ . Le GPL arrive donc dans l'injecteur sous forme d'un mélange équimassique de vapeur et de liquide.

## 2.3 Utilisation des diagrammes $(h, \log P)$ pour l'étude d'un élément de machine

On étudie un compresseur à piston, formé d'un cylindre fermé par un piston mobile, et muni de deux soupapes : une pour l'admission du gaz sous la pression initiale, et une pour le refoulement pour la sortie du gaz comprimé. Le fonctionnement de ce compresseur comporte trois temps :

- l'aspiration par la soupape d'admission,
- la compression avec soupapes fermées,
- et le refoulement par la soupape d'échappement.

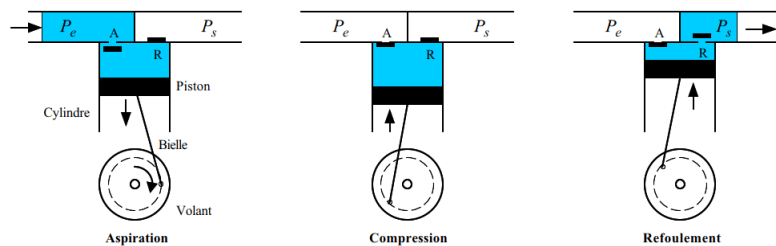


FIGURE 12 – Les trois temps du compresseur à piston.

Lorsque la pression finale est très élevée, on procède à la compression en plusieurs fois successives. Dans l'exemple suivant, on cherche à obtenir de l'air sous haute pression, grâce à un compresseur dit « à trois étages », chacun d'eux étant constitué d'un compresseur à piston aux parois parfaitement athermanes. La transformation subie par l'air dans le compresseur à trois étages est représentée sur le diagramme suivant.

Les points  $E_j$  et  $S_j$  correspondent aux états du gaz à l'entrée et à la sortie du compresseur  $n^o j$ . On constate que, à chaque étage, la pression est multipliée par environ 5, soit un taux de compression de 5 par étage, et un taux de compression global de  $5^3 = 125$ .

Sur chacune des transformations  $E_j \rightarrow S_j$ , la variation d'enthalpie massique est environ :  $h_s - h_e \approx 200 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ . Appliquons le premier principe en régime stationnaire, en supposant :

- que la variation d'énergie potentielle est négligeable (compresseur de faible dimension),
- que la variation d'énergie cinétique est négligeable (faibles vitesses),
- qu'il n'y a pas de transfert thermique (paroi athermanes).

$$(h_s - h_e) + \underbrace{\frac{1}{2}(c_s^2 - c_e^2)}_{=0} + g \underbrace{(z_s - z_e)}_{=0} = \underbrace{w_{\text{reçu}}^*}_{=0} + \underbrace{q_{\text{reçu}}}_{=0} \Rightarrow w_{\text{reçu}}^* = h_s - h_e \approx 200 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

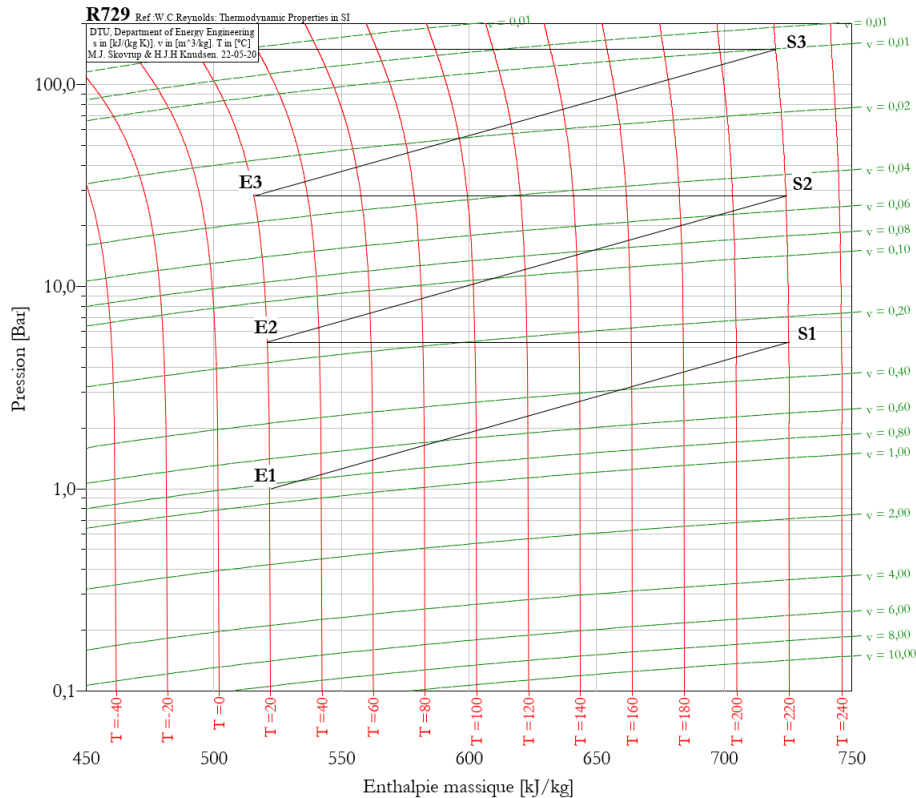


FIGURE 13 – Diagramme  $(h, \log P)$  de l'air dans le compresseur à trois étages.

Chaque compression s'accompagne d'une augmentation importante de la température du gaz, jusqu'à 200 °C. Entre la sortie d'un étage et l'entrée de l'étage suivant, on opère un refroidissement à pression constante, par échange thermique à travers la paroi. Cela permet de faire redescendre la température vers 20 °C avant d'entamer la compression suivante. Dans le cas contraire, si on voulait passer directement de 1 bar à 125 bar, on aurait un échauffement qu'on peut évaluer en gros à 600 K, ce qui aurait pour inconvénient de rendre le compresseur dangereux et d'abîmer les pièces qui le composent.

## 2.4 Utilisation des diagrammes $(h, \log P)$ pour l'étude du cycle d'une machine

Les diagrammes  $(h, \log P)$ , si on dispose de celui correspondant au fluide utilisés, permettent de faire l'analyse du fonctionnement réel d'une machine, sans faire aucune approximation sur le caractère parfait du fluide ou sur la nature des étapes.

On considère une machine frigorifique, dont le schéma de principe est représenté ci-contre, avec les caractéristiques suivantes :

- le fluide frigorigène est 1,1,1,2-tétrafluoroéthane, soit le R134a dans la nomenclature usuelle ;
- la température de la source froide est  $T_F = -18\text{ °C}$  ;
- la température de la source chaude est  $T_C = 20\text{ °C}$  ;
- le cycle de fonctionnement est en 4 étapes, représentées sur le diagramme  $(h, \log P)$  ci-dessous.

On cherche à analyser le fonctionnement de la machine, à déterminer l'état et les caractéristiques du fluide frigorigène au niveau de chaque élément de la machine, et à évaluer l'efficacité de celle-ci.

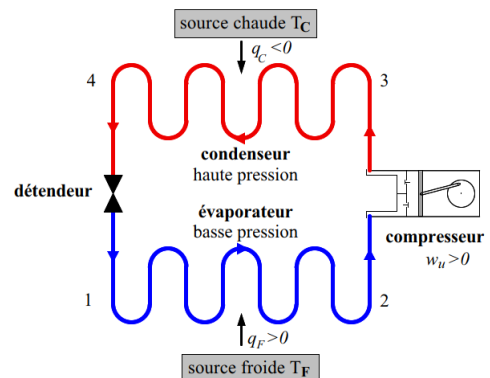


FIGURE 14 – Machine frigorifique.

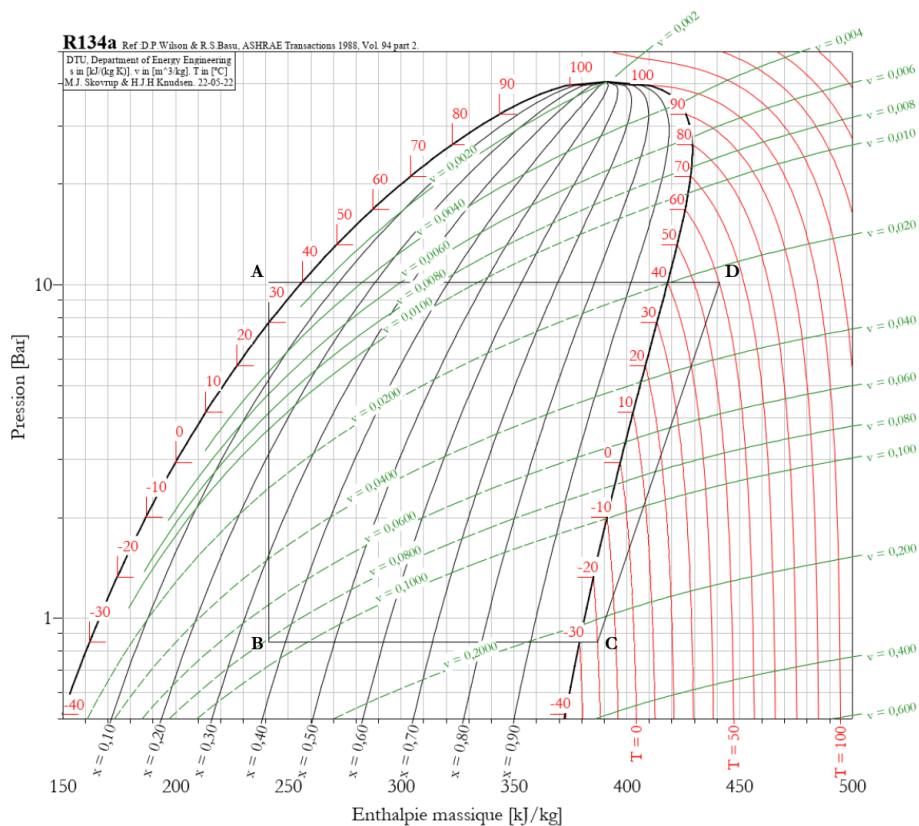


FIGURE 15 – Diagramme  $(h, \log P)$  du cycle d'une machine frigorifique.

La première chose à faire est d'identifier les différentes étapes, connaissant la nature de la machine, qui comporte 4 éléments.

- Le compresseur augmente la pression du fluide à la sortie de la chambre froide, c'est-à-dire une fois qu'il est vaporisé. Il ne peut s'agir que de l'étape C → D.
- Le détendeur diminue la pression du liquide à l'entrée de la chambre froide; c'est l'étape A → B.
- L'étape B → C consiste en une vaporisation alors que le fluide est à basse température; c'est le passage dans l'évaporateur au contact de la source froide.
- L'étape D → A est une liquéfaction au à température élevée; c'est le passage dans le condenseur au contact de la source chaude.

La pression dans l'évaporateur est de l'ordre de 0,85 bar, et celle dans le condenseur autour de 10,2 bar, soit un rapport de compression de  $10,2/0,85 = 12$ .

Au contact de la source froide, le fluide est à la température de  $-30^\circ\text{C}$ ; elle est inférieure à la température de la chambre froide, ce qui favorise le transfert thermique de celle-ci vers le fluide frigorigène. À la sortie de l'évaporateur, le fluide subit une « surchauffe » : on le fait sortir à une température supérieure à la température de changement d'état, ce qui permet de s'assurer qu'il n'y aura pas de liquide dans le compresseur.

À la sortie du compresseur, en D, le fluide est entièrement vapeur et la température atteint  $60^\circ\text{C}$ . À l'entrée du détendeur en A, le fluide est entièrement liquide et à  $30^\circ\text{C}$ . En conséquence, lors de la traversée du condenseur, le fluide frigorigène reste à une température supérieure à celle de la source chaude, ce qui favorise le transfert thermique du fluide vers la source chaude. La libération d'énergie thermique est due au changement d'état (liquéfaction) et au refroidissement.

On peut calculer les transferts d'énergie par application du premier principe, en négligeant les variations d'énergie potentielle (la machine est de taille modeste) et d'énergie cinétique (la vitesse du fluide est faible). On a donc, pour chaque élément :

$$h_s - h_e = w_{\text{reçu}}^* + q_{\text{reçu}}$$

Dans l'évaporateur dont l'entrée est en B et la sortie en C, il n'y a pas de pièces mobiles ( $w^* = 0$ ) et le fluide reçoit de la source froide l'énergie massique  $q_{1\text{reçue}}$  :

$$q_{1\text{reçue}} = h_C - h_B \approx 385 - 240 = 145 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Dans le condenseur, dont l'entrée est en D et la sortie en A, il n'y a pas de pièces mobiles ( $w^* = 0$ ) et le fluide reçoit de la source chaude l'énergie massique  $q_{2\text{reçue}}$  :

$$q_{2\text{reçue}} = h_A - h_D \approx 240 - 440 = -200 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

qui est bien négative car le fluide libère de l'énergie vers la source chaude. Dans le compresseur, dont l'entrée est en C et la sortie en D, et dont les parois sont athermanes ( $q_{\text{reçue}} = 0$ ), le fluide reçoit du travail utile :

$$w_{\text{reçu}}^* = h_D - h_C \approx 440 - 385 = 65 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

L'efficacité réelle de cette machine frigorifique est par définition :

$$e = \frac{q_{1\text{reçue}}}{w_{\text{reçu}}^*} = \frac{145}{65} = 2,2$$

Elle est nettement inférieure à l'efficacité maximale théorique donnée en supposant vraie l'égalité de Clausius, et qu'on a établie dans le chapitre précédent :

$$e_{\text{max}} = \frac{T_F}{T_C - T_F} = 6,7$$