

Correction du devoir surveillé n° 7 (Sujet B)

Problème 1 Étude d'un autocuiseur

A La soupape

A.1 $m = 39$ g. L'incertitude type associée à la mesure est égale à $u(m) = \frac{\text{précision}}{\sqrt{3}} = 0,6$ g. L'évaluation de cette incertitude est de type B.

A.2 schéma comprenant les trois forces de mêmes directions \vec{F}_{ext} , \vec{F}_{int} et \vec{P}

A.3 On applique la deuxième loi de Newton à la soupape dans le référentiel terrestre supposé galiléen. A l'équilibre : $\vec{P} + \vec{F}_{int} + \vec{F}_{ext} = \vec{0}$ soit $P_{int} = P_{ext} + \frac{mg}{S}$. L'application numérique donne

$$P_{int} = 1,56 \times 10^5 \text{ Pa}$$

A.4 Les indications gravées sur l'autocuiseur font référence à des surpressions : L'indication 55 kPa fait bien référence à la pression obtenue. L'autre pression indiquée pourrait correspondre à une pression maximale que peut subir la soupape avant son extraction.

B Mesures dans l'autocuiseur et exploitation

B.1 En regardant l'échelle de droite $T_i = 20^\circ\text{C}$.

B.2 On applique le premier principe au système { eau+autocuiseur } entre deux instants voisins. Le système étant à volume constant (et sans changement d'état sur cette partie), il n'y a pas de travail de force de pression. U étant une grandeur extensive on a : $dU_{eau} + dU_{auto} = P_{th}dt$. En intégrant entre les instants $t = 0$ et Δt , on obtient :

$$\Delta t = \frac{(m_e c_e + C_a)(T_f - T_i)}{P_{th}} = 2,9 \times 10^2 \text{ s}$$

avec $m_e = \rho_e V_e = 1,0$ kg en considérant que $\rho_e = 1,0 \times 10^3$ kg m⁻³.

B.3 Sur la figure, on obtient plutôt $3,3 \times 10^2$ s ce qui est plus important que la valeur obtenue. Les pertes thermiques dans l'autocuiseur n'ont pas été considérées et la plaque électrique n'a pas transmis toute son énergie à l'autocuiseur.

Second modèle

B.4 On reprend l'application du premier principe en considérant cette fois les pertes thermiques $dU_{eau} + dU_{auto} = P_{th}dt - k(T(t) - T_{ext})dt$ soit

$$\frac{dT}{dt} + \frac{1}{\tau} (T(t) - T_{ext}) = \frac{1}{\tau} \frac{P_{th}}{k}$$

avec $\tau = \frac{m_e c_e + C_a}{k}$.

B.5 A correspond à la solution particulière de l'équation précédente $A = T_{ext} + \frac{P_{th}}{k}$ alors que B s'obtient à partir de la condition initiale $T_i = A + B$ soit $B = T_i - T_{ext} - \frac{P_{th}}{k}$

B.6 La durée pour atteindre 100°C est de $3,3 \times 10^2$ s, c'est supérieur au temps trouvé à la question B.2 mais très proche de ce qui est constaté expérimentalement. Le modèle semble désormais pertinent et la majorité de la puissance a été transmise à l'autocuiseur.

C Augmentation de la vitesse de cuisson

C.1 On relève en régime permanent $T_p = 111^\circ\text{C}$ et la pression de cuisson $P_p = 1,51 \times 10^5$ Pa (produit en croix par rapport à l'échelle).

C.2 Lorsque deux phases distinctes sont en équilibre, le choix de la pression impose la température d'après le diagramme pression-température d'un corps pur.

C.3

- le point de cuisson en régime permanent dans un autocuiseur (T_p, P_p) ;
- le point de cuisson à ébullition sous pression ambiante (T_a, P_a) .

Les valeurs obtenues sont cohérentes avec celles obtenues.

C.4 Pour la température obtenue précédemment, on obtient un facteur de vitesse de 2,5. Le temps de cuisson nécessaire est donc de 8 minutes.

C.5 La pression extérieure étant plus faible, la pression dans l'autocuiseur est modifiée : $P_{\text{int}} = P_{\text{ext}} + \frac{mg}{S} = 1,25 \times 10^5 \text{ Pa}$.

La température d'équilibre s'obtient avec la courbe de la pression de vapeur saturante : $T_{p2} = 105,8^\circ\text{C}$. Le facteur de vitesse à cette température est de 1,5 alors qu'il n'était que de 0,5 à 90°C . L'utilisation d'un autocuiseur est donc intéressante puisque les aliments cuisent trois fois plus vite.

D Estimation du débit de vapeur

D.1 La vapeur d'eau lorsqu'elle sort est au contact d'une atmosphère inerte à une température inférieure à celle de la vapeur et dont l'hygrométrie au voisinage de l'autocuiseur est importante et tend rapidement vers 1. La vapeur se condense et devient liquide (gouttelettes).

D.2 Le bilan enthalpique permet d'écrire : $D_m \Delta h_{\text{vap}} = P_{\text{th}} - P_f$ soit $D_m = \frac{P_{\text{th}} - P_f}{\Delta h_{\text{vap}}} = 112 \text{ mg s}^{-1}$.

D.3 La masse d'eau perdue dans le jet pour une cuisson de 10,0 minutes est $D_m \Delta t = 67 \text{ g}$, ce qui nous permet de valider l'hypothèse \mathcal{H} , en revanche sur des durées de cuisson usuelles de 30,0 minutes on obtient 0,20 kg ce qui ne permet plus de valider l'hypothèse \mathcal{H} .

Problème 2 Réfrigérateur à détente de gaz

A Modèle de van der Waals

A.1 Les contributions de l'énergie interne (énergie microscopique) d'un système de N particules sont :

1. L'énergie cinétique de translation des particules ;
2. L'énergie cinétique de rotation de la particule sur elle-même ;
3. L'énergie de vibration entre les constituants de la particule ;
4. L'énergie de rotation des constituants au sein de la particule ;
5. L'énergie potentielle d'interaction entre les particules.

Pour un gaz parfait (forces d'interaction négligées et molécules ponctuelles), on supprime de cette liste dans le cas général uniquement les points 2 et 5.

A.2 Les interactions de Van der Waals sont des interactions dipôles-dipôles. On détermine le signe de α en obtenant la force à partir de l'énergie potentielle et en vérifiant que celle-ci est attractive.

$\vec{f} \cdot d\vec{\ell} = -dE_p$ soit $\vec{f} = f(r)\vec{u}_r$ avec $f(r) = -\frac{dE_p}{dr} = -\frac{6\alpha}{r^7}$. Cela correspond à une force attractive si $\boxed{\alpha > 0}$.

A.3 $dN = n^* 4\pi r^2 dr$ (densité uniforme et $4\pi r^2 dr$ est le volume d'une coquille sphérique d'épaisseur dr).

A.4 On somme les énergies potentielles de toutes les molécules qui interagissent avec celle placée en O . La borne supérieure de distance peut être considérée infini car la portée de la force d'interaction est très inférieur au rayon du volume considéré pour le fluide \mathcal{F} ($V \gg r_0^3$) soit :

$$\langle \varepsilon_1 \rangle = \int_{N_{\text{particules}}} E_p dN = \int_{2r_0}^{\infty} -\frac{\alpha}{r^6} n^* 4\pi r^2 dr = -4\pi n^* \alpha \int_{2r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^4} = -4\pi n^* \alpha \left[-\frac{1}{3r^3} \right]_{2r_0}^{\infty} = -\frac{\pi n^* \alpha}{6r_0^3}$$

A.5 L'énergie potentielle moyenne d'interaction totale de toutes les particules contenues dans le fluide \mathcal{F} s'obtient par extensivité de l'énergie potentielle en multipliant par $N/2$ (En multipliant par N les énergies potentielles d'interaction seraient comptées deux fois). Soit :

$$U = \frac{Nk_B}{\gamma - 1}T - \frac{N}{2} \frac{\pi n^* \alpha}{6r_0^3} = \frac{Nk_B}{\gamma - 1}T - \frac{N^2 a}{V}$$

avec $a = \frac{\pi \alpha}{12r_0^3}$.

A.6 D'après le second principe de la thermodynamique, S est une fonction d'état qui augmente avec le désordre, c'est donc une fonction croissante de la température. On en déduit que c est positif.

Pour toute évolution infinitésimale d'un système fluide de température T et à la pression P , on indique la relation $dU = TdS - PdV$ entre les variations dU , dS et dV de l'énergie interne, de l'entropie et du volume.

A.7 On différencie l'expression de S

$$dS = Nk_B c \frac{dT}{T} + Nk_B \frac{dV}{V - u}$$

On différencie également l'expression de U pour ensuite utiliser l'identité thermodynamique :

$$dU = \frac{Nk_B}{\gamma - 1}dT + \frac{N^2 a}{V^2}dV$$

et $dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T}dV$. Par identification $c = \frac{1}{\gamma - 1}$ et $\frac{Nk_B T}{V - u} - P = \frac{N^2 a}{V^2}$. On en déduit :

$$\left(P + \frac{N^2 a}{V^2}\right)(V - u) = Nk_B T$$

Si on néglige les interactions entre particules $\alpha = a = 0$ et qu'on considère les molécules ponctuelles ($r_0 \rightarrow 0$, soit $u \rightarrow 0$), on retrouve l'équation d'état d'un gaz parfait $PV = Nk_B T = nRT$.

B Refroidissement par détente adiabatique

B.1 La fonction d'état enthalpie s'écrit $H = U + PV$. Elle correspond à un transfert thermique échangée lorsqu'on considère une transformation monobare (avec équilibre de pression au début et à la fin).

B.2 La détente adiabatique et isenthalpique d'un fluide est appelée détente de Joule-Thomson (ou Joule-Kelvin).

B.3 L'identité thermodynamique reliant H et S revient pour une transformation isenthalpique adiabatique : $dS = -V \frac{dP}{T} = \delta S_c$ où δS_c est l'entropie élémentaire créée d'après le second principe de la thermodynamique. Lors d'une détente, $dP < 0$ soit $\delta S_c > 0$. La transformation est ainsi irréversible.

B.4 On différencie l'expression de l'enthalpie :

$$dH = 0 = C_p dT + KP \frac{dT}{T^2} - K dP \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r}\right)$$

En regroupant les termes on obtient :

$$\left(C_p + \frac{KP}{T^2}\right) dT = -K \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r}\right) dP$$

Le terme $dP < 0$ lors d'une détente et $\left(C_p + \frac{KP}{T^2}\right)$ est toujours positif. Le système se refroidit si

$$\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r}\right) < 0 \text{ soit si } T < T_r = \frac{2A}{BR}$$

Un gaz parfait suit la seconde loi de Joule (l'enthalpie ne dépend que de la température), la détente de Joule-Thomson est donc isotherme.

B.5 Pour N_2 , $T_r = 8,6 \times 10^2$ K et pour H_2 $T_r = 2,2 \times 10^2$ K. À température ambiante ($T = 298$ K, le diazote est refroidi par une détente de Joule-Thomson mais pas le dihydrogène.

Problème 3 Transformations d'un gaz parfait

A Résistance chauffante non alimentée

A.1 On note $s = \pi r_{int}^2$ la section du cylindre. Le piston π_G est soumis à la force du ressort et à la force de pression à l'intérieur du cylindre. (pas de force de pression à l'extérieur puisqu'il y a un vide poussé).

On en déduit : $x_{G,A} = x_{G,0} - \frac{s}{k} P_A$ et de la même façon sur le piston droit π_D : $x_{D,A} = x_{D,0} + \frac{s}{k} P_A$

A.2 $V_A = s(x_{D,A} - x_{G,A})$ soit $V_A = s(L + 2\frac{s}{k} P_A) = 5,6$ L

A.3 Le gaz est considéré parfait donc $T_A = \frac{P_A V_A}{n_g R} = 3,4 \times 10^2$ K

B Résistance chauffante alimentée

B.1 $V_B = \alpha V_A = 7,3$ L et $V_B = s(x_{D,B} - x_{G,B})$. D'autre part, de la même manière qu'à la question **A.1**, $x_{G,B} = x_{G,0} - \frac{s}{k} P_B$ et $x_{D,B} = x_{D,0} - \frac{s}{k} P_B$, soit $x_{D,B} + x_{G,B} = x_{D,0} + x_{G,0}$ d'où

$$x_{D,B} = \frac{1}{2}(x_{D,0} + x_{G,0} + \frac{\alpha V_A}{s}) \text{ et } x_{G,B} = \frac{1}{2}(x_{D,0} + x_{G,0} - \frac{\alpha V_A}{s})$$

B.2 Comme dans la première partie $P_B = \frac{k}{s}(x_{D,B} - x_{D,0})$ ce qui donne après calcul :

$$P_B = \frac{(\alpha-1)kL}{2s} + \alpha P_A = 1,7 \times 10^4 \text{ Pa}$$

B.3 Le gaz étant parfait $T_B = \frac{P_B V_B}{n_g R} = 7,4 \times 10^2$ K

B.4 Par convention, le travail échangé est positif lorsqu'il est reçu par le gaz (ici il sera < 0). Il est donc opposé au travail des forces élastique et est donc égal à la diminution d'énergie potentielle élastique des deux ressorts ($W_{A \rightarrow B} = -\Delta E_p$, donc $W_{A \rightarrow B} = -2 * \frac{1}{2} k(x_{D,B} - x_{D,A})^2 = -k(x_{D,B} - x_{D,0} - (x_{D,A} - x_{D,0}))^2$ et $P_{A \text{ ou } B} = \frac{k}{s}(x_{D,A \text{ ou } B} - x_{D,0})$ d'où $W_{A \rightarrow B} = -\frac{s^2}{k}(P_B - P_A)^2 = -5,7$ J

B.5 On applique le premier principe au gaz : $\Delta E_p + \Delta U = W_p + Q$. Le travail des forces de pressions W_p est nul puisque la pression à l'extérieur du cylindre est nulle (vide poussée). On en déduit $Q = \Delta U - W$ ($W = -\Delta E_p$) soit pour un gaz parfait $Q = n_g \frac{R}{\gamma-1} (T_B - T_A) - W = 1,7 \times 10^2$ J

B.6 On utilise la relation fournie : $\Delta S_{AB} = \frac{n_g R}{\gamma-1} \ln \frac{T_B}{T_A} + n_g R \ln \frac{V_B}{V_A} = 0,37$ J K⁻¹

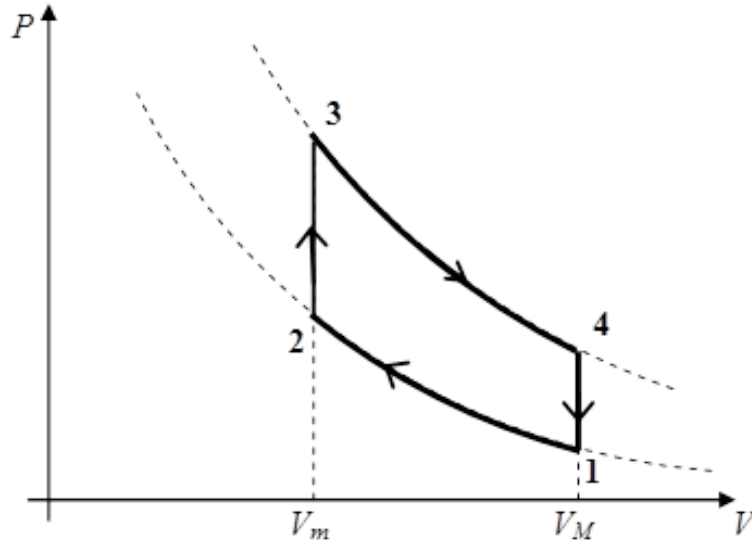
Problème 4 Moteur de Stirling

A Moteur de Stirling avec un régénérateur parfait

A.1 On a $n = \frac{m}{M_{H_2}}$ soit $n = 5,00$ mol. En utilisant la loi des gaz parfait avec $n = 5,00$ mol on a :

	1	2	3	4
V (L)	2,00	1,00	1,00	2,00
T (K)	313	313	1173	1173
P (bar)	65,1	130	488	244

A.2



A.3 Pour une transformation isotherme, on a $\Delta U_{ab} = 0$ (1ère loi de Joule). De plus, $W_{ab} = -\int PdV = -\int \frac{nRT}{V}dV$. Comme T est une constante, on a $W_{ab} = -nRT \ln \frac{V_b}{V_a}$ et d'après le premier principe, $Q_{ab} = -W_{ab}$.

A.4 Pour une transformation isochore, $W_{cd} = 0$ et $\Delta U_{cd} = Q_{cd} = \frac{nR}{\gamma-1}(T_d - T_c)$.

A.5 D'après les questions précédentes,

- $W_{1 \rightarrow 2} = nRT_f \ln \frac{V_M}{V_m}$ soit $W_{1 \rightarrow 2} = 9,02 \cdot 10^3 \text{ J}$ (isotherme à T_f)
- $W_{2 \rightarrow 3} = 0 \text{ J}$ (isochore)
- $W_{3 \rightarrow 4} = -nRT_C \ln \frac{V_M}{V_m}$ soit $W_{3 \rightarrow 4} = -3,38 \cdot 10^4 \text{ J}$ (isotherme à T_C)
- $W_{4 \rightarrow 1} = 0 \text{ J}$ (isochore)

A.6 D'après les questions précédentes,

- $Q_{1 \rightarrow 2} = -W_{1 \rightarrow 2} = -nRT_f \ln \frac{V_M}{V_m}$ soit $Q_{1 \rightarrow 2} = -9,02 \cdot 10^3 \text{ J}$ (isotherme à T_f)
- $Q_{2 \rightarrow 3} = \frac{nR}{\gamma-1}(T_C - T_f)$ soit $Q_{2 \rightarrow 3} = 8,94 \cdot 10^4 \text{ J}$ (isochore)
- $Q_{3 \rightarrow 4} = -W_{3 \rightarrow 4} = nRT_C \ln \frac{V_M}{V_m}$ soit $Q_{3 \rightarrow 4} = 3,38 \cdot 10^4 \text{ J}$ (isotherme à T_C)
- $Q_{4 \rightarrow 1} = \frac{nR}{\gamma-1}(T_f - T_C)$ soit $Q_{4 \rightarrow 1} = -8,94 \cdot 10^4 \text{ J}$ (isochore)

A.7 On a $Q_C = Q_{2 \rightarrow 3} + Q_{3 \rightarrow 4}$ (transformations en contact avec la source chaude) et $Q_f = Q_{1 \rightarrow 2} + Q_{4 \rightarrow 1}$.

On trouve $Q_C = 1,23 \cdot 10^5 \text{ J}$ et $Q_f = -9,84 \cdot 10^4 \text{ J}$.

A.8 On a $W = W_{1 \rightarrow 2} + W_{3 \rightarrow 4} = -nR(T_C - T_f) \ln \frac{V_M}{V_m}$.

On trouve $W = -2,48 \cdot 10^4 \text{ J}$.

A.9 On a $e_{sr} = -\frac{W}{Q_c}$ donc $e_{sr} = 0,201$.

A.10 On a $Q_{2 \rightarrow 3} = \Delta U_{2 \rightarrow 3} = \frac{nR}{\gamma-1}(T_C - T_f)$ et $Q_{4 \rightarrow 1} = \Delta U_{4 \rightarrow 1} = \frac{nR}{\gamma-1}(T_f - T_C)$. On vérifie que $Q_{2 \rightarrow 3} + Q_{4 \rightarrow 1} = 0$.

A.11 On a $e = -\frac{W}{Q_C}$ avec $W = W_{1 \rightarrow 2} + W_{3 \rightarrow 4}$ et $Q_C = Q_{3 \rightarrow 4}$: la source chaude n'est plus sollicitée pour le transfert thermique $Q_{2 \rightarrow 3}$ mais uniquement pour $Q_{3 \rightarrow 4}$. On a donc $e = -\frac{W_{1 \rightarrow 2} + W_{3 \rightarrow 4}}{Q_{3 \rightarrow 4}}$

A.12 On trouve $e = \frac{nR(T_C - T_f) \ln \frac{V_M}{V_m}}{nRT_C \ln \frac{V_M}{V_m}}$ soit $e = 1 - \frac{T_f}{T_C}$.

On a $e = 0,733$.

A.13 L'efficacité de Carnot e_C est $e_C = 1 - \frac{T_f}{T_C}$. On a donc $e = e_C$: avec un régénérateur parfait, les seuls échanges thermiques avec les sources externes sont les isothermes $2 \rightarrow 3$ et $4 \rightarrow 1$. Comme ces transformations sont réversibles, l'efficacité du cycle de Stirling est celle d'un cycle de Carnot.

B Régénérateur non idéal

B.1 Influence du volume mort du régénérateur

1. Entre x et $x + dx$, dn moles de gaz occupent un volume $dV = Sdx$ et sont à la température $T(x)$ et à la pression P donc $PdV = dnRT(x)$ soit $dn = \frac{PSdx}{RT(x)}$. En notant n_r le nombre total de moles de gaz, on a $n_r = \int dn = \int \frac{PS}{RT(x)} dx$. En remplaçant $T(x)$ par son expression, on trouve $n_r = \frac{PS}{R} \frac{L}{T_f - T_C} \ln \frac{T_f}{T_C}$.

Comme $SL = V_r$, on a
$$n_r = \frac{PV_r}{R} \frac{\ln \frac{T_C}{T_f}}{T_C - T_f}.$$

On cherche T_r telle que $PV_r = n_r RT_r$: les n_r moles de gaz du régénérateur occupent un volume V_r à la température T_r donc $n_r = \frac{PV_r}{RT_r}$.

En égalant les deux expressions, on a
$$T_r = \frac{T_C - T_f}{\ln \frac{T_C}{T_f}}$$

2. On trouve $T_r = 651$ K.

3. On a $n = n_r + n_C + n_f = \frac{PV_r}{RT_r} + \frac{PV_C}{RT_C} + \frac{PV_f}{RT_f}$ donc $P = \frac{nR}{\frac{V_r}{T_r} + \frac{V_C}{T_C} + \frac{V_f}{T_f}}$.

4. De 1 \rightarrow 2, $V_C = 0$, V_r reste constant et V_f passe de V_M à V_m donc $W_{1 \rightarrow 2} = -\int PdV = -\int \frac{nR}{\frac{V_r}{T_r} + \frac{V_f}{T_f}} dV_f$.

Comme T_r , T_f et V_r sont des constantes, $W_{1 \rightarrow 2} = -nR \left[T_f \ln \left(\frac{V_r}{T_r} + \frac{V_f}{T_f} \right) \right]_{V_f=V_M}^{V_f=V_m}$ donc

$$W_{1 \rightarrow 2} = -nRT_f \ln \frac{V_m + \frac{T_f}{T_r} V_r}{V_M + \frac{T_f}{T_r} V_r}$$

On a $W_{1 \rightarrow 2} = 8,44 \times 10^3$ J

5. De 3 \rightarrow 4, $V_f = 0$, V_r reste constant et V_C passe de V_m à V_M donc $W_{3 \rightarrow 4} = -\int PdV = -\int \frac{nR}{\frac{V_r}{T_r} + \frac{V_C}{T_C}} dV_C$.

On trouve
$$W_{3 \rightarrow 4} = -nRT_C \ln \frac{V_M + \frac{T_C}{T_r} V_r}{V_m + \frac{T_C}{T_r} V_r}$$

On a $W_{3 \rightarrow 4} = -2,69 \times 10^4$ J

6. On a $W_{V_r \neq 0} = -nR(T_C - T_f) \ln \frac{V_M + \frac{T_C}{T_r} V_r}{V_m + \frac{T_C}{T_r} V_r}$ soit $W_{V_r \neq 0} = -1,84 \times 10^4$ J contre $W_{V_r=0} = -2,48 \times 10^4$ J sans volume mort : la compression ne modifie jamais le volume mort donc les volumes accessibles aux variations sont plus faibles, le travail fourni diminue.

7. Dans le cadre des hypothèses, les transferts thermiques se produisent toujours entre systèmes ayant les mêmes températures locales : ils sont donc réversibles, et il n'y a pas de création d'entropie. Ce cycle reste donc un cycle ditherme réversible, et le rendement reste celui du cycle de Carnot.

B.2 Perte thermique dans le régénérateur

1. Les échanges entre le gaz et le régénérateur ne sont pas complets car le transfert du gaz d'un cylindre à l'autre est en réalité trop rapide pour que les échanges thermiques puissent se faire complètement. De plus, toute fuite thermique vers l'extérieur rend le transfert non idéal.
2. Traduisons la phrase de l'énoncé : lors du chauffage isochore de 2 \rightarrow 3, qui nécessite au gaz l'apport de chaleur $Q_{2 \rightarrow 3}$, la fraction $(1-x)Q_{2 \rightarrow 3}$ a effectivement été fournie par le régénérateur, mais que la fraction $xQ_{2 \rightarrow 3}$ a dû être fournie par le thermostat chaud. En revanche, lors du refroidissement isochore de 4 \rightarrow 1, le gaz cède $(1-x)|Q_{4 \rightarrow 1}|$ au régénérateur, et $x|Q_{4 \rightarrow 1}|$ au thermostat froid.

Ainsi, $Q_C = xQ_{2 \rightarrow 3} + Q_{3 \rightarrow 4} = x \frac{nR}{\gamma-1} (T_C - T_f) + nRT_C \ln \frac{V_M}{V_m}$. De plus, $W = W_{1 \rightarrow 2} + W_{3 \rightarrow 4} = -nR(T_C - T_f) \ln \frac{V_M}{V_m}$ ($V_r = 0$).

Finalement, $e = -\frac{W}{Q_C} = \frac{nR(T_C - T_f) \ln \frac{V_M}{V_m}}{x \frac{nR}{\gamma-1} (T_C - T_f) + nRT_C \ln \frac{V_M}{V_m}}$ donc $e = \frac{T_C - T_f}{T_C + \frac{x}{\gamma-1} \frac{T_C - T_f}{\ln \frac{V_M}{V_m}}}$ d'où

$$e = \frac{1 - \frac{T_f}{T_C}}{1 + \frac{x}{\gamma-1} \frac{1}{\ln \frac{V_M}{V_m}} \left(1 - \frac{T_f}{T_C}\right)}$$

On a donc $C_2 = \frac{x}{\gamma-1} \frac{1}{\ln \frac{V_M}{V_m}}$

3. On a $C_2 = 0,361$ et $e = 0,580$ (au lieu de $0,733$ pour le cycle de Carnot).
4. Lors de cette transformation, le gaz reçoit du cuivre la chaleur $(1-x)Q_{2 \rightarrow 3}$, le cuivre reçoit donc l'opposé. Donc $\Delta H_{Cu} = -(1-x)Q_{2 \rightarrow 3}$ où $\Delta H_{Cu} = m_{Cu}c\Delta T_{Cu}$ et $m_{Cu} = \rho V_{Cu} = 5,35$ kg est la masse de cuivre. On en déduit la variation de température (moyenne) du cuivre $\Delta T_{Cu} = -38,9$ K.