Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 103 (1977)
Heft: 23: SIA spécial, no 5, 1977

Artikel: Quelques aspects de la thermodynamique des processus irréversibles
Autor: Giovannoni, Jean-Michel
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-73270

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Communications de la Chaire de la mécanique de la turbulence de l'EPFL et du Groupe de travail EPFL-Institut suisse de météorologie sur l'environnement atmosphérique

Quelques aspects de la thermodynamique des processus irréversibles[1]

par JEAN-MICHEL GIOVANNONI, Lausanne

Avant-propos

Fondée en 1974 par M. Jacques Vigneron de l'Université de Paris VII, l'Ecole européenne d'été d'environnement (E4) a tenu sa première session à Cargèse dans une dépendance de l'Université de Nice, et la deuxième, à l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne.

Les thèmes développés furent respectivement « Energie et environnement » et « Perturbations des équilibres naturels par les éléments en traces ».

A ces occasions, M. J.-M. Giovannoni a rédigé un rapport des sujets présentés par M. et Mme les professeurs A. Sanfeld de l'Université libre de Bruxelles, où ils collaborent de très près avec M. le professeur I. Prigogine qui vient de recevoir le prix Nobel de chimie, précisément pour ses travaux traitant de la thermodynamique des processus irréversibles.

Cette discipline fondamentale pour l'étude de l'évolution de certains phénomènes dans l'environnement atmosphérique entre dans le cadre des préoccupations du Groupe de travail EPFL-Institut suisse de météorologie.

Il nous a paru intéressant et utile d'en donner les grandes lignes dans le présent document.

Professeur Dr FRANÇOIS BAATARD
Vice-président de l'Ecole européenne
d'été d'environnement

1. Introduction

La thermodynamique des processus irréversibles apporte une contribution qui a été reconnue fondamentale pour l'étude et la compréhension des processus d'évolution apparaissant par exemple en chimie et en biologie.

Cette branche de la thermodynamique, appelée parfois thermodynamique de la vie, permet aussi d'établir des parallèles et d'apporter un éclairage nouveau sur les questions d'évolution irréversible qui jouent un rôle d'actualité dans les sciences du milieu naturel (écologie, environnement).

Par exemple, la biosphère peut être considérée comme un système composé de deux phases ouvertes, elles-mêmes comprises dans un système fermé. La première phase ouverte comprend les organismes vivants, la seconde est le milieu ambiant comprenant les populations de molécules qui sont le produit du métabolisme des êtres vivants. Les frontières du système fermé sont les limites supérieures de l'atmosphère.

Cet écosystème évolue d'une manière irréversible du point de vue thermodynamique à cause de tous les phénomènes dissipatifs d'énergie présents dans la nature.

D'autre part, l'environnement subit des impacts ou des perturbations dus aux activités humaines. Suivant l'ampleur de ces perturbations, le système dérangé peut, soit revenir à son état initial (stabilité), soit basculer à la recherche d'un autre état final (instabilité). Par exemple, les perturbations peuvent être constituées par des rejets atmosphériques de poussières, de chaleur, de substances chimiques, qui pourraient éventuellement, à l'échelle planétaire, engendrer un changement climatique important (réchauffement ou refroidissement de l'atmosphère).

Or, la thermodynamique classique qui décrit les transformations d'équilibre est impuissante face aux problèmes de l'évolution et de la stabilité en dehors de l'équilibre, c'est-à-dire lorsque les phénomènes sont irréversibles.

En regard du principe classique d'ordre de Boltzmann, la thermodynamique des processus irréversibles introduit le concept nouveau « d'ordre par fluctuations » qui caractérise les structures dissipatives d'un système se trouvant dans des conditions de non-équilibre.

L'instabilité de Bénard apparaissant en hydrodynamique est un exemple de structures dissipatives maintenues par des échanges d'énergie avec le monde extérieur.

Dans certaines conditions ce même genre de phénomène se retrouve dans l'atmosphère. Les cellules de Rayleigh-Bénard, les mouvements convectifs organisés se développant dans les vallées ou au-dessus des villes peuvent constituer des exemples de structures dissipatives auxquelles s'appliquerait le principe d'ordre par fluctuation.

C'est par ce biais que la thermodynamique des processus irréversibles peut être mise en relation avec la mécanique aléatoire de la turbulence de Dedebant et Wehrlé, qui a dû être introduite précisément pour pallier l'impuissance de l'hydrodynamique classique dans la caractérisation des écoulements dissipatifs d'énergie (irréversibilité) apparaissant notamment dans l'atmosphère.

Il faut cependant se garder de transposer intégralement à d'autres disciplines les résultats obtenus par la thermodynamique. La manipulation du concept de l'entropie dans les sciences de l'environnement en est un exemple typique. D'une part, les lois de la thermodynamique ont été établies pour des systèmes de particules en interaction faible, et d'autre part un système thermodynamique est défini par ses conditions aux limites, conditions qui restent souvent imparfaitement connues dans la nature.

2. Principes généraux

La thermodynamique apparaît comme une axiomatique qui cherche à relier la matière à l'énergie. On peut distinguer :

a) la thermodynamique d'équilibre (réversibilité) ;
b) la thermodynamique de non-équilibre (irréversibilité) avec, d'une part, l'étude des phénomènes au voisinage de l'équilibre et, d'autre part, ceux qui sont situés loin de l'équilibre.

Dans le premier cas, on considère un système à l'équilibre où l'évolution est quasi inexistante, puis, par extension, un système qui évolue quasi statiquement d'un état

[1] Selon I. Prigogine, prof. à l'Université libre de Bruxelles, prix Nobel de chimie 1977.

initial i à un état final f par une succession d'états d'équilibre. Ce modèle, qui est en fait une fiction, définit une évolution dite *réversible*. Par la suite, on considère également les questions de stabilité de l'état d'équilibre face à des perturbations.

Les résultats de cette approche classique apparaissent en fait trop restrictifs pour décrire la majorité des systèmes réels qui évoluent d'une manière irréversible du fait de la présence des phénomènes de dissipation.

Le premier développement de la thermodynamique de non-équilibre revient à De Donder (1936) qui introduisit le concept d'affinité chimique A. Il sut en effet dépasser la signification habituelle du second principe, qui restait essentiellement une inégalité (production d'entropie jamais négative) en donnant une évaluation quantitative et explicite de la production d'entropie.

Les transformations considérées restent cependant très proches des transformations d'équilibre et l'évolution est dite *irréversible linéaire* ou quasi irréversible. Dans cette axiomatique proche de l'équilibre, on peut avec Onsager (1931) considérer qu'il existe une relation linéaire entre les contraintes que subit un système (forces généralisées) et les conséquences de ces contraintes qui apparaissent sous forme de flux. Cette relation flux-forces est de plus soumise au théorème de réciprocité d'Onsager qui impose une condition de symétrie sur les coefficients L_{ik} (appelés coefficients d'Onsager), tels que :

$$L_{ik} = L_{ki}$$

avec

$$J_i = \sum_1^n L_{ik} \cdot X_k$$

J_i : flux,

X_k : force.

Cette optique permet alors l'explication de phénomènes que la thermodynamique classique n'arrive pas à décrire, tels que : loi d'Ohm, réactions chimiques de couplage, conduction thermique (loi de Fourier), diffusion moléculaire (loi de Fick), effet Joule, thermodiffusion, etc.

Le concept d'affinité fut repris ensuite par Prigogine en 1946, qui montra que, dans le domaine de validité des lois d'Onsager (c'est-à-dire pas trop loin de l'équilibre), la production d'entropie d'un système décroît et atteint un minimum lorsque le système arrive en un état stationnaire.

D'un point de vue philosophique, la thermodynamique classique peut être vue comme une science de la dégradation, du chaos, et qui prédit un accroissement d'entropie et de désordre tout au long de l'évolution d'un système. Or, nous savons qu'il existe des structures qui évoluent dans le temps vers un certain ordre, par exemple l'organisme qui est structuré au niveau cellulaire. Nous savons également qu'il existe des rythmes et des cycles dans la nature qui sont aussi représentatifs d'un certain ordre.

Cette apparente contradiction est levée en 1964 par Glansdorff et Prigogine qui, par l'établissement d'une nouvelle axiomatique, étudient les phénomènes loin de l'état d'équilibre. Ce formalisme décrit des structures dissipatives maintenues par des flux de chaleur et de matière qui permettent d'obtenir localement des régions où l'entropie reste très petite, quoique dans l'ensemble le système voie son entropie croître. Prigogine a abordé les questions de stabilité d'un tel système (loin de l'équilibre) en établissant un critère d'évolution (ou de stabilité) qui fait intervenir la variation temporelle de $\delta^2 S$.

Diverses expériences de chimie effectuées en laboratoire ont mis en évidence l'existence de telles structures dissipatives.

En biologie, les systèmes vivants qui échangent matière et énergie avec l'extérieur évoluent dans des conditions de non-équilibre et présentent un degré d'ordre fonctionnel et architectural élevé.

Différents travaux ont permis de mettre en relation cet ordre biologique avec l'existence de structures dissipatives intervenant dans le maintien et l'origine de la vie (travaux d'Eigen).

Il semble acquis que les processus biologiques importants impliquent des instabilités qui ne sont possibles que loin de l'état d'équilibre thermodynamique.

3. Survol de l'axiomatique thermodynamique

3.1 *Thermodynamique d'équilibre*

3.1.1 *Principes*

Le premier principe exprime un bilan d'énergie qui s'écrit pour un système *fermé*, en l'absence de forces extérieures et d'énergie cinétique macroscopique :

$$dU = dQ - pdV \tag{1}$$

Ce premier principe ne reste qu'un bilan et ne précise rien quant au sens de l'évolution d'un système. C'est pourquoi la grandeur appelée entropie, qui signifie changement en grec, joue un rôle fondamental en thermodynamique. Pour une transformation *réversible* et un système *fermé*, on a :

$$dS = \frac{dQ}{T} \tag{2}$$

Dans le cas d'une transformation *irréversible*, il vient un terme supplémentaire dQ', appelé chaleur non compensée de Clausius, soit pour un système fermé :

$$dS = \frac{dQ}{T} + \frac{dQ'}{T} \tag{3}$$

avec $\frac{dQ'}{T} > 0$ (irréversible)

et $\frac{dQ'}{T} = 0$ (réversible).

Dans un système, l'entropie ne peut varier que pour deux raisons seulement : soit par un échange d'entropie d_eS entre le système et l'extérieur, soit par la création d'entropie d_iS à l'intérieur du système.

D'où

$$dS = d_eS + d_iS \tag{4}$$

On a donc :

$$d_eS = \frac{dQ}{T}$$

$$d_iS = \frac{dQ'}{T} \geqslant 0 \text{ (nul pour réversible)}$$

Un processus irréversible ne peut que créer de l'entropie.

3.1.2 *Affinité*

Du point de vue chimique, De Donder introduit le concept d'affinité qui caractérise l'irréversibilité de la réaction

$$dQ' = Ad\xi \tag{5}$$

où A = affinité,

ξ = degré d'avancement de la réaction.

On peut écrire :

$$\frac{dQ'}{dt} = \frac{Ad\xi}{dt} = A \cdot v \geqslant 0 \qquad (6)$$

v = vitesse de réaction.

Il s'ensuit que A et v sont de même signe et que, si $A = 0$, la réaction est à l'équilibre. Si l'on examine la réciproque, on s'aperçoit que :

$A = 0$ et $v = 0$ définissent un équilibre vrai,

$A \neq 0$ et $v = 0$ définissent un faux équilibre.

En introduisant le potentiel chimique de Gibbs, l'affinité s'écrit alors :

$$\mathrm{A} = -\Sigma\, \mu_\gamma \nu_\gamma \qquad (7)$$

μ_γ : potentiel chimique du constituant γ,

ν_γ : coefficient stochiométrique compté positivement à gauche et négativement à droite.

3.1.3 *Stabilité de l'état d'équilibre*

Soit un système en un état d'équilibre P. Nous perturbons par exemple la variable ξ en $\xi + \delta\xi$ tout en maintenant T et p constants. Le système évolue vers un état P' mais au bout d'un certain temps revient à l'état d'équilibre P. Excepté pour les changements de phase, tous les systèmes en équilibre sont stables.

3.1.4 *Déplacement d'équilibre*

Supposons par exemple que T et p seuls soient perturbés en $T + \delta T$ et $p + \delta p$. Le système sort de l'état d'équilibre P et évolue vers l'état perturbé P'. Si $T + \delta T$ et $p + \delta p$ sont maintenues constants, le système atteint un nouvel état d'équilibre P'' de telle sorte que durant l'évolution de P' à P'' on ait

$$A = 0$$

et

$$\delta A = 0.$$

Cette évolution peut être rattachée au principe de modération de Le Châtelier qui dit que la réaction se déplace toujours dans le sens qui tend à modérer la perturbation infligée au système (il faut cependant étendre cette formulation si l'on considère des grandeurs extensives). L'étude de ces déplacements d'équilibre débouche sur la formulation de l'équation de Clapeyron, de la pression osmotique, de l'abaissement cryoscopique, des lois de Raoult-Henry, etc.

3.2 *Thermodynamique de non-équilibre*

3.2.1 *Principes*

La thermodynamique de non-équilibre considère les transformations irréversibles qui s'accompagnent d'une production d'entropie d_iS. La variable temps apparaît explicitement dans les équations d'évolution et précise le sens de cette évolution. Si t passe en $-t$, l'équation change de signe, par exemple :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T \qquad \text{loi de Fourier.}$$

Dans le cas d'un système *ouvert*, le premier principe s'exprime par

$$dU = d\Phi - pdV \qquad (8)$$

Φ = flux d'énergie lié aux échanges d'énergie et de matière avec le monde extérieur.

On montre que ce flux est conservatif à travers une surface (réelle ou pas) qui sépare deux systèmes ouverts.

On décompose $d\Phi$ en

$$d\Phi = d\Phi_{th} + d\Phi_{c,d} \qquad (9)$$

Φ_{th} : flux thermique,

$\Phi_{c,d}$: flux convectif, diffusif.

Le second principe s'écrit :

$$dS = d_eS + d_iS$$

avec pour un système fermé

$$d_iS = \frac{dQ'}{T} \geqslant 0.$$

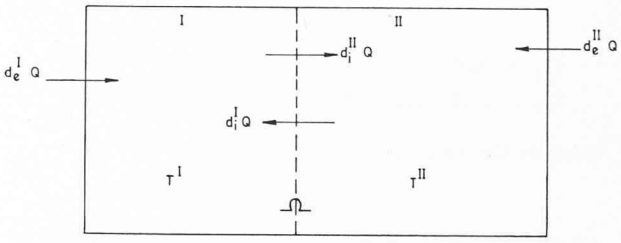
3.2.2 *Taux de production d'entropie*

Pour un ensemble de réactions chimiques, et sur la base de (6), le taux de production d'entropie s'écrit :

$$\frac{d_iS}{dt} = \sum_i \frac{A_i}{T_i} \cdot v_i \geqslant 0 \qquad (10)$$

D'une manière générale, le taux de production d'entropie s'exprime sous la forme d'une combinaison bilinéaire d'« affinités » et de « vitesses » qui sont appelées flux et forces généralisées.

Considérons, par exemple, un système composé de deux parties I et II homogènes et fermées, portées à une température uniforme T^I et T^{II} et séparées par une surface Ω (voir fig. 1).



$d_e\, Q$: flux de chaleur extérieur

$d_i\, Q$: flux de chaleur intérieur

Fig. 1. — Système composé de deux sous-systèmes I et II.

Le flux Φ étant conservatif, $d^IQ = -d^{II}Q$ et la production d'entropie est due uniquement au transfert de chaleur :

$$\frac{d_iS}{dt} = \frac{d^IQ}{dt} \cdot \left[\frac{1}{T^I} - \frac{1}{T^{II}}\right]$$

effet = flux · force (contrainte).

Dans le cas général d'un système, qui fait intervenir un transfert de chaleur, un transfert de matière et un ensemble de réactions chimiques, le taux de production d'entropie est une forme bilinéaire des flux et des forces suivants :

Flux J_i	Flux chaleur W	Flux matière $\rho_\gamma \Delta_\gamma$	Flux chimique v
Forces X_i	$\frac{-\text{grad } T}{T}$	$F - T \text{ grad } \frac{\mu_\gamma}{T}$	A

avec Δ_γ : vitesse de diffusion du composant γ ;
ρ_γ : masse volumique du composant γ ;
F : force extérieure sur le composant γ.

Le passage aux systèmes continus se fait par l'introduction de $s = \frac{\partial S}{\partial V}$ et le taux de production d'entropie s'écrit :

$$\sigma_s = \sum_k J_k X_k \geqslant 0$$

σ_s : taux de production d'entropie ou source d'entropie.

3.2.3 *Thermodynamique au voisinage de l'équilibre (linéaire)*

3.2.3.1 *Relations d'Onsager*

Lorsque le système approche de l'état d'équilibre, les flux et forces tendent vers zéro. A l'équilibre, on a :

$$\begin{aligned} J_i &= 0 \\ X_i &= 0 \end{aligned} \qquad \forall_i$$

Dans le voisinage de l'équilibre, on fait l'hypothèse que les flux et les forces sont liés (hypothèse de Markov) par une relation linéaire :

$$J_i \sim X_i$$

Citons par exemple :

loi d'Ohm :	courant $i \sim$ grad Φ
conduction thermique :	courant $q \sim$ grad T
effet visqueux :	vitesse $\sim$ force

La relation flux-forces s'écrit pour tenir compte des réactions de couplage :

$$J_i = \sum_{k=1}^{n} L_{ik} X_k \qquad (11)$$

L_{ii} : coefficient d'entraînement propre ($i = k$),
L_{iki} : coefficient d'interférence mutuelle ($i \neq k$).

D'après Onsager, on a :

$$L_{ik} = L_{ki}$$

Citons, comme exemple de couplage, le phénomène de thermodiffusion où flux thermique et flux de matière interfèrent mutuellement.

3.2.3.2 *Etat stationnaire — stabilité*

Considérons un système qui évolue hors d'un état d'équilibre vers un état stationnaire, d'une manière irréversible linéaire (c'est-à-dire dans le domaine de validité des relations d'Onsager).

La fonction

$$P = \int_V \sigma_s \, \delta V$$

production d'entropie étendue à tout le système, avec

$$\sigma_s = \frac{d_i s}{dt} \qquad \text{source d'entropie}$$

décroît au cours du temps et atteint un minimum, à l'état stationnaire, compatible avec les contraintes imposées au système (ouvert ou fermé).

On a :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \int_V \frac{\partial \sigma_s}{\partial t} \delta V = \int_V \sum_i \left[J_i \frac{\partial X_i}{\partial t} + X_i \frac{\partial J_i}{\partial t} \right] \delta V < 0$$

et à l'état stationnaire

$$\frac{\partial P}{\partial t} = 0 \qquad \text{production d'entropie } P \text{ minimale.}$$

Remarques

a) Dans le cas des systèmes à l'équilibre, le minimum porte sur les potentiels thermodynamiques U, H, F et G. Si de plus le système est isolé, S atteint alors un maximum.

b) On montre que dans le domaine linéaire un état stationnaire est un état stable.

c) Soit un système ouvert, mais non isolé, en un état stationnaire voisin d'un état d'équilibre.

On a :

$$\frac{dS}{dt} = \underbrace{\frac{d_e S}{dt}}_{\text{négatif}} + \underbrace{\frac{d_i S}{dt}}_{\text{minimum positif}} = 0$$

L'entropie qui entre doit être inférieure à celle qui sort du système. Par conséquent, pour le maintien de l'état stationnaire, le système dégrade de la matière (cas possible de l'écosystème, par exemple).

3.2.4 *Thermodynamique loin de l'équilibre*

3.2.4.1 *Structure dissipative*

Soit un système isolé. A l'équilibre S atteint un maximum, traduisant ainsi un désordre, un chaos maximum.

Or, l'observation de certains phénomènes naturels met en évidence une évolution qui va vers l'ordre et non le désordre. Par exemple :

a) l'évolution de l'organisme qui s'accompagne d'une structure au niveau cellulaire ;

b) l'activité périodique de certaines hormones qui fait apparaître une structure d'ordre temporelle ;

c) l'apparition en hydrodynamique des tourbillons de Bénard, etc.

Ces phénomènes naturels évoluent thermodynamiquement parlant loin de l'équilibre. Dans ce cas, on ne peut plus dire que S atteint un maximum.

Ces systèmes présentent une structure dite dissipative qui est maintenue par l'apport des flux d'énergie et de matière (ordre par fluctuations).

3.2.4.2 *Critère de stabilité des systèmes loin de l'équilibre*

Considérons d'abord l'état d'équilibre qui est un état stable. On a alors pour un système isolé (à V et U constants) :

$$\delta S = 0 \quad \text{à l'équilibre.}$$

La stabilité entraîne que pour une perturbation de l'état d'équilibre

$$\begin{aligned} \delta S &< 0 \\ \text{et} \quad \delta^2 S &< 0 \end{aligned}$$

Loin de l'équilibre, la grandeur caractérisant la stabilité n'est plus $\delta^2 S$ mais

$$\underline{\frac{\partial}{\partial t} (\delta^2 S).}$$

Soit donc un système globalement loin de l'équilibre. Localement, on fait l'hypothèse qu'un petit élément de volume dv est à l'équilibre. Donc

$$\delta^2 s \leqslant 0 \quad \text{critère de stabilité sur } dv.$$

On forme alors, avec ρ, densité :

$$\delta^2 S = \int_V \delta^2(\rho \cdot s)\, dV \leqslant 0 \quad \text{(fonction de Liapounoff).}$$

La réciproque du théorème de Liapounoff permet d'affirmer que

$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta^2 s) \geqslant 0.$$

Donc le critère de stabilité pour un système loin de l'équilibre est :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\delta^2 S) = \int \frac{\partial}{\partial t}\, \delta^2 (\rho \cdot s)\, dV \geqslant 0}$$

Prigogine a montré qu'avec certaines conditions on a :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta^2 S) = \sum_i \delta J_i \cdot \delta X_i$$

où δJ_i et δX_i sont les fluctuations des flux et des forces.

Soit un système P, loin de l'équilibre qui évolue au cours du temps. Soit une perturbation Δ, et P' l'état perturbé. On a (fig. 2) :

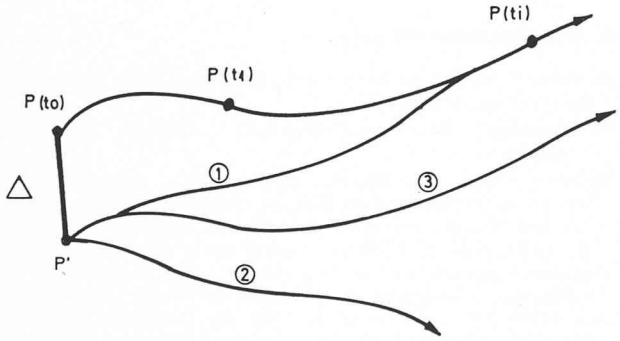


Fig. 2. — Evolutions d'un système loin de l'équilibre sous l'effet d'une perturbation Δ.

Cas 1 : La perturbation décroît, le système est stable

$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta^2 S) > 0.$$

Cas 2 : La perturbation croît, le système est instable et peut évoluer vers un nouveau régime donnant lieu à des structures ordonnées.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta^2 S) < 0.$$

Cas 3 : Le système est dit asymptomatiquement stable

$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta^2 S) = 0.$$

Remarque : au voisinage de l'équilibre, on a :

$$J_i \sim X_i \qquad (13)$$

$$\text{et} \quad \delta J_i \sim \delta X_i$$

Si, de plus, on est à l'état stationnaire, on a :

$$\frac{dP}{dt} = 0 \qquad (14)$$

Les relations (13) montrent que $\frac{\partial}{\partial t}(\delta^2 S)$ est une forme quadratique définie positive, donc

$$\frac{\partial}{dt}(\delta^2 S) \geqslant 0 \qquad (15)$$

Les relations (14) et (15) satisfont le théorème de Liapounoff sur les fonctions de stabilité et l'état stationnaire au voisinage de l'équilibre est stable, comme énoncé déjà précédemment.

4. Conclusions

En poursuivant et en dépassant le cadre de la thermodynamique classique, Prigogine a montré que des systèmes situés loin de l'équilibre peuvent évoluer vers un état plus ordonné, caractérisé par une structure dissipative d'énergie ou de matière. Le critère d'évolution s'exprime, en termes de fluctuations, au moyen de dérivées d'ordre supérieur spatio-temporelles.

Ce concept d'ordre par fluctuation a conduit Prigogine à considérer d'une manière originale le rôle du hasard et de la nécessité, traités par l'ouvrage bien connu de Jacques Monod. La fluctuation qui permet au système de quitter l'état d'équilibre constitue la part du hasard. Par contre, l'instabilité du milieu qui fait que cette fluctuation va croître représente une nécessité. C'est en ce sens que Prigogine pense que le hasard et la nécessité coopèrent au lieu de s'opposer.

Adresse de l'auteur :

Jean-Michel Giovannoni, physicien diplômé
Chaire de la mécanique de la turbulence de l'EPFL
Avenue de Cour 33, 1007 Lausanne

Bibliographie

I. Prigogine : *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes*. 3e éd. John Wiley, 1967.

P. Glandsdorff et I. Prigogine : *Structure, stabilité et fluctuations*. Masson 1971.

I. Prigogine : *La thermodynamique de la vie*. La Recherche, nº 24, juin 1972, vol. 3.

A. Sanfeld : *Irreversible Processes* (Chapter 2B). Physical Chemistry, vol. 1, 1971.

G. Dedebant, Ph. Wehrlé : *La mécanique des fluides turbulents fondée sur des concepts statistiques*. Thalès 1937-1939.

G. Dedebant, Ph. Wehrlé : *Mécanique aléatoire*. Portugaliae Physica, 1945.

F. Baatard, S. Magnin : *La mécanique aléatoire de Georges Dedebant et Philipe Wehrlé*. Publication nº 124 de l'Ecole polytechnique fédérale, 1972.

Méthode des fonctions de distribution en mécanique aléatoire de la turbulence. Application au cas d'une couche limite turbulente simulée en soufflerie. Thèse nº 275, 1975, présentée au Département de mécanique de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne. Nguyen Minh Chau, ing. méc. EPFL, lic. math. Univ. Lausanne, Dr ès sc. techn. (Directeur de thèse, professeur F. Baatard ; co-rapporteurs : professeur F. Goudat, EPFL, professeur J. Lacaze, Département math. Université de Pau.)

A. A. Orio, J. Vigneron : *Leçons et séminaires d'écologie quantitative donnés à la troisième session de E4*. Université de Venise, Faculté de chimie industrielle.

J.-M. Giovannoni, Chaire de la mécanique de la turbulence, EPFL : *Energie et Environnement*. Compte rendu de la session 1974 de l'Ecole européenne d'été.

J. Rey, Chaire de la mécanique de la turbulence, EPFL : *Ecologie quantitative*. Compte rendu de la session 1976 de l'Ecole européenne d'été.