

# Premier principe de la thermodynamique

## Introduction

Jusqu'à présent, nous avons supposé que le système thermodynamique est dans un état d'équilibre bien défini et qu'il pouvait y rester indéfiniment. Cependant ce système peut subir une évolution et atteindre un autre état d'équilibre en changeant, par exemple, certains paramètres extérieurs. Ainsi, un glaçon initialement dans un congélateur est dans un état d'équilibre. Si on le sort et si on le laisse à l'air ambiant, il va spontanément évoluer pour atteindre un nouvel état d'équilibre.

Connaissant l'état d'équilibre initial d'un système thermodynamique, on cherche, dans ce chapitre, à déterminer son état d'équilibre final lorsqu'il a subi une ou plusieurs transformations. C'est le but principal de ce chapitre : trouver un principe qui permette de caractériser l'état final d'un système connaissant son état initial.

### Plan du chapitre 17

#### A. Premier principe de la thermodynamique

- |   |   |
|---|---|
| 1. Insuffisance de la mécanique .....                                 | X |
| 2. Notion de transformation .....                                     | X |
| 3. Premier principe de la thermodynamique pour un système fermé ..... | X |
| 4. Premier principe de la thermodynamique pour un système isolé ..... | X |

#### B. Différents types de transformation

- |  |   |
|--|---|
| 1. Transformation monobare .....                 | X |
| 2. Transformation isobare .....                  | X |
| 3. Transformation monotherme .....               | X |
| 4. Transformation isotherme .....                | X |
| 5. Transformation isochore .....                 | X |
| 6. Transformation adiabatique .....              | X |
| 7. Transformation réversible .....               | X |
| 8. Transformation quasistatique .....            | X |
| 9. Transformation mécaniquement réversible ..... | X |
| 10. Transformation cyclique .....                | X |

#### C. Le travail $W$

- |  |   |
|--|---|
| 1. Travail des forces pressantes ..... | X |
| 2. Autres travaux .....                | X |

#### D. Le transfert thermique $Q$

- |   |   |
|---|---|
| 1. Transformation adiabatique .....                                       | X |
| 2. Transformation monobare .....  | X |
| 3. Transformation isobare quasistatique et mécaniquement réversible ..... | X |

#### E. Application : détermination de capacités calorifiques

- |                           |   |
|---------------------------|---|
| 1. Cas des liquides ..... | X |
| 2. Cas des solides .....  | X |

Méthodes .....	X
----------------	---

Exercices .....	X
-----------------	---

# A. Premier principe de la thermodynamique

## A.1. Insuffisance de la mécanique

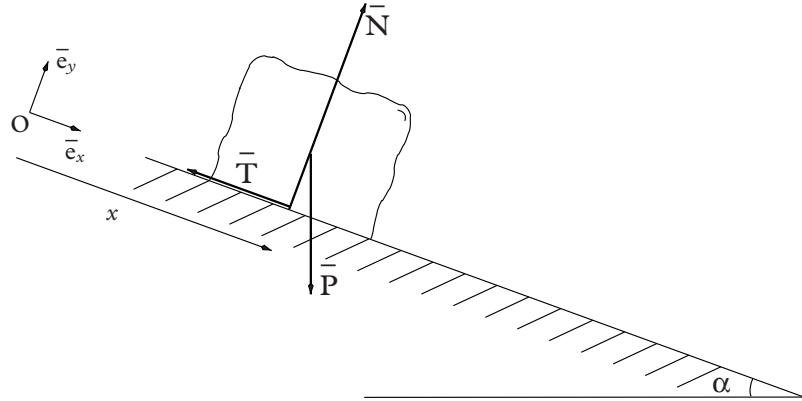


Fig. 1. Glaçon glissant sur un plan incliné.

On considère un glaçon de masse  $m$  et de température initiale  $T_i$ . Il est placé en O sans vitesse initiale sur un plan incliné (supposé infini) de pente  $\alpha$ . La pente est suffisamment importante pour que le mouvement puisse avoir lieu. Enfin, le coefficient de frottement entre le glaçon et le plan incliné est noté  $f$  et le frottement du glaçon avec l'air est supposé négligeable. En mécanique, on peut déterminer le mouvement du glaçon grâce au théorème de l'énergie mécanique par exemple.

- **Système:** {Glaçon}.
- **Référentiel:** Référentiel terrestre  $\mathcal{R}_T$  supposé galiléen
- **Théorème de l'énergie mécanique** entre O et M.

$$\Delta \mathcal{E}_m = \mathcal{E}_m(M) - \mathcal{E}_m(O) = W(\vec{F}_{nc}).$$

Or l'énergie mécanique initiale au point O est nulle car le glaçon est lancé sans vitesse initiale et le point O est pris comme origine des énergies potentielles. D'où :

$$\mathcal{E}_m(O) = \mathcal{E}_c(O) + \mathcal{E}_p(O) = 0 + 0 = 0.$$

De plus l'énergie mécanique au point M vaut :

$$\mathcal{E}_m(M) = \mathcal{E}_c(M) + \mathcal{E}_p(M) = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 - mg \sin \alpha x.$$

Enfin, la seule force non conservative qui a un travail non nul est la force de frottement solide  $\vec{T}$ . Son travail entre les points O et M vaut :

$$W(\vec{F}_{nc}) = W(\vec{T}) = -mg \cos \alpha f x.$$

Au final on obtient :

$$\dot{x}^2 = 2g(\sin \alpha - f \cos \alpha)x.$$

D'après l'équation précédente, on en déduit que le glaçon ne s'arrête jamais en théorie. Cependant, en réalité, il est évident que le glaçon finit par fondre et qu'il va s'arrêter. Comment peut-on alors tenir compte de cet aspect thermique ? La description du mouvement en terme d'énergie mécanique ne suffit plus. Lors de la descente, une partie du travail de la force de frottement va toujours diminuer l'énergie mécanique du glaçon mais l'autre partie de ce travail va servir à l'échauffer. Pour formaliser ce constat, l'énergie totale  $\mathcal{E}$  du glaçon n'est donc plus simplement égale à son énergie mécanique  $\mathcal{E}_m$  mais elle est égale à la somme de son énergie mécanique et de son énergie interne  $U$ .

1. En explicitant les énergies mécanique et interne, la définition de l'énergie totale peut se réécrire sous la forme :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m + U \\ = \mathcal{E}_{c,macro} + \mathcal{E}_{p,ext} + \langle \mathcal{E}_{c,micro} \rangle + \langle \mathcal{E}_{p,int} \rangle.$$

Ainsi :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m + U.$$

Une première généralisation du théorème de l'énergie mécanique s'écrirait alors avec l'énergie totale  $\mathcal{E}^1$  :

$$\Delta \mathcal{E} = \Delta \mathcal{E}_m + \Delta U = W(\vec{T}).$$

Le travail de la force de frottement diminue l'énergie mécanique du glaçon et il chauffe ce dernier, ce qui se traduit par une augmentation de son énergie interne  $U$ . Enfin, le glaçon n'échange pas seulement de l'énergie avec le milieu extérieur par l'intermédiaire de la force de frottement. L'atmosphère va également permettre de réchauffer le glaçon par l'intermédiaire d'un transfert thermique  $Q$  qui est proportionnel à la différence de température entre le glaçon et l'atmosphère. C'est ce couplage atmosphère-glaçon qui va aider sa fonte. Au final, la variation d'énergie totale du glaçon s'écrit :

$$\Delta \mathcal{E} = \Delta \mathcal{E}_m + \Delta U = W(\vec{T}) + Q$$

où  $W(\vec{T})$  représente la quantité d'énergie échangée sous forme de travail avec le milieu extérieur par l'intermédiaire des forces non conservatives et  $Q$  la quantité d'énergie échangée sous forme de transfert thermique avec le milieu extérieur. Comme on peut le voir sur le schéma ci-dessous,  $W(\vec{T})$  représente plutôt une quantité d'énergie échangée sous forme **ordonnée** tandis que  $Q$  représente plutôt une quantité d'énergie échangée sous forme **désordonnée**.

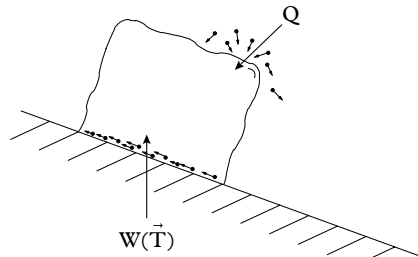


Fig. 2. Travail et transfert thermique.

## A.2. Notion de transformation

### Définition 1

On appelle **transformation** d'un système thermodynamique, toute évolution de ce dernier entre deux états.<sup>2</sup>

2. Dans cette définition, rien n'oblige à ce que les états initial et final soient des états d'équilibre. En pratique, les états initial et final seront en revanche très souvent des états d'équilibre.

## A.3. Premier principe de la thermodynamique pour un système fermé

En généralisant le résultat précédent relatif au mouvement du glaçon, on obtient le premier principe de la thermodynamique qui traduit physiquement la **conservation de l'énergie**.

### A.3.1. Énoncé général

#### Définition 2

##### Énoncé

À tout système thermodynamique **fermé** ( $\Sigma$ ) est associée une fonction d'état  $\mathcal{E}$  appelée énergie totale. Au cours d'une transformation quelconque entre deux états d'équilibre, la variation de  $\mathcal{E}$  est égale à l'énergie échangée avec le milieu extérieur sous forme de transfert thermique  $Q$  et sous forme de travail  $W$  (excepté celui des forces conservatives).

$$\Delta \mathcal{E} = W + Q.$$

3. Il est possible d'écrire  $\Delta E$  car l'énergie totale est une fonction d'état et sa variation dépend seulement de l'état initial et de l'état final mais pas des transformations subies entre ces deux derniers.

4. C'est pour cette raison qu'il serait faux d'écrire  $\Delta W$ . En effet  $W$  dépend de l'état initial, de l'état final mais également des transformations entre ces deux états.

5. C'est également pour cette raison qu'il serait faux d'écrire  $\Delta Q$ . En effet  $Q$  dépend de l'état initial, de l'état final mais également des transformations entre ces deux états.

6. Une autre manière d'écrire le premier principe de la thermodynamique est  $\Delta \mathcal{E}_{C, \text{macro}} + \Delta U = W + Q$  où cette fois  $W$  représente le travail total de tout ce qui s'applique sur le système (notamment le travail des forces qu'elles soient conservatives ou non).

Par convention,  $W$  et  $Q$  sont comptés positivement s'ils sont effectivement reçus par le système et négativement dans le cas contraire. Ces deux grandeurs sont donc **algébriquement reçues** par le système et leur somme correspond à la variation d'énergie totale<sup>3</sup> de ce dernier. De plus, le travail  $W$  des forces non conservatives n'est pas une fonction d'état car comme cela a été vu dans le cours de mécanique, il dépend du chemin suivi et donc des transformations subies par le système<sup>4</sup>. Il en est de même pour le transfert thermique  $Q$ <sup>5, 6</sup>. Enfin, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, la différence entre un travail et un transfert thermique réside dans le mode d'interaction. En effet, le travail correspond plutôt à un échange d'énergie sous forme **ordonnée** entre le système et le milieu extérieur tandis qu'un transfert thermique correspond plutôt à un échange d'énergie sous forme **désordonnée**. Historiquement et expérimentalement cette distinction et la mise en évidence des deux modes de transfert d'énergie ont été réalisées par Joule.

### A.3.2. Énoncé simplifié

Lorsque le système thermodynamique fermé ( $\Sigma$ ) est **macroscopiquement au repos**, la variation d'énergie cinétique macroscopique est nulle ainsi que la variation d'énergie potentielle extérieure. Dans ce cas, le premier principe de la thermodynamique s'écrit simplement entre deux états d'équilibre :

$$\Delta U = W + Q.$$

En pratique, puisque la plupart des systèmes fermés étudiés en première année sont macroscopiquement au repos, c'est cette formulation du premier principe qui est utilisée.

## A.4. Premier principe de la thermodynamique pour un système isolé

### A.4.1. Énoncé général

#### Définition 3

#### Énoncé

À tout système thermodynamique **isolé** ( $\Sigma$ ) est associé une fonction d'état  $\mathcal{E}$  appelée énergie totale. Au cours d'une transformation quelconque entre deux états d'équilibre, la variation de  $\mathcal{E}$  est nulle.

$$\Delta \mathcal{E} = 0.$$

Ainsi l'énergie totale du système se conserve. Le premier principe de la thermodynamique est par conséquent un **principe de conservation**.

### A.4.2. Énoncé simplifié

Lorsque le système thermodynamique isolé ( $\Sigma$ ) est **macroscopiquement au repos**, le premier principe de la thermodynamique entre deux états d'équilibre se réduit à :

$$\Delta U = 0.$$

Grâce au premier principe de la thermodynamique, on vient de déterminer la variation d'énergie d'un système thermodynamique (fermé ou isolé) entre deux états d'équilibre<sup>7</sup>. Entre ces deux états, le système a subi un certain nombre de transformations. Ce sont ces transformations fréquemment utilisées que nous allons définir maintenant.

7. Il existe également un énoncé du premier principe de la thermodynamique pour un système ouvert, la démonstration est faite dans le chapitre sur les machines thermiques.

## B. Différents types de transformation

### B.1. Transformation monobare

#### Définition 4

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **monobare** si elle s'effectue à pression extérieure  $P_{\text{ext}}$  constante.

8. C'est une hypothèse supplémentaire car d'après la définition, les états initiaux et finaux ne sont pas nécessairement des états d'équilibre.

De plus si l'état initial et l'état final sont des états d'équilibre<sup>8</sup>, les pressions initiale  $P_i$  et finale  $P_f$  sont égales à la pression extérieure. Ainsi  $P_i = P_f = P_{\text{ext}}$  et la pression du système fermé peut varier entre ces deux états d'équilibre.

### B.2. Transformation isobare

#### Définition 5

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **isobare** si elle s'effectue à pression intérieure  $P$  constante.

9. De plus, si le système est en contact avec un milieu extérieur de pression  $P_{\text{ext}}$ , on a  $P_i = P_f = P = P_{\text{ext}}$ .

De plus si l'état initial et l'état final sont des états d'équilibre, les pressions initiale  $P_i$  et finale  $P_f$  sont égales à la pression  $P$ . Ainsi  $P_i = P_f = P$  et la pression du système thermodynamique reste constante entre ces deux états d'équilibre<sup>9</sup>.

### B.3. Transformation monotherme

#### Définition 6

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **monotherme** si elle s'effectue à température extérieure  $T_{\text{ext}}$  constante.

10. C'est une hypothèse supplémentaire car d'après la définition, les états initiaux et finaux ne sont pas nécessairement des états d'équilibre.

De plus si l'état initial et l'état final sont des états d'équilibre<sup>10</sup>, les températures initiale  $T_i$  et finale  $T_f$  sont égales à la température extérieure. Ainsi  $T_i = T_f = T_{\text{ext}}$  et la température du système thermodynamique peut varier entre ces deux états d'équilibre.

### B.4. Transformation isotherme

#### Définition 7

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **isotherme** si elle s'effectue à température intérieure  $T$  constante.

11. De plus si le système est en contact avec un milieu extérieur de température  $T_{\text{ext}}$ , on a  $T_i = T_f = T = T_{\text{ext}}$ .

De plus si l'état initial et l'état final sont des états d'équilibre, les températures initiale  $T_i$  et finale  $T_f$  sont alors égales à la température  $T$ . Ainsi  $T_i = T_f = T$  et la température du système thermodynamique reste constante entre ces deux états d'équilibre<sup>11</sup>.

### B.5. Transformation isochore

#### Définition 8

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **isochore** si elle s'effectue à volume  $V$  constant.

Ainsi par exemple, si les parois d'un système thermodynamique sont **indéformables** ou **rigides**, la transformation est isochore.

## B.6. Transformation adiabatique

### Définition 9

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **adiabatique** si le transfert thermique  $Q$  est nul.

Ainsi par exemple, si les parois d'un système thermodynamique sont imperméables à tout transfert thermique, la transformation est adiabatique. On parle alors de système **calorifugé**. Dans le cas contraire si les parois du système sont parfaitement perméables au transfert thermique, on parle de parois **diathermes** ou **diathermanes**.

## B.7. Transformation réversible

### Définition 10

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **réversible** si l'évolution se fait en passant par une suite continue d'états d'équilibre infiniment proches aussi bien pour le système étudié que pour le milieu extérieur.

Si la transformation est réversible, les grandeurs physiques caractérisant l'état du système varient continûment entre l'état initial et l'état final. Par ailleurs, si la transformation est réversible, il est possible, en partant de l'état final, d'inverser le sens des grandeurs physiques pour revenir de ce fait au même état initial en passant par les mêmes états d'équilibre intermédiaires. Une transformation réversible est donc une **transformation renversible dans le temps**. La réciproque est également vraie : une transformation renversible dans le temps est réversible.

## B.8. Transformation quasistatique

### Définition 11

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **quasistatique** si le système étudié passe par une suite continue d'états d'équilibre infiniment proches.

12. À la différence d'une transformation réversible, une transformation quasistatique n'impose rien sur le milieu extérieur.

À tout instant les paramètres internes du système sont continûment définis<sup>12</sup>. En pratique pour qu'une transformation soit quasistatique, il faut que le temps de relaxation du système soit rapide par rapport au temps caractéristique de la transformation. Enfin une transformation réversible est quasistatique mais la réciproque est fausse : une transformation quasistatique n'est pas forcément réversible.

## B.9. Transformation mécaniquement réversible

### Définition 12

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **mécaniquement réversible** si elle est réversible pour la variable pression.

13. Dans de nombreux ouvrages, la définition donnée pour une transformation quasistatique correspond à la définition donnée dans le paragraphe précédent en incluant implicitement l'hypothèse de réversibilité mécanique. Cependant, en toute rigueur c'est inexact car on peut trouver des transformations quasistatiques non mécaniquement réversibles.

Il est évident qu'une transformation réversible est en particulier mécaniquement réversible<sup>13</sup>.

## B.10. Transformation cyclique

### Définition 13

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **cyclique** si, après une (ou plusieurs) transformation(s), l'état final est identique à l'état initial.

Après avoir énoncé le premier principe de la thermodynamique pour un système fermé ou isolé, nous avons vu qu'il y avait au maximum trois termes à calculer : la variation d'énergie totale  $\Delta \mathcal{E}$ , le travail  $W$  et le transfert thermique  $Q$ . Or la variation d'énergie totale se décompose en deux termes :

- la variation d'énergie mécanique  $\Delta \mathcal{E}_m$  qui se détermine grâce au chapitre en mécanique correspondant ;
  - la variation d'énergie interne  $\Delta U$  qui se calcule grâce aux expressions vues dans le second chapitre de thermodynamique sur les gaz, liquides et solides.
- Dans la suite de ce chapitre nous allons déterminer ces deux termes restants : le travail  $W$  et le transfert thermique  $Q$ .

## C. Le travail $W$

### C.1. Travail des forces pressantes

#### C.1.1. Expression générale

Un gaz est placé dans un cylindre d'axe de révolution ( $Ox$ ) et de section  $S$ . Comme on peut le voir sur le schéma ci-dessous, il est limité par un piston mobile sans frottement en contact avec l'atmosphère extérieure de pression  $P_{\text{ext}}$ .

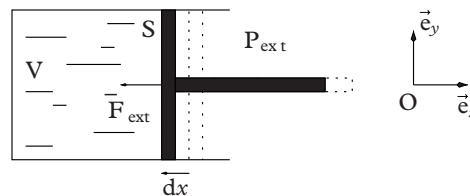


Fig. 3. Piston et travail des forces pressantes.

La résultante des forces de pression s'exerçant sur le système thermodynamique composé du gaz et du piston s'écrit :

$$\vec{F}_{\text{ext}} = -P_{\text{ext}} \vec{S} \vec{e}_x.$$

14. Sur le schéma  $dx$  est négatif.

Si le piston se déplace d'une distance algébrique élémentaire  $dx$ <sup>14</sup>, le travail élémentaire  $\delta W$  algébriquement reçu par le système s'écrit alors :

$$\delta W = \vec{F}_{\text{ext}} \cdot (dx \vec{e}_x) = (-P_{\text{ext}} \vec{S} \vec{e}_x) \cdot (dx \vec{e}_x) = -P_{\text{ext}} S dx.$$

Lors du déplacement élémentaire, le volume  $V$  du système thermodynamique a varié d'une quantité élémentaire  $dV = S dx$ . Au final, le travail algébriquement reçu par le système de la part des forces pressantes s'écrit :

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

Lors d'une compression, le volume du système diminue et  $dV$  est négatif. Ainsi, le travail élémentaire  $\delta W$  est positif : le système thermodynamique reçoit effectivement de l'énergie sous forme de travail de la part du milieu extérieur.

Lors d'une détente, le volume du système augmente et par conséquent  $dV$  est positif. Le travail élémentaire  $\delta W$  est alors négatif : le système thermodynamique fournit effectivement de l'énergie au milieu extérieur.

Enfin, dans le cas d'une transformation quelconque entre un état d'équilibre initial de volume  $V_i$  et un état d'équilibre final de volume  $V_f$ , le travail des forces pressantes  $W$  algébriquement reçu par le système est :

$$- \int_{V_i}^{V_f} P_{\text{ext}} dV.$$

Pour pouvoir calculer cette intégrale, il faut connaître l'évolution de la pression extérieure  $P_{\text{ext}}$  en fonction du volume du système  $V$  lors de la transformation.



C'est ce que nous allons faire dans la suite, en calculant cette intégrale dans quelques cas particuliers de transformations.

### C.1.2. Transformation monobare

Si la transformation est monobare, par définition la pression extérieure est constante. Ainsi le travail élémentaire des forces pressantes s'écrit :

$$\delta W = -P_{\text{ext}} dV = -C^{\text{ste}} dV.$$

Entre un état d'équilibre initial et un état d'équilibre final, le travail des forces pressantes algébriquement reçu par le système est :

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} P_{\text{ext}} dV = -P_{\text{ext}} \int_{V_i}^{V_f} dV = -P_{\text{ext}} (V_f - V_i).$$

D'où

$$W = -P_{\text{ext}} (V_f - V_i).$$

### C.1.3. Transformation quasistatique et mécaniquement réversible

Si la transformation est quasistatique et mécaniquement réversible, par définition la pression extérieure  $P_{\text{ext}}$  est égale à la pression  $P$  du système et le volume  $V$  du système varie continûment. Le travail élémentaire des forces pressantes s'écrit alors :

$$\delta W = -P_{\text{ext}} dV = -PdV.$$

Entre un état d'équilibre initial et un état d'équilibre final, le travail des forces pressantes algébriquement reçu par le système est :

$$W = \int_{V_i}^{V_f} PdV.$$

Pour calculer cette intégrale, il faut, en sus, connaître l'évolution de la pression du système en fonction de son volume.

### C.1.4. Transformation réversible

Puisqu'une transformation réversible est en particulier quasistatique et mécaniquement réversible, le travail élémentaire des forces pressantes s'écrit comme dans le cas précédent :

$$\delta W = -P_{\text{ext}} dV = -PdV.$$

Entre un état d'équilibre initial et un état d'équilibre final, le travail des forces pressantes algébriquement reçu par le système est :

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} PdV.$$

### C.1.5. Transformation isobare quasistatique et mécaniquement réversible

Si la transformation est isobare, quasistatique et mécaniquement réversible, la pression extérieure est égale à la pression  $P$  du système qui est constante. De plus, le volume  $V$  du système varie continûment. Le travail élémentaire des forces pressantes s'écrit alors :

$$\delta W = -P_{\text{ext}} dV = -PdV = -C^{\text{ste}} dV.$$

Entre un état d'équilibre initial et un état d'équilibre final, le travail des forces pressantes algébriquement reçu par le système est :

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} P_{\text{ext}} dV = -P \int_{V_i}^{V_f} dV = -P_{\text{ext}} (V_f - V_i).$$

D'où<sup>15</sup>

$$W = -P(V_f - V_i).$$

<sup>15</sup> Cette relation est également valable pour une transformation isobare réversible.



### C.1.6. Transformation isotherme quasistatique et mécaniquement réversible d'un gaz parfait

Si la transformation est isotherme, quasistatique et mécaniquement réversible, la pression extérieure est égale à la pression  $P$  du système et sa température  $T$  est constante. De plus, le volume  $V$  du système varie continûment. Le travail élémentaire des forces pressantes s'écrit alors en utilisant l'équation des gaz parfaits :

$$\delta W = -P_{\text{ext}} dV = -P dV = -nRT \frac{dV}{V} = -C^{\text{ste}} \frac{dV}{V}.$$

Entre un état d'équilibre initial et un état d'équilibre final, le travail des forces pressantes algébriquement reçu par le système est :

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} nRT \frac{dV}{V} = -nRT \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{V} = -nRT \ln \left( \frac{V_f}{V_i} \right).$$

16. Cette relation est également valable pour une transformation isotherme réversible d'un gaz parfait.

D'où<sup>16</sup> :

$$W = -nRT \ln \left( \frac{V_f}{V_i} \right).$$

### C.1.7. Transformation isochore

Si la transformation est isochore, le volume  $V$  du système est constant et  $dV = 0$ . Le travail élémentaire des forces pressantes s'écrit alors :

$$\delta W = -P_{\text{ext}} dV = 0.$$

Entre un état d'équilibre initial et un état d'équilibre final, le travail des forces pressantes algébriquement reçu par le système est :

$$W = 0.$$

### C.1.8. Transformation adiabatique quasistatique et mécaniquement réversible d'un gaz parfait

#### Définition 14

#### Loi de Laplace

On admet qu'un gaz parfait de coefficient  $\gamma$ , subissant une transformation **adiabatique, quasistatique et mécaniquement réversible**, suit la loi de Laplace.

$$PV^\gamma = C^{\text{ste}}.$$

En utilisant la relation des gaz parfaits, on obtient deux autres lois équivalentes :  $TV^{\gamma-1} = C^{\text{ste}}$  et  $T^\gamma P^{1-\gamma} = C^{\text{ste}}$ . L'ensemble de ces trois lois constitue les **lois de Laplace**<sup>17</sup>. Ainsi si la transformation d'un gaz parfait est adiabatique, quasistatique et mécaniquement réversible, le gaz obéit aux lois de Laplace et le volume  $V$  du système varie continûment. Le travail élémentaire des forces pressantes s'écrit alors :

$$\delta W = -P_{\text{ext}} dV = -C^{\text{ste}} \frac{dV}{V^\gamma}.$$

Entre un état d'équilibre initial caractérisé par une pression  $P_i$  et un volume  $V_i$ , et un état d'équilibre final, caractérisé par une pression  $P_f$  et un volume  $V_f$ , le travail des forces pressantes algébriquement reçu par le système est puisque  $PV^\gamma = P_i V_i^\gamma = P_f V_f^\gamma = C^{\text{ste}}$ .

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} C^{\text{ste}} \frac{dV}{V^\gamma} = \frac{C^{\text{ste}}}{\gamma-1} \left[ \frac{1}{V^{\gamma-1}} \right]_{V_i}^{V_f} = \frac{1}{\gamma-1} \left( \frac{P_f V_f^\gamma}{V_f^{\gamma-1}} - \frac{P_i V_i^\gamma}{V_i^{\gamma-1}} \right).$$

D'où on obtient après simplification :

$$W = \frac{1}{\gamma-1} (P_f V_f - P_i V_i).$$

17. Les lois de Laplace sont également valables si le gaz parfait subit une transformation **adiabatique et réversible**.

### C.1.9. Représentation graphique

Il est possible de représenter dans un diagramme de Watt les différentes transformations définies dans la partie précédente, en supposant qu'elles sont en plus **quasistatiques** et **mécaniquement réversibles**. En effet, l'hypothèse de quasistaticité nous assure que les notions de pression et volume du système sont définies à tout instant et l'hypothèse de réversibilité mécanique nous assure que la pression extérieure du système est égale à la pression intérieure à tout instant. Ci-dessous est donné le tracé de quelques transformations d'un gaz parfait entre un état d'équilibre initial A et un état d'équilibre final B.

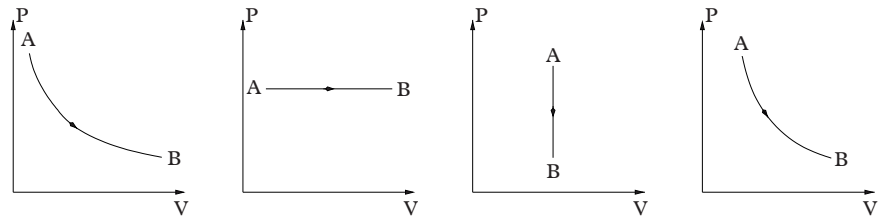
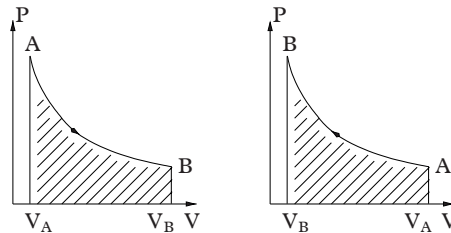


Fig. 4. Transformations isotherme, isobare, isochore et adiabatique.

De plus, pour toutes ces transformations, l'aire sous la courbe représente dans le diagramme de Watt l'opposé du travail des forces pressantes<sup>18</sup>. Sur le schéma ci-dessous, l'opposé du travail des forces pressantes est représenté par la zone hachurée.

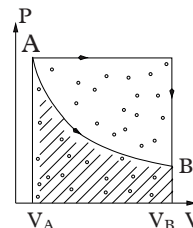
18. Par interprétation graphique de l'intégrale, l'aire sous la courbe est  $\int_{V_A}^{V_B} P(V)dV$ .



Comme on peut le voir sur les schémas ci dessus, deux cas de figure se présentent :

- Si le volume final  $V_B$  est plus grand que le volume initial  $V_A$ , le système thermodynamique s'est dilaté. Par conséquent, le travail des forces pressantes est négatif et le système a fourni de l'énergie vers l'extérieur.
- Si le volume final  $V_B$  est plus petit que le volume initial  $V_A$ , le système thermodynamique s'est alors contracté. Par conséquent, le travail des forces pressantes est positif et le système a reçu de l'énergie de la part du milieu extérieur.

Enfin, non seulement le travail dépend des états d'équilibre initiaux et finaux, mais il dépend également de la nature de la transformation. En effet, si le système évolue entre les mêmes états initiaux et finaux mais par un chemin différent, on s'aperçoit, sur le schéma ci-dessous, que l'aire hachurée (1<sup>er</sup> chemin) et l'aire contenant les points (2<sup>nd</sup> chemin) sont différentes. Par conséquent, les travaux sont différents.



19. À condition qu'il n'y ait pas un (ou plusieurs) point(s) multiple(s) dans le diagramme de Watt.

Dans le cas particulier d'une transformation cyclique, deux cas se présentent<sup>19</sup> :

- Si le cycle est parcouru dans le sens trigonométrique, le travail reçu par le système est positif: le cycle est dit **récepteur**.

– Si le cycle est parcouru dans le sens des aiguilles d’une montre, le travail reçu par le système est négatif: le cycle est dit **moteur**.

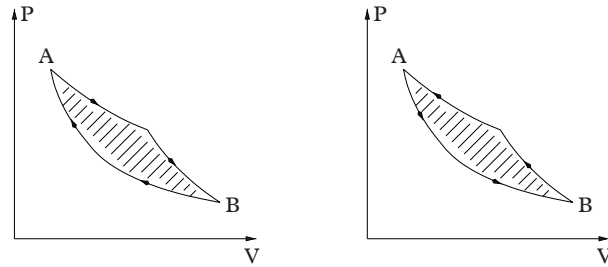


Fig. 5. Cycle moteur et cycle récepteur.

Pour démontrer ce résultat, intéressons-nous au cycle de gauche. Sur ce cycle, on a pour les travaux des forces pressantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} |W_{A \rightarrow B}| > |W_{B \rightarrow A}| \\ W = W_{A \rightarrow B} + W_{B \rightarrow A} \\ W_{A \rightarrow B} < 0 \\ W_{B \rightarrow A} > 0 \end{array} \right.$$

Des quatre égalité et inégalités, on déduit que le travail total sur ce cycle est négatif. Il est donc moteur. Enfin, il est bien parcouru dans le sens des aiguilles d’une montre. Concernant le cycle de droite, on a pour les travaux des forces pressantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} |W_{A \rightarrow B}| < |W_{B \rightarrow A}| \\ W = W_{A \rightarrow B} + W_{B \rightarrow A} \\ W_{A \rightarrow B} < 0 \\ W_{B \rightarrow A} > 0 \end{array} \right.$$

Des quatre égalité et inégalités, on déduit que le travail total  $W$  sur ce cycle est positif. Il est donc récepteur. Par ailleurs, il est bien parcouru dans le sens trigonométrique.

## C.2. Autres travaux

Nous ne nous sommes intéressés ici qu’aux travaux des forces pressantes. Cependant pour un système thermodynamique quelconque il peut exister d’autres formes de travaux<sup>20</sup> qui ne sont pas au programme de première année.

20. On peut citer par exemple le travail de la tension de surface  $\delta W = \gamma dS$ , le travail de polarisation  $\delta W = \vec{E} \cdot d\vec{P}$  ou le travail d’aimantation  $\delta W = \vec{M} \cdot d\vec{B}$ .

## D. Le transfert thermique

En général, l’expression du transfert thermique, qui a pour origine la conduction, la convection et (ou) le rayonnement, est plutôt déduite du premier principe de la thermodynamique. En effet, après avoir calculé la variation d’énergie et le travail, on en déduit  $Q$  par l’intermédiaire de  $Q = \Delta \mathcal{E} - W$  si le système est fermé au  $Q = \Delta U - W$  si le système fermé est macroscopiquement au repos. Cependant dans certains cas particuliers, on connaît l’expression du transfert thermique. Ce sont ces transformations particulières que nous allons étudier.

## D.1. Transformation adiabatique

Au cours d'une transformation adiabatique, le transfert thermique est par définition nul. Ainsi :

$$Q = 0.$$

## D.2. Transformation monobare

Au cours d'une transformation monobare de pression extérieure  $P_{\text{ext}}$  entre un état d'équilibre initial (de pression  $P_i$  et de volume  $V_i$ ) et un état d'équilibre final (de pression  $P_f$  et de volume  $V_f$ ), le travail des forces pressantes s'écrit :

$$W = -P_{\text{ext}}(V_f - V_i).$$

Le premier principe de la thermodynamique appliqué au système fermé entre les deux états d'équilibre donne alors :

$$\Delta U = U_f - U_i = W + Q = -P_{\text{ext}}(V_f - V_i) + Q.$$

Sachant que le système est à l'équilibre thermodynamique à l'instant initial et à l'instant final, les pressions sont égales :  $P_{\text{ext}} = P_i = P_f$ . En utilisant la définition de l'enthalpie, il vient alors :

$$Q = U_f - U_i + P_{\text{ext}}(V_f - V_i) = (U_f + P_f V_f) - (U_i + P_i V_i) = H_f - H_i.$$

Au final, lors d'une transformation monobare entre deux états d'équilibre, le transfert thermique est égal à la variation d'enthalpie du système.

$$Q = \Delta H.$$

## D.3. Transformation isobare quasistatique et mécaniquement réversible

Comme dans la partie précédente, au cours d'une transformation isobare, quasistatique et mécaniquement réversible, le transfert thermique algébriquement reçu par un système fermé entre deux états d'équilibre est égal à la variation d'enthalpie du système.

$$Q = \Delta H.$$

# E. Application : Détermination de capacités calorifiques

## E.1. Cas des liquides

### E.1.1. Méthode

Pour déterminer la capacité thermique massique d'un liquide, on place une masse  $m$  d'un liquide dans un calorimètre indéformable, parfaitement calorifugé, dont on néglige la capacité thermique<sup>21</sup>. Ce calorimètre contient un conducteur ohmique chauffant, de résistance  $R$ , qui est traversé par un courant continu  $I$ . Au démarrage le liquide est à l'équilibre thermodynamique à la température  $T_i$ . Puis, pendant une durée  $\Delta t$ , le conducteur ohmique fournit, par transfert thermique, une énergie  $Q = RI^2\Delta t$  au liquide. Une fois le chauffage éteint, le liquide atteint un nouvel état d'équilibre de température  $T_f$ . Enfin, on supposera que le liquide est assimilable à un fluide incompressible : son volume reste constant lors de la transformation.

21. Expérimentalement on ne peut négliger cette capacité : on la détermine auparavant.

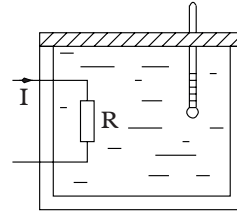


Fig. 6. Détermination expérimentale de la capacité thermique massique d'un liquide.

### E.1.2. Premier principe de la thermodynamique

- **Système :** {Liquide de masse  $m$ }.
- **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos.

État initial		État final
$m$	<u>Isochore</u>	$m$
$T_i$		$T_f$

- **Premier principe de la thermodynamique :**

$$\Delta U = W + Q.$$

Sachant que le liquide est assimilé à un fluide incompressible, sa variation d'énergie interne est d'après le chapitre précédent :  $\Delta U = C\Delta T = mc(T_f - T_i)$ . De plus, la transformation est isochore car le volume du liquide ne change pas. Ainsi  $W = 0$ . Enfin, puisque le calorimètre est parfaitement calorifugé, le seul transfert thermique algébriquement reçu par le liquide est celui apporté par le conducteur ohmique. Ainsi  $Q = RI^2 \Delta t$ . Au final, le premier principe de la thermodynamique donne :

$$mc(T_f - T_i) = 0 + RI^2 \Delta t.$$

En isolant la capacité thermique massique du liquide, on obtient :

$$c = \frac{RI^2 \Delta t}{m(T_f - T_i)}.$$

Cette méthode permet donc, *a priori*, de déterminer la capacité thermique massique  $c$  de n'importe quel liquide.

## E.2. Cas des solides

### E.2.1. Méthode

Pour déterminer la capacité thermique massique  $c'$  d'un solide de masse  $m'$ , on place au préalable une masse  $m$  d'un liquide de capacité thermique massique  $c$  dans un calorimètre. Le calorimètre est supposé indéformable, parfaitement calorifugé et de capacité thermique négligeable<sup>22</sup>. Au démarrage, le liquide a pour température  $T_i$  et le solide  $T'_i$ . On place alors le solide dans le calorimètre et on attend que l'équilibre thermodynamique soit atteint. À l'équilibre la température finale de l'ensemble est notée  $T_f$ . Enfin, on supposera que le liquide et le solide sont assimilables à des phases condensées : leur volume reste constant lors de la transformation.

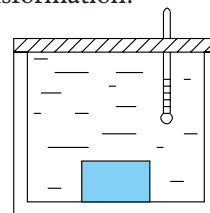


Fig. 7. Détermination expérimentale de la capacité thermique massique d'un solide.

<sup>22</sup>. Expérimentalement on ne peut négliger cette capacité : on la détermine au préalable.

### E.2.2. Premier principe de la thermodynamique

- **Système :** {Liquide + Solide}.
- **Type :** Isolé et macroscopiquement au repos.

État initial		État final
$(m, m')$	$\xrightarrow{\text{Adiabatique, Isochore}}$	$(m, m')$
$(T_i, T'_i)$		$(T_f, T'_f)$

- **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U = 0.$$

Sachant que l'énergie interne est une fonction d'état extensive, on en déduit que la variation d'énergie interne totale du système est égale aux variations d'énergies internes du liquide  $\Delta U_l$  et du solide  $\Delta U_s$ . Enfin puisque le liquide et le solide sont des phases condensées, on a :

$$\Delta U = \Delta U_l + \Delta U_s = mc(T_f - T_i) + m'c'(T_f - T'_i).$$

Ainsi :

$$mc(T_f - T_i) + m'c'(T_f - T'_i) = 0.$$

En isolant la capacité thermique massique du solide, on obtient :

$$c' = \frac{mcT_i + m'c'T'_i}{mc + m'c'}.$$

Cette méthode, dite **méthode des mélanges**, permet *a priori* de déterminer la capacité thermique massique  $c$  de n'importe quel solide, du moment où il ne subit pas de transition de phase durant la transformation.

# L'essentiel

## ✓ Premier principe de la thermodynamique pour un système isolé

À tout système thermodynamique **isolé** ( $\Sigma$ ) est associée une fonction d'état  $\mathcal{E}$  appelée énergie totale. Au cours d'une transformation quelconque entre deux états d'équilibre, la variation de  $\mathcal{E}$  est nulle.

$$\Delta\mathcal{E} = 0.$$

Lorsque le système thermodynamique isolé ( $\Sigma$ ) est macroscopiquement au repos, le premier principe de la thermodynamique s'écrit :

$$\Delta U = 0.$$

## ✓ Premier principe de la thermodynamique pour un système fermé

À tout système thermodynamique **fermé** ( $\Sigma$ ) est associée une fonction d'état  $\mathcal{E}$  appelée énergie totale. Au cours d'une transformation quelconque entre deux états d'équilibre, la variation de  $\mathcal{E}$  est égale à l'énergie échangée avec le milieu extérieur sous forme de transfert thermique  $Q$  et sous forme de travail  $W$  (excepté celui des forces conservatives).

$$\Delta\mathcal{E} = W + Q.$$

Lorsque le système thermodynamique **fermé** ( $\Sigma$ ) est macroscopiquement au repos, le premier principe de la thermodynamique s'écrit :

$$\Delta U = W + Q.$$

## ✓ Définitions des transformations

### • Monobare

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **monobare** si elle s'effectue à pression extérieure  $P_{\text{ext}}$  constante.

### • Isobare

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **isobare** si elle s'effectue à pression intérieure  $P$  constante.

### • Monotherme

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **monotherme** si elle s'effectue à température extérieure  $T_{\text{ext}}$  constante.

### • Isotherme

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **isotherme** si elle s'effectue à température intérieure  $T$  constante.

### • Isochore

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **isochore** si elle s'effectue à volume  $V$  constant.

### • Adiabatique

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **adiabatique** si le transfert thermique  $Q$  est nul.

### • Réversible

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **réversible** si l'évolution se fait en passant par une suite continue d'états d'équilibre infiniment proches aussi bien pour le système étudié que pour le milieu extérieur.



- **Quasistatique**

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **quasistatique** si le système étudié passe par une suite continue d'états d'équilibre infiniment proches.

- **Mécaniquement réversible**

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **mécaniquement** réversible si elle est réversible pour la variable pression.

- **Cyclique**

Une transformation pour un système thermodynamique est dite **cyclique** si, après une (ou plusieurs) transformation(s), l'état final est identique à l'état initial.

✓ **Travail des forces pressantes**

Le travail des forces pressantes  $W$  algébriquement reçu par le système est :

$$W = - \int_{V_i}^{V_f} P_{\text{ext}} dV.$$

À partir de cette expression on peut le calculer pour différentes transformations (monobare, quasistatique et mécaniquement réversible, réversible, isochore...).

✓ **Lois de Laplace**

Un gaz parfait de coefficient  $\gamma$  subissant une transformation **adiabatique, quasistatique et mécaniquement réversible** suit la loi de Laplace :

$$PV^\gamma = C^{\text{ste}} \quad TV^{\gamma-1} = C^{\text{ste}} \quad T^\gamma P^{1-\gamma} = C^{\text{ste}}.$$

✓ **Cycle**

Dans un diagramme de Watt :

- Si le cycle est parcouru dans le sens trigonométrique, le travail reçu par le système est positif : le cycle est dit **récepteur**.
- Si le cycle est parcouru dans le sens des aiguilles d'une montre, le travail reçu par le système est négatif : le cycle est dit **moteur**.

✓ **Transfert thermique**

- Au cours d'une transformation monobare entre deux états d'équilibre, le transfert thermique est égal à la variation d'enthalpie du système.

$$Q = \Delta H$$

- Au cours d'une transformation adiabatique, on a  $Q = 0$ .

# Exercices

## Ex. 1 Q.C.M.

L'énergie interne  $U$

- a) Se conserve pour un système isolé.
- b) Se conserve pour un système fermé.
- c) Est une fonction d'état extensive.
- d) Peut décroître pendant une transformation.

## Ex. 2 Q.C.M.

Concernant le travail des forces pressantes,

- a) il est nul si la transformation est isobare.
- b) il est négatif lors d'une compression monobare.
- c) est égal à la variation d'énergie interne du système thermodynamique si la transformation est adiabatique.
- d) est nul lors d'un cycle de transformations.

## Niveau 1

### Ex. 3 Compression d'un gaz parfait

Une mole de gaz parfait diatomique est enfermée dans une enceinte calorifugée de volume initial 5,0 L. Une compression quasistatique et mécaniquement réversible est réalisée au moyen d'un piston faisant passer la pression dans le gaz de 1,0 bar à 10,0 bar.

- 1) Déterminer le volume final et le travail reçu par le gaz lors de cette compression.
- 2) Déterminer la température finale.

### Ex. 4 Compression isotherme d'un gaz parfait

Une masse  $m = 8,00$  g d'Argon assimilée à un gaz parfait monoatomique est comprimée de manière isotherme (à la température  $T = 298$  K) et réversible. La pression du gaz passe de 1,0 bar à 10,0 bar.

- 1) Exprimer le travail  $W$  et le transfert thermique  $Q$  reçus par le gaz lors de cette compression. Discuter le signe de  $W$ .
- 2) Calculer le volume initial et le volume final.

Données :  $M(\text{Ar}) = 40,0$  g · mol<sup>-1</sup>.

### Ex. 5 Un bon bain

On désire prendre un bain avec une eau dont la température est 32,0 °C. Le volume  $V$  de la baignoire est de 100 L et pour la remplir, on dispose de deux réservoirs d'eau : un réservoir d'eau chaude de température 60,0 °C et un réservoir d'eau froide de température

18,0 °C. On négligera la capacité thermique de la baignoire et on supposera qu'il n'y a aucune perte thermique.

- 1) Quel volume doit-on prélever dans chacun des réservoirs pour pouvoir prendre le bain ?

Données :  $\rho = 1\,000$  kg · m<sup>-3</sup>

### Ex. 6 Calorimétrie

On place dans un calorimètre supposé indéformable et parfaitement calorifugé une masse  $m = 300$  g d'eau à la température  $\theta = 18,0$  °C. On introduit alors dans celui-ci :

- $m_1 = 50$  g de cuivre à la température  $\theta_1 = 30,0$  °C
- $m_2 = 30$  g de plomb à la température  $\theta_2 = 80,0$  °C
- $m_3 = 80$  g de fer à la température  $\theta_3 = 50,0$  °C

- 1) Calculer la température finale  $\theta_f$ .

Données :  $C_{\text{cal}} = 209$  J · K<sup>-1</sup>

$c_{\text{Pb}} = 129$  J · K<sup>-1</sup> · kg<sup>-1</sup>

$c_{\text{Fe}} = 452$  J · K<sup>-1</sup> · kg<sup>-1</sup>

$c_{\text{Cu}} = 385$  J · K<sup>-1</sup> · kg<sup>-1</sup>

$c_{\text{Eau}} = 4\,180$  J · K<sup>-1</sup> · kg<sup>-1</sup>

## Niveau 2

### Ex. 7 Comparaison entre deux états

On enferme dans une enceinte, de volume initial  $V_A = 5,0$  L,  $n = 0,50$  mol d'un gaz parfait diatomique initialement à la température  $T_A = 287$  K. Au moyen d'un piston, on dilate le gaz de façon quasistatique et mécaniquement réversible. Le volume final est  $V_B = 20,0$  L et la température finale est  $T_B = 350$  K. Pour aller de l'état d'équilibre initial A vers l'état d'équilibre final B deux séries de transformations différentes sont réalisées.

- Un chauffage isochore de 287 K à 350 K puis une détente isotherme à la température  $T_B$ .
- Une détente isotherme à la température  $T_A$  puis un chauffage isochore.

- 1) Représenter les deux évolutions dans un diagramme de Watt.

- 2) Exprimer puis calculer le travail  $W_1$ , le transfert thermique  $Q_1$  et la variation d'énergie interne  $\Delta U_1$  lors de la première série de transformations.

- 3) Exprimer puis calculer le travail  $W_2$ , le transfert thermique  $Q_2$  et la variation d'énergie interne  $\Delta U_2$  lors de la seconde série de transformations.

4) Comparer les deux évolutions entre les deux états d'équilibre.

### Ex. 8 Succession de transformations

La pression initiale d'une mole de gaz parfait diatomique est  $P_1 = 1,0$  bar. De plus sa température initiale est  $T_1 = 20$  °C. On réalise une compression isotherme quasistatique et mécaniquement réversible jusqu'à la pression  $P_2 = 50$  bar. Ensuite, on ramène le gaz à la pression initiale  $P_1$  par l'intermédiaire d'une transformation adiabatique quasistatique et mécaniquement réversible.

- 1) Représenter les deux transformations dans un diagramme de Watt.
- 2) Calculer la température finale  $T'_1$  après les deux transformations.
- 3) Exprimer le travail total algébriquement reçu par le gaz après les deux transformations.

### Ex. 9 Cycle récepteur

Une mole de gaz parfait monoatomique subit le cycle de transformations quasistatiques et mécaniquement réversibles suivant :

- une compression adiabatique de l'état A ( $T_A = 300$  K) à l'état B ( $T_B = 360$  K) ;
- une évolution isochore de l'état B à l'état C ( $T_C = T_A = 300$  K) ;
- une détente isotherme ramenant le système de l'état C à l'état A.

- 1) Représenter le cycle de transformations dans un diagramme de Watt.
- 2) Calculer la variation d'énergie interne, le travail et le transfert thermique pour chacune des transformations AB, BC, CA.
- 3) Discuter le signe du travail total  $W$  sur le cycle.

### Ex. 10 Cycle moteur

Deux moles de gaz parfait diatomique subit le cycle de transformations quasistatiques et mécaniquement réversibles suivant :

- une compression isotherme de l'état A à l'état B avec  $T_A = T_B = 298$  K et  $P_A = 1$  bar ;
- un échauffement isobare de l'état B à l'état C avec  $T_C = 400$  K ;
- une détente adiabatique ramenant le système de l'état C à l'état A.

1) Représenter le cycle de transformation dans un diagramme de Watt.

2) Exprimer et calculer numériquement le travail et le transfert thermique pour chacune des transformations AB, BC et CA.

### Ex. 11 Détermination de capacités thermiques

On mélange dans un calorimètre indéformable parfaitement calorifugé de température  $\theta_1 = 15,0$  °C dont on cherche à déterminer la capacité thermique une masse d'eau  $m_1 = 300$  g à la température  $\theta_1 = 15,0$  °C et une masse d'eau  $m_2 = 250$  g à la température  $\theta_2 = 60,0$  °C. La température finale du mélange à l'équilibre thermique est  $\theta_f = 34,0$  °C.

1) Déterminer la capacité thermique  $C_{cal}$  du calorimètre.

À présent, dans le même calorimètre de température initiale  $\theta_1 = 15,0$  °C, on place une masse d'eau  $m_1 = 300$  g à la température  $\theta_1 = 15,0$  °C et un bloc de cuivre de masse  $m_3 = 295$  g initialement à la température  $\theta_3 = 80,0$  °C. À l'équilibre thermique, la température finale vaut  $\theta'_f = 16,7$  °C.

2) Déterminer la capacité thermique du cuivre.

Données :  $c_{eau} = 4\,185 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ .

## Niveau 3

### Ex. 12 Irréversibilité

Une enceinte cylindrique de section  $S = 20 \text{ cm}^2$  contient un volume initial  $V_1 = 2 \text{ L}$  d'air. L'enceinte est fermée par un piston de masse négligeable qui peut se déplacer verticalement sans frottement. Par ailleurs, l'air est assimilé à un gaz parfait diatomique de température initiale  $T_1 = 298,0$  K et de pression initiale  $P_1 = 1,013$  bar. On pose alors brutalement sur le piston une masse  $M = 1$  kg. L'air se comprime jusqu'au moment où le piston se stabilise. Enfin, la transformation est supposée adiabatique car elle est rapide.

1) Calculer la température  $T_2$ , le volume  $V_2$  et la pression  $P_2$  après la compression.

À la suite d'échanges thermiques au travers des parois de l'enceinte, la température du gaz revient lentement vers la température initiale  $T_1$ . À l'état d'équilibre final, on a  $T_3 = T_1$ .

2) Déterminer la pression finale  $P_3$  et le volume final  $V_3$ .

Données :  $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ .

# Solutions des exercices

## Q.C.M.

### Exercice 1

- a) L'énergie interne  $U$  se conserve pour un système isolé s'il est macroscopiquement au repos.
- b) En général l'énergie interne ne se conserve pas pour un système fermé.
- c) L'énergie interne  $U$  est bien une fonction d'état et elle est bien extensive.
- d) L'énergie interne peut décroître. Par exemple, l'énergie interne d'un gaz parfait décroît si sa température baisse.

### Exercice 2

- a) Pour une transformation isobare, le travail des forces pressantes est non nul. Il est nul lorsque la transformation est isochore.

- b) Lors d'une transformation monobare, on a :

$$W = -P_{\text{ext}}(V_B - V_A)$$

Si  $V_A > V_B$ , le travail des forces pressantes est positif.

- c) En général c'est vrai, si le système est fermé et macroscopiquement au repos, on a d'après le premier principe de la thermodynamique :

$$\Delta U = W + Q$$

Si la transformation est adiabatique  $Q = 0$ , d'où :

$$\Delta U = W$$

- d) Le travail des forces pressantes dépend du chemin suivi. Lors d'un cycle de transformations, il n'a aucune raison d'être nul.

## Exercices niveau 1

### Exercice 3

- 1) L'enceinte étant calorifugée, la transformation est adiabatique. Le travail des forces pressantes pour un gaz parfait en évolution adiabatique quasi statique et mécaniquement réversible s'écrit alors entre l'état initial et l'état final :

$$W = \frac{P_f V_f - P_i V_i}{\gamma - 1}$$

où  $\gamma = \frac{7}{5}$  pour un gaz parfait diatomique. Enfin d'après la loi de Laplace  $PV^\gamma = \text{cste}$ , on en déduit que :

$$V_f = V_i \left( \frac{P_i}{P_f} \right)^{\frac{1}{\gamma}} = 1,0 \text{ L}$$

Ainsi :

$$W = \frac{P_f V_f - P_i V_i}{\frac{7}{5} - 1} = \frac{5}{2} (P_f V_f - P_i V_i) = 1,3 \text{ kJ}$$

2) Enfin en utilisant l'équation d'état des gaz parfaits pour une mole de gaz, on a :

$$T_f = \frac{P_f V_f}{R}$$

**A.N. :**  $T_f = 120 \text{ K}$

## Exercice 4

1) • **Système :** {Gaz parfait d'Argon}

• **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial**

**État final**

$n$ $T_i = T$ $P_i$ $V_i$	$\xrightarrow[\text{Réversible}]{\text{Isotherme}}$	$n$ $T_f = T$ $P_f$ $V_f$
------------------------------------	---	------------------------------------

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U = W + Q$$

La transformation étant isotherme, on a pour un gaz parfait monoatomique :

$$\Delta U = \frac{3}{2} nR(T_f - T_i) = \frac{3}{2} nR(T - T) = 0.$$

De plus on a pour une transformation isotherme réversible d'un gaz parfait :

$$W = -nRT \ln \left( \frac{V_f}{V_i} \right)$$

Par conséquent il vient en utilisant la loi des gaz parfaits :

$$\begin{aligned}
 W &= -nRT \ln \left( \frac{V_f}{V_i} \right) = -nRT \ln \left( \frac{\frac{nRT}{P_f}}{\frac{nRT}{P_i}} \right) \\
 \Rightarrow W &= -nRT \ln \left( \frac{P_i}{P_f} \right) \\
 \Rightarrow W &= \frac{m}{M(A_r)} RT \ln \left( \frac{P_f}{P_i} \right)
 \end{aligned}$$

**A.N. :**  $W = 1,14 \text{ kJ}$

Par conséquent il vient :

$$0 = W + Q \Rightarrow Q = -W = -\frac{m}{M(A_r)} RT \ln \left( \frac{P_f}{P_i} \right)$$

**A.N. :**  $Q = -1,14 \text{ kJ}$

2) En utilisant la loi des gaz parfaits on a :

$$V_i = \frac{nRT}{P_i} = \frac{mRT}{M(A_r)P_i} = 4,96 \text{ L}$$

$$V_f = \frac{nRT}{P_f} = \frac{mRT}{M(A_r)P_f} = 0,50 \text{ L}$$



Ne pas oublier de convertir la pression en pascal.

## Exercice 5

1) • **Système :** {Eau dans la baignoire}

• **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial** **État final**

$$\begin{array}{ccccc} m_c & m_f & & m_c & m_f \\ T_c & T_f & \xrightarrow{\text{Isochore}} & T & T \end{array}$$

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U = W + Q$$

Sachant que l'eau de la baignoire provient de réservoirs d'eau chaude et d'eau froide et puisque l'énergie interne est extensive, on a :

$$\Delta U = \Delta U_f + \Delta U_c$$

Sachant que l'eau liquide est assimilée à une phase condensée, on a :

$$-\Delta U_f = m_f c_{\text{eau}} (T - T_f)$$

$$-\Delta U_c = m_c c_{\text{eau}} (T - T_c)$$

$$\text{D'où } m_f c_{\text{eau}} (T - T_f) + m_c c_{\text{eau}} (T - T_c) = 0$$

car la transformation est isochore ( $W = 0$ ) et adiabatique ( $Q = 0$  car on néglige les pertes thermiques avec l'extérieur). Enfin la masse d'eau  $m$  dans la baignoire est :

$$m = m_f + m_c = \rho V$$

où  $\rho$  est la masse volumique de l'eau liquide. Au final on a :

$$(m - m_c) c_{\text{eau}} (T - T_f) + m_c c_{\text{eau}} (T - T_c) = 0$$

$$\Rightarrow m c_{\text{eau}} (T - T_f) + m_c c_{\text{eau}} (T - T_c) = 0$$

$$\Rightarrow m_c = \rho V \left( \frac{T - T_f}{T_c - T_f} \right)$$

$$\text{A.N. : } m_c = 33,3 \text{ kg}$$

Enfin puisque  $m = m_c + m_f$  on a :

$$m_f = \rho V \left( \frac{T_c - T}{T_c - T_f} \right)$$

$$\text{A.N. : } m_f = 66,6 \text{ kg}$$

Les volumes à prélever dans chacun des réservoirs pour pouvoir prendre le bain sont :

$$V_c = \frac{m_c}{\rho} = 33,3 \text{ L}$$

$$V_f = \frac{m_f}{\rho} = 66,6 \text{ L}$$



Dans cet exercice, il est possible d'utiliser le premier principe sous la forme :  
 $\Delta H = Q.$

## Exercice 6

1) • **Système :** {Eau + Plomb + Cuivre + Fer + Calorimètre}

• **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial**

$$\begin{matrix} m_1 & m_2 & m_3 & m \\ \Theta_1 & \Theta_2 & \Theta_3 & \Theta \end{matrix}$$

**État final**

$$\begin{matrix} m_1 & m_2 & m_3 & m \\ \Theta_f & \Theta_f & \Theta_f & \Theta_f \end{matrix}$$

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U = W + Q$$

Sachant que l'énergie interne est extensive et puisque toutes les phases sont supposées condensées, on a :

$$\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 + \Delta U_3 + \Delta U_{\text{eau}} + \Delta U_{\text{cal}}$$

$$\text{Or } \Delta U_1 = m_1 c_{\text{Cu}} (\Theta_f - \Theta_1)$$

$$\Delta U_2 = m_2 c_{\text{Pb}} (\Theta_f - \Theta_2)$$

$$\Delta U_3 = m_3 c_{\text{Fe}} (\Theta_f - \Theta_3)$$

$$\Delta U_{\text{eau}} = m c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta)$$

$$\Delta U_{\text{cal}} = C_{\text{cal}} (\Theta_f - \Theta)$$

Par ailleurs puisque le calorimètre est indéformable, la transformation est isochore ( $W = 0$ ) et puisqu'il est calorifugé, la transformation est adiabatique ( $Q = 0$ ). Au final :

$$m_1 c_{\text{Cu}} (\Theta_f - \Theta_1) + m_2 c_{\text{Pb}} (\Theta_f - \Theta_2) + m_3 c_{\text{Fe}} (\Theta_f - \Theta_3) + m c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta) + C_{\text{cal}} (\Theta_f - \Theta) = 0$$

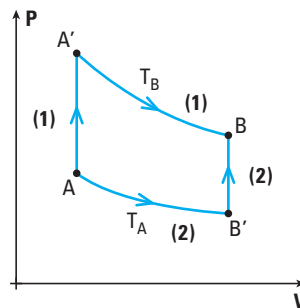
$$\Rightarrow \Theta_f = \frac{(m c_{\text{eau}} + c_{\text{cal}}) \Theta + m_1 c_{\text{Cu}} \Theta_1 + m_2 c_{\text{Pb}} \Theta_2 + m_3 c_{\text{Fe}} \Theta_3}{m_1 c_{\text{Cu}} + m_2 c_{\text{Pb}} + m_3 c_{\text{Fe}} + m c_{\text{eau}} + C_{\text{cal}}}$$

$$\text{A.N. : } \Theta_f = 292 \text{ K}$$

## Exercices niveau 2

### Exercice 7

1)



Les deux étapes dans le diagramme de Watt sont représentées ci-dessus.

2) • **Système** : {Gaz parfait diatomique}

• **Type** : Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial**

A

→ (1) →

B

**État final**

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_1 = W_1 + Q_1$$

$$\text{Or } W_1 = W_{AA'} + W_{A'B} \quad \text{et} \quad Q_1 = Q_{AA'} + Q_{A'B}$$



Sachant que la transformation AA' est isochore et que la transformation A'B est isotherme, on a alors :

$$W_{AA'} = 0 \quad W_{A'B} = -nRT_B \ln\left(\frac{V_B}{V_{A'}}\right) = -nRT_B \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$$

$$\text{Ainsi : } W_1 = -nRT_B \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$$

$$\text{A.N. : } W_1 = -2,02 \text{ kJ}$$

Par ailleurs, entre l'état initial et l'état final, on a :

$$\Delta U_1 = \frac{5}{2} nR(T_B - T_A)$$

car le gaz parfait est diatomique.

$$\text{A.N. : } \Delta U_1 = 0,66 \text{ kJ}$$

Enfin on a :

$$Q_1 = \frac{5}{2} nR(T_B - T_A) + nRT_B \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$$

$$\text{A.N. : } Q_1 = 2,67 \text{ kJ}$$

3) • **Système :** {Gaz parfait diatomique}

• **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial** **État final**

$$A \quad \xrightarrow{(2)} \quad B$$

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_2 = W_2 + Q_2$$

$$\text{Or } W_2 = W_{AB'} + W_{B'B} \quad \text{et} \quad Q_2 = Q_{AB'} + Q_{B'B}$$

Sachant que la transformation AB' est isotherme et que la transformation B'B est isochore, on a alors :

$$W_{AB'} = -nRT_A \ln\left(\frac{V_{B'}}{V_A}\right) = -nRT_A \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right) \quad W_{B'B} = 0$$

$$\text{Ainsi : } W_2 = -nRT_A \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$$

$$\text{A.N. : } W_2 = -1,66 \text{ kJ}$$

Par ailleurs, entre l'état initial et l'état final, on a :

$$\Delta U_2 = \frac{5}{2} nR(T_B - T_A)$$

car le gaz parfait est diatomique.

$$\text{A.N. : } \Delta U_2 = 0,66 \text{ kJ}$$

Enfin on a :

$$Q_2 = \frac{5}{2} nR(T_B - T_A) + nRT_A \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$$

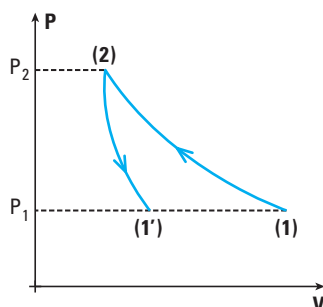
$$\text{A.N. : } Q_2 = 2,32 \text{ kJ}$$

4) On remarque que  $W_1 \neq W_2$  et que  $Q_1 \neq Q_2$ .

Le travail et le transfert thermique dépendent du chemin suivi et des états initiaux et finaux. En revanche  $\Delta U_1 = \Delta U_2$  car l'énergie interne est une fonction d'état ; elle ne dépend que des états finaux et initiaux.

## Exercice 8

1)



2) La transformation (1) → (2) est isotherme quasi statique et mécaniquement réversible, on a alors :

$$T_2 = T_1$$

La transformation (2) → (1') est adiabatique quasi statique et mécaniquement réversible, on a alors d'après la loi de Laplace  $T'P^{1-\gamma} = \text{cste}$ . D'où :

$$T_1'^{\gamma} P_1'^{1-\gamma} = T_2 P_2^{1-\gamma}$$

$$\Rightarrow T_1' = T_2 \left( \frac{P_2}{P_1'} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \Rightarrow T_1' = T_1 \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

**A.N. :**  $T_1' = 96 \text{ K}$

3) La transformation (1) → (2) est isotherme quasi statique et mécaniquement réversible, on a alors pour une mole :

$$W_{12} = -RT_1 \ln \left( \frac{V_2}{V_1} \right)$$

En utilisant l'équation d'état des gaz parfaits, on a :

$$W_{12} = -RT_1 \ln \left( \frac{\frac{RT_2}{P_2}}{\frac{RT_1}{P_1}} \right) \quad \text{car } T_2 = T_1$$

$$\Rightarrow W_{12} = -RT_1 \ln \left( \frac{P_1}{P_2} \right)$$

La transformation (2) → (1') est adiabatique quasi statique et mécaniquement réversible, on a alors pour un mole de gaz parfait diatomique :

$$W_{21'} = \frac{R}{\gamma-1} (T_1' - T_2) \quad \text{avec } \gamma = \frac{7}{5}$$

$$\Rightarrow W_{21'} = \frac{5}{2} R (T_1' - T_2)$$

Le travail total algébriquement reçu par le gaz après les deux transformations est :

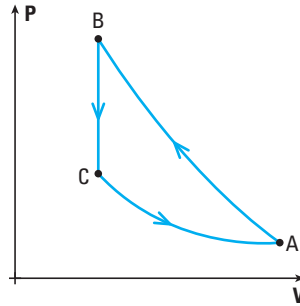
$$W = W_{12} + W_{21'}$$

$$\Rightarrow W = -RT_1 \ln \left( \frac{P_1}{P_2} \right) + \frac{5}{2} R (T_1' - T_2)$$

**A.N. :**  $W = 5,4 \text{ kJ}$

## Exercice 9

1)



2) • **Système** : {Gaz parfait monoatomique}

• **Type** : Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial** **État final**  
 A → B  
Adiabatique  
Quasi statique  
Mécaniquement réversible

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_{AB} = W_{AB} + Q_{AB}$$

Sachant que la transformation AB est adiabatique, on a :

$$Q_{AB} = 0$$

**A.N.** :  $Q_{AB} = 0 \text{ J}$

Par ailleurs pour un gaz parfait monoatomique, on a pour une mole :

$$\Delta U_{AB} = \frac{3}{2} R(T_B - T_A)$$

**A.N.** :  $\Delta U_{AB} = 749 \text{ J}$

Ainsi :

$$W_{AB} = \frac{3}{2} R(T_B - T_A)$$

**A.N.** :  $W_{AB} = 749 \text{ J}$

• **État initial** **État final**  
 B → C  
Isochore  
Quasi statique  
Mécaniquement réversible

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_{BC} = W_{BC} + Q_{BC}$$

Pour un gaz parfait monoatomique, on a pour une mole :

$$\Delta U_{BC} = \frac{3}{2} R(T_C - T_B)$$

Or  $T_A = T_C$

$$\Rightarrow \Delta U_{BC} = \frac{3}{2} R(T_A - T_C)$$

**A.N.** :  $\Delta U_{BC} = -749 \text{ J}$

De plus la transformation est isochore. D'où :

$$W_{BC} = 0$$

**A.N.** :  $W_{BC} = 0 \text{ J}$

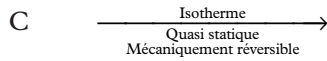
Enfin on a :

$$Q_{BC} = \frac{3}{2} R(T_A - T_B)$$

**A.N. :**  $Q_{BC} = -749 \text{ J}$

• **État initial**

**État final**



• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_{CA} = W_{CA} + Q_{CA}$$

Sachant que la transformation est isotherme, on a pour un gaz monoatomique :

$$\Delta U_{CA} = 0$$

**A.N. :**  $\Delta U_{CA} = 0 \text{ J}$

De plus pour une transformation isotherme quasi statique et mécaniquement réversible, on a pour une mole :

$$W_{CA} = -RT_A \ln\left(\frac{V_A}{V_C}\right) = -RT_A \ln\left(\frac{V_A}{V_B}\right)$$

Or d'après la loi de Laplace =

$$T_A V_A^{\gamma-1} = T_B V_B^{\gamma-1} \quad \text{avec } \gamma = \frac{5}{3}$$

$$\Rightarrow \frac{V_A}{V_B} = \left(\frac{T_B}{T_A}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

$$\Rightarrow W_{CA} = -RT_A \ln\left(\left(\frac{T_B}{T_A}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}\right)$$

$$\Rightarrow W_{CA} = RT_A \ln\left(\left(\frac{T_A}{T_B}\right)^{\frac{3}{2}}\right) = \frac{3}{2} RT_A \ln\left(\frac{T_A}{T_B}\right)$$

$$\Rightarrow W_{CA} = \frac{3}{2} RT_A \ln\left(\frac{T_A}{T_B}\right)$$

**A.N. :**  $W_{CA} = -683 \text{ J}$

Enfin on a :

$$Q_{CA} = -\frac{3}{2} RT_A \ln\left(\frac{T_A}{T_B}\right)$$

**A.N. :**  $Q_{CA} = 683 \text{ J}$

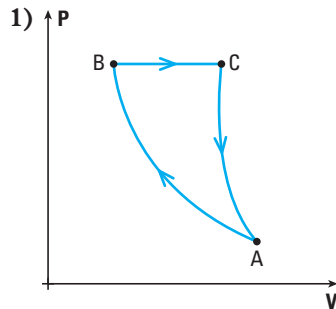
3) Sur le cycle on a :

$$W = W_{AB} + W_{BC} + W_{CA}$$

**A.N. :**  $W = +66 \text{ J}$

Le travail sur le cycle est positif : le cycle est récepteur. En effet, il est décrit dans le sens trigonométrique.

## Exercice 10



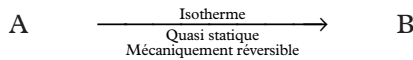
- $P_A = 1 \text{ bar}$
- $V_A = \frac{2RT_A}{P_A} = 49,6 \text{ L}$
- $T_A = 298 \text{ K}$
- $P_C = \frac{2RT_C}{V_C} = 2,80 \text{ bar}$
- $V_C = V_A \left( \frac{T_A}{T_C} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = 23,8 \text{ L}$
- $T_C = 400 \text{ K}$
- $P_B = P_C = 2,80 \text{ bar}$
- $V_B = \frac{2RT_B}{P_B} = 17,7 \text{ L}$
- $T_B = 298 \text{ K}$

2) • **Système** : {Deux moles de gaz parfait diatomique}

• **Type** : Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial**

**État final**



• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_{AB} = W_{AB} + Q_{AB}$$

La transformation étant isotherme on a  $\Delta U_{AB} = 0$ .

De plus cette transformation étant quasi statique et mécaniquement réversible, on a pour les deux moles de gaz :

$$W_{AB} = -2RT_A \ln \left( \frac{V_B}{V_A} \right)$$

**A.N.** :  $W_{AB} = 5,11 \text{ kJ}$

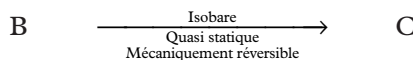
De plus :

$$Q_{AB} = 2RT_A \ln \left( \frac{V_B}{V_A} \right)$$

**A.N.** :  $Q_{AB} = -5,11 \text{ kJ}$

• **État initial**

**État final**



• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_{BC} = W_{BC} + Q_{BC}$$

Puisque la transformation BC est isobare, quasi statique et mécaniquement réversible, on a :

$$W_{BC} = -P_B(V_C - V_B)$$

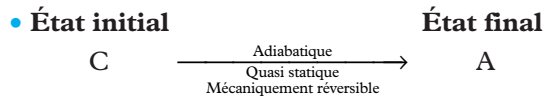
**A.N.** :  $W_{BC} = -1,71 \text{ kJ}$

De plus la variation d'énergie interne des deux moles du gaz parfait diatomique s'écrit :

$$\Delta U_{BC} = \frac{5}{2} \times 2 \times R(T_C - T_B) = 5R(T_C - T_B)$$

Ainsi :  $Q_{BC} = 5R(T_C - T_B) + P_B(V_C - V_B)$

**A.N.** :  $Q_{BC} = 5,95 \text{ kJ}$



• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta U_{CA} = W_{CA} + Q_{CA}$$

Puisque la transformation est adiabatique, on a :

$$Q_{CA} = 0$$

**A.N. :**  $Q_{CA} = 0 \text{ kJ}$

Par ailleurs pour les deux moles de gaz parfait diatomique, on a :

$$\Delta U_{CA} = \frac{5}{2} \times 2 \times R(T_A - T_C)$$

D'où :  $W_{CA} = 5R(T_A - T_C)$

**A.N. :**  $W_{CA} = -4.24 \text{ kJ}$

## Exercice 11

1) • **Système :** {Eau chaude (2) + Eau froide (1) + Calorimètre}

• **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial**

Eau (1)   Eau (2)   Calorimètre  
 $\Theta_1$     $\Theta_2$     $\Theta_1$

**État final**

Eau (1)   Eau (2)   Calorimètre  
 $\Theta_f$     $\Theta_f$     $\Theta_f$

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta H = Q \text{ (car la pression est constante)}$$



On peut aussi utiliser  $\Delta U = W + Q$  pour résoudre cet exercice et considérer le système comme isolé.

Sachant que l'enthalpie est extensive et puisque le système est constitué de phases condensées, on a :

$$\Delta H = \Delta H_1 + \Delta H_2 + \Delta H_{\text{cal}}$$

Or  $\Delta H_1 = m_1 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_1)$

$\Delta H_2 = m_2 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_2)$

$\Delta H_{\text{cal}} = C_{\text{cal}} (\Theta_f - \Theta_1)$

Enfin puisque le calorimètre est parfaitement calorifugé, on a  $Q = 0$ .

$$\Rightarrow m_1 C_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_1) + m_2 C_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_2) + C_{\text{cal}} (\Theta_f - \Theta_1) = 0$$

$$\Rightarrow C_{\text{cal}} = \frac{m_1 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_1) + m_2 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_2)}{\Theta_1 - \Theta_f}$$

**A.N. :**  $C_{\text{cal}} = 176 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$

2) • **Système :** {Eau + Calorimètre + Cuivre}

• **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos

• **État initial**

Eau   Cuivre   Calorimètre  
 $\Theta_1$     $\Theta_3$     $\Theta_1$

**État final**

Eau   Cuivre   Calorimètre  
 $\Theta_f$     $\Theta_f$     $\Theta_f$

• **Premier principe de la thermodynamique**

$$\Delta H = Q$$

Sachant que l'enthalpie est extensive et puisque le système est constitué de phases condensées, on a :

$$\Delta H = \Delta H_1 + \Delta H_3 + \Delta H_{\text{cal}}$$

$$\text{Or } \Delta H_1 = m_1 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_1)$$

$$\Delta H_3 = m_3 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_3)$$

$$\Delta H_{\text{cal}} = C_{\text{cal}} (\Theta_f - \Theta_1)$$

Enfin puisque le calorimètre est parfaitement calorifugé, on a  $Q = 0$ .

$$\Rightarrow m_1 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_1) + m_3 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_3) + C_{\text{cal}} (\Theta_f - \Theta_1) = 0$$

$$\Rightarrow c_{\text{Cu}} = \frac{m_1 c_{\text{eau}} (\Theta_f - \Theta_1) + C_{\text{cal}} (\Theta_f - \Theta_1)}{m_3 (\Theta_3 - \Theta_f)}$$

$$\text{A.N. : } c_{\text{Cu}} = 130 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

## Exercices niveau 3

### Exercice 12

1) Commençons par calculer la pression  $P_2$  après la compression.

- **Système :** {Piston + Masse M}
- **Référentiel** terrestre supposé galiléen
- **Bilan des forces**

Force pressante du gaz sur le système  $\vec{F}_g$

Force pressante de l'air extérieur sur le système  $\vec{F}_a$

Poids  $\vec{P}$

- **Principe fondamental de la statique**

$$\vec{0} = \vec{P} + \vec{F}_a + \vec{F}_g$$

$$\Rightarrow 0 = -Mg - P_1 S + P_2 S$$

$$\Rightarrow P_2 = P_1 + \frac{Mg}{S}$$

$$\text{A.N. : } P_2 = 1,062 \text{ bar}$$

- **Système :** {Air dans l'enceinte}
- **Type :** Fermé et macroscopiquement au repos
- **État initial**

	Adiabatique Monobare	
$n$	$\rightarrow$	$n$
$P_1$		$P_2$
$V_1$		$V_2$
$T_1$		$T_2$

- **Principe fondamental de la thermodynamique**

$$\Delta U = W + Q$$

Sachant que la transformation est monobare, on a :

$$W = -P_2 (V_2 - V_1)$$

De plus, puisqu'elle est adiabatique, on a  $Q = 0$ .



Enfin pour l'air assimilé à un gaz parfait diatomique, il vient :

$$\begin{aligned}\Delta U &= C_v(T_2 - T_1) = \frac{nR}{\gamma - 1} (T_2 - T_1) \\ &= \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{\gamma - 1}\end{aligned}$$

Ainsi  $\frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{\gamma - 1} = -P_2(V_2 - V_1)$

$$\Rightarrow P_2 V_2(1 + \gamma - 1) = (P_1 + (\gamma - 1)P_2) V_1$$

$$\Rightarrow P_2 V_2 \gamma = (P_1 + (\gamma - 1)P_2) V_1$$

$$V_2 = \left( \frac{P_1}{\gamma P_2} + \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \right) V_1$$

**A.N. :**  $V_2 = 1,93 \text{ L.}$

Enfin d'après l'équation des gaz parfaits, on a :

$$\begin{aligned}T_2 &= \frac{P_2 V_2}{nR} = \frac{P_2 V_2}{\frac{P_1 V_1}{T_1}} \\ \Rightarrow T_2 &= T_1 \frac{P_2 V_2}{P_1 V_1}\end{aligned}$$

**A.N. :**  $T_2 = 301,7 \text{ K.}$

2) L'évolution étant isobare, on a :

$$P_3 = P_2$$

**A.N. :**  $P_3 = 1,062 \text{ bar.}$

Enfin d'après l'équation des gaz parfaits, on a :

$$\begin{aligned}V_3 &= \frac{nRT_3}{P_3} = \frac{P_1 V_1}{P_3} \quad (\text{car } T_3 = T_1) \\ \Rightarrow V_3 &= V_1 \frac{P_1}{P_3}\end{aligned}$$