

Sommaire du chapitre 2

- 2.1. Échanges d'énergie : travail et chaleur.
- 2.2. Le premier principe de la thermodynamique.
- 2.3. Énergie Interne.
- 2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits.
- 2.5. Quelques cycles thermodynamiques.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.1 Introduction

En **thermodynamique**, on s'intéresse aux **échanges d'énergie** qui ont lieu :

- ... **entre deux systèmes** (ou deux sous-systèmes),
- ... ou bien **entre un système et le milieu extérieur**.

L'**énergie**, peut-être échangée sous **trois formes** :

- ... sous forme de **chaleur (Q)**,
- ... sous forme de **travail (W)**,
- ... et également à travers des **échanges de matière**.
(... lorsque vous faites le plein de votre voiture, par exemple.)

Evidemment, l'**unité** utilisée est dans tous les cas le **Joule [J]**.

Convention très importante :



- l'énergie **reçue** par le système est **comptée positivement**,
- l'énergie **perdue** par le système est **comptée négativement**.



2.1. Echanges d'énergie

2.1.1 Introduction

En **thermodynamique**, on s'intéresse aux **échanges d'énergie** qui ont lieu :

- ... **entre deux systèmes** (ou deux sous-systèmes),
- ... ou bien **entre un système et le milieu extérieur**.

L'**énergie**, peut-être échangée sous **trois formes** :

- ... sous forme de **chaleur (Q)**,
- ... sous forme de **travail (W)**,
- ... et également à travers des **échanges de matière**.
(...pensez à ce qu'il se passe lorsque vous faites le plein de votre voiture.)

Evidemment, l'**unité** utilisée est dans tous les cas le **Joule [J]**.

Si l'on considère également la **durée de l'échange**, on peut préférer parler des **échanges de puissance**. La puissance est tout simplement une **énergie divisée par un temps** et on distingue également :

- ... la **puissance thermique ou calorifique (\dot{Q})**,
- ... la **puissance mécanique, électrique... (\dot{W})**.

L'**unité** utilisée est dans tous les cas le **Watt [W]**. **1 Watt** est équivalent à **1 J/s**.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.1 Introduction

Exemple 1 : pour chauffer un litre (un kg) d'eau de 20°C à 100°C, il faut fournir 334 kJ. Quelle est la puissance minimale de la plaque chauffante à utiliser si on veut réaliser l'opération en moins de 5 minutes ?

Réponse → $334/60/5 = 1,11$ kW.



Exemple 2 : quelle est la puissance chimique équivalente qui passe dans le tuyau d'une pompe à essence lorsque l'on remplit un réservoir de 50 litres en 2 minutes ?

(PCI de l'essence : 44 MJ/kg – masse volumique de l'essence 750 kg/m³)

Réponse

Energie introduite dans le réservoir

$$\rightarrow 50 \times 0,75 \times 44 = 1650 \text{ MJ}$$

Puissance correspondante

$$\rightarrow 1650/60/2 = 13,75 \text{ MW}$$

[→ 2.6](#)

2.1. Echanges d'énergie

2.1.1 Le travail (généralités)

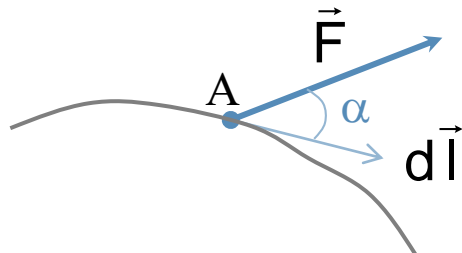
Le **travail** est une **forme ordonnée** d'énergie à l'échelle microscopique → on verra au [Chapitre IV](#) que les **échanges d'entropie** associés au travail sont toujours **nuls** (*teasing*).

Du point de vue de la physique, on peut définir plusieurs sortes de travail :

- ... le **travail mécanique** (rotation, translation...),
- ... le **travail électrique**,
- ... le **travail magnétique**,
-

Ces différents travaux sont équivalents pour la thermodynamique... même si la thermodynamique a plusieurs façons de comptabiliser le travail. → [cf. le travail utile](#)

Exemple : le **travail mécanique** d'une force correspond à l'énergie fournie par cette force lorsque son point d'application (A) se déplace.



$$\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{l} = F \cdot dl \cdot \cos \alpha$$

On utilise δW plutôt que dW pour le travail élémentaire **car il ne s'agit pas d'une fonction d'état** du système.



2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression

La **thermodynamique** porte une attention particulière au **travail des forces de pression** car il est très facile à produire à partir d'énergie thermique (la machine à vapeur)...

...et on peut dans certains cas considérer que **la pression du système est égale à la pression extérieure**.



Locomotive-tender Mikado utilisée sur les lignes de la banlieue parisienne de la Compagnie des Chemins de Fer de l'Est au début du 20^{ième} siècle.

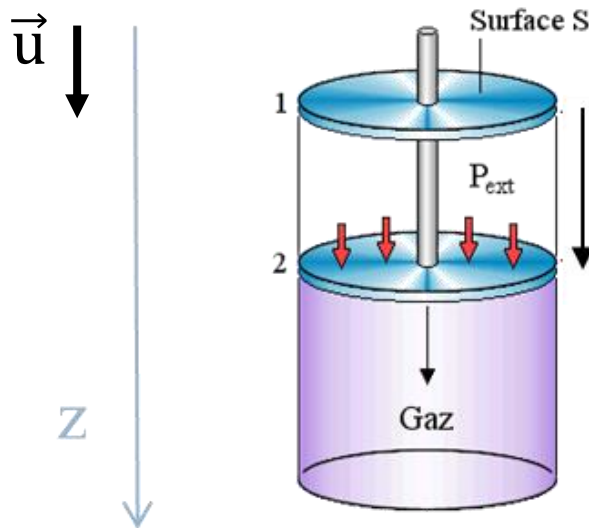
Wikipedia

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression

Le **travail élémentaire** des forces de pression se détermine *comme tout travail mécanique* à partir du **produit scalaire force/déplacement**.

Considérons le travail reçu par un **système fermé** contenu dans un cylindre de section **S** lorsque le piston se déplace d'une longueur élémentaire **dl** sous l'effet d'une pression extérieure **p_{ext}** qui se traduit par une force extérieure **F_{ext}**.



→ Le travail élémentaire de **F_{ext}** s'écrit :

$$\delta W = \vec{F}_{\text{ext}} \cdot \vec{dl} = F_{\text{ext}} \cdot dl = p_{\text{ext}} \cdot S \cdot dl$$

→ ...et comme **dV = -S · dl**, on a :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

Quand on **comprime un système**, c'est-à-dire **lorsque dV est négatif**, ce système **reçoit** du travail.



Ce résultat **ne dépend pas** de l'orientation du **repère**.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression

Le **travail élémentaire** des forces de pression se détermine *comme tout travail mécanique* à partir du **produit scalaire force/déplacement**.

Dans le **cas général**, la paroi du système est de **forme quelconque**...

... la **pression** exercée et la **déformation** ne sont **pas non plus identiques en tout point du système**.

→ Il faut considérer chaque élément de surface $d\mathbf{S}_i$, soumis à une pression locale \mathbf{p}_i , qui va engendrer une variation de volume dV_i :

$$\delta W_i = -p_i \cdot dV_i$$

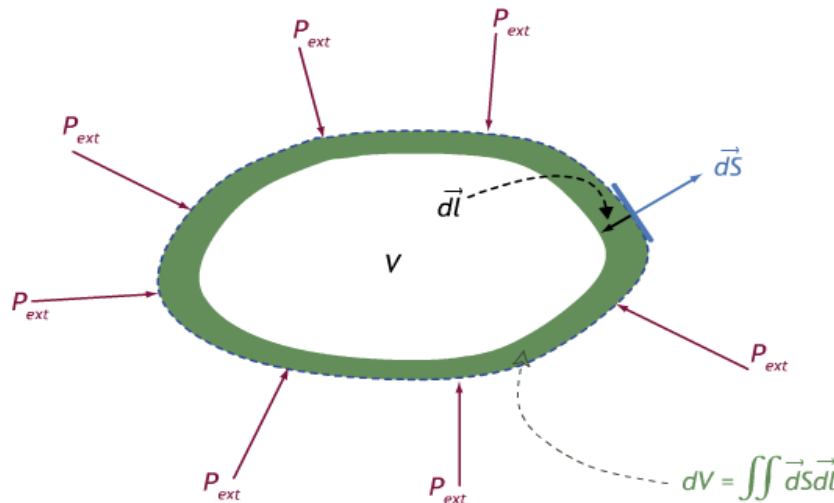
→ ... et on intègre pour déterminer le travail global :

$$\delta W = \iint \delta W_i = \iint -p_i \cdot dV_i$$

→ ... si la pression extérieure est **homogène**, on a $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_{\text{ext}}$ et on trouve :

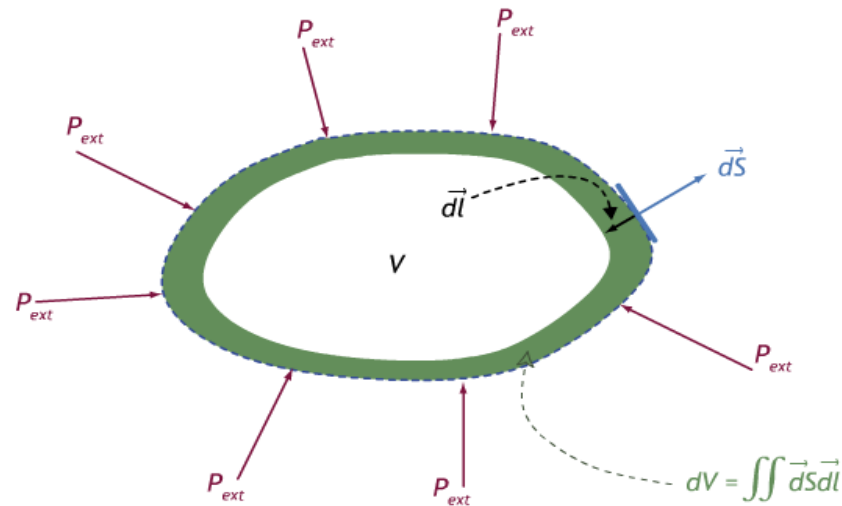
$$\delta W = -p_{\text{ext}} \iint dV_i$$

$$\boxed{\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV}$$



2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression



→ Il faut considérer chaque élément de surface $d\vec{S}_i$, soumis à une pression locale \mathbf{p}_i , qui va engendrer une variation de volume dV_i :

$$\delta W_i = -p_i \cdot dV_i$$

→ ... et on intègre pour déterminer le travail global :

$$\delta W = \iint \delta W_i = \iint -p_i \cdot dV_i$$

→ ... si la pression extérieure est **homogène**, on a $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_{ext}$ et on trouve :

$$\delta W = -p_{ext} \iint dV_i$$

$$\boxed{\delta W = -p_{ext} \cdot dV}$$



Si la pression extérieure appliquée sur le système n'est pas homogène ou mal définie, on ne peut en général pas calculer le travail directement.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression

En résumé, pour les systèmes soumis à une **pression extérieure homogène**, c'est-à-dire **identique sur toute la surface où elle s'applique**, on peut écrire :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

La formule ci-dessus est valable pour une **transformation élémentaire** impliquant **une variation de volume élémentaire dV** du système...

... pour une **transformation complète**, on écrira :

$$W = \int_{\text{volume initial}}^{\text{volume final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

Relation(s) à connaître absolument !

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression

En résumé, pour les systèmes soumis à une **pression extérieure homogène**, c'est-à-dire **identique sur toute la surface où elle s'applique**, on peut écrire :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

La formule ci-dessus est valable pour une **transformation élémentaire** impliquant une **variation de volume élémentaire dV** du système...

... pour une **transformation complète**, on écrira :

$$W = \int_{\text{volume initial}}^{\text{volume final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

A partir de là, on rencontrera souvent **2 cas particuliers**,

1. Si la pression extérieure, en plus d'être **homogène**, est **constante** :

$$W = -p_{\text{ext}} \int_{V_i}^{V_f} dV \quad \rightarrow \quad W = -p_{\text{ext}} \Delta V$$

2. Si la transformation est **quasistatique**,

$$W = \int_{V_i}^{V_f} -p \cdot dV$$

Une transformation **quasistatique** étant une **suite d'équilibres thermodynamiques**, on peut remplacer p_{ext} par la **pression du système p** .

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression

En résumé, pour les systèmes soumis à une **pression extérieure homogène**, c'est-à-dire **identique sur toute la surface où elle s'applique**, on peut écrire :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

La formule ci-dessus est valable pour une **transformation élémentaire** impliquant une **variation de volume élémentaire dV** du système...

... pour une **transformation complète**, on écrira :

$$W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

A partir de là, on rencontrera souvent **2 cas particuliers**,

1. Si la pression extérieure, en plus d'être **homogène**, est **constante** :

$$W = -p_{\text{ext}} \int_{V_i}^{V_f} dV$$

→

$$W = -p_{\text{ext}} \Delta V$$

2. Si la transformation est **quasistatique**,

$$W = \int_{V_i}^{V_f} -p \cdot dV$$

 Dans la suite du cours, **on utilisera indifféremment W pour un travail [J] ou pour un travail spécifique en [J/mol] ou en [J/kg]**.

Les relations ci-dessus peuvent être écrites avec dv comme avec dV .

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression



Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique.

La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... **quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) ?**



Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est *pas quasistatique* → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme.

[→ 2.6](#) [→ 3.3](#)


2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Le travail des forces de pression

Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique. La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

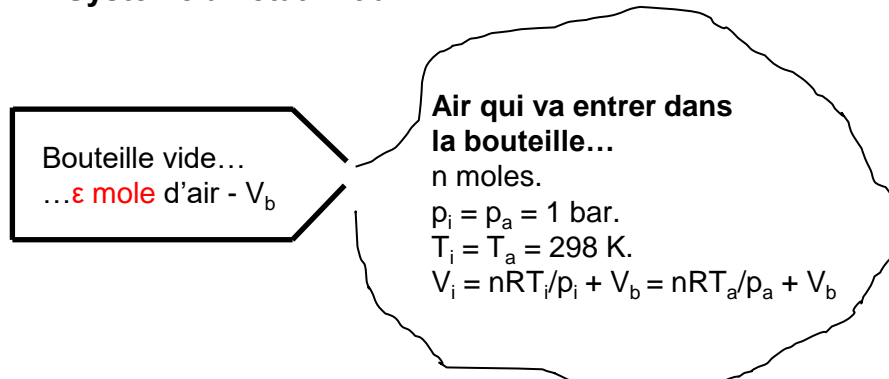
On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) ?

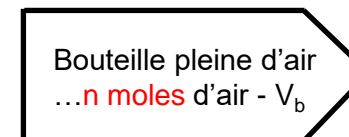
 Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est *pas quasistatique* → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme (pas d'équilibre mécanique possible).

Système à l'état initial :



Système à l'état final :



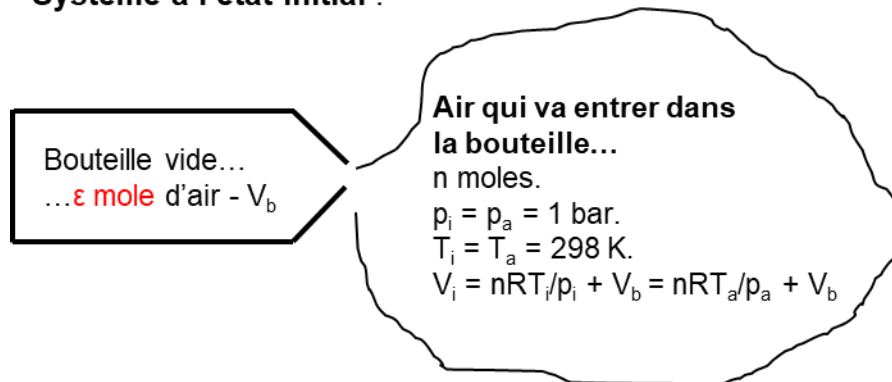
Air qui se trouve dans la bouteille...
n moles.
 $p_f = p_a = 1 \text{ bar.}$
 $T_f = T_a = 298 \text{ K.}$
 $V_f = V_b = nRT_f/p_f = nRT_a/p_a$

Transformation : quelconque (ni isotherme, ni quasistatique, ni isobare...) MAIS pression extérieure constante...
... et température initiale = température finale.

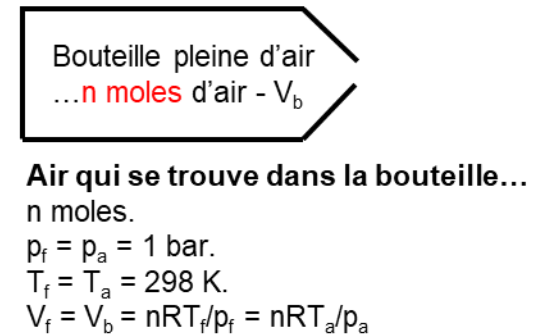
[→ 2.6](#) [→ 3.3](#)

2.1.2 Le travail des forces de pression

Système à l'état initial :



Système à l'état final :



Transformation : quelconque (ni isotherme, ni quasistatique, ni isobare...) MAIS pression extérieure constante...
... et température initiale = température finale.

Système : air qui va entrer dans la bouteille.

Etat initial : l'air est à la pression atmosphérique $p_i = p_a = 1 \text{ bar.}$
l'air est à la température atmosphérique $T_i = T_a = 298 \text{ K.}$
le système occupe un volume total égal à $V_i = nRT_i/p_i + V_b$

Etat final : l'air est à la pression atmosphérique $p_f = p_a = 1 \text{ bar.}$
l'air est à la température atmosphérique $T_f = T_a = 298 \text{ K.}$
le système occupe un volume total égal à $V_f = nRT_f/p_f = nRT_a/p_a = V_b = RT_i/p_i$

$$V_i = 2 \times V_b$$

Le travail est positif car la transformation est une **compression**

Le travail reçu par l'air vaut donc : $W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV = -p_a \Delta V = -p_a(-V_b) = p_a V_b = 100000 \times 0,2 = 20000 \text{ J}$

$$\Delta V = V_f - V_i$$

→ 2.6 → 3.3

2.1. Echanges d'énergie



2.1.2 Le travail des forces de pression

Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique. La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) ?

Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est pas quasistatique → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme (pas d'équilibre mécanique possible).

Système : air qui va entrer dans la bouteille.

Etat initial : l'air est à la pression atmosphérique $p_i = p_a = 1$ bar.

l'air est à la température atmosphérique $T_i = T_a = 298$ K.

le système occupe un volume total égal à $V_i = nRT_i/p_i + V_b$

Etat final : l'air est à la pression atmosphérique $p_f = p_a = 1$ bar.

l'air est à la température atmosphérique $T_f = T_a = 298$ K.

le système occupe un volume total égal à $V_f = nRT_f/p_f = nRT_a/p_a = V_b = RT_i/p_i$

$$V_i = 2 \times V_b$$

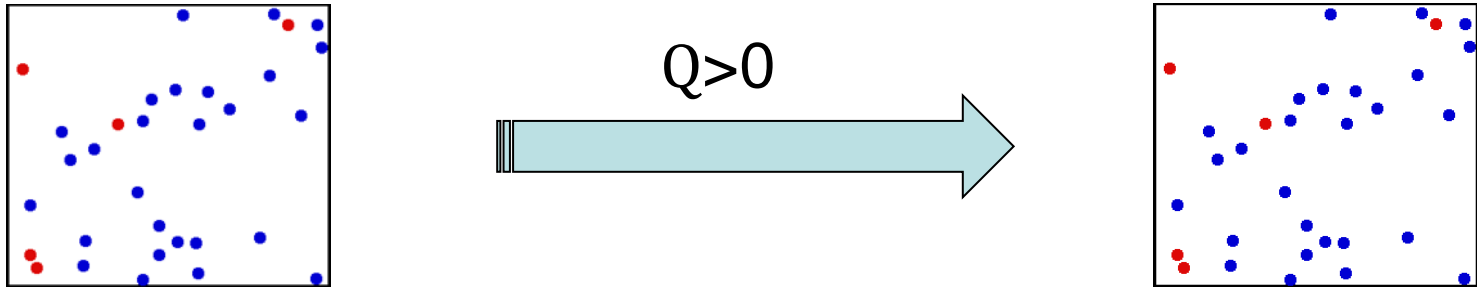
Le travail reçu par l'air vaut donc : $W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV = -p_a \Delta V = -p_a(-V_b) = p_a V_b = 100000 \times 0,2 = 20000$ J

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 La chaleur (généralités)

La **chaleur** est une **forme désordonnée** d'énergie à l'échelle microscopique → les **échanges d'entropie** associés aux échanges de chaleur positifs sont **positifs** (*teasing*).

D'un point de vue **microscopique**, un **échange de chaleur** correspond à un **changement du degré d'agitation des particules** du système (solide, liquide ou gazeux).



La **chaleur** peut passer d'un système à l'autre sous l'effet d'un **gradient** (= une différence) de **température** (phénomènes de conduction ou de convection) ou bien par **rayonnement**.

La thermodynamique ne prend pas en compte les mécanismes de transferts de chaleur, **sauf pour dire qu'elle ne peut circuler que dans le sens des températures décroissantes**.
(D'un corps/système chaud vers un corps/système froid.)

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 La chaleur (généralités)

La **chaleur** étant une **forme d'énergie**, l'unité utilisée pour la mesurer est le **Joule (J)**.

La **calorie** (cal.) est un multiple du Joule : une calorie correspond à l'énergie nécessaire pour élever la température d'un gramme d'eau de 14,5°C à 15,5°C à la pression atmosphérique → **1 cal. = 4,18 J**.

La **British Thermal Unit** (BTU) correspond à l'énergie nécessaire pour élever de 1°F la température d'une livre (1 pound) d'eau → **1 BTU ≈ 1006 J**.

On applique pour la chaleur les **mêmes conventions que pour les autres formes d'énergie** → la **chaleur reçue** par le système est **comptée positivement** tandis que la **chaleur perdue** est **comptée négativement**.

Dans la vie courante, **on a tendance à confondre les notions de chaleur et de température**, par exemples :

- ... un morceau de métal à 60°C paraît beaucoup plus « chaud » que du bois à la même température,
- ... on trouve qu'il fait plus froid lorsqu'il y a du vent, même si la température reste la même.

En fait, **le corps humain est surtout sensible aux flux (échanges) de chaleur**.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques

La **chaleur reçue** par un système peut être reliée à la **variation des variables d'état** par des relations faisant intervenir des **coefficients calorimétriques**.

Par exemple, lors d'un **apport** (ou d'une **perte**) de chaleur **infinitésimal(e)** δQ modifiant la température du système de dT , on a :

- $\delta Q = n c_V \cdot dT$ ou $m c_V \cdot dT$ si la transformation s'effectue à **volume constant**,
- $\delta Q = n c_P \cdot dT$ ou $m c_P \cdot dT$ si la transformation s'effectue à **pression constante**.

c_V est la **capacité calorifique à volume constant** ;

c_P est la **capacité calorifique à pression constante** ;

→ elles s'expriment en $[J/K/mol]$ en molaire... et en $[J/K/kg]$ en massique.



Comme pour le travail, on utilise δQ plutôt que dQ pour la chaleur élémentaire (infinitésimale) **car il ne s'agit pas d'une fonction d'état** du système.



En pratique, la distinction entre c_V et c_P n'est **nécessaire que pour les gaz** ; les solides et les liquides peuvent -en général- être considérés comme **incompressibles**.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques

Exemple 1 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter une mole d'oxygène de 0°C à 100°C... à pression constante, puis à volume constant ?

$$c_V = 21 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ et } c_P = 29 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$$

Réponses : $Q_V = n c_V \cdot \Delta T = 1 \times 21 \times 100 = 2100 \text{ J}.$

$$Q_P = n c_P \cdot \Delta T = 1 \times 29 \times 100 = 2900 \text{ J}.$$

c_P est plus élevée que c_V car **il faut fournir de l'énergie** au système pour **élever sa température et pour qu'il se dilate** (en repoussant le milieu extérieur).



Exemple 2 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter deux kg d'eau de 20°C à 100°C ?

$$c = 4180 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Réponse : $Q = m c \cdot \Delta T = 2 \times 4180 \times 80 = 668800 \text{ J}$ ou 668,8 kJ.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques

Exemple 1 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter une mole d'oxygène de 0°C à 100°C... à pression constante, puis à volume constant ?

$$c_V = 21 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ et } c_P = 29 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$$

Réponses : $Q_V = n \cdot c_V \cdot \Delta T = 1 \times 21 \times 100 = 2100 \text{ J}.$

$$Q_P = n \cdot c_P \cdot \Delta T = 1 \times 29 \times 100 = 2900 \text{ J}.$$

Exemple 2 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter deux kg d'eau de 20°C à 100°C ?

$$c = 4180 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Réponses : $Q = m \cdot c \cdot \Delta T = 2 \times 4180 \times 80 = 668800 \text{ J}$ ou 668,8 kJ.



Dans la suite du cours, **on utilisera indifféremment Q pour une chaleur [J], pour une chaleur molaire [J/mol], ou pour une chaleur massique [J/kg].**



On distingue également les **capacités calorifiques** → **C** en [J/K] (rarement utilisées) ...
... des **capacités calorifiques spécifiques** → **c** en [J/K/mol] ou en [J/K/kg].

→ il faut être attentif aux unités qui apparaissent dans les énoncés.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$ où l est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_p \cdot dT + h \cdot dp$ où h est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$ où λ est **chaleur de dilatation à pression constante** et μ la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

! Dans les expressions ci-dessus, δQ désigne une **chaleur molaire** (en J/mole),
... ou une **chaleur massique** (en J/kg).

→ Pour trouver une expression des coefficients l , h , λ , et μ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables p , v , et T , on peut écrire :

$$dv = \left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$ où l est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$ où h est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$ où λ est **chaleur de dilatation à pression constante** et μ la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

→ Pour trouver une expression des coefficients l , h , λ , et μ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables p , v , et T , on peut écrire :

$$dv = \left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

... en remplaçant dans $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$, on obtient :

$$\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot \left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + l \cdot \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp \quad \rightarrow \quad \delta Q = \left(c_V + l \cdot \left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p \right) dT + l \cdot \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

... et par **identification** avec $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$, on en déduit :

$$l = (c_P - c_V) \left[\frac{\partial T}{\partial v} \right]_p$$

... ce qui donne pour un **gaz parfait** :

$$l = (c_P - c_V) \frac{p}{R}$$

et en utilisant la **relation de Mayer** →

$$l = p$$

$c_P = c_V + R$
[Plus loin dans le cours](#)

→ 2.3.1

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$ où l est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$ où h est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$ où λ est **chaleur de dilatation à pression constante** et μ la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

→ Pour trouver une expression des coefficients l , h , λ , et μ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables p , v , et T , on peut écrire :

$$dp = \left[\frac{\partial p}{\partial T} \right]_v dT + \left[\frac{\partial p}{\partial v} \right]_T dv$$

... en remplaçant dans $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$, on obtient :

$$\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot \left[\frac{\partial p}{\partial T} \right]_v dT + h \cdot \left[\frac{\partial p}{\partial v} \right]_T dv \quad \rightarrow \quad \delta Q = \left(c_P + h \cdot \left[\frac{\partial p}{\partial T} \right]_v \right) dT + h \cdot \left[\frac{\partial p}{\partial v} \right]_T dv$$

... et par **identification** avec $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$, on en déduit :

$$h = (c_V - c_P) \left[\frac{\partial T}{\partial p} \right]_v$$

... ce qui donne pour un **gaz parfait** :

$$h = (c_V - c_P) \frac{v}{R}$$

et en utilisant la **relation de Mayer** →

$$h = -v$$

$$c_P = c_V + R$$

[Plus loin dans le cours](#)

→ 3.4

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_v \cdot dT + l \cdot dv$ où l est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_p \cdot dT + h \cdot dp$ où h est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$ où λ est **chaleur de dilatation à pression constante** et μ la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

→ Pour trouver une expression des coefficients l , h , λ , et μ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables p , v , et T , on peut écrire :

$$dv = \left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

... en remplaçant dans $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$, on obtient :

$$\delta Q = \lambda \left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \lambda \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp + \mu \cdot dp$$

... et par **identification** avec $\delta Q = c_p \cdot dT + h \cdot dp$, on en déduit :

$$\lambda = c_p \left[\frac{\partial T}{\partial v} \right]_p$$

et également

$$\lambda \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp + \mu \cdot dp = h \cdot dp \rightarrow \mu = c_v \left[\frac{\partial T}{\partial p} \right]_v$$

... ce qui donne pour un **gaz parfait** :

$$\lambda = c_p \frac{p}{R}$$

et

$$\mu = c_v \frac{v}{R}$$

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Coefficients calorimétriques → résumé pour les gaz parfaits

Dans le cas général où **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante**, il faut utiliser les expressions suivantes pour déterminer δQ en fonction des **variables d'état p, v et T** d'un **gaz parfait** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + p \cdot dv$
- $\delta Q = c_P \cdot dT - v \cdot dp$
- $\delta Q = c_P \frac{p}{R} \cdot dv + c_V \frac{v}{R} \cdot dp$

→ Le plus souvent, **on se limite aux échanges de chaleur à pression ou volume constants** et **ces expressions s'utilisent sous forme intégrée entre l'état initial et l'état final** :

- | | |
|----------------------------|-------------------------|
| • $Q = c_V \cdot \Delta T$ | → à volume constant. |
| • $Q = c_P \cdot \Delta T$ | → à pression constante. |

← Ici : Q en [J/mol] ou en [kg/mol]

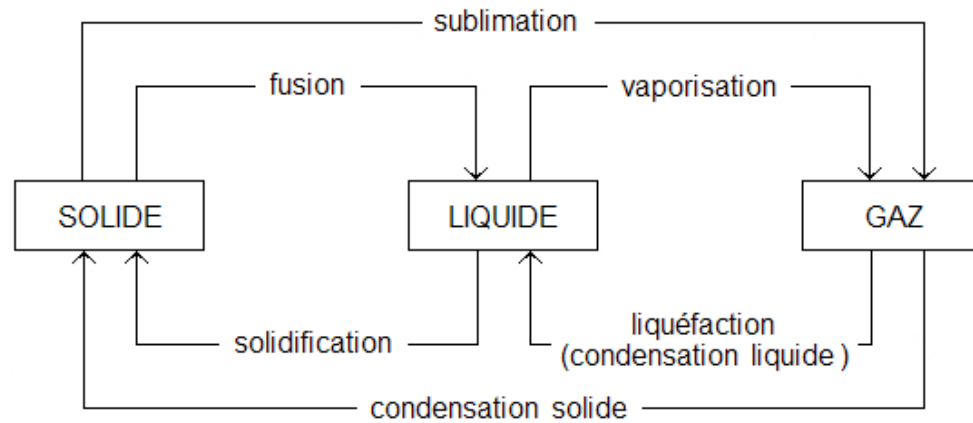
→ Cela suppose évidemment... **...que les coefficients calorimétrique c_V et c_P puissent être considérés constants sur le chemin de transformation** (= entre l'état initial et l'état final)... ...ce qui est le cas en général.

→ 4.5

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Chaleur latente

Rappel 1 : un **changement d'état** (ou **transition de phase**) se produit lorsqu'un corps pur subit une **modification importante et soudaine de ses propriétés optiques, mécaniques, électriques**... cela se produit typiquement lors du passage entre les états solide, liquide et gazeux...



Transitions de phase entre les états solide, liquide et gaz.

Wikipedia

... mais il existe également des changements d'état **entre phase de même nature** (ex : solide → solide) comme le **passage du fer α** (réseau métallique cubique centré) **au fer γ** (réseau métallique cubique à faces centrées) à 1176 K. On parle alors de **transformation allotropique**.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Chaleur latente

Rappel 2 : les **changement d'état d'un corps pur** se produisent à température et pression constantes et on représente les domaines d'existence des différentes phase dans un **diagramme des phases** en **coordonnées p, T**.

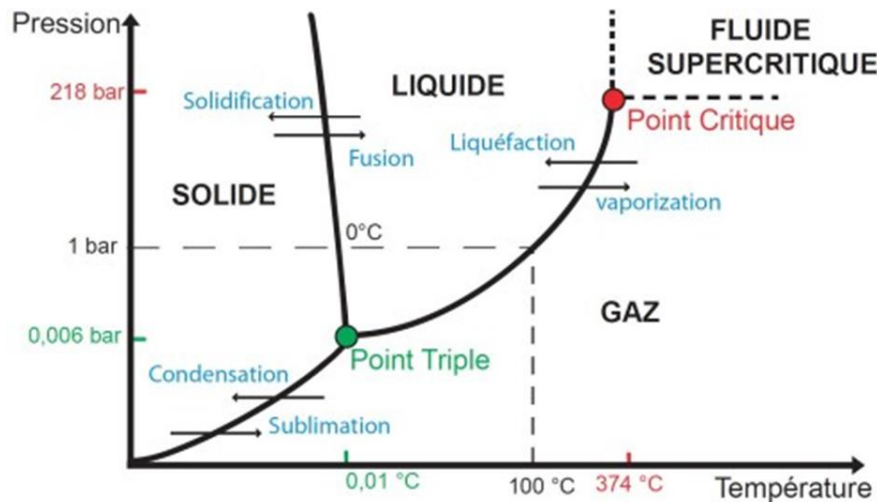


Diagramme des phases de l'eau

... malgré tout, ces changements d'état impliquent des **échanges de chaleur**, que l'on détermine en utilisant le concept de **chaleur latente**... ... par opposition à la **chaleur sensible** qui se traduit par une **variation de température**.

La **chaleur latente** est la **quantité -positive au négative- d'énergie** qu'il faut fournir à **un kg** ou **une mole** d'un corps pur pour qu'il **se transforme d'une phase à l'autre**.

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Chaleur latente

La **chaleur latente** est la **quantité -algébrique- d'énergie** qu'il faut fournir à **un kg** ou **une mole** d'un corps pur pour qu'il **se transforme d'une phase à l'autre**.

Exemple 1 : déterminer approximativement le débit de vapeur produit par un **générateur de vapeur** de **centrale nucléaire**.

Chaleur latente d'évaporation de l'eau à 290°C et 73 bar : $L_v = 1490 \text{ kJ.kg}^{-1}$

Puissance thermique du générateur de vapeur : $\dot{Q} = 975 \text{ MW}$

$$\dot{Q} = \dot{m}L_v$$

$$975 \times 10^6 / 1490 / 10^3 = 654 \text{ kg.s}^{-1}$$

La valeur réelle est de l'ordre de 600 kg.s^{-1} car une partie de la puissance thermique sert à réchauffer l'eau liquide de 230°C à 290°C.

Les réacteurs de 900 MW et comportent trois générateurs de vapeur. Ceux de 1300 MW et 1450 MW en comportent 4.



[Ouest-France](#)

[→ 2.6](#)

2.1. Echanges d'énergie

2.1.2 Chaleur latente

La **chaleur latente** est la **quantité -algébrique- d'énergie** qu'il faut fournir à **un kg** ou **une mole** d'un corps pur pour qu'il **se transforme d'une phase à l'autre**.

Exemple 2 : on veut réchauffer 3 kg de glace de -10°C à $+20^{\circ}\text{C}$. Quelle est la quantité d'énergie à fournir ?

Chaleur latente massique de la fusion de la glace : $L_f = 333 \text{ J.g}^{-1}$

Capacité calorifique massique de la glace : $c_{\text{glace}} = 2,01 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$

Capacité calorifique massique de l'eau liquide : $c_{\text{eau}} = 4,18 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$

Le système subit **trois transformations successives** :

1. la glace se réchauffe,
2. la glace fond,
3. l'eau liquide se réchauffe.

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = m \times c_{\text{glace}} \times (T_{f,1} - T_{i,1}) + m \times L_f + m \times c_{\text{eau}} \times (T_{f,3} - T_{i,3})$$

$$3000 \times 2,01 \times 10 + 3000 \times 333 + 3000 \times 4,18 \times 20 = 60300 + 999000 + 250800 = 1,31 \text{ MJ}$$

2.1. Echanges d'énergie

2.1.3 En résumé pour les **échanges d'énergie**, l'**essentiel** à savoir et à **maîtriser**

Pour le **travail des forces de pression** :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV \begin{cases} \rightarrow \text{si } p_{\text{ext}} \text{ est } \mathbf{constante} : W = -p_{\text{ext}} \Delta V \\ \rightarrow \text{si transformation } \mathbf{quasistatique} : W = \int_{V_i}^{V_f} -p \cdot dV \end{cases}$$

Pour les **échanges de chaleur**, avec les **gaz** :

- $\delta Q = n c_V \cdot dT$ ou $m c_V \cdot dT$, mais **seulement** si transformation à **volume constant**,
- $\delta Q = n c_p \cdot dT$ ou $m c_p \cdot dT$, mais **seulement** si transformation à **pression constante**.

Pour les **échanges de chaleur**, avec les **solides** et les **liquides** :

- $\delta Q = n c \cdot dT$ ou $m c \cdot dT$, car on les considère (souvent) comme **incompressibles**.

Pour les **échanges de chaleur**, avec des **changements de phase** :

- $\delta Q = \delta m \cdot L$ ou $\delta n \cdot L$, où L représente la **chaleur latente**.

[→ 2.6](#)

2.2. Enoncé du Premier Principe

2.2.1 Introduction

Dans sa **forme la plus générale** (qu'on utilise très souvent sans le savoir...), le **premier principe de la thermodynamique** affirme :

« Quand deux systèmes A et B sont en interaction et isolés du reste de l'Univers (milieu extérieur), la somme des énergies de l'ensemble des deux systèmes reste constante. »

C'est donc un principe de **conservation de l'énergie** : l'énergie peut **s'échanger d'un système à l'autre** (*ou bien* entre un système et le milieu extérieur) mais **il ne s'en crée pas et elle ne disparaît pas non plus**.

Reste à savoir ce qu'est l'énergie et de quelle énergie on parle...

Energie (dict. *Larousse*) : grandeur caractérisant un **système physique**, gardant la même valeur au cours de toutes les transformations internes du système (**loi de conservation**) et **exprimant sa capacité à modifier l'état d'autres systèmes avec lesquels il entre en interaction**. (Unité SI, le Joule.)

2.2. Enoncé du Premier Principe

2.2.2 Energie interne

La **thermodynamique classique** utilise **plusieurs fonctions** pour quantifier **l'énergie**... c'est-à-dire qu'elle ne considère pas toujours les mêmes formes d'énergies : dans le cadre de ce module, on utilisera *surtout* l'**énergie interne U** et l'**enthalpie H**.

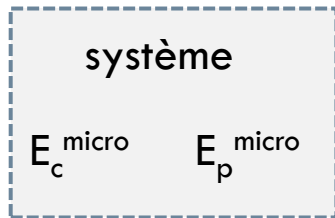
On peut définir l'**énergie totale** par :

$$E = E_c^{\text{micro}} + E_p^{\text{micro}} + E_c^{\text{macro}} + E_p^{\text{macro}}$$

Mécanique !

L'**énergie interne U** est définie par :

$$U = E_c^{\text{micro}} + E_p^{\text{micro}}$$



Énergie potentielle E_p^{macro}
ex: E_p élastique ($1/2kx^2$)



Mouvement d'ensemble

E_c^{macro}

ex: écoulement d'un fluide $1/2mv^2$

→ l'énergie interne est donc une **représentation/description macroscopique des énergies microscopiques du système...**
Avec des variables comme la **température** et la **pression**.

→ L'objectif de la **thermodynamique classique** est de fournir (via les variables d'état) une **description macroscopique de systèmes composés d'un grand nombre de particules** (gaz, liquides...) dotées **d'énergies potentielles et cinétiques**.

2.2. Enoncé du Premier Principe

2.2.2 Energie interne

Remarque : la raison principale pour laquelle on ne considère pas les **énergies potentielles** et **cinétiques macroscopiques** en thermodynamique classique est simplement *que l'on n'en a pas vraiment besoin...*

- ... d'une part, il est toujours possible d'utiliser le travail de **forces extérieures** comme le poids, le travail électrique... lorsque ce travail est échangé par/avec le système.
- ... d'autre part, l'**énergie potentielle** de **gravité** influe sur la **pression** dans les fluides.
- ... et enfin, l'**énergie cinétique d'un fluide** est souvent **négligeable** devant les **autres énergies**.
- ... (seule) exception notable → **le calcul des turbo-réacteurs**.

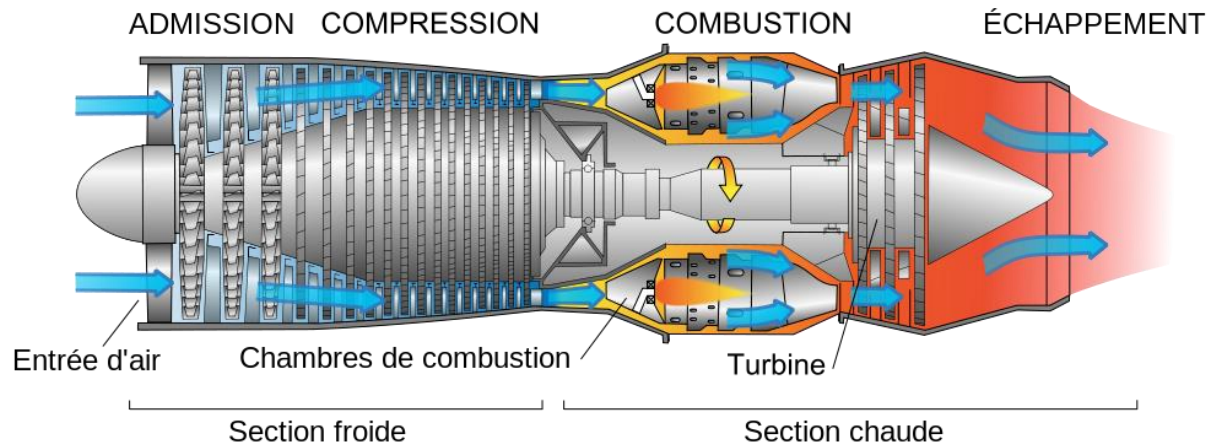


Schéma général d'un turbo réacteur - Wikipédia

2.2. Enoncé du Premier Principe

2.2.3 Premier principe et énergie interne

On a vu que l'énergie pouvait être **échangée** sous forme de travail, de chaleur et de matière.

Appliqué à l'énergie interne U, le premier principe s'écrit donc, pour un **système fermé** :

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

ou sous **forme intégrée** : $\Delta U = Q + W$

L'énergie interne d'un système étant définie comme la somme des énergies cinétiques et potentielles des particules qui le constituent → l'**énergie interne** est donc une **propriété du système** → c'est donc une **fonction d'état**.

$$U = E_c^{\text{micro}} + E_p^{\text{micro}} = f(p, V, T \dots)$$

- Pour un **système donné** dont les **variables d'état sont connues**, **il n'y a qu'une seule valeur possible de U**.
- **dU** est une **différentielle totale exacte**, si bien que l'**intégrale** $\int_{\text{Etat 1}}^{\text{Etat 2}} dU = \Delta U$ **ne dépend pas du chemin suivi** (des états intermédiaires).

Par ailleurs, **on ne sait pas calculer la valeur exacte de l'énergie interne U**. On sait seulement calculer **ses variations**. (Comme souvent en physique.)

2.2. Enoncé du Premier Principe

2.2.4 Énergie interne **fonction d'état**

- **dU** est une **différentielle totale exacte**, si bien que l'**intégrale** $\int_{\text{Etat 1}}^{\text{Etat 2}} dU = \Delta U$ **ne dépend pas du chemin suivi** (des états intermédiaires).

Par exemple :

Gaz à l'**état initial** →

Gaz à l'**état final**

$$T_i = 293 \text{ K.}$$

$$T_f = 700 \text{ K.}$$

$$p_i = 1 \text{ bar.}$$

$$p_f = 10 \text{ bar.}$$

$$V_i = f(p_i, T_i, n).$$

$$V_f = f(p_f, T_f, n).$$

$$U_i = f(p_i, T_i, n).$$

$$U_f = f(p_f, T_f, n).$$

Cette transformation peut être réalisée de **multiples manières** :

- Compression adiabatique jusqu'à $p_f = 10 \text{ bar}$, puis apport de chaleur à P constante...
- Apport de chaleur à V_i , puis compression isotherme jusqu'à V_f .
- Compression adiabatique jusqu'à une pression telle que $T_f = 700 \text{ K}$ puis détente isotherme jusqu'à $p_f = 10 \text{ bar}$.
- ...

La **variation** de l'**énergie interne** ΔU du gaz sera la **même** dans **tous les cas** car elle ne dépend que de l' **état initial** et de l'**état final**. Voir aussi l'exercice 3.2 en TD.

2.3. Energie interne

2.3.1 Energie interne **molaire** ou **massique** u → expression mathématique

Appliqué à l'énergie interne **molaire** ou **massique** u , le **premier principe** s'écrit :

$$du = \delta Q + \delta W$$

Rappel : en utilisant les **variables T et v** :

$$\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv \quad \text{où } l \text{ est la } \mathbf{chaleur de dilatation isotherme}.$$

... et pour le travail, **on peut choisir une situation qui nous arrange** puisque le résultat **ne dépend pas du chemin suivi**.

→ **transformation quasistatique** avec seulement des **forces de pression** :

$$\delta W = -p \cdot dv$$

Du coup,

$$du = c_V \cdot dT + (l - p) \cdot dv$$

Et, dans le cas général, $l = (c_P - c_V) \left[\frac{\partial T}{\partial v} \right]_p \rightarrow$

$$du = c_V \cdot dT + \left((c_P - c_V) \left[\frac{\partial T}{\partial v} \right]_p - p \right) \cdot dv$$

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un gaz parfait

$$du = c_V \cdot dT + (l - p) \cdot dv$$

Et pour un gaz parfait, $l = p$

→

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT + (1 - p) \cdot dv$$

Et pour un gaz parfait, $1 = p$

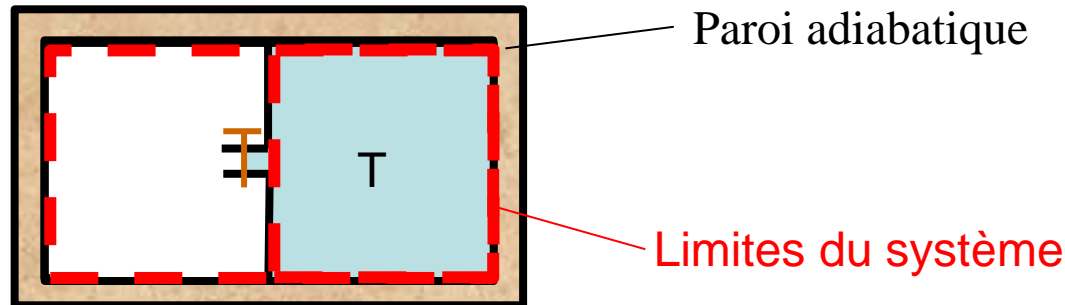
→

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Application : **expérience de Gay-Lussac (1806)**



Un gaz est placé dans une enceinte à parois adiabatiques indéformables reliée par une vanne à un autre compartiment initialement vide → **pas d'échange d'énergie possible**.

On ouvre la vanne reliant les deux enceintes et on constate, aux erreurs expérimentales près, que la température d'équilibre de l'ensemble est égale à la température initiale.

→ **La température entre l'état 1 et l'état 2 (vanne ouverte) reste constante...**

... donc l'énergie du gaz ne dépend(raît) pas de V ni de p.

→ [Entropie](#)

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT + (l - p) \cdot dv$$

Et pour un gaz parfait, $l = p$

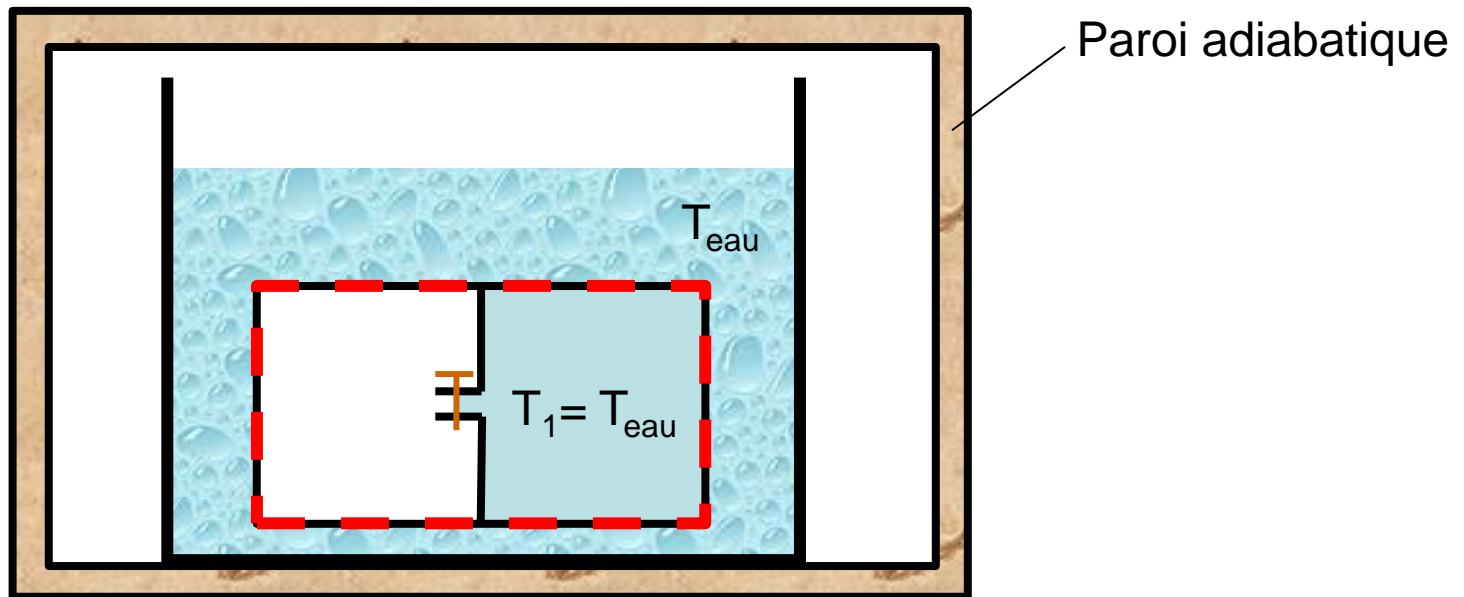
→

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Application : **expérience de Joule (1845)**



→ La température de l'eau ne varie pas une fois la vanne ouverte...
...donc l'énergie du gaz est la même avant et après la transformation.

→ [Entropie](#)

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Les relations ci-dessus, l'**expérience de Gay-Lussac** et l'**expérience de Joule** montrent donc que l'**énergie interne u d'un gaz parfait est indépendante de la pression et du volume...**

... ou bien l'**énergie interne u d'un gaz parfait ne dépend que de la température.**

Pour quelle raison ?

- Parce qu'un **gaz parfait se comporte comme un gaz à pression nulle... sans interaction (choc) entre les molécules**, et ceci quelle que soit la pression réelle.
- Il faut bien noter que la **relation $\Delta u = c_V \cdot \Delta T$ est valable quelle que soit la transformation thermodynamique** : échange de chaleur et/ou de travail ... conditions quasistatiques ou pas...
- Enfin, on utilise souvent **$\Delta u = c \cdot \Delta T$ pour les solides et les liquides** car on considère que **leur état dépend peu de la pression et du volume**. On ne fait alors **plus la distinction entre c_V et c_P** .

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_v \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_v \cdot \Delta T$$

Exemple 1 : une cocotte minute contient 50 g de la vapeur d'eau à 100°C. Elle est chauffée par une plaque de cuisson qui apporte 4 kJ de chaleur. La capacité calorifique c_v de la vapeur d'eau est de l'ordre de 1650 J.kg⁻¹.K⁻¹.

→ Déterminer ΔT , W et ΔU .

Système : la vapeur d'eau dans la cocotte minute qui évolue à volume constant.
On suppose (évidemment) que la vapeur d'eau est un gaz parfait.

On peut facilement calculer ΔT puisque $Q = mc_v \Delta T \rightarrow \Delta T = \frac{4000}{0,050 \times 1650} = 48,48 \text{ K}$.

$W = 0 \text{ J}$ car $\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$, avec $dV = 0$.

... et $\Delta U = mc_v \Delta T = 0,050 \times 1650 \times 48,48 = 4000 \text{ J}$.

Ou bien (plus simple) : $\Delta U = Q + W = 4000 \text{ J}$ puisque $W = 0 \text{ J}$.

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un gaz parfait

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Exemple 2 : on comprime une mole d'air de 1 à 2 bar. A l'état initial (1 bar), la température est de 20°C. A l'état final (2 bar), la température est de 30°C. On considère que le travail de compression est de 300 J. Déterminer ΔU et Q . La capacité calorifique c_V de l'air est de l'ordre de 20 J.mol⁻¹.K⁻¹.

Système : la mole d'air que l'on comprime.

Le système n'évolue ni à pression constante, ni à volume constant.

On peut calculer directement $\Delta U = n c_V \Delta T = 1 \times 20 \times (30 - 20) = 200 \text{ J}$.

... et donc, $Q = \Delta U - W = 200 - 300 = -100 \text{ J}$

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Exemple 3 : on chauffe une mole d'air à pression constante de 20°C à 100°C. Déterminer Q, ΔU et W. La capacité calorifique c_p de l'air est de l'ordre de 29 J.mol⁻¹.K⁻¹.

Système : la mole d'air que l'on chauffe.

Le système évolue à pression constante.

On peut facilement calculer $Q = nc_p \Delta T = 1 \times 29 \times 80 = 2320 \text{ J.}$

On peut facilement calculer $\Delta U = nc_V \Delta T = 1 \times (29 - 8,314) \times 80 = 1655 \text{ J.}$

... et donc, $W = \Delta U - Q = 1655 - 2320 = -665 \text{ J.}$

Le travail est **négatif** car la transformation est une **détente** : le volume du système **augmente**.

Relation de Mayer : $c_p = c_V + R$
[Un peu plus loin dans le cours](#)

→ 2.6

2.3. Energie interne

2.3.2 Energie interne d'un gaz parfait

Le principe général d'un exercice de thermodynamique sur le premier principe consiste à **écrire une équation-bilan** où apparaissent **d'un côté les variations de la fonction d'état énergie interne et de l'autre les échanges de chaleur et de travail.**

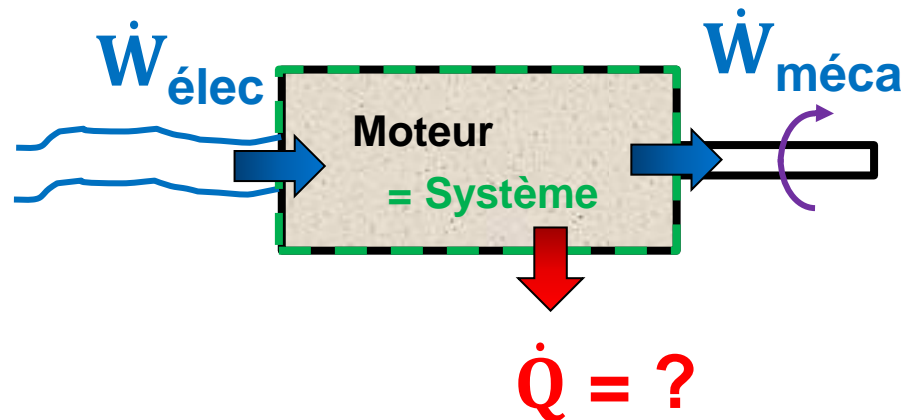
Pour un **gaz parfait** → $\Delta U = nc_V \Delta T = Q + W$... par mole ou bien $\Delta U = mc_V \Delta T = Q + W$... par unité de masse

Sur les 3 termes que comporte cette équation, on peut en déterminer 2 et on en déduit le troisième.

... et en ce qui concerne les notations : **U** désigne une énergie interne en **Joule** tandis que **u** désigne l'énergie **interne spécifique, molaire** ou **massique**.

2.3. Energie interne

Exemple : un moteur électrique est parcouru par un courant de 6 A sous une tension de 230 V. Il entraîne un arbre moteur en fournissant une puissance mécanique de 1050W. Calculer le flux de chaleur dissipé **en régime stationnaire**.



Régime stationnaire $\rightarrow \frac{dT}{dt} = 0$. Donc l'énergie interne du moteur est supposée constante.

On en déduit : $\dot{W}_{\text{élec}} + \dot{W}_{\text{méca}} + \dot{Q} = 0$

... et donc $\dot{Q} = -\dot{W}_{\text{élec}} - \dot{W}_{\text{méca}} = -230 \times 6 + 1050 = -330 \text{ W}$

[→ 2.6](#)

2.3. Energie interne

Retour sur l'exercice de la bouteille



Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique.

La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système, quel travail va-t-il recevoir (ou perdre)

... **et quel sont les échanges de chaleur ?**

Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est pas quasistatique → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme.

[→ 2.6](#) [→ 3.3](#)

2.3. Energie interne

Retour sur l'exercice de la bouteille



Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique. La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) et **quel sont les échanges de chaleur ?**

Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est pas quasistatique → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme (pas d'équilibre mécanique possible).

Système : air qui va entrer dans la bouteille.

Etat initial : l'air est à la pression atmosphérique $p_i = p_a = 1$ bar.

l'air est à la température atmosphérique $T_i = T_a = 298$ K.

le système occupe un volume total égal à $V_i = nRT_i/p_i + V_b$

Etat final : l'air est à la pression atmosphérique $p_f = p_a = 1$ bar.

l'air est à la température atmosphérique $T_f = T_a = 298$ K.

le système occupe un volume total égal à $V_f = nRT_f/p_f = nRT_a/p_a = V_b = RT_i/p_i$

Le travail reçu par l'air vaut donc : $W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} dV = -p_a \Delta V = -p_a(-V_b) = p_a V_b = 100000 \times 0,2 = 20000$ J

... et la chaleur dissipée dans l'atmosphère lors du remplissage vaut donc $Q = -W = -20000$ J ...

... car $\Delta U = nc_v \Delta T = 0 = Q + W$.

$$V_i = 2 \times V_b$$

2.3. Energie interne

2.3.3 Relation de Mayer

Rappel : lorsqu'on exprime les **variations de u en fonction de T et v, dans le cas général**, on obtient :

$$du = c_V \cdot dT + \left((c_p - c_V) \left[\frac{\partial T}{\partial v} \right]_p - p \right) \cdot dv \quad \Leftrightarrow \quad du = \left[\frac{\partial u}{\partial T} \right]_v dT + \left[\frac{\partial u}{\partial v} \right]_T dv$$

On en déduit :

$$\left[\frac{\partial u}{\partial v} \right]_T = (c_p - c_V) \left[\frac{\partial T}{\partial v} \right]_p - p \quad \text{ou bien} \quad c_p - c_V = \left(\left[\frac{\partial u}{\partial v} \right]_T + p \right) \left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p$$

Cette relation entre c_p et c_V est appelée relation de Mayer.

Elle se simplifie considérablement pour les gaz parfaits car d'une part :

- $\left[\frac{\partial u}{\partial v} \right]_T = 0$.
- ... et d'autre part $\left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{R}{p}$... ou $\left[\frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{r}{p}$ en massique.

→ Il reste donc, **pour les gaz parfaits** : $c_p - c_V = R$...ou bien $c_p - c_V = r$.

→ On définit également : $\gamma = \frac{c_p}{c_V}$.

[Retour 2.1](#) - [Retour 3.2](#) - [Retour 4.6.4](#)

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

2.4.1 Introduction

Rappel : la relation $\Delta u = c_v \cdot \Delta T$ est valable quelle que soit la transformation thermodynamique.

Cependant, on peut être amené à déterminer **W**, **Q**, les variations des **variables d'état**, ou celles d'autres **fonctions d'état**... lors d'une **transformation**, ce **qui n'est** -en général- **possible que pour quelques transformations particulières**.

- Transformations **isochores** → $Q = c_v \cdot \Delta T$
→ ... que vaut alors W_p ?
→ $W_p = \int -p_{\text{ext}} \cdot dv = 0$
- Transformations **isobares** → $Q = c_p \cdot \Delta T$
→ ... que vaut alors W_p ?
→ $W_p = \int -p_{\text{ext}} \cdot dv = \int -p \cdot dv = -p \cdot \Delta v$
- Transformations **isothermes quasistatiques**.
- Transformations **adiabatiques quasistatiques**.

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

2.4.2 Transformations **isothermes quasistatiques**

Par définition, $\Delta u = c_v \cdot \Delta T = 0 \text{ J}$ sur une transformation **isotherme**.

En revanche, il est possible **de déterminer** W_p (démonstration pour 1 mole) :

- Rappel : dans le **cas général** $\rightarrow W_p = \int_{\text{Etat } 1}^{\text{Etat } 2} -p_{\text{ext}} \cdot dv$
- La transformation étant **quasistatique**, il y a **équilibre entre p et p_{ext}** :
- On peut exprimer p en fonction de T et v, ce qui donne, pour un **gaz parfait** :

$$W_p = \int_{\text{Etat } 1}^{\text{Etat } 2} -p \cdot dv$$

$$W_p = \int_{\text{Etat } 1}^{\text{Etat } 2} -RT \frac{dv}{v}$$

- Et finalement,

$$W_p = -RT \times \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right)$$

- On en déduit facilement :

$$Q = -W_p = RT \times \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right)$$

Les expressions ci-dessus donnent une **chaleur** et un **travail molaire** !

→ W^*

→ Cycle de Carnot



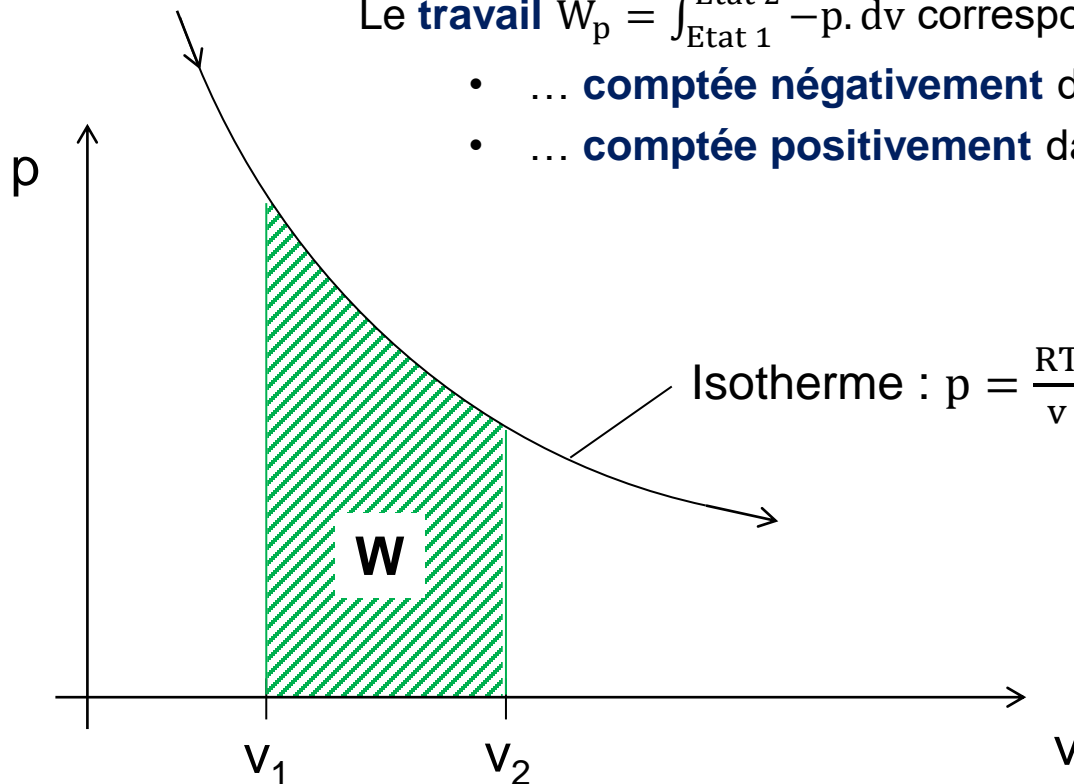
2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

2.4.2 Transformations **isothermes quasistatiques**

Graphiquement, les isothermes sont représentées par des **branches d'hyperbole** dans un **diagramme de Clapeyron**, c'est-à-dire un **diagramme pv** (ou pV).

Le **travail** $W_p = \int_{\text{Etat 1}}^{\text{Etat 2}} -p \cdot dv$ correspond à l'aire sous la courbe :

- ... **comptée négativement** dans le cas d'une **détente**,
- ... **comptée positivement** dans le cas d'une **compression**.



→ [Cycles thermodynamiques](#)

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

2.4.3 Transformations **adiabatiques quasistatiques**

Par définition, $\delta Q = 0 \text{ J}$ sur une transformation adiabatique.

L'équation-bilan du premier principe se réduit donc à $dU = \delta W$ (pour des petites variations)

... dans le cas **quasistatique**, en l'absence de forces autres que les forces de pression, on peut écrire :

$$dU = \delta W_p = -p \cdot dV$$

... et pour un **gaz parfait** :

$$nc_v \cdot dT = -p \cdot dV$$

... sous cette forme, l'équation n'est pas intégrable directement car les 3 variables d'état y apparaissent, il faut donc -par exemple- exprimer p en fonction de T et V :

$$nc_v \cdot dT = -\frac{nRT}{V} dV \quad \text{ou bien} \quad \frac{dT}{T} = -\frac{R}{c_v} \frac{dV}{V}$$

... ce qui s'intègre en :

$$\ln(T) = -\frac{R}{c_v} \ln(V) + \text{Cte} \quad \text{ou bien} \quad TV^{\frac{R}{c_v}} = \text{Cte}$$

... et en utilisant le coefficient γ

→

$$TV^{\gamma-1} = \text{Cte}$$

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

2.4.3 Transformations **adiabatiques quasistatiques**



... en pratique les expressions du type $TV^{\gamma-1} = \text{Cte}$ s'utilisent entre l'état initial et l'état final d'une compression ou d'une détente adiabatique quasistatique, donc sous la forme :

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$$

... on montre facilement qu'en remplaçant T par $\frac{pV}{nR}$ l'expression $TV^{\gamma-1} = \text{Cte}$ devient :

$$pV^{\gamma} = \text{Cte} \quad \text{ou bien} \quad p_1 V_1^{\gamma} = p_2 V_2^{\gamma}$$

... et en remplaçant V par $\frac{nRT}{p}$ dans l'expression $TV^{\gamma-1} = \text{Cte}$, on trouve :

$$T^{\gamma} p^{1-\gamma} = \text{Cte} \quad \text{ou bien} \quad T_1^{\gamma} p_1^{1-\gamma} = T_2^{\gamma} p_2^{1-\gamma}$$


On peut ensuite calculer le travail W_p en utilisant l'égalité $pV^{\gamma} = p_1 V_1^{\gamma}$, du coup :

$$W_p = \int_{\text{Etat 1}}^{\text{Etat 2}} -p \cdot dv = \int_{\text{Etat 1}}^{\text{Etat 2}} -p_1 V_1^{\gamma} \cdot V^{-\gamma} \cdot dv = \frac{p_1 V_1^{\gamma}}{\gamma - 1} [V^{1-\gamma}]_{V_1}^{V_2}$$

$$W_p = \frac{p_1 V_1^{\gamma}}{\gamma - 1} [V_2^{1-\gamma} - V_1^{1-\gamma}] = \frac{p_1 V_1^{\gamma} V_2^{1-\gamma} - p_1 V_1}{\gamma - 1} \quad \dots \text{ et donc } W_p = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{\gamma - 1}$$

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

2.4.3 Transformations **adiabatiques quasistatiques**

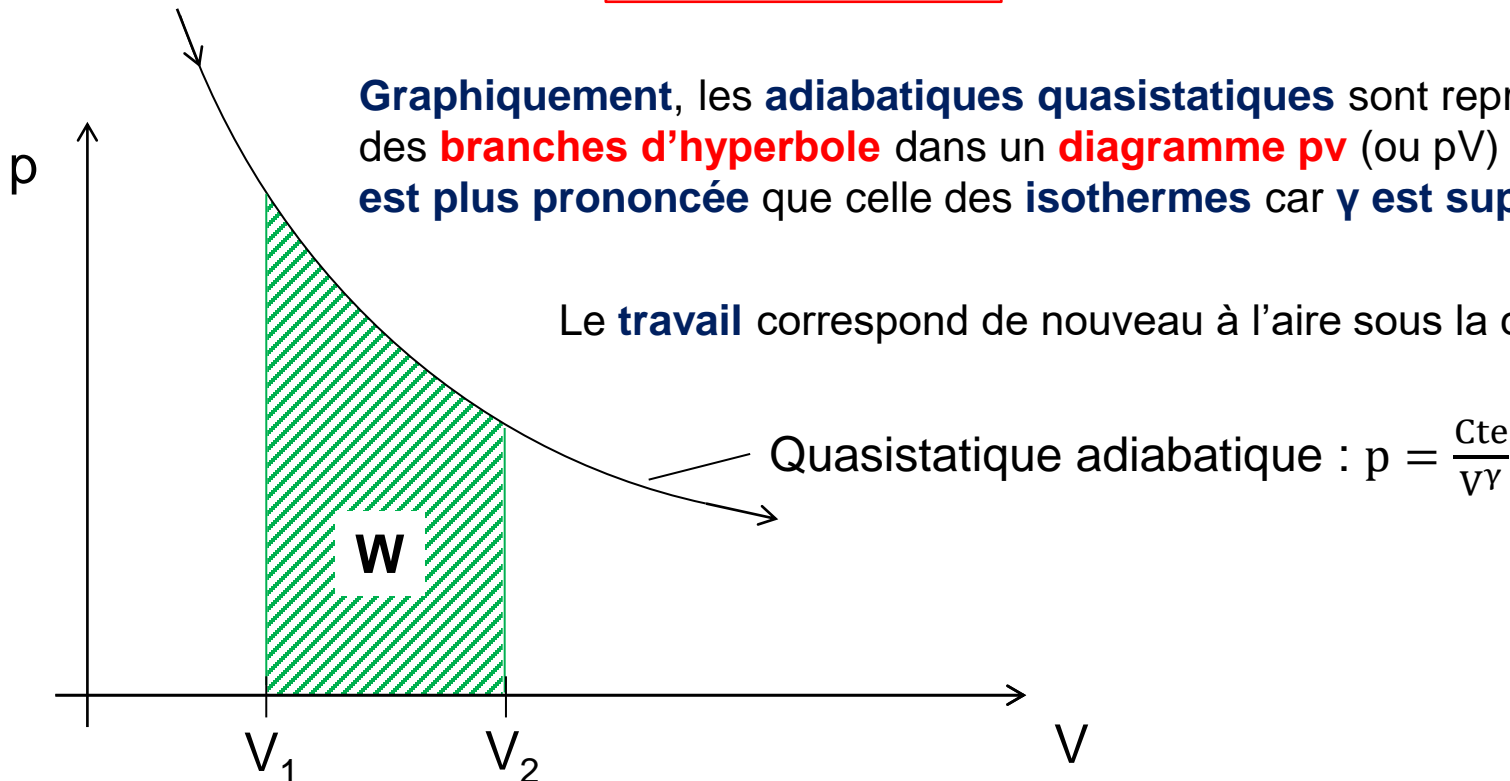

 ... en pratique l'expression $W_p = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{\gamma - 1}$ est **rarement utilisée** et il est souvent plus simple de **déterminer ΔT** puis de s'appuyer sur **l'équation-bilan de l'énergie interne** :

$\Delta U = n c_V \cdot \Delta T = W_p$

 puisque, $Q = 0$.

Graphiquement, les **adiabatiques quasistatiques** sont représentées par des **branches d'hyperbole** dans un **diagramme pV** (ou pV) mais **leur pente est plus prononcée** que celle des **isothermes** car γ est supérieur à 1.

Le **travail** correspond de nouveau à l'aire sous la courbe.

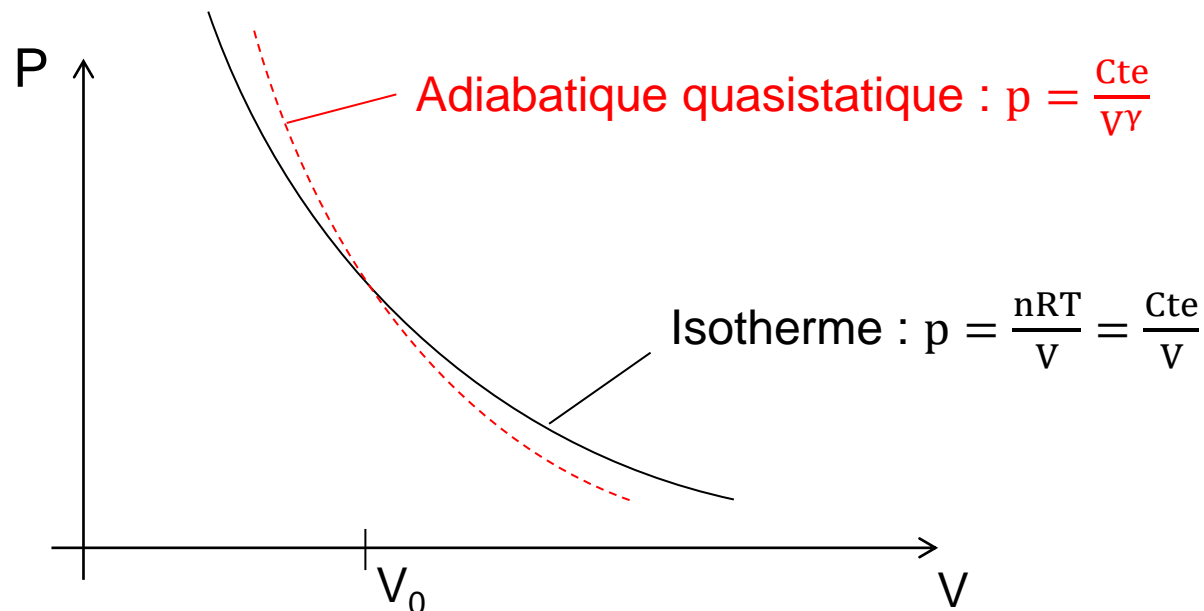


→ [Cycle de Carnot](#)

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

2.4.3 Transformations **adiabatiques quasistatiques**

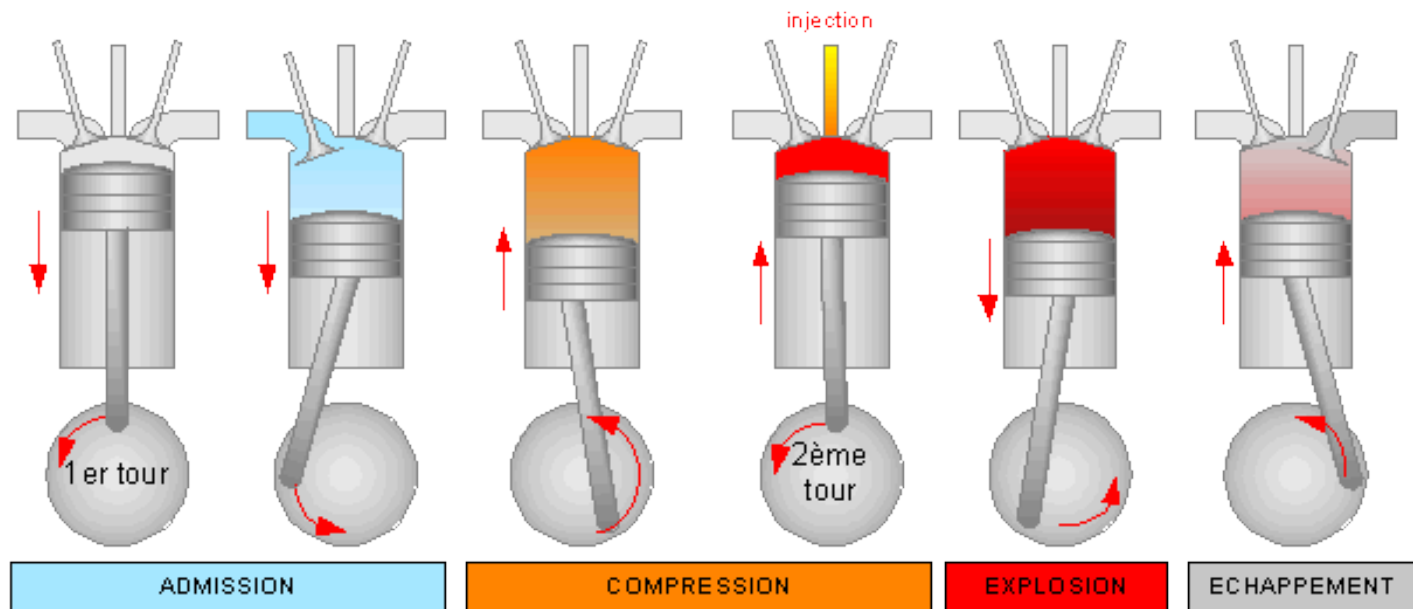
Graphiquement, les **adiabatiques quasistatiques** sont représentées par des **branches d'hyperbole** dans un **diagramme de Clapeyron** (pV ou pV) mais leur **pente est plus prononcée** que celle des **isothermes** car γ est supérieur à 1.



2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

Exemple : la température d'inflammation d'un mélange air/gasoil est d'environ 600°C. Dans les moteur diesel, c'est la compression de l'air qui permet d'atteindre une valeur aussi élevée.

→ En supposant que l'air est introduit dans le cylindre à 1 bar et 298 K, et que la **compression** est **adiabatique quasistatique**, quel doit être le rapport volumétrique ($\frac{V_1}{V_2}$) minimal d'un moteur diesel ? (On prendra $\gamma = 1,4$ pour l'air).



[→ Voir le cycle](#)

[→ 2.6](#)

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits

Exemple : la température d'inflammation d'un mélange air/gasoil est d'environ 600°C. Dans les moteur diesel, c'est la compression de l'air qui permet d'atteindre une valeur aussi élevée.

→ En supposant que l'air est introduit dans le cylindre à 1 bar et 298 K, et que la **compression** est **adiabatique quasistatique**, quel doit être le rapport volumétrique ($\frac{V_1}{V_2}$) minimal d'un moteur diesel ? (On prendra $\gamma = 1,4$ pour l'air).

Il faut utiliser une des trois relations :

$$pV^\gamma = \text{Cte}$$

$$TV^{\gamma-1} = \text{Cte} \quad \leftarrow \text{On choisit celle-là !}$$

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{Cte}$$

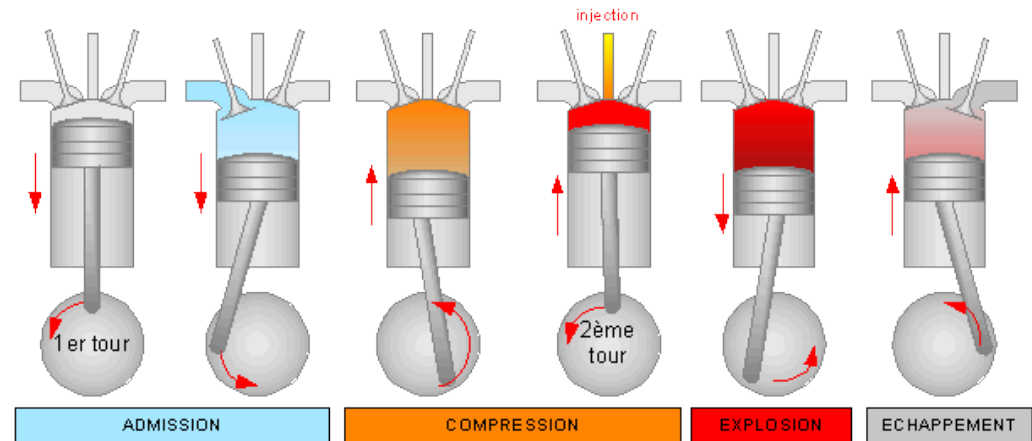
$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$$

$$\text{Et donc, } \frac{V_1^{\gamma-1}}{V_2^{\gamma-1}} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{ou} \quad \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$\dots \text{ par conséquent, } \frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

$$\text{Application numérique : } \frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{600+273}{298}\right)^{\frac{1}{1,4-1}} = 14,7$$

Ça n'était pas demandé mais on trouve le travail de compression : $W_p = c_v \cdot \Delta T = 12,1 \text{ kJ/mol}$
(avec $c_v = 21 \text{ J/mol/K}$)



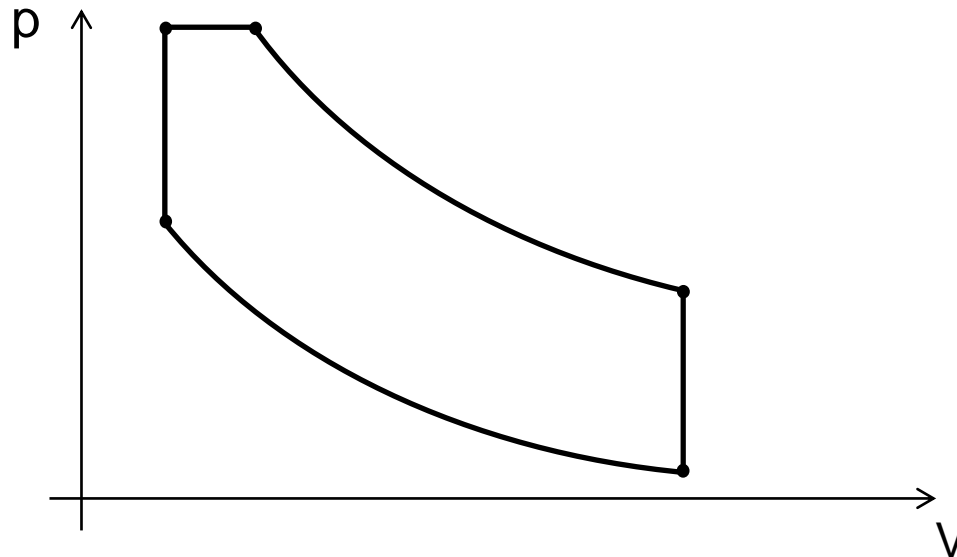
2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.1 Cycles thermodynamiques

Rappel : une transformation est dite **cyclique** lorsque l'**état initial** et l'**état final** sont **identiques**.

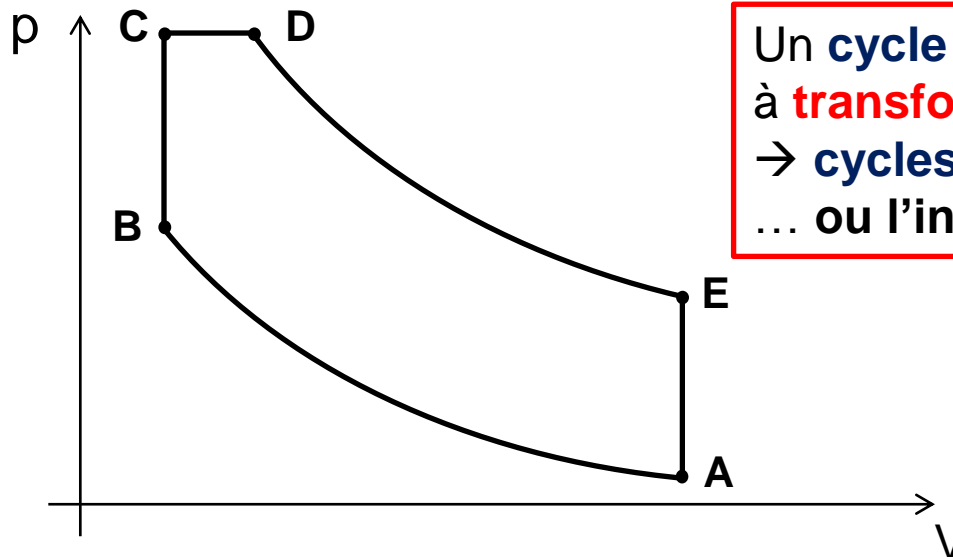
Définition : on appelle **cycle thermodynamique** une **suite de transformations** telle que l'**état initial** soit **identique** à l'**état final**.

Il y a **plusieurs manières** de **représenter graphiquement** les cycles thermodynamiques, dont les **diagrammes de Clapeyron** (pV).



2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.1 Cycles thermodynamiques



Un **cycle thermodynamique** sert donc à **transformer la chaleur en travail** → **cycles moteurs** ... ou l'inverse → **cycles récepteurs**

La **représentation graphique** d'un cycle thermodynamique fait apparaître des **points particuliers (A, B, C D, ...)** correspondant aux **extrémités** des **transformations élémentaires**.

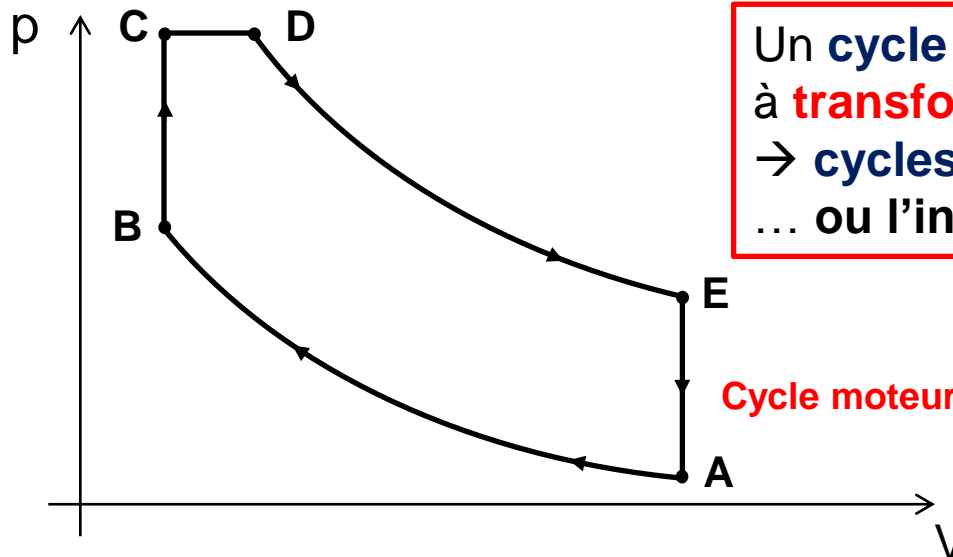
On suppose (en général) que les conditions d'un **équilibre thermodynamique** sont réunies en ces points. (Ce qui est évidemment **faux dans la réalité**.)

Pour les **bilans d'énergie**, on exploite la **propriété d'invariance** de toute **fonction d'état** sur une **transformation cyclique** :

$$\Delta U = Q + W = 0$$

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.1 Cycles thermodynamiques



Un **cycle thermodynamique** sert donc à **transformer la chaleur en travail** → **cycles moteurs** ... ou l'inverse → **cycles récepteurs**

Cycle moteur → sens horaire

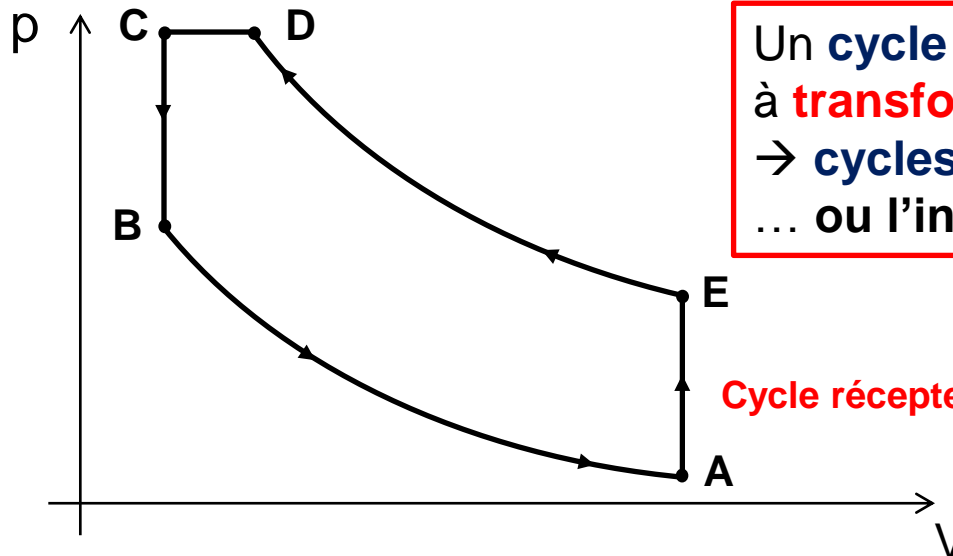
Un **cycle moteur** est **toujours parcouru dans le sens horaire** ($A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow \dots$).

- ... dans ce cas, le **travail** (positif, dV étant négatif) **de compression** (aire sous la courbe AB dans l'exemple ci-dessus) **est inférieur en valeur absolue au travail de détente** (aire sous les courbes CD et DE dans l'exemple ci-dessus) **qui est négatif** (puisque dV est positif).

→ le travail net (total) **W_{total} est donc négatif**, ce qui caractérise un cycle moteur.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.1 Cycles thermodynamiques



Un **cycle thermodynamique** sert donc à **transformer la chaleur en travail**
→ **cycles moteurs**
... ou l'inverse → **cycles récepteurs**

Cycle récepteur → sens anti-horaire

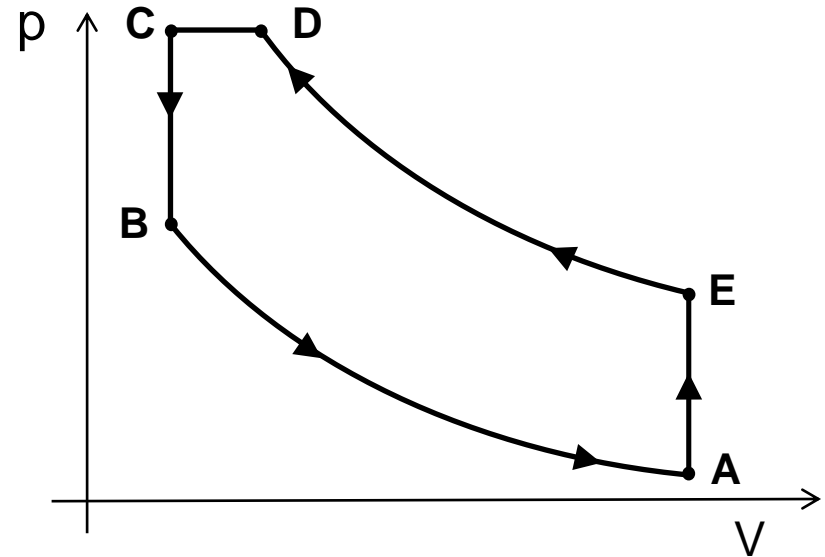
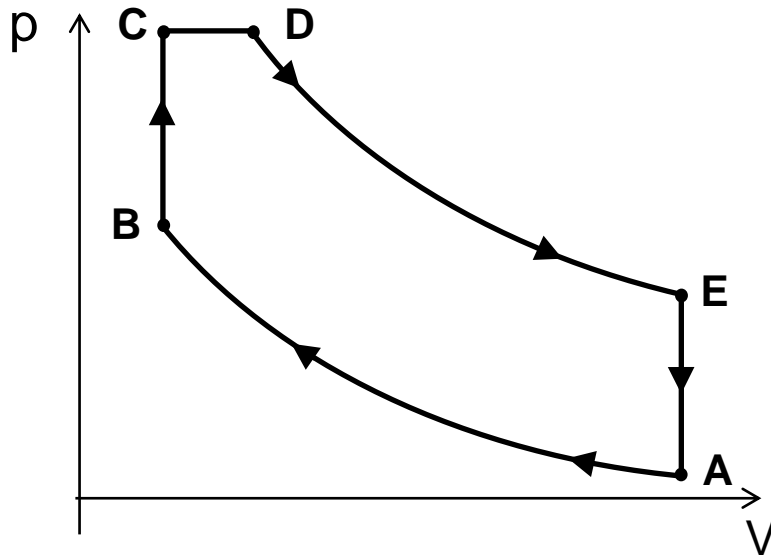
Un **cycle récepteur** est **toujours parcouru dans le sens anti-horaire** ($A \rightarrow E \rightarrow D \rightarrow \dots$).

- ... dans ce cas, le **travail positif de compression** (aire sous la courbe ED et DC dans l'exemple ci-dessus) **est supérieur en valeur absolue au travail de détente** (aire sous la courbe BA l'exemple ci-dessus) **qui est négatif** (puisque dV est positif).

→ le travail net (total) **W_{total} est donc positif**, ce qui caractérise un cycle récepteur.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.2 Rendement d'un cycle thermodynamique



Le rendement η (d'un **cycle thermodynamique**) est défini -d'une manière générale- comme le rapport entre **une quantité utile** et **une quantité payée** :

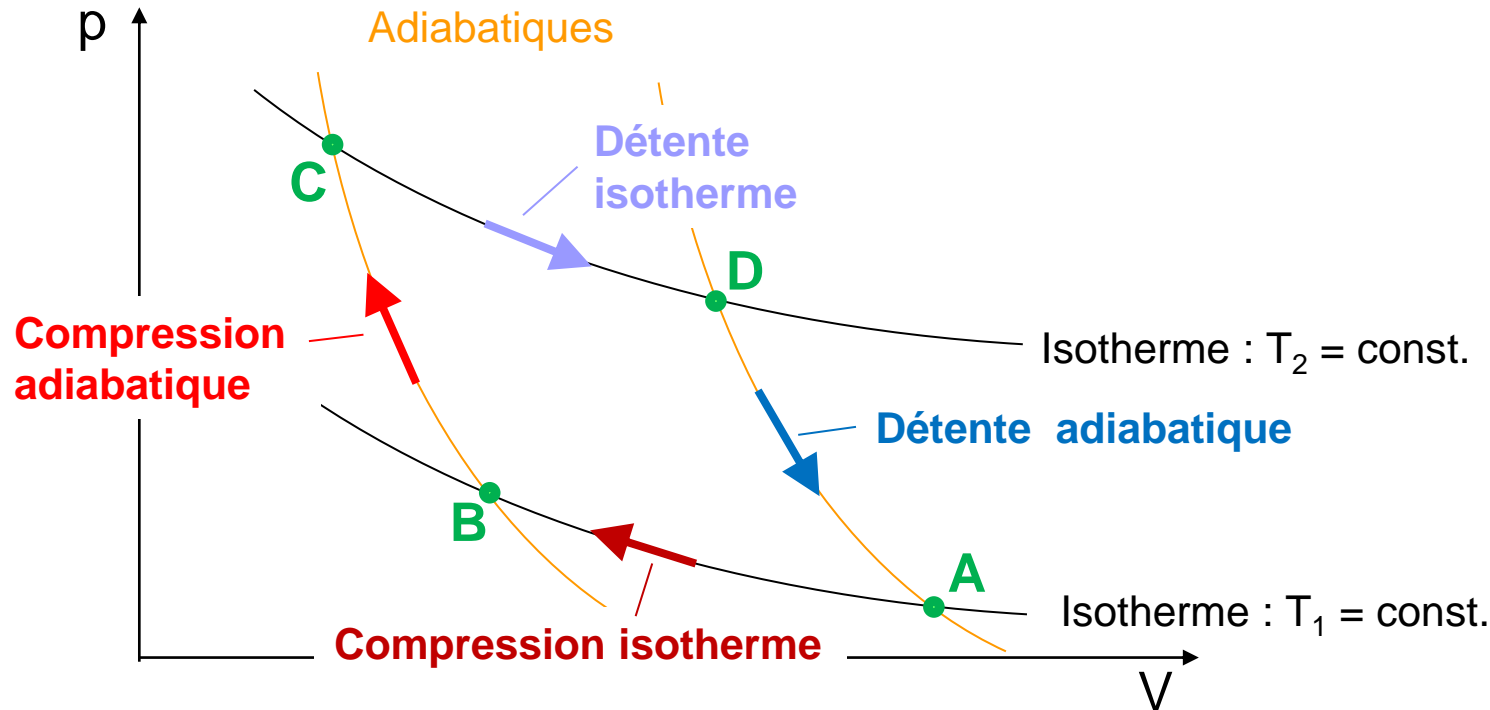
- Pour un **cycle moteur** : $\eta = \frac{-W_{\text{net}}}{Q_{\text{chaud}}}$
- Pour une **pompe à chaleur** : $\eta = \frac{-Q_{\text{chaud}}}{W_{\text{net}}}$
- Pour une **machine frigorifique** : $\eta = \frac{Q_{\text{froid}}}{W_{\text{net}}}$

! Le signe négatif est là pour que le rendement soit positif !

! Avec ces définitions, les rendements des cycles *récepteurs* peuvent être supérieurs à 1 !

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.3 Cycle de Carnot

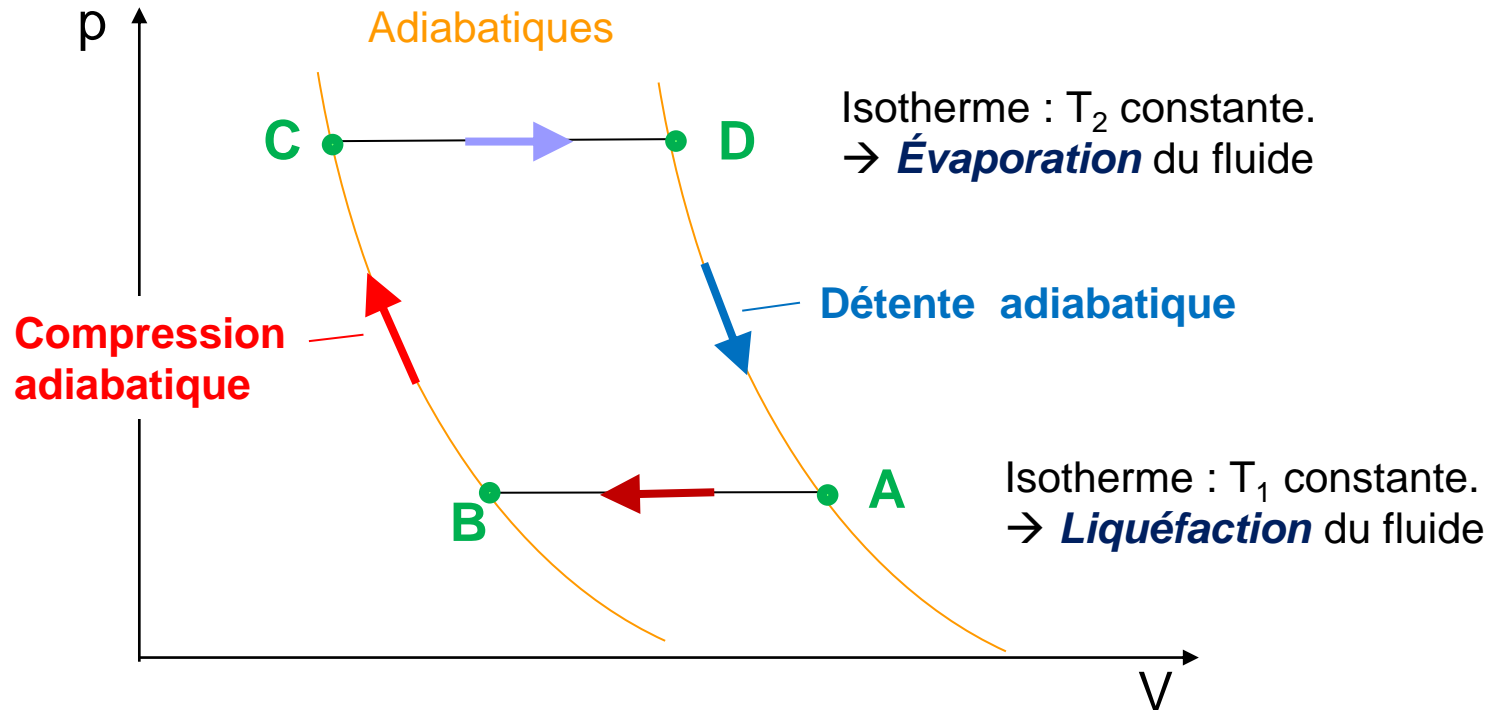


Le **cycle de Carnot** est constitué de **deux isothermes** et **deux adiabatiques** quasistatiques.

- ... dans le sens moteur, on peut montrer (chapitre 4) qu'il s'agit du **cycle le plus efficace pour produire du travail à partir de chaleur** → **centrales thermiques**.
- ... dans le sens récepteur, il s'agit du **cycle le plus efficace pour transférer de la chaleur d'une source froide vers une source chaude** → **cycles frigorifiques - pompes à chaleur**.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.3 Cycle de Carnot

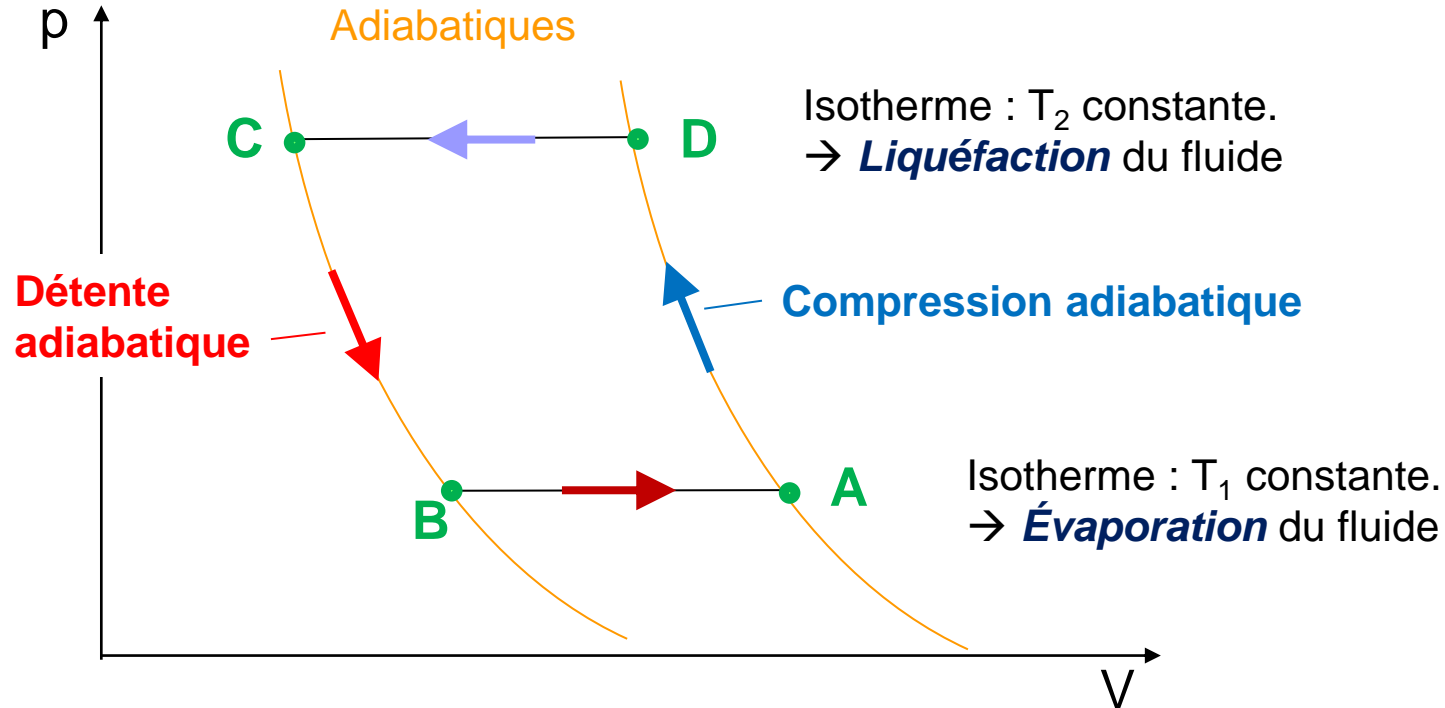


En pratique, le **cycle de Carnot** est le plus souvent utilisé avec des **fluides à changement de phase**, si bien que les isothermes deviennent également des isobares :

- ... on utilise en général **de l'eau** dans les **centrales thermiques**.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.3 Cycle de Carnot

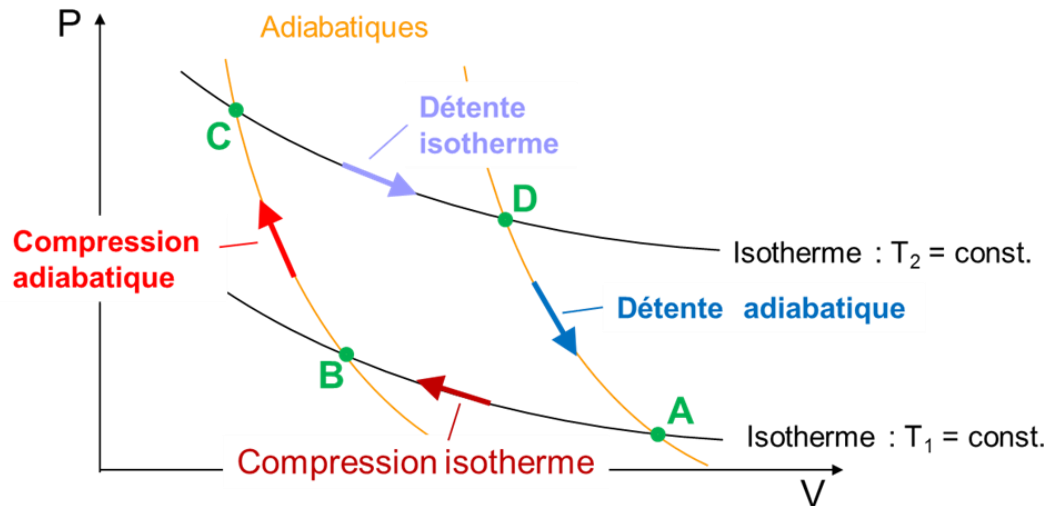


En pratique, le **cycle de Carnot** est le plus souvent utilisé avec des **fluides à changement de phase**, si bien que les isothermes deviennent également des isobares :

- ... on utilise en général de l'**eau** dans les **centrales thermiques**.
- ... et un **fluide frigorigène** (ammoniac, R410A, ...) dans **cycles frigorifiques** et les **pompes à chaleur**.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.4 Calcul du rendement théorique d'un cycle de Carnot parcouru par un GP

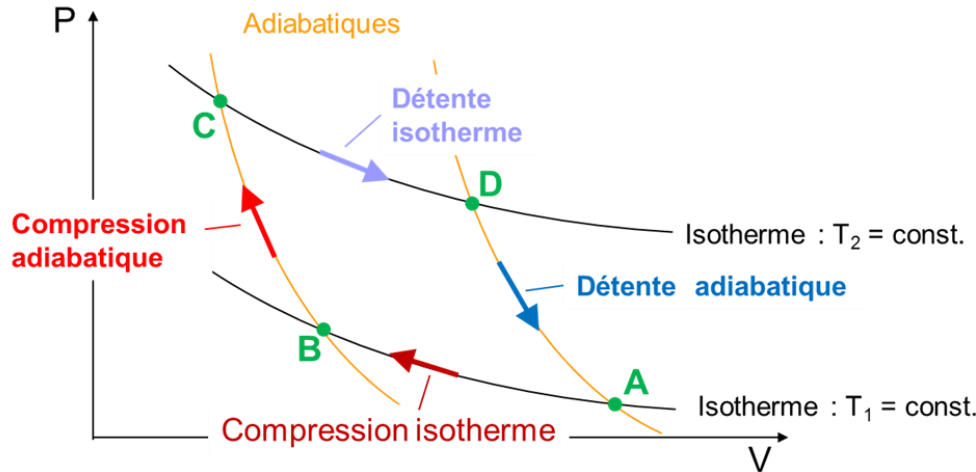


Expression des travaux et des échanges de chaleur (*molaires*) sur le **cycle de Carnot** :

- **Travail** sur les isothermes : $W_{T_1} = -RT_1 \times \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right)$ et $W_{T_2} = -RT_2 \times \ln\left(\frac{v_D}{v_C}\right)$.
- **Chaleur** sur les isothermes : $Q_{T_1} = RT_1 \times \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right)$ et $Q_{T_2} = RT_2 \times \ln\left(\frac{v_D}{v_C}\right)$.
- **Travail** sur les adiabatiques : $W_{BC} = \Delta u_{BC} = c_V(T_2 - T_1)$ et $W_{DA} = \Delta u_{DA} = c_V(T_1 - T_2)$.
- ... et d'après le **1^{er} principe** : $W_{T_1} + W_{T_2} + W_{BC} + W_{DA} + Q_{T_1} + Q_{T_2} = 0$.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.4 Calcul du rendement théorique d'un cycle de Carnot parcouru par un GP



Expression des travaux et des échanges de chaleur (*molaires*) sur le **cycle de Carnot** :

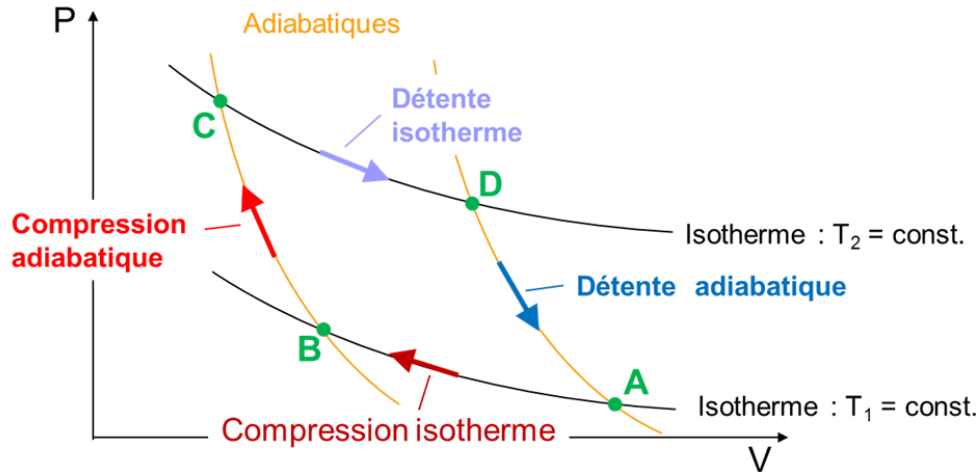
- **Travail** sur les isothermes : $W_{T_1} = -RT_1 \times \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right)$ et $W_{T_2} = -RT_2 \times \ln\left(\frac{v_D}{v_C}\right)$.
 - **Chaleur** sur les isothermes : $Q_{T_1} = RT_1 \times \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right)$ et $Q_{T_2} = RT_2 \times \ln\left(\frac{v_D}{v_C}\right)$.
 - **Somme des travaux nulle** sur les adiabatiques : $W_{BC} = c_V(T_2 - T_1) = -W_{DA}$
- d'où on déduit, pour un **cycle moteur** :

$$\eta = \frac{-W_{\text{net}}}{Q_{T_2}} = \frac{-W_{T_1} - W_{T_2}}{Q_{T_2}} = \frac{RT_1 \times \ln\left(\frac{v_B}{v_A}\right) + RT_2 \times \ln\left(\frac{v_D}{v_C}\right)}{RT_2 \times \ln\left(\frac{v_D}{v_C}\right)}$$

[Retour 3.7](#)

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.4 Calcul du rendement théorique d'un **cycle de Carnot** parcouru par un GP



Expression des travaux et des échanges de chaleur (*molaires*) sur le **cycle de Carnot** :

- d'où on déduit, pour un **cycle moteur** :

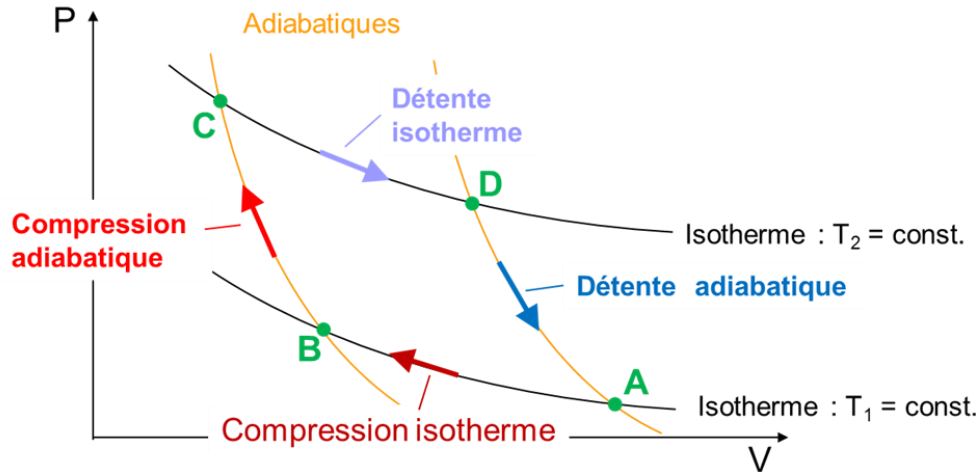
$$\eta = \frac{-W_{\text{net}}}{Q_{T_2}} = \frac{T_1 \times \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right) + T_2 \times \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right)}{T_2 \times \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right)}$$

- Sur les adiabatiques, on peut écrire : $\frac{V_D}{V_A} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$ et $\frac{V_C}{V_B} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \rightarrow \frac{V_D}{V_C} = \frac{V_A}{V_B} = a$

... où a est un **rapport volumétrique** qui caractérise le cycle.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.4 Calcul du rendement théorique d'un cycle de Carnot parcouru par un GP



Expression des travaux et des échanges de chaleur (*molaires*) sur le **cycle de Carnot** :

- Sur les adiabatiques, on peut écrire : $\frac{v_D}{v_A} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$ et $\frac{v_C}{v_B} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \rightarrow \frac{v_D}{v_C} = \frac{v_A}{v_B} = a$

... où a est un **rapport volumétrique** qui caractérise le cycle.

... on en déduit :

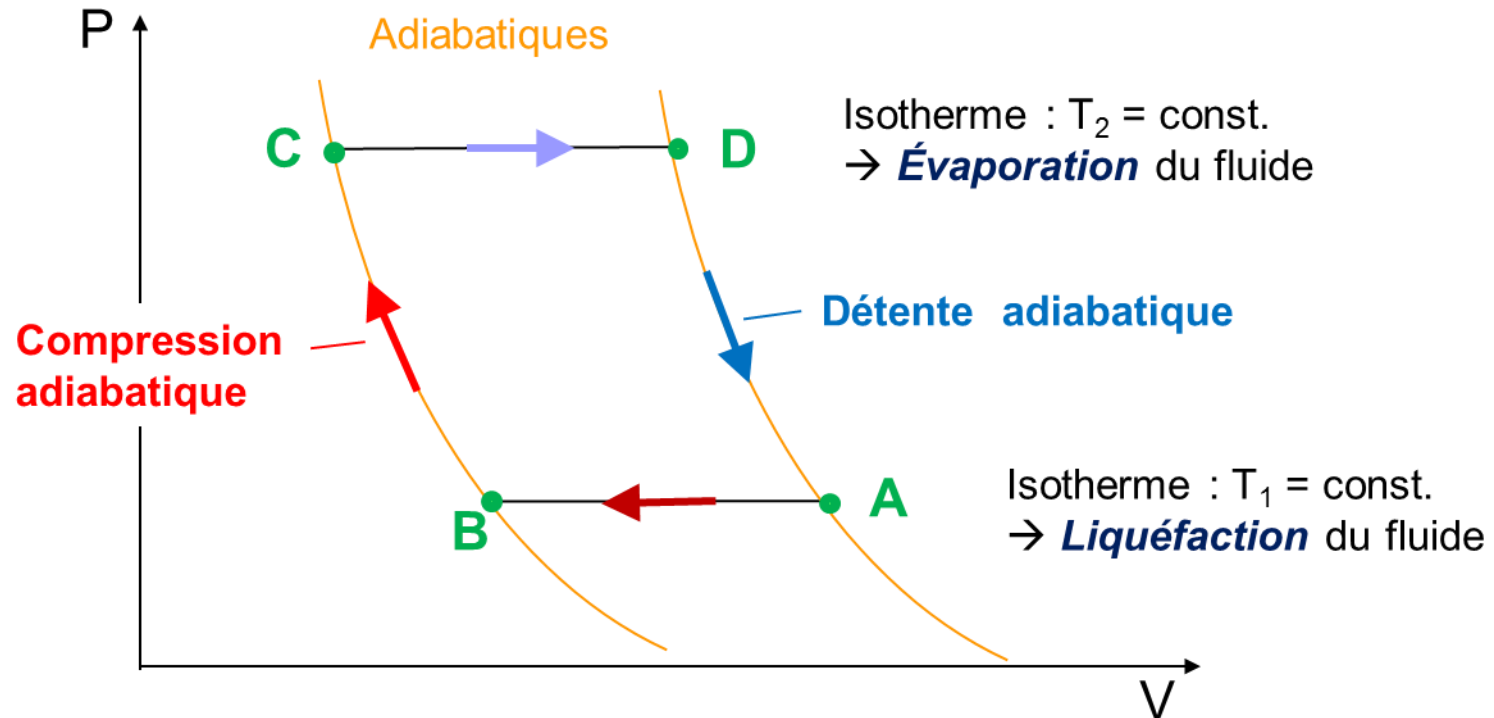
$$\eta = \frac{-W_{\text{net}}}{Q_{T_2}} = \frac{T_1 \times -\ln(a) + T_2 \times \ln(a)}{T_2 \times \ln(a)} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

→ $\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2}$ est l'expression du **rendement de Carnot**. (Démonstration + simple au chapitre 4.)

[→ Retour 4.3](#)

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.4 Calcul du rendement théorique d'un cycle de Carnot parcouru par un GP



Application pour un cycle à vapeur de centrale nucléaire où $T_2 = 300^\circ\text{C}$ et $T_1 = 25^\circ\text{C}$:

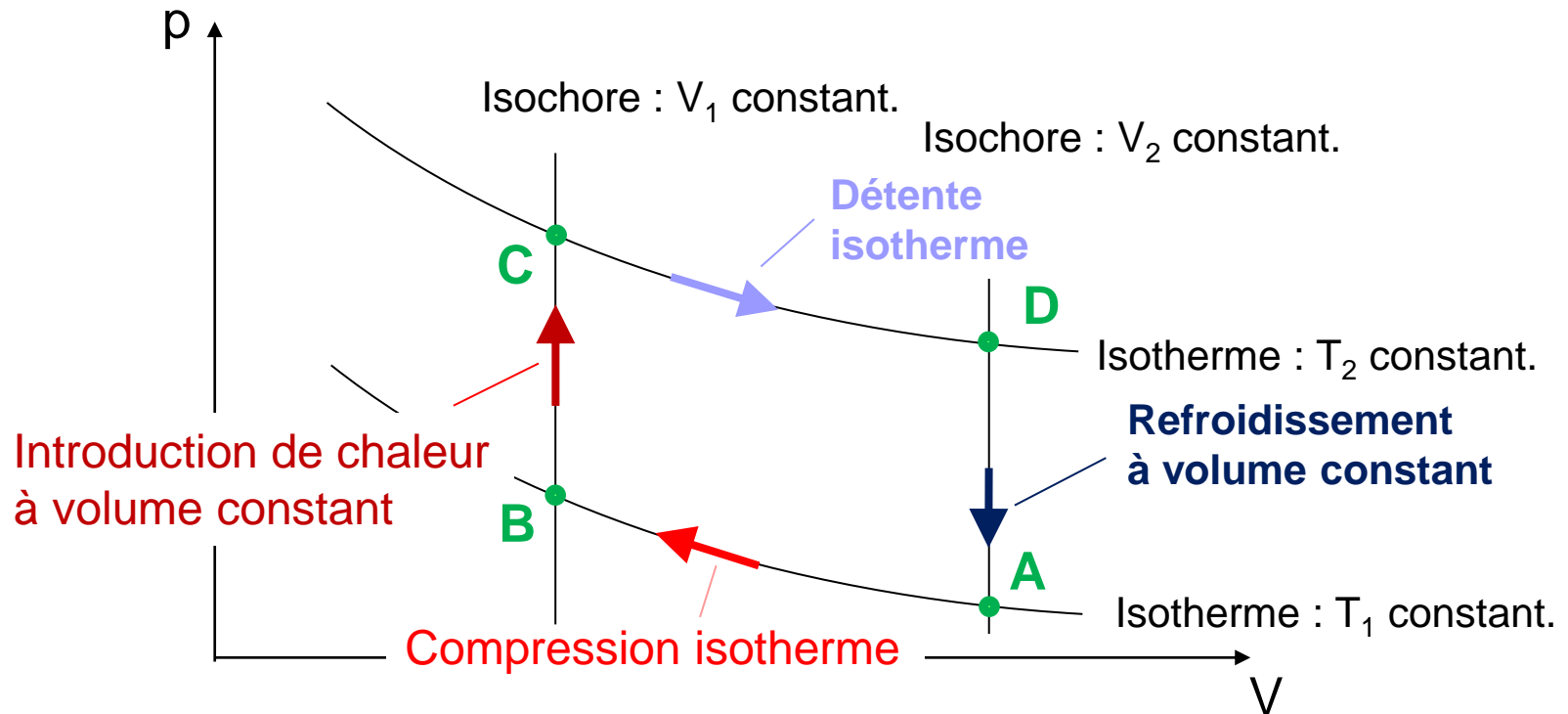
$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{298}{573} = 0,48$$

(...On suppose ici que l'expression du rendement théorique est la même avec un fluide à changement de phase qu'avec un gaz parfait... **ce qui est le cas.**)

→ 2.6

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.5 Cycle de Stirling

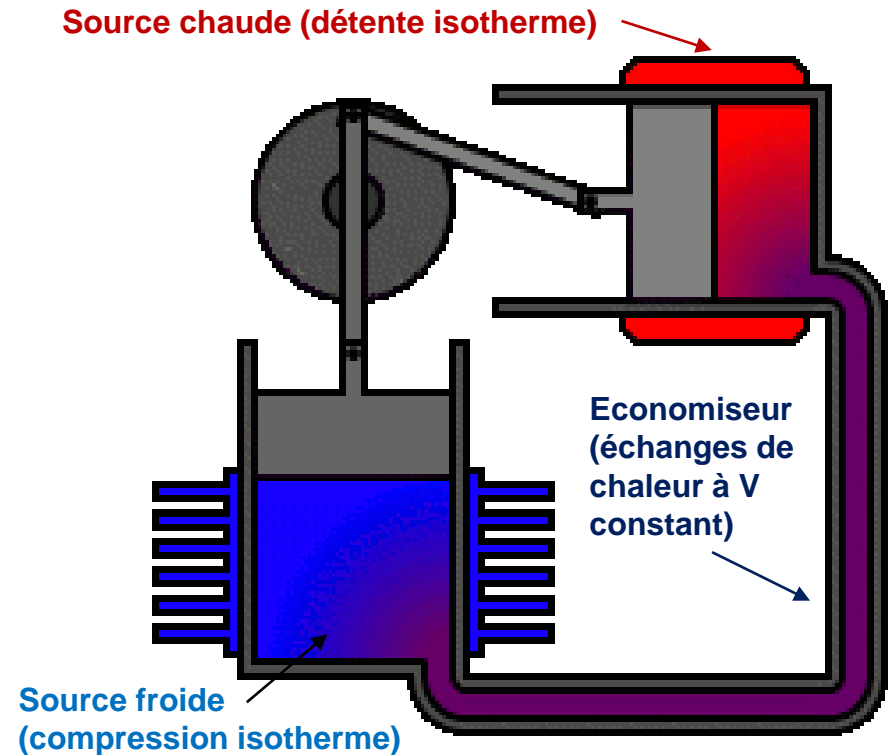


Le **cycle de Stirling** est constitué de **deux isothermes** et **deux isochores**.

- Il est conçu pour être **parcouru par un gaz** (en général) et pour la **transformation de chaleur à basse température en travail** (plus rarement comme cycle récepteur)...
- ... on peut montrer que son **rendement théorique** est **le même que celui d'un cycle de Carnot** moyennant l'utilisation d'un **économiseur de chaleur**.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.5 Cycle de Stirling



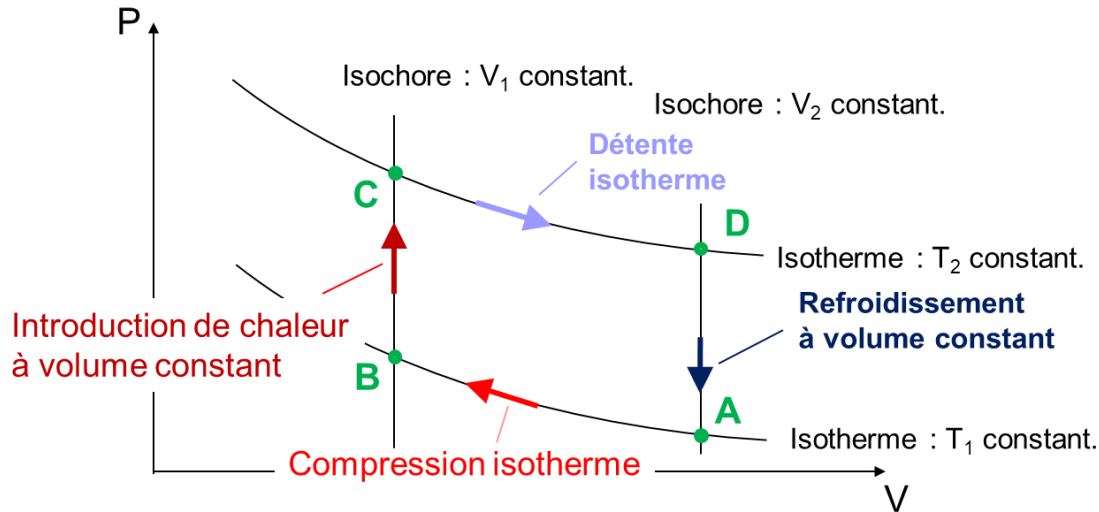
[Zephyris - Wikipedia](#)

Le **cycle de Stirling** est constitué de **deux isothermes** et **deux isochores**.

- Il est conçu pour être **parcouru par un gaz** (en général) et pour la **transformation de chaleur à basse température en travail** (rarement comme cycle récepteur)...
- ... on peut montrer que son **rendement théorique** est **le même que celui d'un cycle de Carnot** moyennant l'utilisation d'un **économiseur de chaleur**.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.6 Calcul du rendement d'un **cycle de Stirling** parcouru par un GP

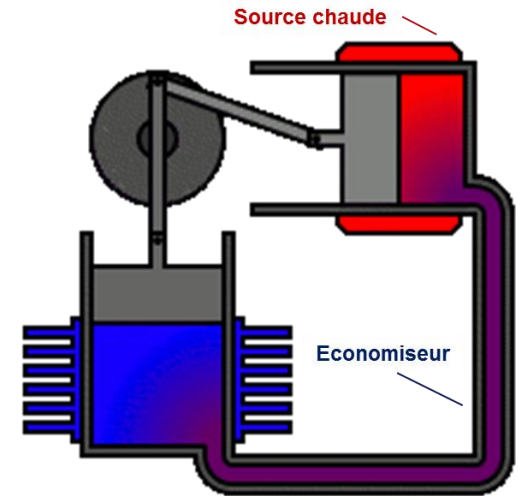
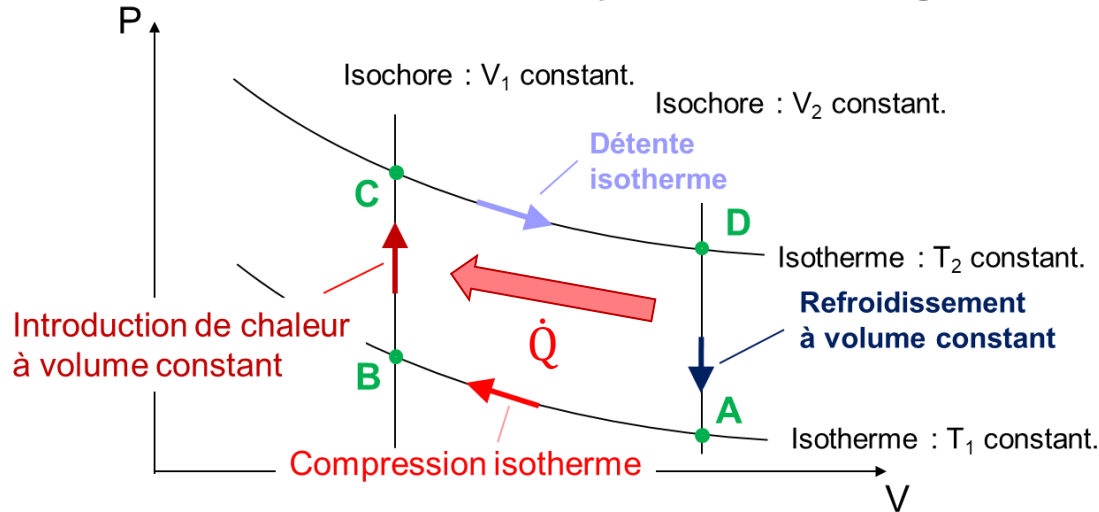


Expression des travaux et des échanges de chaleur (*molaires*) sur le **cycle de Stirling** :

- **Travail** sur les isothermes : $W_{T_1} = -RT_1 \times \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$ et $W_{T_2} = -RT_2 \times \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right)$.
- **Chaleur** sur les isothermes : $Q_{T_1} = RT_1 \times \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)$ et $Q_{T_2} = RT_2 \times \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right)$.
- **Travail nul** sur les isochores et $Q_{BC} = \Delta u_{BC} = c_V(T_2 - T_1)$ et $Q_{DA} = \Delta u_{DA} = c_V(T_1 - T_2)$.
- ... et d'après le **1^{er} principe** : $W_{T_1} + W_{T_2} + Q_{BC} + Q_{DA} + Q_{T_1} + Q_{T_2} = 0$.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.6 Calcul du rendement d'un cycle de Stirling parcouru par un GP



[Zephyris - Wikipedia](#)

- d'où on déduit, pour un **cycle moteur** :

$$\eta = \frac{-W_{\text{net}}}{Q_{T_2} + Q_{BC}} = \frac{-W_{T_2} - W_{T_1}}{Q_{T_2} + Q_{BC}}$$

- Dans la pratique, les moteurs Stirling fonctionnent avec un **économiseur de chaleur** qui permet de **recupérer la chaleur** Q_{DA} pour la **redonner entre B et C**. **La chaleur Q_{BC} est donc gratuite** et ce terme **disparaît** donc de l'expression du rendement. Il reste :

$$\eta = \frac{-W_{T_2} - W_{T_1}}{Q_{T_2}} = \frac{-(-Q_{T_2}) - W_{T_1}}{Q_{T_2}} = 1 - \frac{W_{T_1}}{Q_{T_2}} = 1 - \frac{-RT_1 \times \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)}{RT_2 \times \ln\left(\frac{V_D}{V_C}\right)} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé)



Moteur Renault 1,3 TCe

- Il s'agit traditionnellement du cycle utilisé pour représenter le fonctionnement des **moteurs à essence** (ou **moteurs à allumage commandé**).
- ... on parle de **moteur à allumage commandé** car il faut une **étincelle**, produite par un arc électrique entre les électrodes de la **bougie**, pour **enflammer le mélange air/essence**.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé)



Moteur Renault 1,3 TCe

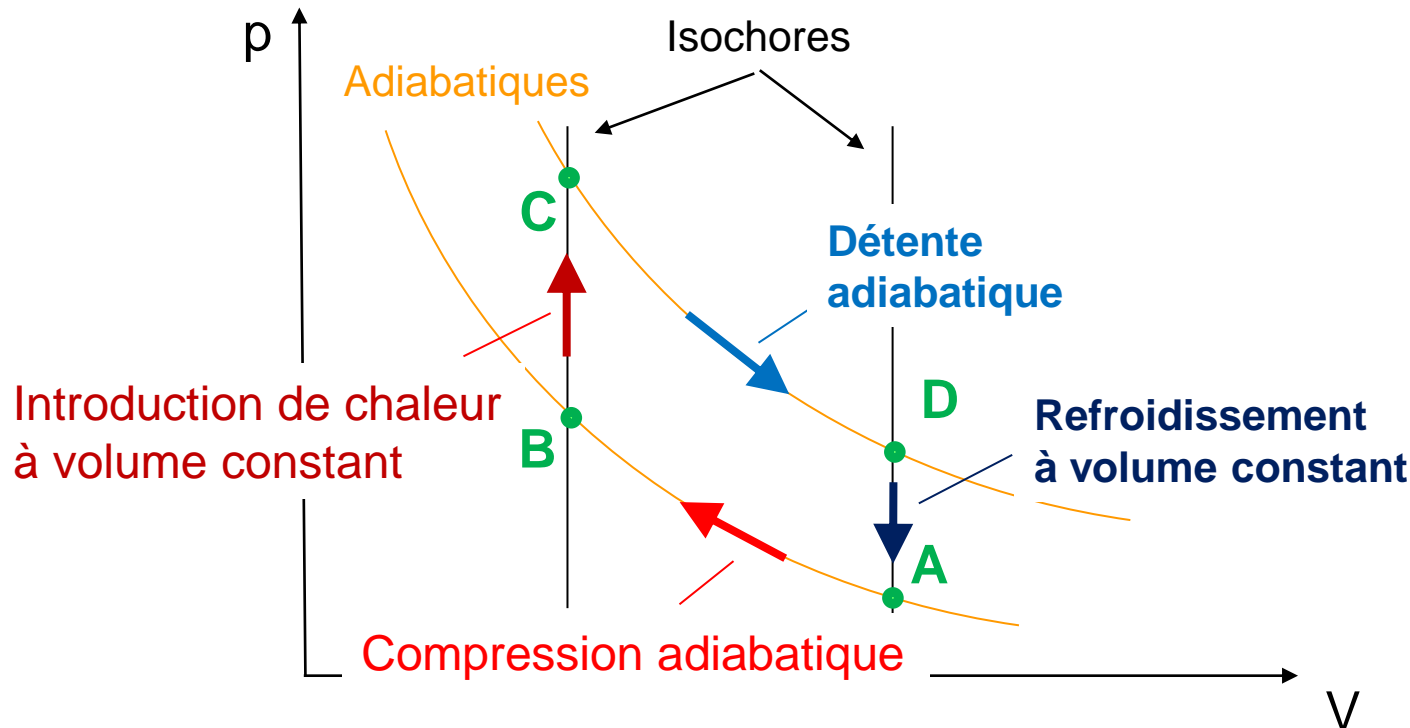


Bougie d'allumage

- Il s'agit traditionnellement du cycle utilisé pour représenter le fonctionnement des **moteurs à essence** (ou **moteurs à allumage commandé**).
- ... on parle de **moteur à allumage commandé** car il faut une **étincelle**, produite par un arc électrique entre les électrodes de la **bougie**, pour **enflammer le mélange air/essence**.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé)

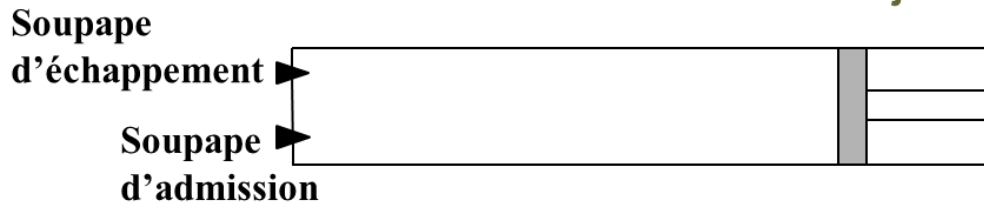
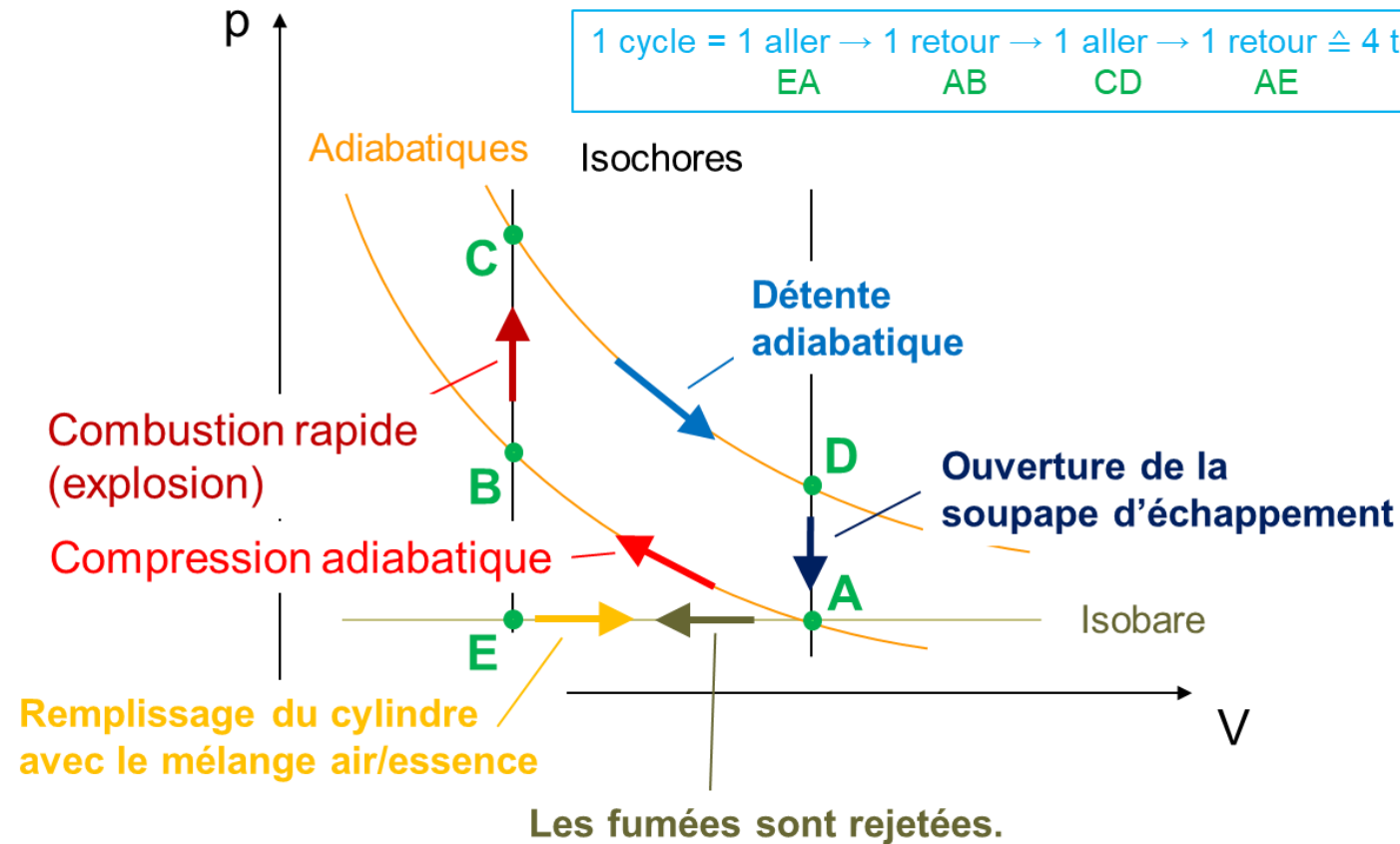


Le **cycle de Beau de Rochas** est constitué de **deux adiabatiques** et **deux isochores**.

- Il s'agit traditionnellement du cycle utilisé pour représenter le fonctionnement des **moteurs à essence** (ou **moteurs à allumage commandé**).
- ... on parle de **moteur à allumage commandé** car il faut une **étincelle**, produite par un arc électrique entre les électrodes de la **bougie**, pour **enflammer le mélange air/essence**.

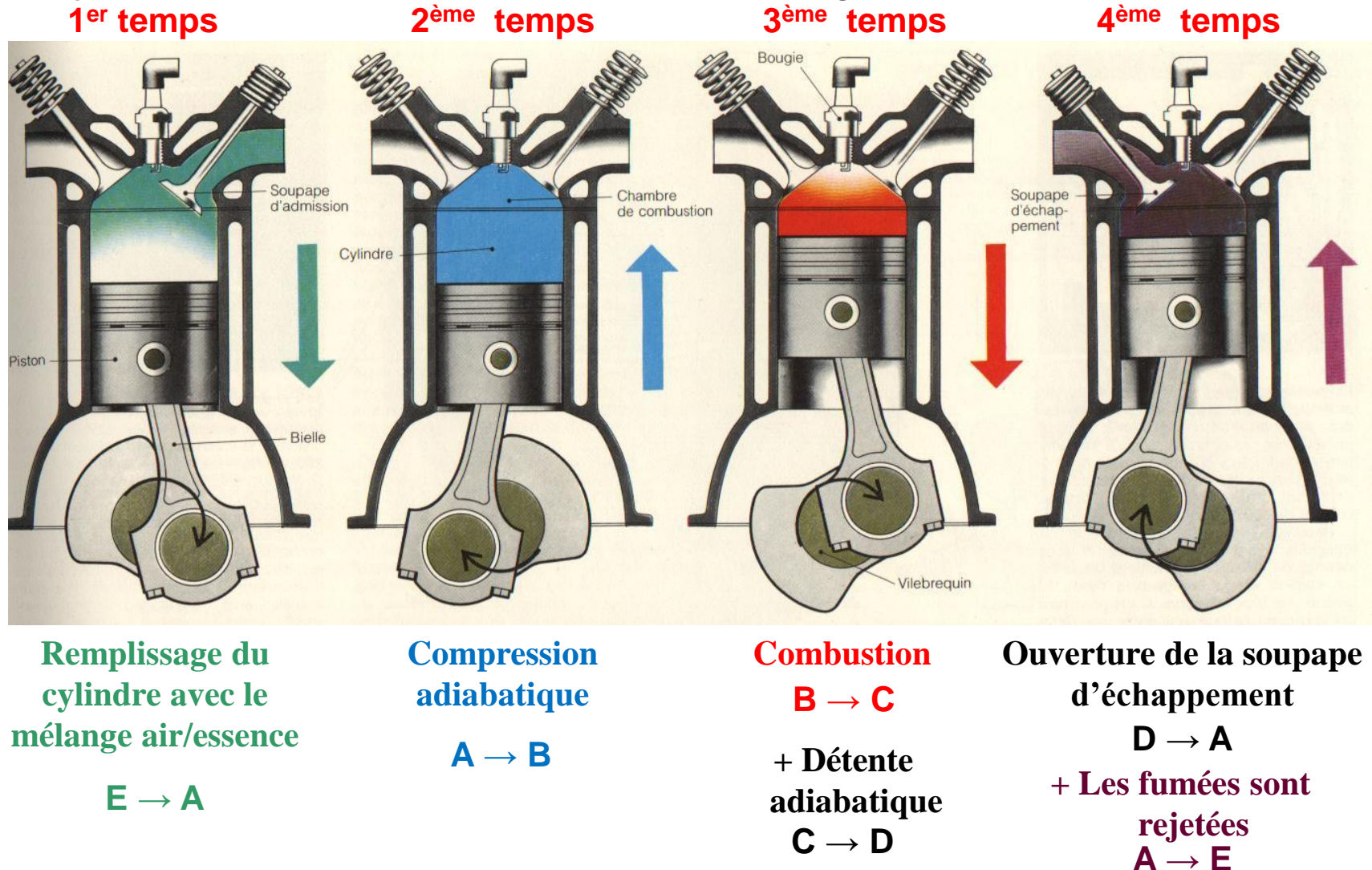
2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé) → cf. exercices


[Retour 3.7](#)

2.5. Quelques cycles thermodynamique

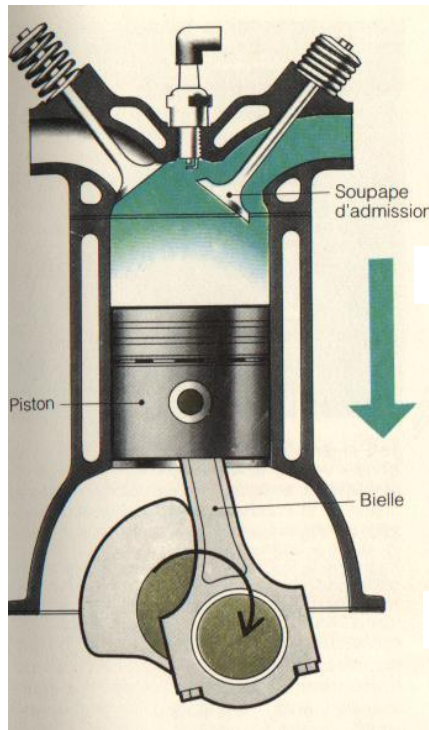
2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé) → cf. exercices



2.5. Quelques cycles thermodynamique

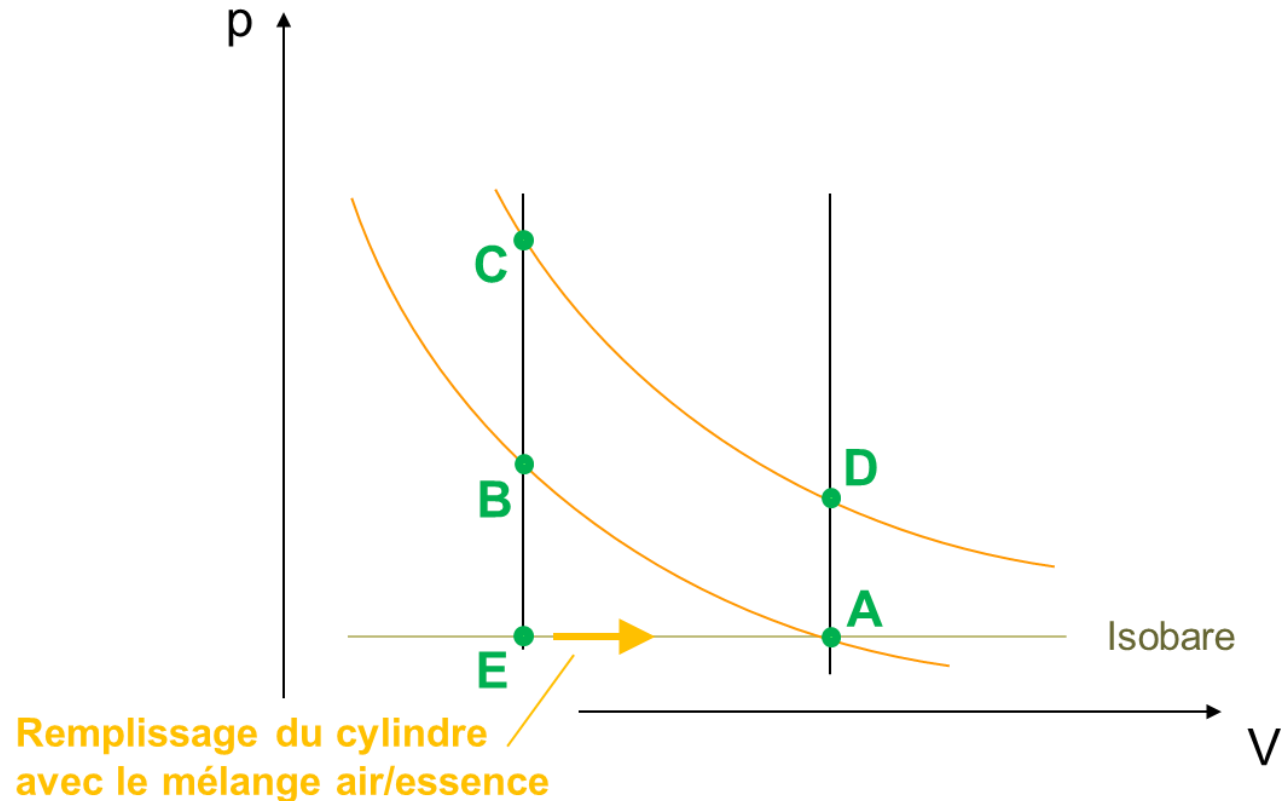
2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé) → cf. exercices

1^{er} temps



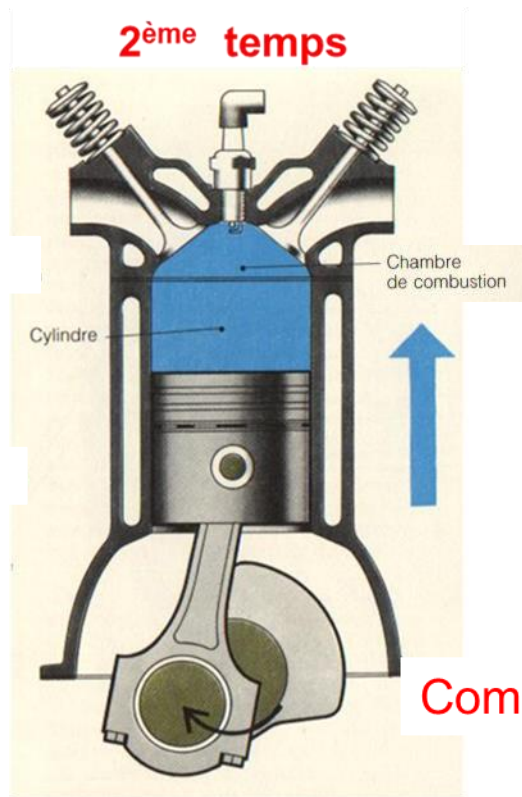
Remplissage du cylindre avec le mélange air/essence

$E \rightarrow A$



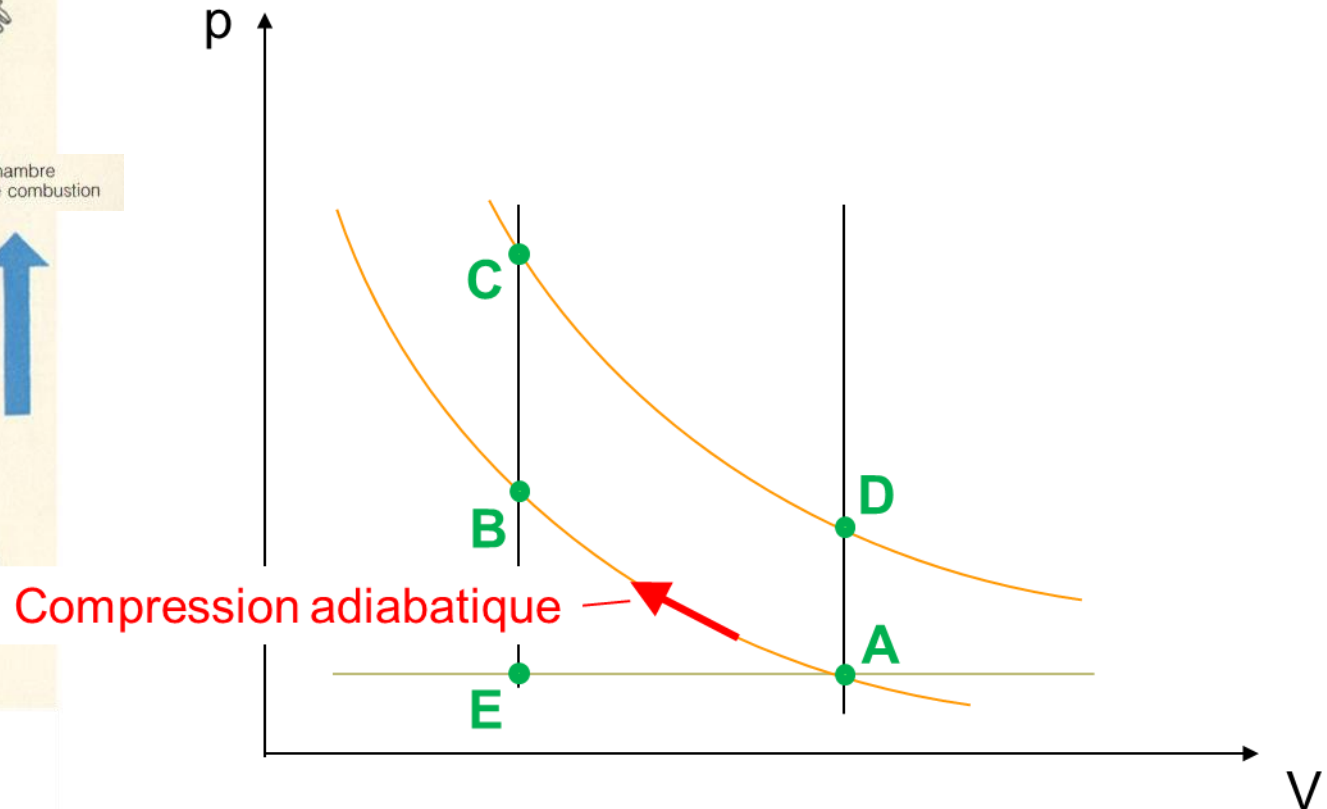
2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé) → cf. exercices



Compression
adiabatique

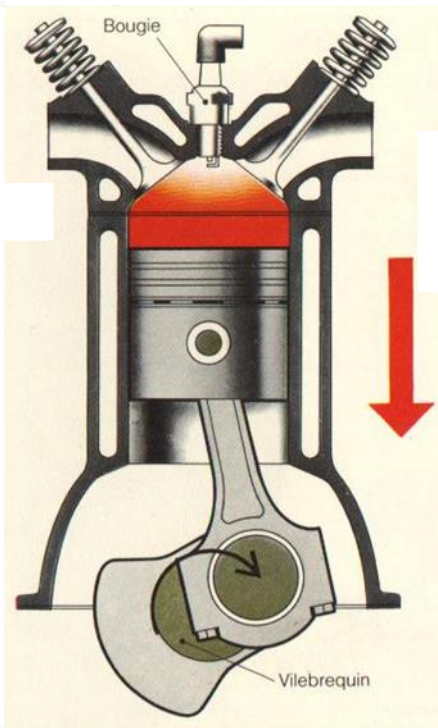
A → B



2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé) → cf. exercices

3^{ème} temps

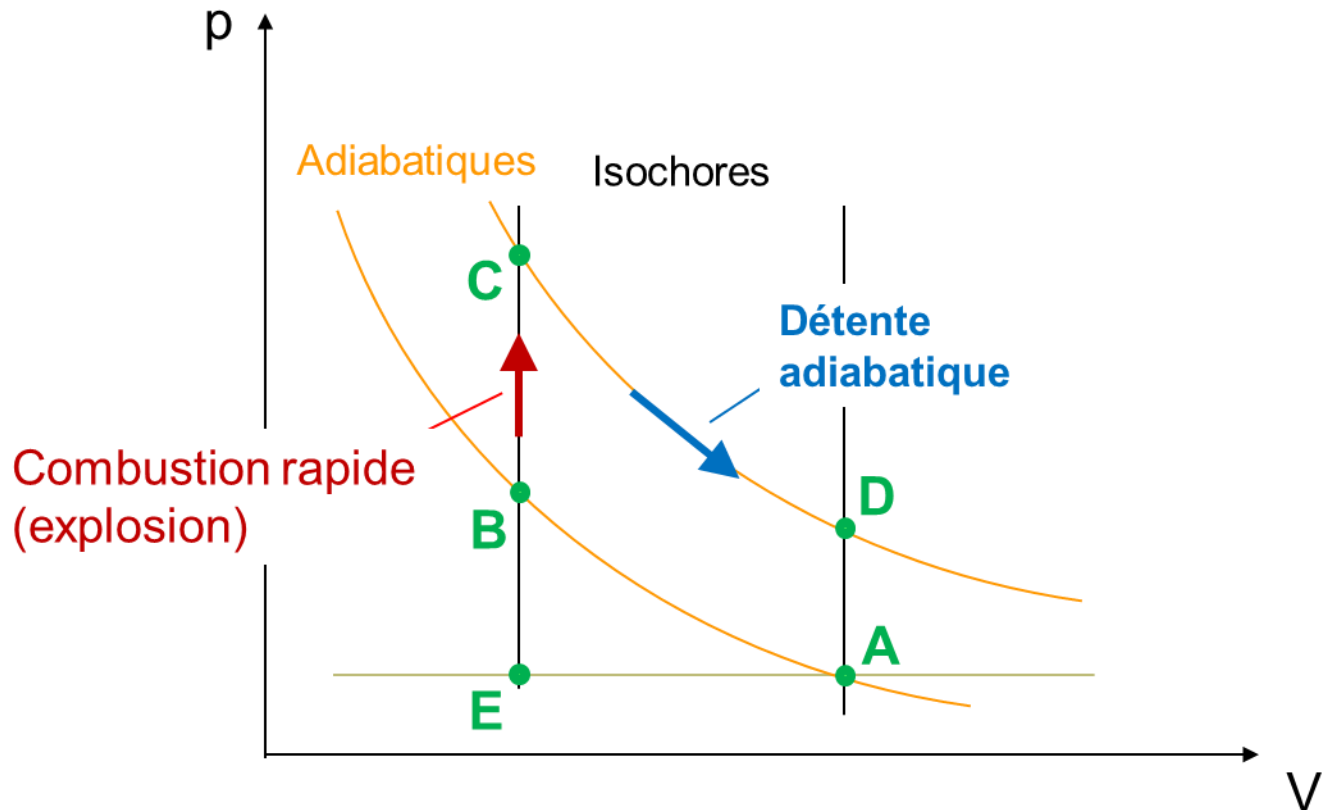


Combustion

$B \rightarrow C$

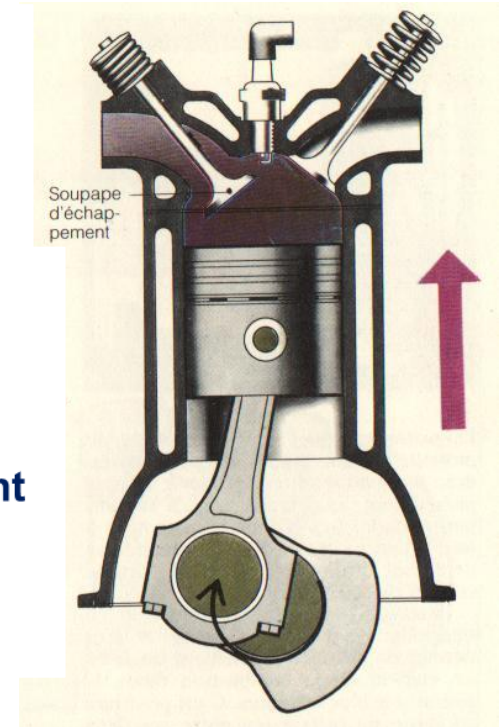
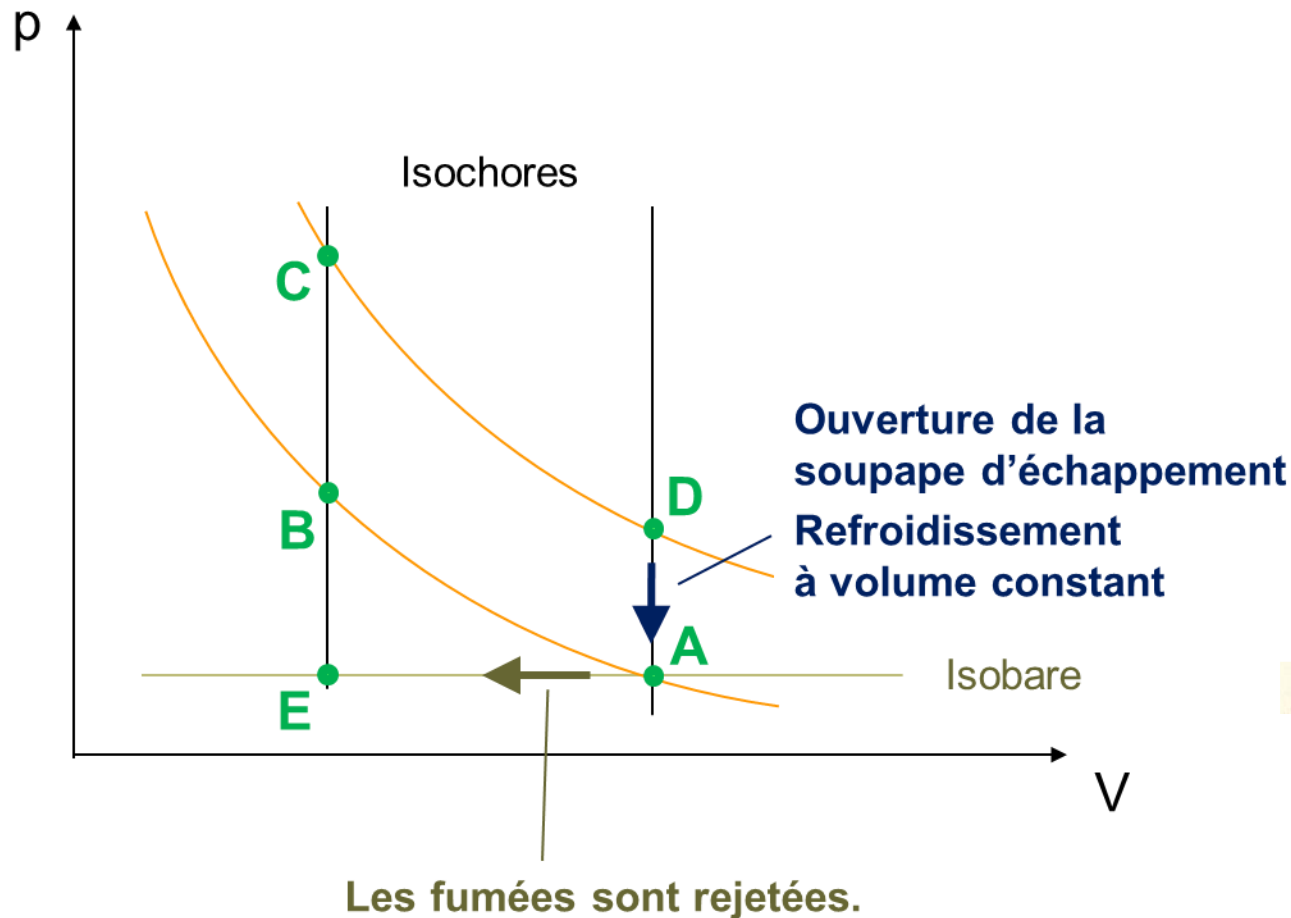
+ Détente
adiabatique

$C \rightarrow D$



2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.7 Cycle de Beau de Rochas (moteurs à allumage commandé) → cf. exercices 4^{ème} temps



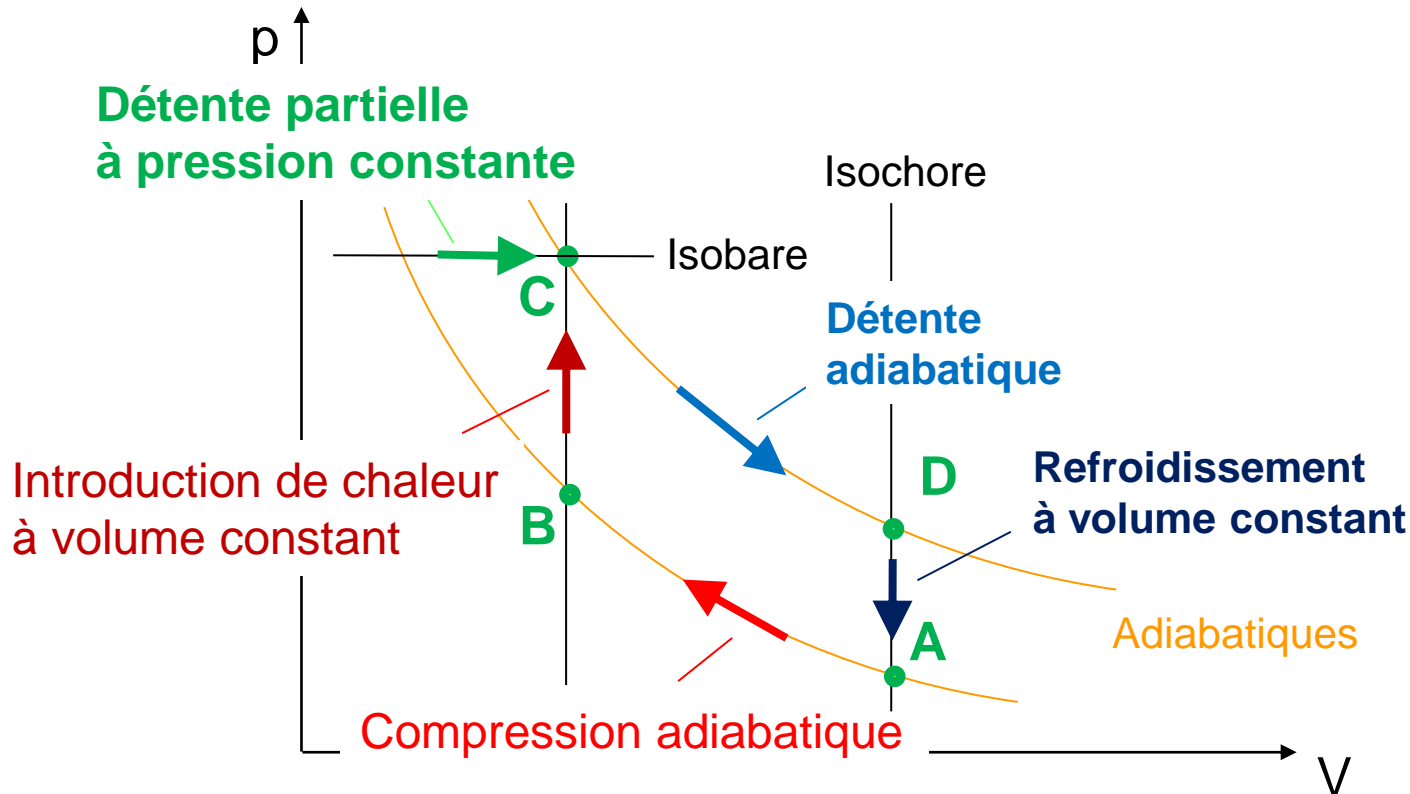
Ouverture de la soupape d'échappement

D → A

+ Les fumées sont rejetées
 $A \rightarrow E$

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.8 Cycle de Diesel (moteurs à auto-allumage) → cf. exercices

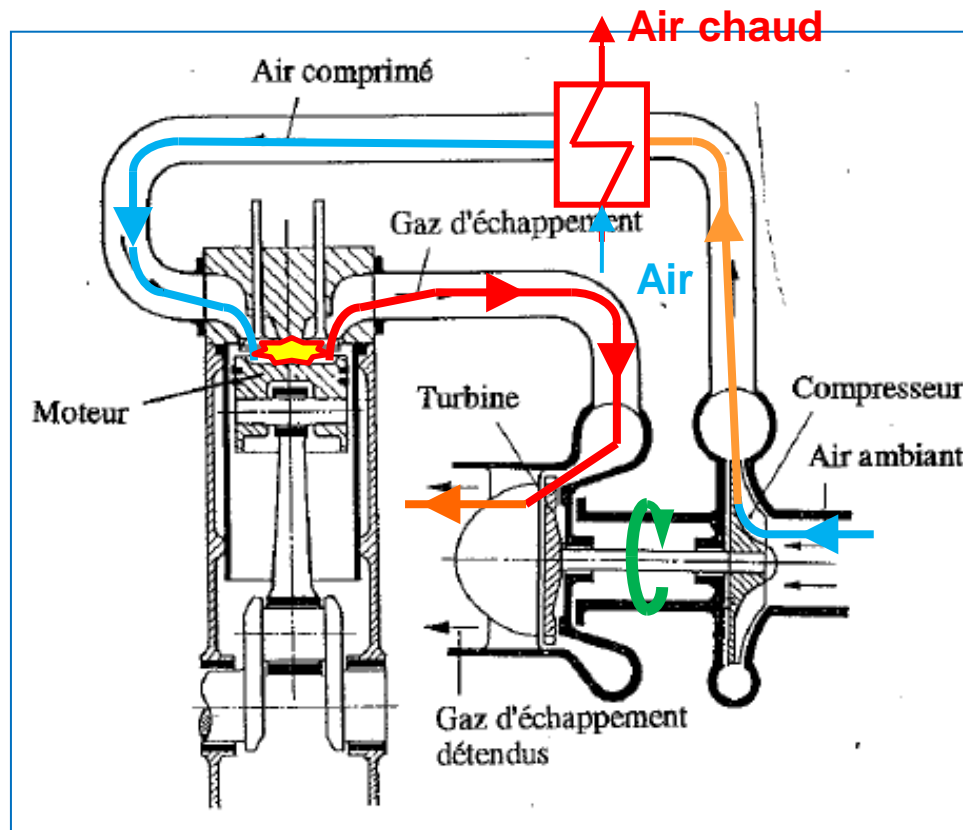


Le **cycle de Diesel** diffère du cycle de **Beau de Rochas** en 2 points ([voir l'exercice](#)) :

- Au départ, **seul l'air est introduit dans le cylindre** → la compression de A vers B peut donc être beaucoup plus importante, sans auto-inflammation du mélange air-essence.
- Le carburant est injecté en B, **cela prend du temps et la combustion devient isobare** → le piston descend dans le cylindre pendant cette phase de combustion.

2.5. Quelques cycles thermodynamique

2.5.9 Suralimentation sur les moteurs Diesel et essence



Le principe de la **suralimentation** consiste à utiliser l'**énergie cinétique** des gaz d'échappement pour **compresser les gaz frais dans le cylindre** → cela améliore le **rendement volumétrique** du moteur et permet de **diminuer sa cylindrée**, donc les **frottements**. Cela limite également les **pertes par pompage**, particulièrement importantes dans les moteurs Diesel.

2.6. Remarques

Vous **devez** être capables de **refaire sans vous tromper** **tous** les exercices qui accompagnent ce chapitre, c'est-à-dire :

1. Les calculs élémentaires de puissance.
2. Le remplissage isotherme de la bouteille pour le calcul du travail des forces de pression (assez déroutant)... et de la chaleur échangée.
3. Les échanges de chaleur à pression constante ou à volume constant.
4. Les exercices sur la chaleur latente.
5. Les premiers exercices d'application de l'énergie interne.
6. ... y compris dans le cas d'une puissance.
7. Le calcul du rapport volumétrique d'un moteur diesel (et du travail de compression).
8. Le calcul du rendement de Carnot.

Les corrections sont disponibles sur Arche et/ou ont été données en cours.