

MP Hoche 2013/2014	Résumé	Thermodynamique de SUP
	Définitions	Commentaires
Un fluide est un milieu continu qui peut s'écouler.	Deux états fluides : l'état gazeux et l'état liquide.	Le gaz est compressible alors que le liquide ne l'est pas (ce qui se traduit par une masse volumique constante).
Pression dans un fluide	$d\vec{F} = -P(M)\vec{n}dS$	La pression est un scalaire positif, l'unité de pression dans le système international est le pascal (Pa).
	Les forces de pression s'exerçant sur un volume $d\tau$ peuvent s'écrire sous la forme : $d\vec{F} = -\vec{\text{grad}}P d\tau$	Les forces de pression sont équivalentes à une distribution volumique de forces.
	Si l'on fait abstraction des phénomènes de tension superficielle, la pression est continue à l'interface entre deux fluides	La surface libre d'un liquide est une isobare (surface de pression uniforme).
Relation fondamentale de la statique des fluides	$-\vec{\text{grad}}P + \vec{f}_{\text{vol}} = \vec{0}$	$\vec{f}_{\text{vol}}$ sont les forces volumiques. En référentiel non galiléen, on doit tenir compte des forces volumiques d'inertie d'entraînement qui s'écrivent $-\mu\vec{a}_e$
	Fluide au repos dans le champ de pesanteur : $\vec{\text{grad}}P = \mu\vec{g}$	Dans un fluide au repos dans le champ de pesanteur, la pression est uniforme dans tout plan horizontal.
Théorème d'Archimède	La résultante des forces de pression exercées par un fluide <i>au repos</i> sur un corps est égale à une force unique, appelée <i>poussée d'Archimède</i> égale à l'opposé du poids du volume liquide déplacé par le corps.	Le volume de fluide déplacé est égal au volume du corps immergé dans le fluide. La poussée d'Archimède est <i>toujours</i> orientée vers le haut, dans le sens opposé à l'accélération de la pesanteur. La poussée d'Archimède s'applique au centre de masse du liquide déplacé, que l'on appelle centre de poussée.
Système thermodynamique	C'est l'ensemble des corps situés à l'intérieur d'une frontière.	Que la frontière soit réelle ou imaginaire, ce sont ses propriétés (rigide ou déformable, imperméable à tel ou tel transfert) qui vont conditionner la nature des transformations subies par un système thermodynamique. Les échanges du système thermodynamique avec ce qui constitue son milieu extérieur se font à travers sa frontière.
Système ouvert, fermé et isolé	Un système ouvert peut échanger de la matière, et donc de l'énergie, avec l'extérieur. Un système fermé ne peut pas échanger de matière avec l'extérieur : sa masse est constante. Un système isolé ne peut échanger ni matière ni énergie avec l'extérieur.	
Variable d'état, équation d'état	L'état d'équilibre d'un système est défini par l'ensemble de ses caractéristiques à l'échelle macroscopique, décrites par un ensemble fini et réduit de variables appelées <i>variables d'état</i> . Toute relation liant les variables d'état d'un système à l'équilibre thermodynamique est appelée <i>équation d'état</i> . Pour le gaz parfait : $PV = nRT$	
Grandeurs extensives et intensives	Les <i>grandeurs extensives</i> sont relatives au système entier et sont additives lors de la réunion de deux systèmes disjoints. Les <i>grandeurs intensives</i> sont définies en un point d'un système et sont indépendantes de la quantité de matière.	Exemples de grandeurs extensives : masse, volume, quantité de matière, charge électrique, énergie. Exemples de grandeurs intensives : pression, température, masse volumique, concentration, potentiel électrostatique.
Bilans de grandeurs extensives	Pour une grandeur extensive quelconque, notée X , sa variation peut se mettre sous la forme : $\Delta X = X_{\text{ech}} + X_{\text{prod}}$	X_{ech} correspond aux <i>échanges</i> de X à travers la frontière du système. Par convention, on compte positivement ce qui est effectivement <i>reçu</i> par le système. X_{prod} correspond à la production de X au sein-même du système. Sous forme différentielle : $dX = \delta X_{\text{ech}} + \delta X_{\text{prod}}$. Une grandeur extensive est dite conservative si le terme de production X_{prod} est nul en toute circonstance.

Coefficients thermoélastiques	Coefficient de dilatation isobare : $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$ Coefficient de compressibilité isotherme : $\chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$ $\beta = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{V_{\text{hors prog MP}}}$	Ces coefficients peuvent être mesurés expérimentalement. Leur connaissance permet d'obtenir une expression approchée de l'équation d'état du fluide au voisinage d'un état d'équilibre du fluide.
Transformation thermodynamique	Une transformation thermodynamique est l'évolution d'un système entre une état d'équilibre <i>initial</i> et un état d'équilibre <i>final</i> , en suivant un certain <i>chemin</i> .	C'est une modification des contraintes extérieures qui s'exercent sur le système, qui le pousse à évoluer.
Transformation quasistatique	Une évolution est <i>quasistatique</i> si, à chaque instant, les paramètres intensifs du système sont uniformes.	Une transformation infinitésimale est quasistatique. Une transformation quasistatique est une suite d'évolutions infinitésimales. Une transformation quasistatique est une évolution <i>suffisamment lente</i> pour que le système puisse à chaque instant atteindre un état où ses paramètres intensifs sont uniformes (état d'équilibre <i>interne</i>). Autrement dit, une transformation est quasistatique si la durée de cette évolution est largement supérieure aux temps caractéristiques de relaxation des paramètres intensifs.
Transformation réversible	Une transformation <i>réversible</i> est une transformation quasistatique telle qu'à chaque instant, le système soit en équilibre avec le milieu extérieur.	Une transformation réversible est un cas limite idéal. Une transformation quasistatique est réversible s'il est possible d'en inverser le cours par une modification infiniment petite des contraintes extérieures.
Transformations particulières	<i>Isotherme</i> : la température du système reste constante. <i>Isobare</i> : la pression du système reste constante. <i>Isochore</i> : le volume du système reste constant. <i>Adiabatique</i> : le système ne reçoit aucun transfert thermique de l'extérieur. <i>Monotherme</i> : la température du milieu extérieur reste constante. <i>Monobare</i> : la pression du milieu extérieur reste constante.	Attention ! Une erreur classique est de confondre les transformations isotherme et adiabatique. Pour qu'une transformation soit isotherme, il est nécessaire que le système puisse échanger de l'énergie sous forme thermique avec l'extérieur afin de garder sa température constante.
Energie interne	$U = E_{\text{micro}} + E_{\text{pint}}$	À distinguer de l'énergie mécanique : $E_m = E_{\text{macro}} + E_{\text{pint}} + E_{\text{pext}}$
Premier principe	Pour tout système thermodynamique, on postule l'existence d'une <i>fonction d'état</i>, <i>extensive</i>, appelée <i>énergie interne</i> et notée U telle que sa variation entre deux états d'équilibre vérifie la relation : $\Delta U + \Delta E_{\text{macro}} + \Delta E_{\text{pext}} = W + Q$	Dans le cas d'un système macroscopique au repos, et d'énergie potentielle constante, le bilan énergétique se réduit à : $\Delta U = W + Q$ L'énergie totale d'un système est une grandeur conservative : elle ne varie que par échanges avec l'extérieur. Le travail W et le transfert thermique Q sont les deux modes d'échange d'énergie. L'énergie totale d'un système ne saurait être produite. On dit souvent que le premier principe est un <i>principe de conservation</i> de l'énergie totale.
Quelques propriétés	L'énergie interne U est <i>par définition</i> une <i>fonction d'état</i>. Sa variation est donc indépendante du chemin suivi. Une transformation est dite <i>cyclique</i> si l'état final est le même que l'état initial. Au cours d'une transformation cyclique, la variation d'énergie interne est nulle. Pour une transformation infinitésimale, le bilan d'énergie se met sous la forme : $dU + dE_{\text{macro}} + dE_{\text{pext}} = \delta W + \delta Q$	Attention, W et Q dépendent, eux, du chemin suivi !
Travail des forces de pression	Par définition : $W = - \int P_{\text{ext}} dV$ Lorsque la transformation est réversible : $P = P_{\text{ext}} \quad W = - \int P dV$ à tout instant et	P_{ext} correspond à la pression que le milieu extérieur exerce sur la frontière (déformable) du système. Attention, pour calculer W, il faut savoir comment P_{ext} ou P dépend de V : il faut donc connaître la nature de la transformation, soit le chemin suivi.
Enthalpie	$H = U + PV$	L'enthalpie est une fonction d'état. Elle est homogène à une énergie et s'exprime en joules dans le système international.

Premier principe pour un écoulement permanent	Lorsqu'un fluide est en écoulement permanent à travers un élément d'une machine, on peut écrire le bilan énergétique suivant : $\Delta H + \Delta E_{c\text{macro}} + \Delta E_{p\text{ext}} = W' + Q$	W' est le travail <i>utile</i> ou <i>indiqué</i>. Il représente tous les travaux à l'exception du travail des forces de pression nécessaire à l'admission et au refoulement du fluide dans l'élément considéré. Bien souvent, le travail utile est le travail reçu de la part des parties mobiles de la machine traversée.
Changement d'état	On appelle <i>chaleur latente</i> de changement d'état ou encore <i>enthalpie massique</i> de changement d'état, l'énergie à apporter sous forme thermique à l'unité de masse d'un corps pur pour le faire totalement changer d'état à température et pression constante.	Le bilan énergétique associé à un changement d'état s'écrit : $\Delta H = m\ell$ où ℓ est la <i>chaleur latente</i> de changement d'état.
Diagramme de Clapeyron	Il s'agit d'une représentation des transformations subies par le système dans un système d'axes : pression P et volume massique v.	L'aire d'un cycle en diagramme de Clapeyron est W_{cycle}. Lorsque le cycle est parcouru dans le sens horaire, W_{cycle} est négatif.
Capacités thermiques	Capacité thermique à volume constant : $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$ Capacité thermique à pression constante : $C_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P$	La capacité thermique s'exprime en $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$. C'est une grandeur extensive. Les capacités thermiques molaires et massiques, notées respectivement C_{Vm} et c_V (ou C_{Pm} et c_P), sont intensives. Pour une phase condensée, $C_V \approx C_P \approx C$, capacité thermique.
Relation de Mayer	Pour n moles de gaz parfait : $C_P - C_V = nR$.	
Coefficient isentropique du gaz parfait	$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$	Pour un gaz parfait monoatomique $\gamma = \frac{5}{3}$ pour un gaz diatomique $\gamma = \frac{7}{5} = 1,40$ On peut montrer pour un gaz parfait : $C_{Vm} = \frac{R}{\gamma - 1} \quad \text{et} \quad C_{Pm} = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$
Lois de Joule	<i>Première loi de Joule</i> : l'énergie interne du système ne dépend que de sa température. <i>Seconde loi de Joule</i> : l'enthalpie du système ne dépend que sa température.	Le gaz parfait est le seul fluide à suivre les deux lois de Joule.
Détentes de Joule-Gay Lussac et Joule-Kelvin	La <i>détente de Joule-Gay Lussac</i> est une détente adiabatique dans le vide. Elle se fait à énergie interne constante. La <i>détente de Joule-Kelvin</i>, ou <i>Joule-Thomson</i>, est une détente adiabatique qui se réalise en régime stationnaire dans une conduite horizontale à travers un milieu poreux. Elle se fait à enthalpie constante.	Un gaz parfait subissant une détente de Joule-Gay Lussac garde une température constante. Un gaz parfait subissant une détente de Joule-Kelvin garde une température constante.
Irréversibilité	Les transformations réelles d'un système isolé ont un sens d'évolution qui correspond au sens d'évolution du temps. Filmées puis projetées à l'envers, de telles transformations apparaîtraient impossibles. De telles évolutions sont dites <i>irréversibles</i>.	Les causes d'irrégularités sont les phénomènes dissipatifs ou la non uniformité des grandeurs intensives (le système est alors loin de l'équilibre).

Second principe	Pour tout système thermodynamique, on postule l'existence d'une <i>fonction d'état</i>, appelée <i>entropie</i> et notée S, telle que sa variation entre deux états d'équilibre du système vérifie la relation : $\Delta S = S_{\text{ech}} + S_{\text{prod}}$ avec $S_{\text{ech}} = \int \frac{\delta Q}{T_s}$ et $S_{\text{prod}} \geq 0$.	Comme l'entropie est une fonction d'état, sa variation ne dépend pas du chemin suivi. Il n'en est pas de même pour les termes d'échange et de production qui dépendent, eux, du chemin suivi. * Pour une transformation cyclique, S étant une fonction d'état $\Delta S = 0$ Dans l'expression du terme d'échange $S_{\text{ech}} = \int \frac{\delta Q}{T_s}$ T_s désigne la température de la source qui fournit au système le transfert thermique δQ. * L'égalité $S_{\text{prod}} = 0$ correspond au cas limite d'une transformation réversible. * L'entropie d'un système thermiquement isolé ($S_{\text{ech}} = 0$) ne peut que croître. L'entropie d'un système peut être produite au sein du système par irréversibilité, ce n'est donc pas une grandeur conservative. Souvent, on dit que le second principe est un principe d'évolution.
Identités thermodynamiques	Pour un fluide pur : $dU = TdS - PdV \quad \text{et} \quad dH = TdS + VdP$	Les identités thermodynamiques permettent d'exprimer dS et d'en déduire, par intégration, la variation d'entropie ΔS du système.
Température et pression thermodynamiques	Température thermodynamique : $T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V$ Pression thermodynamique : $P = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S$	Ces grandeurs sont définies pour un système à l'équilibre (au moins localement).
Entropie du gaz parfait	$dS = nR \left(\frac{1}{\gamma-1} \frac{dT}{T} + \frac{dV}{V} \right) \quad \text{et par intégration :}$ $S(T, V) = S(T_0, V_0) + \frac{nR}{\gamma-1} \ln \frac{T}{T_0} + nR \ln \frac{V}{V_0}$	En variables (T, P) : $dS = nR \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{dT}{T} - \frac{dP}{P} \right)$ En variables (P, V) : $dS = \frac{nR}{\gamma-1} \left(\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} \right)$
Loi de Laplace	$PV^\gamma = \text{cste}$	Hypothèses de validité : gaz parfait, γ constant, évolution adiabatique et réversible (c'est-à-dire isentropique). Dans le diagramme de Clapeyron, le rapport entre la pente d'une isentropique en un point et la pente d'une isotherme en ce même point vaut $\gamma > 1$.
Entropie d'une phase condensée	$dS = C \frac{dT}{T}$	$\Delta S = C \ln \frac{T_2}{T_1} \quad \text{si } C \text{ ne dépend pas de } T$
Variation d'entropie lors d'un changement d'état	$dS = dm \frac{\ell}{T}$	T est la température de changement d'état.
Source de chaleur ou thermostat	Une source de chaleur ou <i>thermostat</i> est un système capable d'échanger de l'énergie sous forme thermique en gardant une température constante T.	En pratique, un thermostat est un corps de capacité thermique très largement supérieure à la capacité thermique du système. D'un point de vue théorique, un <i>thermostat</i> est un réservoir d'entropie. Lorsqu'un système échange de l'entropie avec un thermostat de température T_0, $S_{\text{ech}} = \frac{Q}{T_0} \quad \text{où } Q$ l'entropie d'échange s'écrit : correspond au transfert thermique reçu du thermostat par le système.

Machine thermique	L'intérêt d'une <i>machine thermique</i> est qu'elle permet une <i>conversion d'énergie</i> . Pour assurer un fonctionnement continu en régime permanent (ou stationnaire), le fluide contenu dans la machine thermique subit des évolutions cycliques. Les transformations que subit le fluide sont liées aux échanges énergétiques entre la machine et l'extérieur.	Une machine thermique est un <i>moteur</i> si elle fournit du travail au milieu extérieur : le travail total reçu par le fluide au cours d'un cycle est alors négatif. Par opposition, on qualifie de <i>réceptrice</i> une machine thermique qui reçoit du travail. C'est le cas des machines frigorifiques, climatiseurs et autres pompes à chaleur. Les transferts thermiques d'une machine <i>ditherme</i> avec l'extérieur se font avec deux sources de chaleur : une source chaude de température T_c et une source froide de température $T_f < T_c$.
Bilan énergétique	pour un cycle $W + \sum_i Q_i = 0$	Les transferts thermiques Q_i se font avec des sources de températures T_i .
Inégalité de Clausius	$\sum_i \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$ "compatible" avec $\Delta S = S_{\text{ech}} + S_{\text{prod}} \quad \text{avec} \quad \Delta S = 0 \quad \text{et} \quad S_{\text{ech}} = \frac{Q}{T_0}$ pour chaque source de température	Il en découle qu'un moteur monotherme ne peut pas exister.
Coefficient opérationnel de performance	Le coefficient opérationnel de performance d'une machine thermique est défini comme le rapport de l'énergie utile à l'énergie coûteuse.	Pour un moteur, le coefficient opérationnel de performance est appelé <i>rendement</i> . Pour les machines réceptrices, il est appelé <i>efficacité</i> .
Théorème de Carnot	Toutes les machines dithermes réversibles ont le même coefficient opérationnel de performance qui ne dépend que des températures des sources. Les performances de la machine irréversible sont inférieures aux performances de la machine réversible.	
Cycle de Carnot	Le <i>cycle de Carnot</i> est le cycle ditherme réversible. Il est constitué (en alternance) de deux isothermes reliées par deux isentropiques (adiabatiques réversibles).	Le rendement d'un moteur de Carnot s'écrit : $\eta_C = 1 - \frac{T_f}{T_c}$ Le moteur de Carnot n'a pas d'existence réelle : sa puissance est nulle car le cycle est parcouru en une durée infinie.