Chapitre 7
Le second principe

ou

L'inquiétante découverte de l'ingénieur Carnot

Version du 14 novembre 2014

http://thermo.ariadacapo.net

Chapitre 7 – Le second principe

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. Carnot décrit un moteur de rendement maximal.

Introduction

Lors du chapitre 6 (*cycles thermodynamiques*), nous avons étudié la nature de différents cycles permettant de transformer chaleur et travail. Nous nous proposons maintenant 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 toujours 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

L'énoncé ci-dessus paraît si évident qu'on peut presque s'en offusquer. Deux remarques s'imposent ici.

- Le second principe peut être énoncé de multiples façons. Il est plus impressionnant de parler d'« accroissement de l'entropie » que du comportement spontané de la chaleur ; pourtant ces différents énoncés, que nous allons aborder 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 ambiante est plus faible[1]. Il a fallu un demi-siècle de travail ardu aux thermodynamiciens pour répondre à cela de façon satisfaisante[2]. 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 Principe zéro et troisième principe

Le *principe zéro* de la thermodynamique stipule que si deux corps sont en équilibre thermique avec un troisième, alors tous les trois sont en équilibre l'un avec l'autre. Le *troisième principe* stipule que l'entropie (une propriété que nous étudions au chapitre prochain) d'un cristal à température zéro est nulle. Ni l'un ni l'autre ne revêt la moindre importance pour l'ingénieur/e.

1. L'étudiant/e curieux/se pourra explorer cette idée en étudiant l'expérience intrigante du *démon de Maxwell*, qui ouvre les portes vers de nombreux nouveaux concepts.
2. C'est l'application des probabilités et statistiques à la thermodynamique, et en particulier le travail de Ludwig Boltzmann (§8.4.3) qui permettra de la réconcilier avec la vision mécanistique Newtonienne du monde, au cours du XX[e] siècle.

7.2 Le second principe et les machines thermiques

7.2.1 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 °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. En particulier, il est 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[3]. Cette chaleur accumulée est donc irrémédiablement perdue.

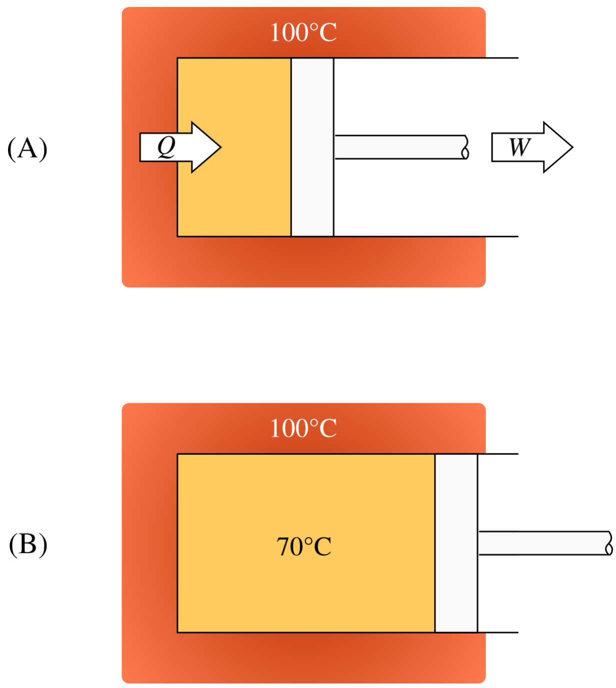


FIGURE 7.1 – Production d'un travail avec de la chaleur issue d'un corps à 100 °C : le transfert de chaleur permet la production d'un travail mais il provoque également une augmentation de température du fluide.

schéma CC-0 o.c.

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 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.

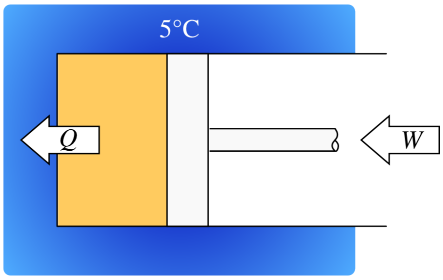


Figure 7.2 – Le refroidissement inévitable du moteur. La seule manière de ramener le fluide à son état initial (A) dans l'expérience en figure 7.1 est de lui prélever de la chaleur, ce qui ne peut se faire qu'avec un « puits » à chaleur de température plus basse. Les transferts de chaleur et de travail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

schéma CC-0 o.c.

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.

Ce raisonnement s'applique de la même façon aux machines conçues pour absorber de la chaleur à basse température (réfrigérateurs, climatiseurs, et pompes à chaleur). Une fois que la chaleur a été captée dans le fluide à basse température, la seule façon de la rejeter à une température plus haute est d'augmenter la température du fluide. Cela nécessite un travail de compression non-nul. Ainsi, pour qu'un réfrigérateur fonctionne en continu, il faut qu'il reçoive de l'énergie sous forme de travail.

7.2.2 Limites des machines thermiques

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 :

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

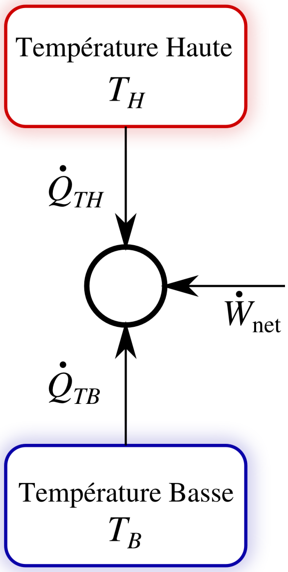


FIGURE 7.3 – Une machine thermique transformant travail et chaleur dans sa représentation la plus générale.

schéma CC-0 o.c.

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 ($\dot{W}_{\text{net}} < 0$, figure 7.4). Nous venons de voir que si nous voulons 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

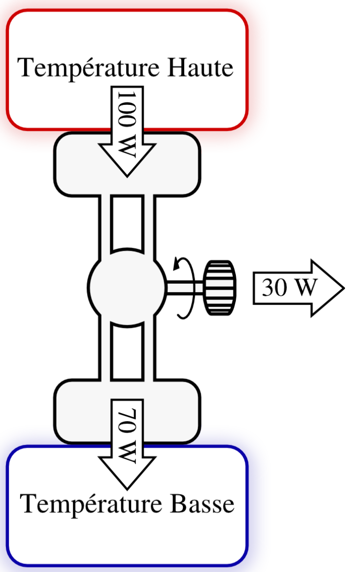


FIGURE 7.4 – Un exemple de transferts énergétiques vers un moteur thermique.

schéma CC-0 o.c.

(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.

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

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

pour tout moteur thermique.

Un réfrigérateur, un climatiseur ou une pompe à chaleur a un fonctionnement inverse à celui des moteurs. Ces machines extraient de la chaleur d'une source à basse température ($\dot{Q}_{TB} > 0$) pour la rejeter dans un réservoir à plus haute température ($\dot{Q}_{TH} < 0$, figure 7.5). Une conséquence inévitable est qu'elles consomment pour cela du travail ($\dot{W}_{\text{net}} > 0$).

Appliquée à un réfrigérateur, le second principe 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 :

$$\dot{W}_{\text{net}} > 0 \tag{7/3}$$

pour tout réfrigérateur, climatiseur ou pompe à chaleur

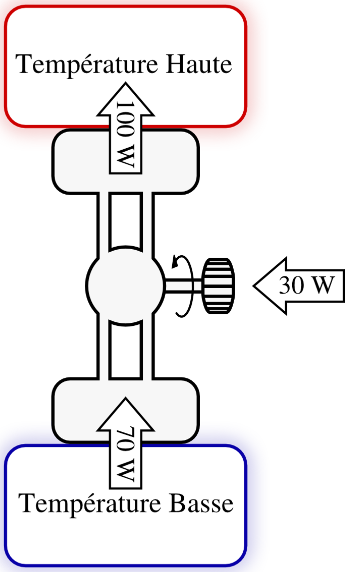


FIGURE 7.5 – Un exemple de transferts énergétiques en jeu dans un réfrigérateur, un climatiseur ou une pompe à chaleur en fonctionnement.

schéma CC-0 o.c.

7.3 Le cycle de Carnot

7.3.1 Un peu de contexte

Au début du XIXe siècle, un jeune polytechnicien parisien nommé Sadi Carnot s'est intéressé au fonctionnement des moteurs thermiques, alors en plein essor. Carnot recherchait *la quantité maximale de travail* qu'il est possible de générer à partir d'une quantité donnée de charbon.

La démarche de Carnot a ceci d'intéressant qu'il a fait entièrement abstraction de l'aspect technologique pour rechercher les principes sous-jacents au fonctionnement 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. Cette abstraction et la clarté de son écriture ont consacré son unique œuvre, *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*, 1824 [2], dans l'histoire de la physique.

Carnot décède peu après sa publication et avant que ses travaux puissent être reconnus ; sa conception de la chaleur était fondamentalement erronée[4]; 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, la machine qu'il conceptualise est non seulement *inversable*, c'est à dire qu'on peut changer le sens de circulation du fluide pour changer sa fonction (tels de nombreux climatiseurs domestiques disponibles dans le commerce aujourd'hui), mais elle est aussi *réversible* : en inversant son fonctionnement, tous les flux de chaleur sont exactement opposés. De cette façon, si son réfrigérateur est alimenté par son moteur, alors les flux seront exactement 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

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

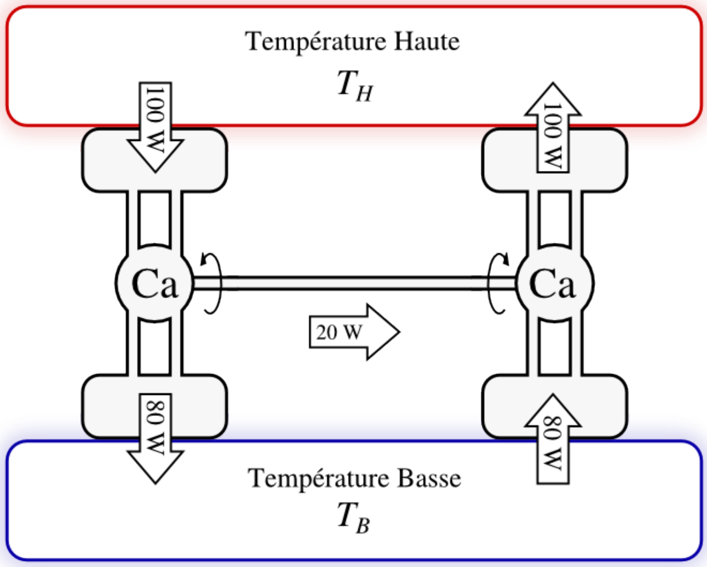


FIGURE 7.6 – Deux machines de Carnot, un moteur (à gauche) et un réfrigérateur (à droite). La première alimente la seconde, et comme elles sont réversibles, les flux de chaleur sont compensés.

schéma CC-0 o.c.

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 : une telle machine ne peut donc exister.

Cette méthode de raisonnement par combinaison de machines hypothétiques et théoriques, même s'il peut dérouter, est une excellente façon d'approcher la théorie des machines thermodynamiques. 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 ?
- Pourquoi ne peut-on pas améliorer l'efficacité d'un moteur en retournant ses rejets de chaleur vers la source chaude à l'aide d'une pompe à chaleur réversible ?

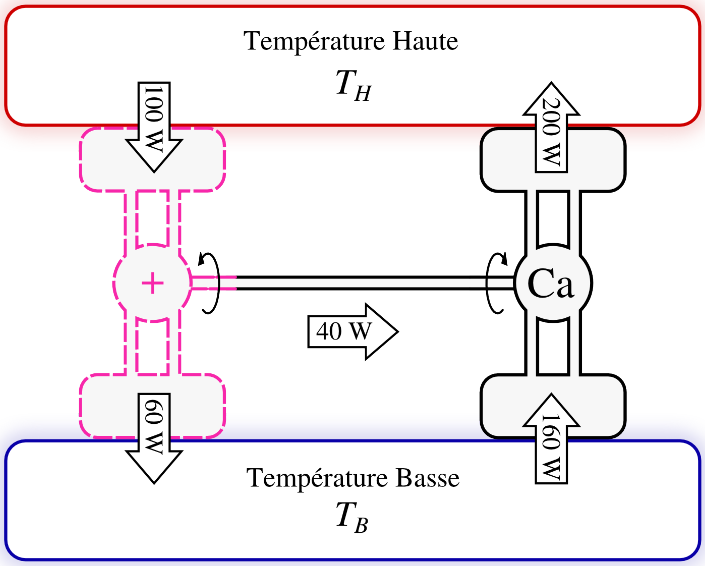


FIGURE 7.7 – Démonstration par l'absurde du fait que le meilleur moteur possible est réversible. Un hypothétique moteur (à gauche) qui aurait une plus grande efficacité qu'un réfrigérateur réversible (à droite) pourrait simplement alimenter ce dernier. Ainsi, on obtiendrait un flux net spontané de chaleur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

schéma CC-0 o.c.

7.3.3 Élaboration du cycle de Carnot

Nous avons donc vu que l'efficacité maximale d'une machine est atteinte lorsque son fonctionnement est réversible. À partir de ce constat, Carnot raisonne de la façon suivante :

1. Toutes les machines thermiques fonctionnent 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 Les quatre étapes du moteur de Carnot

Nous pouvons décrire le *cycle de Carnot* avec une quantité de masse prisonnière dans un cylindre, et à qui l'on fait subir quatre transformations (figure 7.8). Il évolue ainsi entre les températures T_H (source « chaude » à haute température) et T_B (source « froide » à basse température), pour développer un travail net :

Compression adiabatique réversible de 1 à 2

Dans cette étape, nous souhaitons amener le fluide jusqu'à une haute température sans lui apporter de chaleur.
Le cycle débute en 1, lorsque le fluide est dans le cylindre à température basse T_B. Pour l'amener à température haute (et ainsi permettre un transfert de chaleur réversible en phase $2 \to 3$), le fluide est compressé de façon adiabatique réversible (§4.4.5 & §5.4.5). La température du fluide augmente de T_B à T_H.
Cette phase est *consommatrice* de travail ($W_{1\to2} > 0$).

T_H **Chauffage isotherme de 2 à 3**

Dans cette étape, nous souhaitons capter une quantité Q_{TH} de chaleur de la source à haute température.
En 2, le fluide se trouve compressé dans le piston, à la température T_H. Le cylindre 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(§4.4.4 & §5.4.4). La température du fluide reste constante à T_H.
Cette phase est productrice de travail ($W_{2\to3} < 0$).

Détente adiabatique de 3 à 4

Dans cette étape, nous souhaitons faire chuter la température du fluide jusqu'à celle de la source froide (T_B).
En 3, le fluide se trouve toujours à température T_H. Le cylindre est alors isolé thermiquement et le fluide est détendu de façon à extraire du travail et réduire sa température sans transfert de chaleur : c'est une détente détente adiabatique réversible. Le piston poursuit son lent recul, et la température du fluide descend jusqu'à T_B.
Cette phase est productrice de travail ($W_{3\to4} < 0$).

T_B **Refroidissement isotherme de 4 à 1**

Dans cette dernière étape, nous souhaitons rejeter une quantité Q_{TB} de chaleur dans le puits à basse température.

En 4, le fluide est à température basse T_B. Pour le ramener à son volume initial, il faut lui retirer de la chaleur. Nous procédons à un refroidissement isotherme a lieu : le piston est avancé progressivement, et la température du fluide est maintenue constante à T_{TB}.

Cette phase est consommatrice de travail ($W_{4\to1} > 0$).

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, $W_{\text{net}} = W_{1\to2} + W_{2\to3} + W_{3\to4} + W_{4\to1} = -Q_{TH} - Q_{TB}$ (6/1).

Cette quantité de travail W_{net} représente le maximum qu'il soit possible d'obtenir à partir d'une quantité de chaleur Q_{TH}, entre deux températures données T_B et T_H.

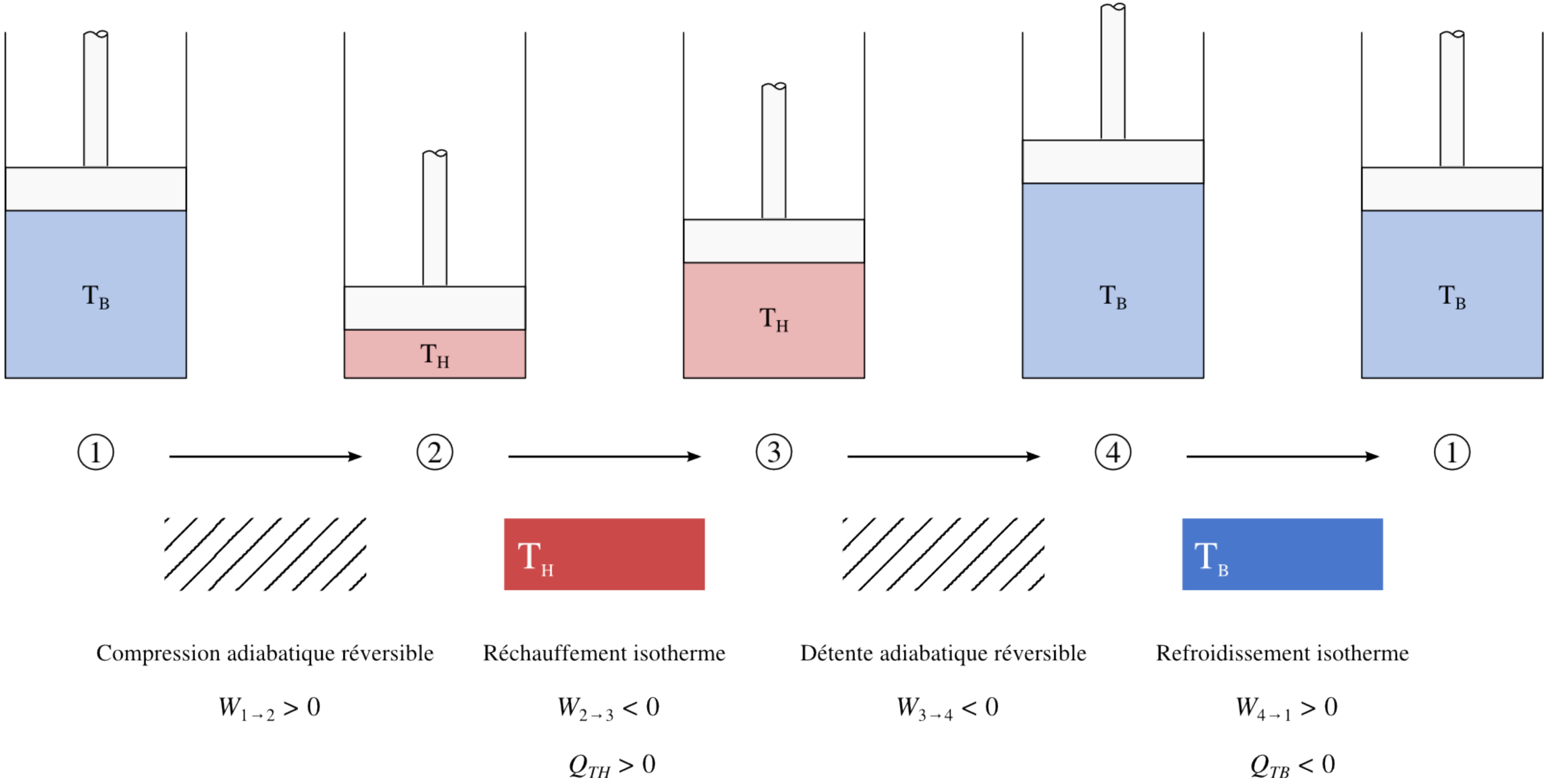
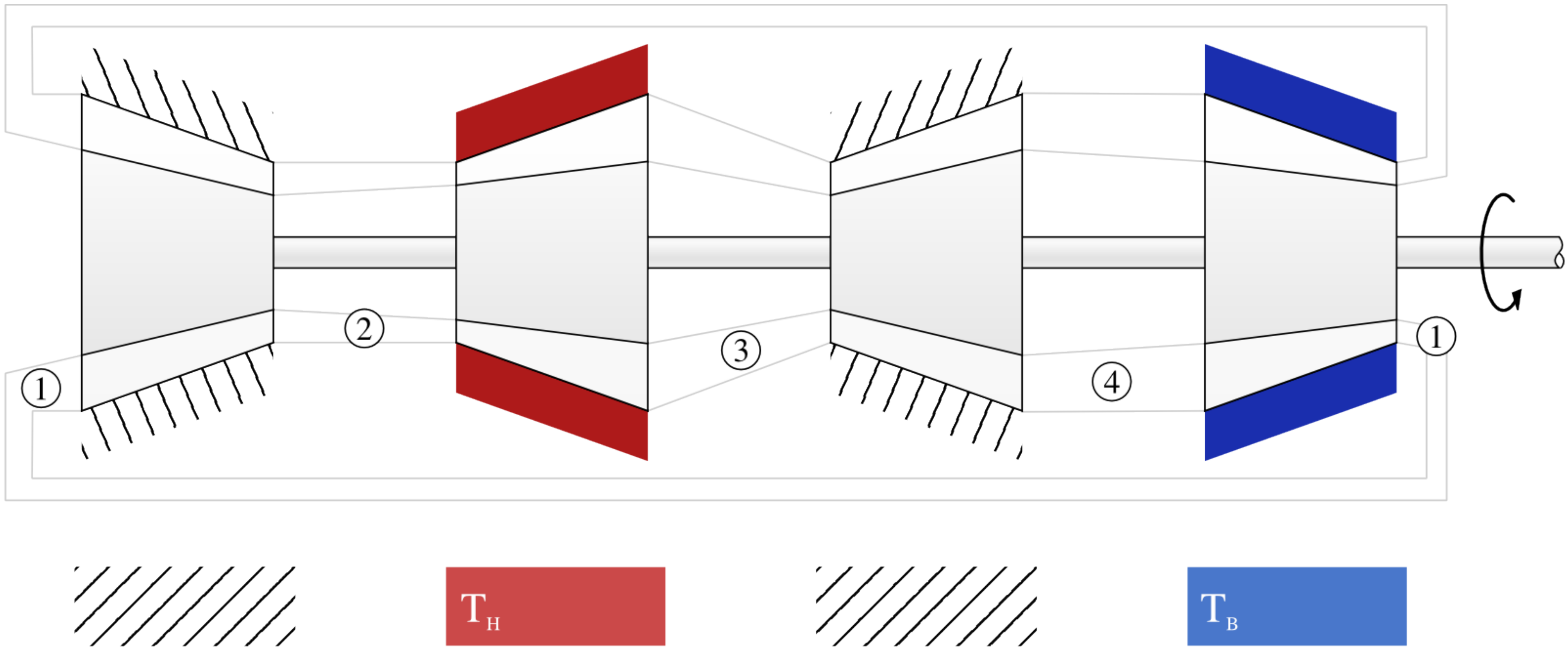


FIGURE 7.8 – Les quatre étapes du moteur de Carnot, réalisées avec une quantité de masse fixe en les séparant dans le temps. Le cycle est tel que lorsqu'elles sont effectuées dans l'ordre inverse (1 → 4 → 3 → 2 → 1), les transferts sont exactement opposés.

schéma CC-0 o.c.



Compression adiabatique réversible

$\dot{W}_{1\to2} > 0$

Réchauffement isotherme

$\dot{W}_{2\to3} < 0$

$\dot{Q}_{TH} > 0$

Détente adiabatique réversible

$\dot{W}_{3\to4} < 0$

Refroidissement isotherme

$\dot{W}_{4\to1} > 0$

$\dot{Q}_{TB} < 0$

Le cycle du moteur de Carnot peut être tracé sur un diagramme pression-volume (comme par exemple en figure 7.10 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. Comme toutes les évolutions sont réversibles, l'aire circonscrite dans le parcours 1-2-3-4-1 représente la quantité de travail net W_{net} produite.

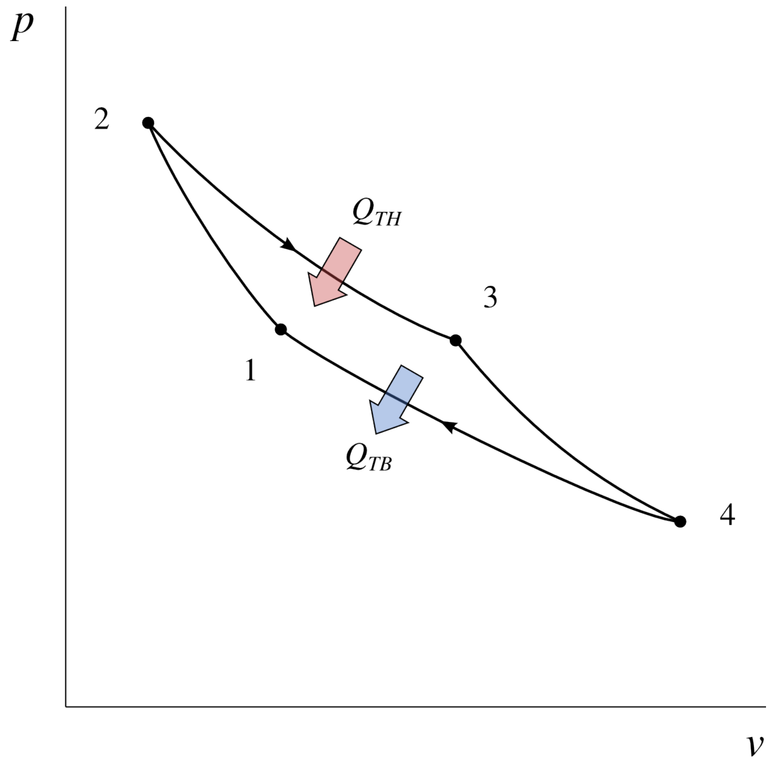


Figure 7.10 – Diagramme pression-volume du moteur de Carnot réalisé avec un gaz parfait. Les évolutions 2 → 3 et 4 → 1 se font respectivement à T_H et T_B.

schéma CC-0 o.c.

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, et ainsi le fluide parcourt le cycle en une durée de temps infinie. Le moteur de Carnot atteint donc l'efficacité maximale avec une puissance infiniment faible.

Exemple 7.1

On effectue un cycle de Carnot entre les températures de 600 °C et 100 °C. On utilise 100 g d'air prisonnier dans un cylindre, à pression de 1 bar. Quel est le travail à investir ? Quel est le travail récupéré ? Quel est le rendement ?

Nous commençons par faire monter la température jusqu'à 600 °C, avec une évolution adiabatique réversible (1 → 2). Le coût énergétique pour cela sera $w_{1\to 2} = c_v \, \Delta T = 1\,005 \times (600 - 100) = +502{,}5 \text{ kJ kg}^{-1}$ (4/32) et $q_{1\to 2} = 0$

. L'équation 4/36 nous apporte la pression finale : $p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 1 \times \left(\frac{600+273{,}15}{100+273{,}15}\right)^{\frac{1{,}4}{1{,}4-1}} = 19{,}6\,\text{bar}$.

☞ Cette phase a pour seul but de faire monter la température de façon à pouvoir ensuite capter la chaleur sans irréversibilité, ce qui arriverait si le gaz était chauffé à une température inférieure à 600 °C.

Nous pouvons maintenant capter de la chaleur à température constante (2 → 3). Nous choisissons de détendre le gaz jusqu'à $p_3 = 4\,\text{bar}$. Ainsi le transfert de chaleur est de $q_{2\to3} = -R\,T_2 \ln\left(\frac{p_3}{p_2}\right) = -287 \times (600 + 273{,}15) \times \ln\left(\frac{4}{19{,}6}\right) = 398{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ (4/27, une réception par le gaz) et le travail est de $w_{2\to3} = -q_{2\to3} = -398{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ (4/28, une perte par le gaz).

☞ Promesse tenue : nous avions étudié les transformations isothermes aux sections §4.4.4 et §5.4.4 précisément pour pouvoir nous en servir ici…

☞ Le choix de la pression p_3 ou de son volume correspondant v_3 est entièrement arbitraire et il n'affecte aucun des résultats obtenus ici.

Nous procédons à la détente du gaz, de façon à récupérer autant de travail que possible et faire chuter sa température (3 → 4). L'évolution est adiabatique réversible, ainsi $w_{3\to4} = c_v\,\Delta T = -w_{1\to2} = -502{,}5\,\text{J}\,\text{kg}^{-1}$ et $q_{3\to4} = 0$. Avec l'équation 4/36 nous obtenons la pression finale : $p_4 = p_3 \left(\frac{T_4}{T_3}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0{,}2\,\text{bar}$.

☞ Le travail récupéré de 3 à 4 est exactement opposé à celui investi de 1 à 2. Dans un cycle de Carnot, c'est pendant les transferts de chaleur que les travaux résultent en la production d'un travail net.

Enfin, pour ramener le fluide à son état initial (§6.2.1), il faut refroidir le gaz (4 → 1). Ce refroidissement est à température constante, ainsi $q_{4\to1} = -R\,T_4 \ln\left(\frac{p_1}{p_4}\right) = -170{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ (4/27, une perte par le gaz) et le travail est de $w_{4\to1} = -q_{4\to1} = +170{,}2\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$ (4/28, une réception par le gaz).

☞ C'est une évolution fort complexe pour une étape si peu glorieuse, celle du rejet de la chaleur inutilisable ! Il nous faut non seulement procéder infiniment lentement avec des débattements en volumes importants, mais aussi *investir* un travail considérable pour retourner en 1.

Quel est le bilan du cycle ? Les phases de compression ont demandé $w_{\text{compression}} = w_{1\to2} + w_{4\to1} = +672{,}7\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$. À la détente nous avons récupéré $w_{\text{détente}} = w_{2\to3} + w_{3\to4} = 900{,}7\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$. Le travail net est de $w_{\text{net}} = w_{\text{compression}} + w_{\text{détente}} = -228\,\text{kJ}\,\text{kg}^{-1}$; $W_{\text{net}} = m\,w_{\text{net}} = -22{,}8\,\text{kJ}$.

☞ Nous avons pris la masse de gaz en compte le plus tard possible. Si nous avions étudié un cycle réalisé en continu comme représenté en figure 7.9, il nous suffirait de remplacer et m par $\dot{m}$ pour obtenir les puissances recherchées en watts.

☞ Il faut investir beaucoup de travail par rapport à la quantité reçue en retour, ce qui est une caractéristique plutôt indésirable que nous quantifierons au chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*) sous le nom de *rapport des puissances* (10/1).

Le rendement (6/4), enfin, est de $\eta_{\text{moteur}} = \left|\frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}}\right| = -\frac{w_{\text{net}}}{q_{2\to3}} = -\frac{-228}{398{,}2} = 57{,}3\,\%$.

☞ Bien que le cycle soit déjà irréalisable en pratique, ce maigre rendement est le plus grand qu'il soit physiquement possible d'atteindre entre les deux températures 600 °C et 100 °C.

☞ Nous aurions aussi pu effectuer ces calculs en utilisant un liquide/vapeur au lieu d'air : cela n'aurait pas modifié les résultats finaux.

7.3.5 Quatre étapes ou quatre temps ?

Les moteurs à pistons sont souvent classés selon leur mode de fonctionnement. Les moteurs à *deux temps* effectuent une détente par tour de vilebrequin (tous les deux mouvements de piston) ; tandis que les moteurs à *quatre temps* effectuent une détente tous les deux tours. La distinction porte sur le mode de vidange des gaz brûlés et de leur remplacement par de l'air frais.

La transposition du moteur de Carnot à la réalité, dans laquelle il faudra éventuellement vidanger le fluide ou le transvaser dans un cylindre séparé pour son refroidissement, pourra se faire avec deux ou quatre temps au choix de l'ingénieur/e. Ainsi le cycle de Carnot, s'il est bien constitué de quatre *étapes*, n'est pas associable à l'un ou l'autre de ces deux modes de fonctionnement en particulier.

7.3.6 Le réfrigérateur de Carnot

En inversant le sens de fonctionnement du moteur décrit plus haut, on crée un réfrigérateur, un climatiseur, ou une pompe à chaleur 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 7.11. La chaleur $Q_{TB} > 0$ est *captée* de la source froide, le travail $W_{\text{net}} > 0$ est *reçu* par la machine, et la chaleur $Q_{TH} < 0$ 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 fonctionnant entre deux températures T_H et T_B données.

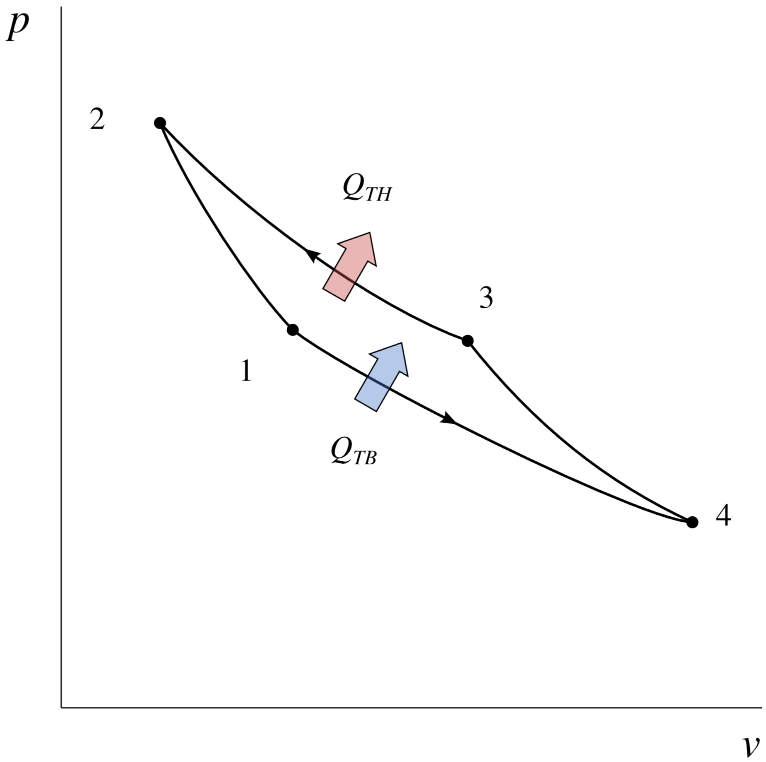


FIGURE 7.11 – Diagramme pression-volume pour un cycle de Carnot inversé, c'est-à-dire en mode de réfrigération (réfrigérateur ou pompe à chaleur), avec un gaz parfait.

schéma CC-0 o.c.

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 :

$$\left|\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}\right| \equiv \frac{T_H}{T_\mathrm{B}} \tag{7/4}$$

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 $0\,°\mathrm{C} = 273{,}15\,\mathrm{K}$.

Les paragraphes qui suivent détaillent le cheminement qui a mené à cette définition. Ils 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 XIXe 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[5] ; Fahrenheit, 212 graduations[6].

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 ?[7]

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[8]. 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 7.12). 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 de la chaleur qu'il reçoit ; elle est quatre fois plus faible lorsqu'il en rejette le quart,

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

6. 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 !

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

8. 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).

etc. En termes mathématiques, Thomson propose[9] :

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

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).

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 ;

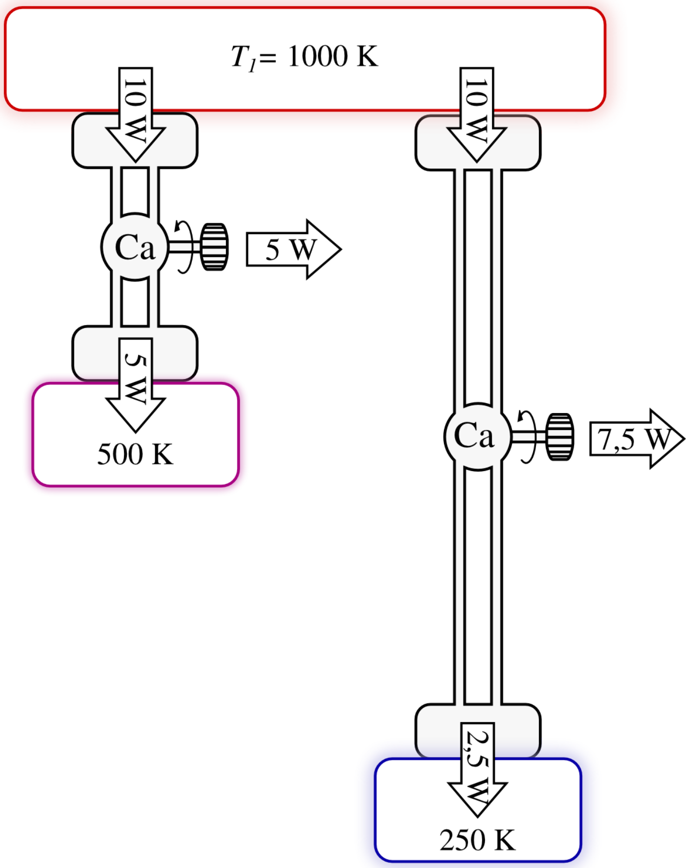


Figure 7.12 – Expérience permettant d'illustrer l'échelle de température absolue proposée par William Thomson. Un moteur de Carnot fonctionnant entre 1 000 K et 500 K rejette $\frac{1\,000}{500}$ = 50 % de la chaleur qu'il reçoit. Si la température basse est quatre fois plus faible, ce rejet est quatre fois plus faible ($\frac{1\,000}{250}$) que la chaleur reçue.

9. En fait, ce n'est pas si simple. Thomson propose d'abord (en 1848 [7]) 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 l'aide de James Prescott Joule pour obtenir la proposition 7/4 six ans plus tard.

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 7.12 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[10]).

Reste le choix d'un étalon. Thomson revient au thermomètre de Celsius et prend le même point de référence (le gel de l'eau pure 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 que Celsius. 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 – l'étudiant/e est d'ailleurs encouragé/e à le reproduire – et Thomson obtient la relation :

$$0\,^{\circ}\mathrm{C} = 273{,}15\,\mathrm{K} \tag{7/5}$$

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*[11] ; 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 comme auparavant avec l'ébullition de l'eau ou le volume des gaz parfaits (§1.5.1 & §4.1.1) ; la voilà rattachée à une expérience physique précise et quantitative.

Exemple 7.2

Pour illustrer la nature de l'échelle de Kelvin, nous effectuons l'expérience conceptuelle suivante. Nous sommes munis d'un moteur de Carnot et d'un étalon : un bloc de titane solide que nous savons fondre à 1 668 °C. Nous faisons fonctionner la machine entre la température étalon et un objet dont

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

11. On dira même *The Right Honourable First Lord Kelvin of Largs, of the Order of Merit, the Royal Victorian Order, and of Her Majesty's Most Honourable Privy Council* !

nous cherchons à mesurer la température. La machine absorbe 200 W et produit 45 W sous forme de travail. Quelle est la température de l'objet ?

Le moteur absorbe $\dot{Q}_{\text{in}} = 200\,\text{W}$, produit $\dot{W}_{\text{net}} = -45\,\text{W}$; il rejette donc $\dot{Q}_{\text{out}} = -\dot{Q}_{\text{in}} - \dot{W}_{\text{net}} = -155\,\text{W}$.

Par définition, les températures absolues sont telles qu'elles correspondent aux transferts de chaleur d'un moteur de Carnot : $\frac{T_H}{T_B} = \left|\frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\dot{Q}_{\text{out}}}\right|$ (7/4). Ainsi $T_B = -\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} T_H = -\frac{-155}{200}(1\,668 + 273{,}15) = 1\,504{,}4\,\text{K} = 1\,231{,}2\,°\text{C}$.

☞ On voit ici que Kelvin s'est servi de la machine de Carnot comme thermomètre. Pour en construire la graduation, il a effectué cette expérience entre les deux étalons 100 °C et 0 °C, et fait en sorte de les séparer par cent intervalles en unités absolues.

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 avions transformé cette expression en une autre moins appréhensible :

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

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 :

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

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 fuites, 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 bornée 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.

Exemple 7.3

La température maximale atteignable dans un moteur est de 600 °C, et la température à la quelle sont rejetés les gaz d'échappement est de 100 °C. Quel est le rendement maximal atteignable par le moteur ?

Pour atteindre la conversion la plus efficace, il faudrait que le moteur soit réversible. On aurait alors, avec l'équation 7/6 : $\eta_{\text{moteur}} = \eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} = 1 - \frac{100+273{,}15}{600+273{,}15} = 57{,}3\,\%$.

☞ Attention à bien utiliser des températures absolues – l'erreur serait ici impardonnable.

☞ Toutes les spécificités technologiques du moteur (cylindrée, méthode d'injection, etc.) peuvent éventuellement le rapprocher de ce rendement, mais jamais l'amener au delà.

☞ Nous avons bien sûr retrouvé le résultat obtenu dans l'exemple 7.1, avec un calcul beaucoup plus simple.

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, $\dot{Q}_{\text{in}}$) et le travail consommé (dépense énergétique, $\dot{W}_{\text{net}}$). Nous avions exprimé cette efficacité avec l'obscure expression :

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

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 :

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

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

Les mêmes remarques que plus haut s'appliquent ici : D'une part, le rendement d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur n'atteint jamais l'infini (un réfrigérateur de COP infini fonctionnerait sans apport de travail, même s'il est parfaitement isolé et doté d'un mécanisme idéal). D'autre part, cette efficacité est d'autant plus faible que la température de réfrigération T_B est basse. Autrement dit, lorsque l'on refroidit un objet avec un réfrigérateur idéal, la sélection d'une température plus basse est plus coûteuse non seulement parce qu'il faut extraire plus de chaleur de l'objet, mais aussi parce que l'efficacité de l'extraction diminue.

Exemple 7.4

Un réfrigérateur doit amener la chambre froide à −15 °C dans une pièce à 25 °C. Quel est le rendement maximal atteignable ?

L'efficacité maximale serait atteinte avec un réfrigérateur réversible, ce qui nous permettrait d'obtenir, avec l'équation 7/7, $\eta_{\text{réfrigérateur}} = \eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B}-1} = \frac{1}{\frac{25+273,15}{-5+273,15}-1} = 8{,}94$.

👉 En effectuant le même calcul entre les températures 185 °C et 225 °C, on obtient un rendement de 11,5 : celui-ci dépend non seulement de l'écart entre les températures mais aussi de leurs valeurs absolues.

7.5.3 Efficacité de la thermopompe de Carnot

Nous avions vu au §6.3.3 que le rendement (ou « COP ») d'une pompe à chaleur est défini comme le rapport de la chaleur fournie à haute température sur le travail consommé (6/8). Nous avions alors transformé cette définition avec l'expression :

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

pour toute thermopompe.

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

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

pour une pompe à chaleur réversible,
et où les températures sont absolues (K).

Comme pour un réfrigérateur, le COP d'une pompe à chaleur ne peut pas être infini, et est borné par les températures extrêmes atteintes dans le cycle. Plus la chaleur Q_{out} est délivrée à haute température, et plus le rendement maximal que l'on puisse atteindre est faible.

Exemple 7.5

Une pompe à chaleur est utilisée pour chauffer de l'eau à 120 °C dans un environnement à −5 °C. Quel est le rendement maximal atteignable ?

L'efficacité maximale serait atteinte avec une pompe à chaleur réversible, ce qui nous permettrait d'obtenir, avec l'équation 7/8, $\eta_{\text{thermopompe}} = \eta_{\text{thermopompe Carnot}} = \frac{1}{1-\frac{T_B}{T_H}} = \frac{1}{1-\frac{-5+273,15}{120+273,15}} = 3{,}15$.