

# CHAPITRE 7

## Le second principe

— ou —

*L'inquiétante découverte de l'ingénieur Carnot*

## Chapitre 7 – Le second principe

---

<b>7.1</b>	<b>Le second principe</b>	<b>189</b>
7.1.1	Énoncé	189
7.1.2	De l'évidence du second principe	189
7.1.3	Tous les moteurs rejettent de la chaleur	190
<b>7.2</b>	<b>Le second principe et les machines</b>	<b>192</b>
<b>7.3</b>	<b>Le cycle de Carnot</b>	<b>195</b>
7.3.1	Un peu d'histoire	195
7.3.2	Concept de machine réversible	195
7.3.3	Clés du fonctionnement de la machine de Carnot	197
7.3.4	Fonctionnement du moteur de Carnot	197
7.3.5	Le réfrigérateur de Carnot	200
<b>7.4</b>	<b>L'échelle de température thermodynamique</b>	<b>202</b>
7.4.1	L'essentiel à retenir	202
7.4.2	Qu'est-ce qu'une échelle en physique ?	202
7.4.3	Les limites des thermomètres de Celsius et Fahrenheit	202
7.4.4	Le thermomètre de William Thomson	203
7.4.5	Zéro absolu et synchronisation des échelles	205
<b>7.5</b>	<b>Efficacité maximale des machines</b>	<b>206</b>
7.5.1	Efficacité du moteur de Carnot	206
7.5.2	Efficacité du réfrigérateur de Carnot	207
7.5.3	Efficacité de la thermopompe de Carnot	207
<b>7.6</b>	<b>Exercices</b>	<b>209</b>

### *Le chapitre 7 en bref*

La chaleur ne se déplace que vers un corps de température plus basse. Cela pose une limite fondamentale à l'efficacité des transformations travail-chaleur. Elle est dictée par les températures extrêmes des machines, et usuellement très basse ( $\sim 50\%$ ). Carnot décrit un moteur de rendement maximal.

# Introduction

---

Lors du chapitre 6 (*cycles thermodynamiques*), nous avons étudié la nature de différents cycles transformant chaleur en travail et vice-versa. Nous nous proposons désormais d'étudier, d'expliquer et de quantifier leurs limites. Ce chapitre 7 (*le second principe*) se propose de répondre à deux questions :

- Pourquoi les moteurs thermiques ont-ils tous un rendement inférieur à 100 % ?
- Comment maximiser le rendement d'une machine thermique ?

## 7.1 Le second principe

---

### 7.1.1 Énoncé

Le *second principe de la thermodynamique* s'exprime ainsi :

■ La chaleur ne se déplace spontanément  
que vers une température plus basse. ■

On peut préciser cette affirmation de la façon suivante :

Le transfert de chaleur vers une température plus haute  
ne peut se faire sans apport d'énergie.

Nous allons voir que ce simple constat a des conséquences multiples et profondes pour l'ingénieur/e. En particulier, il détermine l'efficacité maximale de tous les moteurs et réfrigérateurs !

### 7.1.2 De l'évidence du second principe

Il est facile de s'offusquer tant l'énoncé ci-dessus paraît évident. Deux remarques s'imposent ici.

- Le second principe peut être énoncé de multiples façons. On parle plus souvent d'« accroissement de l'entropie » que du comportement spontané de la chaleur ; pourtant ces différents énoncés, que nous aborderons progressivement, sont tous équivalents.
- L'apparente évidence manifeste du postulat – on se doute que nul n'a jamais vu de tasse de thé chaud se réchauffer spontanément, ni de boisson fraîche se refroidir seule à température ambiante – s'effrite dès que l'on étudie les phénomènes à l'échelle microscopique.

En effet, si la température n'est que le niveau d'agitation des particules, alors rien n'empêche *a priori* celle-ci d'augmenter localement même si la température am-

biante est plus faible<sup>1</sup>. Il a fallu un demi-siècle de travail ardu aux thermodynamiciens pour répondre à cela de façon satisfaisante<sup>2</sup>. Il ne s'agit pas d'un problème trivial.

Dans notre étude et depuis notre point de vue d'ingénieur/e, nous accepterons le postulat ci-dessus comme une évidence, sans chercher ni à le justifier, ni à l'expliquer.

### 7.1.3 Tous les moteurs rejettent de la chaleur

Imaginons vouloir créer du travail en prenant de la chaleur à un objet « chaud », c'est-à-dire à haute température : par exemple,  $100^{\circ}\text{C}$ , comme montré en figure 7.1. On y accole un fluide dans un cylindre, que l'on laisse pousser sur un piston au fur et à mesure qu'il reçoit de la chaleur.

Une fois qu'une quantité de travail a été fournie (en B sur la figure 7.1), le fluide a augmenté de volume. Si nous souhaitons continuer à transformer de la chaleur en travail, et que nous ne souhaitons pas que le moteur « gonfle » indéfiniment, il nous faut refroidir ce gaz pour le ramener à son volume initial.

Malheureusement, *la seule façon* d'extraire de la chaleur du gaz est de le mettre en contact avec un corps plus « froid », comme montré en figure 7.2. Il est notamment impossible de restituer la chaleur accumulée dans le gaz au corps « chaud » – il faudrait pour cela que la température du gaz soit plus grande que lui<sup>3</sup>.

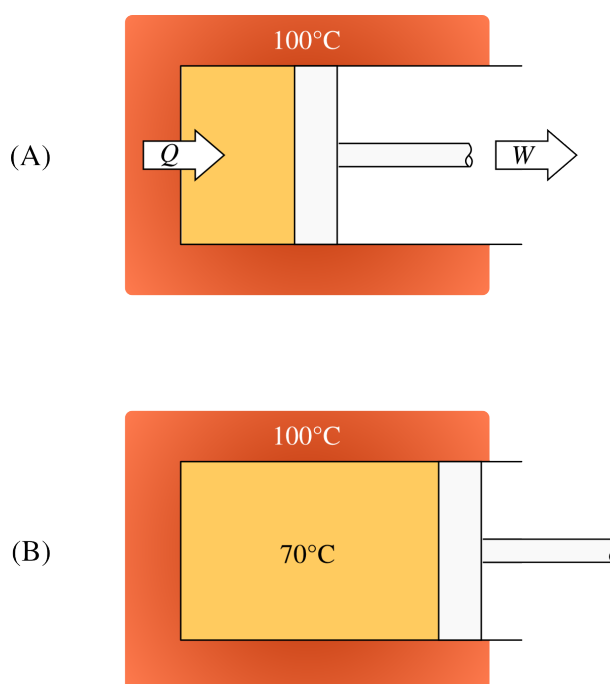


FIGURE 7.1 – Production d'un travail avec de la chaleur issue d'un corps à  $100^{\circ}\text{C}$ .

1. L'étudiant/e curieux/se pourra explorer cette idée en étudiant l'expérience fascinante du Démon de Maxwell, qui ouvre les portes à de nombreux nouveaux concepts.

2. C'est l'application des probabilités à la thermodynamique (même si l'on parle bien de thermodynamique statistique) qui permettra de la réconcilier avec la vision Newtonienne du monde, au cours du  $\text{xx}^{\text{e}}$  siècle.

3. Notons qu'en poussant le raisonnement à ses limites, le moteur pourrait recevoir et fournir la chaleur à température constante. Mais alors, le travail à fournir pour ramener le

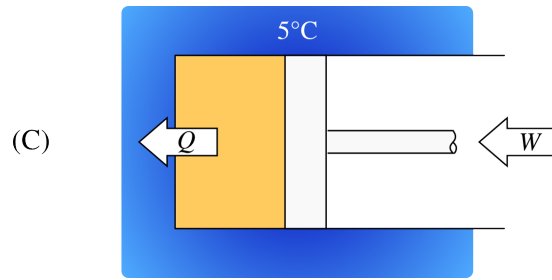


FIGURE 7.2 – Le refroidissement inévitable du moteur. La seule manière de ramener le fluide à son état initial (A) dans l'expérience en figure 7.1 est de lui prélever de la chaleur, ce qui ne peut se faire qu'avec un « puits » à chaleur de température plus basse. Les transferts de chaleur et de travail sont ici plus faibles qu'à l'aller, mais tous deux non nuls.

Ainsi, pour qu'un moteur fonctionne en continu, il faut qu'en plus d'une source à haute température où capter de la chaleur, il dispose d'un « puits » à faible température, où rejeter la chaleur dont il ne peut plus rien faire.

---

fluide à son état initial serait exactement le même que celui développé pendant la détente : le cycle ne transformerait effectivement pas de chaleur en travail, et ne présenterait alors pas d'intérêt pratique.

## 7.2 Le second principe et les machines

Pour étudier plus rigoureusement les transformations de chaleur et de travail, nous utiliserons la notation suivante pour décrire les machines thermiques :

- $T_H$  et  $T_B$  représenteront les températures haute et basse respectivement ;
- Nous appellerons toujours  $\dot{Q}_{TH}$  la puissance sous forme de chaleur transmise à haute température, et  $\dot{Q}_{TB}$  son équivalente à basse température (elles peuvent chacune être de signe positif ou négatif) .

Ainsi la machine thermique dans sa représentation la plus générale ressemble à la figure 7.3.

Il est très important de souligner que quels que soient le mode de fonctionnement de la machine et son efficacité, elle ne peut ni créer ni détruire de l'énergie (§1.2.2) ; et nous aurons toujours :

$$\dot{Q}_{TH} + \dot{Q}_{TB} + \dot{W}_{net} = 0 \quad (7/1)$$

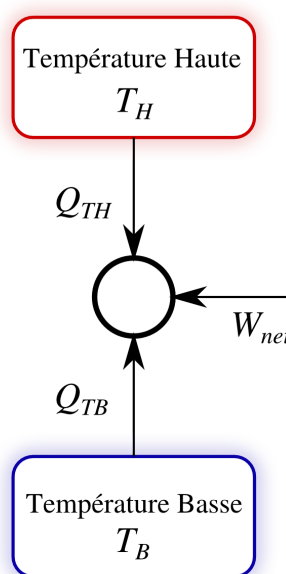


FIGURE 7.3 – Machine thermique transformant travail et chaleur, dans sa représentation la plus générale.

Le second principe a des conséquences particulières pour chacun des deux grands types de machines thermiques :

**Un moteur** prélève de la chaleur d'une source à haute température ( $\dot{Q}_{TH} > 0$ ) et produit un travail ( $\dot{W}_{net} < 0$ ). Nous venons de voir que si l'on veut effectuer cette transformation en continu, nous n'avons d'autre choix que de rejeter de la chaleur dans un réservoir à basse température ( $\dot{Q}_{TB} < 0$ ).

Dans les centrales électriques, les deux zones de température sont identifiables facilement : la vapeur prélève de la chaleur au cœur de la centrale (réacteur nucléaire, chaudière à gaz ou à charbon) et rejette de la chaleur par les larges cheminées de refroidissement.

Les moteurs automobiles et aéronautiques, quant à eux, doivent vidanger l'air qui leur sert de fluide de travail à cause des produits de combustion qui empêchent leur ré-utilisation. Pour cette raison, le refroidissement a lieu dans l'atmosphère, en dehors de la carcasse du moteur. Leur « zone de refroidissement » n'est pas distinguable facilement.

Appliqué au moteur, le second principe peut s'exprimer ainsi :

Aucun moteur ne peut transformer continûment  
de la chaleur en travail  
à partir d'une seule source de chaleur.  
Tous les moteurs rejettent de la chaleur à plus faible température.

Le fonctionnement en continu d'un moteur  
nécessite deux réservoirs de chaleur, de température différente.

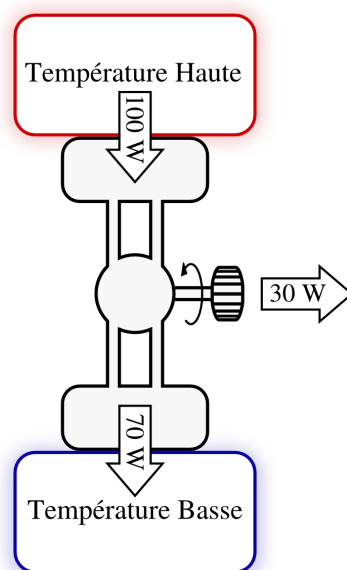


FIGURE 7.4 – Exemple de moteur.

Les puristes exprimeront ce corollaire, dit *de Kelvin-Planck*, avec l'inéquation suivante :

$$\dot{Q}_{TH} > -\dot{W}_{\text{net}} \quad (7/2)$$

pour tout moteur thermique.

**Un réfrigérateur** fonctionne dans le sens inverse. Il extrait de la chaleur d'une source à basse température ( $\dot{Q}_{TB} > 0$ ) pour la rejeter dans un réservoir à plus haute température ( $\dot{Q}_{TH} < 0$ ). Une conséquence inévitable est qu'il consomme pour cela du travail ( $\dot{W}_{\text{net}} > 0$ ).

Nous parlons ici de réfrigérateur mais le même principe de fonctionnement s'applique aux climatiseurs ainsi qu'aux pompes à chaleur, comme nous l'avons vu au chapitre 6 (*cycles thermodynamiques*).

Appliquée à un réfrigérateur, la seconde loi s'exprime ainsi :

Toute machine transférant de la chaleur depuis un corps vers un autre de température plus haute consomme du travail.

Les puristes se plairont à traduire ce corollaire (dit *de Clausius*) ainsi :

$$\dot{W}_{\text{net réfrigérateur}} > 0 \quad (7/3)$$

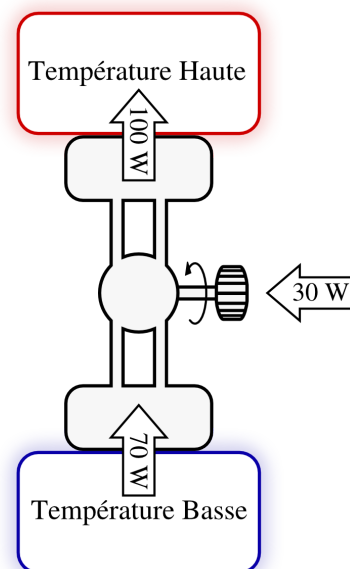


FIGURE 7.5 – Exemple de réfrigérateur (parfois nommé « machine thermique inversée »)



## 7.3 Le cycle de Carnot

---

### 7.3.1 Un peu d'histoire

Au début du XIX<sup>e</sup> siècle, un jeune polytechnicien parisien nommé **Sadi Carnot** s'est intéressé au fonctionnement des moteurs thermiques dont on assistait alors à la naissance.

La démarche de Carnot a ceci d'intéressant qu'il a fait entièrement abstraction de l'aspect technologique, pour rechercher les principes sous-jacents des moteurs. C'est d'autant plus difficile qu'à l'époque ceux-ci fonctionnent en utilisant l'ébullition et la condensation de la vapeur, et que la notion de *cycle* n'était pas encore acquise – pas plus que la notion de conservation de l'énergie.

Carnot recherchait *la quantité maximale de travail* qu'il est possible de générer à partir d'une quantité donnée de charbon. Ses travaux (*Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*, 1824) n'ont jamais été reconnus de son vivant ; sa conception de la chaleur était profondément erronée<sup>4</sup>; et pourtant, le moteur théorique qu'il a décrit, passage incontournable pour l'étudiant/e en ingénierie, sert de référence dans les bureaux d'études de tous les motoristes aujourd'hui.

### 7.3.2 Concept de machine réversible

Carnot recherche le moteur théorique dont l'efficacité est maximale. Il imagine une façon unique de transformer chaleur en travail, et travail en chaleur. Sa machine peut fonctionner dans les deux sens : en tant que moteur ou bien en tant que réfrigérateur.

En termes thermodynamiques, le moteur qu'il conceptualise est *réversible*. En inversant son fonctionnement, tous les flux de chaleur seront inversés. De cette façon, si son réfrigérateur est alimenté par son moteur, alors les flux seront compensés, comme représenté en figure 7.6.

Pourquoi une telle machine serait-elle la plus efficace que l'on puisse concevoir ?

On peut montrer par l'absurde qu'un moteur ayant une efficacité supérieure à un moteur réversible ne peut exister (figure 7.7). Le travail fourni par cette machine hypothétique pourrait être utilisé pour alimenter un réfrigérateur réversible. Ces deux machines réunies, ensemble, ne consommeraient alors aucun travail, mais provoqueraient tout de même un flux de chaleur depuis le réservoir froid vers le réservoir chaud. Selon Carnot, et d'après le second principe dont nous avons admis la validité, c'est impossible.

Cette méthode de raisonnement par combinaison de machines hypothétiques et théoriques, même s'il peut dérouter, est une excellente façon d'approcher la théo-

---

4. Il s'agit encore et toujours de la *théorie du calorique*, due à **Lavoisier**, qui sera démontée brique par brique par **James Prescott Joule** ; mais il faudra attendre encore vingt années...

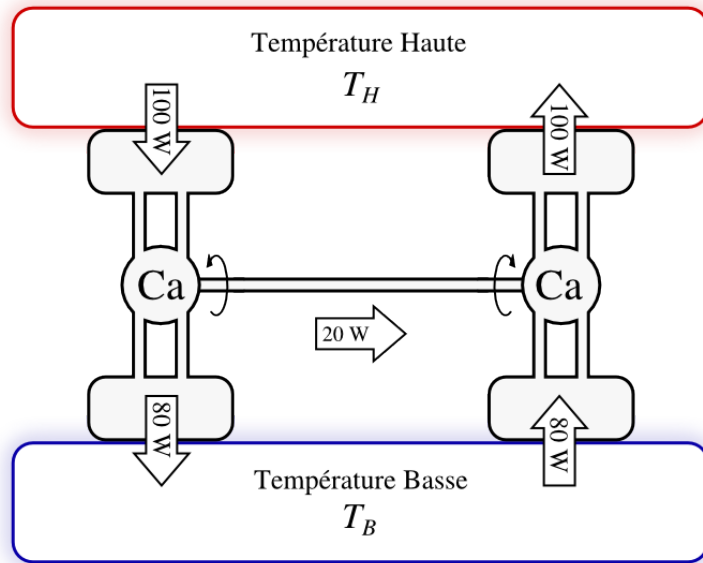


FIGURE 7.6 – Deux machines de Carnot, un moteur (à gauche) et un réfrigérateur (à droite). La première alimente la seconde, et comme elles sont réversibles, les flux de chaleur sont compensés.

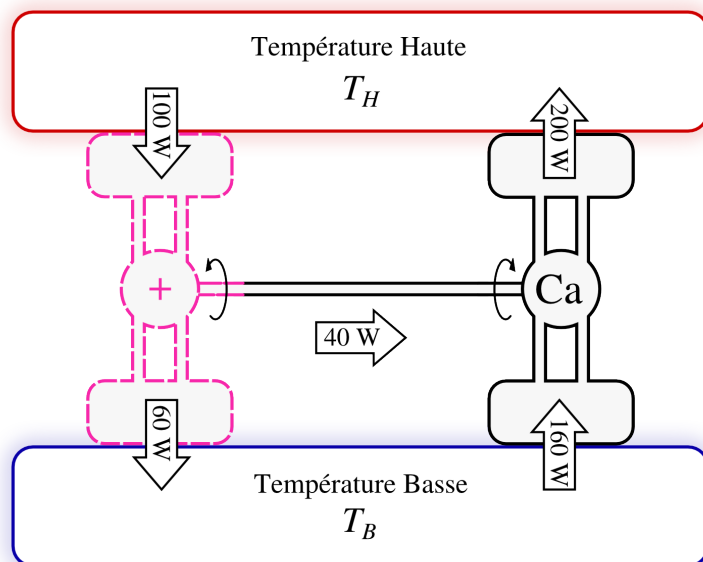


FIGURE 7.7 – Démonstration par l'absurde du fait que le meilleur moteur possible est réversible. Un hypothétique moteur irréversible (à gauche) qui aurait une plus grande efficacité qu'un réfrigérateur réversible (à droite) pourrait simplement alimenter ce dernier. Ainsi, on obtiendrait un flux net spontané de chaleur (de 100 W) depuis la source froide vers la source chaude, sans apport net de travail : selon le second principe, c'est impossible.

rie des moteurs. L'étudiant/e est vivement encouragé/e à expérimenter ainsi, en se posant par exemple les questions suivantes :

- Pourquoi le meilleur réfrigérateur possible fonctionne-t-il de façon réversible ?
- Peut-on améliorer un moteur en ré-injectant ses rejets de chaleur à la source chaude à l'aide d'une pompe à chaleur réversible ?

### 7.3.3 Clés du fonctionnement de la machine de Carnot

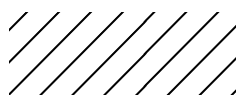
L'efficacité maximale est donc obtenue avec une machine réversible. À partir de ce constat, Carnot raisonne de la façon suivante :

1. Un moteur thermique fonctionne avec la dilatation et la contraction d'un corps soumis alternativement à deux températures ;
2. Pour qu'ils soient réversibles, c'est-à-dire pour pouvoir être effectués dans le sens inverse, tous les échanges de chaleur doivent être effectués avec des différences de température infinitésimales : ces transformations seront alors *isothermes* ;
3. Pour qu'elles soient réversibles, les phases où le corps change de température (pour passer d'un réservoir de chaleur à un autre) doivent se faire sans échange de chaleur : ces transformations seront alors *adiabatiques*.
4. Pour permettre un retour en arrière avec chaque évolution, il faut qu'elles soient toutes *réversibles* (infiniment lentes).

L'essentiel est dit. Carnot vient ici de dessiner un cycle thermodynamique théorique, composé de deux évolutions isothermes et deux évolutions adiabatiques. Il n'a pas eu besoin de quantifier le moindre transfert ; et ne s'est pas encore soucié du moindre détail technologique. Pourtant, il est certain que le cycle thermodynamique qu'il décrit est le plus efficace – le moins inefficace ! – qu'il soit possible d'effectuer.

### 7.3.4 Fonctionnement du moteur de Carnot

Il est possible de décrire le *cycle de Carnot* avec un système piston-cylindre<sup>5</sup> que l'on peut alternativement isoler ou mettre en contact avec les sources chaude et froide. Le cycle comporte quatre étapes réversibles<sup>6</sup> et le fluide oscille entre les températures  $T_H$  (source « chaude » à haute température) et  $T_B$  (source « froide » à basse température).



#### Compression adiabatique réversible de 1 à 2

Le cycle débute en 1, lorsque le fluide est dans le cylindre à température basse  $T_B$ .

5. Il est également possible de décrire ce cycle avec un système turbine-compresseur fonctionnant en régime permanent, mais l'évolution est moins intuitive visuellement.

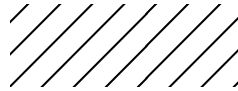
6. Il ne faut pas confondre ces quatre étapes avec les quatre temps du moteur à explosion usuel. En théorie, ces quatre étapes sont réalisables avec deux temps (compression, détente) seulement.

Pour l'amener à température haute (et ainsi permettre un transfert de chaleur réversible en phase  $2 \rightarrow 3$ ), le fluide est comprimé de façon adiabatique réversible<sup>7</sup>. La température du fluide augmente de  $T_B$  à  $T_H$ . Cette phase est *consommatrice* de travail ( $W_{1 \rightarrow 2} > 0$ ). Le but de l'évolution est d'amener le fluide à haute température.

$T_H$

### Chauffage isotherme de 2 à 3

En 2, le fluide se trouve donc comprimé dans le piston, à la température  $T_H$ . Le cylindre alors est mis au contact de la source chaude (température  $T_H$ ) et on fournit de la chaleur avec une différence de température infinitésimale : c'est une détente isotherme<sup>8</sup>. Cette phase est productrice de travail ( $W_{2 \rightarrow 3} < 0$ ). Le but de l'évolution est de capter de la chaleur (quantité  $Q_{TH}$ ) de la source chaude.



### Détente adiabatique de 3 à 4

Le transfert de chaleur isotherme ci-dessus est stoppé en 3. Le cylindre est alors isolé thermiquement. Le but est désormais de réduire la température du fluide jusqu'à  $T_B$  en produisant le maximum de travail. Pour cela une détente adiabatique réversible a lieu : le piston poursuit son recul infiniment lent, et cette fois le fluide voit sa température descendre progressivement. Cette phase est productrice de travail ( $W_{3 \rightarrow 4} < 0$ ).

$T_B$

### Refroidissement isotherme de 4 à 1

En 4, le fluide est à température basse  $T_B$ . Pour le ramener à son volume initial, il faut lui retirer de la chaleur. Pour cela un refroidissement isotherme a lieu ; le piston est avancé progressivement, et la température du fluide est maintenue constante à  $T_B$ . Cette phase est *consommatrice* de travail ( $W_{4 \rightarrow 1} > 0$ ) ; la chaleur rejetée par le fluide vers la source froide est  $Q_{TB}$ .

Au final, le moteur a reçu une quantité de chaleur  $|Q_{TH}|$  à haute température, et rejeté une quantité  $|Q_{TB}|$  plus faible à basse température. La différence entre ces deux quantités est le travail produit,  $|W_{net}|$ .<sup>9</sup> Parce que le cycle est réversible,  $|W_{net}|$  est le maximum qu'il soit possible d'obtenir.

7. Les compressions et détentes adiabatiques réversibles sont détaillées aux sections §4.4.5 et §5.4.5

8. Les échanges de chaleur isothermes sont détaillés aux sections §4.4.4 et §5.4.4

9. Nous avons bien sûr  $W_{net} = W_{1 \rightarrow 2} + W_{2 \rightarrow 3} + W_{3 \rightarrow 4} + W_{4 \rightarrow 1} = -(Q_{TH} + Q_{TB})$  (6/1).

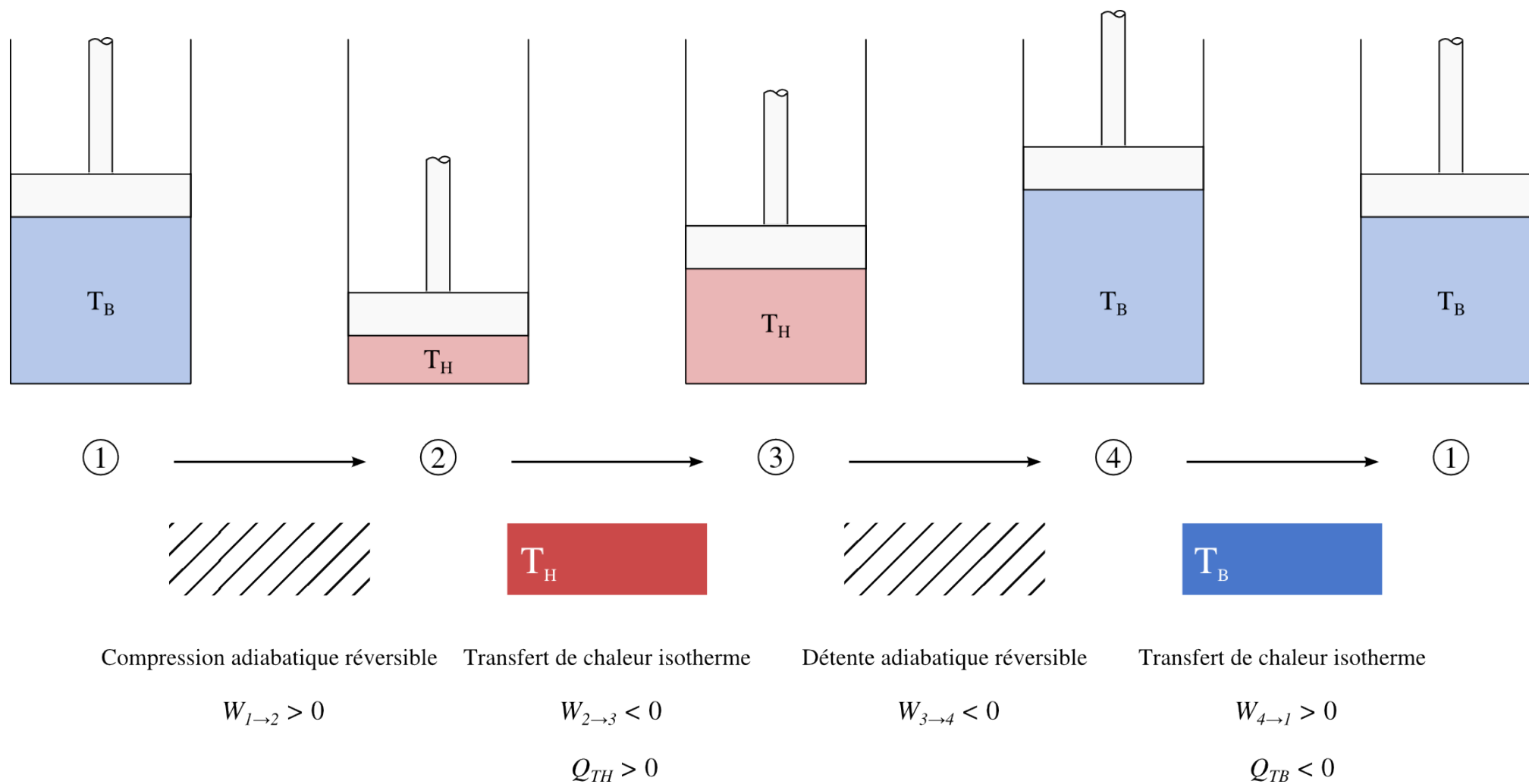


FIGURE 7.8 – Les quatre étapes du moteur de Carnot.

Le cycle du moteur de Carnot peut être tracé sur un diagramme pression-volume (comme par exemple en figure 7.9 avec un gaz parfait). On observe notamment que les phases de compression se font à plus basses pression et volume que les phases de détente : le cycle est producteur de travail. L'aire circonscrite dans le parcours 1-2-3-4-1 représente la quantité de travail produite.

Le fait qu'aucune de ces étapes ne soit réalisable en pratique n'aura pas échappé à l'étudiant/e perspicace : pour que toutes ces phases soient réversibles, il faut que le mouvement du piston soit infiniment lent.

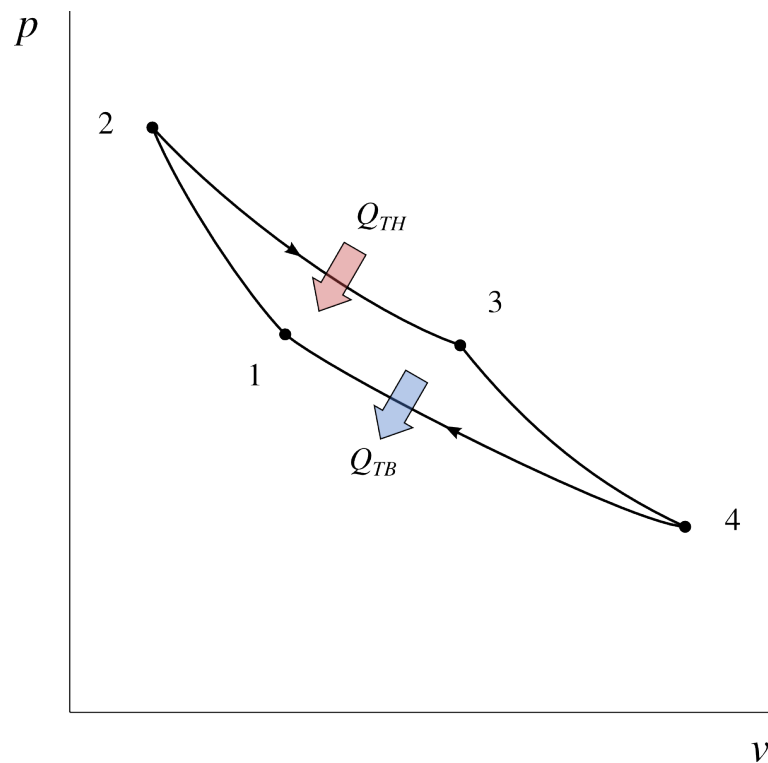


FIGURE 7.9 – Diagramme pression-volume d'un cycle de Carnot, pour un moteur, avec un gaz parfait. Dans le cas d'une machine thermique inversée (réfrigérateur ou pompe à chaleur), le sens de l'évolution est simplement inversé.

### 7.3.5 Le réfrigérateur de Carnot

En inversant le sens de fonctionnement, on crée un système de réfrigération de même efficacité. Le fluide passe alors par les mêmes états, mais en parcourant le chemin inverse (1-4-3-2-1) comme montré en figure 7.10. La chaleur  $|Q_{TB}|$  est *cap-*tée de la source froide, le travail  $|W_{\text{net}}|$  est *reçu* par la machine, et la chaleur  $|Q_{TH}|$  est rejetée par la machine vers la source à haute température.

Ce cycle permet d'obtenir le rendement maximal (le moins mauvais rendement, car il n'est pas infini) d'un système de climatisation ou d'une pompe à chaleur.

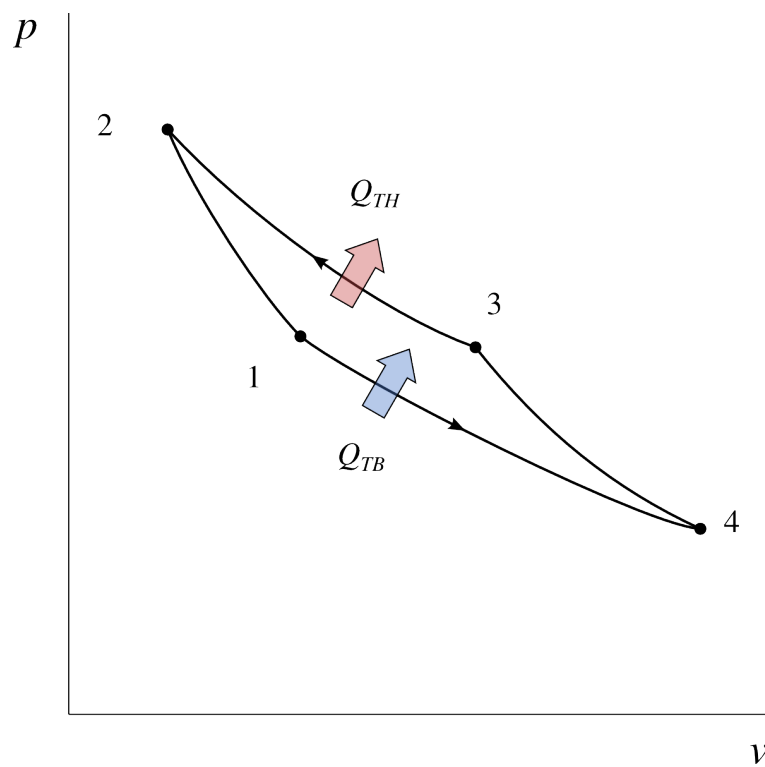


FIGURE 7.10 – Diagramme pression-volume pour un cycle de Carnot inversé, c'est-à-dire en mode de réfrigération (réfrigérateur ou pompe à chaleur), avec un gaz parfait.

## 7.4 L'échelle de température thermodynamique

### 7.4.1 L'essentiel à retenir

Kelvin définit une échelle de température, dite de *température absolue*. À l'intérieur d'une machine de Carnot, le rapport des températures maximale  $T_H$  et minimale  $T_B$  est défini comme égal au rapport des débits sous forme de chaleur, c'est-à-dire :

$$\left| \frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}} \right| \equiv \frac{T_H}{T_B} \quad (7/4)$$

par définition, dans une machine de Carnot,  
où  $\dot{Q}_{TH}$  est le débit de chaleur absorbé ou rejeté à haute température ( $\dot{Q}_{TB}$ , à basse température),  
et où les températures sont absolues (mesurées en K).

Cette équation 7/4 est une définition. On peut donc déterminer la température d'un corps sans devoir utiliser un fluide en particulier. Kelvin étalonne son échelle de sorte que  $0^\circ\text{C} = 273,15\text{ K}$ .

Les paragraphes qui suivent sont destinés aux lecteurs curieux, et peuvent être survolés sans danger par l'étudiant/e ou l'ingénieur/e pressé/e.

### 7.4.2 Qu'est-ce qu'une échelle en physique ?

Pour quantifier une propriété en physique (par exemple, quantifier « la masse » ou « la couleur »), il faut avoir défini trois choses :

**Un degré zéro** qui définit ce que représente zéro propriété (zéro masse, zéro longueur, etc.) ;

**Un étalon** arbitraire qui sert de calibre (par exemple, un objet de masse une livre, de longueur un mètre) ;

**Une échelle** qui permet de définir la propriété entre le degré zéro et l'étalon (par exemple, ce qu'est « deux fois plus » ou « deux fois moins » de masse, de lumière, etc.).

### 7.4.3 Les limites des thermomètres de Celsius et Fahrenheit

Au début du XIX<sup>e</sup> siècle, les deux échelles de température que nous utilisons aujourd'hui dans la vie courante, celles du suédois [Anders Celsius](#) et de l'allemand [Gabriel Fahrenheit](#), sont déjà en usage. Qu'en est-il de ces deux échelles d'un point de vue physique ?

- Le degré zéro est plutôt facile à définir (c'est le point où les corps sont entièrement figés, incapables de fournir de la chaleur) mais ni Fahrenheit ni Celsius ne sont capables de le situer avec certitude ;



- Les étalons de Celsius et Fahrenheit sont sensiblement différents. Celsius choisit le gel de l'eau pure, Fahrenheit de l'eau salée, à pression atmosphérique, et lui attribuent chacun la graduation relative « zéro ».
- Les échelles de Celsius et Fahrenheit, en revanche, sont strictement identiques. En effet, pour *mesurer* les températures autour de leurs étalons, les deux scientifiques mesurent la contraction et la dilatation d'un liquide dans un tube. Entre son zéro et l'ébullition de l'eau à pression atmosphérique, Celsius trace 100 graduations<sup>10</sup> ; Fahrenheit, 212 graduations<sup>11</sup>.

Le principal problème avec ces deux échelles est que la température n'est bien définie que dans le domaine d'existence des thermomètres à liquide. Quel que soit le fluide utilisé (mercure, alcool, eau), il finit toujours par geler ou bouillir quelque part ; et les graduations ne donnent alors plus d'information utile. Par exemple, Celsius ne peut pas *définir* ou même décrire ce qui permet de reconnaître une température de 1 200 °C.

En plus de cela, les deux échelles sont peu intuitives à utiliser en dessous du gel de l'eau. Pour peu que l'on admette, par exemple, que 40 °C puisse être « deux fois plus de température » que 20 °C, alors à quoi correspondrait une température deux fois plus haute que –10 °C ?<sup>12</sup>

#### 7.4.4 Le thermomètre de William Thomson

William Thomson, ingénieur et physicien écossais, a bien compris ces limites. Il va proposer une échelle de température qui, elle, ne dépend pas du comportement d'un fluide dans un tube.

Thomson s'intéresse de près au cycle de Carnot et il raisonne de la façon suivante. La seule propriété qui confère l'efficacité maximale au moteur de Carnot est le fait qu'il soit réversible. Autrement dit, toutes les machines fondées sur ce cycle et opérant entre deux températures données auront la même efficacité — quels que soient leur carburant, leur cylindrée, leur configuration, ou leur puissance<sup>13</sup>. On pourrait donc se servir de l'efficacité d'un moteur de Carnot comme mesure de la température.

La proposition de Thomson est la suivante : soit un corps à une température  $T_1$  (par exemple de mille unités, comme montré en figure 7.11). On y attache un moteur de Carnot, qui va fournir du travail et rejeter de la chaleur à température plus basse  $T_2$ . Cette température  $T_2$  est deux fois plus faible que  $T_1$  si le moteur rejette la moitié

10. En fait, Celsius utilise initialement une échelle inversée, allant de 100 °C au gel jusqu'à 0 °C à l'ébullition !

11. Cette graduation est probablement choisie pour se recaler facilement sur sa *première* graduation, étalonnée sur le gel de l'eau pure (32) et la température du corps humain (96). Des étalons fort difficiles à reproduire !

12. Cela revient à poser la question : peut-on écrire  $\frac{40^\circ\text{C}}{20^\circ\text{C}}$  et est-ce égal à  $\frac{80^\circ\text{C}}{40^\circ\text{C}}$  ? (la réponse moderne à cette question est non.)

13. On pourrait par exemple « allonger » tant qu'on veut les phases de détente isotherme : rien ne fixe *a priori* l'état 3 décrit en figure 7.8).

de la chaleur qu'il reçoit ; elle est quatre fois plus faible lorsqu'il en rejette le quart, etc. En termes mathématiques, Thomson propose<sup>14</sup> :

$$\left| \frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}} \right| \equiv \frac{T_H}{T_B} \quad (7/4)$$

dans une machine de Carnot (en fait, pour toute machine effectuant une transformation réversible),

où  $\dot{Q}_{TH}$  est le débit de chaleur absorbé ou rejeté à haute température ( $\dot{Q}_{TB}$ , à basse température),

et où les températures sont *absolues* (mesurées en K).

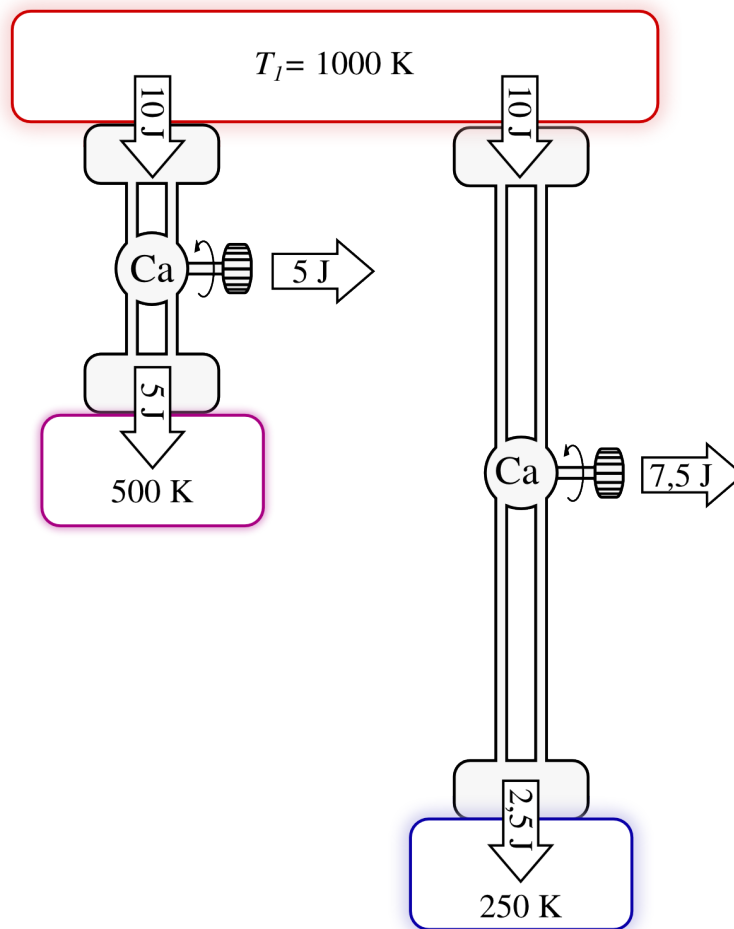


FIGURE 7.11 – Expérience permettant d’illustrer l’échelle de température absolue proposée par William Thomson. Un moteur de Carnot fonctionnant entre  $1\,000\text{ K}$  et  $500\text{ K}$  rejette  $\frac{1\,000}{500} = 50\%$  de la chaleur qu’il reçoit. Si la température basse est quatre fois plus faible, ce rejet est quatre fois plus faible ( $\frac{1\,000}{250}$ ) que la chaleur reçue.

14. En fait, ce n’est pas si simple. Thomson propose d’abord (en 1848) une échelle dans laquelle  $\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}$  est proportionnel à la *différence* des températures ; ce qui en fait une échelle logarithmique de notre point de vue actuel. Il se ravise avec la proposition 7/4 six ans plus tard.

Avec une simple manipulation des équations 7/4 et 7/1, on peut reformuler la définition de Kelvin comme suit :

Soit une machine de Carnot fonctionnant entre deux réservoirs thermiques séparés d'un degré de température (1 K),  
et à laquelle on fournit une quantité de chaleur  $Q_H$  de 1 Joule ;  
La température de la source chaude  
est définie comme l'inverse du travail produit.

Les températures dans cette échelle, dite *échelle de température absolue* ou *de température thermodynamique*, sont toujours positives et varient de zéro à l'infini.

### 7.4.5 Zéro absolu et synchronisation des échelles

Thomson dispose donc d'une *échelle* — une méthode permettant de définir une température « deux fois plus élevée ».

Le zéro de cette échelle correspond bien au degré zéro de température, puisqu'avec l'expérience de la figure 7.11 on dispose alors d'un « gouffre » de température zéro qui permet de détendre les gaz jusqu'à zéro température (on peut ainsi convertir toute l'énergie interne d'un fluide en travail<sup>15</sup>).

Reste le choix d'un étalon. Thomson revient au thermomètre de Celsius et prend le même point de référence (gel de l'eau à pression atmosphérique). Observant que la contraction et la dilatation des fluides reste proportionnelle à leur variation de température absolue, il attribue à ce point de référence une valeur qui permet de conserver la même graduation thermométrique. Pour cela, il faut que les températures 100 °C et 0 °C, dont on sait qu'elles permettent un rendement maximal de 28,8 %, correspondent à des températures en K espacées de 100 unités. Le calcul est simple<sup>16</sup> et Thomson obtient la relation :

$$0\text{ °C} = 273,15\text{ K} \quad (7/5)$$

William Thomson a trente ans lorsqu'il publie son échelle de température en 1854, lancé dans une carrière de scientifique époustouflante. En 1892 il sera sacré *Premier Baron Kelvin*<sup>17</sup> ; c'est sous ce nom qu'il est connu aujourd'hui. L'unité *Kelvin* (K) est officiellement attribuée à la température absolue en 1948.

Le travail de Kelvin permet donc de séparer définitivement le concept de température des fluides réels ou imaginaires (ébullition de l'eau, volume des gaz parfaits<sup>18</sup>) ; la voilà rattachée à une expérience physique précise et quantitative.

15. On peut prendre une machine de Carnot avec  $T_B = 0\text{ K}$ . Le transfert de chaleur à la source froide est alors inutile puisque l'on a effectué une détente infinie ( $3 \rightarrow 4$ ) pour obtenir une température de zéro.  $Q_{TB}$  est alors nul, et on retrouve bien un rendement de 100 %.

16. L'étudiant/e est encouragé/e à le reproduire.

17. On dira même *The Right Honourable First Lord Kelvin* (OM, GCVO, PC, PRS, PRSE) !

18. Nous avons esquivé deux fois la définition de la température dans ces chapitres (§1.5.1 et §4.1.1).

## 7.5 Efficacité maximale des machines

La définition de la température détaillée en 7/4 nous permet de revenir aux machines thermiques et d'apporter une réponse simple aux questions que se posait Carnot.

### 7.5.1 Efficacité du moteur de Carnot

Lors du chapitre précédent (§6.3.1), nous avons vu que le rendement d'un moteur était le rapport entre le travail produit (transfert utile,  $\dot{W}_{\text{net}}$ ) et la chaleur reçue (dépense énergétique,  $\dot{Q}_{\text{in}}$ ). Nous avons transformé cette expression en une autre moins appréhensible :

$$\eta_{\text{moteur}} = 1 - \left| \frac{\dot{Q}_{TB}}{\dot{Q}_{TH}} \right| \quad (6/5)$$

pour tout moteur thermique.

Dans le cas d'une machine de Carnot, avec la relation 7/4, cette expression prend tout son sens en devenant :

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} \quad (7/6)$$

pour un moteur thermique réversible,  
et où les températures sont absolues (K).

Cette expression 7/6 est si remarquable qu'il nous faut nous y arrêter quelques instants.

La réponse à la question « quelle quantité maximale de travail, en théorie, peut-on obtenir de la combustion d'une quantité donnée de charbon ? », que se posait Carnot, est ici – et elle est stupéfiante : **cela ne dépend que des températures haute et basse du moteur !**

Deux remarques importantes s'imposent ici.

- Premièrement, cette efficacité n'est pas de 100 %. Pourtant, nous parlons bien ici de machines sans frottement, sans perte, et aux mouvements infiniment lents. Par contraste, rien n'empêche un moteur électrique ou un alternateur d'atteindre une efficacité de 100 % si l'on peut s'affranchir de tous frottements. Ainsi, avant même d'avoir abordé les inévitables difficultés technologiques dans la mise en place des moteurs réels, le motoriste est limité par la nature fondamentale de la chaleur dans ce qu'il peut obtenir de sa machine. Dans les chapitres suivants, nous aborderons les irréversibilités observées dans les moteurs réels, qui réduiront encore le rendement calculé ci-dessus.
- Secondement, cette équation est un argument fort pour augmenter la température de combustion dans les moteurs.

En effet, en pratique la température basse  $T_B$  est fixée par celle de l'air ambiant. Le seul paramètre restant pour augmenter le rendement d'un moteur idéal est la température  $T_H$ . Cette relation explique les efforts surprenants déployés par les concepteurs de moteurs pour utiliser de grandes températures (et de façon

correspondante, de grandes pressions), même si les moteurs réels sont loin d'être réversibles.

Pour résumer, nous répondrons ainsi à la question de Carnot :

Plus la température à laquelle est brûlé le charbon est haute, plus la température ambiante est basse, et moins les pertes en chaleur – *inévitables* – du moteur seront grandes.

### 7.5.2 Efficacité du réfrigérateur de Carnot

Nous avons vu au (§6.3.2) que l'efficacité d'un réfrigérateur était la comparaison entre la chaleur extraite de la source froide (transfert utile,  $\dot{Q}_{in}$ ) et le travail consommé (dépense énergétique,  $\dot{W}_{net}$ ). Nous avons exprimé cette efficacité avec l'obscur expression :

$$\eta_{\text{réfrigérateur}} = \frac{1}{\left| \frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}} \right| - 1} \quad (6/7)$$

pour tout réfrigérateur.

Lorsqu'il s'agit d'un réfrigérateur de Carnot, cette efficacité est fonction de la température uniquement (7/4) et l'on a ainsi :

$$\eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B} - 1} \quad (7/7)$$

pour un réfrigérateur réversible,  
et où les températures sont absolues (K).

Les mêmes remarques que plus haut s'appliquent ici.

Non seulement le rendement d'un réfrigérateur n'atteint jamais l'infini<sup>19</sup>, même s'il est parfaitement isolé et doté d'un mécanisme idéal ; mais en plus, cette efficacité est d'autant plus faible que la température de réfrigération  $T_B$  est basse.

### 7.5.3 Efficacité de la thermopompe de Carnot

De même que ci-dessus, rappelons que nous avons défini le rendement (ou « coefficient de performance ») de la pompe à chaleur comme le rapport de la chaleur fournie à la source chaude sur le travail mécanique consommé (6/8) :

$$\eta_{\text{thermopompe}} = COP_{\text{thermopompe}} = \frac{1}{1 - \left| \frac{\dot{Q}_{TB}}{\dot{Q}_{TH}} \right|} \quad (6/9)$$

pour toute thermopompe.

Avec la relation 7/4, on peut exprimer cette efficacité uniquement en fonction des températures haute et basse :

$$\eta_{\text{thermopompe Carnot}} = COP_{\text{thermopompe Carnot}} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} \quad (7/8)$$

<sup>19</sup>. Un réfrigérateur de rendement (ou COP) infini fonctionnerait sans apport de travail, §6.3.2

pour une thermopompe réversible,  
et où les températures sont absolues (K).

Les températures auxquelles sont soumises les machines réversibles fixent donc ainsi fermement les rendements qu'il est possible d'attendre d'elles.