

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE MUSTAPHA STAMBOULI DE MASCARA  
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE

## **Polycopié de Cours**

# **Thermodynamique Technique**

*Présenté par* : ARGOUB kadda

Ce cours est destiné aux étudiants de Master 1/génie chimique

Algérie  
2018

## Table des matières

<b>Chapitre 1</b>	<b>Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 2</b>	<b>Notion fondamentale .....</b>	<b>2</b>
2.1	Système thermodynamique .....	2
2.1.1	Variable d'état .....	2
2.1.2	Équation d'état.....	4
2.2	Principes de la thermodynamique .....	4
2.2.1	Principe zéro de la thermodynamique .....	4
2.2.2	Premier principe de la thermodynamique.....	4
2.3	Enthalpie .....	6
2.3.1	Enthalpie de transformations physiques .....	7
2.3.2	Changement global .....	7
2.3.3	Transformations atomiques et moléculaires .....	9
2.3.4	Enthalpie de liaison .....	9
2.3.5	Enthalpie des transformations chimiques .....	9
2.4	La combinaison des enthalpies de réaction.....	10
2.4.2	Enthalpie de formation .....	11
2.4.3	Enthalpie standard de réaction.....	12
2.5	Second Principe de la thermodynamique.....	13
2.5.1	Expression différentielle.....	13
2.5.2	Équations de Gibbs et Gibbs-Duhem .....	13
2.5.3	Cas d'un fluide homogène .....	15
2.5.4	Relation de Gibbs-Duhem .....	15
2.6	Les quatre fonctions d'état : U, H, F et G.....	16
2.6.1	L'énergie libre (ou fonction de Helmholtz):.....	16
2.6.2	L'enthalpie libre G (ou fonction de Gibbs) .....	17
2.7	Propriétés thermodynamique des composés chimiques.....	18
2.7.1	Propriétés des gaz .....	19
2.7.2	Les gaz réels .....	22
2.8	Variations d'enthalpie au cours d'une transformation sans changement de phase .....	23
2.8.1	Cas du gaz.....	23
2.8.2	Cas d'une phase condensée (liquide ou solide) .....	23
<b>Chapitre 3</b>	<b>Écoulement d'un fluide dans un système ouvert .....</b>	<b>25</b>
3.1	Le premier principe, système ouvert.....	25

3.2	Entrer et sortir du système : le travail d'écoulement .....	25
3.2.1	Bilan énergétique.....	26
3.2.2	L'enthalpie.....	26
3.3	Évaluation du travail avec dans un système ouvert .....	26
<b>Chapitre 4</b>	<b>Moteurs à combustion interne.....</b>	<b>29</b>
4.1	Cycle de Beau de Rochas.....	29
4.1.1	Description et fonctionnement.....	30
4.1.2	Modélisation .....	31
4.1.3	Calcul des travaux .....	33
4.1.4	Calcul du rendement.....	34
4.1.5	Evolution du rendement en fonction du rapport volumétrique $\epsilon$ .....	35
4.2	Cycle de Lenoir.....	35
4.2.1	Calcul des travaux : .....	37
4.2.2	Calcul du rendement.....	39
<b>Chapitre 5</b>	<b>Cycle de Carnot. Moteur ditherme. Température thermodynamique .....</b>	<b>41</b>
5.1	Machine thermiques et Cycle de Carno .....	41
5.2	Les machines alternatives à combustion externe .....	41
5.3	Les machines alternatives à combustion interne.....	42
5.4	Turbines à combustion externe .....	42
5.4.1	Principe :.....	42
5.5	Turbines à combustion interne.....	42
5.5.1	Principe :.....	42
5.6	Cycle thermodynamique .....	42
5.6.1	Transformations monothermes fermées .....	42
5.7	Cycle de Carnot-Condition de fonctionnement en moteur .....	43
5.7.1	Un tel cycle est connu sous le nom de cycle de Carnott.....	43
5.8	Cas d'une transformation réversible de deux systèmes distincts.....	44
5.8.1	Représentation du cycle :.....	47
5.9	Analyse entropique du cycle de Carnot .....	48
5.9.1	Propriétés du cycle .....	48
<b>Chapitre 6</b>	<b>Les installations motrices à vapeur .....</b>	<b>50</b>
6.1	Description générale d'une installation motrice à vapeur .....	50
6.1.1	1.1. La source chaude .....	51
6.2	Cycle de Rankine .....	54

<b>Chapitre 7</b>	<b>Turbines à gaz.....</b>	<b>66</b>
	7.1.1 etude thermodynamque.....	69
	7.1.2 Cycle de Joule.....	69
<b>Chapitre 8</b>	<b>Pompes centrifuges .....</b>	<b>71</b>
	8.1 Description d'une pompe centrifuge .....	71
<b>References</b>	<b>.....</b>	<b>85</b>

## Chapitre 1                    **Introduction**

La thermodynamique est née de l'étude des relations existant entre la mécanique et la chaleur. Avec l'amélioration de la compréhension des phénomènes chimiques et électriques, le domaine d'application de la thermodynamique s'est étendu à l'étude de processus tels les phénomènes chimiques ou physiques dans lesquels des échanges d'énergie ont lieu. Les études thermodynamique des systèmes permettent de comprendre leurs évolutions dans certaines conditions, par conséquent, des études de modélisations sont relaissées. La modélisation d'un système par l'observateur consiste à poser des relations mathématiques entre certaines des variables d'état. Ces relations peuvent être plus ou moins bien (ou mal) vérifiées par l'expérience, et la validité du modèle est fonction de la qualité de cette vérification. La modélisation suit donc la description dans la démarche scientifique. Un de ses objectifs est de réduire le nombre des variables indépendantes.

### 2.1 Systeme thermodynamique

La thermodynamique est née de l'étude des relations existant entre la mécanique et la chaleur. Avec l'amélioration de la compréhension des phénomènes chimiques et électriques, le domaine d'application de la thermodynamique s'est étendu à l'étude de processus tels les phénomènes chimiques ou physiques dans lesquels des échanges d'énergie ont lieu. Les études thermodynamiques des systèmes permettent de comprendre leurs évolutions dans certaines conditions, par conséquent, des études de modélisations sont réalisées. La modélisation d'un système par l'observateur consiste à poser des relations mathématiques entre certaines des variables d'état. Ces relations peuvent être plus ou moins bien (ou mal) vérifiées par l'expérience, et la validité du modèle est fonction de la qualité de cette vérification. La modélisation suit donc la description dans la démarche scientifique. Un de ses objectifs est de réduire le nombre des variables indépendantes.

S'applique à un ensemble matériel, « le système » éventuellement composé de partie distincte, les « sous-système ». le système n'est défini que si l'on précise les limites matérielles, les « frontières », et la nature des échanges qu'il peut entretenir avec le reste de l'univers « extérieur ». Il sera dit « fermé » ou « ouvert » selon que des échanges de matière sont, ou non, possible.

Il existe 3 niveaux de descriptions : les échelles macroscopique, mésoscopique et microscopique. On retrouve ces mêmes niveaux de descriptions en électrostatique et en magnétostatique par exemple. L'échelle macroscopique est notre échelle. À cette échelle, tout milieu paraît continu. L'échelle microscopique est celle des particules élémentaires du système. À cette échelle, la matière est discontinue. L'échelle mésoscopique est intermédiaire. Un petit volume  $dv$  à cette échelle (par exemple  $1 \text{ mm}^3$ ), est assez grand pour contenir un très grand nombre de particules (environ  $10^{17}$  pour l'air sous 1 bar à  $0 \text{ C}^\circ$ ) et qu'on puisse considérer le milieu comme continu et assez petit pour considérer que les grandeurs macroscopiques (pression, densité, température) y sont uniformes. Pour satisfaire ces conditions, le volume  $dv$  doit être choisi grand devant le volume moyen occupé par la particule au cours de son mouvement.

#### 2.1.1 Variable d'état

La connaissance d'un certain nombre de variables (ou de fonctions) d'état définit l'état macroscopique d'un système. Les variables décrites ici seront définies de façon détaillée aux endroits appropriés. On distingue deux types de variables : les variables extensives et les variables intensives.

- Une variable extensive dépend de la grandeur du système, par exemple  $U$ , l'énergie interne,  $H$ , l'enthalpie,  $C_p$ , la capacité calorifique à pression constante,  $C_v$ , la capacité calorifique à volume constant,  $S$ , l'entropie,  $A$ , l'énergie libre,  $G$ , l'enthalpie libre,  $V$ , le volume... Si l'on divise un système en plusieurs parties, une propriété extensive de l'ensemble des parties est la somme de la même propriété extensive de chacune des parties. Les propriétés extensives d'un système contenant une seule espèce chimique, corps pur, sont proportionnelles au nombre de moles de l'espèce chimique qu'il contient

- Une variable intensive possède la même valeur dans différentes parties du système. Par exemple,  $p$ , la pression,  $T$ , la température ont chacune la même valeur dans tout le système. Les variables molaires et molaires partielles, l'indice de réfraction, la densité ont une valeur donnée dans chaque phase du système mais peuvent différer d'une

La connaissance d'un certain nombre de variables (ou de fonctions) d'état définit l'état macroscopique d'un système. Les variables décrites ici seront définies de façon détaillée aux endroits appropriés. On distingue deux types de variables : les variables extensives et les variables intensives.

- Une variable extensive dépend de la grandeur du système, par exemple  $U$ , l'énergie interne,  $H$ , l'enthalpie,  $C_p$ , la capacité calorifique à pression constante,  $C_v$ , la capacité calorifique à volume constant,  $S$ , l'entropie,  $A$ , l'énergie libre,  $G$ , l'enthalpie libre,  $V$ , le volume... Si l'on divise un système en plusieurs parties, une propriété extensive de l'ensemble des parties est la somme de la même propriété extensive de chacune des parties. Les propriétés extensives d'un système contenant une seule espèce chimique, corps pur, sont proportionnelles au nombre de moles de l'espèce chimique qu'il contient

- Une variable intensive possède la même valeur dans différentes parties du système. Par exemple,  $p$ , la pression,  $T$ , la température ont chacune la même valeur dans tout le système. Les variables molaires et molaires partielles, l'indice de réfraction, la densité ont une valeur donnée dans chaque phase du système mais peuvent différer d'une phase à une autre. Si une variable intensive n'a pas la même valeur dans toute l'étendue d'une phase, le système est hors équilibre. Le nombre de variables d'état qu'il est nécessaire de connaître pour caractériser un système dépend de la nature du système. Nous verrons en détail, lors de l'étude de la règle des phases (chapitres 8 et 10), comment on peut déterminer le nombre de variables intensives qu'il faut connaître pour que toutes les autres variables intensives soient déterminées de façon univoque. Pour un système ne comportant qu'une seule espèce chimique présente sous la forme d'une seule phase, il faut connaître deux variables intensives. On choisit souvent la température et la pression. Pour un mélange de deux composés, il faut connaître trois variables intensives. Les valeurs des variables d'état ne dépendent pas de la façon dont l'état a été atteint mais seulement de l'état lui-même.

Les grandeurs physiques les plus pertinentes pour décrire l'état macroscopique d'un système dépendent des phénomènes observés :

- Les nombres de particules des différentes espèces constituent des variables commodes pour décrire les états parcourus au cours d'une transformation chimique.

- Le volume permet de suivre l'évolution résultant d'interactions qui déplacent les limites entre le système et l'extérieur.

- Lorsque l'on met en contact avec une flamme un système chimiquement inerte, limité par une surface imperméable à la matière et maintenue immobile, une autre variable est nécessaire pour rendre compte des phénomènes observés ; le premier principe affirme que l'énergie est alors une variable bien adaptée. Si le système présente un aspect non homogène, une partie liquide et une partie gazeuse par exemple, ou si la matière ou l'énergie ne sont pas uniformément réparties dans le système, les mêmes variables relatives aux différentes parties, peuvent être utilisées.

On appelle variable extensive, une variable proportionnelle à  $V$  ; par exemple, le volume  $V$ , la charge  $q$ , l'énergie  $E$ , la masse  $m$  sont des variables extensives ; Variable intensive, une variable indépendante de  $V$  ; par exemple, la pression  $P$ , la température  $T$ , la densité  $d$ , la masse volumique  $\mu$ , le potentiel  $U$  sont des variables intensives. Les variables extensives sont additives : ainsi si deux systèmes A et B ont pour énergie  $E_A$  (respectivement  $E_B$ ) et température  $T_A$  (respectivement  $T_B$ ), l'énergie du système AU

B sera  $E = EA + EB$ , car  $E$  est une variable extensive mais, par contre, la température du système  $A \cup B$  ne sera pas  $TA + TB$ .

On appelle variables indépendantes, les variables nécessaires et suffisantes à la description d'un système. Par exemple, pour un gaz, il suffit de connaître le nombre de moles  $n$ , la température  $T$  et le volume  $V$  pour déterminer l'état du système (pas besoin de connaître la pression qui peut être déterminée grâce aux autres variables). On peut alors redéfinir l'équilibre thermodynamique, en écrivant qu'un système est à l'équilibre si ses variables d'état sont constantes au cours du temps.

### 2.1.2 Équation d'état

Une équation d'état est une relation qui existe entre différentes variables d'état (habituellement pour un fluide). Ainsi, pour un système constitué par un gaz pur, il existe une relation entre les variables d'état pression  $p$ , volume molaire  $V_m$  et température thermodynamique  $T$ . On appelle équation d'état Pour un fluide homogène non chargé, tel qu'un gaz, la relation  $f(n, P, V, T) = 0$ . Ce qui est intéressant, c'est de prévoir les valeurs prises par certaines variables d'un système, connaissant les autres par la mesure, par exemple. Il est donc nécessaire de rechercher des relations entre les variables d'états. C'est ce qui a été fait pour les gaz par les physiciens Robert Boyle (1627-1691) et Edme Mariotte (vers 1620-1684) qui se sont intéressés à la l'évolution du produit  $PV$  en fonction de la température, puis par Jacques Charles (1746-1823) qui a étudié la variation de la pression en fonction de la température à volume fixé et Louis-Joseph Gay-Lussac (1778-1850) qui a étudié la variation du volume en fonction de la température à pression fixée.

## 2.2 Principes de la thermodynamique

### 2.2.1 Principe zéro de la thermodynamique

Ce principe découle d'observations expérimentales. On le formule de la façon suivante :

- Deux systèmes thermodynamiques fermés, en contact par l'intermédiaire d'une paroi conductrice de la chaleur, atteignent l'équilibre thermique après un temps suffisamment long.
- Si un système thermodynamique fermé est en contact et en équilibre thermique avec deux autres systèmes fermés, ces deux systèmes sont également à l'équilibre thermique entre eux. On peut donc utiliser un thermomètre qui, en contact avec un système, nous fournira sa température.

### 2.2.2 Premier principe de la thermodynamique

Le premier principe repose sur l'attribution à tout système matériel fermé d'une propriété extensive : l'énergie et sur l'établissement d'un bilan exact entre, les variations de cette propriété au cours d'une transformation et, d'autre part, les travaux accomplis le milieu extérieur du fait des forces mécaniques par des différences de températures. Certains des composants de l'énergie sont familiers et indépendantes de la structure interne du système. Il s'agit en premier de l'énergie potentielle dans le champ de pesanteur,  $E_{pot}$ , qui s'exprime en fonction de la masse  $m$ , de l'accélération de la pesanteur  $g$  et de l'altitude comptée par rapport à une référence arbitraire  $Z$ . Il est de même de l'énergie cinétique de l'ensemble de système,  $E_{cin}$  qui est liée A la masse, au moment d'inertie, à la vitesse de système. La mé-



canique repose sur ces composantes. En thermodynamique, nous tiendrons également compte de « l'énergie interne U »

- la grandeur U désigne les énergies cinétique et potentielle microscopiques dues aux particules constitutives de la matière : le découplage entre une contribution collective, macroscopique, liée au choix du référentiel d'étude et une contribution individuelle microscopique, n'est pas si simple à mettre en œuvre. Chaque particule est en mouvement et possède donc une énergie cinétique ; les différentes particules sont soumises éventuellement à des forces de la part des autres particules (dans un solide, dans un gaz réel). L'énergie potentielle dont dérivent ces forces d'interaction contribue à la grandeur U. Celle-ci est appelée énergie interne.

$$E = E_{cin} + E_{pot} + U$$

- $E_{cin}$  désigne l'énergie cinétique macroscopique du système : elle est donc liée au choix du référentiel d'étude ;

- $E_{pot}$  désigne l'énergie potentielle macroscopique du système. C'est, par exemple, l'énergie potentielle de gravitation ;

### 2.2.2.1 Expression différentielle

Lorsque le système n'est pas isolé, le transfert d'énergie au système se traduit par une variation de l'énergie E. Ce transfert peut se traduire par la modification de la vitesse du centre de masse du système (contribution du terme  $E_{cin}$ ), par la modification de l'énergie potentielle (par exemple de l'altitude du centre de masse dans un champ de pesanteur) ou par variation de l'énergie interne U.

Nous nous placerons désormais dans le cas où l'apport d'énergie se traduit par la seule variation de U. Il existe différentes formes d'énergie s'échangeant entre le système et le milieu extérieur :

1. Transfert mécanique (travail des forces pressantes du milieu extérieur) Soit  $\delta W$  le travail élémentaire des forces pressantes lié à une variation  $dV$  du volume du système :

$$\delta W = -P_{ext} dV$$

On remarquera que cette contribution se traduit par la variation d'un autre paramètre extensif (ici le volume).

### 2.2.2.2 Autres formes d'énergie

Des systèmes thermodynamiques peuvent échanger d'autres formes d'énergie avec l'extérieur. Nous noterons  $\delta W'$  ces contributions élémentaires à la variation de l'énergie interne. Si le système étudié est une pile connectée à un générateur de force électromotrice  $E_{gen}$ , le travail élémentaire fourni par le générateur au système lorsque la charge traversée est  $dq$  est :

$$\delta W' = E_{gen} \cdot dq$$

De façon générale ces contributions élémentaires s'écrivent :

$$\delta W' = A_i \cdot dx_i \quad 2-2$$

Où  $A_i$  est une force généralisée et  $dx_i$  la variation infinitésimale d'une grandeur extensive, grandeur dite conjuguée de la force généralisée  $A_i$ . Malgré son nom, une force généralisée n'est pas nécessairement homogène à une force (grandeur intensive). L'expression différentielle du premier principe s'écrit donc :

$$dU = \delta W + \delta Q + \delta W' \quad 2-3$$

### 2.3 Enthalpie

Le mot enthalpie vient du grec, le préfixe « en » signifiant « apporter » et le mot « thalpein » signifiant « chaleur ». L'enthalpie est une potentielle thermodynamique. Il s'agit d'une fonction d'état correspondant à l'énergie totale d'un système thermodynamique. C'est la somme de l'énergie interne, qui est la quantité d'énergie nécessaire pour la création de système, à laquelle est additionné le travail que ce système doit exercer contre la pression extérieure pour occuper son volume.

À partir de cette relation, on voit que l'augmentation de l'enthalpie d'un système est égale à la chaleur ajoutée :

$$\delta H = dQ \quad 2-4$$

à condition que le système est sous pression constante ( $dP = 0$ ) et que le seul travail fait par le système est celui de travail de détente ( $\delta W = dQ$ ). Pour les systèmes à pression constante, le changement d'enthalpie est égal à la chaleur reçue par le système. Par conséquent, le changement d'enthalpie peut être conçu ou présenté sans le besoin de la mécanique de compression ou de détente; pour un système simple, avec un nombre de particules constantes, la variation d'enthalpie est la somme totale de l'énergie thermique dérivée d'un processus thermodynamique dans lequel la pression est maintenue constante. L'enthalpie totale d'un système ne peut pas être mesurée directement; la variation d'enthalpie de un système est mesurée à la place. La Variation d'enthalpie est définie par l'équation suivante:

$$\Delta H = H_F - H_I \quad 2-5$$

Où  $\Delta H$  est la "variation d'enthalpie" et  $H_F$  est l'enthalpie finale du système, exprimée en joules. Dans une réaction chimique,  $H_F$  et  $H_I$  sont l'enthalpie des produits finale et initiale du système respectivement, exprimée en joules. Pour une réaction exothermique (réaction qui libère de la chaleur) à une pression constante, le changement d'enthalpie dans le système est égal à l'énergie libérée lors de la réaction, y compris l'énergie retenue par le système et l'énergie perdue à travers l'expansion contre son environnement. D'une manière similaire, pour une réaction endothermique (réaction qui absorbe de la chaleur), la variation d'enthalpie est égale à l'énergie absorbée dans la réaction, y compris l'énergie perdue par le système et de l'énergie obtenu à travers la compression à partir de son environnement.

Un moyen relativement facile de déterminer si une réaction est exothermique ou endothermique ; il base sure le signe de la variation d'enthalpie. Si elle est positive alors la réaction est endothermique ou la chaleur est absorbée par le système, car les produits de la réaction ont une plus grande enthalpie à celle des réactifs. D'autre part, si la variation d'enthalpie est négative, la réaction est exothermique, à savoir la diminution globale de l'enthalpie est obtenue par la génération de chaleur.

Bien que l'enthalpie est couramment utilisé dans l'ingénierie et la science, il est impossible de mesurer directement, comme l'enthalpie a aucune point de référence. Par conséquent, l'enthalpie peut être utilisée seulement avec précision dans un système fermé. Cependant, ils se trouvent peu applications réel existent dans l'isolement fermée, et il est pour cette raison que deux ou plusieurs systèmes fermés ne peuvent pas être comparées en utilisant l'enthalpie, bien que parfois cela se fait tort.

### 2.3.1 Enthalpie de transformations physiques

Nous allons considérer les variations d'enthalpie qui accompagnent deux types de changements physiques : la transformation d'une phase (liquide) en une autre (vapeur), et la conversion des atomes et molécules individuels en ions ou autres fragments.

### 2.3.2 Changement global

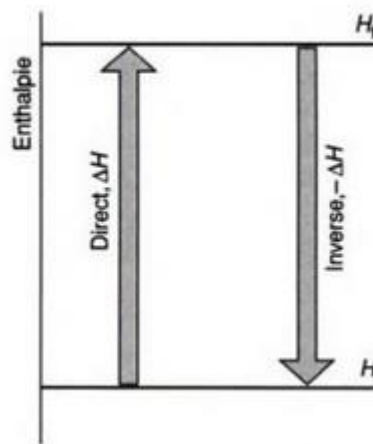
L'évaporation d'un liquide, la transformation de l'eau liquide en vapeur d'eau, par exemple, dans le cas, d'une piscine à 20 °C ou d'une bouilloire chauffée à 100 °C, est un processus endothermique, car il faut fournir de la chaleur pour provoquer le changement. Au niveau moléculaire, les molécules sont écartées et libérées de l'étreinte exercée sur elles par l'interaction d'attraction des molécules voisines, et ce processus nécessite un apport d'énergie. Pour maintenir sa température aux environs de 37 °C, le corps utilise notamment la propriété endothermique de la vaporisation de l'eau, car la chaleur nécessaire à l'évaporation de la transpiration est prélevée sur la peau. La chaleur qui doit être fournie à pression constante

par mole de molécules vaporisées est appelée l'enthalpie de vaporisation du liquide, et notée  $\Delta_{vap}H$ .

La fusion est une autre transition de phase courante, par exemple quand la glace se transforme en eau ou lors de la fusion du fer. L'enthalpie par mole de molécules qui accompagne la fusion est appelée

enthalpie de fusion.  $\Delta_{fus}H$ . Sa valeur pour l'eau à 0 °C est de +6,01 kJ.mole<sup>-1</sup>, ce qui signifie que 6,01 kJ d'énergie sont nécessaires pour la fusion de 1 mol H<sub>2</sub>O (s) à 0 °C. On notera que l'enthalpie de fusion de l'eau est beaucoup plus faible que son enthalpie de vaporisation. Dans cette dernière transition, les molécules se séparent totalement les unes des autres alors que lors d'une fusion les molécules sont simplement relâchées sans être complètement séparées.

L'inverse de la vaporisation est la condensation et l'inverse de la fusion est la congélation. Les variations d'enthalpie de condensation et de congélation sont respectivement égales mais de signe opposé aux variations d'enthalpie de vaporisation et de fusion, car la chaleur fournie pour vaporiser ou liquéfier la substance est libérée quand elle se condense ou se congèle. Dans tous les cas, la variation d'enthalpie d'une transition inverse est égale et de signe opposé à la variation d'enthalpie de la transition directe (dans les mêmes conditions de température et de pression).

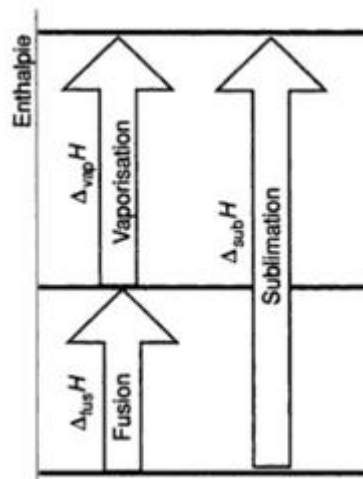


**Figure 2.1** la variation de l'enthalpie qui accompagne un processus contraire est l'inverse de la variation de l'enthalpie du processus direct.

Le passage direct de l'état solide à l'état de vapeur est une sublimation, le processus inverse est une condensation à l'état solide. La sublimation peut être observée par un matin froid et glacial. Où le givre se dissipe en vapeur sans passer par la fusion. Le givre lui-même se forme par condensation à l'état solide d'air froid et humide. La variation d'enthalpie molaire accompagnant la sublimation est appelée enthalpie de sublimation,  $\Delta_{sub}H$ . L'enthalpie étant une propriété d'état, on doit obtenir la même variation d'enthalpie lors de la conversion directe de solide en vapeur et lors de la conversion indirecte, dans laquelle le solide fond en donnant le liquide, qui se vaporise ensuite:

$$\Delta_{sub}H = \Delta_{fus}H + \Delta_{vap}H$$

2-6

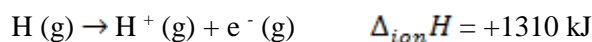


**Figure 2.2** l'enthalpie de sublimation à une température donnée est la somme des enthalpies de fusion et la vaporisation à cette température.

### 2.3.3 Transformations atomiques et moléculaires

#### 2.3.3.1 Enthalpie d'ionisation

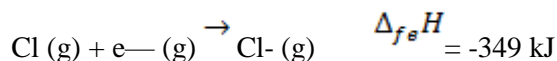
Parmi les variations d'enthalpie sont celles qui accompagnent les transformations affectant les atomes et molécules individuels. L'une des plus importantes est l'enthalpie d'ionisation,  $\Delta_{ion}H$ , représentant la variation d'enthalpie molaire accompagnant la perte d'un électron par un atome (ou un ion) en phase gazeuse. Par exemple,



L'enthalpie d'ionisation des atomes d'hydrogène est notée +1310 KJ.mol<sup>-1</sup>. Cette valeur signifie qu'il faut fournir 1310 kJ de chaleur pour ioniser 1 mol H. L'ionisation des atomes neutres est dans tous les cas endothermique, si bien que toutes les enthalpies d'ionisation des atomes neutres sont positives.

Enthalpie de fixation d'électrons

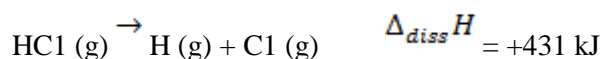
L'inverse de l'ionisation est la fixation d'électrons, et la variation d'enthalpie molaire correspondante est appelée enthalpie de fixation d'électrons,  $\Delta_{fe}H$ . Par exemple, les expériences montrant que



il s'ensuit que l'enthalpie de fixation d'électrons des atomes de Cl est -349 kJ.mol<sup>-1</sup>. On notera que la fixation d'électrons par Cl est un processus exothermique, de sorte qu'il y a libération de chaleur quand un atome de Cl capture un électron et forme un ion Cl<sup>-</sup> en phase gazeuse.

### 2.3.4 Enthalpie de liaison

Le dernier processus atomique et moléculaire à examiner est la dissociation, ou rupture d'une liaison chimique, comme dans le processus



La variation correspondante d'enthalpie molaire est appelée enthalpie de liaison, nous noterons donc l'enthalpie de liaison de H - Cl sous la forme 431 kJ/mol (les enthalpies de liaison étant toujours positives, on omet généralement le signe +).

### 2.3.5 Enthalpie des transformations chimiques

#### 2.3.5.1 Enthalpie de réaction

Au cours d'une réaction chimique, le système échange de l'énergie avec le milieu extérieur sous forme de chaleur. Cette énergie échangée sous forme de chaleur Q dépend des conditions expérimentales dans lesquelles se produit la réaction. Cette information est essentielle si l'on veut garder la trace des variations d'énergie de certaines réactions, en biologie ou dans l'industrie, par exemple, et sera tout aussi essentielle pour évaluer la composition à l'équilibre des réactions chimiques. La propriété au cœur de toutes les explications qui vont suivre est la variation d'enthalpie accompagnant une réaction chimique

$\Delta_r H$

L'enthalpie de réaction  $\Delta_r H$  est une grandeur de réaction associée à l'écriture de l'équation-bilan d'une réaction chimique effectuée à température T et pression P constantes. Elle s'exprime en joule par mole (J/mol) et correspond à la variation d'enthalpie du mélange réactionnel pour un avancement  $\xi$  de la réaction en cours égal à 1 mol. Ainsi, si on connaît l'avancement d'une réaction, on peut calculer la variation d'enthalpie  $\Delta_r H$  associée à cette réaction d'après la relation suivante :

$$\Delta_r H_{T,P} = \left( \frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{T,P} = \sum_i \nu_i h_i(T,P) \quad 2-7$$

Pour les réactions chimiques ayant lieu à pression constante, l'enthalpie de réaction permet donc d'avoir accès à la quantité d'énergie libérée sous forme de chaleur car :

$$\Delta H_{T,P} = \int_0^{\xi} \Delta_r H_{T,P} \cdot d\xi = Q_P \quad 2-8$$

## 2.4 La combinaison des enthalpies de réaction

On peut avoir besoin d'une enthalpie de réaction qui n'est pas disponible dans les tables. L'enthalpie est une fonction d'état, cette propriété vient à point car elle signifie que l'enthalpie d'une réaction recherchée peut être construite à partir des enthalpies de réactions connues.

### 2.4.1.1 Loi de Hess

Si une réaction peut être écrite sous la forme d'une combinaison linéaire de plusieurs équations-bilans de réactions, l'enthalpie standard de cette réaction à une température T s'obtient à partir de l'enthalpie standard des différentes réactions à la même température par une combinaison linéaire faisant intervenir les mêmes coefficients.

$$\Delta_r H = \sum_i \nu_i h_i(T,P) \quad 2-9$$

La variation d'enthalpie correspond à la différence de hauteur entre les paliers et son signe indique s'il s'agit d'une réaction endothermique ou exothermique.

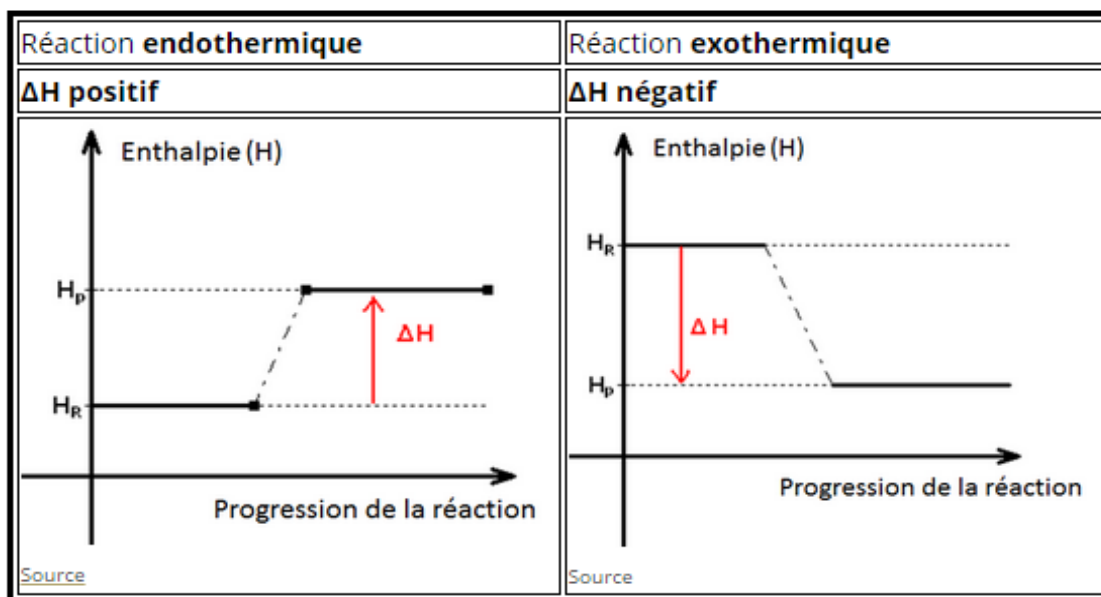


Figure 2.3 L'enthalpie de réaction correspond à la différence d'enthalpie entre les produits de la réaction et les réactifs

## 2.4.2 Enthalpie de formation

Le fait que les enthalpies standard de réaction peuvent être construites à partir d'autres enthalpies de réaction ouvre la voie à une manière très économique de tabuler l'enthalpie standard et de calculer les valeurs pour des réactions inconnues. Toute réaction peut être considérée comme se déroulant en deux étapes hypothétiques sur papier : la décomposition des réactifs en leurs éléments, puis la construction des produits à partir de ces éléments. La première de ces étapes est l'inverse de la construction des réactifs à partir de leurs éléments. Il s'ensuit que toute enthalpie de réaction peut être exprimée en fonction des enthalpies de réaction de la construction des substances à partir de leurs éléments. Ces enthalpies de réaction

sont des quantités clés en thermochimie. Plus précisément : L'enthalpie standard de formation,  $\Delta_f H^\circ$ , d'une substance est l'enthalpie standard (par mole de la substance) de sa formation à partir de ses éléments dans leur état de référence.

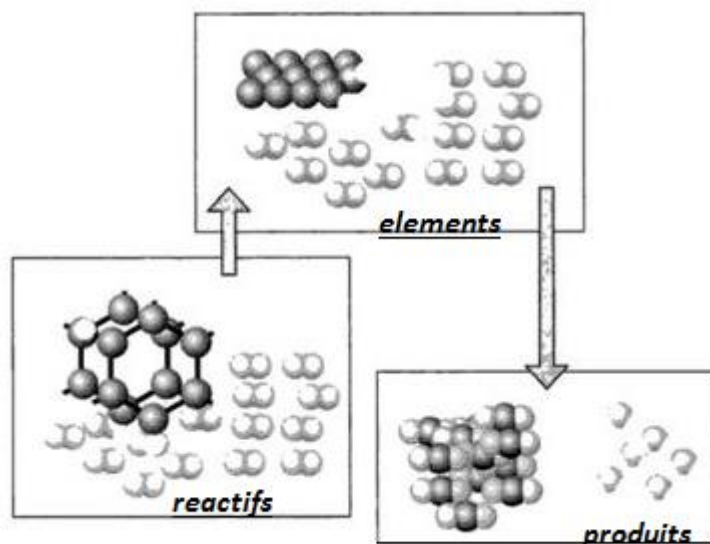


Figure 2.4 L'enthalpie d'une réaction peut être exprimée sous la forme d'une différence entre les enthalpies d'atomisation des produits et celles des réactifs.

L'enthalpie de formation peut être obtenue à partir de calorimétrie à combustion traditionnelle, mais aussi par les mesures des enthalpies des réactions par calorimétrie de réaction. Même à partir des études d'équilibre en fonction de la température. Elle est habituellement déterminée directement pour une phase voulue (liquide, gaz, ou cristal), à partir de l'enthalpie de formation d'une autre phase par addition ou soustraction enthalpies de vaporisation ou sublimation.

L'état standard d'un élément ou un composé est définie comme la forme la plus stable de la substance à l'état physique qui existe sous une pression de 1 bar et à une température spécifiée. La plupart des tables rapport les enthalpies molaires standard de la formation sont à 25 ° C (298 K).

Les états de référence des éléments définissent un «niveau zéro» thermochimique, et on peut considérer les enthalpies de formation comme des «altitudes» thermochimiques au-dessus ou au-dessous du niveau zéro. Les composés qui ont des enthalpies standard de formation négatives (l'eau, par exemple) sont classés comme composés exothermiques, car leur enthalpie est inférieure à celles des éléments composants (au-dessous du niveau zéro). Les composés ayant des enthalpies standard de formation positives (le disulfure de carbone, par exemple) sont classés comme composés endothermiques, et possèdent une enthalpie supérieure à celle de leurs éléments composants (ils se trouvent au-dessus du niveau zéro). La variation d'enthalpie standard de n'importe quelle réaction en fonction d'une quantité spéciale dite enthalpie standard de réaction, qui est définie comme suit :

### 2.4.3 Enthalpie standard de réaction

L'enthalpie standard de réaction,  $\Delta_r H^\circ$ , est la différence entre les enthalpies standard de formation des réactifs et des produits, chaque terme étant pondéré par le nombre stœchiométrique de l'équation chimique.

$$\Delta_r H^\circ = \sum_{\text{Produits}} n \Delta_f H^\circ(\text{produits}) - \sum_{\text{Réactifs}} n \Delta_f H^\circ(\text{Réactifs}) \quad 2-10$$



## 2.5 *Second Principe de la thermodynamique*

Le premier principe permet nullement de préciser comment, au cours d'une transformation, se répartissent les échanges énergétiques (travaux forces de pression, chaleur,...) : il n'en exprime que la somme. Nous savons cependant vu que le travail des forces de pression était au moins égal à une limite atteinte en cas d'évolutions réversible. Les transferts thermiques sont-ils également limités ?

Nous avons que la stationnarité d'un système n'est assuré que par expérience de contraintes appropriées ; que certaines soient levées, le système évoluera vers un nouvel état, et l'évolution inverse ne sera pas possible. Deux états étant donnés, il importe donc de connaître celui qui est favorisé. Il est également important de préciser les conditions que doivent remplir les propriétés d'un système pour que son état soit favorisé par rapport à l'ensemble des transformations respectent certaines conditions et qu'il soit ainsi en état d'équilibre.

Pour tout système isolé, il existe une fonction d'état extensive qui ne peut que croître. Cette grandeur, notée usuellement  $S$ , est appelée entropie.

Les états d'équilibres des systèmes isolés sont ceux correspondant à l'entropie maximale. On admettra que l'ensemble de l'Univers est isolé et qu'il suffit, pour étudier un système non isolé d'appliquer le principe précédent à l'ensemble : {système  $\cup$  extérieur} = Univers.

### 2.5.1 Expression différentielle

Soit un système fermé en contact avec l'extérieur. La variation infinitésimale d'entropie du système s'écrit comme la contribution de deux termes :

$$dS = \delta_e S + \delta_i S \tag{2-11}$$

$\delta_e S$  : est l'entropie d'échange, due à l'existence de transferts thermiques :

$$\delta_e S = \frac{\delta Q}{T_{ext}} \tag{2-12}$$

Où  $\delta Q$  est le transfert thermique reçu à travers la paroi limitant le système de l'extérieur et  $T_{ext}$  la température de cette frontière. Le terme de création d'entropie  $\delta_i S$  est positif ou nul (l'égalité correspond aux transformations réversibles) :

$$\delta_i S \geq 0 \tag{2-13}$$

C'est sous cette forme que nous écrirons souvent le second principe. Le terme d'entropie d'échange est de signe quelconque.

### 2.5.2 Équations de Gibbs et Gibbs-Duhem

#### 2.5.2.1 Potentiel chimique

Un système à composition variable peut être :

un système ouvert

un système siège de réactions chimiques

Nous représentons la composition d'un système formé de  $c$  constituants par les nombres de moles  $N_i$  de chacun de ces constituants. On désignera aussi par  $N$  le vecteur des nombres de moles  $(N_1 \dots N_c)$ .

On définit la fraction molaire du constituant  $i$  par :

$$x_i = \frac{N_i}{\sum_{j=1}^c N_j} \quad 2-14$$

Les nombres de moles  $N_i$  forment  $c$  variables extensives indépendantes. Les fractions molaires  $x_i$  sont des grandeurs intensives, et on ne peut fixer indépendamment que  $c-1$  d'entre elles, puisque :

$$\sum_{i=1}^c x_i = 1$$

Supposons donc que nous fassions varier la composition d'un système en modifiant les nombres de moles  $N_i$  (système ouvert). L'enthalpie libre de ce système doit être fonction de  $T$ ,  $P$  et des  $N_i$ , et on écrit, pour une transformation élémentaire, en généralisant l'expression  $dG = VdP - SdT$  :

$$dG = VdP - SdT + \sum_{i=1}^c \left( \frac{\partial G}{\partial N_i} \right)_{T,P,N_{j \neq i}} dN_i \quad 2-15$$

### 2.5.2.2 Relation de Gibbs

On considère un système caractérisé par  $U = U(S, X_1, \dots, X_n)$ . On définit la température thermodynamique par :

$$T = \frac{\partial U}{\partial S} \quad 2-16$$

Il s'agit d'une variable intensive. La température est nécessairement positive compte tenu que  $S$  est une fonction croissante de  $U$ .

On peut également dériver la fonction  $U$  par rapport à chacune des variables  $X_i$ . On définit ainsi une nouvelle variable intensive :

$$f_i = \frac{\partial U}{\partial X_i} \quad 2-17$$

La différentielle de l'énergie interne s'écrit donc :

$$dU = TdS + \sum_{i=1}^n f_i X_i \quad 2-18$$

Il s'agit de la relation de Gibbs, où à chaque variable extensive  $X_i$  correspond une variable intensive conjuguée  $f_i$ .

### 2.5.3 Cas d'un fluide homogène

Considérons un système ouvert contenant un fluide pur homogène, c'est à dire défini par son énergie interne  $U = U(S, V, N)$ . La température du fluide est donnée par :

$$T = \frac{\partial U}{\partial S} \quad 2-19$$

On appelle pression, la variable intensive notée  $p$ , défini par :

$$-P = \frac{\partial U}{\partial V} \quad 2-20$$

On appelle potentiel chimique, la variable intensive, notée  $\mu$ , défini par :

$$\mu = \frac{\partial U}{\partial N} \quad 2-21$$

Le potentiel chimique s'interprète comme l'énergie interne propre des molécules composant le système : si des molécules entrent ou sortent du système, chacune d'entre elles emporte avec elle une énergie interne  $\mu$ .

La relation de Gibbs ou forme différentielle de la relation fondamentale  $U(S, V, N)$  devient :

$$dU = TdS - PdV + \mu dN \quad 2-22$$

Si le fluide n'est plus pur, mais est un mélange de  $m$  espèces chimiques différentes, la relation de Gibbs devient :

$$dU = TdS - PdV + \sum_{j=1}^m \mu_j dN_j \quad 2-23$$

où  $\mu_j$  est le potentiel chimique de l'espèce  $j$ .

### 2.5.4 Relation de Gibbs-Duhem

À partir de l'expression

$$G(T, P, N) = \sum_{i=1}^c N_i \mu_i \quad 2-24$$

On obtient par différentiation :

$$dG = \sum_{i=1}^c N_i d\mu_i + \sum_{i=1}^c \mu_i dN_i \quad 2-25$$

Qui, comparée à :

$$dG = VdP - SdT + \sum_{i=1}^c \mu_i dN_i \quad 2-26$$

Conduit à :

$$\sum_{i=1}^c N_i d\mu_i - VdP + SdT = 0 \quad 2-27$$

Cette relation, appelée relation de Gibbs et Duhem, montre en particulier que les potentiels chimiques ne peuvent pas varier de façon indépendante dans un mélange. Par exemple, dans un mélange à deux constituants, la connaissance de  $\mu_i$  en fonction de la composition permet de déterminer  $\mu_i$  en fonction de la composition, par intégration de cette relation.

## 2.6 Les quatre fonctions d'état : U, H, F et G

Toutes les bases théoriques de la thermodynamique pourraient être présentées en utilisant uniquement les cinq variables fondamentales, c'est-à-dire : p, V, T, U et S. Cependant il convient souvent, dans nombre d'applications, d'utiliser des variables auxiliaires ou fonctions auxiliaires qui s'avèrent être plus appropriées à des problèmes spécifiques. On obtient logiquement ces fonctions auxiliaires par transformations de Legendre de l'énergie interne, U. La méthode des transformations de Legendre ainsi que son application aux fonctions thermodynamiques permettant d'obtenir les fonctions. Ces fonctions sont formées par des combinaisons simples de variables fondamentales. En utilisant les variables :

### 2.6.1 L'énergie libre (ou fonction de Helmholtz):

$$F = U - TS = -PV + \sum_i n_i \mu_i \quad 2-28$$

La combinaison de l'équation 24 et l'équation Gibbs donne :

$$dF = -SdT - PdV + \sum_i \mu_i dn_i \quad 2-29$$

## 2.6.2 L'enthalpie libre G (ou fonction de Gibbs)

Cette équation est définie par :

$$G = H - TS = \sum_i n_i \mu_i \quad 2-30$$

Le différentiel dG couplé à la formule de Gibbs-Duhem donne :

$$dG = -SdT + VdP + \sum_i \mu_i dn_i \quad 2-31$$

Nous avons ainsi défini quatre fonctions d'état thermodynamique : U(S, V, ni); H(S, P, ni); F(T, V, ni) et G(T, P, ni). La définition de l'enthalpie combinée à la relation suivante :

$$U = TS - PV + \sum_i \mu_i n_i \quad 2-32$$

Donne :

$$H = U + PV = TS + \sum_i \mu_i n_i \quad 2-33$$

Compte tenu de l'équation de Gibbs, ces quatre fonctions et leurs différentielles s'écrivent :

$$U = TS - PV + \sum_i \mu_i n_i$$

$$H = TS - \sum_i \mu_i n_i \quad 2-34$$

$$F = -PV + \sum_i \mu_i n_i$$

$$G = \sum_i \mu_i n_i$$

Donc :

$$dU = TdS - PdV + \sum_{i=1}^n \mu_i dn_i$$

$$dH = TdS + VdP + \sum_{i=1}^n \mu_i dn_i$$

$$dF = -SdT - PdV + \sum_{i=1}^n \mu_i dn_i$$

$$dG = -SdT + VdP + \sum_{i=1}^n \mu_i dn_i$$

## 2.7 Propriétés thermodynamique des composés chimiques

La représentation des propriétés thermodynamiques des corps est bien évidemment une nécessité. Elle suppose d'une part de se donner des modèles de fluides adéquats, et d'autre part de disposer de données pour représenter les fluides utilisés. Tout corps se présente sous l'une au moins des trois phases solide, liquide ou gazeuse. Lorsque la pression est suffisamment faible et la température suffisamment élevée, on est en droit de considérer que le corps se comporte comme un gaz idéal dont la capacité thermique massique, l'énergie interne et l'enthalpie ne dépendent que de la température (et non pas de la pression).

Le passage d'un état à l'autre est appelé changement de phase. Pour un corps réel, les limites des changements de phase. Considérons maintenant un corps pur à l'état solide et chauffons-le à pression constante; sa température va augmenter progressivement en s'accompagnant d'une augmentation d'enthalpie. L'évolution de la variation d'enthalpie, à pression constante, en fonction de la température est présentée sur la figure 5. Cette augmentation d'enthalpie correspond à une augmentation de la chaleur sensible. Dans la mesure où, d'après 37, à pression constante, on a :

$$dh_p = C_p dT$$

2-36

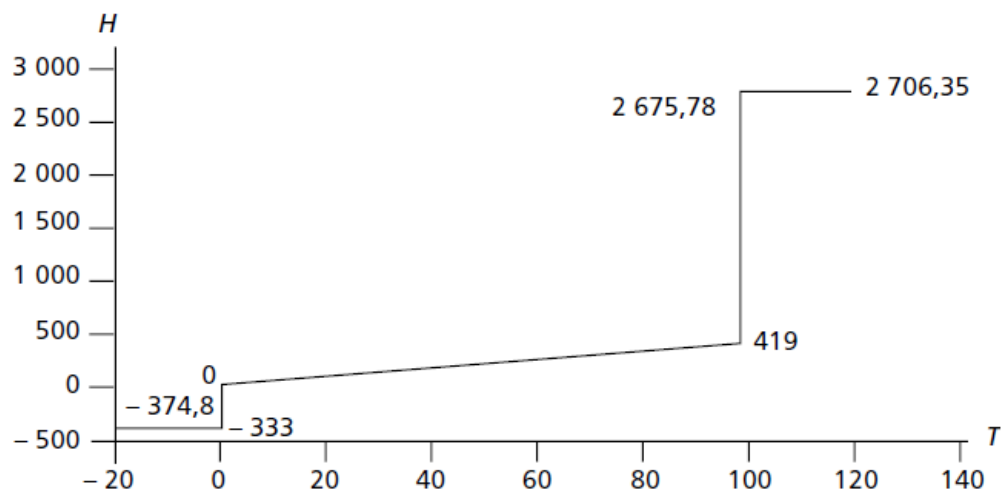


Figure 2.5 Variation d'enthalpie, à pression constante, en fonction de la température d'une masse d'eau passant de l'état solide à l'état liquide puis gazeux.

## 2.7.1 Propriétés des gaz

### 2.7.1.1 Le gaz parfait

#### 2.7.1.2 Équation d'état du gaz parfait

On appelle gaz parfait un ensemble de molécules sans interaction entre elles en dehors des chocs élastiques. Les molécules ne s'attirent ou ne se repoussent pas,

elles ne font que se cogner les unes aux autres. Les chocs sont élastiques, ce qui veut dire qu'aucune énergie n'est dissipée lors de ce processus.

En fait, on peut définir un gaz parfait comme un gaz dont l'énergie interne est indépendante du volume [ $U(V, T) = U(T)$ ] et dont l'enthalpie est indépendante de la pression [ $H(p, T) = H(T)$ ]. En utilisant cette définition, nous pouvons obtenir l'équation d'état d'un gaz parfait.

Une phase fermée d'un système chimique peut être définie dans son ensemble par la quantité de matière (ou la masse) totale et le volume total (variables extensives), et en chaque point par les variables intensives de composition (par exemple les fractions molaires), la température et la pression. Si la phase est constituée de  $k$  espèces chimiques et si elle est homogène, les variables intensives sont uniformes : il suffit de  $k - 1$  fractions molaires puisque la somme de toutes les fractions molaires est par définition égale à 1, et le nombre total de variables intensives est donc  $k + 1$ . Le nombre total de variables intensives et extensives de la phase est ainsi  $k + 3$ . L'expérience montre qu'il existe toujours, dans une phase homogène, une relation mathématique de fait entre ces  $k + 3$  variables. Cette relation constitue en quelque sorte la "carte d'identité" de la phase considérée. Elle porte le nom d'équation d'état de la phase. L'équation d'état peut être connue et explicite, connue et implicite (sous forme de tables de valeurs numériques par exemple), ou inconnue, mais elle existe toujours. De ce fait le nombre de variables indépendantes définissant une phase fermée homogène se réduit à  $k + 2$ . On choisit le plus souvent les  $k$  variables de composition ainsi que la pression et la température, le volume étant alors considéré comme donné par l'équation d'état.

Si l'on veut ne considérer que des variables intensives, on peut diviser toutes les variables extensives par la quantité de matière totale de la phase. La mole de phase est alors définie uniquement par des variables intensives : pression, température, volume molaire, et fractions molaires. Ce sont donc  $k + 2$  variables d'états intensifs qui sont reliées par l'équation d'état. Le système est donc défini par  $k + 1$  variables intensives indépendantes seulement. On choisit généralement  $k - 1$  fractions molaires, la pression, et la température, et on considère le volume molaire de la phase comme déterminé à partir des précédentes par l'équation d'état.

L'équation d'état du modèle du gaz parfait pur est :

$$PV = nRT$$

2-37

Avec  $P$  est la pression  $V$  le volume,  $n$  la quantité de matière,  $R$  la constante du gaz parfait, et  $T$  la température absolue.

Elle relie donc  $k + 3 = 4$  variables d'état. Ce modèle est assez bien vérifié par l'expérience dans les domaines usuels de température et de pression. Il l'est d'autant mieux que la pression est faible.

### 2.7.1.3 \_ Énergie interne, capacité thermique massique et enthalpie des gaz parfaits

L'expérience de Joule a montré que l'énergie interne d'un gaz parfait ne dépend que de la température et est indépendante de la pression :

$$u = f(T) \tag{2-38}$$

La capacité thermique massique, est définie comme la chaleur échangée pour une variation de température de 1 °C d'une masse unitaire de gaz. Puisque cette chaleur échangée dépend de la transformation car  $\delta Q$  n'est pas une différentielle totale, il est usuel de définir deux capacités thermiques particulières : la capacité thermique massique à volume constant et la capacité thermique massique à pression constante.

Dans une transformation à volume constant, il a été montré que :

$$C_v = \frac{1}{m} \left( \frac{\delta Q}{\delta T} \right)_v = \frac{1}{m} \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \tag{2-39}$$

Rappelons que la capacité thermique d'un système concerne toute la masse de ce système, nous la noterons  $C$ , alors que la capacité thermique massique, que nous noterons  $c$ , est ramenée à l'unité de masse.

Pour un gaz parfait, dans la mesure où l'énergie interne ne dépend que de la température, on a donc :

$$dU = C_v dT \tag{2-40}$$

$$C_v = \frac{dU}{dT} \tag{2-41}$$

Où  $c_v$  ne dépend que de la température.

Dans une transformation à pression constante, on a :

$$C_p = \frac{1}{m} \left( \frac{\delta Q}{\delta T} \right)_p = \frac{1}{m} \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \tag{2-42}$$

De même que l'énergie interne d'un gaz parfait ne dépend que de la température, l'enthalpie d'un gaz parfait :

$$h = u + Pv = u + rT = g(T) \tag{2-43}$$

ne dépend également que de la température et est indépendante de la pression et on a :

$$dh = C_p dT \tag{2-44}$$



$$C_p = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \frac{\partial h}{\partial T} \quad 2-45$$

Où  $c_p$  ne dépend que de la température.

En différentiant la relation  $h = u + Pv = u + rT$ , on obtient :

$$\begin{aligned} dh &= du + r dT + T dp \\ &\Rightarrow C_v dT + r dT \end{aligned} \quad 2-46$$

$$C_p - C_v = r$$

Qui est l'équation de Robert Mayer.

Pour un gaz donné, la différence entre la capacité thermique massique à pression constante et la capacité thermique massique à volume constant est donc une constante bien que chacune des deux chaleurs spécifiques dépende de la température.

On peut également définir des capacités thermiques molaires pour lesquelles l'unité de masse n'est plus le kilogramme mais la mole, dans ce cas l'équation de Mayer s'écrit :

$$C_p^m - C_v^m = R$$

Où  $R$  est la constante des gaz parfaits. La différence entre la capacité thermique molaire à pression constante et la capacité thermique molaire à volume constant est donc une constante indépendante du gaz et de la température.

La capacité thermique étant indépendante de la pression et ne dépendant que de la température, elle peut s'exprimer sous une forme polynomiale de la température :

$$C_p = a + bT + cT^2 + dT^3 + \dots \quad 2-47$$

$$C_v = (a - r) + bT + cT^2 + dT^3 + \dots$$

Où  $a, b, c, d$ , etc. sont des constantes dépendant uniquement du gaz.

Si la capacité thermique massique est constante dans un intervalle de température donné, on peut intégrer l'équation 45 et on obtient :

$$h = C_p(T - T_R) \quad \text{avec} \quad h(T_R) = 0$$

Où  $T_R$  est une température de référence pour laquelle l'enthalpie est prise égale à zéro. Utilisant alors la relation,  $h = u + rT$  et l'équation de Robert Mayer, on obtient :

$$u = C_p(T - T_R) - rT = C_p(T - T_R) - (C_p - C_v)T = C_v T - C_p T_R$$

Pour un gaz parfait, dans un intervalle de température où  $c_v$  et  $c_p$  sont des constantes, on obtient facilement l'enthalpie et l'énergie interne à partir de la connaissance d'une seule capacité thermique massique puisque :

$$h = C_p(T - T_R) \text{ avec } h(T_R) = 0 \quad 2-48$$

$$u = (C_p - r)T - C_p T_R$$

On introduit le rapport  $\gamma$  des capacités thermiques :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{c_p}{c_v} \quad 9 \quad 2-4$$

Qui joue un rôle important dans les compressions ou détente isentropiques.

D'après la théorie cinétique des gaz, les capacités thermiques molaires à pression ou volume constant devraient être constantes.

## 2.7.2 Les gaz réels

### 2.7.2.1 L'équation de Van der Waals

Dans les gaz réels, les molécules interagissent les unes avec les autres, et ces gaz obéissent à des équations d'état plus complexes que l'équation des gaz parfaits. L'équation de Van der Waals fournit un exemple relativement simple d'une équation d'état plus réaliste, que l'on peut obtenir à partir de l'équation des gaz parfaits grâce à quelques considérations physiques.

Tout d'abord, lorsque l'on comprime un gaz, le volume disponible pour chaque molécule n'est pas égal au volume de l'enceinte, car il faut soustraire le volume occupé par les autres molécules. On appelle covolume le volume occupé par chaque molécule et on le note  $b$ . Ensuite, les molécules exercent entre elles des forces électromagnétiques dites de Van der Waals, qui sont attractives à grande distance. La pression exercée par le gaz sur les parois est donc inférieure à celle des gaz parfaits, chaque molécule étant attirée vers l'intérieur de l'enceinte par ses voisines. Cet effet dépend du nombre de paires de molécules par unité de volume et peut être modélisé par une modification de la pression proportionnelle à  $n^2/V^2$ . Ces deux effets sont pris en compte dans l'équation de Van der Waals,

$$\left(P + \frac{n^2 a}{V^2}\right) \left(\frac{V}{n} - b\right) = RT \quad 2-50$$

Qui peut également s'écrire pour l'état intensif :

$$\left(P + \frac{a}{\bar{v}^2}\right) (\bar{v} - b) = RT \quad 2-51$$

$$P = \frac{RT}{\bar{v} - b} - \frac{a}{\bar{v}^2} \quad 2-52$$

Les grandeurs  $a$  et  $b$  dépendent du gaz considéré, elles valent par exemple, pour du diazote  $N_2$  on a  $a \approx 1,39 \cdot 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{m}^6 \cdot \text{mol}^{-2}$  et  $b \approx 39 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ . Lorsque  $a$  et  $b$  tendent vers 0, cette expression tend vers l'équation des gaz parfaits.

## 2.8 Variations d'enthalpie au cours d'une transformation sans changement de phase

### 2.8.1 Cas du gaz

Considérons un système qui évolue entre un état 1 et un état 2, l'état 1 est un état de référence à pression nulle et température  $T_0$  et l'état 2 est un état quelconque. Nous allons considérer un chemin particulier décrivant l'isobare à pression nulle qui amène le gaz de la température  $T_0$  à la température  $T$  de l'état 2 puis l'isotherme à la température  $T$  qui amène le gaz de la pression nulle à la pression  $P$ . Nous allons utiliser les relations

$$dh = C_p dT + \left[ v - T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dP \quad \text{a}$$

$$du = C_v dT + \left[ T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - P \right] dv \quad \text{b}$$

$$C_p = a + bT + cT^2 + dT^3 \quad \text{gaz parfait} \quad \text{c}$$

2-53

Pour le calcul de l'enthalpie, l'intégration de la relation 56 est effectuée en deux temps :

– dans un premier temps, l'intégration du terme  $cPdT$  est effectuée à pression nulle constante entre  $T_0$  et  $T$  si bien que la relation 56-c donnant le  $c_P$  en fonction de la température uniquement peut être utilisée;

– ensuite, dans un second temps, l'intégration à température constante du terme s'effectue en utilisant l'équation d'état;

– enfin, les deux termes s'additionnent.

### 2.8.2 Cas d'une phase condensée (liquide ou solide)

Dans le cas d'une phase condensée idéale, nous obtenons une expression de l'enthalpie qui dépend à la fois de la température et de la pression :

$$U = U_0 + CT$$

$$V = nV_m$$

Soit :

$$H = U + PV = U_0 + CT + PnV_m \quad \text{2-54}$$

$$H(T, P) = U_0 + CT + PnV_m$$

À température ambiante et sous la pression atmosphérique. Les variations du terme  $PnV_m$  sont très faibles devant celles de CT. Ce terme est donc fréquemment négligé.

Pour une phase condensée incompressible (solide ou liquide), les capacités thermiques massiques à pression constante et à volume constant sont pratiquement égales :

$$C_p \approx C_v$$

2-55

$$dH = dU = mCdT$$

## Chapitre 3                    **Écoulement d'un fluide dans un système ouvert**

### 3.1 *Le premier principe, système ouvert*

Dans un système fermé le principe de conservation de l'énergie se traduisait par l'expression  $q + w = \Delta u$ . Dans un système ouvert, la situation est un peu différente et nous devons tenir compte d'autres formes d'énergie.

### 3.2 *Entrer et sortir du système : le travail d'écoulement*

soit un système ouvert en régime continu contenant une petite pompe à eau. Pour insérer l'eau dans la pompe à une pression donnée, il faut fournir de l'énergie au système. Au contraire, pour repousser l'eau à l'extérieur (à une pression plus haute), le système doit fournir de l'énergie. Comment quantifier cette énergie?

Le travail  $W_{\text{insertion}}$  reçu par le système lorsque l'élément est poussé à travers l'insertion est :

$$W_{\text{insertion}} = p_1 V_{\text{élément}}$$

où  $W_{\text{insertion}}$  est le travail d'insertion (J),

et  $V_{\text{élément}}$  est le volume de l'élément de fluide ( $\text{m}^3$ ).

Si un tel volume de fluide pénètre chaque seconde dans le système, alors ce dernier reçoit une puissance sous forme de travail,  $W^\circ$ .

$$\text{Avec : } v = \frac{V}{m}$$

$$\dot{W}_{\text{insertion}} = p_1 \dot{V}_1 = \dot{m}_1 p_1 v_1 = \dot{m} p_1 v_1$$

$$w_{\text{insertion}} = p_1 v_1$$

3-1

où  $\dot{W}_{\text{insertion}}$  est la puissance d'insertion (W),

$w_{\text{insertion}}$  est la puissance spécifique d'insertion ( $\text{J kg}^{-1}$ ),

$\dot{m}_1$  est le débit net de masse en 1 ( $\text{kg s}^{-1}$ ),

$\dot{m}$  est le débit de masse traversant le système (toujours positif,  $\text{kg s}^{-1}$ ),

$\dot{V}_1$  est le débit volumique de fluide ( $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ )

et  $v_1$  est le volume spécifique du fluide à l'entrée ( $\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$ ).

De la même façon, pour que le fluide sorte du système à son autre extrémité, il faut que le système fournisse continûment une puissance nommée puissance d'extraction :

$$\begin{aligned}\dot{W}_{\text{extraction}} &= -p_2 \dot{V}_2 = \dot{m}_2 p_2 v_2 = -\dot{m} p_2 v_2 \\ w_{\text{extraction}} &= -p_2 v_2\end{aligned}\tag{3-2}$$

La somme nette de ces deux puissances aux frontières est nommée puissance d'écoulement,

$$\dot{W}_{\text{écoulement}} \equiv \dot{W}_{\text{insertion}} + \dot{W}_{\text{extraction}} .\tag{3-3}$$

### 3.2.1 Bilan énergétique

Essayons de concevoir un système ouvert en régime continu de la façon la plus générale possible, Lorsqu'il pénètre dans le système, le fluide possède déjà une énergie interne  $u_1$  ; De même, le fluide possède une quantité d'énergie mécanique

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} + (\dot{W}_{\text{insertion}} + \dot{U}_1 + \dot{E}_{\text{méca}1}) + (\dot{W}_{\text{extraction}} + \dot{U}_2 + \dot{E}_{\text{méca}2}) &= 0 \\ \dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} + \dot{m} \left( p_1 v_1 + u_1 + \frac{1}{2} C_1^2 + g z_1 \right) &= \dot{m} \left( p_2 v_2 + u_2 + \frac{1}{2} C_2^2 + g z_2 \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} &= \dot{m} \left[ \Delta u + \Delta(pv) + \frac{1}{2} \Delta(C^2) + g \Delta z \right] \\ q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u + \Delta(pv) + \Delta e_{\text{méca.}}\end{aligned}\tag{3-4}$$

### 3.2.2 L'enthalpie

$$h \equiv u + p v$$

où les termes sont exprimés en  $\text{J kg}^{-1}$ .

Bien sûr, l'*enthalpie*  $H$  se définit simplement comme :

$$H \equiv m h$$

où  $H$  est mesurée en joules (J).

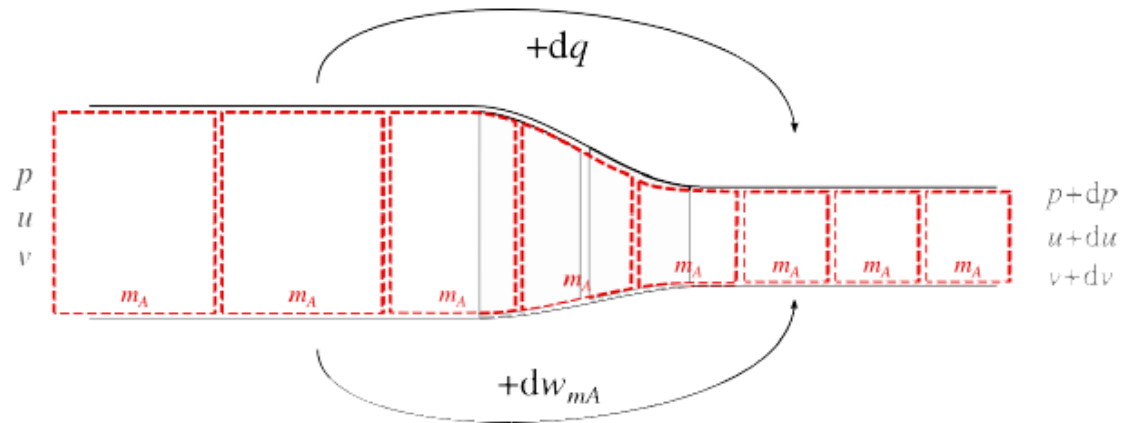
$$\begin{aligned}\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} &= \dot{m} (\Delta h + \Delta e_{\text{méca.}}) \\ q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h + \Delta e_{\text{méca.}}\end{aligned}\tag{3-5}$$

### 3.3 Évaluation du travail avec dans un système ouvert

Lorsque le fluide évolue lentement, le travail effectué par un système fermé est quantifiable en effectuant l'intégrale :

$$W = -P dV$$

Avec un système ouvert, l'expression est un peu différente. Pour cela, observons tout d'abord la transformation d'une quantité de masse fixe  $m_A$  circulant dans le **compresseur**.



Le système ouvert à, lui, quatre transferts sous forme de travail :

- 1- **La puissance spécifique d'insertion**  $w_{insertion}$  : est due à l'arrivée permanente du fluide à l'entrée du système. On a, du point de vue du système ouvert :

$$w_{insertion} = +p v \quad 3-6$$

- 2- **La puissance spécifique de compression**  $-dw_{mA}$  est le travail spécifique que le système ouvert doit transférer à chaque quantité de masse  $m_A$  pour qu'elle soit effectivement comprimée :

$$- dw_{mA} = -(-p dv) \quad 3-7$$

- 3- **La puissance spécifique d'extraction**  $w_{extraction}$  : est dépensée par le système ouvert pour faire sortir continûment le fluide.

$$w_{extraction} = -(p + dp)(v + dv) \quad 3-8$$

- 4- **La puissance spécifique reçue de l'extérieur**  $dw_{S.o.}$  est la puissance qui alimente la compression : c'est la grandeur que nous souhaitons quantifier.

$$dw_{S.o.} + w_{insertion} + (-dw_{mA}) + w_{extraction} = 0 \quad 3-9$$

$$\begin{aligned} dw_{S.o.} &= -w_{insertion} + dw_{mA} - w_{extraction} \\ dw_{S.o.} &= -p v + (-p dv) + (p + dp)(v + dv) \\ &= -p v - p dv + p v + p dv + dp v + dp dv \\ &= dp v + dp dv \end{aligned}$$

3-10

avec  $dp \cdot Dv$ , tend vers zéro lorsque nous utilisons des quantités infinitésimales

$$dw_{S,0} = v dp$$

3-11

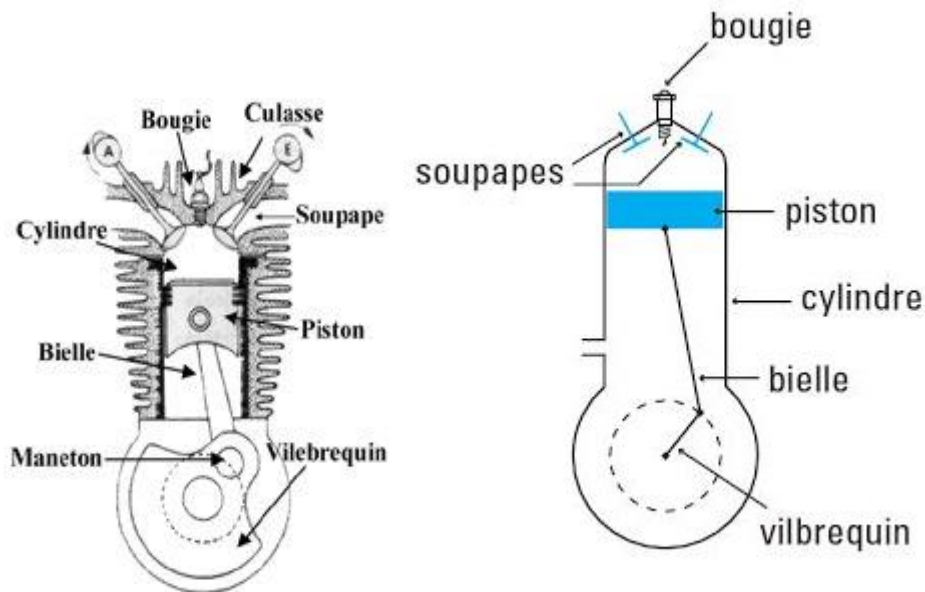


## Chapitre 4

## Moteurs à combustion interne

Dans les moteurs à combustion interne, il existe le moteur 2 temps, le moteur 4 temps. On compte parmi ces moteurs, le moteur à essence et le moteur diesel. Le moteur diesel n'ayant fait qu'une brève apparition dans le monde de la moto.

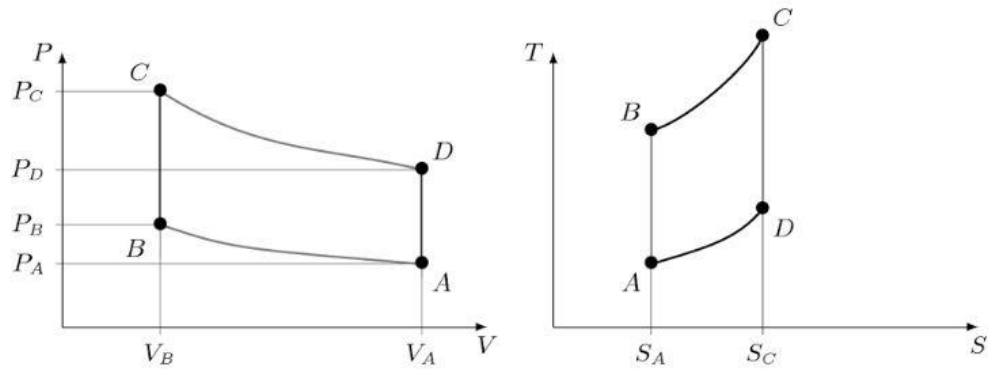
Avant de se lancer dans l'explication de comment marche un moteur à combustion interne (quelque fois appelé abusivement "moteur à explosion"), Suite à "l'explosion", le piston effectue un va et vient dans le cylindre. Par l'intermédiaire de la bielle, le mouvement du piston est transféré au vilebrequin transformant ainsi le mouvement alternatif du piston en un mouvement rotatif au niveau du vilebrequin. La tête de la bielle s'articule sur un maneton qui est un axe excentré par rapport au centre du vilebrequin et qui détermine la course du piston. La culasse couvre le cylindre et va permettre la compression des gaz ainsi que l'entrée des gaz frais et l'expulsion des gaz brûlés. Par ailleurs, il y a au moins 2 soupapes. Une soupape d'admission (à gauche) et une soupape d'échappement (à droite). La soupape d'admission ouvre ou ferme un passage vers le carburateur qui permet de faire le mélange air/essence. La soupape d'échappement ouvre le passage vers l'extérieur ou échappement.



*Figure 4.1 Représentation schématique du moteur à explosion.*

### 4.1 Cycle de Beau de Rochas

Le cycle de Beau de Rochas modélise généralement le cycle des moteurs à essence (non gasoil). Il est composé de deux isentropiques et deux isochores. Comme le cycle de Diesel, il ne correspond pas complètement à la modélisation de départ : il n'y a pas d'isotherme, et donc le rendement de Carnot ne peut être a priori une référence. Il est schématisé sur la figure suivante, Sur un schéma de représentation (P,V), il peut être confondu avec le cycle de Stirling, car, grossièrement, les représentations d'une isentropique et d'une isotherme dans un diagramme (P,V) se ressemblent souvent.

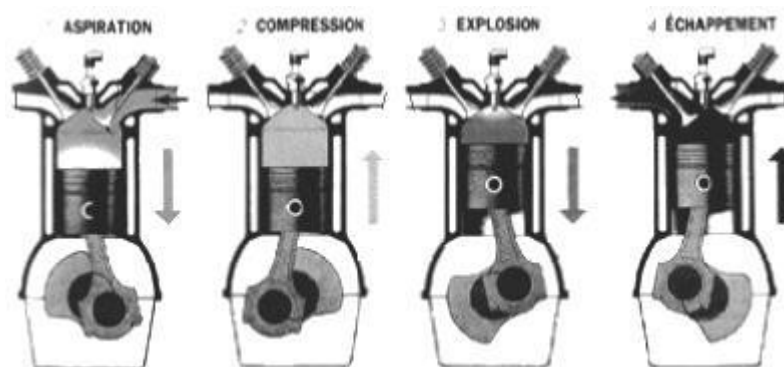


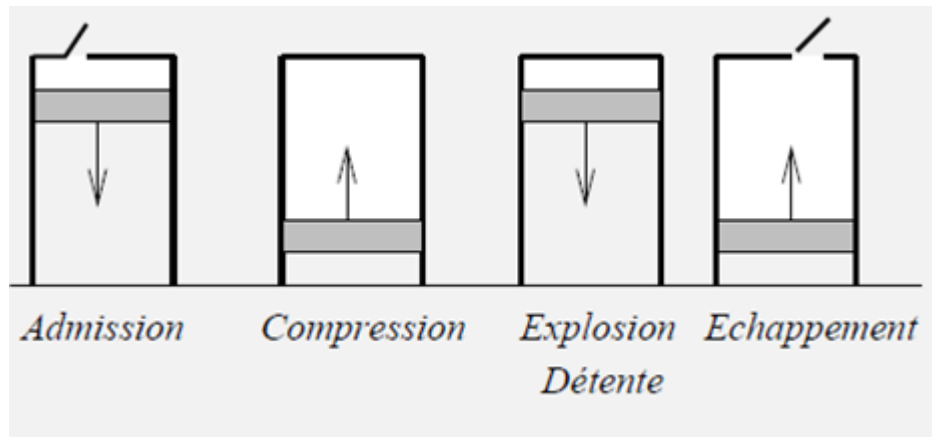
**Figure 4.2** Cycle quasi statique de Beau de Rochas dans les deux représentations  $(P,V)$  et  $(T,S)$ , les deux isentropiques, de pentes légèrement différentes sur le diagramme  $(P,V)$ . Le cycle moteur se décrit dans le sens ABCD.

#### 4.1.1 Description et fonctionnement

Le moteur à explosion a été inventé au dix-neuvième siècle par Beau de Rochas. Il se compose schématiquement d'un cylindre, d'un piston mobile et de deux soupapes (fig. suivante). Le moteur à explosion fonctionne suivant un cycle à quatre temps :

- La soupape d'admission laisse entrer les gaz « frais » qui sont d'abord aspirés lors de la descente du piston ;
- Les gaz sont comprimés par le piston et l'étincelle de la bougie provoque alors la réaction chimique de combustion ;
- Les produits gazeux de combustion se détendent en repoussant le piston ;
- Le piston remonte en refoulant les gaz brûlés à travers la soupape d'échappement. En pratique, l'association de quatre cylindres dont les quatre temps sont décalés permet un bon fonctionnement du moteur.





**Figure 4.3** représentation d'un moteur Le moteur à explosion

#### 4.1.2 Modélisation

*Premier temps* : l'admission Le piston est initialement en position haute. La soupape d'admission est ouverte. Le piston descend en permettant l'admission des gaz.

En première approximation, il est possible d'admettre que la pression et la température sont constantes au cours de cette étape. L'évolution peut être représentée par le trajet AB .

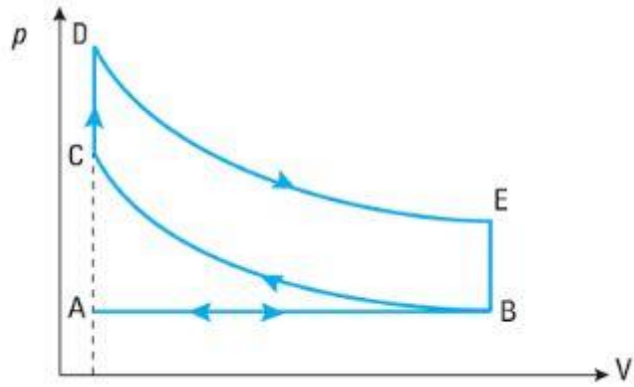
*Deuxième temps* : la compression Les deux soupapes sont fermées. Le piston remonte en comprimant les gaz. La compression, si elle est suffisamment rapide, ne laisse pas aux échanges thermiques le temps de s'effectuer : elle peut être considérée comme adiabatique. Les frottements sont sources d'irréversibilité. Si on les néglige dans cette étape, l'évolution théorique associée est adiabatique et réversible, donc isentropique.

*Troisième temps* : la détente Les soupapes sont toujours fermées. La combustion (explosion) du mélange gazeux peut être représentée par deux étapes successives : la pression augmente brusquement à volume constant avant tout déplacement du piston, d'où l'évolution isochore CD, l'augmentation de pression repousse le piston et le mélange gazeux subit une détente rapide que l'on peut admettre adiabatique ; si on néglige les frottements, cette détente est représentée par l'évolution adiabatique réversible DE (fig. o).

*Quatrième temps* : l'échappement La soupape d'échappement s'ouvre. On peut décomposer ce quatrième temps en deux étapes :

1. La pression chute brusquement avant tout déplacement du piston donc à volume constant, d'où l'évolution isochore EB;
2. Le piston remonte alors et chasse les gaz brûlés ; la pression et la température sont pratiquement constantes et le système subit une évolution correspondant à la courbe BA; le cycle peut recommencer.

*Représentation* En première approximation, le cycle réel de Beau de Rochas se représente facilement en diagramme de Clapeyron.



**Figure 4.4** Représentation en diagramme de Clapeyron du cycle de Beau de Rochas.

**Remarque** : les études théoriques des paragraphes précédents concernaient des systèmes fermés. Le cycle de Beau de Rochas met en jeu un système ouvert dans lequel les phases d'entrée et de sortie de matière sont les évolutions AB et BA. En revanche, lorsque le système décrit le cycle fermé BCDEB, les deux soupapes sont fermées et l'étude du cycle peut être menée dans ce cadre.

La surface de ce cycle ne dépend que deux paramètres :

$$\varepsilon = V_B / V_C \quad 4-1$$

$$\delta = T_D / T_C = P_D / P_C \quad 4-2$$

Déterminant la température  $T_C$ ,  $T_D$  et  $T_E$  en fonction de  $T_B$ ,  $\varepsilon$  et  $\delta$ .

$$\text{B vers C adiabatique : } T_B V_B^{\gamma-1} = T_C V_C^{\gamma-1}$$

$$\text{D vers E adiabatique : } T_D V_D^{\gamma-1} = T_E V_E^{\gamma-1}$$

$$\text{Alors : } T_C = T_B (V_B / V_C)^{\gamma-1} = T_B \varepsilon^{\gamma-1}$$

$$T_C = T_B \varepsilon^{\gamma-1} \quad 4-3$$

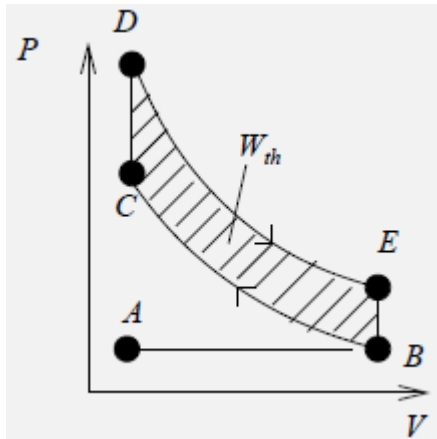
$$T_D = \delta T_C = \delta T_B \varepsilon^{\gamma-1} \quad 4-4$$

$$T_E = T_D \left( \frac{V_D}{V_E} \right)^{\gamma-1} = T_D \left( \frac{V_C}{V_B} \right)^{\gamma-1} = \delta T_B \varepsilon^{\gamma-1} \varepsilon^{1-\gamma} = \delta T_B \quad 4-5$$

$$T_E = \delta T_B \quad 4-6$$

### 4.1.3 Calcul des travaux

Les travaux échangés pendant les opérations de transvasement AB et BA sont égaux et de signe opposés, ils s'annulent donc sur un cycle.



$$W_{tot.} = W_{BC} + W_{CD} + W_{DE} + W_{EB}$$

$$W_{tot.} = W_{BC} + W_{DE}$$

4-7

Expression de  $W_{BC}$

$$\begin{aligned} W_{BC} &= \frac{P_C V_C - P_B V_B}{\gamma - 1} = \frac{C_V}{R} (P_C V_C - P_B V_B) \\ &= C_V (T_C - T_B) \\ &= C_V T_B (\varepsilon^{\gamma-1} - 1) \end{aligned}$$

4-8

Expression de  $W_{DE}$

$$\begin{aligned}
 W_{DE} &= \frac{P_E V_E - P_D V_D}{\gamma - 1} = \frac{C_V}{R} (P_E V_E - P_D V_D) \\
 &= C_V (T_E - T_D)
 \end{aligned}$$

4-9

Le travail total échangé par le gaz au cours d'un cycle est donc :

$$\begin{aligned}
 W_{tot} &= C_V T_B (\varepsilon^{\gamma-1} - 1) + C_V T_B (\delta - \varepsilon^{\gamma-1} \delta) \\
 &= C_V T_B (\varepsilon^{\gamma-1} - 1 + \delta - \varepsilon^{\gamma-1} \delta) \\
 &= C_V T_B (\varepsilon^{\gamma-1} (1 - \delta) - (1 - \delta)) \\
 &= C_V T_B (1 - \delta) (\varepsilon^{\gamma-1} - 1)
 \end{aligned}$$

4-10

$$\mathbf{W_{tot} = C_V T_B (1 - \delta) (\varepsilon^{\gamma-1} - 1)}$$

#### 4.1.4 Calcul du rendement

En considérant que  $C_V$  est constant au cours d'un cycle, les quantités de chaleur échangées avec l'extérieur sont :

$$\Delta Q_{CD} = C_V (T_D - T_C)$$

$$\Delta Q_{EB} = C_V (T_B - T_E)$$

$$\begin{aligned}
 \nu &= -\frac{W}{Q_{CD}} = \frac{Q_{CD} + Q_{EB}}{Q_{CD}} = 1 + \frac{Q_{EB}}{Q_{CD}} \\
 &= 1 + \frac{T_B - T_E}{T_D - T_C}
 \end{aligned}$$

4-11

$$\nu = 1 + \frac{T_B - T_E}{T_D - T_C} = 1 - \frac{T_B \left(1 - \frac{T_E}{T_B}\right)}{T_C \left(1 - \frac{T_D}{T_C}\right)}$$

$$\text{or : } \frac{T_E}{T_B} = \frac{T_D}{T_C}$$

4-12

Le rendement s'écrit donc :

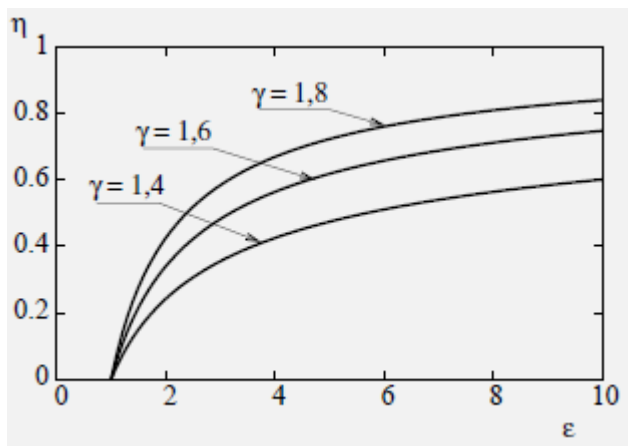
$$v = 1 - \frac{T_B}{T_C} = 1 - \left(\frac{V_C}{V_B}\right)^{\gamma-1} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}$$

4-13

#### 4.1.5 Evolution du rendement en fonction du rapport volumétrique $\varepsilon$

4-14

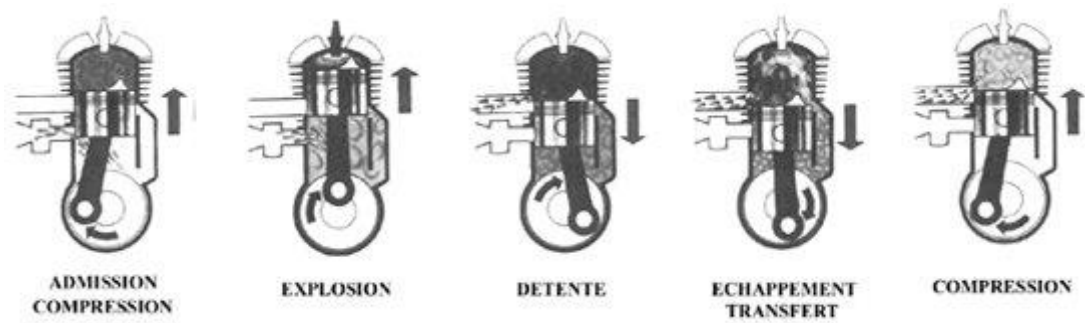
$$v = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}$$



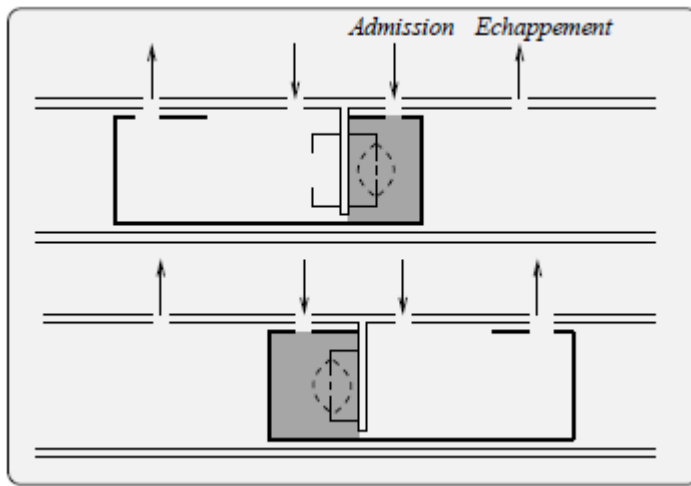
**Figure 4.5** Evolution du rendement en fonction du rapport volumétrique  $\varepsilon$

## 4.2 Cycle de Lenoir

Le premier moteur à combustion interne à succès a été réalisé par l'ingénieur français Lenoir en 1860. Il a converti un moteur à vapeur alternatif pour admettre un mélange d'air et de méthane pendant la première moitié de la course d'aspiration vers l'extérieur du piston. À ce moment, il a été allumé avec une étincelle électrique et la pression de combustion résultante a agi sur le piston pour le reste de la course de dilatation vers l'extérieur. La course vers l'intérieur suivante du piston a été utilisée pour expulser les gaz d'échappement. Et le cycle a recommencé. C'est aussi celui du moteur 2 temps qui équipe les appareils de jardinage (tondeuses à gazon), les petits motocycles (scooters, cyclomoteur, etc.). Ce cycle est composé de trois branches : une isentropique, une isochore et une isobare. Comme les deux autres exemples, il ne correspond



**Figure 4.6** shema representative de moteur ditherme



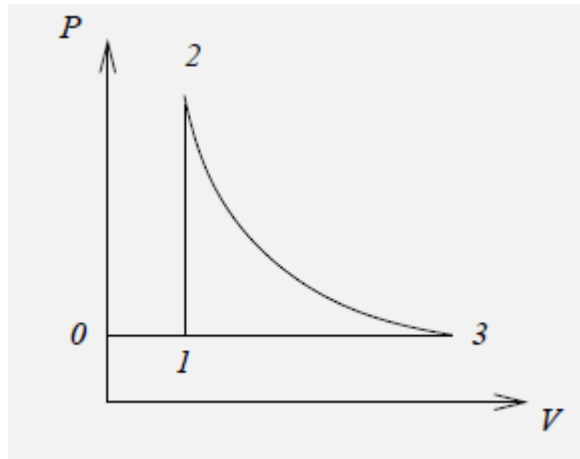
**Figure 4.7** shema representative de piston a double effet ditherme.

Le cycle de Lenoir est un moteur \_a deux temps, très semblable aux premières machines à vapeur :

- 1<sup>er</sup> temps Admission, combustion, détente
- 2<sup>ème</sup> temps Echappement

Le piston est à double effet, la pression agissant à chaque demi-tour sur l'une des faces





**Figure 4.8** Cycle de Lenoir.

3 vers 0 échappement des gaz.

La surface de ce cycle ne dépend que deux paramètres :

$$\varepsilon = V_3/V_1$$

$$\delta = T_1/T_2 = P_2/P_1$$

4-15

Cherchons une relation entre  $\varepsilon$  et  $\delta$

2 – 3 adiabatique :  $P_2 V_2^\gamma = P_3 V_3^\gamma$

$$\frac{P_2}{P_3} = \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_3}{V_2}\right)^\gamma = \left(\frac{V_3}{V_1}\right)^\gamma$$

$$\delta = \frac{P_2}{P_1} = \varepsilon^\gamma$$

4-16

#### 4.2.1 Calcul des travaux :

0 vers 1 admission :

$$W_{01} = -P_0(V_1 - V_0) = P_0 V_1$$

**1 vers 2 combustions :**

$$Q_{12} = C_V (T_2 - T_1) = C_V T_1 \left( \frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \text{ soit puisque } \delta = \frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1}$$

Taux de compression

$$Q_{12} = C_V T_1 (\delta - 1) \quad 4-17$$

2 vers 3 : détente adiabatique :

$$\begin{aligned} W_{23} &= \Delta U = C_V (T_3 - T_2) \\ &= C_V T_1 \left( \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right) \\ &= C_V T_1 \left( \frac{T_3}{T_2} \frac{T_2}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right) \end{aligned}$$

Calcul de  $\frac{T_3}{T_2}$  en fonction de  $\varepsilon = \frac{V_3}{V_2}$

$$2 \rightarrow 3 \text{ adiabatique} \Rightarrow T_2 V_2^{\gamma-1} = T_3 V_3^{\gamma-1}$$

$$\text{Soit : } \frac{T_3}{T_2} = \left( \frac{V_2}{V_3} \right)^{\gamma-1} = \left( \frac{V_1}{V_3} \right)^{\gamma-1} = \varepsilon^{1-\gamma} \quad 4-18$$

$$W_{23} = C_V T_1 (\varepsilon^{\gamma-1} \delta - \delta) = C_V T_1 \delta (\varepsilon^{\gamma-1} - 1) \quad 4-19$$

Travail total

$$\begin{aligned} W_{tot} &= W_{01} + W_{12} + W_{23} \\ &= -P_0 V_1 + C_V T_1 \delta (\varepsilon^{\gamma-1} - 1) + P_0 V_3. \quad 4-20 \end{aligned}$$

Avec

$$P_0 V_1 = RT_1 = (\gamma - 1) C_V T_1$$

$$\begin{aligned} P_0 V_3 = P_3 V_3 = RT_3 &= (\gamma - 1) C_V T_3 \\ &= (\gamma - 1) C_V T_1 \delta (\varepsilon^{1-\gamma}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{tot} &= -(\gamma - 1) C_V T_1 + C_V T_1 \delta (\varepsilon^{1-\gamma} - 1) \\ &\quad + (\gamma - 1) C_V T_1 \delta (\varepsilon^{1-\gamma}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{tot} &= C_V T_1 [1 - \gamma + \varepsilon^\gamma (\varepsilon^{1-\gamma} - 1) + (\gamma - 1) \varepsilon^\gamma \varepsilon^{1-\gamma}] \\ &= C_V T_1 [1 - \gamma + \varepsilon - \varepsilon^\gamma + (\gamma - 1) \varepsilon] \\ &= C_V T_1 [1 - \gamma - \varepsilon^\gamma + \gamma \varepsilon] \end{aligned}$$

$$W_{tot} = C_V T_1 (1 - \gamma - \varepsilon^\gamma + \gamma \varepsilon)$$

4-21

#### 4.2.2 Calcul du rendement

Par définition le rendement est défini comme le rapport du travail total fourni sur l'énergie consommée au cours d'un cycle soit :

$$\begin{aligned} \eta &= -\frac{W_{tot}}{Q_{12}} = \frac{-[C_V T_1 (1 - \gamma - \varepsilon^\gamma + \gamma \varepsilon)]}{C_V T_1 (\varepsilon^\gamma - 1)} \\ &= \frac{\varepsilon^\gamma - 1 + \gamma - \gamma \varepsilon}{\varepsilon^\gamma - 1} \\ &= 1 + \frac{\gamma(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^\gamma - 1} \\ &= 1 - \frac{\gamma(\varepsilon - 1)}{\varepsilon^\gamma - 1} \end{aligned}$$

$$\eta = 1 - \frac{\gamma(\varepsilon - 1)}{\varepsilon^\gamma - 1}$$

4-22

Le rendement du cycle de Lenoir croit avec :

- le rapport  $\gamma$
- le taux de compression  $\frac{P_2}{P_1}$

- $\eta = 1 - \frac{\gamma(\epsilon-1)}{\epsilon^\gamma - 1}$

Remarque :

4-23

Pour  $\gamma = 1$  le rendement du cycle de Lenoir est égal à 0 quel que soit le taux de compression.

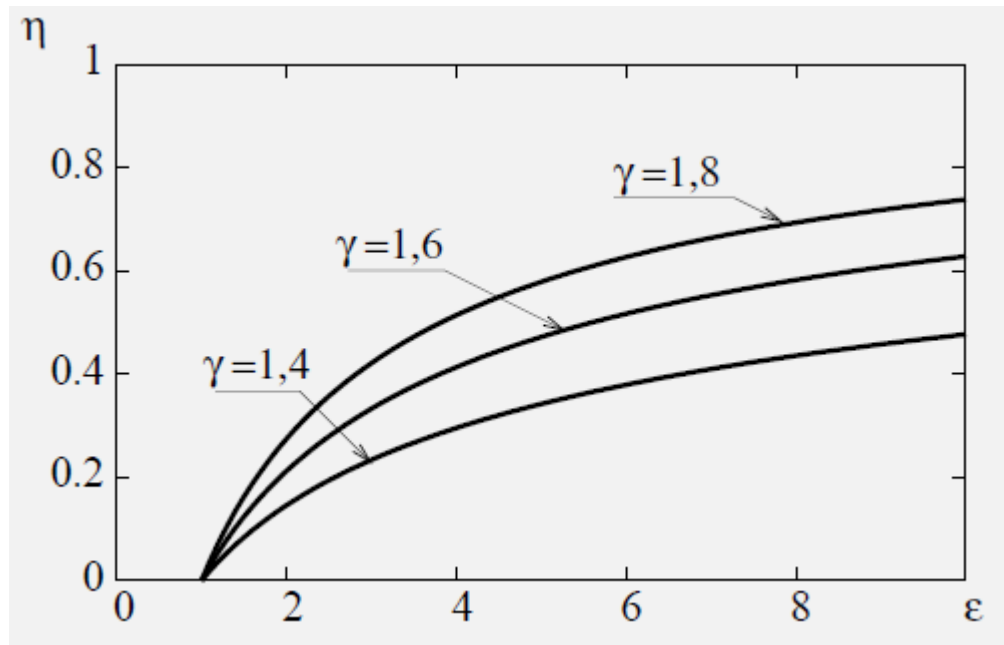


Figure 4.9 Rendement du cycle de Lenoir.

## Chapitre 5            **Cycle de Carnot. Moteur ditherme. Température thermodynamique**

### *5.1 Machine thermiques et Cycle de Carnot*

Une machine thermique est un mécanisme qui fait subir à un fluide des transformations cycliques. Au cours de ces transformations, le fluide échange avec l'extérieur de l'énergie sous forme de travail avec des sources froides et de l'énergie sous forme de chaleur avec des sources chaudes.

On distingue principalement quatre types de machines :

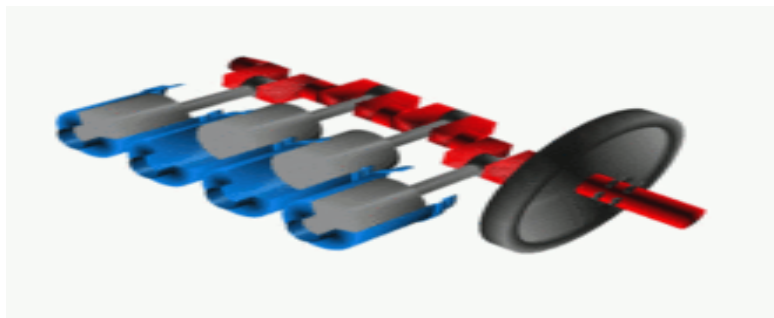
1. Les machines alternatives à combustion externe (anciennes machines à vapeur)
2. Les machines alternatives à combustion interne (moteur à essence, moteur diesel...)
3. Les turbines à combustion externe (centrales électriques...)
4. Les turbines à combustion interne (réacteurs...)

### *5.2 Les machines alternatives à combustion externe*

Dans les machines alternatives la variation du volume est obtenue par un mouvement alternatif du piston qui est transformé en mouvement rotatif du vilebrequin par l'intermédiaire du système bielle-manivelle.

Bielle (رابط) : sert à transmettre le mouvement d'une pièce à une autre.

vilebrequin : manivelle



**Figure 5.1** Schéma représentatif d'une machines alternative.

### 5.3 Les machines alternatives à combustion interne

Dans les machines alternatives à combustion interne, la combustion s'effectue au sein même du fluide moteur. C'est le même fluide qui repousse le piston et qui subit une combustion. Exemples moteur à essence, moteur diesel...

### 5.4 Turbines à combustion externe

#### 5.4.1 Principe :

Un fluide préalablement chauffé ou surchauffé par une source extérieure ( gaz, fuel, ...) met en mouvement rotatif un arbre sur lequel sont fixées des aubes. Contrairement aux machines alternatives elles transforment de façon continue l'énergie thermique en énergie mécanique.

### 5.5 Turbines à combustion interne

Une turbine à gaz est un moteur thermique produisant de l'énergie mécanique à partir de l'énergie contenue dans un hydrocarbure.

#### 5.5.1 Principe :

Un compresseur constitue d'un ensemble de roues munies d'ailettes comprime l'air extérieur. Du gaz est injecté dans la chambre de combustion où il se mélange à l'air comprimé et s'enflamme. Les gaz chauds se détendent en traversant la turbine transformant l'énergie thermique en énergie mécanique.

### 5.6 Cycle thermodynamique

Un cycle thermodynamique est une suite de transformations successives qui part d'un système thermodynamique dans un état donné, le transforme et le ramène

finalement à son état initial, de manière à pouvoir recommencer le cycle. Au cours du cycle, le système voit sa température, sa pression ou d'autres paramètres d'état varier, tandis qu'il échange du travail et réalise un transfert thermique avec l'extérieur.

$$\eta = e = \frac{\text{énergie\_utile}}{\text{énergie\_fournie\_machine}} = \left| \frac{W}{Q_c} \right| = \frac{-W}{Q_c} \quad 5-1$$

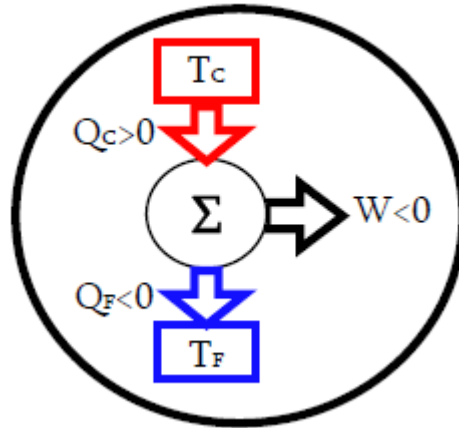
#### 5.6.1 Transformations monothermes fermées

- Le système n'est en contact qu'avec une seule source ; il effectue une transformation fermée, avec un travail reçu, chaleur fournie :  $W > 0$  et  $Q < 0$  ;

Transformations dithermes

Deux sources  $T_1, T_2$  telles que  $T_2 > T_1$  ; il échange les chaleurs  $Q_1$ , et  $Q_2$

On considère une transformation cyclique et le cas d'un moteur c'est-à-dire :  $W > 0$



**Figure 5.2** Schéma représentatif sur les deux sources de chaleurs.

### 5.7 Cycle de Carnot-Condition de fonctionnement en moteur

Considérons un système parcourant un cycle ditherme réversible. Un cycle ditherme est un cycle durant lequel le système entre en contact avec deux thermostats à des températures différentes  $T_b$  (la température basse) et  $T_h$  (la température haute) repérées, à ce stade, sur une échelle de température arbitraire. Puisque nous considérons un processus réversible, le système ne peut être mis en contact avec l'un ou l'autre des thermostats que lorsque sa température est la même que celle du thermostat. Si ce n'était pas le cas, il en résulterait un transfert irréversible de chaleur et le cycle ne serait pas réversible. Pendant le contact, la transformation est isotherme réversible. Durant les portions du cycle où le système n'est pas en contact avec l'un ou l'autre des thermostats, on n'observe pas d'échange de chaleur et la transformation est *adiabatique réversible*. Le système reçoit ou cède du travail, ce qui modifie son énergie interne et en conséquence, change sa température. Le seul cycle réversible ditherme possible comporte donc les étapes suivantes :

- Transformation isotherme (réversible) en contact avec le thermostat à température  $T_h$ , le système reçoit  $q_h$ ,
- Transformation adiabatique réversible permettant de faire passer la température du système de  $t_h$  à  $T_b$ ,
- Transformation isotherme (réversible) en contact avec le thermostat à température  $t_b$ , le système reçoit  $q_h$ ,
- Transformation adiabatique réversible permettant de faire passer la température du système de  $T_b$  à  $T_h$ .

#### 5.7.1 Un tel cycle est connu sous le nom de cycle de Carnott.

Voyons dans quelles conditions on peut obtenir du travail au cours d'un *cycle de Carnot* dit alors *moteur*. On dit aussi que le cycle est parcouru dans le *sens direct*. D'après le premier principe de la thermodynamique, nous devons avoir lors d'un cycle :

$$W + qh + qb = 0 \quad 5-2$$

Pour qu'un travail soit obtenu, il faut que :

$$W < 0 \text{ Alors : } qh + qb > 0 \quad 5-3$$

La quantité de chaleur  $q_b$ , reçue du thermostat à  $T_b$  par le système, ne peut pas être positive. Si tel était le cas, un contact thermique direct entre le thermostat  $T_b$  et le thermostat  $T_h$  permettrait de restituer au thermostat  $T_b$  la quantité de chaleur  $q_b$ . Le thermostat à basse température n'aurait donc pas subi de transformation. La transformation globale résultante serait une transformation monotherme puisque seul le thermostat à  $T_h$  aurait été affecté au cours du cycle. Une telle transformation ne peut, d'après le deuxième principe, fournir du travail. Il est donc indispensable que  $q_b$  soit négative.

$$W < 0 \text{ et } qb < 0 \text{ alors : } qh > 0 \text{ et } qh > qb \quad 5-4$$

Cette dernière équation nous donne les conditions de fonctionnement en moteur d'un système parcourant un cycle de Carnot.

### 5.8 Cas d'une transformation réversible de deux systèmes distincts

Considérons maintenant deux systèmes distincts  $\Sigma_1$  et  $\Sigma_2$  qui parcourent chacun un cycle de Carnot (dans le sens direct) en entrant en contact avec les mêmes thermostats. Au cours de leur cycle respectif, chaque système échange avec les thermostats,  $qh_1$  et  $qb_1$  et  $qh_2$  et  $qb_2$  respectivement. Les cycles étant réversibles, si le système  $\Sigma_2$  parcourt le même cycle mais dans le sens inverse, le système échange avec les thermostats  $-qb_2$ ,  $-qh_2$ , puisque le travail reçu par le système a changé de signe et que la variation de son énergie interne est toujours nulle au cours du cycle.

Considérons le système  $\Sigma_{12}$  constitué par l'ensemble  $\Sigma_1$  et  $\Sigma_2$  qui parcourent respectivement  $n_1$  cycles dans le sens direct et  $n_2$  cycles dans le sens inverse. L'ensemble de ces transformations constitue une transformation cyclique. Le système  $\Sigma_{12}$  reçoit :

$$qh = n_1 qh_1 - n_2 qh_2$$

$$qb = n_1 qb_1 - n_2 qb_2$$

5-5

Choisissons  $n_2$  de sorte que  $qb$  soit nulle. Le cycle résultant monotherme réversible pour lequel on a  $w=0$  et  $q=q_h$  nous trouvons alors.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{n_2}{n_1} = \frac{qb_1}{qb_2} \\ qh = 0 \rightarrow \frac{qh_1}{qh_2} = \frac{n_2}{n_1} \end{array} \right. \rightarrow \frac{qb_1}{qb_2} = \frac{qh_1}{qh_2} \rightarrow \frac{qb_1}{qh_1} = \frac{qb_2}{qh_2} \quad 5-6$$

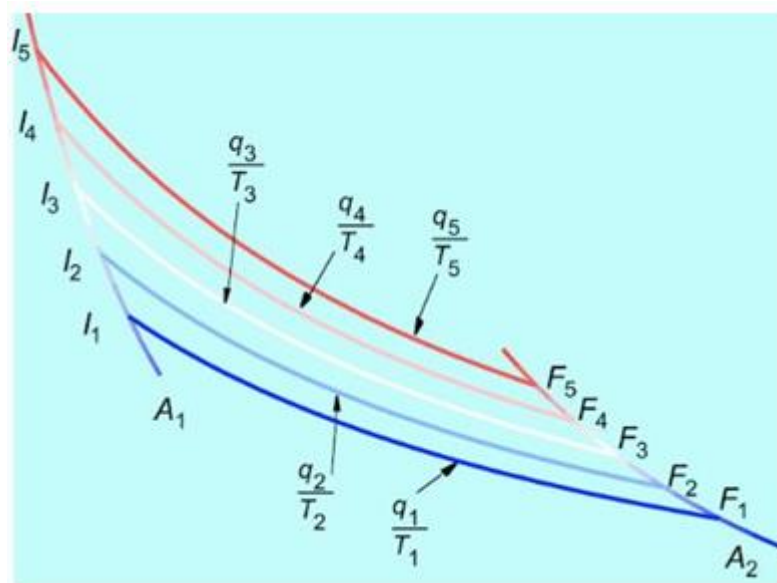


Lors d'un cycle de Carnot, le rapport des quantités de chaleur échangées avec le thermostat à basse température et celui à haute température, est *indépendant du système* et ne dépend que des *thermostats* et donc de ce qui les caractérise, leur température. Remarquons que ce résultat est également valable pour un cycle de Carnot effectué dans le sens inverse.

Lors d'un cycle de Carnot, le rapport des quantités de chaleur échangées avec le thermostat à basse température et celui à haute température, est *indépendant du système* et ne dépend que des *thermostats* et donc de ce qui les caractérise, leur température. Remarquons que ce résultat est également valable pour un cycle de Carnot effectué dans le sens inverse.

### Entropie, fonction d'état

Pour montrer que S est effectivement une fonction d'état, nous allons établir que la variation est indépendante du chemin suivi pour réaliser une transformation qui fait passer un système d'un état initial I à un état final F quelconques. Sur la figure suivante, nous avons représenté schématiquement l'ensemble des états que le système peut atteindre au cours de transformations adiabatiques réversibles à partir d'un des états I. Au cours d'une telle transformation, le point représentatif de l'état du système reste sur la courbe adiabatique réversible AI. La quantité de chaleur  $dq_{\text{rév}}$  reçue par le système au cours d'une transformation adiabatique réversible étant nulle, la variation correspondante d'entropie est nulle. La courbe A<sub>2</sub> représente les états que ce système peut atteindre lors de transformations adiabatiques réversibles à partir de l'un des états F. Nous avons également représenté des courbes isothermes pour diverses températures qui correspondent aux états qu'un système peut atteindre lors de transformations isothermes réversibles à partir d'un



**Figure 5.3** Réseau de courbe isotherme entre deux courbes adiabatiques réversibles.

La variation de la fonction S, lors d'une transformation d'un des états I à l'état F correspondant, est indiquée sur chacune des courbes isothermes. Lors de chacune de ces transformations, le système reçoit les quantités de chaleur q<sub>1</sub>, q<sub>2</sub>, ... La variation d'entropie correspondante est :

$$SF_1 - SI_1 = q_1/q_2 \quad \dots \quad SF_5 - SI_5 = q_5/q_5$$

concéderont la transformation cyclique  $I_1, I_2, F_1, F_2$ . Il s'agit d'un cycle de Carno auquel nous pouvons appliquer la relation correspondant al relation précédente. On a :

$$q_2/T_2 + -q_1/T_1 = 0 \Rightarrow q_2/T_2 = q_1/T_1 \Rightarrow SF_2 - SI_2 = SF_1 - SI_1 \quad 5-8$$

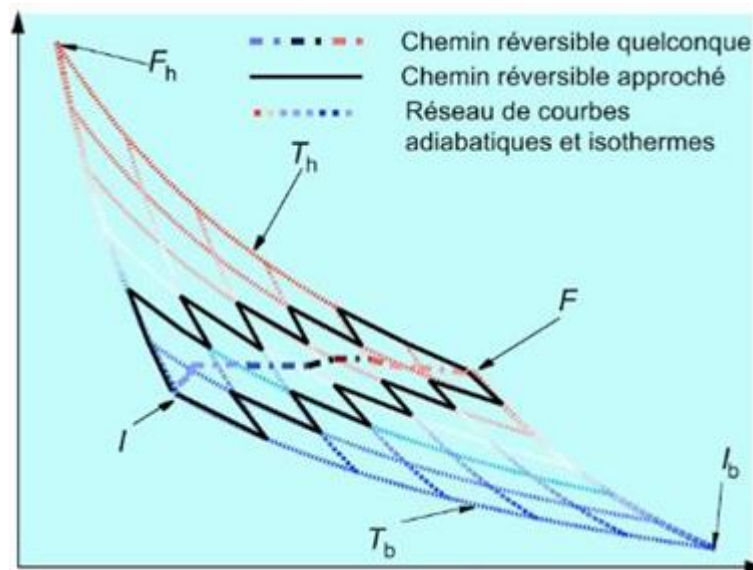
Ce raisonnement est valable pour toute autre courbe isotherme on obtient :

$$SF_1 - SI_1 = SF_2 - SI_2 = SF_3 - SI_3 = SF_4 - SI_4 = SF_5 - SI_5 \quad 5-9$$

On trouve donc que la variation d'entropie d'un système est indépendante de la température choisie pour effectuer une transformation isotherme (réversible) dont les limites sont sur deux courbes adiabatiques réversibles.

Considérons maintenant le cas d'un système qui passe par une transformation réversible d'un état I à un état F quelconques. Nous avons représenté ceci de façon schématique sur la figure 5-4 (on a utilisé les coordonnées  $p, V$  en supposant que le système est constitué d'un gaz mais cette hypothèse n'est pas indispensable).

Nous avons également tracé un réseau de courbes adiabatiques réversibles et de courbes isothermes passant entre autres par I et F. Nous avons, en outre, représenté deux chemins réversibles possibles qui constituent chacun une approximation du chemin F.



**Figure 5.4** transformation réversible entre un état I et un état F. On a représenté deux approximations du chemin I, F.

Inégalité de Clausius. Système entrant en contact avec plusieurs thermostats

Considérons maintenant un système qui effectue un cycle quelconque en échangeant, durant certaines étapes du cycle, de la chaleur avec un nombre fini de thermostats à des températures distinctes  $T_1, T_2, \dots, T_i, \dots, T_n$ . La variation d'entropie du système pour ce cycle est bien sûr nulle puisque l'entropie est une fonction d'état. Pour chaque thermostat, nous obtenons l'inégalité de Clausius comme suit :

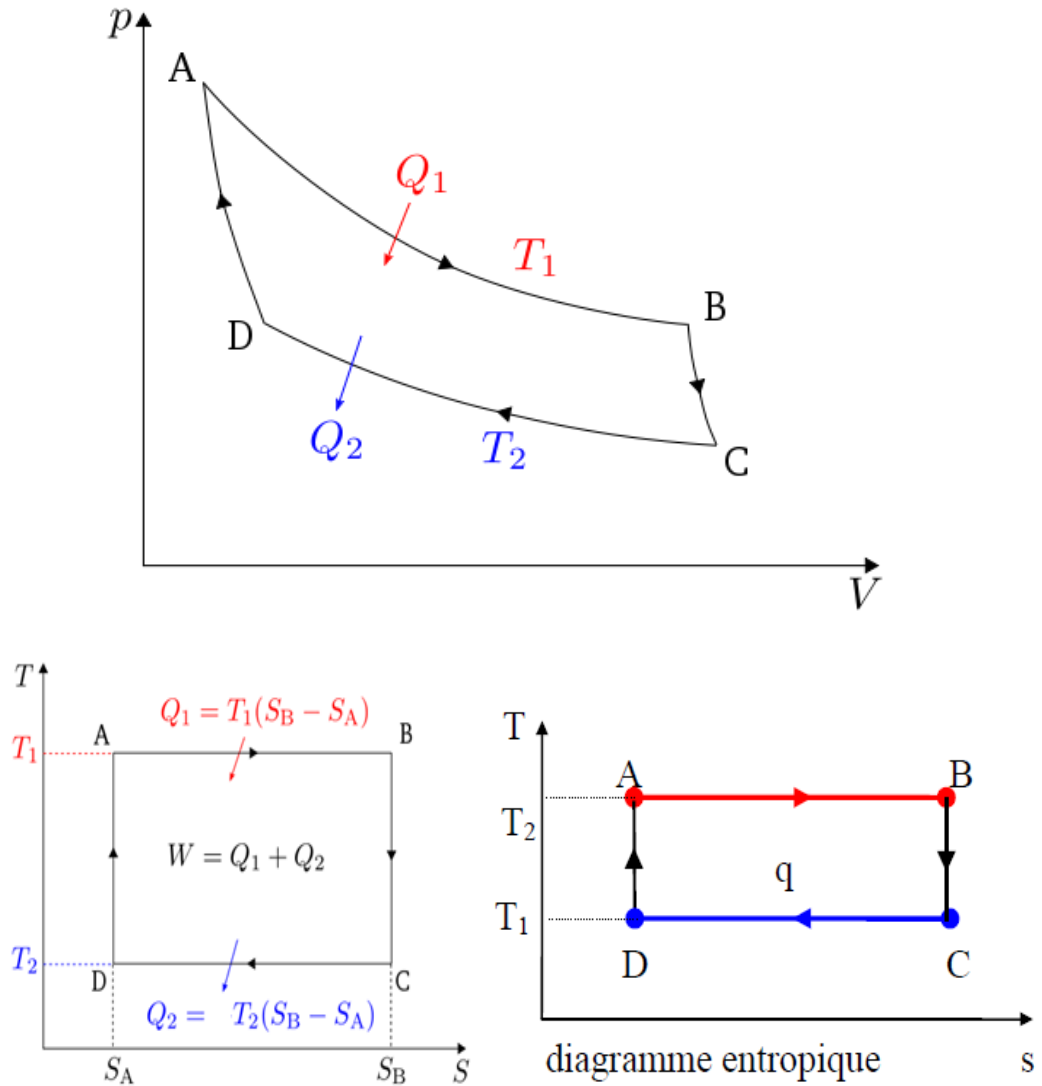
$$0 = (SF - SI) = \sum(SF - SI)_i \text{ sys} \geq \sum_{i=1}^n q_i \text{ sys} / T_i \Rightarrow \sum_{i=1}^n q_i \text{ sys} / T_i \leq 0$$

$$qh/Th + qb/Tb \leq 0$$

5-10

L'égalité s'applique au cas de cycles réversibles et l'inégalité au cas de cycles irréversibles. Il est important de remarquer que les relations 4-10 sont applicables quel que soit le sens dans lequel le système parcourt le cycle. Nous avons exprimé de façon explicite le résultat concernant un système qui effectue une transformation en échangeant de la chaleur avec deux thermostats aux températures  $T_1$ , et  $T_b$  durant certaines étapes du cycle.

### 5.8.1 Représentation du cycle :



**Figure 5.5** représentation d'un cycle de Carnot en coordonnées  $P$ ,  $V$  et  $T$ ,  $S$ . Il est parcouru dans le sens moteurs. L'air de cycle représente le travail reçu par l'utilisateur.

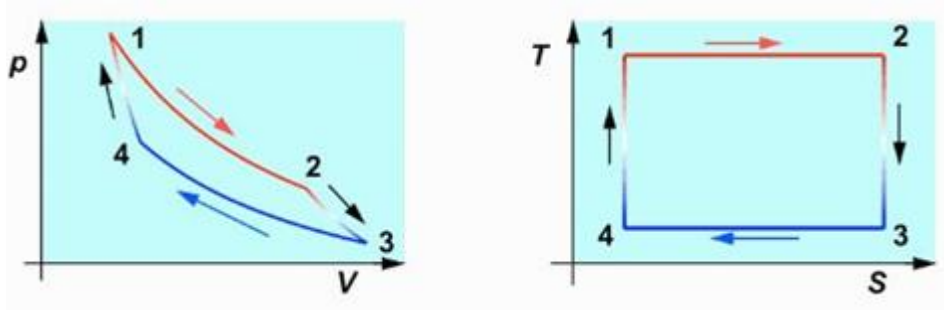


Figure 5.6 Représentation d'un cycle de Carno en coordonnées  $P V$  et  $T S$ . il parcouru dans le sens moteur.

### 5.9 Analyse entropique du cycle de Carnot

En raison des propriétés fondamentales du cycle de Carnot, nous avons pu définir la température thermodynamique et la fonction entropie qui s'est avérée être une fonction d'état. Nous allons maintenant compléter l'étude de ce cycle.

#### 5.9.1 Propriétés du cycle

La figure 4.6 montre des représentations d'un cycle de Carnot : un diagramme  $p, V$  tel qu'il se présenterait pour un gaz ainsi qu'un diagramme  $S, T$  où les diverses parties du cycle sont des lignes droites. En faisant intervenir l'entropie des divers états, nous pouvons écrire les relations suivantes

Le rendement  $r$  d'un moteur réel est inférieur au rendement  $r_{\text{rév}}$  du moteur réversible entre les deux mêmes sources de chaleurs.

$r < r_{\text{rév}}$  et  $r_{\text{rév}} = 1 - T_2/T_1$  quel que soit le principe de fonctionnement du moteur thermique.

$$1^{\text{er}} \text{ principe : } W + Q_1 + Q_2 = 0$$

$$2^{\text{nd}} \text{ principe : } \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

5-11

D'après le 1<sup>er</sup> principe de la thermodynamique on a :

$$U_j - U_i = W_{ji} + Q_{ji}$$

5-12

En considérant les différentes caractéristiques des étapes du cycle, on a

$$\begin{aligned} U_2 - U_1 &= W_{21} \\ U_3 - U_2 &= W_{32} + Q_2 \\ U_4 - U_3 &= W_{43} \\ U_1 - U_4 &= W_{14} + Q_1 \end{aligned}$$

5-13

Sur le cycle complet, on a donc

$$0 = Q_2 + Q_1 + W$$

5-14

D'après le 2<sup>er</sup> principe de la thermodynamique on a :

$$S_j - S_i = \frac{Q_{ji}}{T_k}$$

5-15

$$\begin{aligned} S_2 - S_1 &= 0 \\ S_3 - S_2 &= \frac{Q_2}{T_2} \\ S_4 - S_3 &= 0 \\ S_1 - S_4 &= \frac{Q_1}{T_1} \end{aligned}$$

5-16

Pour un moteur réversible,  $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$

$$r = \frac{-W}{Q_1}$$

$$r_{\text{rév}} = \frac{-W}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Si le cycle est irréversible :

$$r = 1 + \frac{Q_2}{Q_1}, \text{ mais } \frac{Q_1}{T_1} < -\frac{Q_2}{T_2} \Leftrightarrow \frac{T_2}{T_1} < -\frac{Q_2}{Q_1} \quad (Q_1 > 0) \Leftrightarrow \frac{Q_2}{Q_1} < -\frac{T_2}{T_1}$$

$$\text{Donc } r < 1 - \frac{T_2}{T_1} = r_{\text{rév}}$$

5-17

Quelques définitions

**Une transformation est dite quasi statique** si tous les états intermédiaires du système thermodynamique au cours de la transformation sont des états définis, proches d'états d'équilibre<sup>1,2</sup>. Cela implique que le déséquilibre des variables d'état, responsable de la transformation, soit infiniment petit. Pour qu'une transformation soit quasi statique, il faut donc qu'elle soit très lente, pour que l'on puisse considérer qu'elle est constituée d'une succession d'états d'équilibre

En thermodynamique on appelle état défini d'un système, un état caractérisé par un petit nombre de paramètres pertinents ou coordonnées thermodynamiques. Par exemple, une mole de gaz prise à l'équilibre dans les conditions normales de température et de pression est dans un état défini. Un état d'équilibre d'un système simple est toujours un état défini, tandis que la réciproque est fausse.

## Chapitre 6

## Les installations motrices à vapeur

Au dix-huitième siècle, les industriels apprirent à utiliser l'énergie de la vapeur d'eau. La première machine à vapeur fut proposée par Denis PAPIN, un médecin français (1647-1712). Il en fit la description en 1690 dans une publication intitulée "De novis quibusdam machinis" ; elle était destinée à pomper l'eau d'un canal entre Kassel et Karlshaven en Allemagne. L'idée fut reprise par un ingénieur militaire anglais, Thomas SAVERY (1650-1715), qui obtint un brevet en 1698 pour une machine à vapeur appelée "Miner's friend", destinée à extraire l'eau des galeries de mines à charbon. La machine de SAVERY fut rapidement abandonnée, car la hauteur manométrique engendrée par la pompe était trop faible. Les premières machines à vapeur n'utilisaient en fait que la pression atmosphérique pour créer une force motrice. Il n'y avait ni pression élevée à l'admission, ni condensation de la vapeur sous vide.

En 1712, Thomas NEWCOMEN (1663-1729) et John CALLEY, son technicien, un plombier, construisirent une machine à vapeur dans laquelle la condensation de la vapeur se faisait par injection d'eau froide dans le cylindre et créait donc un certain vide. La machine à vapeur était née. Mais il fallut attendre encore un demi-siècle pour voir James WATT (1736-1819), un ingénieur écossais, améliorer la machine à vapeur de NEWCOMEN en prenant un brevet consistant à condenser la vapeur dans un deuxième cylindre séparé du premier. La première machine à vapeur, du type qui devint tout à fait classique, fut installée dans une usine de textiles. L'ère industrielle s'ouvrait : nous sommes en 1765.

### 6.1 Description générale d'une installation motrice à vapeur

L'installation motrice la plus simple est basée sur le cycle de RANKINE-HIRN.

Le fluide moteur utilisé est l'eau. La figure 2.1 donne le schéma de l'installation.

A l'aspiration de la pompe, l'eau est à l'état de liquide saturé à la pression  $p_1$  (état 1). La compression effectuée par la pompe jusqu'à la pression  $p_2$  a pour effet d'amener l'eau à l'état 2 de liquide non saturé. Du fait de la faible valeur du volume massique, on peut noter que l'état 2 est voisin de l'état 1. Lorsque le liquide à l'état 2 est introduit dans le générateur de vapeur G, l'action calorifique  $Q_j$  qu'il y subit le fait passer successivement et de façon pratiquement isobare par les états 2' de liquide saturé, 2'' de vapeur saturée sèche et 3 de vapeur surchauffée à la pression  $p_3$  et à la température  $t_3$ .

La vapeur surchauffée produite dans le générateur de vapeur, ayant une enthalpie élevée, est amenée à la turbine pour y être détendue jusqu'à la pression  $p$ , et ainsi effectuer un travail moteur  $W_m T$ . A l'échappement de la turbine, la vapeur est à l'état 4 de vapeur saturée humide, son titre  $x_4$  étant élevé. Sous l'influence de l'action calorifique  $O_f$  dans le condenseur C, la vapeur passe de façon pratiquement isobare de l'état 4 à l'état 1 de liquide saturé.

Le cycle ainsi décrit, a été présenté par William RANICINE, ingénieur écossais (1820-1872), dans son ouvrage "Manual of the steam engine and other prime movers" paru en 1856. Gustave HIRN, physicien et industriel alsacien (1815-1890), introduisit l'idée de la surchauffe de la vapeur en 1855.

### 6.1.1 1.1. La source chaude

Les générateurs de vapeur classiques comprennent différents éléments connectés suivant le schéma de la figure 2.2 et dans lesquels on réalise la production de la vapeur de manière quasiment isobare.

Le réchauffage de l'eau, sa vaporisation et la surchauffe de la vapeur y sont obtenus par l'action calorifique de gaz chauds provenant d'une combustion, que l'on fait circuler de a à b le long des différents éléments représentés sur le schéma. La vaporisation se fait dans la chaudière qui comprend en général un ou plusieurs corps cylindriques B (réservoirs d'eau et de vapeur appelés ballons) ainsi qu'un ou plusieurs faisceaux tubulaires vaporisateurs, tels ceux V1 et V2 du schéma.

La plupart de ces faisceaux sont des tubes recouvrant les murs de la chambre de combustion en formant des écrans d'eau. Un système tubulaire peut même entourer complètement le foyer et en constituer la paroi intérieure.

Qu'ils soient placés dans la chambre de combustion ou dans le parcours des gaz chauffants, tous ces éléments vaporisateurs sont connectés entre eux avec le réservoir B d'une manière qui permet l'établissement d'une circulation naturelle à l'intérieur des tubes. Il en est ainsi pour la disposition représentée schématiquement à la figure 5.1. Comme les gaz combustibles se refroidissent lors de leur passage sur les faisceaux tubulaires respectifs, la vaporisation est plus intense dans le faisceau V1 que dans le faisceau V2. Il s'ensuit donc une circulation du fluide du ballon B vers le faisceau V2, puis de V2 vers V1 avec retour en B. On parle alors de circulation naturelle.

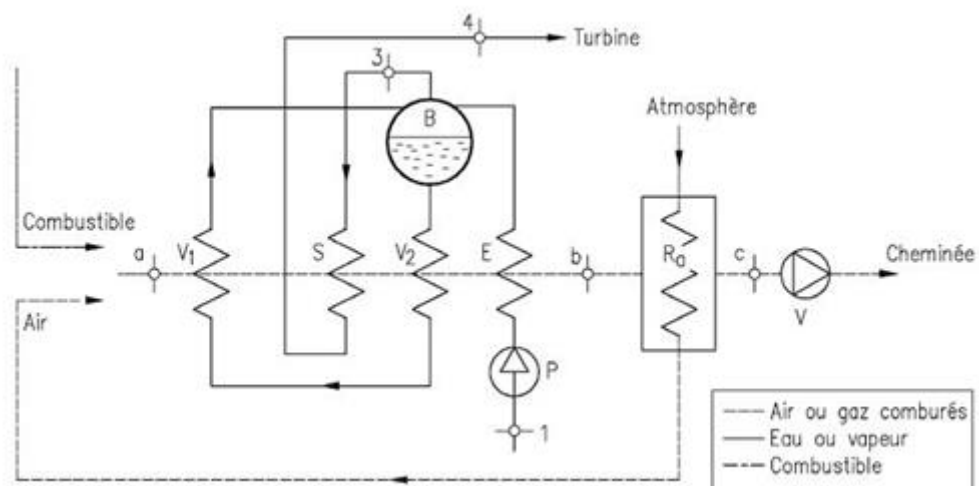


Figure 6.1 *surcuit de chauffage de l'eau.*

A l'arrivée dans le ballon B, la vapeur se sépare du liquide en se dégageant dans la partie supérieure et le liquide retombe dans la partie inférieure pour recommencer la circulation ; en général, le ballon est équipé d'un dispositif spécialement étudié afin de parfaire la

séparation des deux phases fluides. La pompe P, appelée pompe alimentaire, introduit l'eau à vaporiser dans le ballon par l'intermédiaire d'un réchauffeur E appelé économiseur et constitué lui aussi par un système tubulaire sur lequel passent les gaz comburés. La vapeur saturée sèche prise à la partie supérieure du ballon est surchauffée par son passage dans un système de serpentins S constituant le surchauffeur.

Afin de limiter la perte à la cheminée (perte par enthalpie restante), le ventilateur V de tirage aspire les gaz comburés chauds quittant l'économiseur E à travers un échangeur de chaleur Ra (appelé réchauffeur d'air) dans lequel ils se refroidissent en réchauffant l'air de combustion aspiré dans l'atmosphère. Les gaz comburés ainsi refroidis et que l'on appelle alors fumées sont évacués vers l'installation de dépoussiérage et de traitement chimique (dé-sulfuration, dénitrification, ...) pour aboutir enfin à la cheminée.

La circulation naturelle de l'eau par effet de thermosiphon dans la boucle constituée par les tubes vaporisateurs surmontés d'un ballon séparateur implique qu'il existe une différence sensible entre la masse volumique du liquide saturé et celle de la vapeur saturée sèche. Cette différence s'estompe à mesure que s'accroît la pression de vaporisation et s'évanouit à la pression critique, au-delà de laquelle disparaît toute distinction de phase.

La figure 5.1 est illustrative d'une chaudière à circulation naturelle de conception ancienne et de caractéristiques modestes. Lorsque la pression de la vapeur est supérieure à 15 MPa, une circulation forcée pallie l'insuffisance de la circulation naturelle. L'eau à évaporer, mise sous pression par la pompe alimentaire et sortant de l'économiseur, est introduite dans les tubes en parallèle constituant le faisceau vaporisateur. Elle en sort quasiment l'état de vapeur saturée dont le flux principal aboutit au surchauffeur, tandis que la faible fraction de liquide est réintroduite à la base du faisceau vaporisateur. L'adoption de pressions hypercritiques impose quant à elle un fonctionnement de facto à simple passe, le séparateur n'ayant plus de raison d'être. Les grands générateurs de vapeur sont tous du type à rayonnement et à circulation forcée. La figure 5.2 représente une coupe de profil d'un tel générateur.

La source froide

A l'échappement de la turbine, la vapeur est saturée humide et son titre est élevé :

$$x_4 = 0.88 \dots 0.90$$



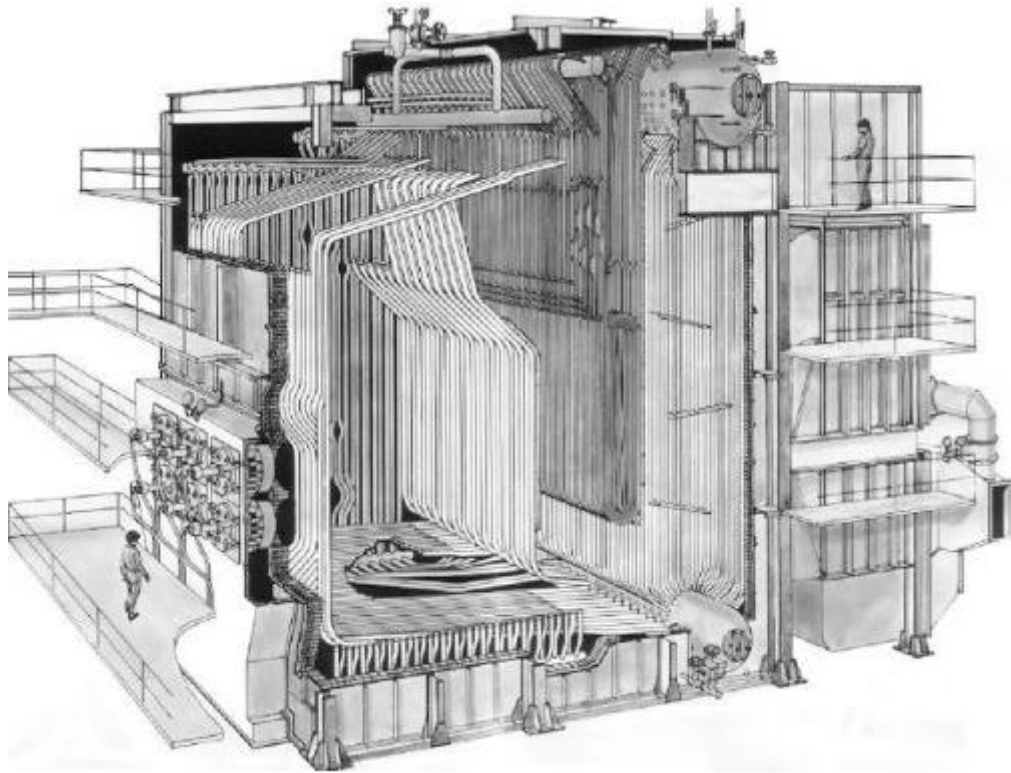


Figure 6.2 Coupe de profil d'un générateur.

La pression  $P_4$  est très faible (de l'ordre de 5 kPa) et correspond donc à un vide assez poussé. Ce vide est lié à la température de l'agent refroidisseur qui est, soit de l'eau (d'un canal, d'une rivière, d'un fleuve ou encore de l'eau de mer) mise en circulation par une pompe dans un circuit fermé, soit directement l'air atmosphérique.

### 1.3.1. Le condenseur

Le condenseur constitue la source froide du cycle de RANKINE-HIRN. La vapeur y est soumise à l'influence calorifique de l'agent refroidisseur et en sort à l'état de liquide saturé. Le condenseur classique, représenté à la figure 5.3, est un échangeur de chaleur de forme appropriée contenant un faisceau tubulaire dans lequel circule l'eau de refroidissement. La vapeur d'échappement de la turbine vient en contact avec les tubes froids et se condense. Le condensat ainsi obtenu est extrait du condenseur par une pompe d'extraction pour être amené vers la pompe alimentaire du générateur de vapeur.

On notera que, du fait du vide poussé régnant au condenseur, la hauteur manométrique disponible à l'aspiration de la pompe d'extraction est uniquement due à la différence de niveau entre cette dernière et le condenseur. La pompe doit donc être située bien en dessous du condenseur, afin d'y obtenir une pression toujours supérieure à la pression de saturation correspondant à la température du condensat. Si ce n'était pas le cas, la pompe subirait les effets destructeurs du phénomène de cavitation.

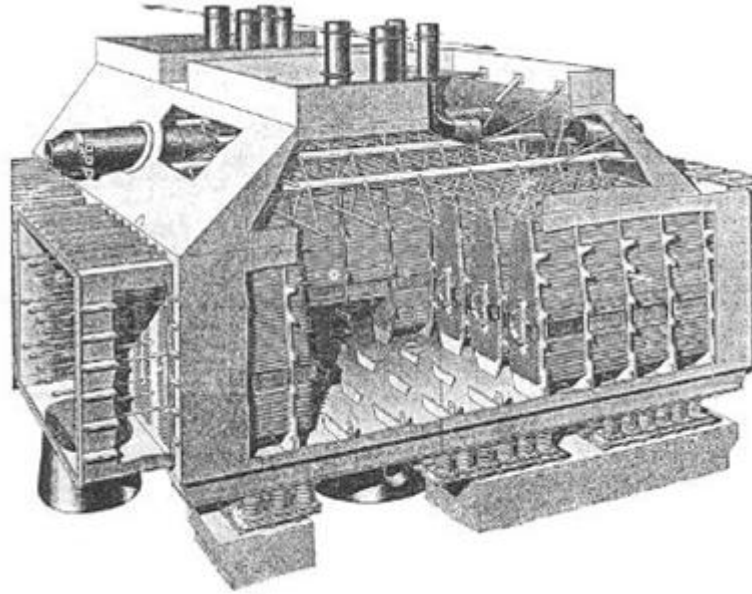


Figure 6.3 échangeur de chaleur.

## 6.2 Cycle de Rankine

Le cycle de Rankine (de William J. Rankine, ingénieur et physicien écossais, 1820-1872) est le cycle de base des machines thermodynamiques utilisant de l'eau comme fluide de travail dans les centrales thermiques, classiques ou nucléaires. Il est composé de (fig. 6.4):

- deux isobares (basse pression, BP, et haute pression, HP);
- deux isentropes (le cycle de Rankine garde donc un caractère théorique).

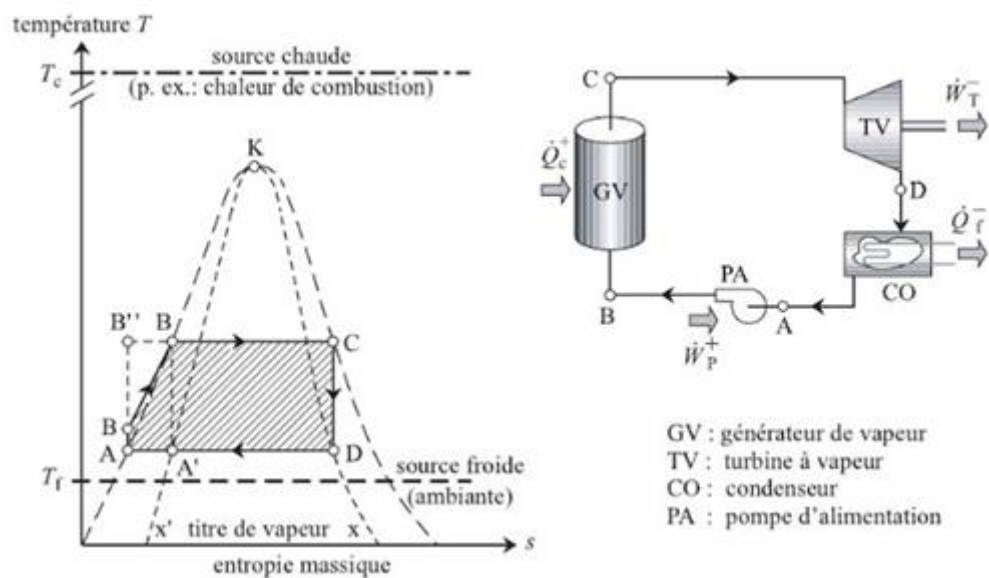
Dans les installations fonctionnant selon ce principe, l'énergie emmagasinée dans les combustibles fossiles ou nucléaires (ou éventuellement, provenant d'autres sources telles que: énergie solaire, énergie géothermique, biomasse) est utilisée pour produire de la vapeur qui est convertie en énergie mécanique au niveau de la turbine. Le processus comprend:

- la mise en pression isentropique de l'eau (de  $P_A$  à  $P_g = P_c$ ) dans la pompe d'alimentation (tronçon  $A \rightarrow B$  de la figure . 6.4);
- le chauffage et la vaporisation de l'eau, sans échange de travail, dans le générateur de vapeur ou chaudière dans les installations fossiles (tronçon  $B \rightarrow C$  de la figure . 6.4);
- la détente isentropique de la vapeur dans la turbine (tronçon  $C \rightarrow D$  de la figure . 6.4), avec baisse de la température de  $T_c$  à  $T_D = T_A$ ;
- la condensation de la vapeur dans le condenseur, avec retour aux conditions initiales (tronçon  $D \rightarrow A$  de la figure . 6.4).

Le cycle de Rankine se distingue d'un cycle parfait de Carnot d'une part par la branche  $B \rightarrow B'$ , qui suit le tracé de l'isobare HP et non une isentrope avant d'atteindre la courbe de saturation, et par le fait que les échanges de chaleur avec les sources chaudes et froides font intervenir des écarts de température (écarts qui peuvent être relativement importants, surtout dans le premier cas).

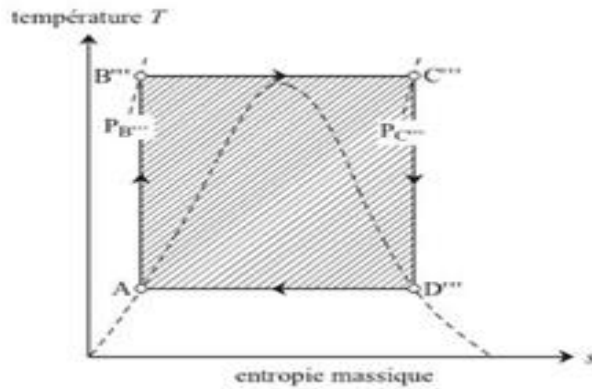
On peut se demander s'il ne serait pas possible de s'approcher plus d'un cycle idéal avec un tel fluide condensable, par exemple en suivant le tracé rectangulaire  $A' - B' \rightarrow C - D - A'$  présenté dans la figure . 6.4. Le cycle en question n'est malheureusement pas réalisable en pratique en raison des transformations andabates  $A' \rightarrow B'$  (compression) et  $C \rightarrow D$  (détente) qui font intervenir respectivement de l'eau à ébullition et de la vapeur humide, ce qui pose des problèmes techniques insolubles pour les machines concernées. La présence d'eau en ébullition dans la pompe d'alimentation provoquerait dans celle-ci des coups de bélier et des phénomènes de cavitation destructeurs, et la présence d'une fraction importante d'eau dans la turbine est préjudiciable au bon fonctionnement de cette dernière en raison de l'effet de freinage des aubes mobiles induit par les gouttelettes d'eau. Nous montrerons plus bas comment réduire

cet effet de dégradation des performances de la turbine; il n'existe par contre pas de solution technique au premier problème, ce qui impose de réaliser la compression dans le domaine de l'eau liquide, où des pompes conventionnelles peuvent être utilisées (transformation  $A - B$ ), puis de réaliser l'apport de chaleur en restant sur l'isobare HP ainsi atteinte (tronçon  $B - C$ ), transformation qui n'est ni isentropique ni isotherme en dehors de la courbe de saturation.



**Figure 6.4** Représentation du cycle de Rankine dans le diagramme T-s de l'eau.

S'il n'est pas techniquement possible de réaliser un cycle de type Carnot situé sous la courbe de saturation, peut-on contourner le problème en restant essentiellement (excepté pour le tronçon D-A) à l'extérieur de celle-ci (fig. 6.23)?



**Figure 6.5** Représentation d'un cycle de type Carno théoriquement envisageable dans le diagramme T-s de l'eau.

La réponse est ici encore négative, car la pression au point B''' atteint des valeurs (dizaine de milliers de bars) qu'aucune pompe d'alimentation ne permet d'atteindre. En outre, pour rester isotherme sans bénéficier dans ce cas de la circonstance favorable rencontrée sous la courbe de condensation (isobares parallèles aux isothermes), la transformation B''' → C''' devrait faire intervenir simultanément un échange de travail et un échange de chaleur, ce qui se heurte de nouveau à une difficulté technique insurmontable en pratique: la réalisation d'une machine comportant à la fois des échangeurs de chaleur et des parties mobiles pour le transfert de travail. Ces mêmes raisons invitent d'ailleurs à exclure également la réalisation du cycle passant par le point B'' dans la figure 6.22. Avec un fluide condensable utilisé entre les températures T<sub>c</sub> et T<sub>D</sub> = T<sub>A</sub>, le seul cycle réaliste (mais restant néanmoins théorique, en raison de la présence des deux transformations isentropiques) proche d'un cycle rectangulaire est donc bien celui représenté en trait plein dans la figure 6.22. Par définition, l'efficacité motrice de ce cycle (prestation énergétique fournie par l'installation rapportée aux contributions énergétiques reçues de l'extérieur pour ce faire) est donnée par:

$$\varepsilon = \frac{\dot{w}_T^-}{\dot{Q}_T^+ + \dot{w}_p^+} \quad 6-1$$

Le bilan énergétique (premier principe), exprimé en puissances, de l'installation conduit par ailleurs à la relation :

$$\dot{w}_T^- = \dot{Q}_c^+ + \dot{w}_p^+ - \dot{Q}_a^- \quad 6-2$$

Dans cette relation les différentes puissances sont données par :

$$\dot{w}_T^- = \dot{M}(h_{vzC} - h_{vzD})$$

$$\dot{Q}_c^+ = \dot{M}(h_{vzC} - h_{vzB}) = \int_B^C T ds > 0$$

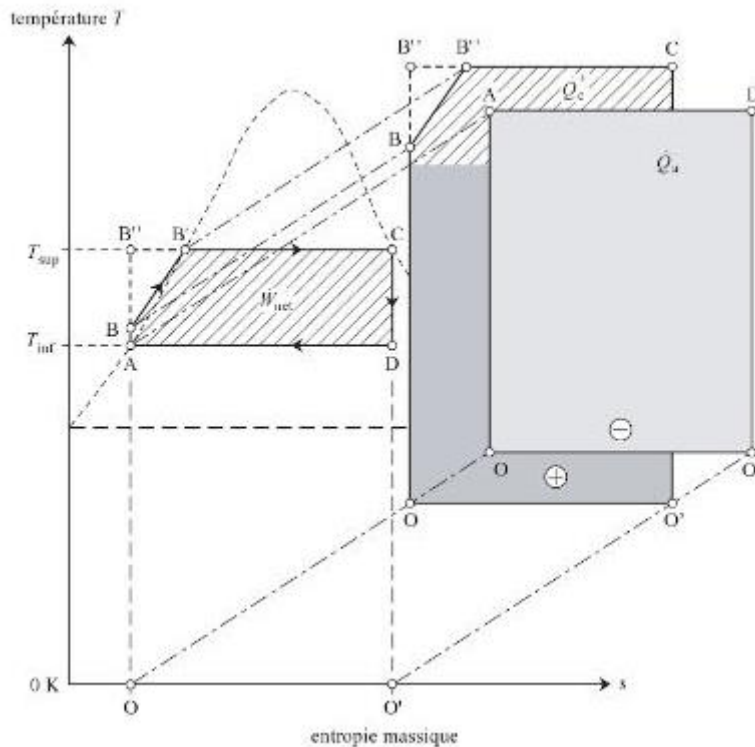
$$\dot{w}_p^+ = \dot{M}(h_{vzB} - h_{vzA})$$

$$\dot{Q}_a^- = \dot{M}(h_{vzD} - h_{vzA}) = \int_A^D T dS > 0 \quad 6-3$$

$\dot{M}$  est le débit-masse du fluide de travail et les  $h_{vt}$  sont les enthalpies massiques totales ( $h + v^2/2 + gz$ ) —qui tiennent compte également des variations éventuelles d'énergie cinétique et d'énergie potentielle —de l'eau aux différents points du cycle. En utilisant les ces relations, l'efficacité du cycle de Rankine devient:

$$\varepsilon = \frac{h_{vzC} - h_{vzD}}{h_{vzC} - h_{vzA}} = 1 - \frac{h_{vzD} - h_{vzA}}{h_{vzC} - h_{vzA}} \quad 6-4$$

Remarquons que la puissance de pompage est très faible, et donc que  $h_{vzC} - h_{vzA} \cong h_{vzC} - h_{vzB}$ , étant donné que de A à B on comprime de l'eau, fluide à peu près incompressible (contrairement à la vapeur), c'est-à-dire présentant un volume massique  $\omega_{\text{eau}}$  pratiquement indépendant de P.



**Figure 6.6** Représentation des puissance—chaleur et travail dans le diagramme T-s.

Cycle de Rankine : bilan énergétique

- chaudière  $q_{chaud} = h_{2_{vap}} - h_2$
- condenseur  $q_{cond} = h_{1_{liq}} - h_3$
- pompe  $w_{pomp} = h_2 - h_{1_{liq}}$
- turbine  $w_{tur} = h_3 - h_{2_{vap}}$

6-5

D'après le premier principe :

$$q_{chaud} + q_{cond} + w_{pomp} + w_{tur} = 0$$

6-6

Le rendement est égal à :

$$\eta = -\frac{w_{recup}}{q_{chaud}} = -\frac{w_{tur} + w_{pomp}}{q_{chaud}}$$

$$= \frac{q_{chaud} + q_{cond}}{q_{chaud}} = 1 + \frac{q_{cond}}{q_{chaud}}$$

6-7

$$\mu = 1 - \frac{h_3 - h_{1_{liquid}}}{h_{2_{vapeur}} - h_2} \quad 6-8$$

Pour calculer le rendement, calculons les valeurs de h3 et de h2

Calcul de h3

$$h_3 = m_{liq} h_{3_{liq}} + m_{vap} h_{3_{vap}}$$

$$\begin{aligned} h_{3_{liq}} &= h_{1_{liq}} \\ h_{3_{vap}} &= h_{1_{vap}} \end{aligned}$$

Puisque h ne dépend que de T et que T3 = T1, on a donc pour la masse unité :

$$h_3 = (1 - x_3) h_{1_{liq}} + x_3 h_{1_{vap}} \quad 6-9$$

Calcul de h2

Calculons la variation d'enthalpie :  $h_2 - h_{1liq}$ , a partir de  $H = U + P V$  on a :

$$\begin{aligned} dH &= dU + P dV + V dP \\ &= T dS + V dP \end{aligned}$$

$$\text{Soit : } h_2 - h_{1liq} = V_{1liq} (P_2 - P_1)$$

6-10

En remplaçant  $h_3$  et  $h_2$  par leur valeur, le rendement est donc égal à :

$$\eta = 1 - \frac{(1 - x_3) h_{1liq} + x_3 h_{1vap} - h_{1liq}}{h_{2vap} - h_{1liq} - V_{1liq} (P_2 - P_1)}$$

6-11

Cycle de Hirn

Cycle de HIRN. Dans le cycle de Hirn (Fig. V.5), la détente de la vapeur dans la turbine s'effectue en zone surchauffée de la vapeur CD: surchauffe de la vapeur, DE: détente dans la turbine, EA: refroidissement et condensation. Le rendement de ce cycle est:

$$\eta_H = \frac{H_D - H_E}{H_D - H_A}$$

6-12

$$\eta_H = \frac{H_D - H_E}{H_D - H_A}$$

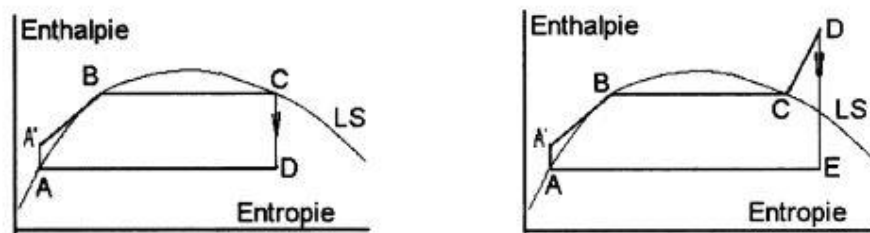
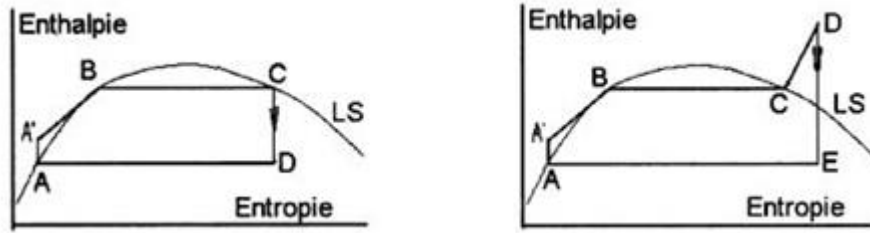


FIG. V.5 – Diagramme de MOLLIER. A gauche : Cycle de RANKINE. A droite : Cycle de HIRN.



**Figure 6.7** diagramme de Mollier – cycle de Rankine (a gauche) et cycle de Hirn.

Le rendement est égal :

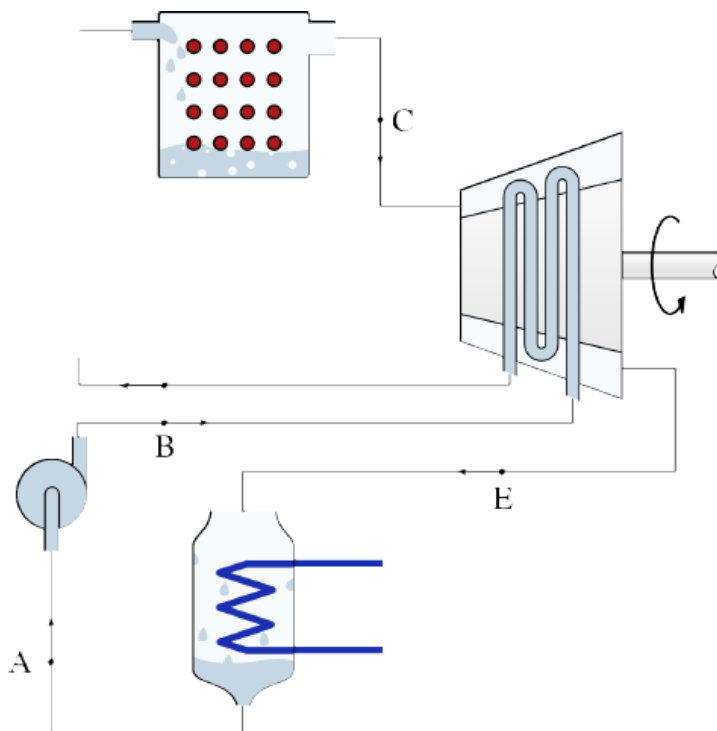
$$\eta = -\frac{w_{recup.}}{q_{conso.}} = -\frac{w_{tur.} + w_{pomp.}}{q_{chaud} + q_{surch.}}$$

$$= \frac{q_{chaud} + q_{surch.} + q_{cond.}}{q_{chaud} + q_{surch.}} = 1 + \frac{q_{cond.}}{q_{chaud} + q_{surch.}} \quad 6-13$$

$$\eta = 1 + \frac{q_{cond}}{q_{chaud} + q_{surch}} \quad 6-14$$

### Cycle à soutirages

Une amélioration supplémentaire du cycle de Hirn peut être obtenue en procédant à des soutirages de vapeur en cours de détente (tronçons C-D ou C-E et F-D pour réchauffer l'eau d'alimentation (tronçon D-A).



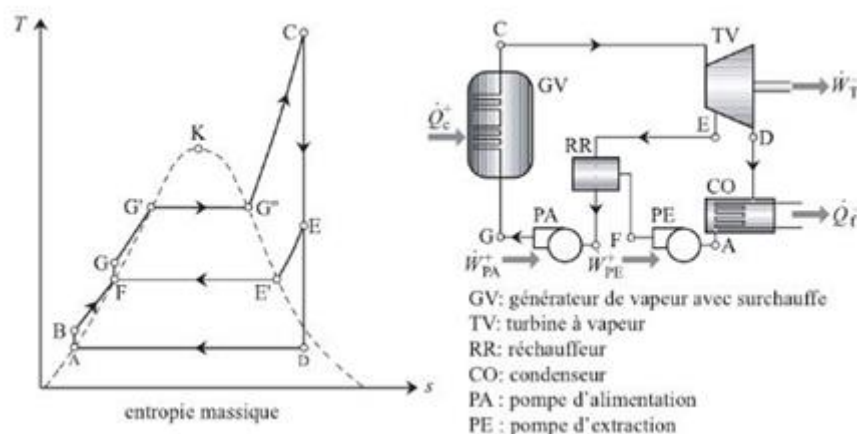


**Figure 6.8** Circuit d'une centrale à vapeur avec régénération. On prélève de la chaleur à la turbine pour réchauffer l'eau liquide avant qu'elle ne pénètre dans la chaudière. Idéalement, le transfert de chaleur se fait de façon réversible.

L'avantage est de plusieurs ordres, la chaleur ainsi utilisée pour préchauffer l'eau diminue la chaleur  $\dot{Q}_c^+$  à fournir par la source chaude; cela n'apporte cependant apparemment aucun gain énergétique puisque la quantité de chaleur prélevée au cours de la détente est la même (aux pertes thermiques près) que celle réintroduite dans l'eau condensée; il n'en reste pas moins que la totalité de la vapeur peut ainsi être portée à la température  $T_c$  sans que l'on ait à fournir autant de chaleur que précédemment. En d'autres termes, l'introduction d'un soutirage conduit à une amélioration des performances de l'installation par le fait qu'il permet de remplacer une partie du transfert-chaleur avec forte chute de température réalisé au niveau de la chaudière par un transfert interne au système avec faible chute de température (diminuant ainsi la perte exégétique au niveau du premier transfert de chaleur).

- Le débit de vapeur atteignant, après détente complète, la température  $T_A$ , est diminué d'autant; étant donné que c'est de ce débit qu'est extraite la chaleur de condensation  $0j$ , cette dernière est donc également réduite, et le circuit de refroidissement du condenseur ainsi allégé; évidemment, il y a un prix à payer pour cela: les quantités de fluide soutirées ne se détendent plus dans la turbine, d'où une diminution du travail livré par le système à l'extérieur; on a ainsi un li/F plus faible, mais une efficacité motrice  $e$  malgré tout plus élevée.

- Le débit de vapeur à travers le corps de turbine à basse pression est diminué; or cette partie de la turbine est d'une construction particulièrement délicate (grandes dimensions en raison d'un débit volumique très élevé résultant de la faible pression; vapeur proche des conditions de saturation avec pour conséquence des condensations locales); le soutirage permet d'utiliser tout le débit de vapeur à haute pression, mais de réduire le débit massique dans la turbine quand, la pression décroissant, le débit volumique tend à augmenter.



**Figure 6.9** représentation d'un cycle a soutirage dans le diagramme T-s de l'eau.

Il existe différentes manières d'utiliser la vapeur soutirée pour réchauffer l'eau d'alimentation. Dans le réchauffeur à mélange ou bûche alimentaire, l'eau d'alimentation est réchauffée par mélange direct avec la vapeur soutirée (figure . suivantes ). A noter qu'un tel dispositif joue en outre un rôle de tampon et de réserve d'eau pour tout le système. Une seconde option consiste à utiliser un réchauffeur à surface (échangeur de chaleur), le condensat du soutirage étant renvoyé soit vers l'aval soit vers l'amont. Dans le premier cas, une pompe de reprise est nécessaire pour élever la pression du condensat au même niveau que celle que possède l'eau d'alimentation à la sortie du (ou des) réchauffeur(s); la température du condensat est en effet supérieure à celle de l'eau d'alimentation à la sortie de ces derniers. La situation étant inverse en ce qui concerne les pressions relatives du condensat et de l'eau d'alimentation, dans le deuxième cas, un simple diaphragme suffit.

Examinant à titre d'exemple les bilans de masse et d'énergie d'un réchauffeur à mélange.

$$\dot{M}_B + \dot{M}_E = \dot{M}_F \quad 6-15$$

On normalisant cette équation par rapport au devient total  $\dot{M}_F$  il vien :

$$\frac{\dot{M}_B}{\dot{M}_F} + \frac{\dot{M}_E}{\dot{M}_F} = 1 \quad 6-16$$

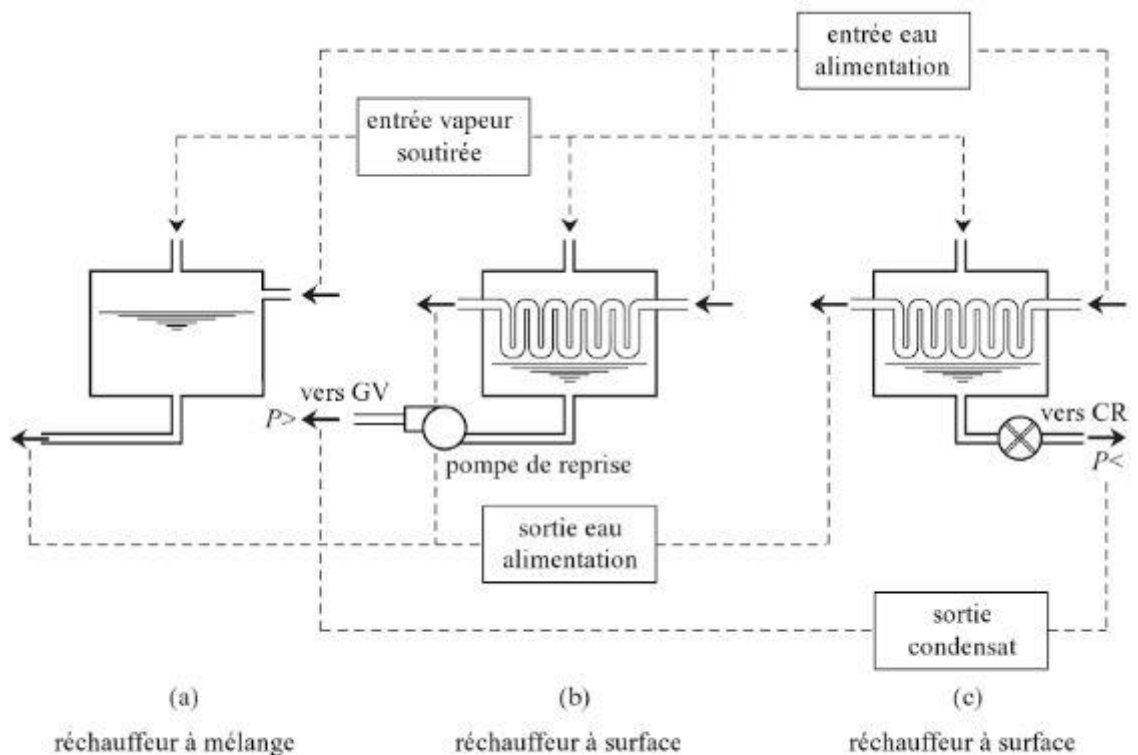


Fig. 6.28 Diverses configurations possibles de réchauffeurs. (D'après [6.9].)



recherché est de réaliser une efficacité optimale en jouant sur la répartition des pressions de soutirage. Dans ces centrales on a ainsi généralement:

- un réchauffeur à mélange qui sert de réserve d'eau pour le démarrage; les pressions sont sensiblement égales entre l'eau liquide qui s'échauffe et le soutirage de vapeur;
- plusieurs réchauffeurs à surface (échangeurs de chaleur), haute pression et basse pression. A noter que l'optimisation des performances de l'installation, c'est-à-dire le choix des différentes pressions de soutirage, est une tâche complexe.

Prise en compte des imperfections thermodynamiques des centrales à vapeur réelles

On a déjà signalé que les cycles présentés dans cette section ne pouvaient être considérés comme parfaits du fait des échanges de chaleur avec chute de température au niveau des sources chaude (surtout) et froide, ces échanges (de nouveau, surtout le premier) n'étant par ailleurs pas isothermes; ces imperfections entraînent une perte de l'entropie correspondante. On a par contre supposé jusqu'ici que les pompes et les turbines ne dissipent pas d'énergie par frottement. Dans la réalité, ce genre de perte ne peut jamais être totalement évité, ce qui conduit à des diagrammes dans lesquels les compressions et détente ne sont plus isentropiques. La figure suivante montre comment se modifie dans ces conditions le diagramme T-s d'une installation avec surchauffe.

Un raisonnement hâtif pourrait faire penser que la prise en compte des pertes par frottement dans la turbine (comme précédemment, on négligera dans ce qui suit l'influence, très faible, de la pompe) n'a pas d'effet négatif, bien au contraire, puisque l'aire sous le cycle augmente ainsi de la partie  $\gamma$ .



## Chapitre 7 Turbines à gaz

Dans sa forme la plus simple et la plus répandue, une turbine à gaz (aussi appelée turbine à combustion) est composée de trois éléments :

un **compresseur**, centrifuge ou plus généralement axial, qui a pour rôle de comprimer de l'air ambiant à une pression comprise aujourd'hui entre 10 et 30 bars environ ;

une **chambre de combustion**, dans laquelle un combustible gazeux ou liquide est injecté sous pression, puis brûlé avec l'air comprimé, avec un fort excès d'air afin de limiter la température des gaz d'échappement ;

une turbine, généralement axiale, dans laquelle sont détendus les gaz qui sortent de la chambre de combustion.



Sous cette forme, la turbine à gaz constitue un **moteur à combustion interne à flux continu**. On notera que le terme de turbine à gaz provient de l'état du fluide de travail, qui reste toujours gazeux, **et non du combustible utilisé**, qui peut être aussi bien gazeux que liquide.

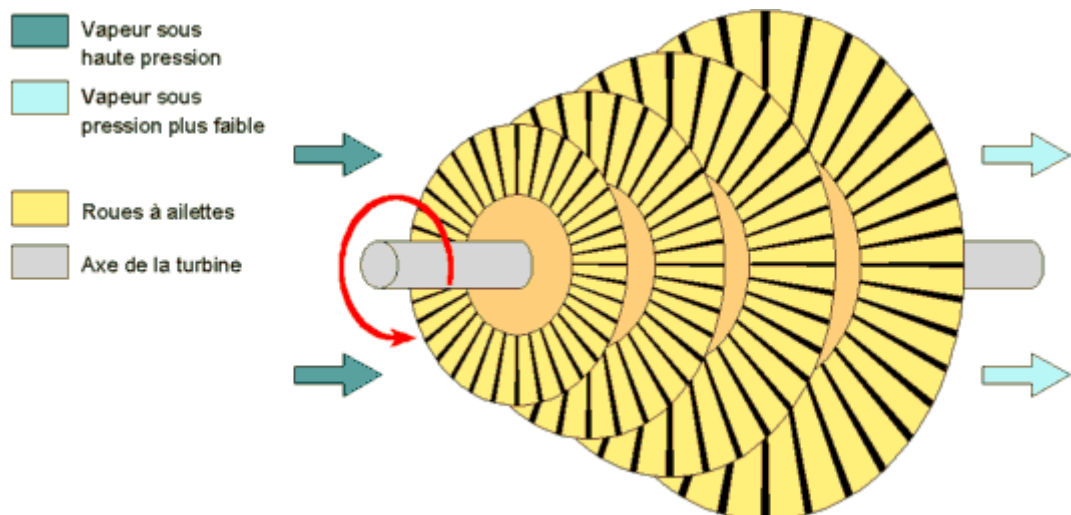


Figure 7.1 Roues et ailette d'une turbine vapeur.

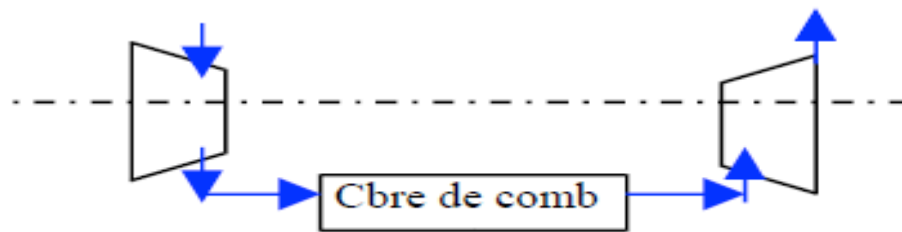
#### Analyse fonctionnelle

La fonction principale d'une turbine à gaz est de produire de la puissance mécanique à partir d'un combustible liquide ou gazeux propre.

- comprimer l'air entrant ;
- le porter à haute température par combustion ;
- détendre les gaz brûlés dans une turbine produisant du travail mécanique.

#### Cycle ouvert :

L'air est aspiré à l'extérieur puis refoulé à l'extérieur. C'est le cycle le plus utilisé.



La chambre de combustion devient identique à une chaudière chauffant les gaz en évolution. Le combustible utilisé pourra alors être peu coûteux.

#### Cycle fermé :

- **Turbines à azote** : gaz neutre, anti-corrosif
- **Turbines à hélium** : très bon rendement calorifique, anti-corrosif.

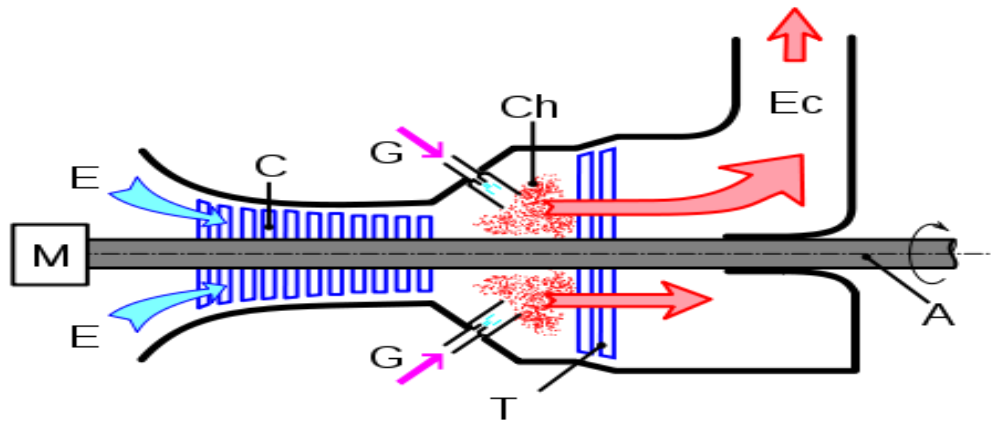


Figure 7.2 Coupe longitudinale d'une turbine à combustion : principaux organes.

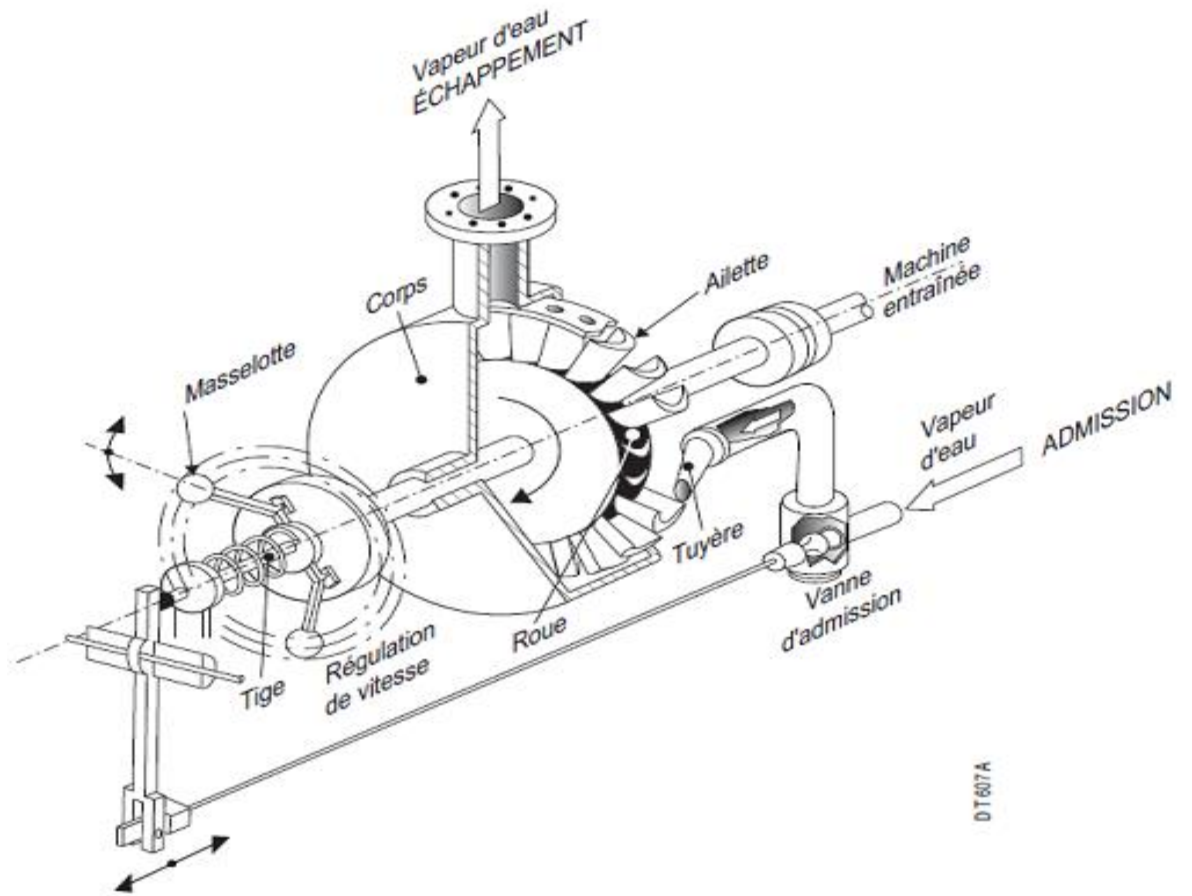
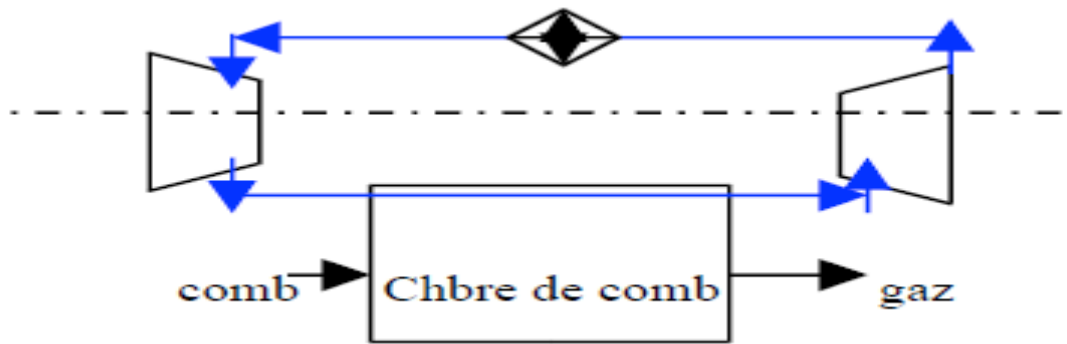
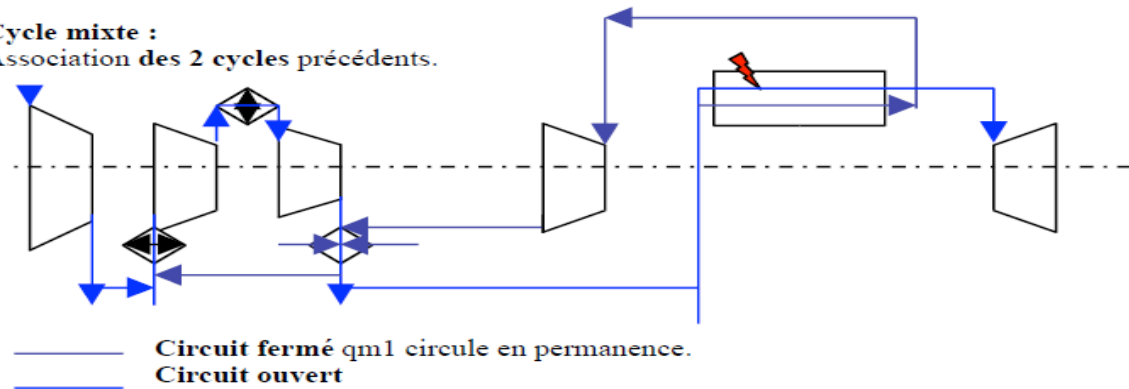


Figure 7.3 principe de fonctionnement d'une turbune a vapeur.





**Cycle mixte :**  
Association des 2 cycles précédents.



### 7.1.1 étude thermodynamique

### 7.1.2 Cycle de Joule

A-B Compression isentropique)  $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$

B-C Combustion à P= cst

C-D Détente isentropique

D-A Echappement a P= cst

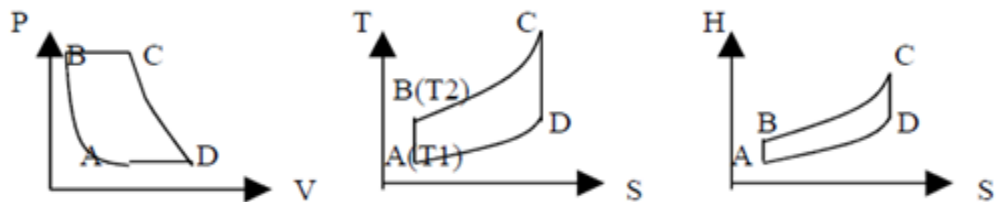


Figure 7.4 différents représentants de cycle de Joule.

La chaleur est fournie lors de la combustion :  $Q_C = Q_{B-C}$

On définit le taux de compression  $a = \frac{P_B}{P_A}$

Avec le 1er Principe :

$$W + Q_C + Q_F = 0$$

$$\text{On a : } \begin{cases} W = -Q_C - Q_F \\ Q_C = Q_{BC} = C_P (T_C - T_B) \rightarrow \text{transfo isobare} \\ Q_F = Q_{DA} = C_P (T_A - T_D) \rightarrow \text{transfo isobare} \end{cases}$$

$$\text{Donne : } \eta_{\text{Brayton/joule}} = \frac{-W}{Q_C} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C} = 1 + \frac{C_P (T_A - T_D)}{C_P (T_C - T_B)} = 1 + \frac{(T_A - T_D)}{(T_C - T_B)}$$

$$\text{Mais on a : } \begin{cases} [A \rightarrow B] \quad T_A^\gamma P_A^{1-\gamma} = T_B^\gamma P_B^{1-\gamma} \Rightarrow T_A = T_B \cdot a^{1-\gamma/\gamma} \\ [C \rightarrow D] \quad T_C^\gamma P_C^{1-\gamma} = T_D^\gamma P_D^{1-\gamma} \Rightarrow T_D = T_C \cdot a^{1-\gamma/\gamma} \end{cases}$$

$$\text{Donc : } \eta_{\text{Brayton/joule}} = 1 + a^{1-\gamma/\gamma} \frac{(T_A - T_C \cdot a^{1-\gamma/\gamma})}{(T_C \cdot a^{1-\gamma/\gamma} - T_A)} = \boxed{\eta_{\text{Brayton/joule}} = 1 - a^{1-\gamma/\gamma}}$$

7-1

## Chapitre 8 **Pompes centrifuges**

### Mise en rotation du fluide

#### 8.1 Description d'une pompe centrifuge

Une pompe centrifuge est composée d'un rotor (roue à aubes) qui tourne à l'intérieur d'une partie fixe appelée volute ou bache spirale.

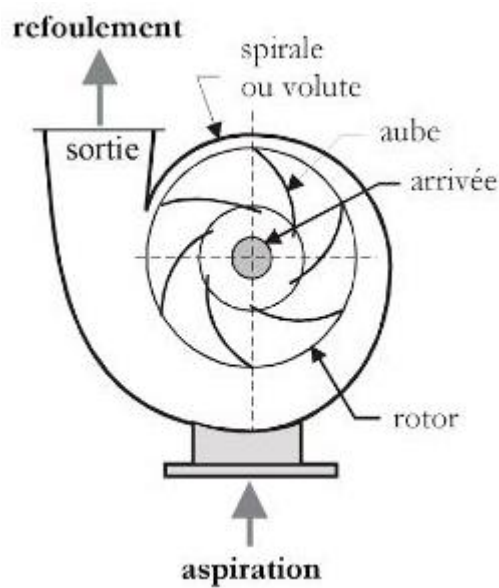
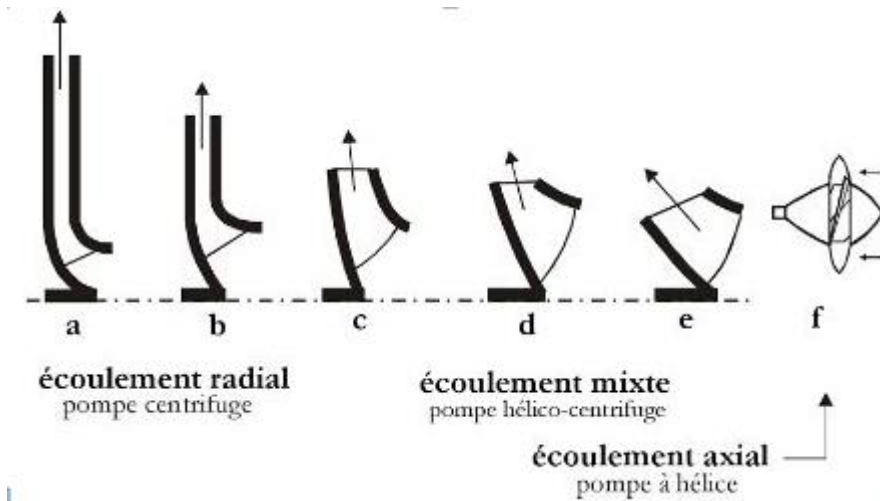


Figure 8.1 pompe centrifuge.

Les pompes peuvent être à écoulement radial, axial ou mixte. Dans les pompes à écoulement radial, l'eau pénètre axialement par le centre et sort radialement par la périphérie (figure suivante).

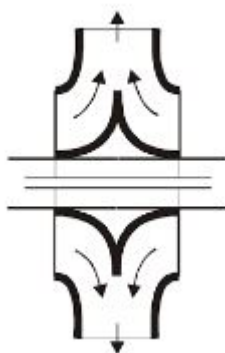


**Figure 8.2** orientation de l'écoulement dans différents types de pompe.

L'eau qui pénètre par la conduite d'aspiration au centre de ce rotor est ensuite entraînée par les cubes et poussée vers l'extérieur par la force centrifuge. Dans ces pompes, l'énergie cinétique est transformée en énergie de pression à la sortie de la pompe. C'est justement cette pression qui provoque le mouvement ascendant de l'eau. Ces pompes sont indiquées surtout pour les grandes hauteurs d'élévation. Il y a deux types d'impulseur dans les pompes radiales : l'impulseur à aspiration simple et l'impulseur à aspiration double.

Dans les pompes à écoulement axial, dites « pompes à hélice », l'écoulement est quasi axial à l'entrée et à la sortie. La pression est développée principalement par aspiration. Ces pompes sont indiquées pour les faibles hauteurs d'élévation.

Les pompes mixtes, ou hélico-centrifuges, constituent un mélange des deux principes précédents. Le liquide arrive axialement et sort dans une direction intermédiaire entre les directions axiale et radiale. Ces pompes fonctionnent grâce à la force centrifuge et à l'action d'aspiration des aubes. Elles sont indiquées pour les hauteurs moyennes d'aspiration.



**Figure 8.3:** roue à aspiration double.

Le principe de base des pompes centrifuges repose sur la mise en rotation du fluide à pomper en le faisant circuler dans une roue tournant à une vitesse plus ou moins élevée ( $\omega$ , en  $\text{tr.mn}^{-1}$ ).

Le fluide est admis au centre de la roue avec une pression dite pression d'aspiration. Lors de sa mise en rotation et de son déplacement vers la périphérie de la roue, sa vitesse et son énergie cinétique augmentent. La pression dynamique qui en résulte augmente donc également d'un terme du type  $\rho v^2/2$ .

A la périphérie de la roue, le fluide est canalisé vers la tuyauterie de refoulement par le biais d'une volute, et son ralentissement transforme une partie de la pression dynamique acquise ( $P_d = \rho v^2/2$ ) en pression statique ( $P_s$ , en pascal).

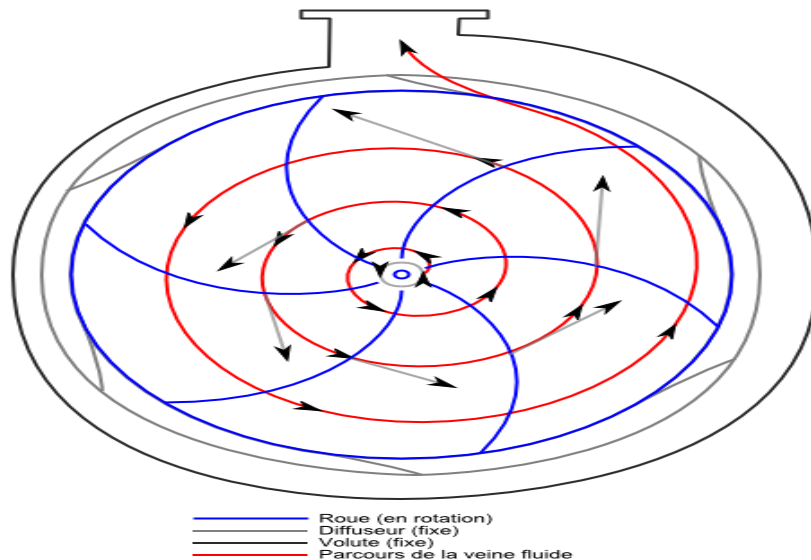
Certaines pompes disposent en plus d'un diffuseur, dont le but est de diriger les veines fluides vers la volute en minimisant les pertes de charge.

Pour être caractéristique de la pompe et indépendant du fluide pompé, le gain de pression dynamique fourni par la pompe centrifuge ( $P_d = \rho v^2/2$ ) est en général exprimé en hauteur de fluide (mCL pour mètre de colonne de liquide) et nommé HMT pour Hauteur Manométrique Totale. Son expression est fonction du terme  $v^2/2g$ .

Bien évidemment, ce calcul de HMT est très théorique et en réalité, de nombreux phénomènes viennent réduire cette HMT. On peut citer:

la différence entre vitesse du fluide en sortie de roue et la vitesse périphérique

- les pertes de charges entre l'aspiration et l'entrée de la roue
- les pertes de charge par frottement dans la roue
- les pertes de charges dans le diffuseur et la volute
- la non transformation d'une partie de la pression dynamique acquise en pression statique
- la recirculation d'une partie du débit en sortie de roue vers l'aspiration etc...



### Analogies HMT - diamètre de roue - vitesse de rotation

On peut déduire de l'expression de la HMT théorique qu'elle varie avec le carré du rayon et le carré de la vitesse de rotation.

Ainsi, pour des caractéristiques connues en un point  $HMT_1$  et  $Q_{V1}$  pour un diamètre  $D_1$  et une vitesse de rotation  $\omega_1$ , on peut estimer les caractéristiques pour un diamètre de roue  $D_2$  et/ou une vitesse de rotation  $\omega_2$  par:

$$Q_{V1} / Q_{V2} = \omega_1 D_1^2 / \omega_2 D_2^2 \text{ et } HMT_1 / HMT_2 = (\omega_1 D_1)^2 / (\omega_2 D_2)^2. \quad 8-1$$

Une pompe centrifuge a pour vocation de pomper un fluide d'un point A, nommé aspiration (bac d'aspiration par exemple), à un point B, nommé refoulement (colonne, autre...). Les différentes contraintes de cette opération sont de:

- démarrer la pompe qui doit pomper le liquide
- régler un débit de fluide choisi
- vaincre la différence de pression statique entre A et B
- vaincre la différence de hauteur (élévation) entre A et B
- donner une vitesse de circulation au fluide
- vaincre les pertes de charge par frottement entre A et B
- maintenir une pression suffisante au point E pour éviter la vaporisation du fluide pompé à l'entrée de la pompe (voir cavitation).

**Remarque:** parfois lors de l'étude de la pompe seule, les points A et/ou B considérés sont les brides d'aspiration et de refoulement de la pompe. Nous prenons ici le cas général ou A et B sont séparés de la pompe par des ensembles de tuyauteries, des dénivellations, et où les pressions en A et B sont imposées et/ou connues.

## Réglage du débit d'une pompe centrifuge

Pour régler le débit d'une pompe centrifuge, on utilise souvent une vanne de réglage située au voisinage du refoulement de la pompe. En effet, une vanne située à l'aspiration provoquerait une baisse de pression en E et un risque de cavitation ( $NPSH_{dispo} \leq NPSH_{requis}$ ).

Une autre méthode de réglage utilisable est de faire varier la vitesse de rotation de la roue de la pompe (à l'aide d'un variateur de vitesse du moteur électrique, ou par réglage de la turbine d'entraînement). Dans ce cas il n'y a plus besoin d'avoir une vanne au refoulement, ce qui est plus économique d'un point de vue énergétique.

## HMT requise pour un circuit et un débit donné

La HMT requise pour un circuit et un débit donné correspond à l'énergie (en Joule par m<sup>3</sup> de fluide, unité équivalente au Pascal Pa) pour vaincre les forces de pression entre A et B, pour élever le fluide de A à B, pour vaincre les pertes de charge par frottement entre A et B (notées  $J_{f,A \rightarrow B}$ ), y compris celles correspondant à une vanne de réglage éventuelle (notée  $J_{vanne}$ ), et pour accroître éventuellement la vitesse du fluide entre A et B.

Ceci se traduit, en mCL, par l'équation de Bernouilli généralisée suivante:

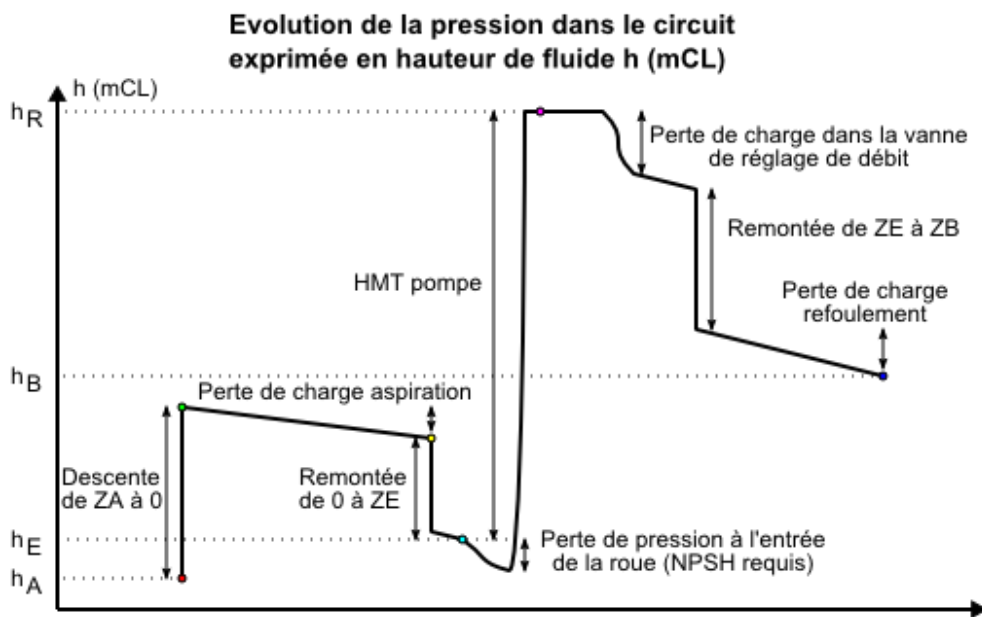
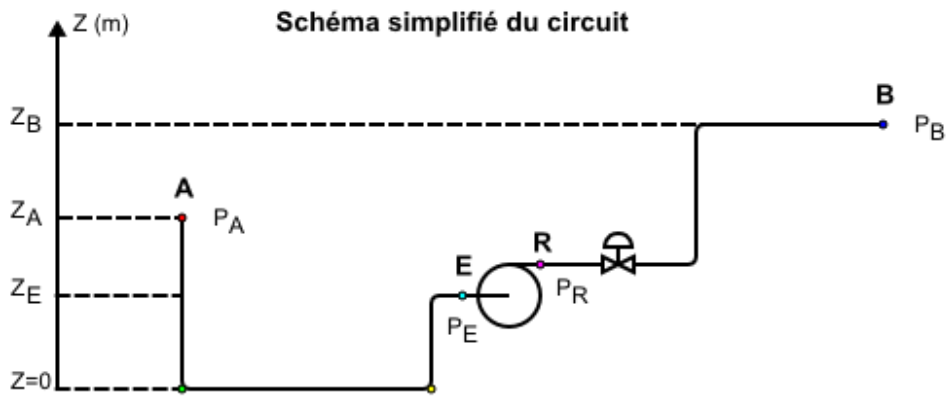
$$P_A/\rho g + Z_A + v_A^2/2g + HMT = P_B/\rho g + Z_B + v_B^2/2g + J_{f,A \rightarrow E} + J_{f,R \rightarrow B} + J_{vanne}$$

En transposant, on obtient la HMT de la pompe par la formule:

$$HMT = (P_A - P_B)/\rho g + Z_B - Z_A + (v_B^2 - v_A^2)/2g + J_{f,A \rightarrow E} + J_{f,R \rightarrow B} + J_{vanne}$$

La HMT est donc la somme des termes de variation de pression (sur  $\square g$ ), d'élévation, de variation du carré de la vitesse sur  $2g$ , et des pertes de charges totales du circuit au débit retenu.

Remarque: dans de nombreux exercices, on ne tient pas compte de la vanne de réglage.



### Courbe de HMT

La courbe de HMT d'une pompe est généralement donnée par le constructeur. Elle peut être mesurée expérimentalement si on dispose de mesures de pression à l'aspiration et au refoulement de la pompe.

On voit ci-contre un graphique constructeur donnant les courbes de HMT d'une pompe pour différents diamètres de roues et orifices aspiration - refoulement, et ci-dessous pour un autre constructeur le même type de graphique pour deux vitesses de rotation différentes.



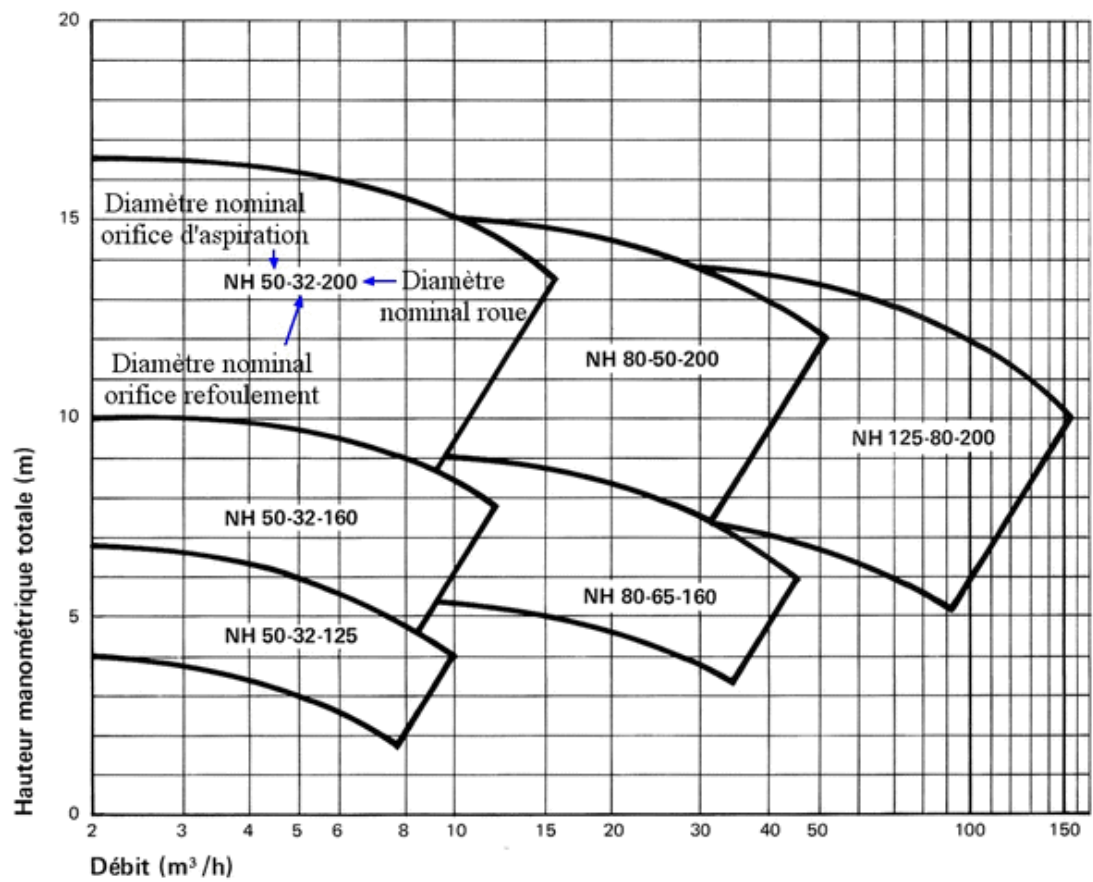
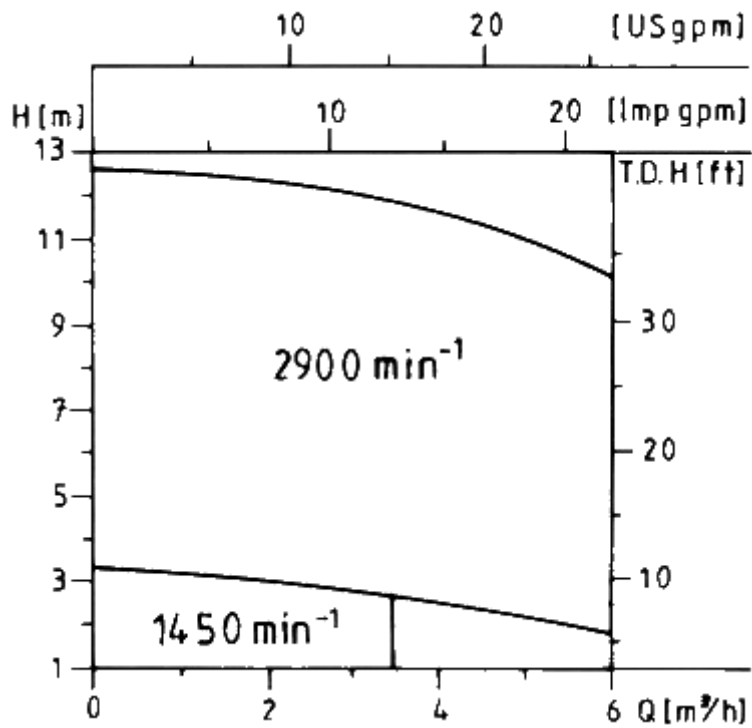
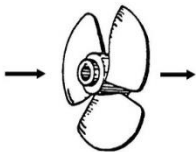
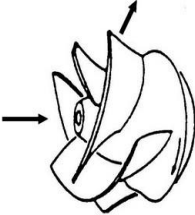
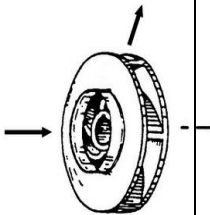
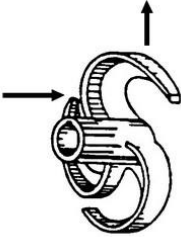
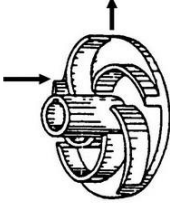
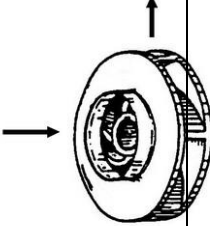

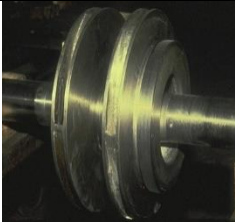



Figure 8.4 Courbe de HMT pour différents diamètres de roue pour une pompe donnée.

**Types de roue pour les pompes centrifuges:** les roues axiales sont plutôt utilisées pour des débits élevés et de faibles HMT. Les roues radiales génèrent des HMT plus élevées pour des débits moindres. Plusieurs roues peuvent être associées en série sur un même arbre de manière à augmenter la HMT globale de la pompe que l'on appelle pompe multicellulaire. On trouve parfois une roue double en parallèle, l'objectif étant alors d'augmenter le débit.

Les roues des pompes centrifuges sont également appelées impulseur, turbine, ou hélice (selon forme)

		
Roue axiale ou hé-	Roue semi-radiale ou hé-	Roue radiale ou
		
Roue ouverte	Roue semi-ouverte	Roue fermée
		
Roue de pompe centrifuge (de type hélico-centrifuge)	Arbre avec double roue radiale pour pompe centrifuge double étage  L'association de deux roues en série sur un même arbre permet  d'augmenter la HMT globale de la pompe	Diffuseur de pompe centrifuge  Son rôle est de canaliser le fluide accéléré par la roue  et de le diriger vers la volute et la tubulure de refoulement.

Courbe NPSH disponible et NPSH requis

## Conception des graphiques

Conception des graphiques Si on ne dispose pas d'un graphique qui nous convienne, on peut facilement s'en confectionner un. Quelques calculs suffisent pour définir l'échelle logarithmique de l'axe des abscisses. On peut calculer la position de chacun des points de repère de l'axe des abscisses à l'aide de la formule suivante :

$$L_i = L_{max} \cdot \left( \frac{\eta_i}{\eta_{max}} \right)^{1.85} \quad 8-2$$

où  $L_i$  : distance entre l'origine et le point de repère  $i$ .

$L_{max}$  : longueur de l'axe des abscisses, de l'origine au point de repère  $\eta_{max}$ .

$\eta_i$  :  $n^{\text{eme}}$  point de repère.

$\eta_{max}$  dernier point de repère

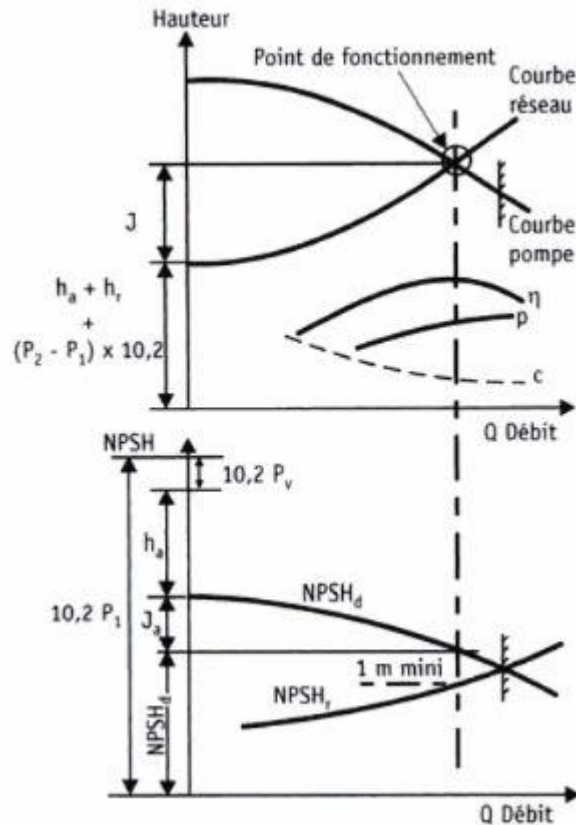
On peut utiliser n'importe quel système d'unité ou unité de mesure pourvu que  $L_i$  et  $L_{max}$  aient la même unité de mesure.

### Le point de fonctionnement

Le point de fonctionnement d'une pompe débitant sur un réseau se trouve à l'intersection de la courbe du réseau (caractéristique ou consigne du réseau) avec la courbe caractéristique  $H - f(Q)$  de la pompe. On en déduit le rendement, la puissance absorbée et la consommation correspondants.

### Vérification du NPSH.

Il faut toujours s'assurer qu'au point de fonctionnement de la pompe, le NPSH disponible est supérieur au NPSH requis d'au moins 1 mètre.



**Figure 8.5** point de fonctionnement d'une pompe débitant sur un réseau.

La pompe doit être choisie de manière à ce que le point de fonctionnement se situe au voisinage du point de rendement maximum, c'est à dire telle que le débit nominal soit voisin du débit d'équipement nécessaire. Il importe de respecter sa valeur inférieure de débit indiquée dans les spécifications techniques. À titre indicatif, celle-ci est de l'ordre de : - 15 % du débit nominal pour les pompes multicellulaires ; - 40 % du débit nominal pour les pompes monocellulaires. Plus les courbes caractéristiques de la pompe sont relativement plates et plus la tolérance de variation de débit (de pression) autour du débit nominal sera grande.

Il faut éviter de faire fonctionner la pompe à débit nul, car cela provoque un échauffement anormal de l'eau dans la pompe et la détérioration de celle-ci.

### **NPSH disponible** (pour " Net Positive Suction Head" en anglais)

Le NPSH disponible pour un circuit et un débit donné correspond, en mCL, à la marge de pression au-dessus de la pression de vapeur saturante du fluide.

Sa formule est donnée par:

$$\text{NPSH}_{\text{dispo}} = P_E / \rho g + v_E^2 / 2g - P^{\circ}_{\text{vap}} / \rho g \text{ soit encore}$$

$$\text{NPSH}_{\text{dispo}} = (P_E - P^{\circ}_{\text{vap}} + 1/2 \rho v_E^2) / \rho g \quad 8-3$$

Lorsque  $P_E$  n'est pas mesuré, on peut le calculer en écrivant l'équation de Bernoulli appliquée entre A et E:

$$P_A/\rho g + Z_A + v_A^2/2g = P_E/\rho g + Z_E + v_E^2/2g + J_{f,A \rightarrow E}$$

soit

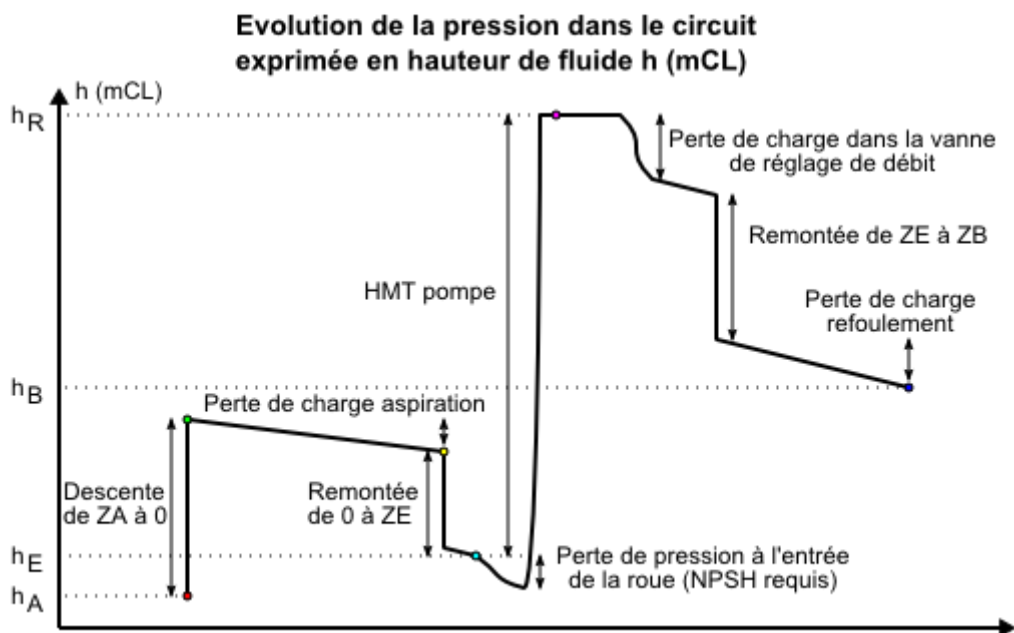
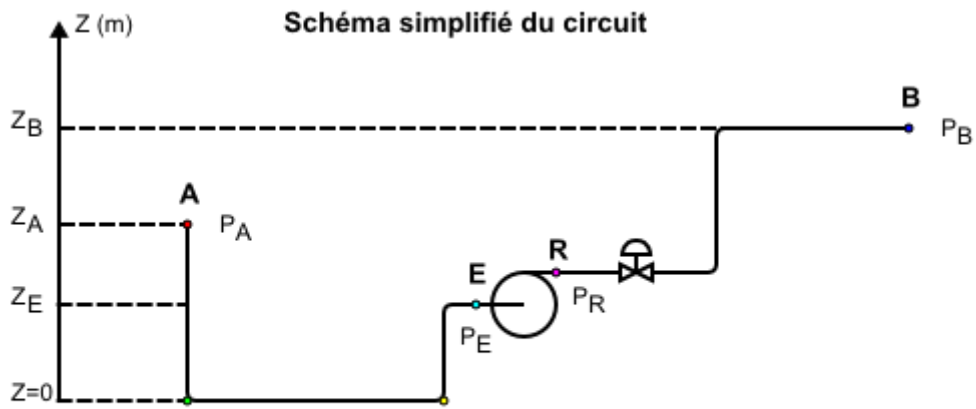
$$P_E/\rho g = P_A/\rho g + Z_A - Z_E + v_A^2/2g - v_E^2/2g - J_{f,A \rightarrow E}$$

soit enfin:

$$NPSH_{\text{dispo}} = (P_A + 1/2 \rho v_A^2 - P_{\text{vap}}^o)/\rho g + (Z_A - Z_E) - J_{f,A \rightarrow E} \quad 8-4$$

Le NPSH disponible représente, en mCL, la pression totale (statique et dynamique) en A, augmentée ou diminuée de la variation d'élévation entre A et E, diminuée de la perte de charge entre A et E et de la pression de vapeur saturante.

Remarque: dans de nombreux cas, on ne tient pas compte de la vitesse en A (bac à niveau constant par exemple)



### NPSH requis pour une pompe

Le NPSH requis est le NPSH disponible minimal que doit avoir la pompe sous peine de cavitation. En effet, la pression statique en E baisse entre l'entrée de la pompe (bride d'aspiration) et l'entrée de la roue, notamment à cause de l'accélération du fluide pompé (une partie de la pression statique en E est ainsi transformée en vitesse).

Le NPSH requis est une donnée constructeur. Il est généralement donné sous forme de courbe en fonction du débit, sur le même graphique que la courbe de HMT. Ses valeurs sont de quelques mètres de colonne de liquide (par ex 4 mCL). Certaines pompe ont un très faible NPSH requis, ce afin de pouvoir limiter le risque de cavitation dans certain montages en aspiration (pompage de puits notamment).

### Pompage d'eau dans un puits

En pratique, une pompe au niveau du sol ne peut pas pomper de l'eau à plus de 7m de profondeur dans un puit sous peine de cavitation. En effet:

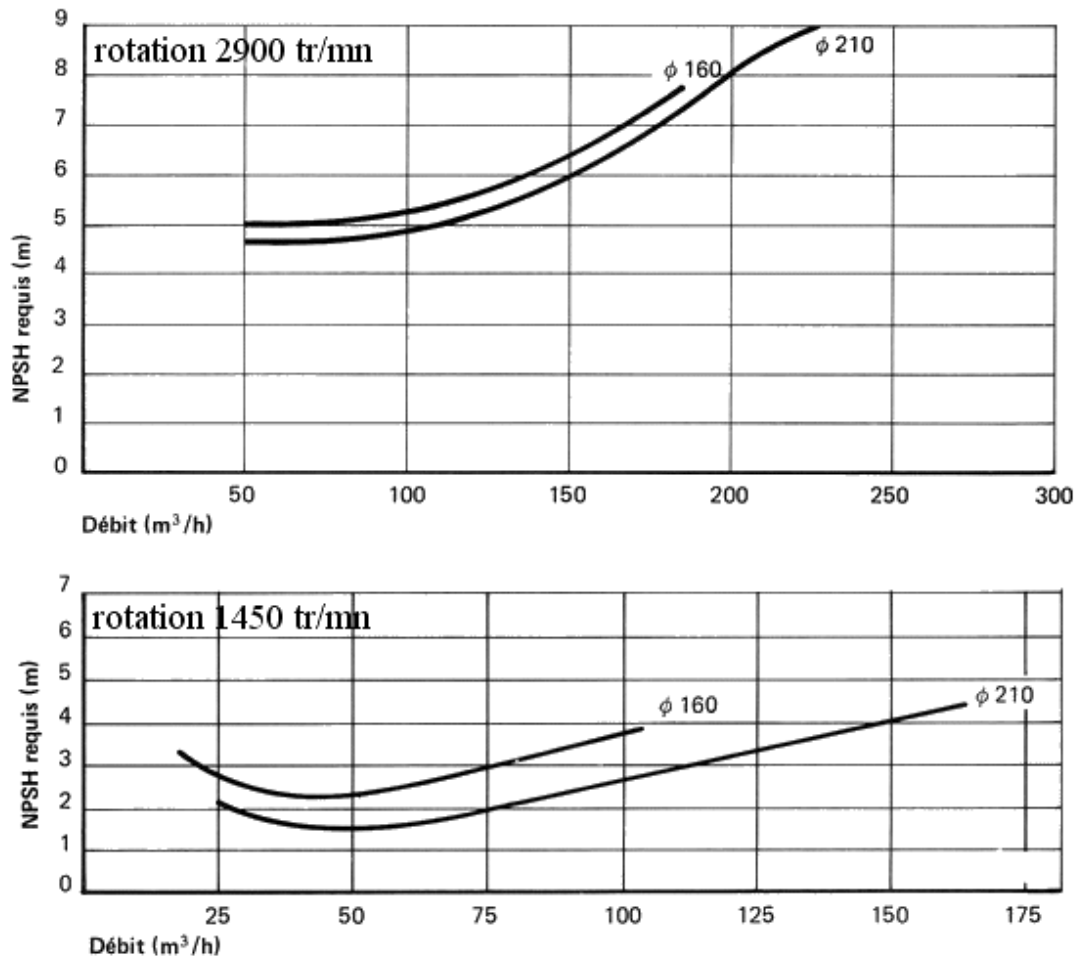
la valeur de  $P_A/\rho g$  vaut  $101325/(1000 \times 9.81) = 10.33 \text{ mCL}$

la pression de vapeur saturante vaut  $P^\circ_{\text{vap}}/\rho g = 2500/(1000 \times 9.81) = 0.25 \text{ mCL}$

en négligeant  $J_{f,A \rightarrow E}$ , on obtient pour le NPSH disponible  $10.33 - 0.25 + (-7 - 0) = 3.08 \text{ mCL}$

ce qui est l'ordre de grandeur du NPSH requis pour la pompe

### NPSH requis pour 2 vitesses de rotation 2 diamètres de roue



### Cavitation

On désigne par cavitation le phénomène d'ébullition de l'eau soumise à des pressions faibles, proches de sa tension de vapeur, les températures pouvant être celles de l'ambiance (cavitation des pompes à eau de puits) ou proches de la température de vaporisation (cavitation des pompes à eau d'alimentation des chaudières de centrale thermique ou de circulation de moteurs thermiques). Ce phénomène d'ébullition est lié aux variations microscopiques de vitesse (turbulence) de l'écoulement de l'eau, de pression et de température. Il est en conséquence instable, c'est-à-dire que l'apparition d'une bulle de vapeur provoquée par la décroissance ponctuelle de la pression au sein du fluide est suivie par une condensation de la vapeur (et donc une contraction de la bulle de vapeur en liquide) lorsque la pression reprend une valeur pour laquelle la vaporisation n'est plus possible dans le contexte de l'état thermodynamique du liquide.

C'est ce phénomène de contraction des bulles de vapeur qui produit la corrosion due à la cavitation. Les ondes émises au cours de la contraction viennent « résonner » à l'intérieur des cavités superficielles microscopiques du métal et provoquent, à la longue, un arrachage de la couche superficielle de métal, qui ne cesse qu'avec la cavitation. Ces ondes ont des fréquences sur tout le spectre et donc génèrent des vibrations et un bruit audible du carter de la pompe. Il existe plusieurs intensités de la cavitation. Faible : en permanence sur l'extrados de la pale qui est en dépression. Forte : dans le sillage de la pale. Très forte : au sein de tout le fluide.

Augmentation du risque de cavitation	Réduction du risque de cavitation
augmentation température d'aspiration (pression de vapeur saturante plus élevée)	baisse température d'aspiration
baisse pression d'aspiration	augmentation pression d'aspiration
pertes de charge à l'aspiration élevée (filtre encrassé, vanne partiellement fermée)	
baisse du niveau du fluide pompé si montage en aspiration (puits, rivière,...)	augmentation du niveau du fluide pompé
augmentation du débit (augmentation des pertes de charge à l'aspiration)	réduction du débit

**Table 8.1** Classement des paramètres ayant une influence sur le NPSH disponible et la cavitation



## References

D. JUNCA ET D. RIBEAUTE, Comment rédiger les bibliographies, Paris: Adventure Works  
1] Press, 2006.

M. BEAUD, Comment préparer et rédiger un mémoire de master, une thèse de doctorat ou  
2] tout autre travail universitaire à l'ère du Net, Grands repères, 2006.

J.-F. RIEU, Rédigez efficacement vos rapports et thèses, ENI, 2012.  
3]

A. Goguel d'Allondans, S. Boutillier, D. Uzunidis et N. Labère, Méthodologies, Studyrama -  
4] Vocatis , 2012.