

# Premier principe de la thermodynamique

« [Thermodynamics] is the only physical theory of universal content which I am convinced will never be overthrown, within the framework of applicability of its basic concepts. »

Albert EINSTEIN, *Autobiographical notes*, 1949

## ✍ Sommaire

<b>I Énoncé du premier principe</b>	<b>3</b>
I/A Énoncé général	3
I/B Première loi de JOULE	3
I/C Applications	4
I/D Premier principe entre deux états voisins	5
<b>II Transformation monobare et enthalpie d'un système</b>	<b>6</b>
II/A Enthalpie et premier principe enthalpique	6
II/B Capacités thermiques	7
II/C Calorimétrie	9

## ✂ Capacités exigibles

- |  |  |
|--|--|
| <ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> Définir un système fermé et établir pour ce système un bilan énergétique faisant intervenir travail et transfert thermique.</li> <li><input type="checkbox"/> Distinguer le statut de la variation de l'énergie interne du statut des termes d'échange.</li> <li><input type="checkbox"/> Calculer le transfert thermique sur un chemin donné connaissant le travail et la variation de l'énergie interne.</li> <li><input type="checkbox"/> Utiliser le premier principe de la thermodynamique entre deux états voisins.</li> <li><input type="checkbox"/> Exploiter l'extensivité de l'énergie interne.</li> <li><input type="checkbox"/> Citer l'ordre de grandeur de la capacité thermique massique de l'eau liquide.</li> </ul> | <ul style="list-style-type: none"> <li><input type="checkbox"/> Exprimer le premier principe sous forme de bilan d'enthalpie dans le cas d'une transformation monobare avec équilibre mécanique dans l'état initial et dans l'état final.</li> <li><input type="checkbox"/> Exprimer l'enthalpie <math>H_m(T)</math> du gaz parfait à partir de l'énergie interne.</li> <li><input type="checkbox"/> Justifier que l'enthalpie <math>H_m</math> d'une phase condensée peu compressible et peu dilatable peut être considérée comme une fonction de l'unique variable <math>T</math>.</li> <li><input type="checkbox"/> Exploiter l'extensivité de l'enthalpie et réaliser des bilans énergétiques en prenant en compte des transitions de phases.</li> </ul> |
|--|--|

---

 ✓ L'essentiel
 

---

 📖 Définitions
 

---

- T3.1 : États voisins . . . . . 5
- T3.2 : Enthalpie . . . . . 6
- T3.3 : Capacité thermique à  $P$  constant . . . . . 7
- T3.4 : Coefficient adiabatique . . . . . 7
- T3.5 : Calorimètre . . . . . 9

 ⚙️ Propriétés
 

---

- T3.1 : Premier principe de la thermo. . . . . 3
- T3.2 : Premier principe élémentaire . . . . . 5
- T3.3 : Premier principe enthalpique . . . . . 6
- T3.4 : Relation de MAYER . . . . . 7
- T3.1 : Expressions de  $C_V^{G.P.}$  et  $C_P^{G.P.}$  . . . . . 8
- T3.6 : Capacités thermiques phase cond. . . . . 8

 ≡ Démonstrations
 

---

- T3.1 : Premier principe enthalpique . . . . . 6
- T3.2 : Relation de MAYER . . . . . 7
- T3.3 : Expressions de  $C_V^{G.P.}$  et  $C_P^{G.P.}$  . . . . . 8

 ⚙️ Lois
 

---

- T3.1 : Première loi de JOULE . . . . . 3
- T3.2 : Seconde loi de JOULE . . . . . 8

 ≡ Preuves
 

---

- T3.1 : Seconde loi de JOULE . . . . . 8

 » Implications
 

---

- T3.1 : Cas du système isolé . . . . . 5
- T3.2 : Valeurs de  $C_P^{G.P.}$  et  $\gamma^{G.P.}$  . . . . . 7

 ? Interprétations
 

---

- T3.1 : Capacité thermique à  $P$  constante . . . . . 7

 ✍️ Applications
 

---

- T3.1 : Cycle de LENOIR . . . . . 4
- T3.2 : Détente de JOULE-GAY LUSSAC . . . . . 4
- T3.3 : Thermostat . . . . . 5
- T3.4 : Premier principe élémentaire . . . . . 5
- T3.5 : Calorimétrie . . . . . 9

 ❤️ Points importants
 

---

- T3.1 : Calcul de transferts thermiques . . . . . 4
- T3.2 : Utilisation des capacités thermiques . . . . . 8

 ⚠️ Erreurs communes
 

---

- T3.1 : Conditions 1<sup>er</sup> ppe. enthalpique . . . . . 6
-

# I Énoncé du premier principe

## I/A Énoncé général

### Rappel T3.1 : Énergie totale d'un système

L'énergie d'un système thermodynamique a deux composantes :

◇ **Macroscopique** : c'est l'énergie mécanique  $\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_p$  ;

◇ **Microscopique** : c'est l'énergie interne  $\mathcal{U} = e_c + e_p$ .

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

Ce sont des **grandeurs d'état, extensives et additives**.

La variation d'énergie d'un système peut alors se mettre sous la forme

$$\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{échangée}}$$

c'est-à-dire que toute variation d'énergie ne provient que d'un échange avec l'extérieur. On rappelle que dans ce cas,  $\mathcal{E}_{\text{échangée}}$  est l'énergie **reçue** par le système étudié. Nous obtenons alors le premier principe de la thermodynamique :

### ♥ Propriété T3.1 : Premier principe de la thermodynamique

Un système thermodynamique **fermé** ne peut céder ou recevoir de l'énergie que de deux manières :

◇ *via* des interactions **macroscopique** sous forme de **travail**, noté  $\mathcal{W} = \mathcal{W}_p + \mathcal{W}_u$  ;

◇ *via* des interactions **microscopiques** sous forme de **transfert thermique**, noté  $\mathcal{Q}$ .

$\mathcal{W}$  et  $\mathcal{Q}$  ne sont **pas** des grandeurs d'état mais **dépendent du chemin suivi**. Ainsi, la conservation de l'énergie impose :

#### Général

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

#### Repos macroscopique

$$\Delta\mathcal{E}_m = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \Delta\mathcal{U} = \mathcal{W} + \mathcal{Q}$$

On se placera la plupart du temps dans un état de repos macroscopique :  $\Delta\mathcal{E}_c = \Delta\mathcal{E}_p = 0$ .

## I/B Première loi de JOULE

### ♥ Loi T3.1 : Première loi de JOULE

#### Énoncé

Les gaz parfaits et les phases condensées vérifient la première loi de JOULE : leur **variation d'énergie interne molaire** ou massique ne dépend **que de la température** :

$$U_m = U_m(T) \quad \text{et} \quad u = u(T)$$

#### Conséquence

Pour un système fermé de  $n = \text{cte}$ , on a :

$$\begin{aligned} dU &= C_V dT \\ \Leftrightarrow \Delta U &= \int_{T_i}^{T_f} C_V dT \\ \Leftrightarrow \Delta U &= C_V \Delta T \end{aligned}$$

### ♥ Application T3.1 : Cycle de LENOIR

On reprend le cycle établi dans le chapitre précédent, constitué d'une isochore AB, d'une isotherme BC puis d'une isobare CA.

- 4 Calculer les transferts thermiques associés aux transformations AB, BC et CA, puis sur le cycle. Commenter le résultat.

- 4 ◇ On calcule les  $\Delta u$  :

$$\Delta u_{AB} = C_V \Delta T = \frac{5}{2} nR(T_B - T_A) = \underline{7,0 \text{ kJ}}$$

$$\Delta u_{BC} = \frac{5}{2} nR(T_C - T_B) = \underline{0}$$

$$\Delta u_{CA} = \frac{5}{2} nR(T_A - T_C) = \underline{-7,0 \text{ kJ}}$$

- ◇ D'où les transferts thermiques :

$$Q_{AB} = \Delta u_{AB} - W_p^{AB} = \underline{7,0 \text{ kJ}}$$

$$Q_{BC} = \Delta u_{BC} - W_p^{BC} = \underline{3,88 \text{ kJ}}$$

$$Q_{CA} = \Delta u_{CA} - W_p^{CA} = \underline{-9,8 \text{ kJ}}$$

Ainsi,

$$Q_{\text{cycle}} = +1,08 \text{ kJ}$$

Le fluide reçoit un transfert thermique **positif**, et un travail **négatif** ; autrement dit il convertit un transfert thermique en travail mécanique : c'est un **moteur**.

### Important T3.1 : Calcul de transferts thermiques

Pour un gaz parfait ou une phase condensée incompressible et indilatable, on connaît les expressions de  $\Delta u$  et  $W$  : on détermine donc  $Q$  par premier principe :  $Q = \Delta u - W$ .

TABLEAU T3.1 – Expressions de  $u$ ,  $W_p$  et  $Q$  pour un gaz parfait

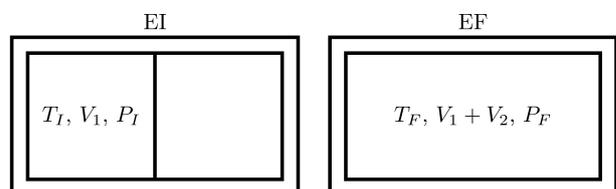
Transforma°	Énergie interne	Travail pression	Transfert thermique
Isotherme	$\Delta u = 0$	$W_p = -nRT_0 \ln \frac{V_f}{V_i}$	$Q = nRT_0 \ln \frac{V_f}{V_i}$
Isochore	$\Delta u = C_V(T_f - T_i)$	$W_p = 0$	$Q = C_V(T_f - T_i)$
Isobare	$\Delta u = C_V(T_f - T_i)$	$W_p = -P(V_f - V_i)$	$Q = (C_V + nR)(T_f - T_i)$
Adia. QS	$\Delta u = C_V(T_f - T_i)$	$W_p^{LAP} = C_V(T_f - T_i)$	$Q = 0$

## I/C Applications

### I/C) 1 Détente de JOULE-GAY LUSSAC et systèmes isolés

#### Application T3.2 : Détente de JOULE-GAY LUSSAC

Soit un gaz contenu dans un volume  $V_1$  séparé par une paroi d'un volume  $V_2$  vide. Le volume  $V_1 + V_2$  est calorifugé et indéformable. À  $t = 0$  s on retire la paroi et on attend l'équilibre. Montrer que la variation est isoénergétique, et en déduire la température finale du gaz.



Soit  $\Sigma = \{\text{gaz} + \text{vide}\}$ . D'après l'énoncé,  $Q = 0$  car calorifugé, et  $\mathcal{W}_p = 0$  car indéformable ( $dV = 0$ ). Ainsi,

$$\Delta u = 0 = \Delta u^{\text{G.P.}} \Leftrightarrow C_V \Delta T^{\text{G.P.}} = 0 \quad \text{soit} \quad \boxed{T_f = T_i} \quad \blacksquare$$

### Implication T3.1 : Cas du système isolé

Par définition, un système isolé n'échange pas d'énergie avec l'extérieur. On a donc forcément

$$\boxed{\Delta u = 0}$$

### I/C) 2 Thermostat

On peut alors justifier qu'un thermostat est un système de capacité thermique infinie.

#### Application T3.3 : Thermostat

On jette un bloc de fer de température élevée dans un lac de température faible. Le système {bloc+lac} est isolé, et les deux phases sont incompressibles et indilatables.

Montrer que la température du lac reste constante.

$$\begin{aligned} \Delta u_{\text{tot}} = 0 &\Leftrightarrow \Delta u_{\text{lac}} = -\Delta u_{\text{bloc}} \\ &\Leftrightarrow |m_{\text{lac}} c_{\text{lac}} \Delta T_{\text{lac}}| = |m_{\text{bloc}} c_{\text{bloc}} \Delta T_{\text{bloc}}| \\ &\Leftrightarrow |\Delta T_{\text{lac}}| = \frac{m_{\text{bloc}} c_{\text{bloc}}}{m_{\text{lac}} c_{\text{lac}}} |\Delta T_{\text{bloc}}| \end{aligned}$$

Or  $m_{\text{lac}} \gg m_{\text{bloc}}$  et  $c_{\text{lac}} \approx 10 c_{\text{bloc}}$

$$\Rightarrow \boxed{|\Delta T_{\text{lac}}| \approx 0}$$

### I/D Premier principe entre deux états voisins

#### Définition T3.1 : États voisins

Deux états sont voisins si toutes leurs variables d'état ont des valeurs très proches :

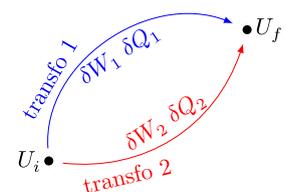
$$|T_f - T_i| \ll T_i \quad |P_f - P_i| \ll P_i \quad \dots$$

on parle alors de **transformation élémentaire**.

#### ♥ Propriété T3.2 : 1<sup>er</sup> ppe. élémentaire

Pour deux états voisins, le premier principe s'exprime avec des variations infinitésimales :

$$\boxed{du = \delta W + \delta Q}$$



#### Application T3.4 : Premier principe élémentaire

On considère une casserole remplie d'un volume  $V = 2 \text{ L}$  d'eau liquide posée sur une plaque électrique. On néglige les échanges thermiques avec l'air environnant, et on considère que la puissance  $\mathcal{P}$  des échanges thermiques entre le système {eau + casserole} et la plaque est constante et vaut  $1000 \text{ W}$ .

Initialement la température de l'eau est  $T_0 = 293 \text{ K}$ . On allume la plaque à l'instant  $t > 0$ . On négligera la capacité thermique de la casserole et on donne la capacité thermique massique de l'eau liquide  $c = 4,18 \text{ kJ} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ .

- 1] En considérant une transformation élémentaire entre les instants  $t$  et  $t + dt$ , déterminer l'équation différentielle vérifiée par la température  $T$  de l'eau pour  $t > 0$ .

2 En déduire l'instant  $t_1$  pour lequel l'eau commence à bouillir.

1 
$$dU = \underbrace{\delta W}_{=0} + \delta Q \quad \text{et} \quad dU = mc dT$$

Or 
$$\delta Q = \mathcal{P} dt \quad \text{donc} \quad \frac{dT}{dt} = \frac{\mathcal{P}}{\rho V c}$$

2 
$$T - T_0 = \frac{\mathcal{P}}{\rho V c} t \Leftrightarrow t_1 = (T_{\text{eb}} - T_0) \frac{\rho V c}{\mathcal{P}} \Rightarrow \underline{t_1 = 668,8 \text{ s} \approx 11 \text{ min}}$$

## II Transformation monobare et enthalpie d'un système

Beaucoup de transformations thermodynamiques ont lieu au contact de l'air donc sous une **pression extérieure  $P_{\text{ext}}$  constante**. Nous allons voir une version du premier principe pour ces transformations.

### II/A Enthalpie et premier principe enthalpique

#### ♥ Définition T3.2 : Enthalpie

L'enthalpie d'un système d'énergie interne  $U$ , de pression  $P$  et de volume  $V$  est définie par

$$H = U + PV$$

**Unité** J

◇ énergie

◇ grandeur d'état

◇ grandeur extensive

**Massique**

$$h = \frac{H}{m}$$

en  $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$

**Molaire**

$$h_m = \frac{H}{n}$$

en  $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$

#### ♥ Propriété T3.3 : 1<sup>er</sup> ppe. $\mathcal{H}$

Pour une transformation **monobare** pour laquelle il y a **équilibre mécanique dans l'état initial et final** ( $P_i = P_f = P_{\text{ext}}$ ), le premier principe se réécrit :

$$\Delta \mathcal{H} = \mathcal{W}_u + \mathcal{Q} \quad \text{avec} \quad \mathcal{W} = \mathcal{W}_p + \mathcal{W}_u$$

et sans travail utile (la plupart du temps) :

$$\Delta \mathcal{H} = \mathcal{Q}$$

#### Démonstration T3.1 : 1<sup>er</sup> ppe. $\mathcal{H}$

$$\begin{aligned} \Delta U &= \mathcal{W}_p + \mathcal{W}_u + \mathcal{Q} \\ \mathcal{W}_p &= -P_0(V_f - V_i) \\ \Rightarrow \mathcal{W}_p &= -P_f V_f + P_i V_i \\ \Leftrightarrow \Delta U &= -\Delta(PV) + \mathcal{W}_u + \mathcal{Q} \\ \Leftrightarrow \Delta \mathcal{H} &= \mathcal{W}_u + \mathcal{Q} \quad \blacksquare \end{aligned}$$

On combine  $\left. \begin{array}{l} P_{\text{ext}} = P_0 \\ P_i = P_f = P_0 \\ \mathcal{W}_p = -\Delta(PV) \end{array} \right\}$

#### Attention T3.1 : Conditions d'application du premier principe enthalpique

L'hypothèse d'équilibre mécanique dans l'état initial et final ( $P_i = P_f = P_{\text{ext}}$ ) est **essentielle** pour que le premier principe prenne cette forme! Dans le cas de la seringue compressée brutalement par la force  $\vec{F}$ , la pression initiale du système n'est pas égale à la pression extérieure, qui tiendrait compte de la force  $\vec{F}$  : le premier principe enthalpique ne s'applique donc pas.

**Il s'applique en revanche sans problème pour une transformation isobare.**

## II/B Capacités thermiques

### II/B) 1 Définition

#### ♥ Définition T3.3 : Capacité thermique à $P$ constant

On appelle **capacité thermique à pression constante** d'un système fermé la grandeur :

$$C_P = \left( \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial T} \right)_{P,n}$$

extensive

**Unité**  $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$

**Massique**

$$c_P = \frac{C_P}{m} \quad \text{en } \underline{\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{kg}^{-1}}$$

**Molaire**

$$C_{P,m} = \frac{C_P}{n} \quad \text{en } \underline{\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}}$$

#### Interprétation T3.1 : Capacité thermique à $P$ constante

Physiquement, il s'agit de l'énergie qu'il faut fournir au système (à pression et quantité de matière constants) pour augmenter sa température de 1 K.

### II/B) 2 Gaz parfait

#### ♥ Définition T3.4 : Coefficient adiabatique

Le **coefficient adiabatique** ou **coefficient de LAPLACE** d'un fluide est la grandeur

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} \quad \Leftrightarrow \quad C_P = \gamma C_V$$

#### ♥ Propriété T3.4 : Rela° de MAYER

Les capacités thermiques d'un gaz parfait sont reliées entre elle par la relation de MAYER, telle que

$$C_P = C_V + nR \quad \Leftrightarrow \quad C_P = \frac{D+2}{2}nR$$

#### Démonstration T3.2 : Rela° MAYER

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{\text{G.P.}} = U + nRT &\Rightarrow \frac{d\mathcal{H}}{dT} = \frac{dU}{dT} + nR \\ \Leftrightarrow C_P = C_V + nR &\Leftrightarrow C_P = \frac{D}{2}nR + nR \end{aligned}$$

#### Remarque T3.1 : Retour sur transformation isobare

En revenant sur le point Important 3.1, dans le cas de la transformation isobare, on avait déjà montré que  $C_P = C_V + nR$ . En effet, dans ce cas on a

$$\Delta \mathcal{H} = C_P \Delta T = Q \quad \Leftrightarrow \quad Q = (C_V + nR) \Delta T$$

#### ♥ Implication T3.2 : Valeurs de $C_P^{\text{G.P.}}$ et $\gamma^{\text{G.P.}}$

**Monoatomique**

$$C_V = \frac{3}{2}nR$$

$$\Rightarrow C_P = \frac{5}{2}nR \quad \text{soit} \quad \gamma = \frac{5}{3}$$

**Diatomique**

$$C_V = \frac{5}{2}nR$$

$$\Rightarrow C_P = \frac{7}{2}nR \quad \text{soit} \quad \gamma = \frac{7}{5}$$

### ♥ Propriété T3.5 : $C_V^{G.P.}$ et $C_P^{G.P.}$

Les capacités thermiques d'un gaz parfait s'expriment en fonction de  $\gamma$ , tel que

$$C_V = \frac{nR}{\gamma - 1} \quad \text{et} \quad C_P = \frac{\gamma nR}{\gamma - 1}$$

### Démonstration T3.3 : $C_V^{G.P.}$ et $C_P^{G.P.}$

$$\begin{aligned} C_P &= C_V + nR \quad \text{et} \quad C_P = \gamma C_V \\ &\Leftrightarrow C_V(\gamma - 1) = nR \\ &\Leftrightarrow \begin{cases} C_V = \frac{nR}{\gamma - 1} \\ C_P = \frac{\gamma nR}{\gamma - 1} \end{cases} \end{aligned}$$

## II/B) 3 Seconde loi de JOULE et phases condensées

### ♥ Loi T3.2 : Seconde loi de JOULE

#### Énoncé

Les gaz parfaits et les phases condensées vérifient la seconde loi de JOULE : leur **variation d'enthalpie molaire** ou massique ne dépend que de la température :

$$H_m = H_m(T) \quad \text{et} \quad h = h(T)$$

#### Conséquence

Pour un système fermé de  $n = \text{cte}$ , on a :

$$\begin{aligned} dH &= C_P dT \\ \Leftrightarrow \Delta \mathcal{H} &= \int_{T_i}^{T_f} C_P dT \\ \Leftrightarrow \Delta \mathcal{H} &= C_P \Delta T \end{aligned}$$

### Preuve T3.1 : Seconde loi de JOULE

#### Phase condensée

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{H} &= Q \quad \text{et} \quad \Delta u = \underbrace{W_p}_{=0} + Q \\ \Leftrightarrow \Delta \mathcal{H} &\approx \Delta u(T) \quad \blacksquare \end{aligned}$$

#### Gaz parfait

Cf. Dm.T3.2 :

$$\mathcal{H} = u(T) + PV = u(T) + nRT \quad \blacksquare$$

### Propriété T3.6 : Capacités thermiques phase condensée

Ainsi, l'enthalpie d'une phase condensée étant similaire à son énergie interne, on a :

$$C_P \approx C_V = C = \text{cte}$$

### Important T3.2 : Utilisation des capacités thermiques

Ainsi, la donnée de la capacité thermique d'un corps pur permet de calculer la variation de son énergie interne ou de son enthalpie entre deux états lors d'une transformation thermodynamique :

Isochore :  $\Delta u = C_V \Delta T$

Isobare :  $\Delta \mathcal{H} = C_P \Delta T$

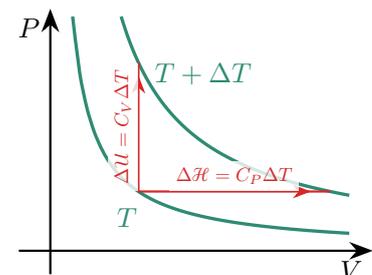
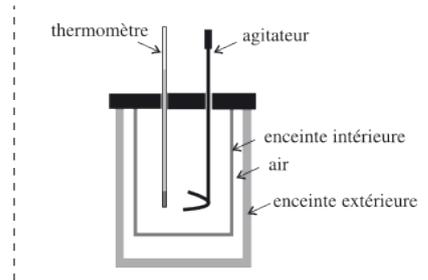


FIGURE T3.1

## II/C Calorimétrie

### Définition T3.5 : Calorimètre

Un calorimètre est un récipient composé en général d'une paroi extérieure et d'une cuve intérieure, fermé par un couvercle percé de petites ouvertures permettant d'introduire des appareils mécaniques.



- ◇ Sur une courte durée, on peut **négliger les échanges thermiques** avec l'extérieur ;
- ◇ Des ouvertures assurent une **transformation monobare** ;
- ◇ On exprime la capacité du calorimètre par sa **valeur en eau**  $m_0$  :

$$C_{\text{calo}} = m_0 c_{\text{eau,liq}}$$

### ♥ Application T3.5 : Calorimétrie

Dans un calorimètre parfaitement isolé de masse en eau  $m_0 = 24$  g, on place  $m_1 = 150$  g d'eau à  $T_1 = 298$  K. On ajoute  $m_2 = 100$  g de cuivre à  $T_2 = 353$  K, avec  $c_{\text{Cu}} = 385$  J·K<sup>-1</sup>·kg<sup>-1</sup>. On cherche la température d'équilibre  $T_f$ .

- 1 Exprimer  $\Delta\mathcal{H}_{\text{eau}}$  en fonction de  $m_1$ ,  $c_{\text{eau}}$ ,  $T_1$  et  $T_f$ .
- 2 Exprimer  $\Delta\mathcal{H}_{\text{Cu}}$  en fonction de  $m_2$ ,  $c_{\text{Cu}}$ ,  $T_2$  et  $T_f$ .
- 3 Exprimer  $\Delta\mathcal{H}_{\text{calo}}$  en fonction de  $m_0$ ,  $c_{\text{eau}}$ ,  $T_1$  et  $T_f$ .
- 4 Justifier que  $\Delta\mathcal{H}_{\text{tot}} = 0$ .
- 5 En déduire  $T_f$ .

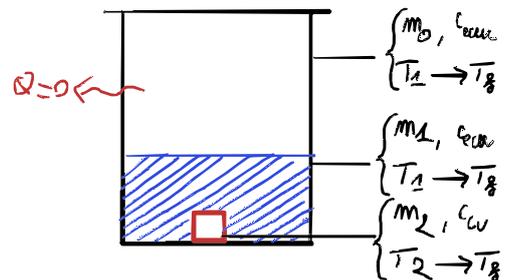


FIGURE T3.2 – Schéma

- 1 
$$\Delta\mathcal{H}_{\text{eau}} = m_1 c_{\text{eau}} (T_f - T_1)$$

- 2 
$$\Delta\mathcal{H}_{\text{Cu}} = m_2 c_{\text{Cu}} (T_f - T_2)$$

- 3 
$$\Delta\mathcal{H}_{\text{calo}} = m_0 c_{\text{eau}} (T_f - T_1)$$

- 4 Calorimètre isolé donc  $Q = 0$ , et pas de variation de volume donc  $\mathcal{W}_p = 0$  et pas d'autres travaux donc  $\mathcal{W}_u = 0$  :

$$\Delta\mathcal{H}_{\text{tot}} = 0$$

- 5 
$$(m_1 + m_0) c_{\text{eau}} (T_f - T_1) + m_2 c_{\text{Cu}} (T_f - T_2) = 0$$

$$\Leftrightarrow T_f ((m_1 + m_0) c_{\text{eau}} + m_2 c_{\text{Cu}}) = T_1 (m_1 + m_0) c_{\text{eau}} + T_2 m_2 c_{\text{Cu}}$$

$$\Leftrightarrow T_f = \frac{(m_1 + m_0) c_{\text{eau}} T_1 + m_2 c_{\text{Cu}} T_2}{(m_1 + m_0) c_{\text{eau}} + m_2 c_{\text{Cu}}}$$

A.N. :  $T_f = 301$  K