
Les gaz parfaits, Transformations Et 1^{er} principe de la Thermodynamique

En général, les fluides intervenants dans les machines thermiques sont assimilés à des gaz parfaits, d'où l'intérêt particulier de la thermodynamique à étudier ces gaz.

2.1. Gaz parfaits

Un gaz parfait est un gaz dont les molécules n'ont aucune action mutuelle. Lorsque l'on fait croître le volume occupé par le gaz, la pression du gaz décroît tandis que les interactions entre molécules diminuent. Sous certaines conditions, un gaz réel peut être considéré comme un gaz parfait, par exemple : sous une très faible pression ou sous haute température. Sous les hypothèses citées ci-dessus, nous abordons l'étude des fluides moteurs (constituants les systèmes thermiques) comme étant des gaz parfaits.

L'étude des gaz nécessite de rappeler les variables d'état suivantes :

Le volume massique du gaz :

$$v = \frac{V}{m} \text{ [m}^3\text{/kg]}$$

La masse volumique (masse spécifique) du gaz :

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1}{v} \text{ [kg/m}^3\text{]}$$

La pression:

$$P = \frac{F}{A} \text{ [N/m}^2\text{]}$$

La température :

La température T est un paramètre qui caractérise l'état thermique du gaz, c.à.d. son degré d'agitation thermique.

2.2. Les équations d'état des gaz parfaits

Tous les gaz à des pressions suffisamment basses et des températures élevées (faible densité) sont considérés des gaz parfaits et obéissent à trois lois : **Boyle, Charles**, et **Gay-Lussac**.

1° La loi de Boyle-Mariotte : le volume occupé par une certaine masse de gaz, maintenue à température constante ($T=C^{te}$), varie inversement avec la pression qu'elle subit, ou bien :

$$P_1V_1 = P_2V_2 = P_3V_3 = C^{te} \quad (2.1)$$

La valeur de la constante dépend de la nature du gaz.

2° La loi de Charles : la pression d'un gaz varie directement avec la température lorsque le volume est maintenu constant ($V=C^{te}$).

Echauffement ou refroidissement à volume constant ($V=C^{te}$) :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (2.2)$$

3° La loi de Gay-Lussac :

Le volume d'un gaz varie directement avec la température lorsque la pression est maintenue constante ($P=C^{te}$), ou

Echauffement ou refroidissement à pression constante ($P=C^{te}$) :

$$V_1 = \frac{mrT_1}{P_1} = \frac{mrT_2}{P_2} = V_2 \quad (2.3)$$

Cela permet d'écrire :

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (2.4)$$

2.3. Equation d'état des gaz parfaits

En combinant les lois de Boyle-Mariotte (2.1) et de Charles (2.4), la relation suivante est obtenue :

$$\frac{PV}{T} = Cte \quad (2.5)$$

La constante dans l'équation précédente est dite constante universelle des gaz parfaits est désignée par R , c'est une propriété liée à la masse molaire (M) en $\left[\frac{kg}{kmole} \right]$ du gaz et la constante des gaz (r) suivant la formule :

$$R = \frac{r}{M} = 8.32 \left[\frac{J}{\text{Mole} \cdot ^\circ K} \right] \quad (2.7)$$

Avec : $r = C_p - C_v$ en $\left[\frac{J}{\text{kg} \cdot ^\circ K} \right]$ dite **relation de Mayer**.

Ainsi l'équation des gaz parfaits devient :

$$PV = RT \quad (2.7)$$

Cette équation est dite aussi **équation de Clapeyron**, elle est valide pour une mole du gaz, pour n moles, elle devient :

$$P.V = n.R.T \quad (2.8)$$

2.4. Représentations graphiques de l'équation de Clapeyron

L'équation d'état (2.8) comporte trois variables, c'est pourquoi elle ne peut être représentée dans l'espace que par une surface caractéristique du gaz parfait dans l'espace PVT dont chaque point figure un état du gaz. Les diagrammes les plus utilisées sont (P-V) donnant les courbes des isothermes, voir (figure 2.1.).

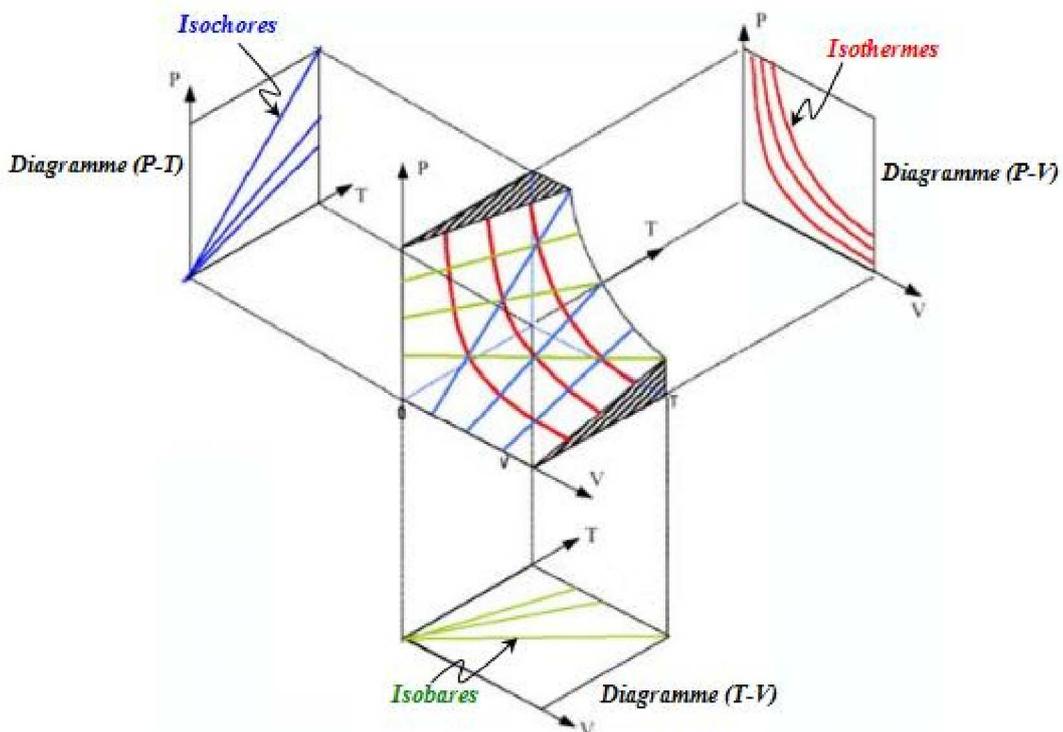


Figure 2.1. Les différents diagrammes de Clapeyron

2.5. Gaz semi-parfaits

On distingue alors entre **gaz parfait** et **semi-parfait**, satisfaisant à l'équation :

$$P.V = n.R.T,$$

- pour un **gaz parfait** les **chaleurs massiques (C_p et C_v) sont constantes.**
- pour un **gaz semi-parfait** les **chaleurs massiques** sont fonction de la **température.**

2.6. Gaz réels

Dans les gaz réels les forces d'interaction intermoléculaires et les volumes mêmes des molécules ne sont pas négligeables. Dans ce cas l'interdépendance des variables d'état assurée par l'équation d'état $f(P, V, T) = 0$ à une forme plus compliquée.

En introduisant dans l'équation des gaz parfaits (2.8) des corrections qui tiennent compte du volume des molécules du gaz par le terme (**B**) et des forces d'interaction par (a/V^2). Pour n mole du gaz, l'équation résultante est dite équation de **Van der Waals**.

$$\left(P + a \cdot \left(\frac{n}{V} \right)^2 \right) (V - n.B) = n.RT \quad (2.9)$$

Les valeurs numériques de **a** et **b** sont caractéristiques d'un gaz donné peuvent être calculées par les relations suivantes:

$$a = \frac{27.R^2.T_{Cr}^2}{64.P_{Cr}} \quad \text{Et} \quad b = \frac{R.T_{Cr}}{8.P_{Cr}} \quad (2.10)$$

Avec, T_{Cr} , P_{Cr} sont la température et la pression critiques respectivement.

L'équation de van der Waals permet de gouverner le comportement de la plupart des gaz réels dans de larges gammes de température et de pression.

2.7. Le premier principe de la thermodynamique

Le premier principe de la thermodynamique ce n'est rien d'autre que l'application du principe de la conservation d'énergie. Le premier principe de la thermodynamique définit la variation de l'énergie interne (ΔU) d'un système comme étant égale à la différence de quantité de chaleur (Q) échangée par le système et le travail (W) fournit ou reçu par le système.

Considérons un système fermé où il n'y a pas transfert de masse entrant dans ou sortant du système, et la masse du fluide reste constante. Pour un tel système, le 1^{er} principe de la thermodynamique se résume comme suit:

$$\Delta U = Q - W \quad (2.11)$$

Ce principe repose sur l'usage des concepts de l'énergie interne ΔU , la chaleur (Q) et le travail du système (W).

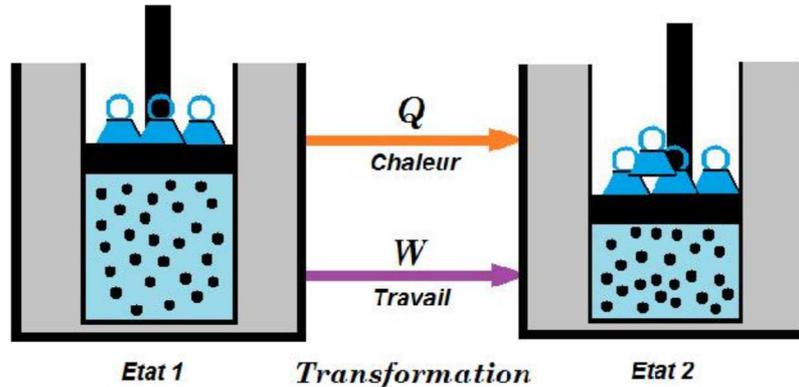


Figure 2.2. Variation de l'énergie interne d'un système thermodynamique.

Ce résultat exprime simplement la conservation de l'énergie d'un système fermé, constitue le premier principe de la thermodynamique. Il exprime le fait que l'énergie interne permet, outre un dégagement de chaleur, la production de travail. C'est le principe qui est à l'origine des moteurs thermiques.

2. 8. Le calcul d'une transformation thermodynamique

Le calcul d'une transformation thermodynamique consiste à :

- Déterminer les paramètres du système au début et à la fin de la transformation ;
- Déterminer les variations des variables et des fonctions d'état au cours de la transformation ;
- Déterminer les quantités de la chaleur et du travail mis en jeu entre le système et son milieu extérieur lors de la transformation.

Dans ce sens, l'étude des transformations se déroule de la manière suivante :

1° Selon les conditions et sur la base de l'équation de Clapeyron, on obtient **les équations de transformations**, sous la forme : $P=f(V)$; $T=F(V)$; $T=f(P)$; $V=f(T)$

2° Sur la base de l'équation de la transformation, on peut établir les valeurs **des variables d'état** au début (P_1, V_1, T_1) et à la fin (P_2, V_2, T_2) de la transformation.

3° Evaluation des quantités de **Chaleur Q** et du **travail W** par leurs relations respectives :

$$Q = \int_1^2 C.dT \quad (2.12)$$

$$W = \int_1^2 P.dV \quad (2.13)$$

4° Calcul des variations sur les fonctions d'état :

a) Energie interne :

$$\Delta U = U_2 - U_1 = C_V(T_2 - T_1) \quad (2.14)$$

b) Enthalpie :

$$\Delta H = H_2 - H_1 = C_P(T_2 - T_1) \quad (2.15)$$

c) Entropie

Lorsqu'elle ne dépend que des deux états : initial et final de la transformation, elle est donnée par :

$$\Delta S = S_2 - S_1 \quad (2.16)$$

Sinon, la variation de l'entropie est fonction de T et de V, du 1^{er} principe, on a :

$$dU = T.dS - P.dV \quad (2.17)$$

D'où,

$$dS = \frac{dU + PdV}{T} \quad (2.18)$$

Avec $dU = C_V dT$; il vient donc ;

$$dS = C_V \cdot \frac{dT}{T} + \frac{P}{T} \cdot dV \quad (2.19)$$

Selon l'équation d'état des gaz parfaits,

$$\frac{P}{T} = \frac{r}{V} \quad (2.20)$$

On obtient alors,

$$dS = C_V \cdot \frac{dT}{T} + r \cdot \frac{dV}{V} \quad (2.21)$$

$$\Delta S = \int_1^2 dS = C_V \int_1^2 \frac{dT}{T} + r \int_1^2 \frac{dV}{V} \quad (2.22)$$

Donc,

$$\Delta S = C_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + r \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2.23)$$

On peut réécrire l'expression de l'entropie en fonction de variables T et P comme suit :

De :

$$P \cdot V = r \cdot T \quad (2.24)$$

Et :

$$P \cdot dV + V \cdot dP = r dT \quad (2.25)$$

On peut écrire :

$$\frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = \frac{dT}{T} \quad (2.26)$$

Et d'après la relation de l'entropie ci-dessus, on a :

$$dS = C_V \cdot \frac{dT}{T} + r \cdot \left(\frac{dT}{T} - \frac{dP}{P} \right) = (C_V + r) \cdot \frac{dT}{T} - r \cdot \frac{dP}{P} \quad (2.27)$$

Où :

$$\Delta S = C_P \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} - r \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (2.28)$$

ΔS , peut aussi être exprimé en fonction de P et V . Des deux formules précédentes, il vient :

$$dS = C_V \cdot \left(\frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} \right) + r \cdot \frac{dV}{V} \quad (2.29)$$

$$dS = C_V \cdot \frac{dP}{P} + (C_V + r) \cdot \frac{dV}{V} \quad (2.30)$$

$$dS = C_V \cdot \frac{dP}{P} + C_P \cdot \frac{dV}{V} \quad (2.31)$$

Après intégration,

$$\Delta S = C_P \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} + C_V \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (2.32)$$

2.9. Les transformations thermodynamiques de base

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons uniquement aux transformations de base à savoir :

- 1- *Transformation isochore* ($V=Cte$)
- 2- *Transformation isobare* ($P=Cte$)
- 3- *Transformation isotherme* ($T=Cte$)
- 4- *Transformation Adiabatique (Isentrope)* ($Q=0$ et $S=Cte$)

2.9.1. Transformation Isochore ($V=Cte$)

En vertu de l'équation des gaz parfaits :

$$P.V = r.T \quad (2.33)$$

a) L'équation relative à une transformation isochore ($V=Cte$) : peut être déduite de la sorte :

$$P = \frac{r}{V}.T = C.T \quad (2.34)$$

Avec, C : c'est une constante, où :

$$C = \frac{P}{T} \quad (2.35)$$

D'où entre deux états d'équilibre (1) et (2) d'une transformation isochore, on a:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (\text{Loi de Charles}) \quad (2.36)$$

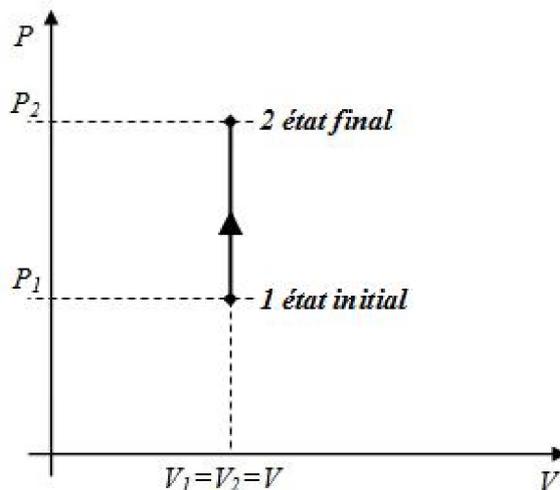


Figure 2. 3. Représentation graphique d'une transformation isochore.

b) Travail extérieur :

Puisque $V=Cte$, $dV=0$ et par conséquent :

$$W_{1-2} = \int_1^2 P.dV = 0 \quad (2.37)$$

c) Quantité de chaleur :

$$Q_{1-2} = C_V.(T_2 - T_1) \quad (2.38)$$

d) Energie interne :

D'après le 1^{er} principe, on a : $\Delta U_{1-2} = Q_{1-2} + W_{1-2}$

Avec, $W_{1-2} = 0$

$$\text{Donc : } \Delta U_{1-2} = Q_{1-2} = C_V.(T_2 - T_1) \quad (2.39)$$

Il est clair que pour une transformation isochore, la quantité de chaleur accompagnant la transformation représente la variation en énergie interne du système.

e) Enthalpie :

$$\Delta H_{1-2} = H_2 - H_1 = C_P.(T_2 - T_1) \quad (2.40)$$

f) Entropie :

$$\Delta S_{1-2} = C_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (2.41)$$

2.9.2. Transformation Isobare ($P=Cte$)

En vertu de l'équation des gaz parfaits :

$$P.V = r.T \quad (2.42)$$

a) L'équation relative à une transformation isobare ($P=Cte$) : peut être déduite de la sorte :

$$V = \frac{r}{P}.T = C.T \quad (2.43)$$

Avec, C : c'est une constante, où :

$$C = \frac{V}{T}$$

D'où entre deux états d'équilibre (**1 et 2**) d'une transformation isobare, on a:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{Où} \quad \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \quad (\text{Loi de Gay-Lussac}) \quad (2.44)$$

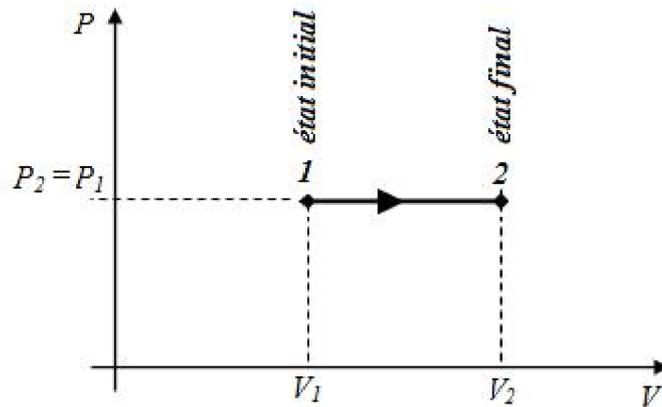


Figure 2. 4. Représentation graphique d'une transformation isobare.

b) Travail extérieur :

Puisque $P=Cte$, on a :

$$W_{1-2} = \int_1^2 P.dV = P(V_2 - V_1) \quad (2.45)$$

W peut être exprimé en fonction de température, de l'équation d'état des gaz parfaits,

$$V_1 = \frac{r.T_1}{P_1} \text{ Et } V_2 = \frac{r.T_2}{P_2}$$

D'où : $W_{1-2} = r(T_2 - T_1)$ (2.46)

c) Quantité de chaleur :

$$Q_{1-2} = C_p.(T_2 - T_1) \quad (2.47)$$

d) Energie interne :

La variation de l'énergie interne est donnée par :

$$\Delta U_{1-2} = C_v.(T_2 - T_1) \quad (2.48)$$

e) Enthalpie :

$$\Delta H_{1-2} = H_2 - H_1 = C_p.(T_2 - T_1) \quad (2.49)$$

Dans ce cas : $\Delta H = Q$ (voir quantité de chaleur).

f) Entropie :

$$\Delta S_{1-2} = C_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (2.50)$$

2.9.3. Transformation Isotherme ($T=Cte$)

a) L'équation relative à la transformation isotherme est tirée à partir de l'équation d'état :

$$P.V = r.T \quad (2.51)$$

Pour $T=Cte$, l'équation d'état devient :

$$P.V = Cte \quad (2.52)$$

En réécrivant cette équation pour les deux points de la transformation, on a :

$$P_1.V_1 = Cte$$

$$P_2.V_2 = Cte$$

D'où :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1} \quad (2.53)$$

On voit que, les pressions dans ce cas sont inversement proportionnelles aux volumes.

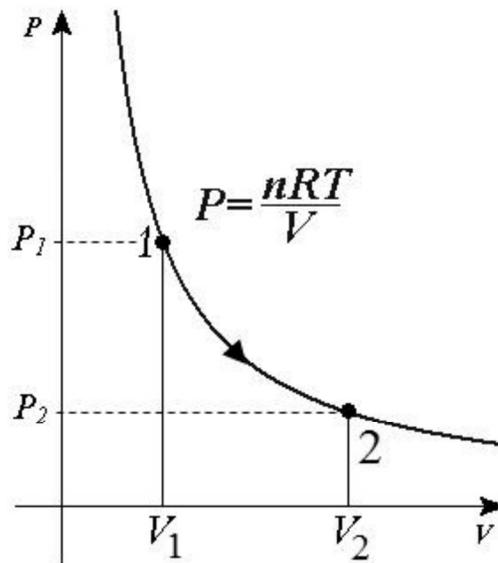


Figure 2. 5. Représentation graphique d'une transformation isotherme.

b) Travail extérieur :

On a :

$$W_{1-2} = \int_1^2 P.dV \quad (2.54)$$

De l'équation d'état, on a :

$$P = \frac{r.T}{V} \quad (2.55)$$

D'où :

$$W_{1-2} = \int_1^2 P.dV = \int_1^2 P_1.V_1 \cdot \frac{dV}{V} = P_1.V_1 \int_1^2 \frac{dV}{V} = P_1.V_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2.56)$$

$$W_{1-2} = r.T \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2.57)$$

Et encore : $W_{1-2} = r.T \cdot \ln \frac{P_1}{P_2}$ (2.58)

c) Quantité de chaleur :

D'après le 1^{er} principe, on a :

$$\Delta U = Q - W \quad (2.59)$$

Pour cette transformation ($\Delta U=0$), il vient donc :

$$Q_{1-2} = W_{1-2} = r.T \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2.60)$$

Aussi, $Q_{1-2} = T.(S_2 - S_1)$ (2.61)

d) Energie interne :

La variation de l'énergie interne pour ce cas ($dT=0$) est :

$$\Delta U_{1-2} = C_V.(T_2 - T_1) = 0 \quad (2.62)$$

e) Enthalpie :

Puisque pour cette transformation $dT=0$, on a :

$$\Delta H_{1-2} = H_2 - H_1 = C_P.(T_2 - T_1) = 0 \quad (2.63)$$

f) Entropie :

$$\Delta S_{1-2} = \frac{Q_{1-2}}{T} = r \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2.64)$$

2.9.4. Transformation adiabatique (Isentropique, S=Cte)

a) Equation de la transformation adiabatique :

Au cours d'une transformation adiabatique, le système n'échange pas de chaleur avec le milieu extérieur, où :

$$Q = 0$$

Donc, $dQ = 0$

Dans cette transformation, toutes les variables d'état P , V et T changent au même temps.

Du **1^{er} principe**, on a :

$$dQ = dU + pdV \quad (2.65)$$

Aussi,

$$dQ = dH - V.dP \quad (2.66)$$

$$\text{De : } dU = C_V.dT \quad \text{et} \quad dH = C_P.dT \quad (2.67)$$

On obtient :

$$dQ = C_V.dT + pdV = 0 \Rightarrow C_V.dT = -P.dV \quad (2.68)$$

$$dQ = C_P.dT - V.dp = 0 \Rightarrow C_P.dT = V.dP \quad (2.69)$$

Où :

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = -\frac{V.dP}{P.dV} \Rightarrow \gamma.PdV + V.dP = 0 \quad (2.70)$$

Par intégration de cette relation, on obtient :

$$\int \frac{dP}{P} + \gamma \cdot \int \frac{dV}{V} = C \Rightarrow \ln P + \gamma \cdot \ln V = \ln C \quad (2.71)$$

Alors, **l'équation de la transformation adiabatique** est la suivante :

$$P.V^\gamma = Cte$$

Où, P est la pression, V est le volume.

On a :

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} \quad (2.72)$$

Et,

$$C_P - C_V = R \quad (2.73)$$

C_P c'est la chaleur spécifique à pression constante, C_V est la chaleur spécifique à volume constant, γ est l'index adiabatique et R est la constante universelle des gaz parfaits.

Il vient donc,

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \frac{C_P}{C_V} - 1 = \gamma - 1 \quad (2.74)$$

Alors, pour une transformation adiabatique entre deux points d'équilibre, on peut écrire :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow T.V^{\gamma-1} = Cte \Leftrightarrow T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \quad (2.75)$$

De :

$$P.V = nRT \Rightarrow T = \frac{PV}{nR} \Rightarrow \left(\frac{P.V}{nR}\right).V^{\gamma-1} = Cte \Rightarrow P.V^\gamma = Cte \quad (2.76)$$

On aura :

$$P_2 = P_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma \quad (2.77)$$

De :

$$P.V = n.R.T \Rightarrow V = \frac{n.R.T}{P} \Rightarrow P \cdot \left(\frac{R.T}{P}\right)^\gamma = Cte \Rightarrow P^{1-\gamma} . T^\gamma = Cte \quad (2.78)$$

$$T.P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = Cte \quad (2.79)$$

Il vient :

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (2.80)$$

Pour une telle transformation, il est également vrai que :

$$P^{1-\gamma} . T^\gamma = Cte \quad (2.81)$$

Où T est la température absolue.

Qui peut être réécrite aussi comme suit :

$$T.V^{\gamma-1} = Cte \quad (2.82)$$

b) Travail extérieur :

On a :

$$W_{1-2} = \int_1^2 P.dV \quad (2.83)$$

Multipliant par V^γ et divisant par V^γ , P et V varient mais $P.V^\gamma = Cte$ et on peut donc le ressortir de l'intégrale :

$$W_{1-2} = P.V^\gamma \int_1^2 \frac{dV}{V} = \left[P.V^\gamma \frac{V^{-\gamma+1}}{-\gamma+1} \right]_1^2 \quad (2.84)$$

$$W_{1-2} = \left[\frac{P.V}{1-\gamma} \right]_1^2 \quad (2.85)$$

Donc :

$$W_{1-2} = \frac{P_1.V_1 - P_2.V_2}{\gamma - 1} \quad (2.86)$$

De même, et à partir de l'équation d'état des gaz parfaits, le travail peut réécrit en fonction de T comme suit :

$$W_{1-2} = \frac{r.(T_1 - T_2)}{\gamma - 1} \quad (2.87)$$

Aussi, en se servant de l'équation (2.80), il vient donc :

$$W_{1-2} = \frac{r.T_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (2.88)$$

c) Energie interne :

La variation de l'énergie interne est :

$$\Delta U_{1-2} = C_v.(T_2 - T_1) \quad (2.89)$$

d) Enthalpie :

La variation en enthalpie pour cette transformation est :

$$\Delta H_{1-2} = H_2 - H_1 = C_p.(T_2 - T_1) \quad (2.90)$$

e) Entropie :

On a $S=Cte$ (*transformation isentropique*)

D'où :

$$\Delta S_{1-2} = 0$$

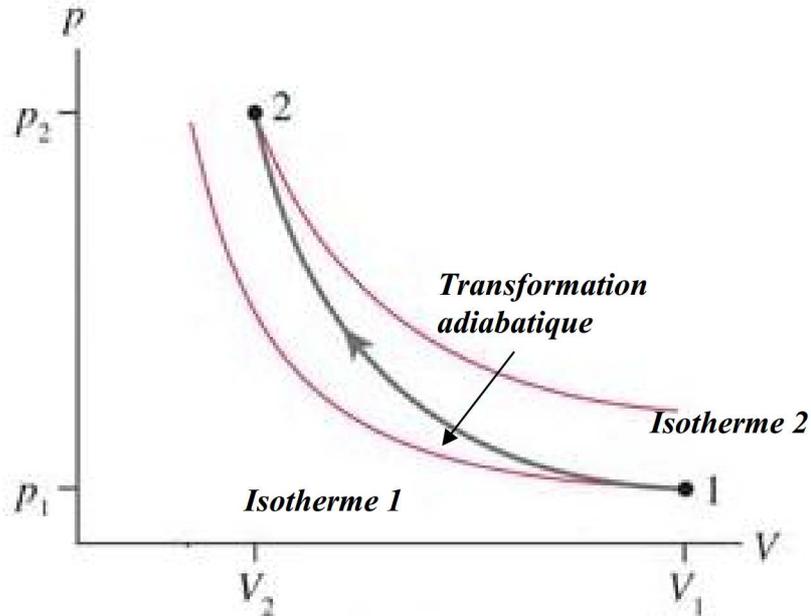


Figure 2. 6. Représentation graphique d'une transformation adiabatique.

2.9.5. Tableau récapitulatif des équations de transformations

Transformation	Isobare ($p=C^e$)	Isochore ($V=C^e$)	Isotherme ($T=C^e$)	Adiabatique ($Q=0$)
Equation de transformation	$\frac{T}{V} = Cte$	$\frac{p}{T} = Cte$	$p.V = Cte$	$p.V^\gamma = Cte$
1 ^{er} principe	$\Delta U = W + Q$	$W=0 ; \Delta U = Q$	$Q = W ; \Delta U = 0$	$Q = 0 ; \Delta U = W$
Travail	$W = -p.(V_2 - V_1)$ $W = -m.r.(T_2 - T_1)$	$W = 0$	$W = p_1.V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $W = m.r.T. \ln \frac{V_2}{V_1}$	$W = \frac{p_2.V_2 - p_1.V_1}{\gamma - 1}$ $W = \frac{m.r.(T_1 - T_2)}{\gamma - 1}$
Chaleur	$Q = m.c_p.(T_2 - T_1)$	$Q = m.c_v.(T_2 - T_1)$	$Q = p_1.V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $Q = m.r.T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$	$Q = 0$

Transformation	Isobare ($p=C^e$)	Isochore ($V=C^e$)	Isotherme ($T=C^e$)	Adiabatique ($Q=0$)
Energie interne	$\Delta U = m.c_v(T_2 - T_1)$	$\Delta U = m.c_v(T_2 - T_1)$	$\Delta U = 0$	$\Delta U = m.c_v(T_2 - T_1)$
Enthalpie	$\Delta H = m.c_p(T_2 - T_1)$	$\Delta H = m.c_p(T_2 - T_1)$	$\Delta H = 0$	$\Delta H = m.c_p(T_2 - T_1)$
Entropie	$\Delta S = m.c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$	$\Delta S = m.c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$	$\Delta S = m.r \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}$	$\Delta S = 0$
Gaz parfaits $p.V = m.r.T = Cte$	$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$	$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$	$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1}$	$p_1.V_1^\gamma = p_2.V_2^\gamma$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}$ $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma$ $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$