Thermo 6

LES MACHINES THERMIQUES

« La science de la thermodynamique a commencé avec une analyse, faite par le grand ingénieur Sadi Carnot, du problème de la conception de la machine la meilleure et la plus efficace, et ceci constitue un des rares cas notables dans lequel les sciences de l'ingénieur ont contribué fondamentalement à la théorie physique. »

Richard FEYNMAN

Plan du cours :

Sadi Carnot (1796 – 1832), père fondateur de la thermodynamique, souhaitait améliorer l'invention que l'écossais James Watt (1736 – 1819) eut parfait dans les années 1760 : la machine à vapeur. Carnot publie ses conclusions en 1824 dans un mémoire appelé « Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance ». Ce texte passe totalement inaperçu avant qu'Émile Clapeyron (1799 – 1864) le sorte de l'oubli et le transcrive en termes concrets. Ces idées ne seront vraiment acceptées que lorsque William Thomson (futur Lord Kelvin) (1824 – 1907) et Rudolf Clausius (1822 – 1888) établiront, vers 1850, l'équivalence entre la chaleur et l'énergie, toujours dans le but d'améliorer la machine à vapeur. Ceci permettra, entre autres, une des plus importantes avancées technologiques : la révolution industrielle du XIX^{e} siècle (~ 1848 en France).

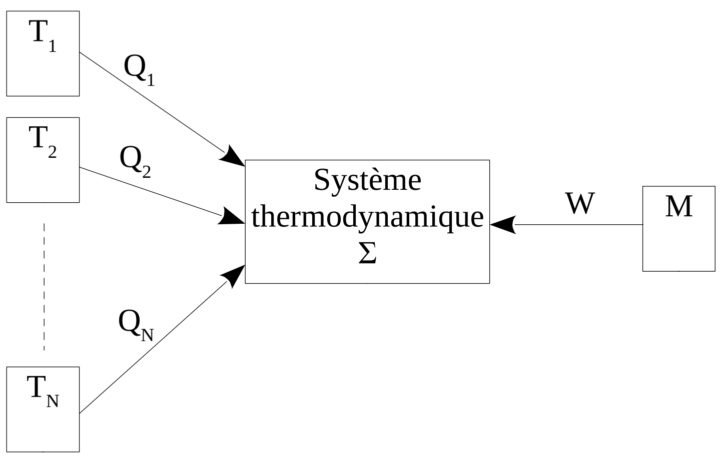
Ce chapitre a pour but l'application du premier et du deuxième principe de la thermodynamique, vus au deux chapitres précédents, à l'étude des machines thermiques. Ce problème est évidemment toujours d'actualité. On peut citer le moteur à explosion, les réfrigérateurs, les centrales nucléaires, … etc comme applications contemporaines de ce chapitre.

I. Présentation générale des machines thermiques

1. Caractéristiques

On appelle machine thermique tout dispositif dans lequel un fluide (gaz ou liquide appelé « agent thermique ») subit une transformation cyclique qui permet une conversion d'énergie.

Ce fluide est le système thermodynamique étudié et est noté Σ. Les transferts thermiques qui ont lieu lors de la transformation cyclique sont modélisés comme des mises en contact du système avec N sources de chaleur (ou thermostats) de température T_i ; on notera Q_i les transferts thermiques correspondants. Le travail reçu algébriquement par le système est noté W. Ce travail est échangé avec un système mécanique M comme un piston, une turbine, … etc.



Les conventions algébriques d'échanges sont celles énoncées au chapitre 0. Les échanges d'énergie sont :

- *> 0 si le système reçoit effectivement de l'énergie du milieu extérieur ;*
- *< 0 si le système cède effectivement de l'énergie au milieu extérieur.*

<u>Exemples</u> : le moteur à explosion où de l'énergie thermique est convertie en travail, la pompe à chaleur où du travail est converti en énergie thermique.

2. Conséquences du premier et du second principe sur un cycle

Lors d'un cycle, les états d'équilibres initial et final sont identiques donc la variation d'une grandeur X du système Σ (le fluide) est nulle.

On a ainsi, sur **un cycle quelconque : ΔU = 0 pour l'énergie interne et ΔS = 0 pour l'entropie du système**.

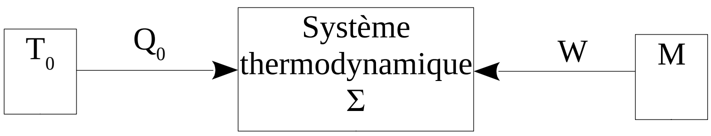
Soient W le travail échangé entre le système et le système mécanique au cours d'un cycle et Q_i le transfert thermique échangé entre le système et la source de chaleur T_i au cours d'un cycle.
Les premier et deuxième principes de la thermodynamique appliqués au système Σ sur un cycle donnent alors :

- **Premier principe** : $\Delta U = W + \sum_{i=1}^{N} Q_i$ et $\Delta U = 0$ donc $\boxed{\boldsymbol{W + \sum_{i=1}^{N} Q_i = 0}}$.
- **Deuxième principe** : $\Delta S = S_{éch} + S_{créée} = \sum_{i=1}^{N} \frac{Q_i}{T_i} + S_{créée}$ où $S_{créée} \geqslant 0$ et $\Delta S = 0$ donc $\boxed{\boldsymbol{\sum_{i=1}^{N} \frac{Q_i}{T_i} \leqslant 0}}$
appelée inégalité de Clausius (égalité dans le cas d'une transformation cyclique réversible).

II. Étude d'une machine cyclique monotherme

1. Présentation

Si le système Σ ne peut échanger de l'énergie thermique qu'avec **une seule source de chaleur** de température T_0 constante, on parle de **machine monotherme** :



2. Énoncé de Kelvin du 2e principe

Dans le cas d'une machine monotherme :

- L'inégalité de Clausius se réduit à $\frac{Q_0}{T_0} \leqslant 0$ ce qui implique que $\boldsymbol{Q_0 \leqslant 0}$.
- Le premier principe donne : $W + Q_0 = 0$ ce qui implique que $\boldsymbol{W \geqslant 0}$.

Ainsi, le système thermodynamique Σ subissant une transformation cyclique ne peut que céder de l'énergie thermique à la source de chaleur et ne peut que recevoir du travail de la part du système mécanique :

Le moteur cyclique monotherme n'existe pas !

<u>*Remarques*</u> :

- *Ceci constitue l'énoncé historique de Kelvin (Thomson) du deuxième principe (1852).*
- *Une machine monotherme peut fonctionner en récepteur (W > 0). Par exemple, un radiateur électrique (un résistor) reçoit un travail électrique W > 0 et fournit un transfert thermique Q_0 = -W < 0 à l'air de la pièce qui joue le rôle de thermostat.*
- *Q_0 = 0 et W = 0 pour une transformation réversible uniquement.*

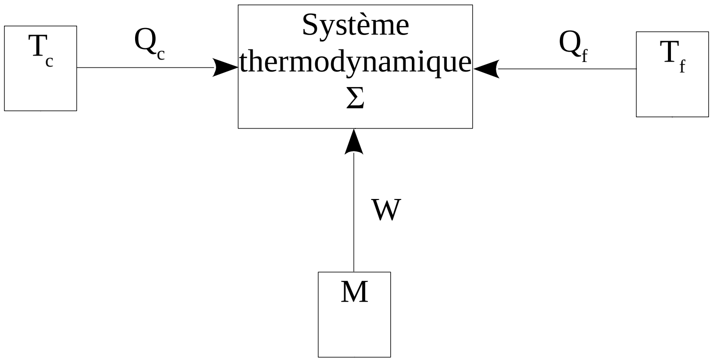
III. Étude générale des machines cycliques dithermes

On vient de montrer que les machines monothermes sont extrêmement limitées : elles ne permettent pas la réalisation d'un moteur thermique pour lequel on souhaite avoir W < 0. On considère donc ici des machines dithermes qui sont les machines thermiques les plus simples permettant la réalisation de moteurs thermiques.

1. Généralités

a) Présentation

On parle de machines thermiques **dithermes** lorsque le système Σ peut échanger de l'énergie thermique avec une **source de chaleur « chaude » de température T_c** et une **source de chaleur « froide » de température T_f** telles que $T_c > T_f$. On note Q_c et Q_f les transferts thermiques réalisés entre le système et, respectivement, la source chaude et la source froide (cf schéma ci-contre).



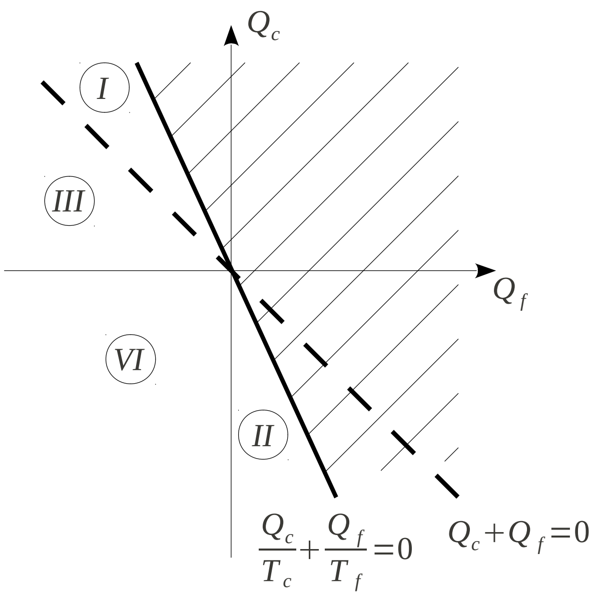
Les premier et deuxième principes donnent :

- $\boldsymbol{W+Q_c+Q_f=0}$
- $\boldsymbol{\dfrac{Q_c}{T_c}+\dfrac{Q_f}{T_f}\leqslant 0}$ (égalité si cycle réversible)

b) Diagramme de Raveau

Le diagramme de Raveau est la représentation de l'énergie thermique échangée par le système avec la source chaude Q_c en fonction de l'énergie thermique échangée par le système avec la source froide Q_f lors d'un cycle : $\boldsymbol{Q_c = f(Q_f)}$. Ce diagramme permet de visualiser les différents types de machines dithermes existantes.

- Le premier principe donne : $W=-(Q_c+Q_f)$.
  La droite d'équation $Q_c+Q_f=0$ va donc délimiter deux zones de comportement :
  - **moteur : W < 0** au-dessus de la droite ;
  - **récepteur : W > 0** en-dessous.
- L'inégalité de Clausius donne : $\dfrac{Q_c}{T_c}+\dfrac{Q_f}{T_f}\leqslant 0$ donc le demi-plan au-dessus de la droite d'équation $Q_c=-\dfrac{T_c}{T_f}Q_f$ est une zone interdite pour le fonctionnement des machines dithermes.



On voit apparaître quatre zones donc quatre types de machines dithermes :

- **Zone I :** $Q_c > 0$, $Q_f < 0$ et $W < 0$. **C'est la seule zone permettant un fonctionnement moteur (W < 0)** de la machine ditherme.
- **Zone II :** $W > 0$, $Q_f > 0$ et $Q_c < 0$. **Le système se comporte en récepteur. C'est le principe des machines frigorifiques et des pompes à chaleur.**

- **Zone III :** W > 0, $Q_c > 0$ et $Q_f < 0$. Cette zone n'est pas intéressante car il faut fournir du travail pour effectuer un échange d'énergie thermique entre la source chaude et la source froide qui peut se faire spontanément.

- **Zone IV :** W > 0, $Q_c < 0$ et $Q_f < 0$. Cette zone n'est pas intéressante car il faut fournir du travail pour apporter de l'énergie thermique aux deux sources thermiques : on peut tout simplement utiliser une machine monotherme vue précédemment.

Les zones III et IV sont donc des récepteurs inutiles d'un point de vue technologique.

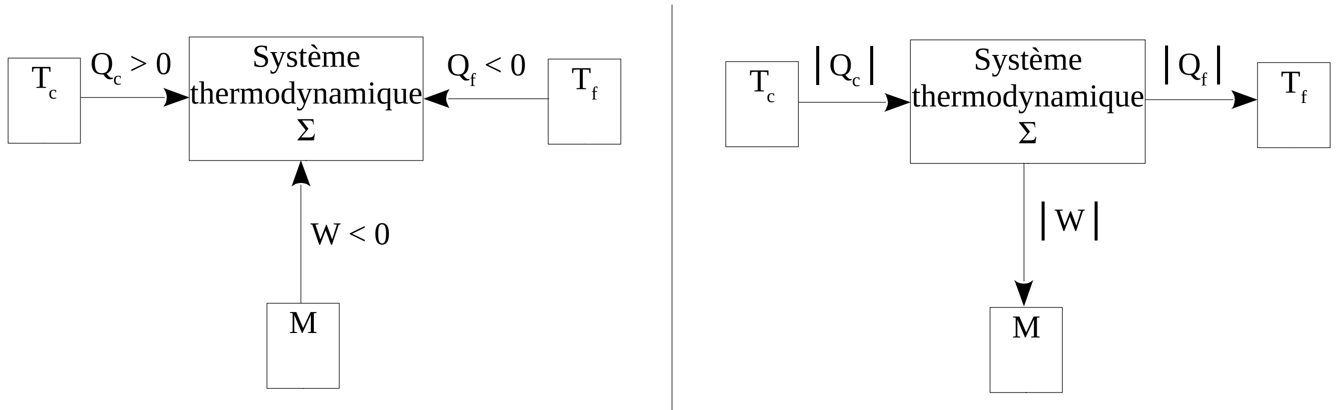
<u>Remarque</u> : le cas où W = 0 donne, d'après le diagramme de Raveau : $Q_c > 0$ et $Q_f < 0$. Ainsi : « Aucun système thermodynamique décrivant un cycle ne peut réaliser un transfert thermique spontané d'une source froide vers une source chaude ». Ceci constitue l'énoncé du deuxième principe de Clausius (1850) à partir duquel il en a déduit son inégalité (il a ensuite tenté de préciser ses pensées en introduisant la notion d'entropie en 1865).

On étudie donc, dans la suite de ce chapitre, les deux zones utiles du diagramme de Raveau d'une machine ditherme :
- **la zone I qui correspond aux moteurs dithermes : $Q_c > 0$, $Q_f < 0$ et W < 0 ;**
- **la zone II qui correspond aux récepteurs dithermes : W > 0, $Q_f > 0$ et $Q_c < 0$.**

2. Moteur ditherme

a) Présentation

Il s'agit de la zone I du diagramme de Raveau : seule zone permettant un fonctionnement moteur d'une machine ditherme (W < 0). Ce fonctionnement moteur est rendu possible par l'apport d'un transfert thermique de la part de la source chaude Q_c : une partie de ce transfert thermique est cédé à la source froide et une autre partie est transformée en travail.



Sens des échanges en valeur absolue

b) Rendement η

On définit le rendement η d'un moteur thermique comme le rapport de l'énergie utile fournie par le système Σ au milieu extérieur sur l'énergie coûteuse reçue par Σ de la part du milieu extérieur : $\boxed{\eta = \left|\dfrac{\textit{énergie utile fournie par } \Sigma}{\textit{énergie coûteuse reçue par } \Sigma}\right|}$.

Pour un moteur, l'énergie utile fournie par Σ au milieu extérieur est le travail et l'énergie coûteuse reçue par Σ est le transfert thermique de la source chaude. Avec $W \leqslant 0$ et $Q_c \geqslant 0$: $\boxed{\eta = \left|\dfrac{W}{Q_c}\right| = -\dfrac{W}{Q_c}}$.

c) Théorème de Carnot (1824)

Les moteurs cycliques dithermes fonctionnant de manière réversible entre deux sources de chaleur de températures T_c et $T_f < T_c$ possèdent tous le même rendement $\boxed{\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_f}{T_c} < 1}$, appelé *rendement de Carnot* (indépendant du cycle de transformation et du système subissant cette transformation).

Les moteurs cycliques dithermes réels i.e fonctionnant de manière irréversible entre ces deux mêmes sources de chaleur ont un rendement η inférieur à celui des moteurs réversibles : $\boxed{0 < \eta < \eta_{Carnot} < 1}$.

<u>Démonstration</u> :

- Expression du rendement en fonction de Q_c et Q_f (premier principe) :
  Le premier principe donne : $W + Q_c + Q_f = 0$ donc $W = -(Q_c + Q_f)$. Ainsi, le rendement vaut :
  $$\eta = -\frac{W}{Q_c} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c}$$

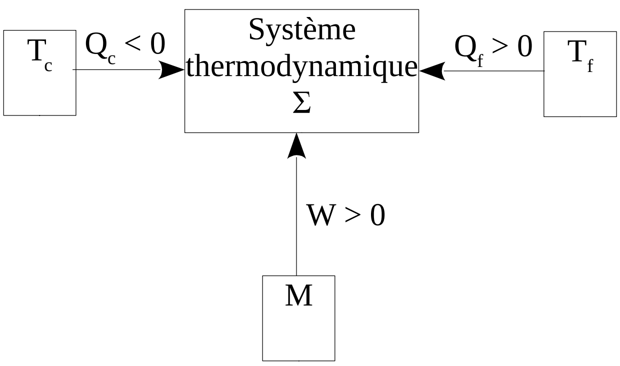
- Majoration du rendement en fonction de T_c et T_f (second principe) :
  Le deuxième principe donne : $\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} \leqslant 0$ donc $\frac{Q_f}{Q_c} \leqslant -\frac{T_f}{T_c}$. Ainsi, on a :
  $$\eta = 1 + \frac{Q_f}{Q_c} \leqslant 1 - \frac{T_f}{T_c} = \eta_{Carnot}$$
  Le rendement de Carnot étant obtenu lors d'un cycle réversible.

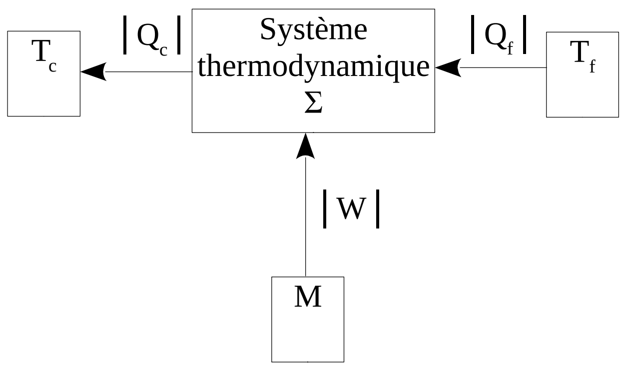
<u>Conclusion</u> : pour avoir le rendement le plus élevé possible, il faut un cycle proche de la réversibilité et deux sources de chaleur dont les températures sont les plus éloignées possibles.

3. Récepteur ditherme : machine frigorifique et pompe à chaleur

a) Présentation

Il s'agit de la zone II du diagramme de Raveau : le système fonctionne en récepteur (W > 0). Il reçoit du travail qui permet d'effectuer un transfert thermique contraire à l'échange spontané entre la source chaude et la source froide : le système reçoit de l'énergie thermique de la part de la source froide et en cède à la source chaude.





Sens des échanges en valeur absolue

Si T_c représente l'atmosphère, on réalise une **machine frigorifique** et T_f est le réfrigérateur (ou chambre froide).

Si T_f représente l'atmosphère, on réalise une **pompe à chaleur** et T_c est la pièce à « réchauffer ».

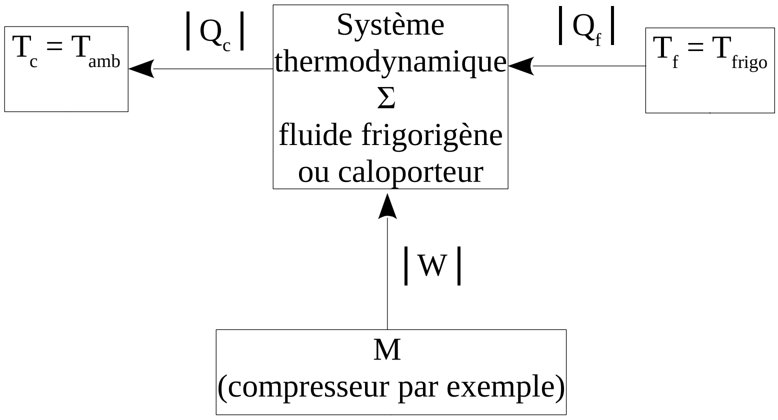
b) Efficacité

On définit l'efficacité *e* d'un récepteur ditherme comme le rapport de l'énergie utile (fournie ou prélevée) par le système Σ au milieu extérieur sur l'énergie coûteuse (travail) reçue par Σ de la part du milieu extérieur : $\boxed{e = \left|\frac{\text{énergie utile fournie par } \Sigma}{\text{énergie coûteuse reçue par } \Sigma}\right|}$.

<u>Remarque</u> : L'efficacité est aux récepteurs dithermes ce que le rendement est aux moteurs dithermes. On préfère pourtant utiliser le nom « efficacité » au lieu de « rendement » pour les récepteurs dithermes car celle-ci peut être supérieure à l'unité.

c) Machine frigorifique : refroidit la source froide

Le but d'une machine frigorifique est de prélever de l'énergie thermique $Q_f > 0$ à la source froide (le réfrigérateur) grâce à un « fluide frigorigène » (le système) qui reçoit du travail $W > 0$. L'efficacité d'une telle machine est donc :



$$\boxed{e = \left|\frac{Q_f}{W}\right| = \frac{Q_f}{W}}$$

<u>Théorème de Carnot pour une machine frigorifique cyclique ditherme</u> :

L'efficacité *e* d'une machine frigorifique cyclique ditherme réelle i.e fonctionnant de manière irréversible est toujours inférieure à l'efficacité de Carnot $\boxed{e_{Carnot} = \frac{T_f}{T_c - T_f}}$ **d'une machine frigorifique cyclique ditherme fonctionnant de manière réversible :** $\boxed{0 < e < e_{Carnot}}$.

<u>Démonstration</u> :

- Expression de l'efficacité en fonction de Q_c et Q_f (premier principe) :
  Le premier principe donne : $W + Q_c + Q_f = 0$ donc $W = -(Q_c + Q_f)$. Ainsi, l'efficacité vaut :
  $$e = \frac{Q_f}{W} = -\frac{Q_f}{Q_c + Q_f} = -\frac{1}{1 + Q_c/Q_f}$$

- Majoration de l'efficacité en fonction de T_c et T_f (second principe) :
  Le deuxième principe donne : $\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} \leqslant 0$ donc $\frac{Q_c}{Q_f} \leqslant -\frac{T_c}{T_f} \Leftrightarrow 1 + \frac{Q_c}{Q_f} \leqslant 1 - \frac{T_c}{T_f} = \frac{T_f - T_c}{T_f}$ d'où :
  $$e = -\frac{Q_f}{Q_c + Q_f} \leqslant \frac{T_f}{T_c - T_f} = e_{Carnot}$$
  L'efficacité de Carnot étant obtenue lors d'un cycle réversible.

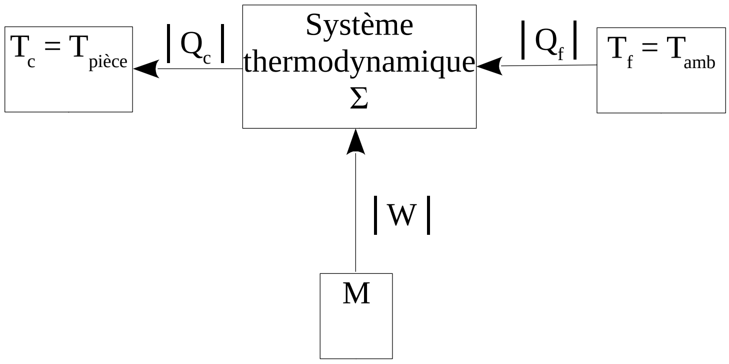
<u>Conclusion</u> : pour avoir l'efficacité la plus élevée possible, il faut un cycle proche de la réversibilité et que T_c et T_f soient proches : plus la pièce accueillant le réfrigérateur est froide, plus il sera facile de refroidir l'intérieur du réfrigérateur.

<u>Remarque</u> : une climatisation est une machine frigorifique où la chambre froide est la pièce considérée et l'atmosphère constitue la source de chaleur chaude.

d) Pompe à chaleur : réchauffe la source chaude

Le but d'une pompe à chaleur est de fournir de l'énergie thermique $Q_c < 0$ à la source chaude (pièce à réchauffer) grâce au travail reçu $W > 0$. L'efficacité d'une telle machine est donc :

$$\boxed{e = \left|\frac{Q_c}{W}\right| = -\frac{Q_c}{W}}$$



<u>Théorème de Carnot pour une pompe à chaleur cyclique ditherme</u> :

L'efficacité e d'une pompe à chaleur cyclique ditherme réelle i.e fonctionnant de manière irréversible est toujours inférieure à l'efficacité de Carnot $\boxed{e_{Carnot} = \frac{T_c}{T_c - T_f}}$ d'une pompe à chaleur cyclique ditherme fonctionnant de manière réversible : $\boxed{0 < e < e_{Carnot}}$.

<u>Démonstration</u> :

- Expression de l'efficacité en fonction de Q_c et Q_f (premier principe) :
  Le premier principe donne : $W + Q_c + Q_f = 0$ donc $W = -(Q_c + Q_f)$. Ainsi, l'efficacité vaut :
  $$e = -\frac{Q_c}{W} = \frac{Q_c}{Q_c + Q_f} = \frac{1}{1 + Q_f/Q_c}$$

- Majoration de l'efficacité en fonction de T_c et T_f (second principe) :
  Le deuxième principe donne : $\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} \leqslant 0$ donc $\frac{Q_f}{Q_c} \geqslant -\frac{T_f}{T_c} \Leftrightarrow 1 + \frac{Q_f}{Q_c} \geqslant 1 - \frac{T_f}{T_c} = \frac{T_c - T_f}{T_c}$ d'où :
  $$e = \frac{Q_c}{Q_c + Q_f} \leqslant \frac{T_c}{T_c - T_f} = e_{Carnot}$$
  L'efficacité de Carnot étant obtenue lors d'un cycle réversible.

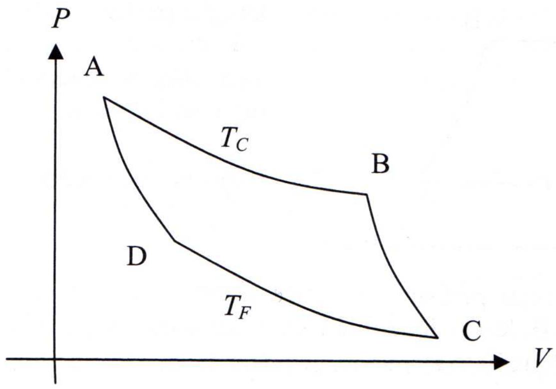
<u>Conclusion</u> : pour avoir l'efficacité la plus élevée possible, il faut un cycle proche de la réversibilité et que T_c et T_f soient proches : plus la température extérieure est chaude, plus il sera facile de réchauffer la pièce considérée.

4. Cycle de Carnot

On appelle cycle de Carnot le cycle réversible décrit par une machine ditherme.

Le cycle de Carnot est composé de :

- **deux isothermes réversibles aux températures des sources T_c (isotherme AB) et T_f (isotherme CD);**
- **deux adiabatiques réversibles (i.e isentropiques) BC et DA.**



Cycle de Carnot subi par un gaz parfait dans un diagramme de Watt

Le cycle de Carnot étant réversible, il peut être parcouru dans le sens :

- **moteur : ABCDA (sens horaire)**
- **récepteur : ADCBA (sens anti-horaire)**

L'aire du cycle représente le travail fourni (dans le cas moteur) ou reçu (dans le cas récepteur).

Le cycle de Carnot fonctionnant de manière réversible, il permet d'atteindre :

- dans le cas d'un **moteur** : le rendement de Carnot $\eta_{Carnot}=1-\frac{T_f}{T_c}$
- dans le cas d'un **récepteur** : l'efficacité de Carnot ($e_{Carnot}=\frac{T_f}{T_c-T_f}$ pour un **réfrigérateur** ou $e_{Carnot}=\frac{T_c}{T_c-T_f}$ pour une **pompe à chaleur**).

Cependant, même si le cycle de Carnot est très intéressant du point de vue thermodynamique, **il ne présente toutefois aucun intérêt pratique**. En effet, un cycle de Carnot est forcément décrit de manière quasistatique puisque réversible : une machine utilisant ce cycle fournit donc une puissance qui tend vers zéro (le système parcourt le cycle en un temps infini).

<u>Remarque</u> : En général, pour un moteur ditherme, le fluide subissant la transformation cyclique est un gaz pouvant être supposé parfait aux températures et pressions considérées. C'est pourquoi on a représenté le cycle de Carnot pour un gaz parfait sur un diagramme de Watt (P-V).

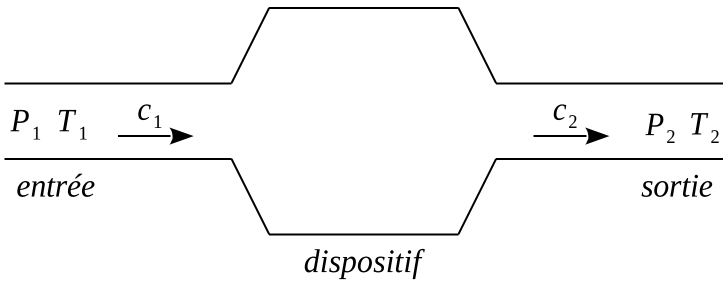
IV. Cas d'un fluide en écoulement stationnaire

1. Présentation

Dans la plupart des machines thermiques, le fluide subissant le cycle est en écoulement. Après un certain temps (le régime transitoire), le régime permanent est atteint et **l'écoulement est stationnaire : toutes les variables d'état intensives sont constantes dans le temps**. On peut citer plusieurs exemples : dans le cas d'un moteur à explosion le système (mélange air-carburant) entre par la soupape d'admission et sort par la soupape d'échappement, dans le cas d'une turbine le système (vapeur d'eau par exemple) arrive sur les pales de la turbine puis repart dans le circuit de chauffage, dans le cas d'un réfrigérateur le système (fluide frigorigène) est en écoulement dans tous les tuyaux du réfrigérateur, …

2. Premier principe pour un fluide en écoulement stationnaire

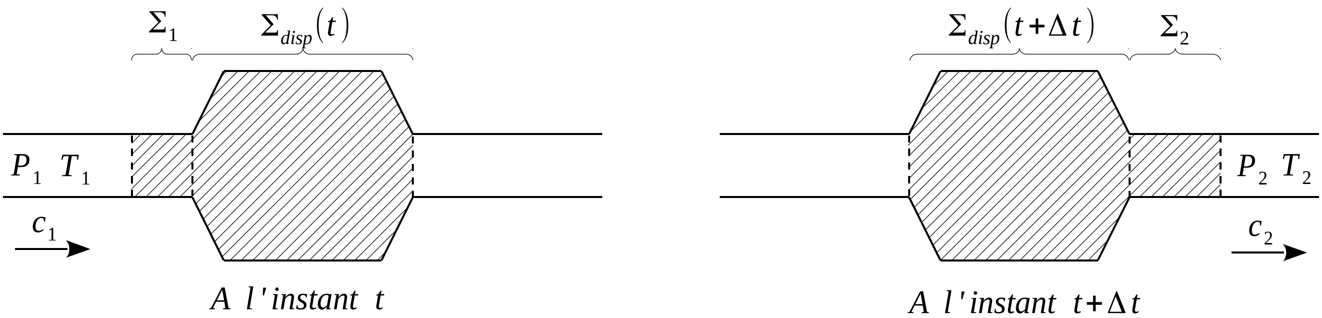
Le but de ce paragraphe est d'établir l'expression du 1[er] principe pour un fluide en écoulement stationnaire à travers un dispositif comportant une entrée (pression P_1, température T_1, vitesse c_1) et une sortie (pression P_2, température T_2, vitesse c_2) :



Le dispositif peut être : un compresseur, une turbine, une chambre de combustion, un détendeur, un simple étranglement, …
Les pressions et températures en amont (P_1 et T_1) et en aval (P_2 et T_2) du dispositif sont supposées homogènes.

On considère le système Σ suivant :

- à un instant t, Σ est composé du fluide Σ_{disp} contenu dans le dispositif et de la tranche de fluide Σ_1 qui va pénétrer dans le dispositif entre les instants t et $t+\Delta t$
- à l'instant $t+\Delta t$, Σ est composé du fluide Σ_{disp} contenu dans le dispositif et de la tranche de fluide Σ_2 qui est sortie du dispositif entre les instants t et $t+\Delta t$



Le système Σ ainsi défini est un système fermé car il n'y a aucun échange de matière entre Σ et le milieu extérieur. Les sous-systèmes Σ_1, Σ_2 et Σ_{disp} ont les caractéristiques suivantes :

- l'écoulement étant stationnaire, toutes les variables d'états de Σ_{disp} sont constantes dans le temps, entre autres sa masse, son énergie totale, son énergie interne, ...
- la masse de Σ_{disp} étant constante, on en déduit que les masses m_1 et m_2 de Σ_1 et Σ_2 sont égales : $m_1=m_2=m$.
- on note V_1 et V_2 les volumes des sous-systèmes Σ_1 à l'instant t et Σ_2 à l'instant $t+\Delta t$.

La variation d'énergie totale $E_{TOT\,\Sigma}$ du système Σ est donc :

$$\begin{aligned}\Delta E_{TOT\,\Sigma} &= E_{TOT\,\Sigma}(t+\Delta t)-E_{TOT\,\Sigma}(t)\\ &= \left(E_{TOT\,\Sigma_2}+E_{TOT\,\Sigma_{disp}}(t+\Delta t)\right)-\left(E_{TOT\,\Sigma_1}+E_{TOT\,\Sigma_{disp}}(t)\right) \qquad \text{avec} \quad E_{TOT\,\Sigma_{disp}}(t+\Delta t) = E_{TOT\,\Sigma_{disp}}(t)\\ &= E_{TOT\,\Sigma_2}-E_{TOT\,\Sigma_1}\\ &= \left(U_2+\frac{1}{2}mc_2^2+E_{Pext2}\right)-\left(U_1+\frac{1}{2}mc_1^2+E_{Pext1}\right)\end{aligned}$$

où U_1 et U_2 sont les énergies internes des sous-systèmes Σ_1 et Σ_2 et E_{Pext} est l'énergie potentielle dont dérivent les forces extérieures conservatives (par exemple pour le poids : $E_{Pext1}=mgz_1$ avec un axe Oz vertical ascendant et z_1 l'altitude de l'entrée).

Le 1er principe de la thermodynamique appliqué à Σ donne $\Delta E_{TOT\,\Sigma} = W+Q$ où :

- Le transfert thermique Q reçu par Σ peut se décomposer en transfert thermique reçu :
  - de la part du dispositif (cas d'une chambre à combustion par exemple) ;
  - à travers les parois réelles du système (la paroi du dispositif et des tuyaux amont et aval) mais on fera souvent l'hypothèse de parois calorifugées donc ce transfert thermique sera nul ;
  - à travers la paroi fictive amont de Σ_1 et la paroi fictive aval de Σ_2 mais les températures T_1 et T_2 étant homogènes ces transferts thermiques seront nuls.

- Le travail W reçu par Σ peut se décomposer en travail reçu :
  - de la part du dispositif. On note ce travail W_u et on le nomme « **travail utile** » (peut être un travail autre que celui des forces de pression) ;
  - par la paroi fictive amont de Σ_1. Cette paroi se déplace sous l'effet de la pression P_1 et fait diminuer le volume de Σ_1 de V_1 à 0 donc le travail des forces de pression sur cette paroi est : $-P_1(0-V_1)=+P_1V_1$;
  - par la paroi fictive aval de Σ_2. Cette paroi se déplace sous l'effet de la pression P_2 et fait augmenter le volume de Σ_2 de 0 à V_2 donc le travail des forces de pression sur cette paroi est : $-P_2(V_2-0)=-P_2V_2$.

  On a donc $W=W_u+P_1V_1-P_2V_2$

Ainsi, on peut exprimer le 1er principe sous la forme :

$$\begin{aligned}\Delta E_{TOT\,\Sigma}=W+Q \quad &\Leftrightarrow \quad \left(U_2+\frac{1}{2}mc_2^2+E_{Pext2}\right)-\left(U_1+\frac{1}{2}mc_1^2+E_{Pext1}\right)=Q+W_u+P_1V_1-P_2V_2\\ &\Leftrightarrow \quad \left(U_2+P_2V_2+\frac{1}{2}mc_2^2+E_{Pext2}\right)-\left(U_1+P_1V_1+\frac{1}{2}mc_1^2+E_{Pext1}\right)=Q+W_u\\ &\Leftrightarrow \quad \left(H_2+\frac{1}{2}mc_2^2+E_{Pext2}\right)-\left(H_1+\frac{1}{2}mc_1^2+E_{Pext1}\right)=Q+W_u\end{aligned}$$

On divise par la masse m ce qui permet d'avoir des grandeurs massiques, on a alors le 1er principe de la thermodynamique pour un fluide en écoulement stationnaire. On le nomme aussi « 1er principe industriel ». :

$$\boxed{\left(h_2+\frac{1}{2}c_2^2+e_{Pext2}\right)-\left(h_1+\frac{1}{2}c_1^2+e_{Pext1}\right)=q+w_u}$$

1er principe pour un fluide en écoulement stationnaire

<u>Remarque</u> : on utilise parfois le débit massique D_m égal à la masse entrante dans le dispositif par unité de temps (en $kg.s^{-1}$). On a $D_m=m/\Delta t$. La forme du 1er principe est alors : $D_m\left(h_2+\frac{1}{2}c_2^2+e_{Pext2}\right)-D_m\left(h_1+\frac{1}{2}c_1^2+e_{Pext1}\right)=P_{th}+P_u$ avec P_{th} et P_u les puissances reçue (transfert thermique et puissance utile).

3. Exemples

Détente de Joule-Thomson (Thomson = Lord Kelvin) :

- Principe : on a un fluide en écoulement stationnaire et lent (énergie cinétique négligée) dans un tuyau calorifugé et horizontal (énergie potentielle de pesanteur constante) à travers une paroi poreuse (morceau de coton ou étranglement par exemple).
- Transfert thermique et travail utile : $q=0$ et $w_u=0$
- 1er principe industriel : $h_2-h_1=0$

La détente de Joule-Thomson est dite isenthalpique.

Remarque : si on fait subir une détente de Joule-Thomson à un gaz parfait, on observe expérimentalement que la température ne varie pas ($T_2=T_1$). Ceci est dû au fait que l'enthalpie d'un GP ne dépend que de la température donc si l'enthalpie est constante alors la température doit également l'être.

Compresseur :

- Principe : on a un fluide en écoulement stationnaire et lent (énergie cinétique négligée) dans un tuyau calorifugé et horizontal (énergie potentielle de pesanteur constante) à travers un dispositif permettant par un jeu de soupapes ou par une hélice d'augmenter la pression du fluide.
- Transfert thermique et travail utile : $q=0$ et $w_u=w_{compresseur}$ (travail massique fourni par le compresseur).
- 1er principe industriel : $h_2-h_1=w_{compresseur}$

Si le fluide est un gaz parfait alors on peut écrire : $h_2-h_1=c_P(T_2-T_1)$

Si la transformation est supposée réversible alors on a une adiabatique (car $q=0$) réversible donc on peut écrire la loi de Laplace : $P_1^{1-\gamma}T_1^{\gamma}=P_2^{1-\gamma}T_2^{\gamma}$ d'où $T_2=T_1\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$. On a alors le travail massique que doit fournir le compresseur : $w_{compresseur}=c_P T_1\left[\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}-1\right]$.

On peut également en déduire la puissance de compression ($*m/\Delta t$) : $P_{compresseur}=D_m c_P T_1\left[\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}-1\right]$

V. Application des changements d'états aux machines thermiques

1. Intérêt

Les changements d'état font intervenir de grandes quantités d'énergie. Par exemple, l'enthalpie massique de vaporisation de l'eau à 100°C est $\Delta_{vap}h(100\,°C)=2{,}25.10^3\,kJ.kg^{-1}$.

Ainsi, on peut espérer, sinon augmenter le rendement ou l'efficacité, au moins augmenter ce qu'on veut récupérer d'une machine thermique (le travail dans le cas d'un moteur par exemple).

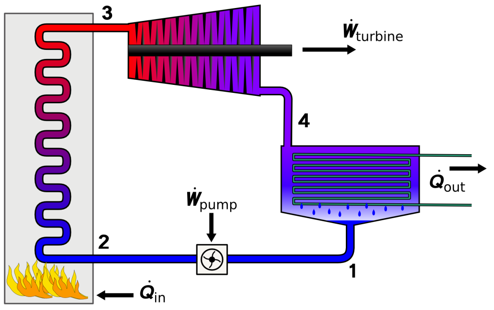
Les changements d'état sont particulièrement utilisés dans les machines frigorifiques, dans les PAC (pompe à chaleur) ou dans les turbines (eau liquide transformé en vapeur avant d'aller vers la turbine).

La méthode d'étude des machines thermiques qui utilisent les changements est la même que précédemment. La différence est qu'**on superpose au cycle la courbe de changement d'état du fluide**.

Dans la suite, on donne deux exemples d'étude : une étude à partir du diagramme de Clapeyron (2.) et une étude à partir du diagramme P-h (3.).

2. Exemple d'étude à l'aide du diagramme P-v

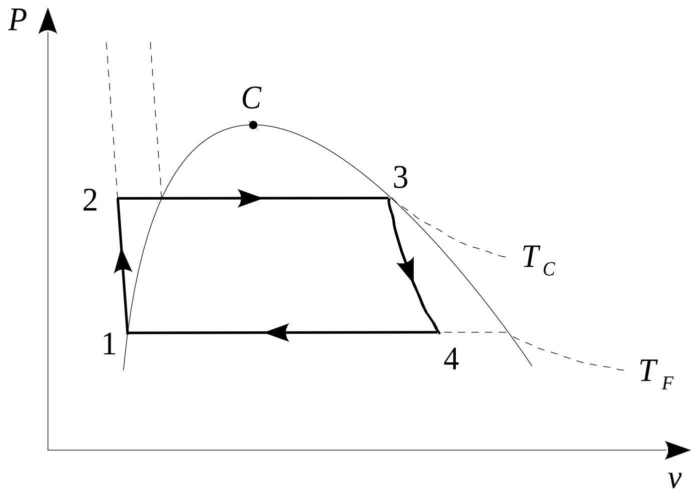
On prend l'exemple du cycle subit par l'eau dans une centrale thermique (à charbon ou nucléaire) :



Wikipédia (en) Rankine_cycle

1 → 2 : compression de l'eau à température quasi-constante
2 → 3 : l'eau passe dans un échangeur où elle se vaporise entièrement (grâce à la chaleur dégagée par des réactions nucléaires par exemple)
3 → 4 : l'eau se détend dans une turbine (qui tourne et qui produit du courant comme une dynamo) et repasse partiellement à l'état liquide
4 → 1 : l'eau passe dans un condenseur (rivière ou océan) et redevient entièrement liquide

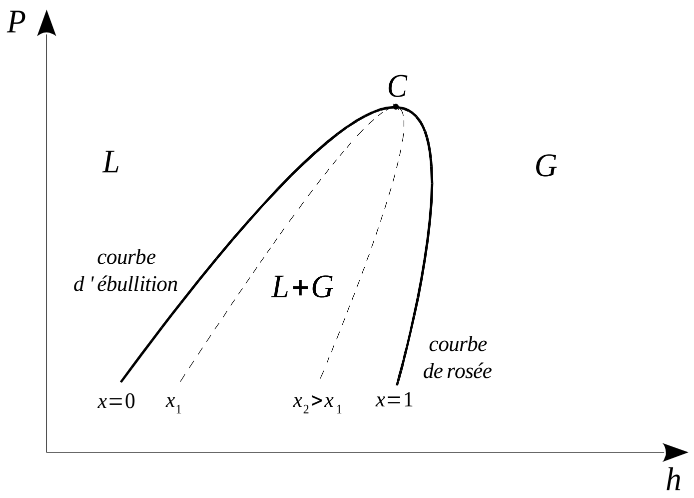
Le cycle de Rankine dans le diagramme de Clapeyron est le suivant :



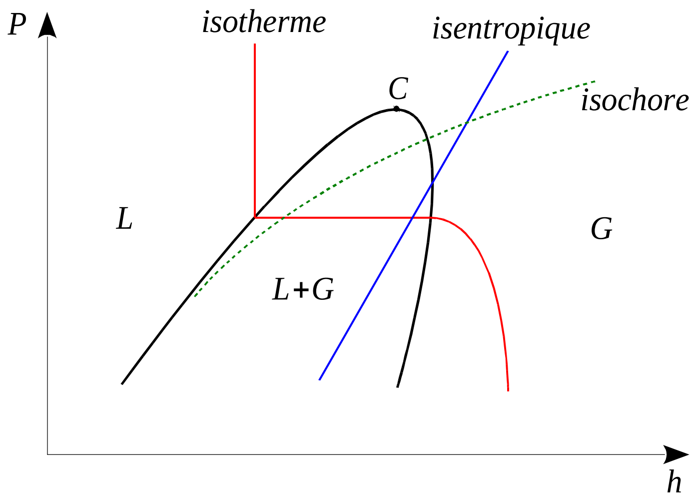
3. Exemple d'étude à l'aide du diagramme P-h

Le diagramme P-h (ou plus précisément log(P)-h) représente la pression en fonction de l'enthalpie massique. Il est surtout utilisé dans l'étude des machines frigorifiques et des PAC. On l'appelle aussi diagramme enthalpique ou diagramme de Mollier ou diagramme des frigoristes.

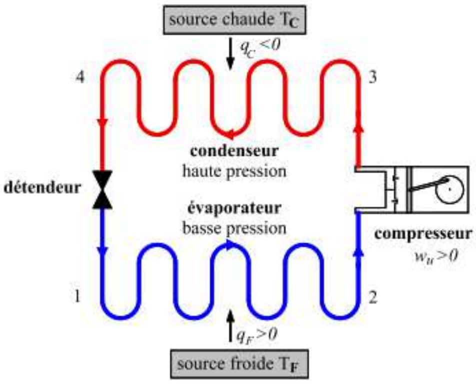
Dans ce diagramme, la courbe de changement d'état liquide-gaz et les courbes isotitres (on note x le titre massique en gaz) se représentent de la façon suivante :



On donne ci-dessous les courbes représentatives des transformations isothermes, isochores et isentropique (ou adiabatique réversible). Les isobares sont des droites horizontales et les isenthalpiques sont des droites verticales.



On prend l'exemple du cycle subit par le fluide R134a (1,1,1,2-tetrafluoroéthane : CH_2F-CF_3) d'un réfrigérateur :



1 → 2 : vaporisation isobare du fluide à la température T_F (« refroidit la source froide »)
2 → 3 : compression isentropique du fluide à l'état gaz (augmente la pression et la température du gaz) de manière à atteindre la pression pour laquelle le fluide se liquéfie à la température T_C.
3 → 4 : refroidissement isobare du gaz jusqu'à l'état liquide ($q_C<0$)
4 → 1 : détente isenthalpique (type Joule/Thomson) de manière à ramener la pression pour laquelle le fluide se vaporise à la température T_F (le fluide se vaporise partiellement lors de cette détente).

Le cycle de réfrigération dans le diagramme P-h est le suivant :