

Chapitre 0 et 1 :
Les modèles de systèmes thermoélastiques parfaits :

<p> Gaz parfait</p> <p>Avec P exprimée en Pa, V en m^3, T en K, n en mol et R, appelée constante des gaz parfaits en $J.K^{-1}.mol^{-1}$ et avec $R = 8.314 J.K^{-1}.mol^{-1}$</p> <p>$U$ (Énergie interne microscopique) Avec C_v capacité thermique à volume constant en $J.K^{-1}$</p> <p>On définit l'enthalpie (fonction d'état) $H = U + PV$</p> <p>Avec C_p capacité thermique à pression constante en $J.K^{-1}$</p> <p>On pose $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ d'où $C_p = \frac{nR}{\gamma-1}$ et $C_v = \frac{nR}{\gamma-1}$</p>	<p>Solide, liquide = phase condensée idéale</p> <p>Où V_m est le volume molaire en $m^3.mol^{-1}$</p>
<p>$PV = nRT$</p> <p>$\Delta U = \Delta E_{microscopique} = C_v \Delta T$</p> <p>$\Delta H = (C_p + nR) \Delta T = C_p \Delta T$</p> <p>$\Delta H = (C_p + nR) \Delta T = C_p \Delta T$</p>	<p>$P_m = nRT_m / V_m$</p> <p>$\Delta U = \Delta E_{microscopique} = C_v \Delta T$</p> <p>$\Delta H = C_p \Delta T$</p>

Les modèles de transformations :

- Equilibre thermomécanique avec l'extérieur : $P = P_{ext}$ et $T = T_{ext}$
- Transformation quasi-statique : suite d'états d'équilibre
- Transformation réversible : quasi-statique + sans frottement
- Transformation isotherme $T = Cte$: quasi-statique + monotherme (rév. si pas frottement)
- Transformation mécaniquement réversible : $P = P_{ext}$ pas frottement
- Transformation isobare $P = Cte$: méca. rev. + monobare
- Transformation adiabatique + mec. rev. = réversible (si en + GP : $PV^\gamma = Cte$)

Chapitre 2 et 3 :
Le travail des forces de pression extérieure : $W = \int_{transfo} \vec{F}_P \cdot d\vec{OM}$

Dans le cas d'un piston, en l'absence de frottement solide, W est intégralement transmis au fluide :

Le travail d'admission pendant dt est : $\delta W_a = \vec{f}_p \cdot d\vec{OM} = P_{ext} S \vec{u}_z \cdot \delta z_e \vec{u}_z$
 $\delta W_a = P_{ext} dV$

Le travail de refoulement pendant dt est : $\delta W_r = \vec{f}_p \cdot d\vec{OM} = -P_{ext} S \vec{u}_z \cdot \delta z_e \vec{u}_z$
 $\delta W_r = -P_{ext} dV$

Le travail indiqué : C'est le travail mis en jeu par les parties mobiles des machines rencontrées

Chapitre 4.8 :
Transfert thermique par conduction

Le vecteur densité de flux thermique $\vec{j}_{th} (W.m^{-2})$ permet de définir la puissance thermique P_{th} traversant une surface S : $P_{th} = \int_S \vec{j}_{th} \cdot d\vec{S}$

Loi de Fourier : $\vec{j}_{th} = -\lambda \text{grad} T$ avec $\lambda (W.K^{-1}.m^{-1})$ conductivité thermique

Bilan enthalpique (ou d'énergie interne) d'une phase condensée idéale, de volume $dV = S dx$, de masse volumique ρ de capacité thermique c , de conductivité thermique λ :

$dH(M, t + dt) - dH(M, t) = \delta Q$

$\frac{\partial H}{\partial t} dt = P_{th,dt} = (P_{th,e} + P_{th,s}) dt = (P_{th,e} - |P_{th,s}|) dt$

$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV dt = (\int_{th}(\vec{u}, t) d\vec{S}_{z,ent} + \int_{th}(\vec{u} + dx, t) d\vec{S}_{z,ext}) dt$

$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV dt = -\frac{\partial j_{th}}{\partial x} S dx dt = -\frac{\partial j_{th}}{\partial x} dV dt$

$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ → analyse dimensionnelle : $\frac{\lambda}{\rho c} \frac{T}{L^2} \rightarrow L = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho c} \Delta t}$

En régime stationnaire : $\Delta T = R_{th} P_{th}$ ($P_{th} = \int_{th} \vec{j}_{th} \cdot d\vec{S} \rightarrow P_{th}(\vec{j}_{th}) \rightarrow R_{th}$)
 $\vec{j}_{th} = -\lambda \text{grad} T \rightarrow j_{th}(\Delta T)$

Transfert conducto-convectif :
 Loi de Newton : $\vec{j}_{th} = h(T_{surface} - T_{fluide})$ avec $h (W.m^{-2}.K^{-1})$

Enthalpie de réaction :
 Un avancement ξ (mol) d'une réaction se déroulant de manière monobare à la pression standard $P^0 = 1 \text{ bar}$ s'accompagne d'un transfert thermique $Q = \xi \Delta_r H^0(T)$ où $\Delta_r H^0 (J.mol^{-1})$ est l'enthalpie molaire standard de la réaction.

On calcule $\Delta_r H^0(T)$ à partir de la loi de Hess : $\Delta_r H^0(T) = \sum_i \nu_i \Delta_f H^0(T)$ où $\Delta_f H^0(T)$ est l'enthalpie de formation du constituant i et ν_i est le coefficient stœchiométrique algébrisé associé

Avec : $\Delta_f H^0_{corps}$ simple dans son état standard de référence à $T(T) = 0$

Changement d'état : Un changement d'état isobare est isotherme :
 $\Delta_{sol} H = -\Delta_{sol} H > 0; \Delta_{fus} H = -\Delta_{sol} H > 0; \Delta_{vap} H = -\Delta_{sol} H > 0$

Chapitre 2 :
1° principe des systèmes fermés : principe de conservation de l'énergie

Pour un système thermoélastique dans un réacteur immobile, l'énergie interne U (fonction d'état) recense toutes les formes d'énergie pouvant varier et $\Delta U = W + Q$ ou $\Delta U = \delta W + \delta Q$

- Pour une transformation isochore : $\Delta U = Q$
- Pour une transformation isobare (ou monobare et sans frottement) : $\Delta H = Q$

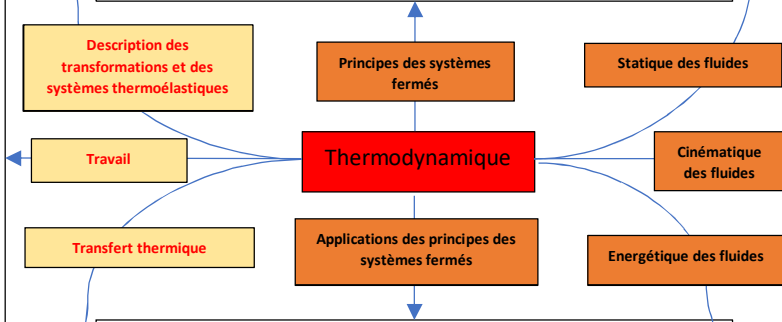
2° principe des systèmes fermés : principe d'évolution

Pour un système fermé, il existe une fonction d'état, appelée entropie et notée S en J/K , telle que : $\Delta S = S_{microscopique} + S_{échange}$

- $S_{échange} = \int \frac{\delta Q}{T_{ext}}$ où δQ est la chaleur échangée avec l'extérieur de température T_{ext} à travers la frontière qui délimite le système.
- Si $S_{créée} > 0$, la transformation est possible et irréversible
- Si $S_{créée} = 0$ la transformation est possible et réversible
- Si $S_{créée} < 0$ la transformation est impossible

Identités thermodynamiques :
 Pour toutes transformations élémentaires, on a :
 $dU = TdS - PdV$ $dH = TdS + VdP$

	Gaz parfait	Phase condensée idéale
Variation d'entropie	$\Delta S = C_v \ln \frac{T_f}{T_i} + nR \ln \frac{V_f}{V_i}$ $\Delta S = C_p \ln \frac{T_f}{T_i} - nR \ln \frac{P_f}{P_i}$	$\Delta S = C \ln \frac{T_f}{T_i}$



Chapitre 0,1,2
Transformations en piston

	Isochore Monotherme	Isobare Monotherme	Isotherme	Adiabatique Mécaniquement réversible
Travail	$W = 0$	$W = -P \Delta V$	$W = -nRT \ln \frac{V_f}{V_i}$	$W = \Delta U$
Energie interne	$\Delta U = C_v \Delta T$	$\Delta U = C_p \Delta T$	$\Delta U = 0$	$\Delta U = C_v \Delta T$
Chaleur	$Q = C_v \Delta T$	$Q = C_p \Delta T$	$Q = nRT \ln \frac{V_f}{V_i}$	$Q = 0$
Entropie	$\Delta S = C_v \ln \frac{T_f}{T_i}$	$\Delta S = C_p \ln \frac{T_f}{T_i}$	$\Delta S = nR \ln \frac{V_f}{V_i}$	$\Delta S = 0$
Entropie échangée	$S_e = \frac{C_v \Delta T}{T_f}$	$S_e = \frac{C_p \Delta T}{T_f}$	$S_e = nR \ln \frac{V_f}{V_i}$	$S_e = 0$
Entropie créée	$S_c = C_v \ln \frac{T_f}{T_i} - \frac{C_p \Delta T}{T_f} > 0$	$S_c = C_p \ln \frac{T_f}{T_i} - \frac{C_p \Delta T}{T_f} > 0$	$S_c = 0$	$S_c = 0$

Machine cyclique diatherme
 Au contact de deux thermostats (aux températures constantes T_c et T_p), le premier principe devient, pour une transformation cyclique : $\Delta U = W + Q_c + Q_p = 0$

Le second principe : $\Delta S = \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_p}{T_p} + S_{créée} = 0$ soit $\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_p}{T_p} \leq 0$

- Pour une machine diatherme, le rendement est donné par : $r = -\frac{W}{Q_c}$. En utilisant les deux principes : $r \leq 1 - \frac{T_p}{T_c}$
- Pour une machine frigorifique : $e = \frac{Q_c}{W} \leq \frac{T_p}{T_c - T_p}$
- Pour une pompe à chaleur : $e = -\frac{Q_c}{W} \leq \frac{T_c}{T_c - T_p}$

Chapitre 5 :
Pression et force pressante surfacique

Un fluide à la pression $P(M)$ en un point M d'une surface exerce une force pressante $\vec{F}_P = P(M) d\vec{S}$

Force pressante volumique
 Un bilan de force sur un élément mésoscopique aboutit à une force pressante volumique : $\vec{F}_P = -\text{grad} P dV$

Opérateur gradient : $dP = \text{grad} P \cdot d\vec{OM}$

Norme	Direction	Sens
Taux de variation spatiale de $P(M)$	Perpendiculaire aux isobares	Dirigé vers les pressions croissantes

Loi de la statique des fluides
 Dans un fluide au repos, de masse volumique $\rho(M)$ étudié en référentiel Galiléen avec \vec{g} champ de pesanteur terrestre : $\text{grad} P(M) = -\rho(M) \vec{g}$

Poussée d'Archimède
 Cette force représente la résultante des forces de pression. Un volume V_i immergé d'un solide dans un fluide de masse volumique ρ subit la poussée : $\vec{F}_A = -\rho V_i \vec{g}$

Chapitre 6 :
Les débits :

- Le débit volumique $D_v (m^3.s^{-1})$ est le flux du champ des vitesses : $D_v = \int_S \vec{v} \cdot d\vec{S}$
- Le débit massique $D_m (kg.s^{-1})$ est le flux du vecteur densité de flux de masse $\vec{j} (kg.s^{-1}.m^{-2})$ avec $\vec{j} = \rho \vec{v}$: $D_m = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$

Equation de conservation de la masse :

$\frac{dm(M, t + dt) - dm(M, t)}{dt} = (D_{m,e} + D_{m,s}) dt$

$\frac{\partial m}{\partial t} dt = (\int(x, t) d\vec{S}_{z,ent} + \int(x + dx, t) d\vec{S}_{z,ext}) dt$

$\frac{\partial \rho}{\partial t} dV dt = -\frac{\partial j}{\partial x} S dx dt = -\text{div} j dV dt$

$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div} \vec{v}$

En régime stationnaire : $\text{div} \vec{v} = 0 \rightarrow D_m = Cte$ et si fluide incompressible $\text{div} \vec{v} = 0 \rightarrow D_v = Cte$

Chapitre 3-4-6-7 :
1° principe des systèmes en écoulement stationnaire dans une conduite

On considère le système fermé qui :
 - A t est compris entre les sections AB et $S_1 S_2$
 - A $t + dt$ est compris entre les sections $E_1 E_2$ et CD

On applique le 1° principe des systèmes fermés : $dE = dE_c + dE_p + dU = P_1 \delta V_1 - P_2 \delta V_2 + \delta W_1 + \delta Q$

Avec l'hypothèse stationnaire $\delta m_s = \delta m_e = \delta m$: $\Delta_s(u + e_c + e_p) = -\Delta_s(Pv) + \delta w_1 + \delta q$

$\Delta_s(\frac{1}{2} u^2 + e_c + e_p) = P_1 + P_2$

Diagrammes thermodynamiques
 L'agent thermique circule à travers des compresseurs, détendeurs, condenseurs et évaporateurs : chaque organe est un système ouvert et le fluide décrit un cycle

Règle des moments :

$x_g = \frac{LM}{LG}$
 $x_i = \frac{MG}{LG}$

Hypothèses mécaniques

- Fluide incompressible $dV = 0$
- Fluide parfait (aucun phénomène de diffusion) : $Q = 0, S_c = 0, S_e = 0$
- $dU = TdS - PdV = 0$ soit $dT = 0$ donc $\Delta_s h = \Delta_s u + \Delta_s P v = v \Delta_s P = \frac{\Delta_s P}{\rho}$

Relations de Bernoulli
 Avec une machine : $D_m \Delta_s (\frac{1}{2} u^2 + e_c + e_p) = W$

Sans machine : $\Delta_s (\frac{1}{2} u^2 + e_c + e_p) = 0$

Sans machine mais en prenant en compte la viscosité (travail massique w_f) : $\Delta_s (\frac{1}{2} u^2 + e_c + e_p) = w_f$