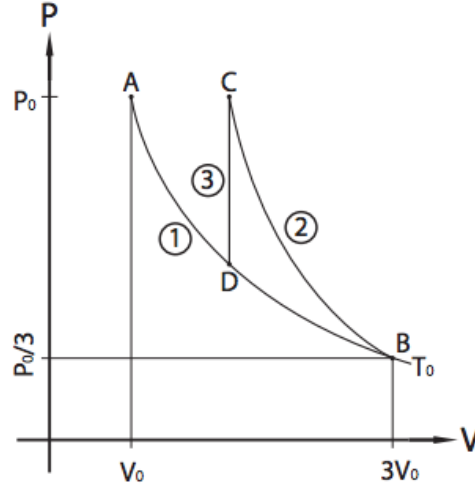


Physique II – Thermodynamique

Solutions 5

PROBLÈME I TRANSFORMATIONS QUASI-STATIQUES



En A: p_0, V_0, T_0 ;

En B: $p_B, 3V_0, T_0$;

Il vient alors $p_B 3V_0 = nRT_0$ et donc :

$$p_B = \frac{nRT_0}{3V_0} = \frac{p_0}{3}.$$

En C: $p_C = p_0, V_C, T_C$;

$B \rightarrow C$ étant adiabatique, il vient $pV^\gamma = \text{cte}$, et donc :

$$\begin{aligned} p_B V_B^\gamma &= p_C V_C^\gamma \\ \Rightarrow \frac{p_0}{3} (3V_0)^\gamma &= p_0 V_C^\gamma, \end{aligned}$$

pour obtenir le volume final :

$$V_C = 3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0.$$

La température se trouve en notant que $p_C V_C = nRT_C$, et donc $T_C = \frac{p_C V_C}{nR}$, soit $T_C = \frac{p_0 3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0}{nR} = T_0 \cdot 3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$.

En D: $V_D = V_C = 3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0$, $T_D = T_0$, $p_D = \frac{nRT_D}{V_D} = \frac{nRT_0}{3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0} = \frac{p_0}{3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$.

Sur $A \rightarrow B$:

$$W_{AB} = \int_A^B -pdV = \int_A^B -nRT_0 \frac{dV}{V} = -nRT_0 \ln \frac{V_B}{V_A} = -nRT_0 \ln \frac{3V_0}{V_0}.$$

Or, sachant que la variation d'énergie interne du système est nulle (puisque la température reste constante), on a $\Delta U_{AB} = W_{AB} + Q_{AB} = 0$, et donc :

$$W_{AB} = -p_0 V_0 \ln 3,$$

$$Q_{AB} = -W_{AB} = p_0 V_0 \ln 3.$$

Sur $B \rightarrow C$:

$$Q_{BC} = 0,$$

$$\begin{aligned} W_{BC} &= \Delta U_{BC} = C_V(T_C - T_B) \\ &= C_V \left(3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) T_0. \end{aligned}$$

Sur $C \rightarrow D$:

$$W_{CD} = 0,$$

$$\begin{aligned} Q_{CD} &= \Delta U_{CD} = C_V(T_D - T_C) \\ &= C_V \left(1 - 3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) T_0. \end{aligned}$$

Ainsi, les énergies échangées sont :

$$\begin{aligned} W_{\text{tot}} &= -p_0 V_0 \ln 3 + C_V \left(3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) T_0, \\ Q_{\text{tot}} &= p_0 V_0 \ln 3 + C_V \left(1 - 3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) T_0. \end{aligned}$$

PROBLÈME II MOTEUR DE JOULE OU CYCLE DE BRAYTON

1. Le cycle est décrit dans le sens horaire sur le diagramme p-V. Il correspond donc à un moteur thermique ($W < 0$).
2. • Seules les évolutions $2 \rightarrow 3$ et $4 \rightarrow 1$ correspondent à un transfert thermique. Comme les transformations sont isobares, la chaleur échangée peut être obtenue directement

de la variation de l'enthalpie qui, pour un gaz parfait, ne dépend que de la variation de la température. Ainsi :

$$Q_{23} = \Delta H_{23} = C_P(T_3 - T_2) = \frac{\gamma nR}{\gamma - 1}(T_3 - T_2),$$

où $C_P = C_V + nR$ et $C_V = nR/(\gamma - 1)$.

De même pour Q_{41} :

$$Q_{41} = \Delta H_{41} = C_P(T_1 - T_4) = \frac{\gamma nR}{\gamma - 1}(T_1 - T_4),$$

- Le travail échangé lors des transformations adiabatiques est :

$$W_{12} = \Delta U_{12} = C_V(T_2 - T_1) = \frac{nR}{\gamma - 1}(T_2 - T_1),$$

$$W_{34} = \Delta U_{34} = \frac{nR}{\gamma - 1}(T_4 - T_3).$$

Le long des isobares on trouve :

$$W_{23} = -p_2(V_3 - V_2) = -nR(T_3 - T_2),$$

$$W_{41} = -p_1(V_1 - V_4) = -nR(T_1 - T_4).$$

3. Le travail W échangé au cours du cycle est :

$$W = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41} = \frac{-\gamma nR}{\gamma - 1}(T_1 - T_4 + T_3 - T_2).$$

L'efficacité du cycle est :

$$\eta = \frac{-W}{Q_{23}} = 1 + \frac{T_1 - T_4}{T_3 - T_2}.$$

Pour trouver T_2 on utilise le fait que le long d'une transformation adiabatique on a :

$Tp^{(1-\gamma)/\gamma} = \text{const.}$ Ainsi pour la transformation 1→2 on obtient :

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{(1-\gamma)/\gamma} \approx 450 \text{ K}.$$

La température T_4 peut être obtenue de la transformation adiabatique entre les états 3 et 4 :

$$T_4 = T_3 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(1-\gamma)/\gamma} \approx 400 \text{ K},$$

et donc l'efficacité du cycle de Brayton est :

$$\eta = 1 + \frac{300 - 400}{600 - 450} \approx 0,33.$$

4. L'efficacité η_{Carnot} d'un cycle de Carnot entre les mêmes sources aux températures $T_1 = 300 \text{ K}$ et $T_3 = 600 \text{ K}$ vaut :

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 0,5$$

qui est donc supérieure à l'efficacité obtenue avec le cycle de Joule.

5. Les évolutions 1→2 et 3→4 étant adiabatiques et quasi-statiques pour un gaz parfait :

$$\begin{cases} T_1^\gamma p_1^{1-\gamma} = T_2^\gamma p_2^{1-\gamma} \\ T_3^\gamma p_3^{1-\gamma} = T_4^\gamma p_4^{1-\gamma} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = a^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \\ \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = a^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \end{cases}$$

Finalement : $\eta = 1 + \frac{T_4 - T_1}{T_1 a^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - T_4 a^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}}$

$$\boxed{\eta = 1 - a^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

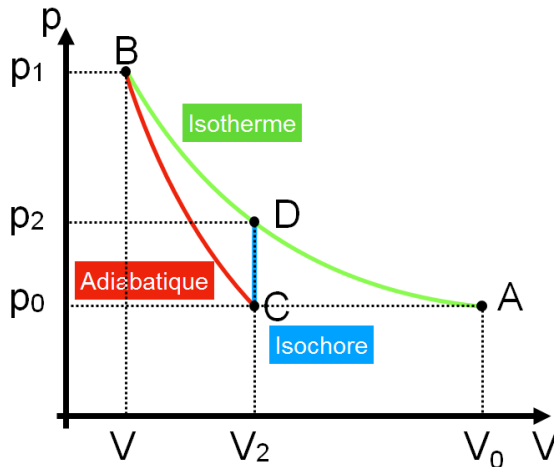
Il a existé des automobiles fonctionnant sur le cycle de Brayton, comme celle illustrée sur la photo ci-dessous. Le cycle de Brayton est également rencontré dans certains réacteurs d'avion.



Une voiture à moteur de Brayton en 1905.

PROBLÈME III EXPÉRIENCE DE CLÉMENT-DESORMES

1. Le diagramme (p, V) :



Avec $A(p_0, T_0, V_0)$, $B(p_1, T_0, V)$, $C(p_0, T_2, V_2)$ et $D(p_2, T_0, V_2)$.

2. Les données du problème sont : p_0 , T_0 , V_0 , V et $C_{V,m}$. Alors, T_2 et V_2 seront exprimés en fonctions de ces paramètres.

La transformation AB est une isotherme. D'où :

$$p_0 V_0 = p_1 V$$

La transformation BC est une adiabatique. Donc :

$$p_1 V^\gamma = p_0 V_2^\gamma$$

Alors :

$$p_1 = \frac{p_0 V_0}{V} \quad \Rightarrow \quad \boxed{V_2 = V^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0^{\frac{1}{\gamma}}}$$

Par la loi des gaz parfaits à l'état initial A on trouve le nombre de moles total :

$$n = \frac{p_0 V_0}{R T_0}$$

En appliquant à nouveau la loi des gaz parfaits pour le point C, on trouve la température T_2 :

$$\boxed{T_2 = T_0 V^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}}$$

3. La transformation AB est une isotherme réversible ($T = \text{cst}$) :

$$\delta W = -\frac{nRT}{V}dV \quad \Rightarrow \quad W_{AB} = -nRT \ln \frac{V}{V_0} = p_0 V_0 \ln \frac{V_0}{V}$$

La transformation BC est une adiabatique réversible ($Q = 0$) :

$$\delta W = dU = nC_{V,m}dT \quad \Rightarrow \quad W_{BC} = nC_{V,m}(T_2 - T_0) = \frac{p_0 V_0}{R} C_{V,m} \left(V^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1 \right)$$

La transformation CD est un isochore ($V = \text{cst}$) :

$$W_{CD} = 0$$

Le travail total est la somme de ces travaux :

$$W_T = W_{AB} + W_{BC} + W_{CD} = p_0 V_0 \left(\ln \frac{V_0}{V} + \frac{C_{V,m}}{R} V^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} V_0^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - \frac{C_{V,m}}{R} \right)$$

Annexe : Calcul du coefficient adiabatique γ

Dans l'état initial, le gaz parfait a un volume V_0 , une pression p_0 et une température T_0 .

D'après l'équation d'état d'un gaz parfait,

$$p_0 V_0 = nRT_0$$

A la fin du processus de compression isotherme à température T_0 , le gaz parfait a une pression p_1 et il est entièrement contenu dans la sphère de volume V . D'après l'équation d'état d'un gaz parfait,

$$p_1 V = nRT_0$$

A la fin du processus de détente adiabatique, la pression du gaz parfait est égale à la pression initiale p_0 et le volume de gaz dans la sphère et la seringue est V_2 . D'après l'équation d'une transformation adiabatique,

$$p_1 V^\gamma = p_0 V_2^\gamma$$

A la fin du processus de compression isochore à volume V_2 , la pression du gaz parfait est p_2 et la température du gaz dans la sphère et la seringue est égale à la température initiale T_0 . D'après l'équation d'un gaz parfait,

$$p_2 V_2 = nRT_0$$

Des équations précédentes, on tire que,

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{V_2}{V} \right)^\gamma = \left(\frac{nRT_0}{p_2} \frac{p_1}{nRT_0} \right)^\gamma = \left(\frac{p_1}{p_0} \frac{p_0}{p_2} \right)^\gamma$$

En utilisant les définitions $p_1 = p_0 + \Delta p_1$ et $p_2 = p_0 + \Delta p_2$, l'expression précédente devient,

$$1 + \frac{\Delta p_1}{p_0} = \left(1 + \frac{\Delta p_1}{p_0} \right)^\gamma \left(1 + \frac{\Delta p_2}{p_0} \right)^{-\gamma}$$

Vu que les variations de pression sont faibles par rapport à la pression initiale, i.e. $\Delta p_1 \ll p_0$ et $\Delta p_2 \ll p_0$, le développement au 1^{er} ordre en $\Delta p_1/p_0$ et $\Delta p_2/p_0$ s'écrit,

$$1 + \frac{\Delta p_1}{p_0} \simeq \left(1 + \gamma \frac{\Delta p_1}{p_0} \right) \left(1 - \gamma \frac{\Delta p_2}{p_0} \right)$$

$$1 + \frac{\Delta p_1}{p_0} \simeq 1 + \gamma \left(\frac{\Delta p_1}{p_0} - \frac{\Delta p_2}{p_0} \right) - \gamma^2 \frac{\Delta p_1}{p_0} \frac{\Delta p_2}{p_0}$$

où le dernier terme est un terme du 2^e ordre que l'on peut négliger. Ainsi, on obtient la relation,

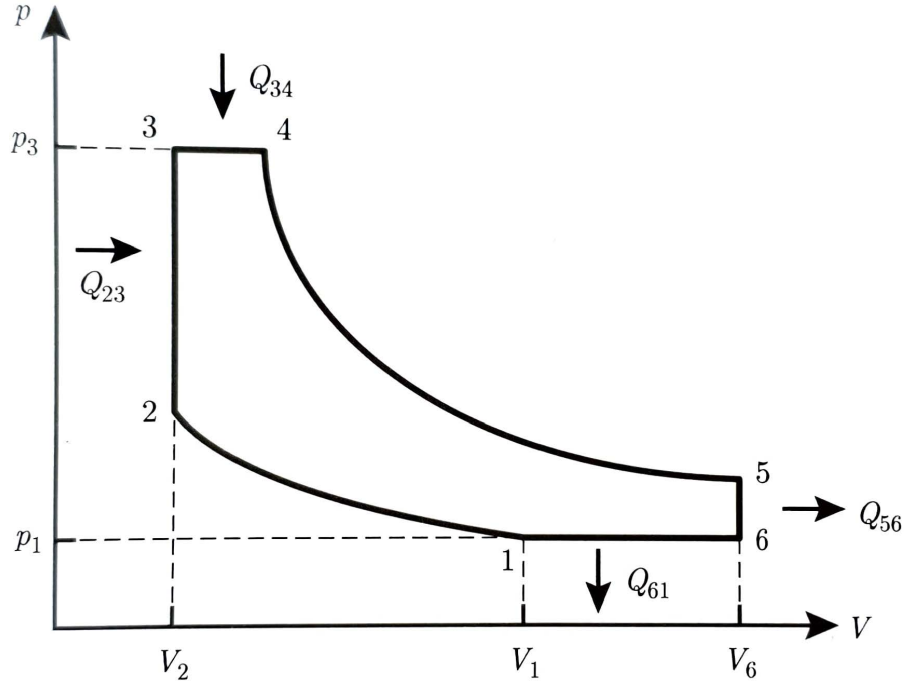
$$\Delta p_1 \simeq \gamma (\Delta p_1 - \Delta p_2)$$

ce qui implique que,

$$\gamma \simeq \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2}$$

PROBLÈME IV CYCLE D'ATKINSON

1. Pour le processus adiabatique, $p(V) = \text{cst}/V^\gamma$ où $\gamma > 1$ et $\text{cst} = p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma$ ou $\text{cst} = p_4 V_4^\gamma = p_5 V_5^\gamma$. Pour les processus isochores, $V = V_2 = V_3 = \text{cst}$ or $V = V_5 = V_6 = \text{cst}$. Pour les processus isobares, $p(V) = p_3 = p_4 = \text{cst}$ ou $p(V) = p_6 = p_1 = \text{cst}$.



2. A l'aide de la relation d'un processus adiabatique et de l'équation d'état du gaz parfait, les pressions sont données par,

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma \quad p_4 = p_3 \quad p_5 = \frac{nRT_5}{V_6} \quad p_6 = p_1$$

et les volumes par,

$$V_3 = V_2 \quad V_4 = \left(\frac{nRT_5}{p_3} \right)^{\frac{1}{\gamma}} V_6^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad V_5 = V_6$$

Les températures s'écrivent,

$$T_1 = \frac{p_1 V_1}{nR} \quad T_2 = \frac{p_1 V_1}{nR} \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \quad T_3 = \frac{p_3 V_3}{nR}$$

$$T_4 = \left(\frac{p_3 V_6}{nR} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} T_5^{\frac{1}{\gamma}} \quad T_6 = \frac{p_1 V_6}{nR}$$

3. Les travaux effectués durant la compression adiabatique et la détente adiabatique s'écrivent,

$$W_{12} = \Delta U_{12} = cnR \int_{T_1}^{T_2} dT = cnR (T_2 - T_1)$$

$$W_{45} = \Delta U_{45} = cnR \int_{T_4}^{T_5} dT = cnR (T_5 - T_4)$$

Il n'y a pas de travail effectué durant l'échauffement isochore et le refroidissement isochore,

$$W_{23} = W_{56} = 0$$

Les travaux effectués durant les processus isobares s'écrivent,

$$W_{34} = - \int_3^4 p dV = -p_3 \int_{V_3}^{V_4} dV = -p_3 (V_4 - V_3) = nR (T_3 - T_4)$$

$$W_{61} = - \int_6^1 p dV = -p_1 \int_{V_6}^{V_1} dV = -p_1 (V_1 - V_6) = nR (T_6 - T_1)$$

Le travail effectué par cycle s'écrit,

$$W = W_{12} + W_{34} + W_{45} + W_{61}$$

$$W = cnR (T_2 - T_1 + T_5 - T_4) + nR (T_3 - T_4 + T_6 - T_1)$$

4. Il n'y a pas d'échange de chaleur durant la compression adiabatique et la détente adiabatique,

$$Q_{12} = Q_{45} = 0$$

Les chaleurs échangées durant l'échauffement isochore et le refroidissement isochore sont données par,

$$Q_{23} = \Delta U_{23} = \int_{U_2}^{U_3} dU = cnR \int_{T_2}^{T_3} dT = cnR (T_3 - T_2)$$

$$Q_{56} = \Delta U_{56} = \int_{U_5}^{U_6} dU = cnR \int_{T_5}^{T_6} dT = cnR (T_6 - T_5)$$

Les chaleurs échangées durant les processus isobares s'écrivent,

$$Q_{34} = \Delta H_{34} = \int_{H_3}^{H_4} dH = (c+1)nR \int_{T_3}^{T_4} dT = (c+1)nR (T_4 - T_3)$$

$$Q_{61} = \Delta H_{61} = \int_{H_6}^{H_1} dH = (c+1)nR \int_{T_6}^{T_1} dT = (c+1)nR (T_1 - T_6)$$

La chaleur fournie au réservoir chaud s'écrit,

$$Q^+ = Q_{23} + Q_{34} = cnR (T_3 - T_2) + (c+1)nR (T_4 - T_3)$$

5. A l'aide de la définition du rendement, on obtient,

$$\begin{aligned} \eta_A &= -\frac{W}{Q^+} = -\frac{c(T_2 - T_1 + T_5 - T_4) + (T_3 - T_4 + T_6 - T_1)}{c(T_3 - T_2) + (c+1)(T_4 - T_3)} \\ &= \frac{(T_1 - T_2 + T_4 - T_5) + (\gamma - 1)(T_4 - T_3 + T_1 - T_6)}{(T_3 - T_2) + \gamma(T_4 - T_3)} \end{aligned}$$

PROBLÈME V CHAUFFE-EAU

Chaque seconde dans le chauffe-eau entrent 25 ml d'eau. Sa température augmente de 40 °C ou 40 K. En considérant que la pression est constante, la chaleur nécessaire est donnée par :

$$Q = n_{\text{eau}} C_{p,\text{eau}} \Delta T = \frac{25 \text{ g}}{18 \text{ g mol}^{-1}} \cdot 75.2 \text{ JK}^{-1} \text{ mol}^{-1} \cdot 40 \text{ K} = 4.18 \text{ kJ}$$

Cette quantité d'énergie doit être fournie par la combustion du méthane. Les limitations techniques impliquent que le transfert de la chaleur produite par la réaction chimique vers l'eau à chauffer s'effectue avec un rendement de 90%, d'où :

$$Q = 0.9 Q_{\text{réaction}} \implies Q_{\text{réaction}} = 4.64 \text{ kJ}$$

À pression atmosphérique, la combustion d'une mol de méthane libère 881 kJ. Alors :

$$n_{\text{CH}_4} = \frac{4.64 \text{ kJ}}{881 \text{ kJ mol}^{-1}} = 5.27 \times 10^{-3} \text{ mol}$$

Par la loi des gaz parfaits, on trouve le volume correspondant du méthane par seconde et donc le débit volumique \dot{V} à 15 °C :

$$\boxed{\dot{V}_{\text{CH}_4, 15^\circ\text{C}} = 126 \text{ ml/s}}$$

PROBLÈME VI CAPACITÉ THERMIQUE EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

Si $C_{V, \text{ m}}$, $C_{p, \text{ m}}$ sont les capacités thermiques molaires à volume constant et pression constante respectivement, la relation de Mayer donne :

$$C_{p, \text{ m}} - C_{V, \text{ m}} = R$$

Alors, si on veut avoir la relation entre les capacités thermiques massiques ($C_{V, \text{ M}}$, $C_{p, \text{ M}}$), on doit diviser chacune par la masse molaire du CO :

$$C_{V, \text{ M}} = C_{p, \text{ M}} - \frac{R}{M_{\text{CO}}}$$

Dans ce cas le volume reste constant. Ainsi, la variation de l'énergie interne est égale à la chaleur reçue par le CO.

$$\delta Q = dU = m_{\text{CO}} C_{V, \text{ M}} dT$$

Puisque la capacité thermique varie selon la température, la chaleur est donnée comme :

$$Q = m_{\text{CO}} \int_{T_{\text{in}}}^{T_{\text{f}}} \left(A_0 - \frac{A_1}{T} + \frac{A_2}{T^2} - \frac{R}{M_{\text{CO}}} \right) dT$$

$$Q = m_{\text{CO}} \left[\left(A_0 - \frac{R}{M_{\text{CO}}} \right) T - A_1 \ln T - \frac{A_2}{T} \right]_{T_{\text{in}}=300 \text{ K}}^{T_{\text{f}}=400 \text{ K}}$$

$$\boxed{Q = 2887 \text{ J}}$$

PROBLÈME VII LA MÉTHODE DE RUCKHARDT (FACULTATIF)

1. Bilan des forces: $m\vec{a} = \vec{P} + \vec{f}_1 + \vec{f}_2$, avec :

- le poids $\vec{P} = -mg\vec{e}_x$
- les forces de pression $\begin{cases} \vec{f}_1 = -p_0 s \vec{e}_x \\ \vec{f}_2 = p s \vec{e}_x \end{cases}$

où \vec{e}_x dénote le vecteur unitaire le long de l'axe vertical Ox , orienté vers le haut. On projette cette égalité sur Ox :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = s(p - p_0) - mg$$

À l'équilibre: $0 = s(p_e - p_0) - mg$

$$\boxed{p_e = p_0 + \frac{mg}{s}}$$

2. Pour une évolution adiabatique, quasi-statique :

$$pV^\gamma = p_0 V_0^\gamma \Rightarrow dp = (p_0 V_0^\gamma)(-\gamma)V^{(-\gamma-1)} dV = -\gamma \frac{p}{V} dV$$

Au voisinage de (p_0, V_0) :

$$\frac{dp}{dV} = -\gamma \frac{p_0}{V_0}$$

3. On en déduit :

$$\frac{p - p_0}{V - V_0} = -\gamma \frac{p_0}{V_0} \Rightarrow p - p_0 = -\gamma \frac{p_0}{V_0} s x$$

4. On reporte dans la projection de la relation fondamentale de la dynamique.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = s \left[-\gamma \frac{p_0}{V_0} s x \right] - mg$$

D'où: $\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\gamma p_0 s^2}{m V_0} x = -g$ qui est l'équation caractéristique d'un mouvement oscillatoire harmonique sans frottements.

5. La pulsation est :

$$\omega = \sqrt{\frac{\gamma p_0 s^2}{m V_0}}$$

et donc :

$$\theta = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{m V_0}{\gamma p_0 s^2}}.$$

On en déduit :

$$\gamma = \frac{m V_0}{p_0 s^2} \frac{4\pi^2}{\theta^2}.$$

PROBLÈME VIII LIMITE À LA COMPRESSIBILITÉ BRUTALE D'UN GAZ (FACULTATIF) (EXAMEN 2015, AUTRE PROFESSEUR)

1. Le rapport volumétrique est défini comme $a = \frac{V_0}{V_f}$ et le taux de compression comme $k = \frac{p_f}{p_0}$. Pour une transformation isotherme $pV = \text{cst}$ et donc $\frac{V_0}{V_f} = \frac{p_f}{p_0}$ et $a_{\text{isotherme}} = k$, qui tend vers l'infini quand k tend vers l'infini. Pour une transformation adiabatique $pV^\gamma = \text{cst}$ et donc $\left(\frac{V_0}{V_f}\right)^\gamma = \frac{p_f}{p_0}$ et $a_{\text{adiabatique}} = k^{1/\gamma}$, qui tend vers l'infini quand k tend vers l'infini.
2. On ne peut pas utiliser la loi de Laplace $pV^\gamma = \text{cst}$ car la transformation n'est plus quasi-statique, il faut utiliser l'expression générale du travail :

$$W = -p_1(V_1 - V_0) = -k p_0 V_0 \left(\frac{1}{a} - 1 \right)$$

Pour un gaz parfait U ne dépend que de la température et donc:

$$\Delta U = n C_{V,m} (T_1 - T_0) = \frac{nR}{\gamma - 1} (T_1 - T_0)$$

$$\Delta U = \frac{nR}{\gamma - 1}(T_1 - T_0) = \frac{1}{\gamma - 1}(nRT_1 - nRT_0) = \frac{1}{\gamma - 1}(p_1V_1 - p_0V_0) = \frac{p_0V_0}{\gamma - 1} \left(\frac{k}{a} - 1 \right)$$

Comme $\Delta U = W$ on en déduit :

$$\frac{p_0V_0}{\gamma - 1} \left(\frac{k}{a} - 1 \right) = -kp_0V_0 \left(\frac{1}{a} - 1 \right)$$

et après simplification:

$$a = \frac{\gamma k}{(\gamma - 1)k + 1}$$

qui tend vers une valeur limite $a = \frac{\gamma}{(\gamma - 1)}$ quand k tend vers l'infini. Lors de la compression brutale le gaz devient incompressible, ce qui n'est pas le cas lors d'une compression quasi-statique.

3. Un calcul élémentaire en utilisant la loi des gaz parfaits donne :

$$T_f = \left(\frac{1}{\gamma} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} k \right) T_0$$

AN: pour un gaz parfait monoatomique $\gamma = 5/3$ et $T_f = 1380$ K.