

Repères chronologiques en thermodynamiqueXVIII^e siècle

- 1738 : BERNOULLI élabore un modèle de fluide constitué d'atomes et donne une interprétation cinétique de la pression en établissant la relation $P = \frac{1}{3} m n^* v^{*2}$.
- 1765 : WATT conçoit la machine à vapeur.

XIX^e siècle

- 1816 : LAPLACE énonce la loi $PV^\gamma = \text{cst}$ et établit l'expression $c = \sqrt{\gamma RT/M}$ de la célérité du son.
- 1822 : FOURIER développe une "théorie analytique de la chaleur" qui le conduit à inventer les séries de Fourier.
- 1824 : Dans ses "Réflexions sur la puissance motrice du feu", CARNOT pose les fondements de la thermodynamique, à ceci près qu'il voit la chaleur comme un fluide qu'il appelle le calorique. Il énonce le "principe de Carnot" relatif au rendement des moteurs diétheres, lequel préfigure ce que nous appelons aujourd'hui le second principe de la thermodynamique.
- 1840 : CLAPEYRON sort de l'oubli les travaux de CARNOT, étudie les fluides réels et introduit le modèle du gaz parfait.
- 1850 : MAYER, KELVIN et JOULE énoncent le premier principe de la thermodynamique, qui consacre l'abandon du "calorique" en affirmant l'équivalence du travail et de la chaleur. KELVIN et JOULE découvrent la détente qui porte leur nom et ouvrent ainsi la voie aux machines frigorifiques.
- 1860 : MAXWELL détermine la loi de répartition statistique des vitesses dans un gaz parfait, ouvrant la voie à la théorie cinétique des gaz.
- 1862 : BEAU DE ROCHAS conçoit le moteur à quatre temps.
- 1865 : Après avoir énoncé en 1850 que la chaleur ne passe pas spontanément d'un corps froid à un corps chaud, CLAUSIUS introduit le concept d'entropie.
- 1870 : BOLTZMANN donne une interprétation de l'entropie via la formule $S = k_B \ln \Omega$ et ouvre ainsi la voie à la thermodynamique statistique dont les développements, de 1900 à nos jours, chemineront de pair avec ceux de la mécanique quantique.
- 1875 : GIBBS établit les fondements de la thermodynamique chimique (fonction G, potentiel chimique, règle des phases).
- 1898 : DIESEL invente son moteur.

XX^e siècle

- 1900 : PLANCK quantifie les échanges entre le rayonnement et la matière pour interpréter le rayonnement du corps noir ; ses travaux amèneront à étudier le rayonnement comme un gaz de photons.
- 1906 : NERNST énonce le troisième principe de la thermodynamique, selon lequel l'entropie tend vers zéro lorsque la température tend vers zéro.
- 1950 : PRIGOGINE développe le concept de production d'entropie S_c créée et étudie la thermodynamique hors-équilibre.
- 1950 : SHANNON et BRILLOUIN donnent une interprétation très générale de l'entropie comme mesure de l'information manquante.

COMPLEMENTS SUR LES SYSTEMES OUVERTS OU FERMES

Rappels sur les paramètres et fonctions d'état

- Vitesse quadratique moyenne : $v^* = \sqrt{\langle v_i^2 \rangle}$
- Pression : $\vec{dF} = P \vec{dS}_{ext}$
- Relation de Bernoulli : $P = \frac{1}{3} m n^* v^{*2}$
- Energie interne : $U = \sum_i E_{c,i} + \sum_i E_{p,i}$
- Capacités thermiques : $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$, $C_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P$
- Formule de Boltzmann : $S = k_B \ln \Omega$
- Identités thermodynamiques : $dU = Tds - PdV$, $dH = Tds + VdP$
- Entropie d'un gp : $\Delta S_{1 \rightarrow 2} = \int_1^2 C_V \frac{dT}{T} + nR \ln \frac{V_2}{V_1}$ ou $\Delta S_{1 \rightarrow 2} = \int_1^2 C_P \frac{dT}{T} - nR \ln \frac{P_2}{P_1}$
- Formules de Laplace (gp) : $PV^\gamma = cst$, $TV^{\gamma-1} = cst$, $T^\gamma P^{1-\gamma} = cst$ avec $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$
- Température : $\frac{1}{2} m v^{*2} = \frac{3}{2} k_B T$
- Equation d'état du gp : $PV = nRT$
- Enthalpie : $H = U + PV$ → gp : $U = \frac{3}{2} nRT$ et $H = \frac{5}{2} nRT$
- Lois de Joule (gp) : $dU = C_V dT$, $dH = C_P dT$
- Principe de Nernst : $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$ ou 3^e principe

Premier principe

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

- E: énergie mécanique, U: énergie interne, W: travail des forces extérieures non-conservatives, Q: chaleur échangée
- Travail des forces pressantes : $\delta W = -P_{ext} dV$
- Et avec l'enthalpie : $\Delta H = W' + Q_p$ (travail utile W')

Second principe

$$dS = \delta S_e + \delta S_c \text{ avec } \delta S_e = \frac{\delta Q}{T_s} \text{ et } \delta S_c \geq 0$$

L'entropie d'un système isolé ne peut que croître ; elle est maximale à l'équilibre.

- Inégalité de Carnot-Clausius : $dS \geq \frac{\delta Q}{T_s}$ (égalité si réversible)

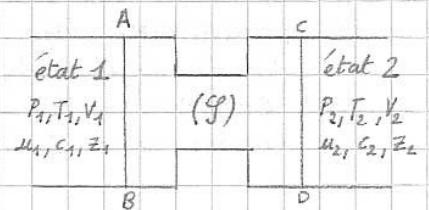
Machines thermiques

- Théorème de Kelvin : il n'existe pas de moteur cyclique monotherme
- Théorème de Clausius : aucun système décrivant une évolution cyclique ne peut réaliser un transfert thermique parfait d'une source froide à une source chaude.
- Théorème de Carnot : l'efficacité e (ou η) d'une machine thermique cyclique est inférieure à l'efficacité de Carnot e_c (ou η_{max}) qui ne dépend que des températures des sources.
→ L'efficacité de Carnot est atteinte si fonctionnement réversible ; elle est indépendante du fluide qui évolue.

Machine	Moteur thermique	Réfrigérateur	Pompe à chaleur
Signe de Q_c	$Q_c > 0$	$Q_c < 0$	$Q_c < 0$
Signe de Q_f	$Q_f < 0$	$Q_f > 0$	$Q_f > 0$
Signe de W	$W < 0$	$W > 0$	$W > 0$
Grandeur utile	W	Q_f	Q_c
Grandeur coûteuse	Q_c	W	W
Grandeur inutile gratuite	Q_f inutile	Q_c inutile	Q_f gratuite
Efficacité	$\eta = \frac{ W }{Q_c}$	$\eta = \frac{Q_f}{W}$	$\eta = \frac{ Q_c }{W}$
Efficacité max	$\eta_{max} = 1 - \frac{T_f}{T_c}$	$\eta_{max} = \frac{T_f}{T_c - T_f}$	$\eta_{max} = \frac{T_c}{T_c - T_f}$

Etude des systèmes ouverts en régime stationnaire

- Bilan de masse entrée/sortie : $dm_1 = dm_2 = dm$
- La pression dans le système est inconnue et vraisemblablement non-uniforme → nécessité de traiter séparément les contributions du fluide en amont (AB) et en aval (CD).



- Travail du fluide (amont+aval) : $\delta W_f = -dm(P_2 V_2 - P_1 V_1)$
- Premier principe (massique) : $\Delta h + \Delta e = w' + q$ où $e = gz + \frac{1}{2}c^2$ et w' travail utile massique (autre que celui des forces pressantes, turbine par ex.)
- Second principe (massique) : $\Delta s = \frac{q}{T_s} + s_c$ avec $s_c \geq 0$
- Exemple : la détente de Joule-Kelvin, isenthalpique et irréversible. ($\Delta h = 0$ et $\Delta s = s_c \geq 0$)

ENERGIE LIBRE — ENTHALPIE LIBRE

Potentiels thermodynamiques

Ce sont les fonctions Φ dépendant des paramètres d'état du système et éventuellement des contraintes extérieures, telles que lors d'une évolution du système, Φ tende à diminuer, l'équilibre thermodynamique correspondant à un minimum de Φ → origine : Gibbs puis Duhem.

- Energie utilisable: $F^* = U - T_0 S$ • Enthalpie utilisable: $G^* = U + P_0 V - T_0 S$

Ces fonctions sont des potentiels thermodynamiques dans le cas d'évolution respectivement sans travail des forces pressantes, et sans travail utile.

- Energie libre (ou énergie de Helmholtz): $F = U - TS$
Ses variations sont égales au travail récupérable (rev) ou inférieures (irrev): $\Delta F \leq W$

- Enthalpie libre (ou énergie de Gibbs): $G = H - TS$
Ses variations sont égales au travail utile (rev) ou inférieures (irrev): $\Delta G \leq W'$

Fonctions caractéristiques F et G

Leur intérêt est d'être caractéristiques d'un corps pur, on choisit le couple (T, V) ou (T, P) et non pas S.

- Identités thermodynamiques: $dF = -SdT - PdV$ $dG = -SdT + VdP$

d'où $\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -S$ $\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -P$ $\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P = -S$ $\left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T = V$

- Relations de Gibbs-Helmholtz: $U = -T^2 \left(\frac{\partial(F/T)}{\partial T}\right)_V$ et $H = -T^2 \left(\frac{\partial(G/T)}{\partial T}\right)_P$

- Coefficients thermoélastiques: $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$ $\chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$ $\beta = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V$

α : dilatation isobare χ_T : compressibilité isotherme β sans nom $\alpha = \beta P \chi_T$

- Coefficients calorimétriques: $C_V, C_P, l = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V$ $k = -T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$ ← Relations de Clapeyron

Ainsi on écrit: $dU = C_V dT + (l-p)dV$ et $dH = C_P dT + (k+V)dP$

• Les propriétés thermodynamiques d'un corps pur sont entièrement déterminées par son équation d'état et la dépendance de sa capacité thermique C_P ou C_V avec la température.

- Relation de Mayer: $C_P - C_V = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$ ($= nR$ sig.p.)

Etude thermodynamique d'un corps pur sous deux phases.

• Un système diphasé hors d'équilibre évolue dans le sens de l'appauvrissement de la phase dont l'enthalpie libre molaire est la plus élevée, jusqu'à disparition de cette phase.

• Un corps pur diphasé est en équilibre thermodynamique si l'enthalpie libre molaire a la même valeur dans ses deux phases. La condition d'équilibre crée une liaison entre la pression et la température, mais l'équilibre est insensible à la répartition de la matière entre les deux phases.

• Métastabilité: phénomène dû à l'existence d'effets de surface entre les phases, qui nécessite l'apport d'un peu d'énergie pour passer d'une phase (1) à une phase (2) → cas de la surfusion.

• Identité thermodynamique fondamentale:

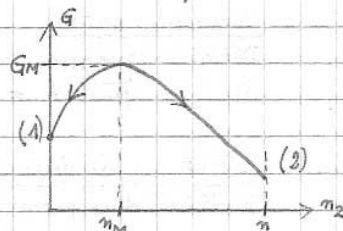
$$dG = -SdT + VdP + (G_{2m} - G_{1m}) dn_2$$

- Chaleur latente de changement d'état: $L_{m,1 \rightarrow 2} = T(S_{2m} - S_{1m})$

de sorte que $TdS = C_P dT + k dP + L_{m,1 \rightarrow 2} dn_2$

Ce coefficient est à assimiler à une variation d'enthalpie molaire: $L_{m,1 \rightarrow 2} = \Delta H_{m,1 \rightarrow 2}$

- Formule de Clapeyron: $L_{m,1 \rightarrow 2} = T(V_{2m} - V_{1m}) \frac{dP}{dT}$ (ou aussi $l_{1 \rightarrow 2}$ massique)



Utile pour les transitions de phase du premier ordre (liq → vap ou sol → liq) mais indéterminé pour celles du deuxième ordre ($\partial P / \partial T = 0/0$) telles les transitions allotropiques de solides (ex: états ferro → paramag. du fer à la température de Curie).

ELEMENTS D'ANALYSE VECTORIELLE

Gradient

C'est l'unique champ vectoriel associé au champ scalaire f tel que : $df_M = \vec{\text{grad}} f_M \cdot d\vec{M}$
 Les surfaces d'équation $f(M) = \text{cst}$ sont orthogonales aux lignes de champ de $\vec{\text{grad}} f$.

• On dit que le champ vectoriel $\vec{e}(M)$ dérive d'un potentiel scalaire $f(M)$ si $\vec{e}(M) = -\vec{\text{grad}} f(M)$

• Expressions :

CARTESIENNES • $\vec{\text{grad}} f = \frac{\partial f}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial f}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial f}{\partial z} \hat{z}$

CYLINDRIQUES • $\vec{\text{grad}} f = \frac{\partial f}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{\partial f}{\partial z} \hat{z}$

SPHERIQUES • $\vec{\text{grad}} f = \frac{\partial f}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \phi} \hat{\phi}$

Divergence

Champ scalaire défini par le théorème d'Ostrogradski : $\oint_{(\Sigma)} \vec{a} \cdot d\vec{S}_{\text{ext}} = \iiint_{(\Omega)} \text{div } \vec{a} \, d\tau$

• Expressions :

CARTESIENNES • $\text{div } \vec{a} = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z}$

CYLINDRIQUES • $\text{div } \vec{a} = \frac{1}{r} \frac{\partial(r a_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial a_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial a_z}{\partial z}$

SPHERIQUES • $\text{div } \vec{a} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 a_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(a_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial a_\phi}{\partial \phi}$

Rotationnel

Champ vectoriel défini par le théorème de Stokes : $\oint_{(C)} \vec{a} \cdot d\vec{l} = \iint_{(S)} \vec{\text{rot}} \vec{a} \cdot d\vec{S}$

• On dit que le champ vectoriel \vec{b} dérive d'un potentiel-vecteur \vec{a} si $\vec{b} = \vec{\text{rot}} \vec{a}$

• Expressions :

CARTESIENNES $\vec{\text{rot}} \vec{a} = \begin{vmatrix} \frac{\partial a_z}{\partial y} - \frac{\partial a_y}{\partial z} \\ \frac{\partial a_x}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial x} \\ \frac{\partial a_y}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial y} \end{vmatrix}$

CYLINDRIQUES $\vec{\text{rot}} \vec{a} = \begin{vmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial a_z}{\partial \theta} - \frac{\partial a_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial a_r}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(r a_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial a_r}{\partial \theta} \end{vmatrix}$

SPHERIQUES $\vec{\text{rot}} \vec{a} = \begin{vmatrix} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(a_\phi \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial a_\theta}{\partial \phi} \\ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial a_r}{\partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r a_\phi)}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(r a_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial a_r}{\partial \theta} \end{vmatrix}$

\vec{b} -scalaire-gradient

Opérateur vectoriel bilinéaire agissant sur \vec{a} tel que :

$d\vec{a}(M) = (dM \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{a}(M)$

Expression intrinsèque : $(\vec{b} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{a} = \vec{\text{rot}} \vec{a} (\vec{a} \wedge \vec{b}_c) + (\text{div } \vec{a}) \vec{b}_c$

CARTESIENNES : $(\vec{b} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{a}(M) = \begin{vmatrix} \vec{b} \cdot \vec{\text{grad}} a_x \\ \vec{b} \cdot \vec{\text{grad}} a_y \\ \vec{b} \cdot \vec{\text{grad}} a_z \end{vmatrix}$

Action des opérateurs sur les produits de champs

- $\vec{\text{grad}}(fg) = f \vec{\text{grad}} g + g \vec{\text{grad}} f$
- $\text{div}(f\vec{a}) = f \text{div } \vec{a} + \vec{a} \cdot \vec{\text{grad}} f$
- $\vec{\text{rot}}(f\vec{a}) = f \vec{\text{rot}} \vec{a} + \vec{\text{grad}} f \wedge \vec{a}$
- $\text{div}(\vec{a} \wedge \vec{b}) = \vec{b} \cdot \vec{\text{rot}} \vec{a} - \vec{a} \cdot \vec{\text{rot}} \vec{b}$
- $\vec{\text{rot}}(\vec{a} \wedge \vec{b}) = \text{div } \vec{b} \cdot \vec{a} - (\vec{a} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{b} - \text{div } \vec{a} \cdot \vec{b} + (\vec{b} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{a}$
- $(\vec{a} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{a} = \vec{\text{grad}}(\frac{1}{2} a^2) + \vec{\text{rot}} \vec{a} \wedge \vec{a}$

Opérateur nabla

Défini uniquement en coordonnées CARTESIENNES :

$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right) \hat{x} + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right) \hat{y} + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right) \hat{z}$

Ainsi : $\vec{\text{grad}} f = \vec{\nabla} f$; $\text{div } \vec{a} = \vec{\nabla} \cdot \vec{a}$; $\vec{\text{rot}} \vec{a} = \vec{\nabla} \wedge \vec{a}$

Opérateurs du deuxième ordre identiquement nuls

$(\vec{b}$ dérive d'un potentiel-vecteur $\Leftrightarrow \text{div } \vec{b} = 0$) et $(\vec{e}$ dérive d'un potentiel scalaire $\Leftrightarrow \vec{\text{rot}} \vec{e} = \vec{0}$) CAR :
 $\text{div}(\vec{\text{rot}} \vec{a}) = 0$ et $\vec{\text{rot}}(\vec{\text{grad}} f) = \vec{0}$

Laplacien et Laplacien-vecteur

Champ scalaire du 2^e ordre défini par :

$\Delta f = \text{div}(\vec{\text{grad}} f)$; CARTESIENNES $\Delta f = \vec{\nabla}^2 f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$

Champ vectoriel du 2^e ordre défini par :

$\Delta \vec{a} = \vec{\text{grad}}(\text{div } \vec{a}) - \vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{a})$; CARTESIENNES $\Delta \vec{a} = \begin{vmatrix} \Delta a_x \\ \Delta a_y \\ \Delta a_z \end{vmatrix}$

DIFFUSION THERMIQUE

Transferts Thermiques

- Convection thermique: transfert propre aux fluides, associé à un mouvement macroscopique dans le fluide. Ex: l'air chauffé au voisinage d'un radiateur monte et transporte de l'énergie interne.
- Rayonnement thermique: transfert qui ne nécessite aucun support matériel, les particules animées de mouvement d'agitation thermique, émettent un champ électromagnétique qui peut se propager dans le vide. Ex: rayonnement thermique du soleil à la Terre.
- Diffusion thermique: transfert dans les solides ou les fluides, sans mouvement macroscopique, mettant en jeu des chocs (fluides) ou des vibrations (solides) des particules de support.
- Vecteur densité de flux de chaleur: \vec{j}_Q (homogène à des $W \cdot m^{-2}$) tel que:

$$\delta^2 Q = \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} dt$$
 ; pour un volume infinitésimal (fermé de Σ): $\delta^2 Q = -\text{div} \vec{j}_Q d\tau dt$

Bilan d'énergie local: on se place à l'échelle mésoscopique (en pratique $\delta \approx 1 \mu m$) pour toute étude de champs scalaires non-uniformes (systèmes hors-équilibre mais proches de l'éq.)

Si on néglige convection, rayonnement, travaux utiles et autres sources d'énergie interne: $\text{div} \vec{j}_Q + \rho C_V \frac{\partial T}{\partial t} = 0$ $\rho = \frac{dm}{d\tau}$ masse vol.

Loi de Fourier $\vec{j}_Q = -\lambda \text{grad} T$ avec λ conductivité thermique ($W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$)

Le flux thermique thermique va vers les zones froides, depuis les zones chaudes à cause du signe \ominus , et il est nul si le champ de température est uniforme. (loi phénoménologique).

Dans un gaz dilué: $\lambda = \frac{1}{2} n^* k_B l^* v^*$ (avec v^* vitesse quadratique moyenne, l^* libre parcours moyen).

Equation de la chaleur $\frac{\partial T}{\partial t} = D_{th} \Delta T$ avec $D_{th} = \frac{\lambda}{\rho C_V}$ diffusivité thermique.

Cette équation traduit le fait que la diffusion thermique est un phénomène irréversible. Les phénomènes diffusifs ne sont efficaces qu'à petite échelle spatiale, et s'étouffent au cours du temps s'ils ne sont pas entretenus.

• Pseudo-onde plane progressive (OPPH*): fonctions du type $I(x,t) = \text{Re} \{ I_M \exp(j\omega t - jkx) \}$. solution de l'équation de la chaleur avec $j\omega = -k^2 D_{th}$

Analogies entre phénomènes de transport

• Densité de courant $\vec{j} = \sum_i \rho_i \vec{v}_i$ (ρ_i densité volumique de charge) et $I = \frac{dq}{dt} = \iint_{(S)} \vec{j} \cdot d\vec{S}$

• Loi d'Ohm locale: $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (σ conductivité) • Loi de Joule locale: $\frac{dP}{d\tau} = \vec{j} \cdot \vec{E}$ (puissance volum.)

• Cas général: phénomène induit par l'inhomogénéité spatiale d'un champ scalaire f tel que $\text{grad} f \neq \vec{0}$ et caractérisé par une loi de modulation de type $\vec{j}_G = -K_G \text{grad} f$ ($K_G > 0$). Le bilan de la grandeur G extensive est donnée par $\text{div} \vec{j}_G + \frac{\partial g}{\partial t} = 0$ avec $g = \frac{dG}{d\tau}$ densité volumique de G .

En régime stationnaire, \vec{j}_G est à flux conservatif: $\text{div} \vec{j}_G = 0$ et $\Delta f = 0$ (loi de Laplace)

Régimes stationnaires

Comme $\text{div} \vec{j}_G = 0$, \vec{j}_G est à flux conservatif. La résistance thermique d'un tube de courant de \vec{j}_G se définit par R_{th} : $T_1 - T_2 = R_{th} \Phi$ \leftarrow analogie \rightarrow $V_1 - V_2 = RI$ (loi d'Ohm)

• Expressions: conductance: $G_{th} = d \frac{S}{L}$. résistance $R_{th} = \frac{1}{d} \frac{L}{S}$

• On peut appliquer l'approximation des régimes quasi-stationnaires (ARQS) si le temps caractéristique d'évolution de la température est grand devant celui du régime transitoire soit: $\tau \gg L^2 / D_{th}$

THERMODYNAMIQUE II