

## PRESENTATION PEDAGOGIQUE ALLEGEE DES CYCLES THERMODYNAMIQUES ELEMENTAIRES (1)

L'objectif de cette première partie est d'introduire les notions essentielles qu'il importe de bien présenter aux élèves pour qu'ils puissent comprendre et étudier les cycles élémentaires de trois des technologies énergétiques de base : la machine à vapeur, la turbine à gaz et la machine de réfrigération.

Nous parlons de présentation pédagogique allégée car nous cherchons à limiter le plus possible le bagage en mathématique et physique nécessaire à la compréhension de ces cycles, notre objectif étant de les rendre accessible à des lecteurs peu familiers avec le langage des spécialistes de la thermodynamique. Nous montrerons en particulier que l'on peut tout à fait présenter l'essentiel des notions sans faire appel à une grandeur qui peut être difficile à bien maîtriser, l'entropie, que nous n'introduisons que dans une seconde partie.

La machine à vapeur et la turbine à gaz sont des moteurs, destinés à convertir de la chaleur en puissance mécanique, et le réfrigérateur une machine réceptrice, destinée à extraire de la chaleur à une température inférieure à l'ambiance grâce à un apport d'énergie mécanique.

Commençons par une brève description du fonctionnement et de l'architecture de ces machines.

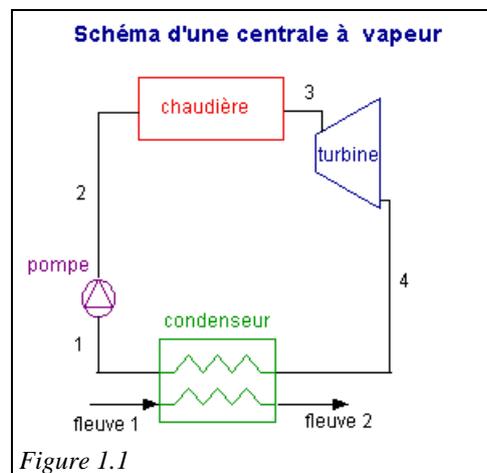
### 1 Architecture des machines étudiées

#### 1.1 Centrale à vapeur

Le cycle de base d'une centrale à vapeur consiste essentiellement en une chaudière où le combustible (solide, liquide ou gazeux) est brûlé générant ainsi de la vapeur (en général surchauffée) qui est ensuite détendue dans une turbine à vapeur dont l'arbre fournit le travail moteur (figure 1.1).

La vapeur sortant de la turbine est totalement liquéfiée (eau) dans un condenseur avant qu'une pompe ne lui redonne la pression de chaudière. L'eau étant comprimée à l'état liquide, le travail de compression est quasiment négligeable devant le travail récupéré sur l'arbre de la turbine.

Le refroidissement du condenseur est assuré par une source froide externe, généralement l'air extérieur ou l'eau d'un fleuve ou de mer, comme indiqué figure 1.1.



La pompe est généralement du type centrifuge, multiétagée car elle doit réaliser un haut rapport de compression.

La chaudière remplit trois fonctions successives et se comporte donc comme un triple échangeur. Elle doit :

- chauffer l'eau d'alimentation pressurisée jusqu'à la température de vaporisation à la pression correspondante ;
- vaporiser l'eau ;
- et enfin la surchauffer à la température désirée.

Les turbines à vapeur sont pour la plupart des turbines axiales multiétagées.

Le condenseur est un échangeur dont la particularité est de travailler en dépression par rapport à l'atmosphère, compte tenu de la faible tension de vapeur de l'eau à la température ambiante

On parle de cycle parce que, parcourant successivement les quatre composants de la centrale, le fluide de travail subit une série de transformations qui l'amènent à se retrouver dans son état initial.

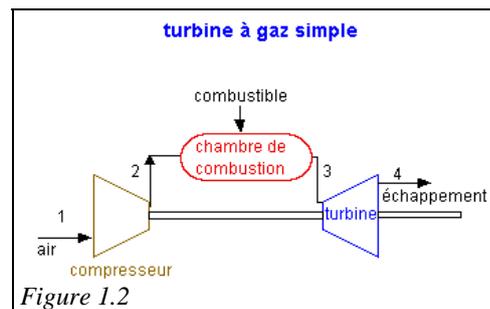
Plus précisément, il s'agit d'un cycle à combustion externe, permettant d'utiliser une grande variété de combustibles (dont l'uranium). Dans la plupart des pays, plus de 90 % du parc des centrales thermiques était jusqu'à récemment composé de telles centrales.

### 1.2 Turbine à gaz

Dans sa forme la plus simple et la plus répandue (figure 1.2), la turbine à gaz est composée de trois éléments :

- un compresseur, généralement centrifuge ou axial, qui sert à comprimer l'air ambiant à une pression comprise dans les machines modernes entre 10 et 30 bar environ ;
- une chambre de combustion, dans laquelle un combustible injecté sous pression est brûlé avec l'air préalablement comprimé (ce dernier en fort excès afin de limiter la température des gaz brûlés en entrée de la turbine) ;
- une turbine, généralement axiale, dans laquelle sont détendus les gaz à haute température sortant de la chambre de combustion. Une partie significative (60 à 70 %) du travail récupéré sur l'arbre de la turbine sert à entraîner le compresseur.

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 thermodynamique, qui reste toujours gazeux, et non du combustible utilisé, qui peut être aussi bien gazeux que liquide (les turbines à gaz utilisent généralement du gaz naturel ou des distillats légers comme du gazole).



Pour atteindre des taux de compression de 20 ou 30, le compresseur est multiétagé, avec parfois une réfrigération intermédiaire destinée à réduire le travail consommé.

La chambre de combustion est normalement construite en alliage réfractaire.

Mais les principales contraintes technologiques se situent au niveau des premiers étages de la turbine de détente, qui sont soumis au flux des gaz d'échappement à très haute température. Les pièces les plus exposées sont en particulier les aubages du rotor, qui sont très difficiles à refroidir et, de plus, particulièrement sensibles à l'abrasion. Il importe donc d'utiliser un combustible très propre (absence de particules et de composants chimiques susceptibles de former des acides), et de limiter la température en fonction des caractéristiques mécaniques des aubages.

Les gaz étant rejetés dans l'atmosphère, il est impropre de parler de cycle. On le fait cependant par abus de langage.

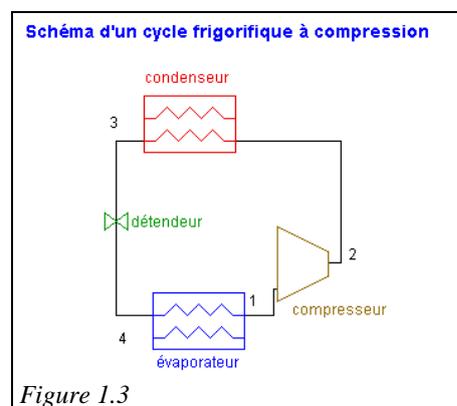
### 2.3 Machine de réfrigération

Dans une installation de réfrigération (figure 1.3), on cherche à maintenir une enceinte froide à une température inférieure à l'ambiante. Le principe consiste à évaporer un fluide frigorigène à basse pression (et donc basse température), dans un échangeur en contact avec l'enceinte froide. Pour cela, il faut que la température du fluide frigorigène soit inférieure à celle de l'enceinte froide. Le fluide est ensuite comprimé à une pression telle que sa température de condensation soit supérieure à la température ambiante. Il est alors possible de refroidir le fluide par échange thermique avec l'air ambiant ou l'eau d'un fleuve ou de mer, jusqu'à ce qu'il devienne liquide. Le liquide est ensuite détendu à la basse pression dans une vanne, sans production de travail, et dirigé dans l'évaporateur. Le cycle est ainsi refermé.

L'évaporateur est généralement, dans un réfrigérateur domestique, formé de deux plaques planes corruguées soudées l'une contre l'autre, le fluide frigorigène circulant dans les canaux formés par les corrugations. Il tapisse le plus souvent le compartiment « congélation » du réfrigérateur (c'est sur lui que se forme la couche de givre). La plaque entre les canaux de passage du fluide sert d'ailette pour augmenter le contact thermique entre le fluide frigorigène et le compartiment froid. Cet évaporateur est relié au reste de la machine par deux canalisations qui traversent la paroi isolante. L'une d'entre elles est reliée à l'aspiration du compresseur, l'autre au détendeur.

Le condenseur est la grille noire située sur la face postérieure du réfrigérateur, constituée d'un tuyau enroulé en serpentin et étayé par des plaques métalliques qui d'une part augmentent les échanges thermiques avec l'air, et d'autre part renforcent la rigidité mécanique. Il est relié à la sortie du compresseur et au détendeur.

Le plus souvent, le compresseur n'est pas directement visible car il est contenu dans un bloc métallique monté sur des coussins en caoutchouc, pour éviter les vibrations, d'où



sortent un fil électrique et deux tuyaux d'entrée et sortie du fluide. Il s'agit d'un compresseur dit hermétique, à piston, qui présente l'avantage que le moteur est directement refroidi et lubrifié par le fluide thermodynamique, ce qui permet de se passer d'huile.

Le détendeur est généralement constitué d'un simple tube capillaire, et quelquefois il s'agit d'un détendeur thermostatique.

## 2 Quatre fonctions élémentaires

Ces machines sont toutes les trois traversées par des fluides thermodynamiques, de l'eau sous forme liquide ou vapeur dans la première, de l'air et des gaz brûlés dans la seconde, un réfrigérant dans la troisième.

Ce qui est particulièrement remarquable, c'est que, même si les solutions techniques mises en œuvre sont très variées comme nous avons pu le voir, ces fluides ne sont soumis qu'à quatre types de transformations distinctes :

- des compressions ;
- des détentes avec production de travail ;
- des détentes sans production de travail ;
- des changements de température (échauffements et refroidissements).

**Quatre fonctionnalités seulement** suffisent ainsi à décrire le fonctionnement de ces machines.

- les compressions peuvent être réalisées le fluide étant liquide ou gazeux. Dans le premier cas le composant est une pompe, dans le second un compresseur ;
- les détentes avec production de travail sont généralement réalisées dans des turbines ;
- les détentes sans production de travail prennent place dans des vannes ou détendeurs ;
- les échauffements peuvent être effectués soit dans des chambres de combustion ou des chaudières, soit dans des échangeurs de chaleur. Les refroidissements se font généralement dans des échangeurs de chaleur.

Ce constat a une portée très générale : dans tous les **moteurs**, le fluide qui circule est successivement comprimé, chauffé, détendu et refroidi, et, dans toutes les **machines réceptrices**, il est comprimé, refroidi, détendu et chauffé.

Notons enfin, et ceci est très important en pratique, que l'écoulement des fluides qui traversent ces composants s'effectue soit de manière cyclique dans les turbines, pompes et compresseurs, soit en continu dans les autres.

Dans ce qui suit, nous montrerons comment caractériser ces transformations sur le plan thermodynamique. Pour cela nous nous intéresserons à une petite quantité de fluide et nous chercherons à déterminer l'évolution de ses propriétés thermodynamiques au cours de ces transformations. Sur le plan pratique, il suffit de connaître ce que l'on appelle son état à l'entrée et à la sortie des composants pour en déduire les performances de la machine complète.

### 3 Notions de système thermodynamique et d'état

Il est à ce stade nécessaire d'introduire la notion de **système thermodynamique**, qui représente une telle quantité de matière isolée de ce que l'on appelle l'**environnement** par une **frontière** réelle ou fictive. Cette notion de système est très générale en physique et se retrouve notamment en mécanique.

La notion **d'état d'un système** représente "l'information minimale nécessaire à la détermination de son comportement futur". Cet état est défini par ce que l'on appelle un jeu de variables d'état permettant de complètement caractériser ce système à un instant donné.

En mécanique, les grandeurs de position et la vitesse déterminent l'état d'un système.

Pour la thermodynamique, il existe bien évidemment plusieurs ensembles répondant à cette définition. Les plus utilisés dans la littérature sont les couples suivants : (pression, température), (pression, volume), (température, volume).

Une **fonction d'état** est une grandeur dont la valeur ne dépend que de l'état du système, et non pas de son histoire.

En thermodynamique, on est plus précisément amené à distinguer deux types de systèmes : les **systèmes fermés**, qui n'échangent pas de matière avec l'environnement, et les **systèmes ouverts** qui en échangent.

La présentation qui a été faite précédemment du fonctionnement des composants qui interviennent dans les machines que nous désirons étudier a montré qu'ils opèrent en système ouvert, étant tous traversés par des fluides.

Cette distinction est importante car les propriétés thermodynamiques ne s'expriment pas de la même manière en système fermé et en système ouvert.

### 4 Echanges d'énergie entre un système thermodynamique et l'environnement

Il est fondamental de bien noter que les systèmes thermodynamiques mis en jeu dans les composants qui nous intéressent n'échangent de l'énergie avec l'environnement que sous **deux** formes bien distinctes :

- de la chaleur, par échange thermique aux frontières du système. Elle est généralement notée  $Q$  ;
- du travail, par action des forces de pression sur ces frontières, le travail des forces de pesanteur pouvant être négligé. Ce travail est généralement noté  $W$  en système fermé, et  $\tau$  en système ouvert.

On peut par ailleurs assez facilement montrer que, pour une évolution élémentaire, en système ouvert,  $\tau$  et  $Q$  sont donnés par les expressions suivantes :

$$\delta\tau = v dP$$

$$\delta Q = C_p dT - v dP$$

Cette dernière relation exprime simplement un fait expérimental essentiel, base de la thermodynamique des fluides compressibles : la chaleur  $\delta Q$  échangée avec l'extérieur se traduit par une modification linéaire de l'état thermodynamique du système.

### 5 Conservation de l'énergie : premier principe de la thermodynamique

La loi fondamentale qui gouverne le comportement des systèmes thermodynamiques est celle de la conservation de l'énergie, connue sous le nom de premier principe.

Elle s'exprime, pour un système fermé, sous la forme suivante : l'énergie contenue dans un système isolé ou qui évolue selon un cycle fermé reste constante, quelles que soient les transformations qu'il subit. Les différentes formes que peut prendre l'énergie d'un système : énergie mécanique, énergie calorifique, énergie potentielle, énergie cinétique... sont ainsi toutes équivalentes entre elles au sens du premier principe. Dans notre cas rappelons-le, seuls la chaleur et le travail seront pris en compte.

Appelant  $W$  le travail des forces de pression extérieures et  $Q$  la chaleur échangée avec l'environnement et en négligeant les énergies cinétiques mises en jeu, le premier principe peut s'écrire pour un système fermé sous la forme :

$$\Delta u = W + Q$$

$u$  est une grandeur appelée **énergie interne** massique du système. C'est une fonction d'état.

Sous cette forme, cette loi est très intuitive et facilement acceptée par les élèves : c'est une loi de conservation qui stipule que l'énergie ne se perd ni se crée, tout comme la masse.

L'énergie interne n'a cependant de sens que si le système est fermé, et demande à être généralisée lorsqu'on s'intéresse à un système cyclique dans lequel entre et/ou d'où sort de la matière.

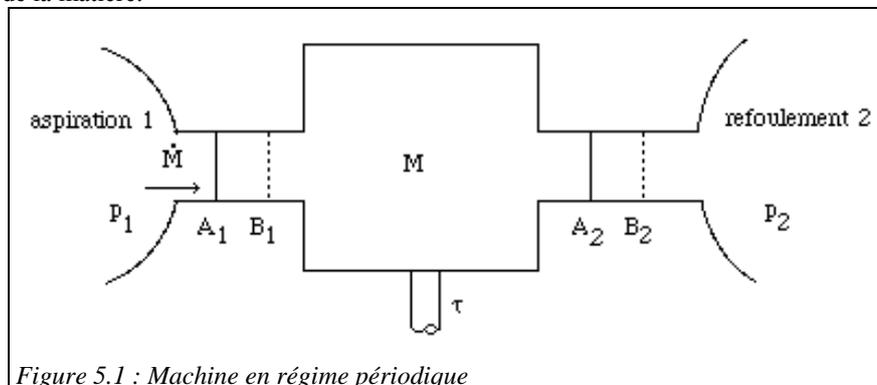


Figure 5.1 : Machine en régime périodique

Le principe du raisonnement consiste à suivre l'évolution d'un volume de contrôle fermé, et à calculer le travail des forces externes qui s'exerce pendant un cycle sur l'ensemble de ses frontières, en distinguant les sections de passage des fluides ( $A_1$  et  $A_2$  au temps  $t_0$ , devenant  $B_1$  et  $B_2$  au temps  $t_0 + \Delta t$  dans la figure 5.1), les parois fixes, qui bien

évidemment ne produisent ni ne reçoivent aucun travail, et les parois mobiles, au niveau desquelles s'exerce un certain travail  $\tau$ , que l'on appelle "**travail utile**".

On peut montrer que, pour des machines cycliques, ce qui est bien le cas de celles qui interviennent dans les cycles que nous étudions, ce travail appelé travail de transvasement, est égal à  $-\Delta(Pv)$ .

On a donc  $W = \tau - \Delta(Pv)$

En faisant apparaître une grandeur  $h$  appelée **enthalpie** telle que  $\Delta h = \Delta u + \Delta(Pv)$ , le premier principe s'écrit, en système ouvert :

$$\Delta h = \tau + Q$$

La généralisation du premier principe aux systèmes ouverts s'exprime sous la forme suivante : la variation d'enthalpie d'un système ouvert est égale à la somme du travail utile s'exerçant sur les parois mobiles et de la chaleur échangée avec l'extérieur.

L'enthalpie apparaît ainsi simplement comme la généralisation aux systèmes ouverts de l'énergie interne pour les systèmes fermés. Sur le plan pratique, c'est bien ainsi qu'il suffit de considérer cette fonction d'état : il s'agit de l'énergie associée au système considéré, ni plus ni moins.

Notons que dans cette présentation, nous avons commencé par énoncer le premier principe en système fermé, considérant que les élèves en avaient déjà entendu parler. Si ce n'est pas le cas, il est possible de directement l'énoncer en système ouvert.

## 6 Application aux quatre fonctions élémentaires identifiées précédemment

Nous allons montrer dans cette section que la variation d'enthalpie du fluide qui les traverse suffit pour déterminer l'énergie mise en jeu dans ces quatre transformations élémentaires.

### 6.1 Compressions et détente avec travail

Les détente peuvent être effectuées avec et sans travail. Dans le premier cas, la machine la plus généralement utilisée est la turbine. Dans le second cas, il s'agit d'une simple vanne ou d'un filtre, dont l'étude est faite section 6.2.

Les machines réalisant la compression ou la détente d'un fluide ont une conception très compacte pour des raisons de poids, d'encombrement et de coût. Pour les mêmes raisons, elles tournent très vite (plusieurs milliers de tours par minute). Chaque parcelle de fluide y séjourne très peu de temps.

Par ailleurs, les fluides mis en jeu dans les compresseurs et turbines sont très souvent des gaz dont les coefficients d'échange thermique ont des valeurs faibles.

Les courts temps de séjour, les petites surfaces de contact fluide-paroi, et les faibles coefficients d'échange font que l'échange de chaleur est minime et que **le fonctionnement de ces machines est pratiquement adiabatique** :  $Q = 0$ .

Dans une machine adiabatique de compression ou détente, le travail utile  $\tau$  est donc égal à la variation d'enthalpie du fluide  $\Delta h$ .

### 6.2 Détentes sans travail : vannes, filtres

Il existe une classe d'appareils, comme le détendeur de la machine de réfrigération, où  $\tau$  et  $Q$  sont nuls tous les deux, ainsi donc que  $\Delta h$  : ce sont les détendeurs statiques tels que vannes, filtres... La transformation correspondante s'appelle un **laminage isenthalpique**.

### 6.3 Echanges de chaleur

Les composants appelés à transférer de la chaleur d'un fluide à un autre nécessitent de grandes surfaces d'échange, les flux thermiques leur étant proportionnels. Des considérations techniques et économiques amènent à adopter des dispositifs purement statiques. Par exemple, de grands faisceaux de tubes en parallèle, parcourus intérieurement par un fluide pendant que l'autre circule à l'extérieur.

**$\tau$  est alors nul en raison de l'absence de parois mobiles.**

Lors d'un échange de chaleur, la chaleur  $Q$  cédée ou fournie par un fluide à l'autre est donc égale à sa variation d'enthalpie  $\Delta h$ .

### 6.4 Chambres de combustion, chaudières

Dans une chambre de combustion ou une chaudière, il n'y a pas non plus de parois mobiles, et  $\tau = 0$ .

La chaleur  $Q$  cédée au fluide qui la traverse est égale à sa variation d'enthalpie  $\Delta h$ .

## 7 Evolutions de référence

La section précédente a montré que la détermination de la variation d'enthalpie du fluide qui les traverse suffit pour calculer l'énergie mise en jeu dans ces quatre transformations élémentaires.

Mais cette information n'est pas suffisante pour les caractériser complètement. L'analyse physique de leur comportement permet de mettre en évidence les évolutions de référence correspondant au fonctionnement de composants qui seraient parfaits.

Il est ensuite possible de caractériser la transformation réelle en introduisant un facteur d'imperfection, souvent appelé rendement ou efficacité, qui exprime ses performances par rapport à celle de l'évolution de référence. Cette manière de faire facilite grandement la compréhension des transformations subies par les fluides.

Le choix des évolutions de référence est basé sur l'analyse physique des phénomènes qui prennent place dans les composants : il s'agit d'un choix de modélisation tout à fait essentiel.

Enfin, comme nous le verrons, l'évolution de référence se révèle très utile lorsque l'on cherche à représenter graphiquement le cycle étudié dans un diagramme thermodynamique.

### 7.1 Compressions et détente avec travail

Nous avons vu section 6.1 que les compresseurs et turbines sont des machines dont les échanges de chaleur avec l'extérieur sont généralement négligeables, que l'on qualifie

d'adiabatiques. L'évolution de référence pour une compression ou détente avec travail est donc l'adiabatique parfaite ou réversible<sup>1</sup>. Son équation peut être obtenue en intégrant l'équation différentielle exprimant que la chaleur échangée est nulle à tout moment, soit  $0 = C_p dT - v dp$ . Pour un gaz parfait, pour lequel  $Pv = rT$ , la courbe correspondante s'obtient très facilement. Elle est donnée par la loi  $Pv^\gamma = Cste$ , avec  $\gamma = C_p/C_v$ .

#### 7.2 Détentes sans travail : vannes, filtres

Une détente sans travail ou laminage conservant l'enthalpie ( $\Delta h = 0$ ), l'évolution de référence est l'isenthalpique.

#### 7.3 Echanges de chaleur

En première approximation, les échanges thermiques peuvent être supposés isobares, les pertes de charge étant relativement faibles. L'évolution de référence est donc l'isobare.

#### 7.4 Chambres de combustion, chaudières

De la même manière, les chambres de combustion et les chaudières peuvent généralement être considérées comme isobares. La combustion a donc lieu à pression constante, ce qui surprend toujours un certain nombre d'élèves, convaincus que la combustion élève la pression, même en système ouvert.

Pour illustrer ce propos, considérons un exemple assez répandu de chaudière : la chaudière au gaz murale d'un appartement. La pression y demeure la même dans chacun des deux fluides, que ce soit le circuit d'eau chaude à une pression de 1 à 3 bars, ou le circuit d'air et des fumées, bien évidemment à la pression atmosphérique...

## 8 Rappels succincts sur les propriétés des corps purs

Rappelons qu'un corps pur peut se présenter sous l'une ou plusieurs des trois phases solide, liquide ou gazeuse. Lorsqu'on chauffe un liquide à pression constante bien choisie, il se transforme en vapeur, et on parle de vaporisation. La température à laquelle cette transformation se réalise dépend de la pression exercée sur le corps considéré. Elle reste **constante** tant que la vaporisation n'est pas complète, c'est-à-dire tant que le titre  $x$  est compris entre 0 et 1. Rappelons qu'on appelle titre  $x$  d'un mélange diphasique d'un corps pur le rapport de la masse de vapeur à la masse totale (vapeur + liquide).

Pour que ce changement de phase puisse se réaliser, il est nécessaire de fournir ou de retirer de l'énergie, appelée **chaleur latente de changement d'état**. Au cours de la vaporisation, on observe des variations importantes du volume spécifique, la vapeur étant de l'ordre de 600 à 1000 fois moins dense que le liquide. Cette modification de volume spécifique se fait à **pression et température constantes**.

---

<sup>1</sup> Nous qualifierons pour le moment de réversible une transformation sans échange de chaleur avec l'extérieur et sans pertes par frottement. Cette définition sera affinée dans la seconde partie de cette présentation allégée

Le **point critique** représente l'état où la phase de vapeur pure a les mêmes propriétés que la phase de liquide pur. A des températures et pressions plus élevées (supercritiques), il n'est pas possible d'observer une séparation entre les phases liquide et gazeuse : le ménisque de surface qui sépare les phases liquide et vapeur disparaît au point critique.

On appelle gaz idéal un gaz dont l'énergie interne et l'enthalpie ne dépendent que de la température, ce qui permet de simplifier sa modélisation : son équation d'état est  $Pv = rT$ .

Beaucoup de fluides thermodynamiques en phase vapeur peuvent être assimilés à des gaz idéaux, dans un large domaine de températures et de pressions. Il faut notamment que la combinaison température-pression s'écarte suffisamment de la zone de condensation possible (c'est-à-dire que la pression ne soit pas "trop" élevée, ni la température "trop" basse). De telles conditions sont couramment réalisées pour des gaz dits "permanents" tels que, à pression et température ambiantes, l'hydrogène, l'oxygène, l'azote, le mélange oxygène-azote qui constitue l'air sec...

## 9 Retour sur la notion d'état, choix des variables d'état à considérer

Maintenant que nous avons introduit le premier principe, établi son expression enthalpique et montré combien simplement il s'applique aux quatre évolutions élémentaires que subissent les fluides dans les machines qui nous intéressent, nous pouvons discuter des avantages et inconvénients des différentes variables d'état que l'on peut envisager utiliser.

Nous avons vu qu'il existe plusieurs jeux de variables d'état pouvant servir à caractériser un système thermodynamique. Les plus « naturelles » sont la température, la pression et le volume, mais d'une part il en existe d'autres, comme l'enthalpie que nous venons de définir, et d'autre part elles ne sont pas pleinement satisfaisantes compte tenu des nos objectifs, comme nous allons le montrer.

La **pression P** est fondamentale, à la fois parce qu'elle intervient directement dans les contraintes mécaniques auxquelles sont soumis les composants, et parce que, comme nous l'avons vu, l'évolution de référence pour les échauffements et refroidissements de fluide est l'isobare.

La **température T** est elle aussi essentielle, mais, à la différence de la précédente, l'isotherme ne correspond à aucune des évolutions qui nous intéressent.

Par ailleurs, **le couple (P, T)** ne suffit pas à représenter l'évolution subie par un fluide lorsqu'il change d'état, les deux variables étant liées par la loi de pression ou température saturante : il manque le titre en vapeur  $x$ .

Le **volume v** n'intervient que très peu dans les analyses qui nous intéressent, même en système fermé, car l'existence de parois mobiles fait que le volume change. En fait, son principal intérêt pratique est de permettre le dimensionnement des sections de passage.

**L'enthalpie h** est une variable fondamentale elle aussi, car elle est directement liée aux échanges d'énergie qui prennent place dans les machines. Pour les gaz parfaits, c'est une fonction affine de la température, qui s'en déduit donc très facilement. Pour les fluides réels, dans la zone d'équilibre liquide-vapeur, elle fournit de surcroît l'information sur le

titre. Enfin, rappelons que l'isenthalpe est l'évolution de référence d'une détente sans travail.

Pour nos besoins actuels, dans le cadre de cette présentation pédagogique allégée, ces analyses suffisent pour nous permettre de conclure que **le couple (P, h)** constitue un jeu de variables d'état particulièrement intéressant. Nous en verrons les implications lorsque nous chercherons à représenter graphiquement les cycles des machines que nous étudions, c'est-à-dire leurs évolutions dans des diagrammes thermodynamiques.

L'analyse des transformations subies par les fluides lors des compressions et détentes avec travail nous a montré que l'évolution de référence est l'adiabatique réversible, dont nous avons indiqué qu'elle suit pour un gaz parfait la loi  $Pv^\gamma = \text{Const}$ .

Signalons en passant, mais sans insister compte tenu de notre souci de simplicité, que cette loi est celle de **l'isentropique**. **L'entropie s** est elle aussi une fonction d'état très utilisée en thermodynamique, notamment parce que l'isentropique est l'évolution de référence en matière de compression et détente.

## 10 Diagrammes thermodynamiques

Les systèmes thermodynamiques auxquels nous nous intéressons peuvent être caractérisés par la donnée de deux variables d'état : on dit qu'ils sont bivariants. Cela signifie que leurs propriétés thermodynamiques peuvent être représentées graphiquement dans un plan, sous forme de diagramme thermodynamique.

En mettant en évidence les évolutions de référence des transformations subies par les fluides et en permettant de les calculer, au moins de manière approximative, les diagrammes font partie des outils de base du thermodynamicien. Leur intérêt est double :

- permettre de représenter graphiquement les cycles ;
- faciliter l'estimation de l'état thermodynamique des différents points du cycle.

Du fait des possibilités offertes par les progiciels de calcul des propriétés des fluides qui sont de plus en plus répandus, le second intérêt a tendance à diminuer tandis que le premier conserve toute son actualité. Visualiser sur un diagramme un cycle calculé à l'aide d'un outil informatisé permet notamment de s'assurer qu'il ne comporte pas de point aberrant dû à une erreur lors de l'entrée des données...

Un diagramme se présente sous forme d'un graphique plan comportant le tracé d'un certain nombre de courbes remarquables, notamment des familles d'isovaleurs des fonctions d'état.

### 10.1 Différents types de diagrammes

Sur le plan pratique, les principales transformations que l'on rencontre dans les processus industriels mettant en jeu des fluides purs sont, comme nous l'avons vu, des compressions, des détentes, des échanges de chaleur et des laminages.

Il est clair que la température T, la pression P et le titre en vapeur x sont des variables d'état dont la connaissance est nécessaire pour l'étude de ces processus et la conception des équipements.

Les remarques précédentes montrent que l'enthalpie  $h$  est aussi très importante. Enfin, la connaissance du volume massique  $v$  est nécessaire pour dimensionner les conduits, puisque c'est elle qui permet de passer du débit-masse au débit-volume.

En conclusion, les grandeurs les plus intéressantes sur le plan pratique sont  $T$ ,  $P$ ,  $h$ , et des informations complémentaires sur  $x$  et  $v$  peuvent être nécessaires. C'est donc parmi les trois premières que sont choisies les abscisses et les ordonnées des diagrammes que nous pouvons considérer (rappelons que nous excluons ici l'entropie).

Le couple  $(T, h)$  est rarement retenu, car les isobares et les adiabatiques réversibles  $y$  sont représentées par des courbes présentant des points d'inflexion qui en rendent l'usage délicat. De plus, les variations de  $T$  et  $h$  sont proportionnelles lorsque le fluide suit la loi des gaz idéaux.

Sauf pour les gaz permanents, c'est-à-dire dont l'état est très éloigné de leurs conditions de saturation, le couple  $(T, P)$  est insuffisant, car  $T$  et  $P$  sont liés par la loi de vapeur saturante dans la zone d'équilibre liquide-vapeur. Il serait en revanche tout à fait utilisable pour représenter le cycle de la turbine à gaz.

Le couple  $(P, h)$  est de plus en plus employé, généralement avec une échelle logarithmique pour les pressions. Il correspond au diagramme dit « des frigoristes » parce que ce sont eux qui en ont généralisé l'usage, et sera étudié plus loin.

Enfin, le couple  $(P, v)$ , diagramme de Clapeyron, présente un intérêt pédagogique certain, surtout pour l'étude des transformations en système fermé. Son inconvénient principal est sa faible lisibilité, la zone des vapeurs étant réduite et les fonctions énergétiques n'apparaissant pas directement.

En conclusion, pour cette présentation pédagogique allégée ne faisant pas appel à l'entropie, le couple  $(P, h)$  apparaît bien adapté.

### 10.2 Diagramme $(h, \ln(P))$ , dit des frigoristes

Dans le diagramme dit des frigoristes (figure 10.1), on porte en abscisse l'enthalpie, et en ordonnée la pression, le plus souvent selon une échelle logarithmique.

Son sommet correspond au point critique, la partie gauche, ascendante, représente l'ébullition commençante (courbe de bulle), et sa partie droite, descendante, la vapeur saturée (courbe de rosée). Sous cette courbe se trouve le domaine de l'équilibre diphasique liquide-vapeur, et, dans le reste du plan, celui du fluide simple.

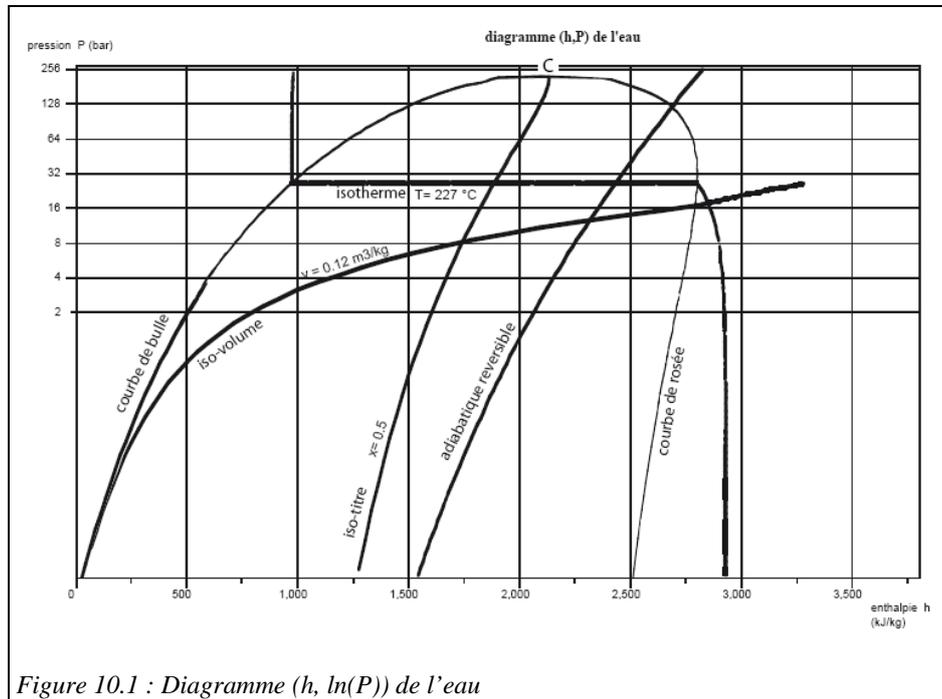


Figure 10.1 : Diagramme  $(h, \ln(P))$  de l'eau

Pour que ce diagramme soit utilisable, on l'équipe avec les adiabatiques réversibles, les isothermes, les isovolumes, et, dans la zone mixte, les courbes d'iso-titre.

Dans la zone "liquide", à gauche du diagramme, les isothermes ont une pente négative très forte : la compression d'un liquide met en jeu un travail très faible.

Dans le domaine diphasique, la pression et la température sont liées par la loi de pression saturante, et les isothermes sont horizontales. L'enthalpie croît énormément, correspondant à la chaleur latente de vaporisation qu'il faut fournir au fluide.

Dans la zone située à droite de la courbe de vaporisation, les isothermes sont des courbes descendantes, qui se rapprochent de verticales pour les valeurs des faibles pressions. En effet, le comportement de la vapeur se rapproche alors de celui d'un gaz idéal, dont l'enthalpie ne dépend que de la température.

Un échauffement ou un refroidissement (isobare) se traduit dans ce diagramme par un segment horizontal, une détente sans travail (isenthalpique) par un segment vertical.

Une adiabatique réversible est une courbe ascendante dont la pente est égale à l'inverse du volume massique. Elles sont donc beaucoup moins inclinées dans la zone vapeur que dans la zone liquide.

## 11 Représentation graphique de cycles dans le diagramme (h, ln(P))

Nous allons maintenant expliquer comment tracer dans le diagramme (h, ln(P)) les cycles de la centrale à vapeur et de la machine de réfrigération. Nous supposons dans un premier temps que les compressions et détente sont parfaites, c'est-à-dire suivent des adiabatiques réversibles, puis nous indiquerons comment prendre en compte les irréversibilités dans ces machines.

Sur le plan pratique, les activités proposées dans cette section devraient être faites à la main, les élèves disposant de diagrammes sur papier. Ceux-ci peuvent être soit imprimés directement à partir de Thermoptim, mais leur précision n'est pas très grande, soit obtenus dans le commerce ou dans des ouvrages spécialisés.

Nous n'avons pas encore précisé les données numériques relatives à ces cycles. Nous allons le faire maintenant, en choisissant des valeurs facilement représentables, et les construire pas à pas dans ce diagramme.

Nous ne chercherons pas à représenter le cycle de la turbine à gaz pour deux raisons : d'une part parce que les diagrammes (h, ln(P)) des gaz sont peu utilisés en pratique, et d'autre part parce que l'estimation des propriétés thermodynamiques des produits de combustion demande des précautions particulières. A notre sens il est beaucoup plus simple pour un non spécialiste de directement modéliser la machine avec un outil comme Thermoptim comme indiqué section 12, et le tracé du cycle dans un diagramme ne s'impose pas toujours.

### 11.1 Centrale à vapeur

Au point 1 en sortie de condenseur (figure 11.1), l'eau est à l'état liquide, à une température d'environ 27 °C, sous une faible pression (0,0356 bar). Sur la figure 11.1, le point est facile à repérer, à l'intersection de l'isotherme  $T = 27\text{ °C}$  et de la courbe de saturation.

La pompe la comprime à environ 128 bar, ce qui représente un rapport de compression considérable (de l'ordre de 3600).

La température  $T$  restant sensiblement constante pendant la compression (1- 2) le point 2 se situe à l'intersection de l'isotherme  $T = 27\text{ °C}$  et de l'isobare  $P = 128\text{ bar}$  (horizontale d'ordonnée 128 bar).

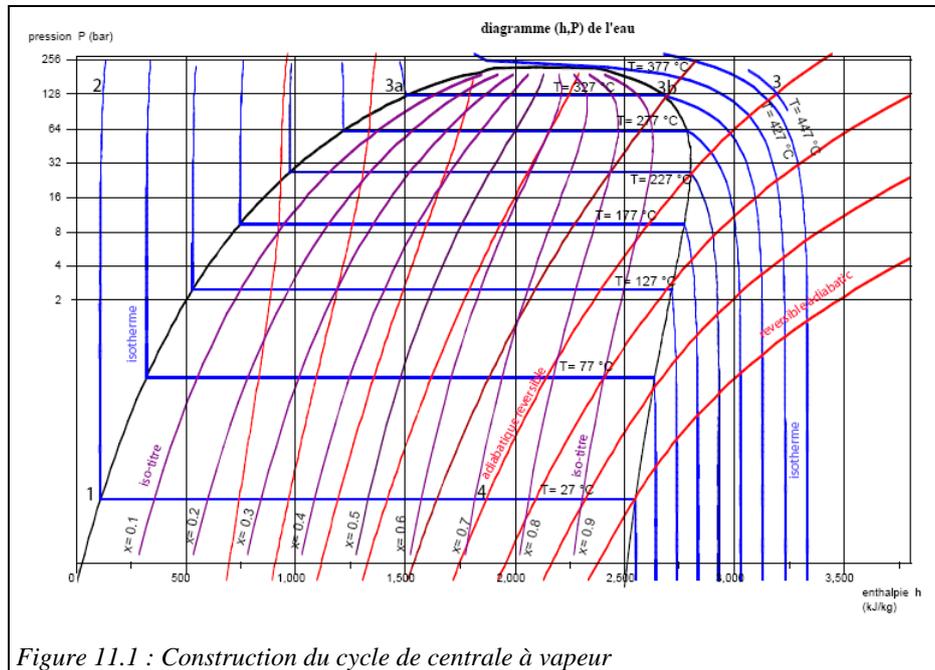


Figure 11.1 : Construction du cycle de centrale à vapeur

L'eau sous pression est ensuite portée à haute température dans la chaudière, l'échauffement comportant les trois étapes suivantes :

- chauffage du liquide de près de 27 °C à environ 330 °C, juste au-dessus de l'isotherme  $T = 327$  °C, température de début d'ébullition à 128 bar : évolution (2-3a). Le point 3a se trouve sur la courbe de vaporisation cette même isobare ;
- vaporisation à température constante 330 °C : évolution (3a-3b). La vaporisation s'effectuant à pression et température constantes, elle se traduit sur le diagramme par un segment horizontal 3a-3b. Le point 3b se trouve donc sur la branche descendante de la courbe de vaporisation, ou courbe de rosée, à son intersection avec la droite horizontale de pression 128 bar ;
- surchauffe de 330 °C à 447 °C : évolution (3b-3). Le point 3 est encore par hypothèse à la même pression, mais à une température  $T_3$  de 447 °C. Il se trouve donc à l'intersection de l'horizontale  $P = 128$  bar et de l'isotherme  $T = 447$  °C (représentée uniquement partiellement sur la figure).

Le point 3 se trouve par ailleurs sur une courbe inclinée à concavité tournée vers le bas correspondant à une adiabatique réversible.

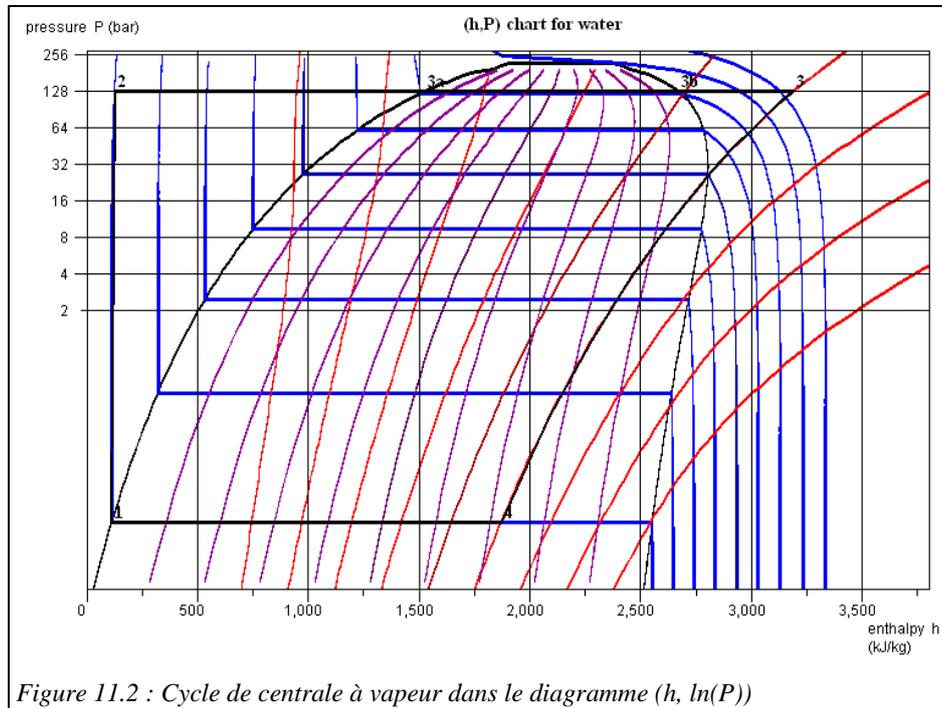


Figure 11.2 : Cycle de centrale à vapeur dans le diagramme  $(h, \ln(P))$

L'évolution (3-4) est une détente adiabatique réversible de 128 bar à 0,0356 bar. Le point étant dans la zone mixte, cette dernière est confondue avec l'isotherme  $T = 27\text{ °C}$ . Le point 4 est donc à l'intersection de la courbe inclinée à concavité tournée vers le bas et de cette isotherme. Son titre  $x$  est compris entre 0,7 et 0,8. Par interpolation linéaire on peut l'estimer égal à 0,72.

Les enthalpies des points peuvent être directement lues en projetant ces différents points sur l'axe des abscisses, et les énergies mises en jeu s'en déduisent facilement. Ceci permet notamment de déterminer le rendement du cycle. Le tableau 11.1 fournit ces valeurs.

Notons que la lecture dans ce diagramme du travail de compression est très imprécise et qu'il est préférable de l'estimer à partir de l'intégration de  $\delta\tau = v\,dP$ , très facile à effectuer,  $v$  étant constant. Il vaut donc  $\Delta h = v\,\Delta P$ ,  $P$  étant exprimé en Pa.

Comme on le voit sur cet exemple, la représentation du cycle dans le diagramme  $(h, \ln(P))$  est très parlante sur le plan physique : les échanges de chaleur, quasiment isobares, correspondent aux segments horizontaux, et les compressions et les détentes sont des adiabatiques réversibles, d'autant moins pentues que l'on s'écarte de la zone liquide. La figure 11.2 montre le cycle dans l'écran habituel de Thermoptim, les points étant reliés.

point	débit (kg/s)	h (kJ/kg)	
1	1	113	
2	1	126	
3a	1	1524	
3b	1	2672	
3	1	3189	
4'	1	1870	
transformation	$\tau$ (kW)	Q (kW)	$\Delta h$ (kW)
(1-2)	13		13
(2-3a)		1398	1398
(3a-3b)		1148	1148
(3b-3)		517	517
(3-4)	-1319		-1319
(4-1)		-1757	-1757
<b>cycle</b>	<b>-1306</b>	<b>1306</b>	
<b>rendement énergétique</b>		42,64 %	

Le rendement est ici le rapport du travail mécanique produit à la chaleur fournie par la chaudière.

Dans la réalité, la turbine n'est pas parfaite, et la détente suit une adiabatique non réversible. On a coutume de caractériser la transformation réelle par un rendement isentropique  $\eta$ , défini dans le cas d'une turbine comme le rapport du travail réel au travail de la détente réversible. Sa valeur est typiquement voisine de 0,85 à 0,9 dans les applications courantes.

Pour trouver le point 4' réel, on détermine la valeur du travail  $\tau_s$  mis en œuvre dans la machine parfaite, on le multiplie par  $\eta$ , ce qui donne la valeur du travail réel  $\tau$ .

L'enthalpie du point 4' est égale à celle du point 3 moins  $\tau$ .

Dans le cas présent, en prenant  $\eta = 0,9$ , on a :

$$\tau_s = h_3 - h_4 = 1319 \text{ kJ/kg/K}$$

$$\tau = \eta \tau_s = 0,9 \cdot 1319 = 1187$$

$$h_{4'} = 3199 - 1187 = 2002 \text{ kJ/kg/K}$$

Le point 4', qui est toujours dans la zone d'équilibre liquide-vapeur, se situe donc sur l'isobare  $P = 0,0356 \text{ bar}$ , ou ce qui revient au même sur l'isotherme  $T = 27 \text{ }^\circ\text{C}$ , à l'abscisse  $h = 2002 \text{ kJ/kg/K}$ . La figure 11.3 montre la nouvelle allure du cycle (le cycle précédent est représenté en tiretés).

Nous n'avons pas ici tenu compte des pertes de charge dans les échangeurs. Il serait bien sûr possible de le faire, en opérant sur le même principe que ce qui a été indiqué, et en modifiant les pressions entre les entrées et les sorties des échangeurs de chaleur.

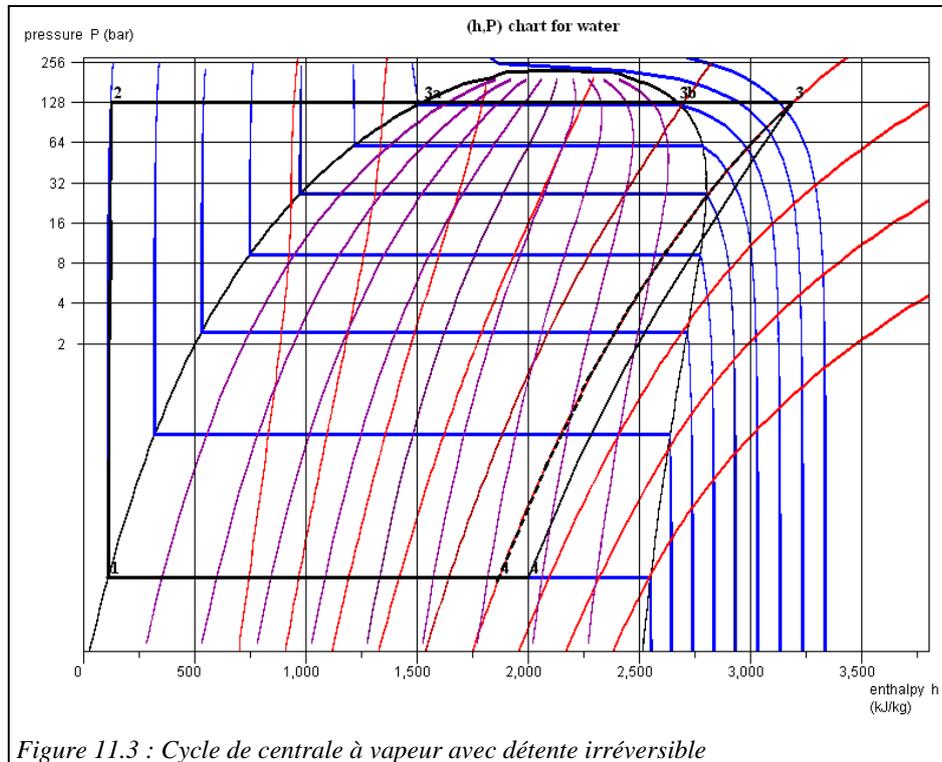


Figure 11.3 : Cycle de centrale à vapeur avec détente irréversible

### 11.2 Machine de réfrigération

Le cycle de réfrigération par compression de R134a fonctionne entre une pression d'évaporation de 1,78 bar et une pression de condenseur de 12 bar.

Au point 1, en sortie d'évaporateur, le fluide est entièrement vaporisé, et donc à l'intersection de la courbe de saturation et de l'isobare  $P = 1,78$  bar, ou, ce qui revient au même, de l'isotherme  $T = -13$  °C.

Il est ensuite comprimé jusqu'à 12 bar en suivant une compression adiabatique réversible. Le point 1 se situant à peu près au tiers de la distance qui sépare deux adiabatiques réversibles, on peut par interpolation linéaire, déterminer le point 2 qui se situe sur l'isobare  $P = 12$  bar, entre ces deux courbes.

Le refroidissement du fluide dans le condenseur par échange avec l'air extérieur comporte deux étapes : une désurchauffe (2-3a) dans la zone vapeur suivie d'une condensation selon le segment de droite horizontal (3a-3). Les points 3a et 3 se situent à l'intersection de la courbe de saturation et de l'isobare  $P = 12$  bar, ou, ce qui revient au même, de l'isotherme  $T = 47$  °C. Le point 3a est situé sur la droite, à la limite de la zone vapeur, et le point 3 à gauche, à la limite de la zone liquide.

La détente sans travail, et donc isenthalpique, correspond au segment vertical (3-4), le point 4 étant situé sur l'isobare  $P = 1,78$  bar, ou, ce qui revient au même, l'isotherme  $T = -13$  °C, à l'abscisse  $h = h_3$ . Son titre se lit directement sur l'iso-titre correspondante : il vaut  $x = 0,4$ .

Les énergies mises en jeu peuvent être facilement déterminées en projetant ces différents points sur l'axe des abscisses. Ceci permet notamment de calculer le coefficient de performance du cycle, défini comme le rapport de l'effet utile (la chaleur extraite à l'évaporateur) à l'énergie payante (ici le travail du compresseur). Le tableau 11.2 fournit ces valeurs.

point	débit (kg/s)	h (kJ/kg)	
1	1.00	391	
2	1.00	430	
3a	1.00	422	
3	1.00	266	
4	1.00	266	
transformation	$\tau$ (kW)	Q (kW)	$\Delta h$ (kW)
(1-2')	40		40
(2-3a)		-8	-8
(3a-3)		-157	-157
(3-4)			
(4-1)		125	125
cycle	40	-40	
<b>Coefficient de Performance</b>		3,14	

Ce cycle s'écarte de celui d'une machine réelle sur plusieurs points :

- la compression réelle n'est pas parfaite, de telle sorte que le travail de compression est plus élevé que celui auquel conduirait l'adiabatique réversible ;
- pour éviter d'aspirer du liquide dans le compresseur, ce qui risquerait de le détériorer car le liquide est incompressible, le gaz est surchauffé de quelques degrés (typiquement 5 K) au-dessus de la température de saturation avant d'entrer dans le compresseur ;
- avant d'entrer dans le détendeur, le liquide est sous-refroidi de quelques degrés (typiquement 5 K) ; cela permet d'une part de s'assurer que cet organe n'est pas alimenté avec de la vapeur, et d'autre part d'augmenter les performances du réfrigérateur.

On peut ici aussi caractériser la compression réelle par un rendement isentropique, défini cette fois comme le rapport du travail de la compression réversible au travail réel. Sa valeur est typiquement voisine de 0,7 à 0,85 dans les applications courantes.

Pour trouver le point 2' réel, on détermine la valeur du travail  $\tau_s$  mis en œuvre dans la machine parfaite, on le divise par  $\eta$ , ce qui donne la valeur du travail réel  $\tau$ .

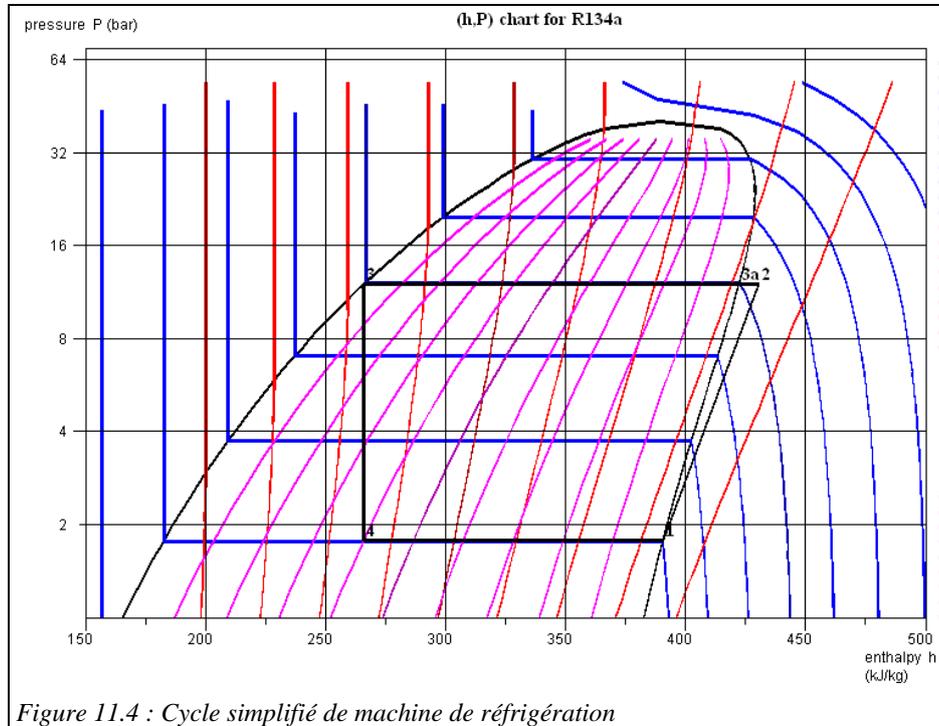


Figure 11.4 : Cycle simplifié de machine de réfrigération

L'enthalpie du point 2' est égale à celle du point 1 plus  $\tau$ .

Dans le cas présent, en prenant  $\eta = 0,75$ , on a :

$$\tau_s = h_2 - h_1 = 40 \text{ kJ/kg/K}$$

$$\tau = \tau_s / \eta = 40 / 0,75 = 53$$

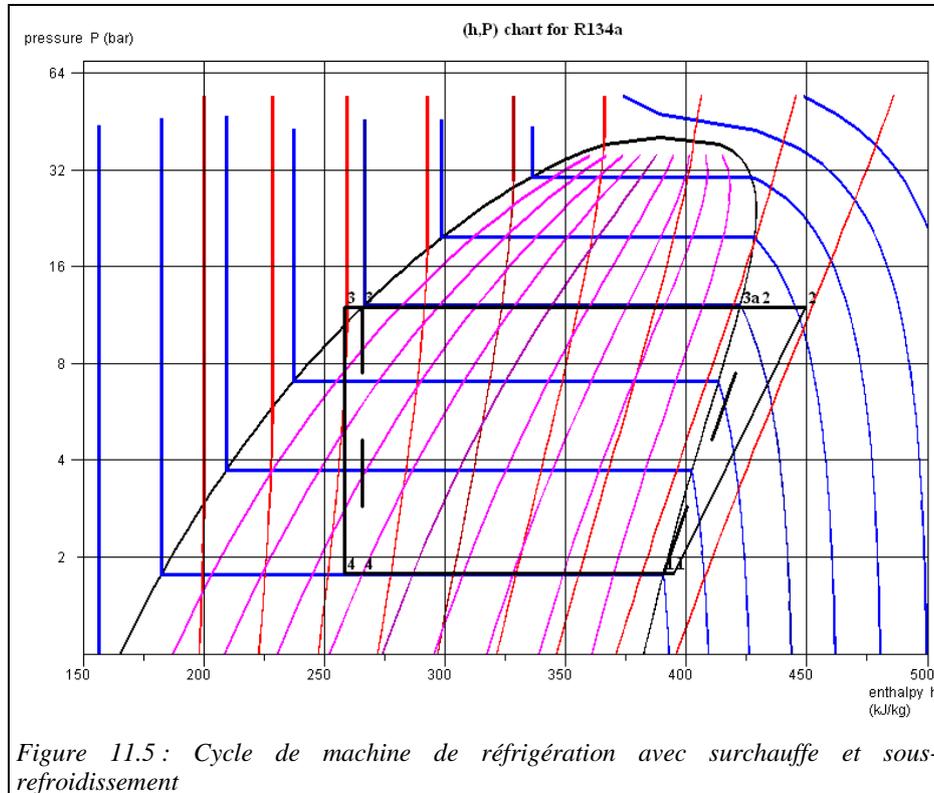
$$h_{2'} = 391 + 53 = 444 \text{ kJ/kg/K}$$

Le cycle modifié pour tenir compte de la surchauffe, du sous-refroidissement et des irréversibilités du compresseur est représenté figure 11.5 (le cycle précédent est représenté en tiretés).

Le COP de la machine est bien entendu modifié : il baisse à 2,57 du fait des irréversibilités dans le compresseur.

L'intérêt du sous-refroidissement peut très facilement être montré dans le diagramme (h, ln(P)), car, pour un même travail de compression, l'effet utile augmente d'autant plus que le sous-refroidissement est important, ce qui a pour effet d'augmenter le COP. Il est toutefois limité par la nécessité de disposer d'un fluide de refroidissement.

Nous n'avons pas tenu compte des pertes de charge dans les échangeurs. Il serait bien sûr possible de le faire.



## 12 Modélisation des cycles avec Thermoptim

A ce stade, tous les concepts permettant de modéliser ces cycles avec Thermoptim ont été présentés, et les exemples du chapitre 6 du premier tome du livre *Systèmes Energétiques* peuvent être traités, en modifiant légèrement les paramétrages qui ont été choisis différemment afin que leur tracé à la main dans le diagramme soit facilité. Il est simplement recommandé de suivre au préalable la séance Diapason S07\_init d'initiation au logiciel qui introduit toutes les notions auxquelles il fait appel. Les synoptiques que l'on obtient sont donnés dans les figures suivantes.

### 12.1 Centrale à vapeur

Les sections à traiter sont 6.1.1 à 6.1.5, à l'exclusion des suivantes.

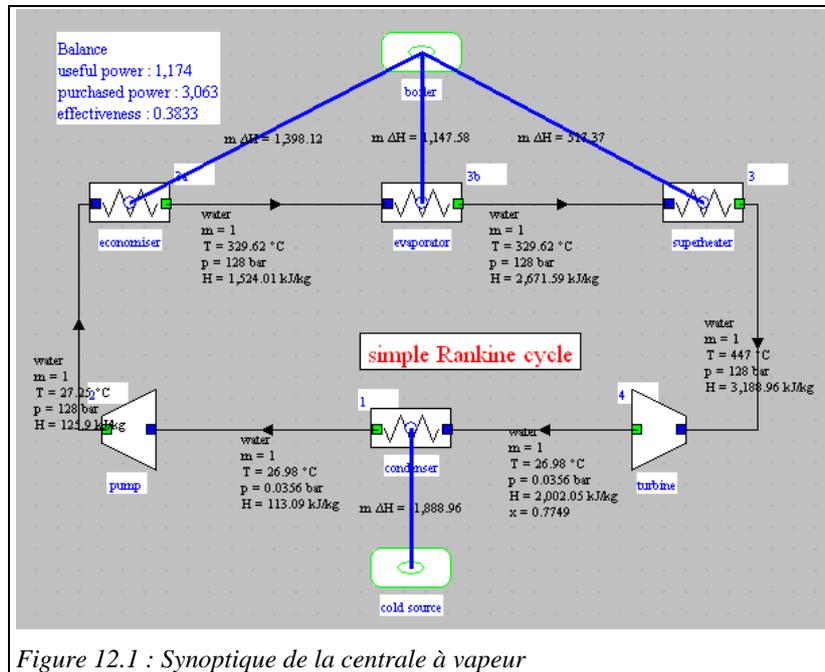


Figure 12.1 : Synoptique de la centrale à vapeur

### 12.2 Turbine à gaz

Le paramétrage que nous retiendrons est le suivant : la turbine à gaz brûlant du gaz naturel sans dissociation (figure 6.3.1 du premier tome du livre Systèmes Energétiques) aspire de l'air à  $15^\circ\text{C}$  et 1 bar, et le comprime à 16 bar dans un compresseur de rendement isentropique 0,85, puis les gaz brûlés sont détendus dans une turbine de rendement isentropique 0,85. La température d'entrée dans la turbine est de  $1150^\circ\text{C}$ .

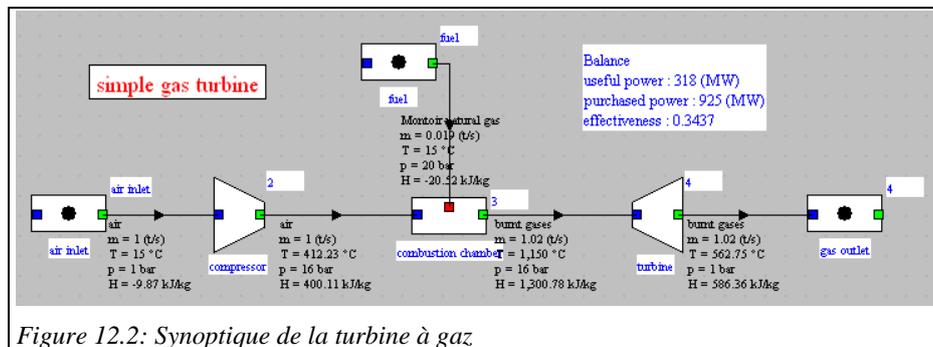


Figure 12.2: Synoptique de la turbine à gaz

L'ensemble de la section 6.3 peut être traité.

## 12.3 Machine de réfrigération

L'ensemble de la section 6.2 peut être traité.

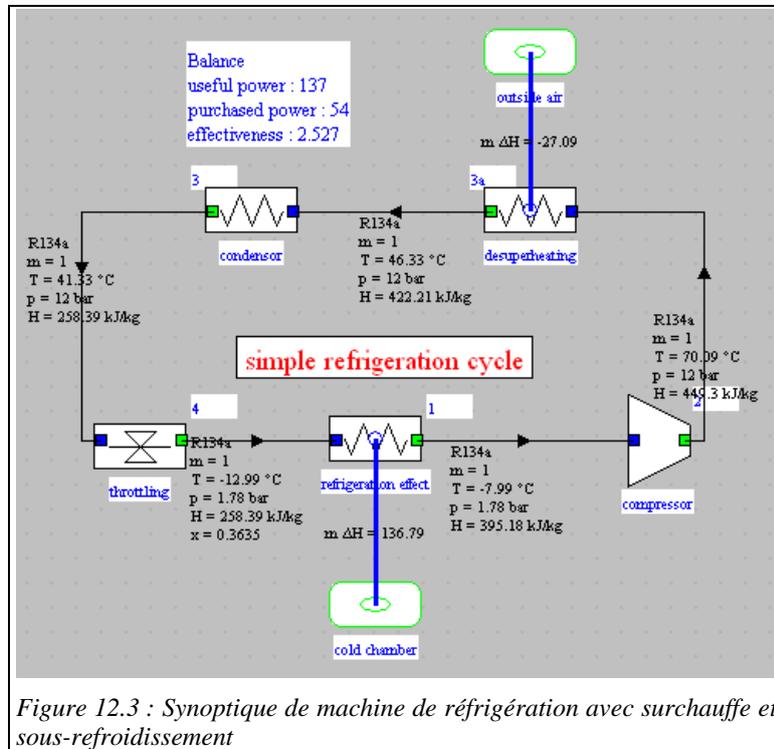


Figure 12.3 : Synoptique de machine de réfrigération avec surchauffe et sous-refroidissement

## 13 Conclusion

L'approche essentiellement qualitative et phénoménologique qui a été utilisée dans cette introduction prouve qu'il est possible d'initier des élèves aux cycles des machines thermiques usuelles en limitant les concepts thermodynamiques qui leur sont présentés et notamment en ne faisant pas appel à l'entropie.

Pour résumer, les jalons d'une présentation pédagogique allégée des cycles thermodynamiques (Figure 13.1) nous semblent pouvoir être les suivants (nous avons indiqué entre parenthèses les sections du premier tome du livre Systèmes Energétiques [1] où ces points sont développés plus en détail, afin de faciliter un approfondissement ultérieur des notions abordées) :

- Description technologique succincte des machines, avec schéma de leur architecture (sections 6.1.1, 6.2.1 et 6.3.1) ;
- Mise en évidence des quatre fonctions élémentaires : compressions, détentes avec production de travail, détentes sans production de travail, échanges de chaleur (section 2.3.6) ;

- Introduction des notions de système et d'état thermodynamique, distinction entre systèmes fermés et systèmes ouverts (sections 2.1.1, 2.1.2) ;
- Les systèmes thermodynamiques qui nous intéressent n'échangent de l'énergie avec l'environnement que sous deux formes bien distinctes : de la chaleur et du travail (section 2.2) ;
- La loi fondamentale qui gouverne le comportement des systèmes thermodynamiques est celle de la conservation de l'énergie, connue sous le nom de premier principe (sections 2.3.1 à 2.3.4) ;
- Son application aux quatre transformations élémentaires montre que la détermination de la variation d'enthalpie du fluide qui les traverse suffit pour calculer l'énergie qu'elles mettent en jeu, que ce soit du travail ou de la chaleur (section 2.3.6) ;
- Rappels succincts sur les propriétés des corps purs et leur représentation graphique dans les diagrammes thermodynamiques (sections 2.6.1 et 2.6.6.1) ;
- Mise en évidence des évolutions de référence correspondant à ces transformations pour les machines parfaites (section 4.1.2) ;
- Réflexion sur le choix des variables d'état les plus appropriées pour des élèves disposant d'un bagage léger en mathématique et en physique, montrant l'intérêt pédagogique des diagrammes (h, ln(P)) ;
- Représentation des cycles de la centrale à vapeur et de la machine de réfrigération dans ces diagrammes ;
- Modélisation directe des cycles dans ThermoOptim (sections 6.1, 6.2 et 6.3).

Il ne s'agit pas pour nous de minimiser l'intérêt que présente l'entropie : nous considérons seulement qu'il peut être préférable de ne pas l'introduire au tout début de la formation lorsque les élèves n'ont pas la culture requise. S'ils l'ont, rien ne s'oppose bien sûr à l'utiliser, bien au contraire.

Sans parler d'entropie, nous insistons en revanche sur le caractère adiabatique des compresseurs et des turbines, et sur l'importance de l'adiabatique réversible comme évolution de référence pour ces machines. Sans avoir besoin de dire son nom, l'intérêt de l'entropie pour les études de cycle sous-tend donc notre approche, et son introduction formelle dans un second temps en est facilitée (par exemple dans la seconde partie de cette présentation), lorsque les élèves se sont familiarisés avec toutes les nouvelles notions présentées ici.

## 14 Références

- [1] GICQUEL R., Systèmes Energétiques, Tome 1 : méthodologie d'analyse, bases de thermodynamique, Thermoptim, Tome 2 : applications, Tome 3 : cycles et modélisations avancés, systèmes innovants a faible impact environnemental, Presses de l'Ecole des Mines de Paris, 2ème édition, janvier 2009.

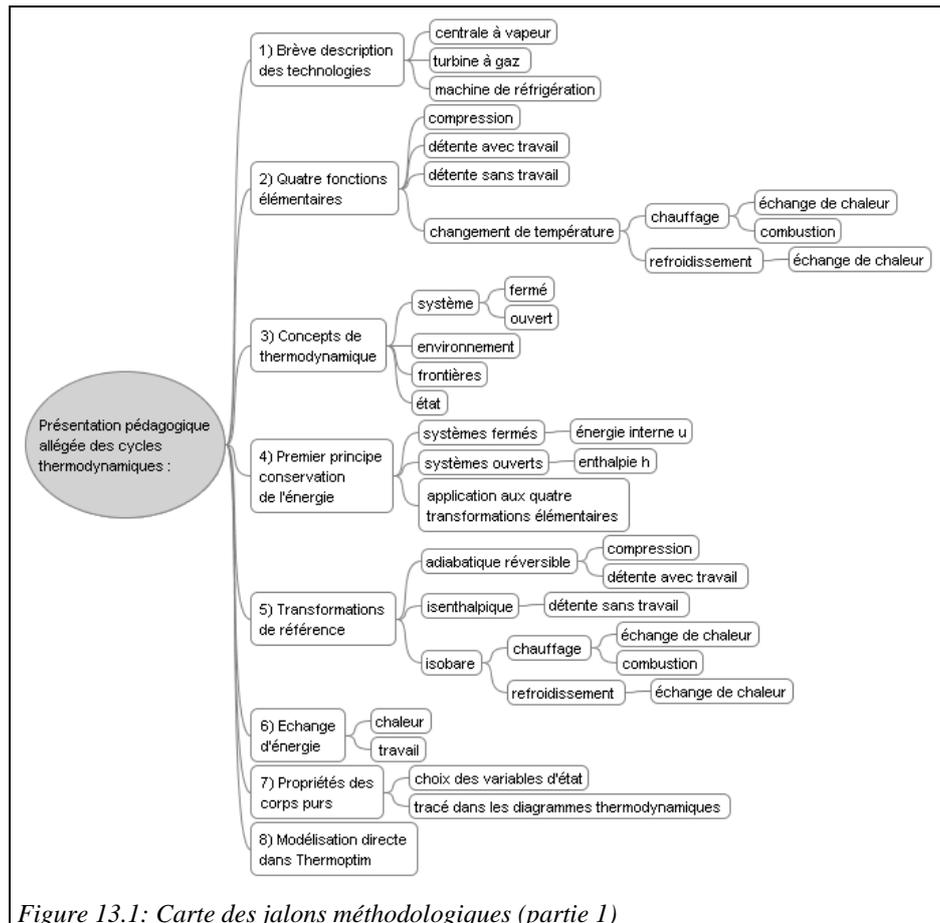


Figure 13.1: Carte des jalons méthodologiques (partie 1)



## PRESENTATION PEDAGOGIQUE ALLEGEE DES CYCLES THERMODYNAMIQUES ELEMENTAIRES (2)

Dans la première partie de cette présentation, nous avons introduit les notions essentielles de thermodynamique sans faire appel à la notion d'entropie qui peut être difficile à bien maîtriser par certains élèves.

Dans cette seconde partie, nous allons montrer ce qu'elle apporte, en essayant de l'introduire le plus simplement possible.

### 1 Echanges de chaleur avec l'extérieur

Dans la première partie, nous avons indiqué que la chaleur échangée par un système avec l'extérieur est donnée, pour une transformation infinitésimale, par l'expression suivante :

$$\delta Q = C_p dT - v dP$$

Elle exprime un fait expérimental essentiel, base de la thermodynamique des fluides compressibles : la chaleur  $\delta Q$  échangée avec l'extérieur est une fonction linéaire de l'état thermodynamique du système.

Cette équation n'est cependant valable que s'il n'y a pas d'irréversibilité à l'intérieur ou aux limites de la masse fluide. S'il y en a, la relation devient :

$$\delta Q < C_p dT - v dP$$

On pose alors

$$\delta Q = C_p dT - v dP - \delta\pi$$

$\delta\pi$ , terme essentiellement positif, a une signification physique très simple : c'est la chaleur dégagée par les frottements mécaniques au sein du fluide. Une interprétation directe pour un échauffement isobare est que l'élévation  $dT$  de la température du fluide est supérieure à  $\delta Q/C_p$  du fait des irréversibilités.

Bien qu'elle diffère profondément d'une chaleur reçue de l'extérieur, elle modifie l'état thermodynamique du système de la même manière.

$\delta Q$  est la **chaleur échangée avec l'extérieur**, comptée positivement si elle est reçue par le système et négativement sinon, et  $\delta\pi$  la **chaleur dissipée en interne par les frottements et les chocs** s'il y en a. Elle est toujours positive ou nulle.

En pratique, il importe de bien distinguer ces deux formes de chaleur, faute de quoi de graves erreurs de raisonnement peuvent être faites. En particulier, les transformations sans échange de chaleur avec l'extérieur, appelées **adiabatiques**, sont telles que  $\delta Q = 0$ , qu'elles soient ou non le siège d'irréversibilités, c'est-à-dire que  $\delta\pi$  soit nul ou non.

## 2 Introduction de l'entropie

Dans la première partie, nous avons souligné l'importance qu'ont en pratique les évolutions de référence qui correspondent aux transformations que subiraient les fluides dans des machines parfaites.

Nous avons notamment montré que, pour les compresseurs et les turbines, c'est l'adiabatique réversible qui est l'évolution de référence, la loi correspondante, pour un gaz parfait, étant donnée par la relation  $Pv^\gamma = \text{Cste}$ , avec  $\gamma = C_p/C_v$ .

Elle s'établit en résolvant l'équation différentielle  $\delta Q = 0 = C_p dT - v dP$ , ce qui se fait assez simplement en remplaçant  $v$  par  $rT/P$ .

Compte tenu de l'importance de cette loi, il est intéressant d'essayer de la généraliser, afin de trouver une formulation qui soit valable d'une part pour tous les fluides et non pas les seuls gaz parfaits, et d'autre part pour toutes les transformations, qu'elles mettent ou non en jeu des irréversibilités.

Reprenons l'expression :

$$\delta Q = C_p dT - v dP - \delta \pi$$

qui s'écrit aussi :

$$\delta Q + \delta \pi = C_p dT - v dP$$

Cette équation est une forme différentielle et non pas une différentielle totale. On appelle facteur intégrant  $I$  une expression par laquelle on multiplie une forme différentielle pour la transformer en différentielle totale.

On peut montrer que, dans le cas général comme pour un gaz parfait,  $1/T$  est l'un des facteurs intégrant les plus simples. Pour le gaz parfait, cette expression s'intègre sous la forme :

$$s = s_0 + c_p \ln \frac{T}{T_0} - r \ln \frac{P}{P_0}$$

Comme on le voit, la fonction  $s$  est une des fonctions d'état les plus proches formellement de l'équation calorimétrique fournissant la chaleur échangée par un système avec son environnement, puisqu'elle s'en déduit en utilisant comme facteur intégrant  $I = 1/T$ . On l'appelle **entropie du système**.

Dans les diagrammes  $(h, \ln(P))$  que nous avons présentés dans la première partie, les courbes d'iso-valeurs des adiabatiques réversibles sont celles pour lesquelles  $ds = 0$ . On les appelle des **isentropiques**.

La notion d'entropie est ainsi introduite de manière naturelle, l'entropie étant la fonction d'état la plus proche de la chaleur. Rien ne prouve cependant dans cette approche que cette notion garde sa pertinence pour des gaz non parfaits. La définition que nous allons en donner en énonçant le deuxième principe, plus axiomatique, permet de retrouver les propriétés des gaz parfaits comme cas particulier de la théorie générale.

### 3 Deuxième principe de la thermodynamique

#### 3.1 Limites du premier principe de la thermodynamique

Une des principales limites du premier principe de la thermodynamique est l'absence de prise en compte de la qualité de l'énergie : il y a certes équivalence entre les différentes formes d'énergie exprimées en kWh, mais les possibilités de convertir une forme d'énergie en une autre ne sont pas du tout équivalentes.

Ainsi, le travail peut toujours être intégralement converti en chaleur, mais la réciproque n'est pas du tout vraie. Le travail correspond à l'une des formes d'énergie dont la qualité est la meilleure, et peut donc constituer une référence.

Nous pouvons reformuler ceci en disant qu'un indicateur possible de la qualité de l'énergie est sa **capacité à être convertie en travail**.

Le premier principe postule l'équivalence des différentes formes d'énergie, mais il ne permet pas non plus de prendre en compte un fait expérimental essentiel, qui est que, lorsqu'un système interagit avec son environnement, les transformations d'énergie qu'il subit ne peuvent s'effectuer que dans un sens privilégié, que l'on ne peut inverser sans modifier qualitativement le système.

#### 3.2 Notion d'irréversibilité

On peut convertir de l'électricité en travail en utilisant un moteur électrique de rendement supérieur à 98 %, ou bien réciproquement convertir un travail mécanique en électricité grâce à un alternateur de rendement équivalent, ce qui signifie que ces deux formes d'énergie sont de même qualité.

Dans l'exemple de conversion électricité-travail que nous venons de donner, nous avons indiqué que les machines utilisées avaient d'excellents rendements, proches de 1, mais légèrement inférieurs à cette valeur : l'expérience montre en effet que, quelles que soient les précautions prises, une partie de l'énergie est dégradée. Le premier principe nous apprend que la totalité de l'énergie est bien conservée, mais une partie voit sa qualité diminuer et se retrouve in fine sous forme de chaleur, du fait des frottements, pertes par effet Joule...

On nomme irréversibilités ces pertes, du fait que la transformation travail  $\rightarrow$  électricité  $\rightarrow$  travail n'est pas totalement réversible : une partie du travail initial se retrouve converti en chaleur.

Les irréversibilités que l'on rencontre dans les installations énergétiques qui nous intéressent, à l'exception de celles qui prennent place dans les réactions de combustion, peuvent être regroupées en deux grandes classes que nous évoquerons succinctement un peu plus loin :

- les irréversibilités par hétérogénéité de température ;
- les irréversibilités mécaniques dues à la viscosité.

### 3.3 Transferts de chaleur, conversion de la chaleur

Dans le cas particulier de la chaleur, on constate expérimentalement, et ceci est toujours vérifié sans aucune exception, que le transfert de chaleur entre deux milieux à températures différentes se fait du milieu le plus chaud (celui dont la température est la plus élevée), vers le milieu le plus froid (celui dont la température est la plus basse).

On constate aussi qu'un système hétérogène composé de deux milieux à des températures différentes non isolés l'un de l'autre évolue toujours vers un état homogène à température intermédiaire.

Par ailleurs, lorsque l'on cherche à convertir de la chaleur en travail, l'expérience prouve qu'il faut tout d'abord disposer de deux sources de chaleur, l'une à haute température, et l'autre à basse température (Figure 3.1).

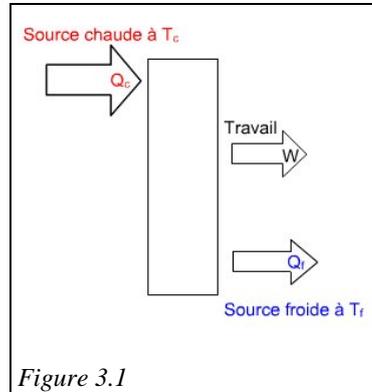


Figure 3.1

De surcroît, plus l'écart de température entre les sources est important, plus grande est la quantité de travail qui peut être convertie à partir d'un kWh de chaleur. La température apparaît ainsi elle aussi comme un indicateur possible de la qualité de la chaleur.

Une remarque complémentaire peut être faite à ce stade : c'est bien l'existence d'une différence de température entre deux milieux qui permet d'envisager la production de travail.

### 3.4 Énoncé du deuxième principe

Le deuxième principe vient compléter le premier, en introduisant une fonction appelée entropie, qui permet de caractériser quantitativement les effets des irréversibilités qui prennent place dans un système et qui expliquent les phénomènes dont nous venons de parler.

Une présentation rigoureuse et générale du deuxième principe demande des développements significatifs du fait d'une part des précautions qu'il faut prendre dans l'écriture des postulats et l'explication de leurs liens avec l'expérience, et d'autre part des démonstrations qu'il faut effectuer.

Compte tenu de nos objectifs, elle ne se justifie pas ici, d'autant plus qu'au plan pratique, pour les calculs de thermodynamique appliquée qui nous intéressent, l'intérêt principal que présente le deuxième principe peut se résumer en deux points :

- d'une part l'entropie est comme nous l'avons montré la fonction d'état la plus directement liée à la chaleur  $Q$  échangée avec l'extérieur. Elle intervient donc implicitement ou explicitement dans de nombreuses équations gouvernant le fonctionnement des composants énergétiques ;
- d'autre part la génération d'entropie permet à elle seule de quantifier toutes les irréversibilités qui prennent place dans ces composants et à leur frontière, ce qui est fondamental.

Le deuxième principe stipule ainsi que l'entropie  $s$  jouit des propriétés suivantes :

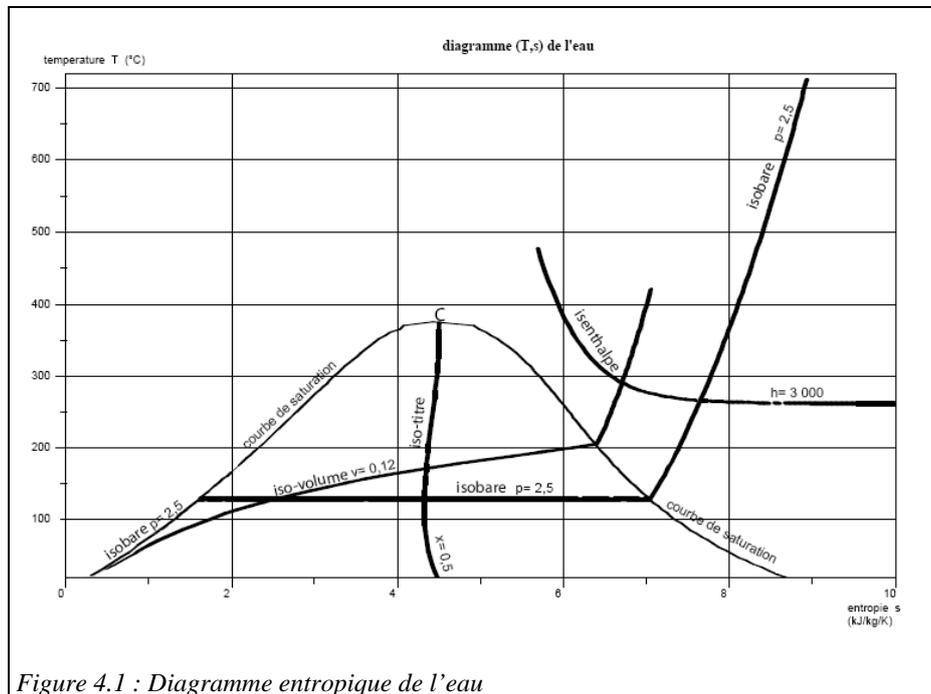
- $s$  est une fonction des variables d'état du système ;
- dans toute transformation élémentaire mettant en jeu un échange de chaleur  $\delta Q$  avec l'extérieur, on a  $\delta Q \leq T ds$ , l'égalité étant vérifiée si et seulement si la transformation est parfaite (non irréversible).

$$\text{On pose : } ds = \frac{\delta Q}{T} + d_i s$$

$d_i s$ , positif ou nul, est appelée "génération d'entropie".

Cette relation peut encore s'écrire, comme nous l'avons indiqué ci-dessus :

$$\delta Q + \delta \pi = T ds$$



$\delta \pi$  s'appelle le "travail non compensé" ou la "chaleur non compensée". Il est positif pour une transformation irréversible, et nul dans le cas contraire.

#### 4 Diagramme entropique (T,s)

Dans la première partie de cette présentation allégée, nous avons exclu l'entropie des variables à considérer pour représenter les propriétés des fluides. Maintenant que nous

avons introduit cette fonction d'état, il est naturel de se reposer la question de l'intérêt de l'utiliser pour représenter les évolutions des fluides.

L'expérience prouve que les deux couples  $(T, s)$  et  $(h, s)$  sont particulièrement intéressants, notamment le premier, auquel nous limiterons notre analyse ici.

Dans le diagramme entropique (figure 4.1), on porte en abscisse l'entropie et en ordonnée la température. La courbe de vaporisation sépare encore en deux le plan, délimitant la zone diphasique et la zone du fluide simple. Le point critique se trouve toujours à son maximum.

Pour certains corps, la branche droite de la courbe de vaporisation (vapeur saturante), présente un point d'entropie maximale. C'est notamment le cas pour certains hydrocarbures et pour certains chlorofluorocarbones (CFC).

Un des intérêts d'un tel diagramme (cf. figure 4.2) est que toute transformation parfaite cyclique se traduit dans le plan  $(T,s)$  par un contour  $(\Gamma)$ , dont l'aire  $A$  mesurée au signe près d'une part la quantité de chaleur  $Q$  mise en jeu, et d'autre part le travail reçu ou fourni  $\tau$ .

En effet,  $Q = \int Tds$  par définition. Comme le cycle est fermé,  $Q + \tau = 0$ , et  $|\tau| = A$ .

La règle des signes est la suivante :

- si le cycle est décrit dans le sens des aiguilles d'une montre, le travail est négatif, donc cédé par le fluide à l'environnement extérieur : on dit que le cycle est moteur ;
- si le cycle est décrit dans l'autre sens, c'est le contraire : on dit que le cycle est inverse, ou récepteur.

#### Forme des isobares

A gauche de la courbe d'ébullition commençante, les isobares sont des courbes ascendantes.

La compression isentropique d'un liquide étant à peu près sans effet sur sa température, les isobares liquides sont pratiquement confondues avec la branche montante de la courbe de vaporisation. Le diagramme est donc très imprécis dans cette zone et il est préférable de recourir à une table ou un logiciel donnant les propriétés thermodynamiques le long de la courbe de vaporisation.

A l'intérieur de la zone diphasique, la température et la pression sont liées par la loi de pression saturante, et les isobares sont des horizontales.

A droite de la courbe de vaporisation, ce sont des courbes ascendantes qui, pour le gaz parfait, deviennent des exponentielles, qui se déduisent l'une de l'autre par des translations horizontales.

Si la pression est supérieure à la pression critique, les isobares sont des courbes strictement ascendantes, qui ne coupent pas la courbe de vaporisation.

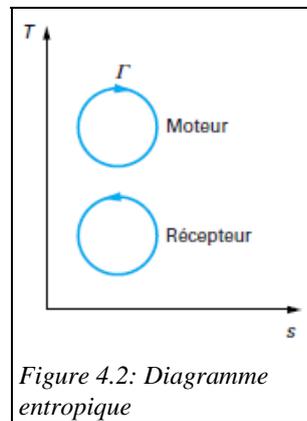


Figure 4.2: Diagramme entropique

Bien évidemment, une évolution isentropique se représente très simplement dans ce diagramme : il s'agit d'un segment vertical.

### 5 Efficacité de Carnot des machines thermiques

Les machines thermiques motrices ont pour but de transformer de la chaleur en énergie mécanique. Supposons que la chaleur à transformer soit fournie par une source extérieure, dite source chaude, dont la température  $T_1$  est fixe. Une seconde source, dite froide, est nécessaire pour évacuer la chaleur dégagée. Sa température  $T_2$  est nécessairement inférieure à  $T_1$ .

Le second principe est dû à S. Carnot, qui a démontré en 1824 que le rendement d'une machine thermique idéale décrite par un cycle vaut :  $\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$ .

Carnot a ainsi prouvé que ce rendement ne dépend ni de la nature de la machine ni des fluides utilisés pour la faire fonctionner, mais uniquement de  $T_1$  et  $T_2$ .

Sur le diagramme entropique (T,s), il est représenté par le rectangle ABCD, décrit dans le sens des aiguilles d'une montre (figure 5.1).

- AB est un segment de l'isotherme  $T_1$  décrit de gauche à droite. Le fluide y reçoit de la chaleur (c'est une détente isotherme s'il s'agit d'un gaz parfait).
- CD est un segment de l'isotherme  $T_2$  décrit de droite à gauche. Le fluide y cède de la chaleur (c'est une compression isotherme s'il s'agit d'un gaz parfait).
- BC est un segment de l'isentropique  $S_2$  décrit de haut en bas (détente adiabatique réversible dans tous les cas).
- DA est un segment de l'isentropique  $S_1$  décrit de bas en haut (compression adiabatique réversible dans tous les cas).

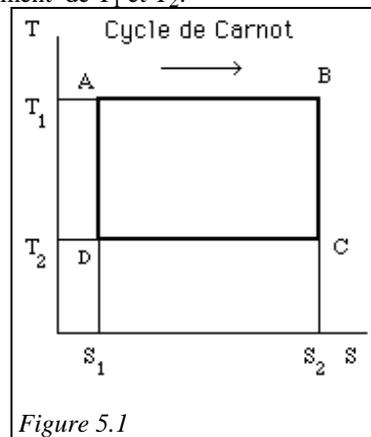


Figure 5.1

Cette relation est sans doute, à juste titre, l'une des plus connues de la thermodynamique. Elle est d'une grande importance en pratique, compte tenu de ses implications :

- tout d'abord, avec les hypothèses qui ont été faites (cycle réversible sans frottements et transferts de chaleur sans écarts de température), il est facile de démontrer que cette efficacité est la plus élevée qui puisse être atteinte par une machine thermique à fluide simple fonctionnant entre les deux sources  $T_1$  et  $T_2$ . Il s'agit donc d'une limite maximale et les cycles réels ont généralement des efficacités nettement plus faibles ;
- ensuite, l'efficacité de Carnot de toutes les machines réversibles opérant entre les deux sources  $T_1$  et  $T_2$  est la même, et ne dépend que de leurs températures et non des fluides thermodynamiques mis en jeu.

## 6 Application du second principe aux processus industriels

### 6.1 Echangeurs de chaleur

Dans un échangeur, pour que la chaleur puisse être transférée entre les deux fluides, il doit en pratique exister entre eux une certaine différence de température. En effet, pour des raisons tant techniques qu'économiques, les surfaces d'échange entre ces fluides sont nécessairement de dimension finie. Il est alors possible de montrer que l'échange de chaleur s'accompagne d'une augmentation d'entropie à la frontière entre les deux corps (à températures  $T_1$  et  $T_2$ , Figure 5.1), donnée par la relation suivante :

$$d_{is} = \left( \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2} \right) \delta Q$$

$\delta Q$  étant la chaleur absorbée par le corps 2. Ces irréversibilités sont souvent qualifiées d'externes, car elles prennent place à la frontière du système considéré.

Plus l'écart de température entre les fluides est important, plus la création d'entropie l'est. Dans un échangeur de chaleur, il y a bien conservation de l'énergie (l'enthalpie) cédée par le fluide chaud au fluide froid, mais le transfert se faisant avec baisse de la température, il y a création d'entropie.

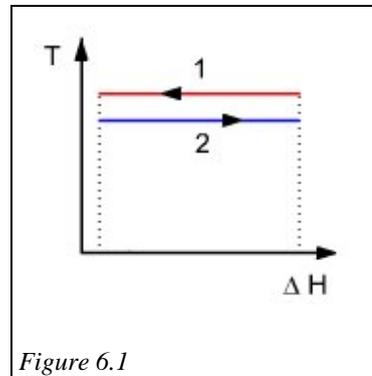
Dans les systèmes énergétiques, la différence de température qui doit exister entre deux fluides pour qu'ils échangent de la chaleur constitue ainsi souvent une importante source d'irréversibilités.

### 6.2 Compresseurs et turbines

Nous avons indiqué ci-dessus que les organes de compression et de détente sont généralement adiabatiques ( $\delta Q = 0$ ). Par définition du second principe,  $\delta Q = 0 \leq T ds$ , l'égalité étant vérifiée si et seulement si la transformation est parfaite (non irréversible).

Dans un compresseur ou une turbine adiabatique réversible, il n'y a pas de création d'entropie. On dit que l'évolution est isentropique, notion très importante en pratique car il s'agit de la transformation de référence par rapport à laquelle sont caractérisées les évolutions réelles.

Dans les machines réelles, nous avons vu que l'on peut prendre en compte les irréversibilités en introduisant un rendement dit rendement isentropique, égal pour les compresseurs au rapport du travail isentropique au travail réel, et pour les turbines à l'inverse, c'est-à-dire au rapport du travail réel au travail isentropique.



## 7 Tracé des cycles dans le diagramme entropique, comparaison qualitative avec le cycle de Carnot

Le cycle de Carnot étant celui qui conduit aux meilleures performances, il est presque toujours intéressant de le comparer aux cycles réels. Dans cette section, nous effectuons une telle comparaison pour chacun des cycles que nous avons étudiés dans la première partie de cette présentation.

### 7.1 Centrale à vapeur

Dans le diagramme entropique (Fig. 7.1), pour augmenter la lisibilité, nous n'avons pas tracé les iso-volumes. Les points 1 et 2 montrant la compression à l'état liquide sont presque superposés, et le chauffage à l'état liquide coïncide presque avec la courbe de saturation liquide. La vaporisation suit un segment de ligne horizontale.

La surchauffe isobare (3) correspond au pic maximum du cycle et la détente irréversible se traduit par une augmentation de l'entropie, le point 4 étant situé dans la zone d'équilibre liquide-vapeur (titre égal à 0,775).

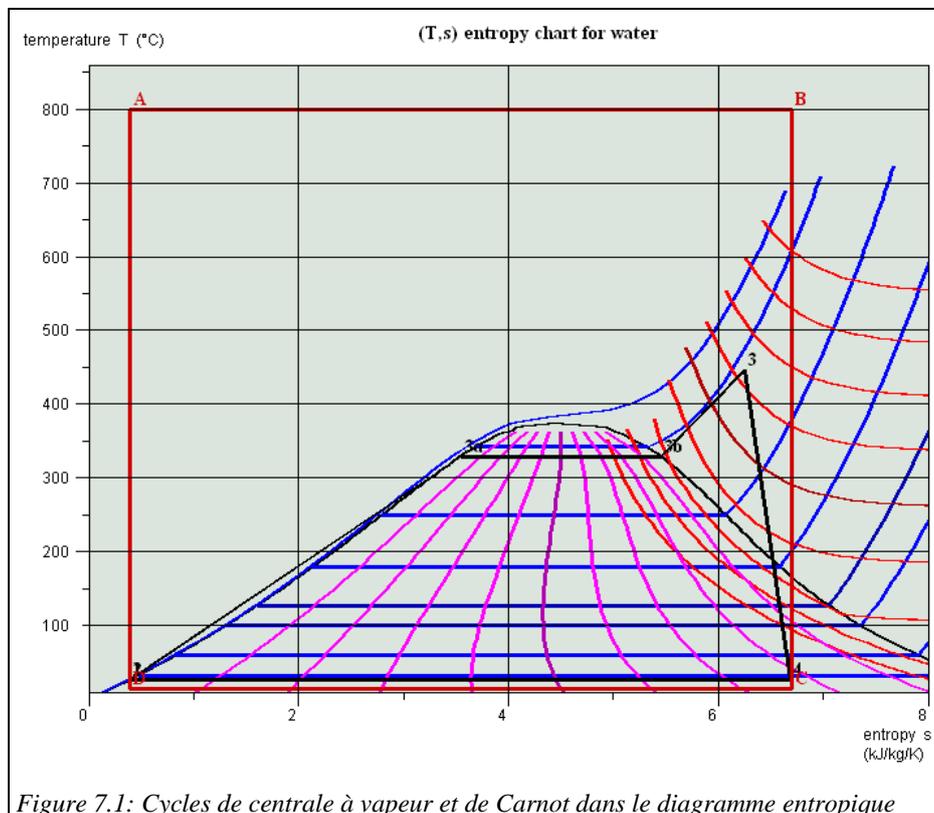


Figure 7.1: Cycles de centrale à vapeur et de Carnot dans le diagramme entropique

Afin de tracer le cycle de Carnot (ABCD), nous avons supposé que  $T_1 = 800 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $T_2 = 15 \text{ }^\circ\text{C}$  (dans la pratique  $T_1$  est plus élevé). La comparaison des deux cycles conduit aux commentaires suivants:

- 1) sur le plan technologique, le condenseur (évolution 4-1) étant un échangeur de chaleur de dimension finie, l'eau ne peut être à la même température que la source froide, ce qui constitue une première différence avec le cycle de Carnot. On peut toutefois considérer que l'échange de chaleur est à peu près isotherme, et les irréversibilités sont faibles ;
- 2) la compression (évolution 1-2) dans la pompe peut en première approximation être supposée isentropique, les irréversibilités qui y prennent place étant faibles. On s'écarte toutefois sensiblement du cycle de Carnot car la température de fin de compression reste très proche de celle de la source froide, au lieu d'être celle de la source chaude ;
- 3) l'échauffement de l'eau sous pression comporte nous l'avons vu trois étapes :
  - chauffage du liquide dans l'économiseur, jusqu'à la température de début d'ébullition à pression considérée : (évolution 2-3a) ;
  - vaporisation à température constante dans le vaporiseur : (évolution 3a-3b) ;
  - surchauffe jusqu'à la température maximale du cycle dans le surchauffeur : (évolution 3b-3).

Compte tenu de la forme des isobares dans un diagramme entropique, l'écart est très important pour cette évolution par rapport au cycle de Carnot qui stipule que la machine thermique échange de la chaleur à température constante avec la source chaude. En particulier, la différence de température avec la source chaude est maximale au niveau de l'économiseur: la chaleur à haute température étant utilisée pour chauffer l'eau en dessous de  $100 \text{ }^\circ\text{C}$

4) la turbine (évolution 3-4) a un rendement isentropique voisin de 0,85. Là aussi l'écart avec le cycle de Carnot est sensible.

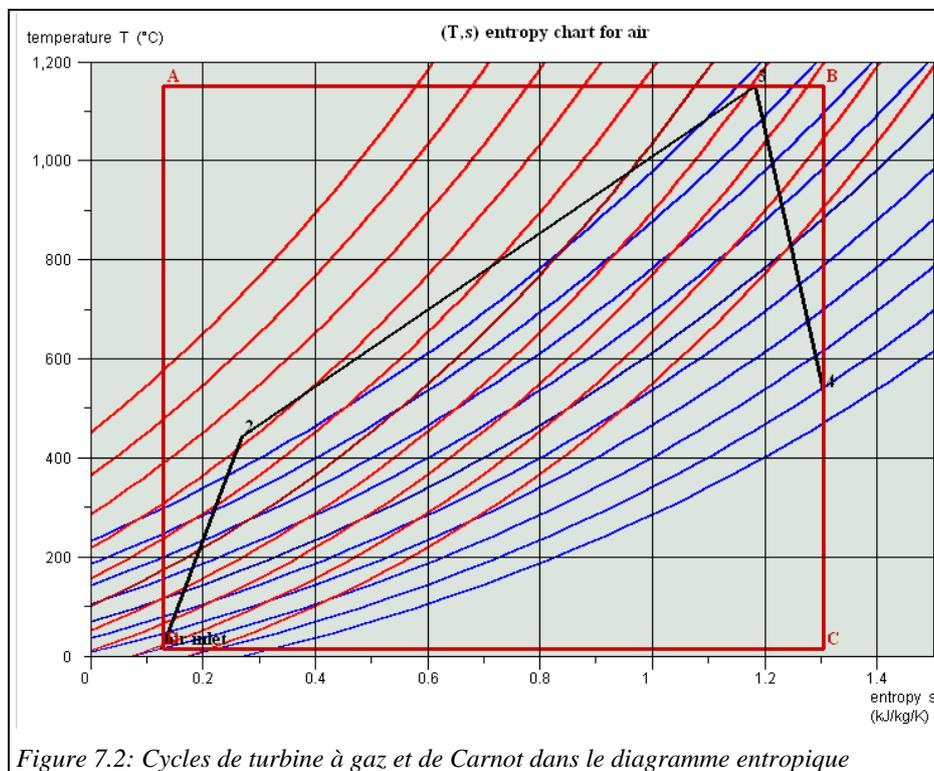
Comme le montre bien la figure 7.1, la forme du cycle de la centrale à vapeur est très éloignée de celle du cycle de Carnot : elle s'apparente à un triangle et sa surface est environ moitié plus petite. Il y a moyen d'améliorer ce cycle en effectuant des réchauffes qui conduisent à une détente dite para-isotherme, et des prélèvements qui permettent d'effectuer une régénération partielle

## 7.2 Turbine à gaz

Dans le diagramme entropique (Fig. 7.2), la compression et la détente irréversibles provoquent une augmentation de l'entropie (entrée d'air-2, et 3-4). Le chauffage dans la chambre de combustion est isobare. Toutefois, du fait des changements de composition du fluide de travail lors de la combustion, les propriétés des gaz brûlés ne sont pas exactement les mêmes que celles de l'air et nous ne devrions pas en principe tracer les points 3 et 4 sur le même graphique que les points 1 et 2. Il y a en effet une variation d'entropie due à la combustion qui explique pourquoi les points 2 et 3 et les points d'entrée d'air et 4 n'apparaissent pas sur la même isobare.

Afin de tracer le cycle de Carnot (ABCD), nous avons supposé que  $T_1 = 1150 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $T_2 = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ . La comparaison des deux cycles conduit aux commentaires suivants:

- 1) la compression (évolution 1-2) ne peut pas être supposée isentropique, compte tenu des irréversibilités qui prennent place dans le compresseur. On s'écarte ainsi du cycle de Carnot ;
- 2) la combustion (évolution 2-3) a lieu à pression constante. Compte tenu de la forme des isobares dans un diagramme entropique (proches d'exponentielles), l'écart est important pour cette évolution par rapport au cycle de Carnot qui stipule que la machine thermique échange de la chaleur à température constante avec la source chaude ;
- 3) la turbine (évolution 3-4) a un rendement isentropique voisin de 0,9. Là aussi l'écart avec le cycle de Carnot est sensible.
- 4) les gaz chauds sortant de la turbine sont ensuite rejetés directement à l'atmosphère, ce qui constitue une forme d'irréversibilité importante, étant donné que leur enthalpie est perdue.

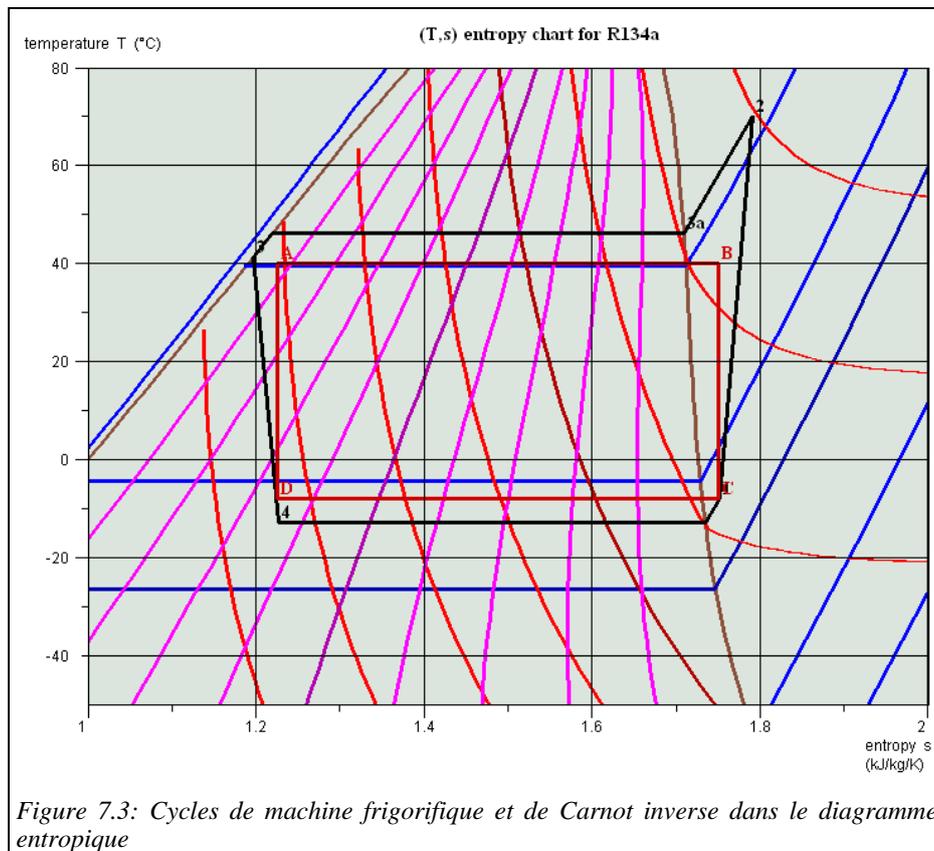


Comme le montre la figure, la forme du cycle de la turbine à gaz diffère sensiblement de celle du cycle de Carnot : il ressemble plutôt à un losange qu'à un rectangle, et sa

surface est beaucoup plus petite. Des améliorations peuvent être obtenues en effectuant une compression étagée et refroidie, avec détente étagée et réchauffes, de la régénération ou en constituant un cycle combiné.

### 7.3 Machine de réfrigération

Dans le diagramme entropique (Fig. 7.3), pour augmenter la lisibilité, nous n'avons pas tracé les isovolumes. Le point 1 légèrement surchauffé est placé sur isobare 1,8 bar à droite de la courbe de vapeur saturante. La compression irréversible se traduit par une augmentation d'entropie. Le refroidissement par l'air extérieur se fait en trois étapes : désurchauffe (2-3a) en phase vapeur, condensation sur le segment horizontal (3a-3b), et léger sous-refroidissement (3b-3) qui coïncide presque avec la courbe de liquide saturant.



Le laminage isenthalpique (3-4) conduit à une augmentation de l'entropie, le point 4 étant situé dans la zone d'équilibre liquide-vapeur (titre égal à 0,363).

Afin de tracer le cycle de Carnot (ABCD), nous avons supposé que  $T_1 = 40^\circ \text{C}$  et  $T_2 = -8^\circ \text{C}$ . La comparaison des deux cycles conduit aux commentaires suivants :

- 1) sur le plan technologique, l'évaporateur étant un échangeur de chaleur de dimension finie, le fluide frigorigène ne peut être à la même température que l'enceinte froide, ce qui constitue une première différence avec le cycle de Carnot inverse. On peut toutefois considérer que l'échange de chaleur est à peu près isotherme ;
- 2) la compression ne peut pas être supposée isentropique, compte tenu des irréversibilités qui prennent place dans le compresseur, ce qui induit un nouvel écart avec le cycle de Carnot inverse ;
- 3) le refroidissement et la condensation du fluide par échange thermique avec l'air ambiant ne peut généralement pas être isotherme, compte tenu des propriétés thermodynamiques des réfrigérants : il faut d'abord désurchauffer la vapeur, puis la condenser. Compte tenu de la forme des isobares dans un diagramme entropique, l'écart avec le cycle de Carnot inverse est ici très important ;
- 4) la détente du frigorigène condensé pourrait théoriquement être proche de l'isentropique, mais la réalité technologique est autre, et ceci pour trois raisons : d'une part la détente d'un mélange diphasique se fait, sauf précautions particulières, avec un mauvais rendement isentropique, d'autre part le travail mis en jeu reste très faible, et enfin, surtout pour les machines frigorifiques de petite puissance, il n'existe pas de machine de détente appropriée et bon marché. C'est pourquoi en pratique on a recours à des détendeurs ou même à de simples capillaires, dispositifs statiques qui réalisent un laminage isenthalpique. Là aussi l'écart avec le cycle de Carnot inverse est très sensible.

Comme le montre la figure, le cycle de Carnot inverse apparaît à l'intérieur du cycle de réfrigération réel. La principale différence est la courbe de compression (1-2-3a) en raison de la forme des isobares dans la zone de vapeur. La surface du cycle réel est plus importante.

## 7 Conclusion

Dans la première partie de cette présentation, nous avons montré qu'il est possible de présenter aux étudiants les cycles des machines thermiques simples sans se référer à l'entropie. Dans cette seconde partie, nous avons montré que cette notion est particulièrement intéressante car elle permet de prendre en compte les irréversibilités qui prennent place dans les processus réels.

La comparaison qualitative avec le cycle de Carnot peut être faite dans le diagramme entropique ( $T, s$ ) et fournir des indications sur les améliorations possibles.

Les différentes étapes que nous recommandons (Figure 7.1) sont les suivantes (nous avons indiqué entre parenthèses les sections du premier tome du livre *Systèmes Energétiques* [1] où ces points sont développés afin de faciliter un approfondissement des concepts abordés):

- chaleur dans les systèmes thermodynamiques (section 2.2.2) ;
- limites du premier principe de la thermodynamique (début de la section 2.4) ;
- concept d'irréversibilité (section 2.4.2) ;

- transferts de chaleur dans un système isolé, conversion de chaleur en travail ;
- énoncé du second principe (section 2.4.1) ;
- présentation du diagramme entropique (T, s) (section 2.6.6.1) ;
- efficacité de Carnot des machines thermiques (section 2.4.3) ;
- irréversibilités dans les procédés industriels (section 2.4.2) ;
- tracé des cycles dans le diagramme entropique (sections 6.1, 6.2 et 6.3) ;
- comparaison qualitative avec le cycle de Carnot.

## 8 Références

- [1] GICQUEL R., Systèmes Energétiques, Tome 1 : méthodologie d'analyse, bases de thermodynamique, Thermoptim, Tome 2 : applications, Tome 3 : cycles et modélisations avancés, systèmes innovants a faible impact environnemental, Presses de l'Ecole des Mines de Paris, 2ème édition, janvier 2009.

