

Cas 1

- ✓ L'équilibre mécanique est rompu par le fait que l'on pose brutalement une masse m . La transformation est donc brutale (non quasistatique)
- ✓ Étant brutale, l'équilibre thermique ne peut pas exister à chaque instant avec l'extérieur. Elle n'est donc pas isotherme. Cependant, les parois étant diathermes et la source extérieure à température constante, elle est monotherme.

	État initial	État final
Éq. méca. du piston	$p_I = p_{atm}$	$p_F = p_{atm} + \frac{m \cdot g}{S}$
Éq thermique	$T_I = T_0$	$T_F = T_0$
Éq. d'état	$V_I = \frac{n \cdot R \cdot T_I}{p_I}$	$V_F = \frac{n \cdot R \cdot T_F}{p_F}$

- ✓ Par définition $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} p_{ext} \cdot dV$
 - ✓ La transformation étant brutale, $p_{ext} \neq p$. On sait par contre qu'à tout instant de la transformation, la force exercée par l'extérieur (piston+masse+atmosphère) sur le gaz est égale à $\vec{F} = - (p_{atm} \cdot S + m \cdot g) \cdot \vec{e}_z$, donc $p_{ext} = p_{atm} + \frac{mg}{S} = p_F$
 - ✓ On a alors $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} p_F \cdot dV = -p_F \cdot \int_{I \rightarrow F} dV = -p_F \cdot (V_F - V_I)$
 - ✓ En fonction des données, on a donc $W_{I \rightarrow F} = -p_F \cdot v_F + p_F V_I = -n \cdot R \cdot T_0 + p_F \cdot \frac{n \cdot R \cdot T_0}{p_0} = n \cdot R \cdot T_0 \cdot \left(\frac{p_{atm} + \frac{m \cdot g}{S}}{p_{atm}} - 1 \right) > 0$, ce qui est logique car l'opérateur fournit de l'énergie au gaz.
- ✓ Par application de l'expression fournie, $\Delta S = n \cdot \Delta s = -n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_I}$
 - ✓ L'entropie échangée a pour expression $S^e = \frac{Q}{T_s} = \frac{-W}{T_0}$ car $\Delta U = n \cdot c_v \cdot \Delta T = 0 = W + Q$
 - ✓ L'entropie créée est donc $S^c = \Delta S - S^e = -n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_I} + n \cdot R \cdot \left(\frac{p_I}{p_F} - 1 \right)$

On pose $x = \frac{p_F}{p_I}$ et $f(x) = -\ln(x) + x - 1$. L'étude de cette fonction (*tableau de variations*) montre qu'elle admet un minimum $f(1) = 0$, donc $f(x) > 0 \forall x \neq 1$.
L'entropie créée est donc positive car $\frac{p_F}{p_I} \neq 1$, ce qui correspond à une évolution irréversible

Cas 2

- ✓ L'équilibre mécanique peut être considéré à chaque instant car on modifie très faiblement l'état mécanique par chaque ajout d'une masse δm . La transformation est donc quasistatique.
 - ✓ Étant lente, l'équilibre thermique peut exister à chaque instant avec l'extérieur. Elle est donc isotherme, les parois étant diathermes (permettent l'échange thermique)

	État initial	État final
Éq. méca. du piston	$p_I = p_{atm}$	$p_F = p_{atm} + \frac{m \cdot g}{S}$
Éq thermique	$T_I = T_0$	$T_F = T_0$
Éq. d'état	$V_I = \frac{n \cdot R \cdot T_I}{p_I}$	$V_F = \frac{n \cdot R \cdot T_F}{p_F}$

2. Ce bilan est strictement équivalent au cas 1

- ✓ Par définition $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} p_{ext} \cdot dV$
 - ✓ La transformation étant quasistatique, $p_{ext} = p$, qui va évoluer au cours de la transformation.
 - ✓ On a alors $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} p \cdot dV$.
Le gaz étant parfait, $p = \frac{n \cdot R \cdot T}{V} = \frac{n \cdot R \cdot T_0}{V}$ en prenant en compte le caractère isotherme.
Par intégration : $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} \frac{n \cdot R \cdot T_0}{V} \cdot dV = -n \cdot R \cdot T_0 \int_{V_I}^{V_F} \frac{dV}{V} = -n \cdot R \cdot T_0 \cdot \ln \frac{V_F}{V_I} = +n \cdot R \cdot T_0 \cdot \ln \frac{p_F}{p_I}$
- ✓ Par application de l'expression fournie, $\Delta S = n \cdot \Delta s = -n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_I}$
 - ✓ L'entropie échangée a pour expression $S^e = \frac{Q}{T_s} = \frac{-W}{T_0}$ car $\Delta U = n \cdot c_v \cdot \Delta T = 0 = W + Q$
 - ✓ L'entropie créée est donc $S^c = \Delta S - S^e = -n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_I} + n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_I} = 0$

L'entropie créée est donc nulle, ce qui correspond à une évolution réversible

Cas 3

- ✓ La transformation est due à des échanges thermiques, toujours lents. L'équilibre mécanique peut donc être considéré à chaque instant. La transformation est donc quasistatique.
 - ✓ La température est différente à l'état initial et à l'état final, elle n'est donc pas isotherme. Les thermostats n'ont pas la même température aux état initial et final, elle n'est donc pas monotherme.

	État initial	État final
Éq. méca. du piston	$p_I = p_{atm}$	$p_F = p_{atm}$
Éq thermique	$T_I = T_0$	$T_F = T_1$
Éq. d'état	$V_I = \frac{n \cdot R \cdot T_I}{p_I}$	$V_F = \frac{n \cdot R \cdot T_I}{p_I}$

- ✓ Par définition $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} p_{ext} \cdot dV$
 - ✓ $p_{ext} = p_{atm}$ tout au long de la transformation.
 - ✓ On a alors $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} p_{atm} \cdot dV = -p_{atm} \cdot (V_F - V_I) = -p_F \cdot V_F + p_I V_I = -n \cdot R \cdot (T_1 - T_0)$.
- ✓ Par application de l'expression fournie, $\Delta S = n \cdot \Delta s = n \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_1}{T_0}$
 - ✓ L'entropie échangée a pour expression $S^e = \frac{Q}{T_s} = \frac{n \cdot c_p \cdot (T_1 - T_0)}{T_1}$ car $Q_{monobare} = \Delta H = n \cdot c_p \cdot \Delta T$
 - ✓ L'entropie créée est donc $S^c = n \cdot c_p \cdot \left[\ln \frac{T_1}{T_0} + - \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right) \right]$

On pose $x = \frac{T_0}{T_1}$ et par une étude analogue au cas 1, on montre que $S^c > 0$, ce qui correspond à une évolution réversible

Cas 4

- ✓ La transformation est due à des échanges thermiques, toujours lents. L'équilibre mécanique peut donc être considéré à chaque instant. La transformation est donc quasistatique.
 - ✓ La température est différente à l'état initial et à l'état final, elle n'est donc pas isotherme. Les thermostats n'ont pas la même température aux état initial et final, elle n'est donc pas monotherme.

On sait ici que $V_I = V_F = V_0$	État initial	État final
Éq. méca. du piston	<i>inexploitable (cales)</i>	<i>inexploitable (cales)</i>
Éq thermique	$T_I = T_0$	$T_F = T_1$
Éq. d'état	$p_I = \frac{n \cdot R \cdot T_0}{V_0}$	$p_F = \frac{n \cdot R \cdot T_1}{V_0} = \frac{T_1}{T_0} \cdot V_0$

- ✓ Par définition $W_{I \rightarrow F} = - \int_{I \rightarrow F} p_{ext} \cdot dV$
 - ✓ Aucune paroi n'est mobile : $W_{I \rightarrow F} = 0$
- ✓ Par application de l'expression fournie, $\Delta S = n \cdot \Delta s = n \cdot c_v \cdot \ln \frac{T_1}{T_0}$
 - ✓ L'entropie échangée a pour expression $S^e = \frac{Q}{T_s} = \frac{n \cdot c_v \cdot (T_1 - T_0)}{T_1}$ car $Q_{isochore} = \Delta U = n \cdot c_v \cdot \Delta T$
 - ✓ L'entropie créée est donc $S^c = n \cdot c_v \cdot \left[\ln \frac{T_1}{T_0} + - \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right) \right]$

On pose $x = \frac{T_0}{T_1}$ et par une étude analogue au cas 1, on montre que $S^c > 0$, ce qui correspond à une évolution réversible

Cas 5

- ✓ L'équilibre mécanique est rompu par le fait que l'on pose brutalement une masse m . La transformation est donc brutale (non quasistatique)
 - ✓ Les parois étant athermes, elles interdisent tout échange thermique, l'évolution est donc adiabatique

	État initial	État final
Éq. méca. du piston	$p_I = p_{atm}$	$p_F = p_{atm} + \frac{m \cdot g}{S}$
Éq thermique	\ddagger (<i>On sait que $T_I = T_0$</i>)	\ddagger
Éq. d'état	$V_I = \frac{n \cdot R \cdot T_I}{p_I}$	$V_F = \frac{n \cdot R \cdot T_F}{p_F}$

On doit ici exploiter le premier principe pour obtenir une autre relation entre les paramètres d'état : $\Delta U = W + Q = W = - \int p_{ext} \cdot dV$

Comme dans le cas 1, $p_{ext} = p_F$, par conséquent : $n \cdot c_v \cdot (T_F - T_I) = p_F \cdot (V_I - V_F)$.

Les équations permettent alors de déterminer $T_F = T_0 \cdot \frac{R \cdot \frac{p_F}{p_I} + c_v}{R + c_v}$

- ✓ On a en fait déjà calculé $W_{I \rightarrow F} = \Delta U = n \cdot c_v \cdot (T_F - T_I)$
- ✓ Par application de l'expression fournie, $\Delta S = n \cdot \Delta s = n \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_F}{T_0} - n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_{atm}}$
 - ✓ L'entropie échangée a pour expression $S^e = \frac{Q}{T_s} = 0$ car $Q_{adia} = 0$
 - ✓ L'entropie créée est donc $S^c = n \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_F}{T_0} - n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_{atm}}$

On peut montrer, mais les développements calculatoires n'ont pas d'intérêt ici, que cette entropie créée est positive.

Cas 6

- ✓ L'équilibre mécanique peut être considéré à chaque instant car on modifie très faiblement l'état mécanique par chaque ajout d'une masse δm . La transformation est donc quasistatique.
 - ✓ Les parois étant athermes, elles interdisent tout échange thermique, l'évolution est donc adiabatique

	État initial	État final
Éq. méca. du piston	$p_I = p_{atm}$	$p_F = p_{atm} + \frac{m \cdot g}{S}$
Éq thermique	\ddagger (<i>On sait que $T_I = T_0$</i>)	\ddagger
Éq. d'état	$V_I = \frac{n \cdot R \cdot T_I}{p_I}$	$V_F = \frac{n \cdot R \cdot T_F}{p_F}$

On doit ici exploiter le premier principe pour obtenir une autre relation entre les paramètres d'état : Mais ce bilan est connu sous la formulation de la loi de Laplace (pour une transformation adiabatique quasistatique d'un gaz parfait) : $p \cdot V^\gamma = C_1^{te}$ ou encore $p^{1-\gamma} \cdot T^\gamma = C_2^{te}$

Ce qui donne par exemple $T_F = T_I \cdot \left(\frac{p_F}{p_{atm}} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$

- ✓ $W_{I \rightarrow F} = \Delta U = n \cdot c_v \cdot (T_F - T_I)$
- ✓ Par application de l'expression fournie, $\Delta S = n \cdot \Delta s = n \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_F}{T_0} - n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_{atm}}$
 - ✓ L'entropie échangée a pour expression $S^e = \frac{Q}{T_s} = 0$ car $Q_{adia} = 0$
 - ✓ L'entropie créée est donc $S^c = n \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_F}{T_0} - n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_{atm}} = n \cdot c_p \cdot \ln \left(\frac{p_F}{p_{atm}} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_{atm}}$

Soit $S^c = n \cdot c_p \cdot \frac{1-\gamma}{\gamma} \ln \left(\frac{p_F}{p_{atm}} \right) - n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_{atm}}$ avec $c_p = \frac{\gamma \cdot R}{\gamma - 1}$

Donc $S^c = \ln \left(\frac{p_F}{p_{atm}} \right) - n \cdot R \cdot \ln \frac{p_F}{p_{atm}} = 0$. Une évolution adiabatique quasistatique est donc irréversible.
On pouvait le prévoir car cette évolution se fait sans déséquilibre mécanique (quasistatique) ni déséquilibre thermique (pas d'échange).