

TD n°II : Les principes de la thermodynamique

Correction de l'exercice 6 : Transformations et principes de la thermodynamique

1. Un système est dit à l'équilibre thermodynamique lorsque tous ses paramètres d'état sont indépendants du temps et qu'il n'existe aucun flux macroscopique d'énergie ou de matière ni avec l'extérieur, ni au sein du système. En pratique un système fermé au repos est à l'équilibre thermodynamique si :

- il y a équilibre mécanique, donc si et seulement si $p = p_{\text{ext}}$ (sauf si l'enceinte est isochore);
- il y a équilibre thermique, donc si et seulement si $T = T_{\text{ext}}$ (sauf si l'enceinte est adiabatique);
- il y a équilibre chimique.

Remarque : si à l'instant t toutes les sous-parties du système sont à l'équilibre entre elles à la pression $p(t)$ et la température $T(t)$ sans pour autant être à l'équilibre avec le milieu extérieur on parle d'équilibre thermodynamique interne.

2.

a. On appelle **transformation thermodynamique** une évolution du système d'un état initial d'équilibre vers un état final d'équilibre par modification du milieu extérieur ou d'une contrainte. Entre l'état initial et l'état final le système est éventuellement « hors équilibre ». Ses paramètres d'état sont alors non uniformes voire non définis.

b. Une transformation au cours de laquelle le système se trouve constamment dans un état d'équilibre interne (paramètres d'état uniformes et variant continument de leur valeur initiale à leur valeur finale) est une transformation quasi-statique.

c. Une transformation est dite réversible lorsque la transformation inverse dans le temps est possible / expérimentalement observable. On entend par là une évolution inverse des paramètres du système, des paramètres du milieu extérieur et de tous les échanges d'énergie ou de matière entre le système et l'extérieur et au sein du système. On peut citer deux grandes causes d'irréversibilité : thermique (contact thermique entre deux corps de températures différentes) ou mécanique (mouvement brutal au sein d'un fluide accompagné de phénomènes dissipatifs) mais aussi les frottements, la diffusion de particules ou la réaction chimique.

d. Si on gonfle lentement un ballon en poussant l'air d'un piston vers celui-ci, la transformation est quasi-statique et réversible. Si en revanche on laisse le ballon

se dégonfler lentement dans l'air ambiant la transformation, même si elle est quasi-statique, n'est pas réversible. Enfin, une transformation réversible est nécessairement quasi-statique : la brutalité d'une transformation est source d'irréversibilité.

3. Voir tableau suivant.

4. Le principe zéro de la thermodynamique énonce : « deux systèmes en équilibre avec un même troisième sont en équilibre thermodynamique entre eux ». Ce principe avait un intérêt historique pour définir la température par comparaison avec celle de corps connu (équilibre eau liquide – glace, température du corps humain, etc...) mais est tombé en désuétude depuis que celle-ci est définie via l'entropie.

5. Le premier principe est un principe de conservation de l'énergie : celle-ci ne peut pas être « créée », mais peut prendre différentes formes et être éventuellement échangée avec le milieu extérieur :

« Il existe une fonction d'état extensive U , appelée *énergie interne*, telle que l'énergie totale $E = E_m + U$ d'un système isolé se conserve, où E_m est son énergie mécanique macroscopique. Pour un système non-isolé, pouvant échanger de l'énergie avec l'extérieur, la variation de l'énergie totale s'écrit :

$$\Delta E_m + \Delta U = W + Q,$$

où W et Q sont respectivement le travail et le transfert thermique échangés avec l'extérieur. » Pour une transformation infinitésimale,

$$dE_m + dU = \delta W + \delta Q. \quad (3)$$

Les échanges d'énergie sont comptés algébriquement : $W, Q > 0$ (resp. < 0) correspond à un travail ou un transfert thermique effectivement *reçu par le système* (resp. fourni à l'extérieur). Dans la majorité des cas en thermodynamique, la variation d'énergie mécanique sera négligeable et la forme utile du premier principe sera $\Delta U = W + Q$, ou $dU = \delta W + \delta Q$ pour une transformation infinitésimale.

Qu'admet-on par principe ?

- D'une part que les constituants des systèmes thermodynamiques sont conservatifs : ils ne dissipent pas d'énergie à l'échelle microscopique. Ce n'est pas trivial a priori puisque les interactions à l'échelle microscopique pourraient être non conservatives. On postule que ce n'est pas le cas, ce qui revient à dire que les constituants élémentaires du système ne possèdent pas de structure interne capable de stocker de l'énergie.

Transformation	Définition et propriétés	Réalisation expérimentale
Isochore	V est constant au cours de la transformation	Système enfermé dans une enceinte rigide (nécessite un corps parfaitement incompressible et indilatable, ceux qui est théoriquement impossible mais toujours considéré vrai pour les enceintes solides)
Isobare	p est constante au cours de la transformation	Pression extérieure constante (celle de l'atmosphère par exemple) et équilibre mécanique - typiquement l'eau qui chauffe dans une casserole.
Monobare	$p_i = p_f = p_{\text{ext}}$ mais au cours de la transformation $p \neq p_{\text{ext}}$ a priori.	Pression extérieure constante mais pas d'équilibre mécanique - par exemple réaction chimique libérant du gaz dans un bêcher ouvert.
Isotherme	T est constante au cours de la transformation	Contact avec un thermostat, par exemple l'atmosphère, et équilibre thermique à tout instant (échanges thermiques rapides, parois diathermes).
Monotherme	$T_i = T_f = T_{\text{ext}}$ mais au cours de la transformation $T \neq T_{\text{ext}}$ a priori.	Température extérieure constante mais pas d'équilibre thermique. Par exemple la compression brutale d'un gaz dans un piston aux parois diathermes.
Adiabatique	Pas d'échange de chaleur au cours de la transformation ($Q = 0$).	Utilisation de paroi mauvaise conductrice de la chaleur de sorte que les transferts thermiques se font sur une durée caractéristique longue devant la durée de la transformation - compression d'un gaz dans un piston aux parois isolantes.

- Le fait que U soit une fonction d'état n'est pas non plus gagné d'avance ! Sa valeur pourrait en effet dépendre des positions et vitesses de chaque composant, auquel

cas U dépendrait du macroétat, mais aussi du micro état.

La version infinitésimale de ce principe,

$$dU = \delta W + \delta Q$$

peut toujours être écrite pour une transformation infinitésimale, de même que l'identité $dU = T dS - P dV$ qui découle simplement de la différenciation de l'énergie interne et des définitions thermodynamiques de la température et de la pression. Mais il faut bien faire attention que l'identification $\delta W = -p dV$ et $\delta Q = T dS$ ne tient que si la transformation est réversible et sans autre action que les forces de pression.

6. Le premier principe ne suffit pas à pleinement rendre compte des observations du comportement de systèmes thermodynamiques. Par exemple, considérons un système isolé constitué de deux sous-systèmes à des températures différentes. L'énergie totale étant conservée, on pourrait très bien envisager que de l'énergie soit transmise du sous-système froid vers le sous-système chaud, alors que c'est toujours l'opposé que l'on observe. En plus d'une loi de conservation, nous avons donc besoin d'un *critère d'évolution*, qui est fourni par le second principe :

« Il existe une fonction d'état extensive S , appelée *entropie*, dont la variation lors d'une évolution infinitésimale du système s'écrit :

$$dS = \delta S_{\text{ech}} + \delta S_{\text{cre}}.$$

Le premier terme est l'*entropie échangée*, qui s'exprime pour un système fermé en contact avec un thermostat à T_{ext} :

$$\delta S_{\text{ech}} = \frac{\delta Q}{T_{\text{ext}}}.$$

Le second terme est l'*entropie créée*, qui est positive :

$$\delta S_{\text{cre}} \geq 0,$$

et s'annule pour une transformation *réversible*. » Pour une transformation non-infinitésimale, on écrit :

$$\Delta S = S_{\text{ech}} + S_{\text{cre}}$$

En particulier, l'entropie d'un système isolé ne peut qu'augmenter, puisqu'en l'absence d'échange $\Delta S = S_{\text{cre}} \geq 0$. Le second principe, via cette inégalité sur l'entropie créée, fournit une flèche du temps nécessaire pour décrire les processus irréversibles.

7. Pour finir le troisième principe de la thermodynamique est le suivant : « La valeur de l'entropie de tout corps pur dans l'état de cristal parfait est nulle à la température de 0 K. »

Correction de l'exercice 7 : Du postulat de la thermodynamique au second principe

1. Dans ce développement de la thermodynamique, l'apport du premier principe est de réduire la différence entre variation d'énergie interne et travail à un unique terme. Autrement formulé, il permet de définir le transfert thermique Q .

2. Le postulat fondamental nous enseigne que l'entropie atteint toujours son maximum compatible avec les contraintes imposées au système.

Considérons un système isolé dans un état initial (i) pour lequel l'entropie à l'équilibre est à son maximum sous contraintes S_i . Lors d'une transformation de ce système l'entropie évolue éventuellement vers une nouvelle valeur S_f , maximum de S dans ce nouvel état final (f). Or, le système étant isolé, les seules transformations possibles sont effectuées par relâchement d'une contrainte (par exemple libérer l'accès à un volume jusqu'ici condamné)⁵. Dans ce cas, l'état initial est toujours accessible lorsque le système est dans l'état final, même s'il n'est plus favorable a priori. Par exemple, prenons la détente de Joule Gay-Lussac : lorsque la cloison qui divise initialement le volume total en deux est retirée on pourrait imaginer que les particules restent toutes dans l'état initial. L'expérience montre que ça n'est pas ce qui arrive, mais c'est un micro-état possible. On comprend alors que la valeur d'entropie $S = S_i$ est toujours accessible, y compris lorsque le système est dans l'état (f) de sorte que S_f , maximum d'entropie dans cet état est nécessairement plus grand ou égal à S_i .

On conclue en particulier que "l'entropie d'un système isolé ne peut qu'augmenter".

3. Considérons une transformation réversible du système isolé précédent d'un état (i) d'entropie S_i à un état (f) d'entropie S_f . D'après la question précédente il faut nécessairement pour que cette transformation puisse avoir lieu que $S_i \leq S_f$. Comme de plus la transformation est réversible, le passage de (f) à (i) est licite ce qui implique

5. Je vous laisse vous convaincre que c'est vrai, je ne vous d'argument théorique clair pour le démontrer mais les transformations d'un système isolé sont très contraintes puisqu'on ne peut pas lui apporter d'énergie donc en particulier pas de travail de force de pression, ni de transfert thermique, ni de travail chimique... On conçoit bien qu'on ne peut pas faire grand chose d'autre que de libérer une contrainte préexistante.

que $S_f \leq S_i$. L'un dans l'autre nous écrivons

$$S_i = S_f \quad \text{et} \quad \Delta S = 0.$$

4. La réponse était donnée en indication.

5. La différentielle de l'entropie du réservoir donne

$$dS_r = \frac{1}{T_r} dU_r + \frac{p_r}{T_r} dV_r + \frac{X_r}{T_r} dx_r - \frac{\mu_r}{T_r} dn_r$$

Comme pour le réservoir les grandeurs p_r , X_r , μ_r et T_r sont constante on peut intégrer sans problème la relation précédente pour obtenir

$$\Delta S_r = \frac{1}{T_r} \Delta U_r + \frac{p_r}{T_r} \Delta V_r + \frac{X_r}{T_r} \Delta x_r - \frac{\mu_r}{T_r} \Delta n_r$$

6. Le système { système étudié + réservoir } est isolé de sorte que $\Delta(U + U_r) = 0 \Rightarrow \Delta U = -\Delta U_r$.

7. On a alors avec la relation de la question :

$$\Delta U = -T_r \Delta S_r - \underbrace{p_r \Delta V_r + X_r \Delta x_r}_{W} - \underbrace{\mu_r \Delta n_r}_{W^x} \quad \text{donc} \quad Q = -T_r \Delta S_r.$$

8. D'après le principe fondamental l'entropie d'un système isolé ne peut que croître (pas d'échange donc $\Delta S = S^{\text{créée}} \geq 0$). C'est ici le cas de l'univers de sorte que $\Delta(S + S_r) \geq 0$ donc

$$\Delta S \geq -\Delta S_r = \frac{Q}{T_r}$$

et égalité si la transformation est réversible.

9. La seule hypothèse qui est vraiment nécessaire est le fait que la température du milieu extérieur au contact du système étudié doit être constante. Ainsi, s'il n'est pas au contact d'un thermostat mais que la transformation est monotherme on aura aussi

$$\Delta S \geq \frac{Q}{T_{\text{ext}}} \quad \text{et} \quad \text{égalité si la transformation est réversible.}$$

10. Si enfin la température extérieure varie, par extensivité il suffira de sommer sur chaque variation de T pour écrire enfin :

$$\Delta S \geq \int_{(i)}^{(f)} \frac{\delta Q}{T_{\text{ext}}} \quad \text{et égalité si la transformation est réversible.}$$

Il est primordial de comprendre et retenir que la température qui entre en jeu dans ce principe est la température du milieu extérieur et δQ le transfert thermique entre l'extérieur et le système au moment où la température a cette valeur! Ce n'est en aucun cas la température du système!!!

Bien sûr l'inégalité précédente peut s'écrire comme $\Delta S = \int_{(i)}^{(f)} \frac{\delta Q}{T_{\text{ext}}} + S_c$ avec $S_c \geq 0$ et ce nouveau terme est bien l'entropie créée puisque par construction on avait étudié jusque là tous les échanges d'entropie entre le système et l'extérieur.

11. Un système thermodynamique en équilibre au moins interne admet une fonction d'état extensive et additive qui mesure son désordre interne : l'entropie. Lors d'une transformation la variation d'entropie du système est la somme d'un terme d'échange et d'un terme de création où

- l'entropie échangée est liée au transfert thermique reçu par le système $\delta S_e = \delta Q / T_{\text{ext}}$.
- L'entropie créée est nulle pour une transformation réversible et positive strictement pour une transformation irréversible.

Correction de l'exercice 8 : Les lois de Laplace

1. Le gaz subit une transformation lente de sorte qu'à chaque instant il est dans un état d'équilibre thermodynamique interne et on peut écrire $\delta W = -p dV$. De plus, on a considéré un gaz parfait pour lequel on sait que $dU = nC_{V,m} dT$. Et enfin, $\delta Q = 0$ puisque toutes les parois sont calorifugées. L'application du premier principe au gaz conduit à $dU = \delta W + \delta Q$ i.e.

$$nC_{V,m} dT = -p dV$$

L'équation d'état du gaz parfait permet d'écrire $V = nRT/P$ soit par différenciation logarithmique

$$\frac{dV}{V} = \frac{dT}{T} - \frac{dP}{P} \quad \text{d'où} \quad C_{V,m} \frac{dT}{T} = -R \frac{dT}{T} + R \frac{dP}{P}$$

Soit finalement, en utilisant la relation de Mayer $C_{P,m} - C_{V,m} = R$:

$$0 = \gamma \frac{dT}{T} + (1 - \gamma) \frac{dP}{P}$$

avec $\gamma = C_{P,m} / C_{V,m} = \text{cte}$. Il vient en intégrant une première version de la loi de Laplace

$$T^\gamma P^{1-\gamma} = \text{cte}$$

Remarque : noter bien les hypothèses nécessaires à l'application de cette loi :

- La transformation doit être quasi-statique de sorte que l'équilibre interne du système soit atteint à chaque instant et T et P correctement définies;
- Le gaz doit être supposé parfait;
- Il doit subir une transformation isentropique (souvent adiabatique réversible, mais pas nécessairement);
- Il faut enfin que γ (donc $C_{P,m}$ et $C_{V,m}$) soit constant. Cette dernière hypothèse est valable à condition que l'intervalle de température « balayé » par le gaz ne soit pas trop important (quelques dizaines de kelvins).

2. L'utilisation de l'équation d'état permet d'obtenir les relations $PV^\gamma = \text{cte}$ et $TV^{\gamma-1} = \text{cte}$ valables à chaque instant de l'évolution. Ainsi entre l'état final et l'état initial de la transformation on peut écrire :

$$T_0^\gamma P_0^{1-\gamma} = T_1^\gamma P_1^{1-\gamma}, \quad P_0^\gamma = P_1^\gamma V_1^\gamma, \quad T_0 V_0^{\gamma-1} = T_1 V_1^{\gamma-1}$$

Ces relations -- dites **lois de Laplace** -- sont très intéressantes à utiliser. Il ne faut cependant pas perdre de vue leurs conditions d'application.

3.

- a. On a vu $\delta W = -P dV$ soit en utilisant la loi de Laplace

$$\delta W = -\text{cte} \frac{dV}{V^\gamma}$$

En intégrant il vient $W = \frac{\text{cte}}{\gamma-1} (V_1^{1-\gamma} - V_0^{1-\gamma})$ et en injectant à nouveau les lois de Laplace

$$W = \frac{p_1 V_1 - p_0 V_0}{\gamma - 1}$$

b. Du premier principe on déduit $\Delta U = W + Q$ or ici la transformation étant adiabatique on a directement $Q = 0$ donc $W = \Delta U$. De plus, pour un gaz parfait de capacité thermique constante on a $\Delta U = nC_{V,m}\Delta T$ donc

$$W = \Delta U = n \frac{R}{\gamma - 1} (T_1 - T_0)$$

qui est bien le même résultat que précédemment étant donnée $nRT = PV$.

4. La relation de l'énoncé découle simplement du fait qu'on travaille avec un gaz parfait dont la pression est la même ($P_f = P_i$) dans l'état final, que l'on considère la transformation idéal précédente ou la transformation brutale (réelle) :

$$\frac{V_f}{V_i} = \frac{nRT_f/p_f}{nRT_i/p_i} = \frac{T_f}{T_i}$$

5. Dans le cas idéal les lois de Laplace s'appliquent et on a immédiatement

$$V_i = V_0 x^{-1/\gamma} \quad \text{et} \quad T_i = T_0 x^{-\frac{1-\gamma}{\gamma}}.$$

Pour la transformation réelle on écrit

$$nC_{V,m}(T_f - T_0) = \Delta U = W = -p_{\text{ext}}(V_f - V_0) = -p_f(V_f - V_0).$$

Comme $C_{V,m} = R/\gamma - 1$ et $P_0 V_0 = nRT_0$ on déduit

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{P_0 V_0}{T_0} (T_f - T_0) = -P_f (V_f - V_0)$$

L'objectif étant de faire apparaître les rapport de grandeur réelle sur idéale on écrit :

$$\frac{T_f}{T_0} - 1 = -(\gamma - 1)x \left(\frac{V_f}{V_0} - 1 \right).$$

et on remplace par

$$\frac{T_f}{T_0} = \frac{T_f}{T_i} \frac{T_i}{T_0} = y x^{-\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad \text{et} \quad \frac{V_f}{V_0} = \frac{V_f}{V_i} \frac{V_i}{V_0} = y x^{-1/\gamma},$$

on a ainsi

$$y x^{-\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1 = -(\gamma - 1)x(y x^{-1/\gamma} - 1),$$

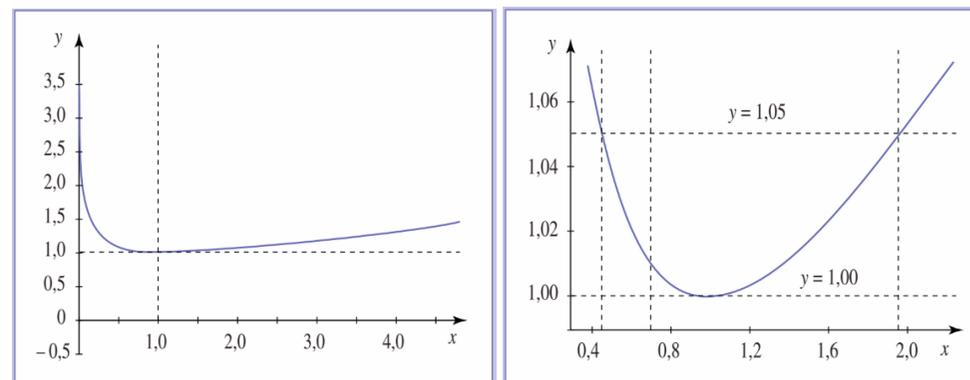


FIGURE 5 – Courbe $y = f(x)$ représentant le rapport des volumes et températures dans les cas idéal et réel en fonction du rapport des pressions

soit en fin de compte :

$$y = \frac{1 + (\gamma - 1)x}{\gamma} x^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}.$$

6. Pour $x = 1$ on obtient $y = 1$ ce qui est rassurant. Pour $x = 0,5$ il vient $y = 1,045$ et pour $x = 2$ on a $y = 1,055$. L'allure de la courbe est donnée sur la figure 5. Sur la même figure on constate que pour avoir $y < 1,05$ il faut garder $0,48 < x < 1,94$. Cela signifie que pour avoir des résultats corrects à 5% près, il est possible de faire l'hypothèse que la transformation est lente tant que la pression finale est comprise entre $p_0/2$ et $2p_0$.

En conclusion cet exercice donne un aperçu du domaine de validité des lois de Laplace lorsqu'on s'éloigne des hypothèses strictes de leur application.

Correction de l'exercice 9 : Transformation polytropique et modélisation d'une compression réelle

1. On associe les valeurs suivantes :

- Pour une transformation isobare, $p = \text{cte}$ donc en particulier $pV^0 = \text{cte}$ et $k = 0$.
- Pour une transformation isochore, $V = \text{cte}$ et de $pV^k = \text{cte}$ on tire $V = \text{cte}/p^{1/k}$ donc il faut $k = \infty$.
- Pour une transformation isotherme d'un gaz parfait on déduit de $pV = nRT$ que $pV = \text{cte}$ donc $k = 1$.
- Pour une transformation adiabatique réversible on a la loi de Laplace $pV^\gamma = \text{cte}$ donc $k = \gamma$.

Les coefficients k intermédiaires permettent de mieux rendre compte de la réalité.

2. Corrigé en classe - voir pour rappel *Supermanuel de Physique*, p. 233.

3. Pour exprimer le travail, on intègre

$$W_{IF} = \int_{V_I}^{V_F} p dV \quad \text{avec} \quad pV^k = p_I V_I^k \quad \text{soit} \quad W_{IF} = -p_I V_I^k \int_{V_I}^{V_F} \frac{dV}{V^k}.$$

On résout dans le cas où $k \neq 1$ (ce cas doit se traiter à part mais on le connaît bien puisque c'est une transformation isotherme) :

$$W_{IF} = \frac{1}{k-1} \left(\frac{p_I V_I^k}{V_F^{k-1}} - p_I V_I \right),$$

et, comme $p_I V_I^k = p_F V_F^k$, on peut faire apparaître les température finale et initiale :

$$W_{IF} = \frac{nR(T_F - T_I)}{k-1}.$$

La variation d'énergie interne s'exprime aussi simplement $\Delta U_{IF} = C_V(T_F - T_I)$. On en déduit le transfert thermique reçu par application du premier principe :

$$Q_{IF} = \left(C_V + \frac{nR}{1-k} \right) (T_F - T_I).$$

4. Sans référence à une capacité connue comme celle à volume ou à pression constant, la capacité calorifique d'une évolution polytropique est définie par la proportionnalité $Q = C_k \Delta T$. Ainsi on déduit de la question précédente

$$C_k = C_V + \frac{nR}{1-k}.$$

Dans le cas isobare où $k = 0$ on retrouve $C_k = C_V + nR = C_p$. Elle s'annule pour une transformation adiabatique ($k = \gamma$) et vaut C_V lorsque k tend vers l'infini (isochore). Il est normal que cette capacité ne soit pas définie pour le cas $k = 1$ puisque cela correspond à une transformation isotherme c'est-à-dire sans variation de T (ce qui n'empêche pas d'avoir un transfert thermique non nul **bien au contraire** !).

5. En injectant les expressions du travail et du transfert thermique dans la relation de proportionnalité proposée par l'énoncé nous pouvons éliminer la variation de température. Il reste

$$\left(C_V + \frac{nR}{1-k} \right) = \alpha \frac{nR}{k-1} \Rightarrow \alpha = (k-1) \frac{C_V}{nR} - 1,$$

or $C_V/nR = 1/(\gamma-1)$, d'où

$$\alpha = \frac{k-\gamma}{\gamma-1}.$$

6.

a. Pour une transformation adiabatique réversible la relation de Laplace mène à

$$T_F = T_I \left(\frac{p_I}{p_F} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = 376 \text{ K}.$$

b. Pour une transformation isotherme, le transfert thermique reçu vaut

$$Q_{IF} = nRT_I \ln \left(\frac{V_F}{V_I} \right) = nRT_I \ln \left(\frac{p_I}{p_F} \right) = -1,64 \text{ kJ}.$$

6. Au cas où cette phrase vous apparaîtrait mystérieuse : si la température reste constante il faut que l'énergie interne ne varie pas. Si $Q = 0$ alors $W = 0$ et la transformation a peu d'intérêt, et si comme c'est généralement le cas $W \neq 0$ vous aurez besoin d'un transfert thermique équivalent $Q \neq 0$ pour évacuer l'énergie reçue de sorte que généralement isotherme $\Rightarrow Q \neq 0$

c. On commence par ré-exprimer la relation polytropique en fonction de p et T qui sont les variables d'intérêt ici : $p_I^{1-k} T_I^k = p_F^{1-k} T_F^k$. En passant au logarithme on obtient

$$(1-k) \ln\left(\frac{p_I}{p_F}\right) = k \ln\left(\frac{T_F}{T_I}\right) \Rightarrow \left(\frac{1-k}{k}\right) = \frac{\ln(T_F/T_I)}{\ln(p_I/p_F)},$$

d'où

$$k = \frac{\ln(p_I/p_F)}{\ln(p_I/p_F) + \ln(T_F/T_I)} = 1,527.$$

La capacité associée est :

$$C_k = \frac{nR}{\gamma-1} + \frac{nR}{1-k} = -3,37 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}.$$

Le fait que la capacité soit négative peut paraître surprenant : l'évolution est une compression au cours de laquelle le système reçoit du travail de sorte que sa température s'élève. Du fait que $C < 0$ on a $Q < 0$ et le transfert thermique traduit non pas un apport d'énergie responsable de l'élévation de température mais les fuites qui en sont la conséquence.

En multipliant par la différence de température on trouve $Q_{IF} = -307 \text{ J}$. On a donc affaire à une évolution intermédiaire entre une isotherme et une adiabatique. La modélisation fait intervenir un transfert de chaleur non nul mais largement inférieur à celui de l'évolution isotherme. La température finale est de fait légèrement inférieur à celle prévue par une évolution adiabatique réversible.

Correction de l'exercice 10 : Potentiels thermodynamiques et métastabilité

Voir composition de physique 2019 et correction associée.