

Revue Internationale de

ISSN 0980-1472

systemique

Vol. 7, N° **3**, 1993

afcet

DUNOD

AFSCET

Revue Internationale de
systemique

Revue
Internationale
de Sytémique

volume 07, numéro 3, pages 295 - 325, 1993

La morphodynamique.
Ergodicité dans les systèmes complexes

Roland Fivaz

Numérisation Afscet, août 2017.



Creative Commons

- A. MOLES, C. LEFEVRE, *Urban Landscape as Source of Knowledge*, Bulletin de l'Association Internationale de Micropsychologie, Strasbourg, France, 1991.
- J. LESOURNE, *La notion de système dans les sciences contemporaines*, éd. de la Librairie de l'Université, Aix-en-Provence.
- B. MANDELBROT, *Les objets fractals : forme, hasard et dimension*, Flammarion, Paris, 1984 (2^e édition).
- A. MOLES, *La création scientifique*, Kister, Genève, 1957.
- A. MOLES, *Communication et langage*, Gauthier-Villars, Paris, 1963.
- A. MOLES, *Labyrinthes du vécu*, Librairie des Méridiens, Paris, 1982.
- A. MOLES, *Théorie structurale de la communication et société*, Paris, Masson, 1986.
- W. L. PRICE, *Introduction aux graphes et aux réseaux*, Masson, Paris, 1974.
- H. A. SIMON, *The Architecture of Complexity*, Proceedings of the American Society, 1962.
- H. A. SIMON, *Models of discovery*, D. Reisel, Boston (Mass), 1977.
- R. THOM, *Modèles mathématiques de la morphogenèse*, Christian Bourgois, Paris.

LA MORPHODYNAMIQUE

ERGODICITÉ DANS LES SYSTÈMES COMPLEXES

Roland FIVAZ¹

Résumé

La morphodynamique est une théorie générale des systèmes complexes stationnaires, tels que systèmes vivants, mentaux ou sociaux ; elle est basée sur la thermodynamique des systèmes physiques et construite selon la même démarche. Moyennant l'hypothèse ergodique, la thermodynamique conduit de la dynamique des particules à l'émergence de paramètres d'ordre dans les équations d'état. De même, moyennant l'application répétée de l'hypothèse ergodique, la morphodynamique conduit des paramètres d'ordre à l'émergence de nouvelles variables d'ordre ; par récurrence, une hiérarchie d'équations d'état est construite qui décrit des niveaux d'organisation successifs. Les équations imposent une interprétation cognitiviste qui conduit aux principes d'évolution : ils déterminent la complexification spontanée et irréversible des systèmes vivant dans leur milieu naturel.

Abstract

Morphodynamics is a general theory of stationary complex systems, such as living systems, or mental and social systems ; it is based on the thermodynamics of physical systems and built on the same lines. By means of the ergodic hypothesis, thermodynamics connects the particle dynamics to the emergence of order parameters in the equation of state. In the same way, morphodynamics connects order parameters to the emergence of higher level variables ; through recurrent applications of the ergodic hypothesis, a hierarchy of equations of state is established which describes a series of successive levels of organization. The equations support a cognitivist interpretation that leads to principles of evolution : they determine the spontaneous and irreversible complexification of systems living in their natural environment.

1. Institut de physique appliquée, École Polytechnique Fédérale, Lausanne, Suisse.

I. INTRODUCTION

La morphodynamique est une théorie générale des systèmes complexes stationnaires : elle établit des relations entre les états dans lesquels ces systèmes exécutent leurs fonctions à taux constant. Ces relations, établies rigoureusement à partir de la thermodynamique des systèmes physiques, donnent naissance à une nouvelle hiérarchie de variables dynamiques. Les variables passent ainsi par récurrence du niveau physique à des niveaux d'organisation aussi élevés qu'on veut. On peut donc s'attendre à ce qu'elles revêtent les propriétés générales manifestées par les systèmes les plus complexes, tels que les systèmes vivants, mentaux ou sociaux. La morphodynamique est de plus une vraie dynamique : en spécifiant les *transformations spontanées* dont les systèmes complexes sont capables, elle a l'intérêt majeur d'énoncer les règles générales qui contraignent leur évolution dans le milieu naturel.

Il existe de nombreuses tentatives de représenter les propriétés des systèmes complexes en les classifiant du point de vue formel (Thom, 1974) ou en les décrivant comme comportements coopératifs en mécanique statistique (Haken, 1978). Il reste pourtant à rendre compte de la tendance prépondérante qu'ont ces systèmes à se complexifier continûment en créant des hiérarchies de niveaux d'organisation. Les traitements déjà envisagés (Auger, 1989) reposent sur la décomposition formelle en sous-systèmes et la hiérarchie apparaît à la faveur de postulats *ad hoc* sur les valeurs des constantes de temps caractéristiques des niveaux successifs. Ces traitements apportent cependant peu de renseignements réalistes sur la dynamique des systèmes car ils méconnaissent deux propriétés imposées par la *nature particulière de la matière* : premièrement, la dynamique des particules physiques est hautement restrictive, telle qu'elle est par exemple décrite par les équations de Newton en mécanique classique ; deuxièmement, les systèmes physiques à plusieurs particules sont en général non intégrables et ils sont le siège de mouvements chaotiques permanents. Ces propriétés sont fondamentales et leur emprise se répercute fatalement sur la nature des hiérarchies réalisées dans la nature. On en connaît heureusement bien les conséquences dans les systèmes physiques grâce à la thermodynamique, et l'idée à la base de la morphodynamique est de les prendre en compte explicitement dès le départ par les méthodes mêmes de la thermodynamique (Fivaz, 1991) : à partir de l'hypothèse que les grands systèmes acquièrent à terme un *comportement ergodique et mélangeur*, la thermodynamique établit qu'en effet les *comportements coopératifs* font apparaître de nouvelles variables dynamiques ; appelées *paramètres d'ordre*,

elles assujettissent les variables des particules et leur sont effectivement de niveau supérieur. Or, on peut répéter ce premier pas dans la hiérarchie des variables autant de fois que l'on veut au prix d'un postulat très simple sur l'interaction du système complexe avec l'environnement : il suffit que *le comportement ergodique et mélangeur soit préservé à tous les niveaux envisagés*. Après combinaison avec les lois de la physique, ce postulat crée en retour les conditions environnementales qui le rendent nécessaire. En conséquence, à part la base thermodynamique dont l'objectivité ne fait plus question, la morphodynamique se présente comme une théorie générale des systèmes qui est fermée, complète et, on peut le présumer, objective et très plausible. Cependant et comme la thermodynamique, elle concerne exclusivement les systèmes quasi-stationnaires, mais ce sont les plus nombreux que la nature donne à observer. Pour ces systèmes, la morphodynamique énonce les lois d'évolution sous forme de *principes* impérativement suivis quelles qu'en soient la nature ou la complexité ; la théorie ne se substitue donc pas aux disciplines spécialisées qui répertorient les *processus* par lesquels ces divers principes sont suivis dans les systèmes réels. Elle permet néanmoins de construire *le paradigme évolutionniste* (Fivaz, 1989), modèle qui rend compte de l'évolution spontanée du simple au complexe ; ce paradigme a de nombreuses applications dans les sciences de la vie qui vont de la biologie à la psychologie, et de l'épistémologie à l'esthétique.

Cet article expose les fondements de la morphodynamique des états stationnaires à partir de la thermodynamique des états d'équilibre des systèmes physiques. Le parallélisme entre les deux dynamiques est crucial dans le développement de la théorie ; il reprend pour commencer la démarche logique en boucle de la thermodynamique : dans un premier temps, on postule que des états d'équilibre existent afin de formuler les principes dynamiques, et, dans le deuxième temps, on utilise les principes pour calculer les états postulés dans le premier temps. Dans les deux dynamiques, ces états se trouvent liés entre eux par des *équations d'état* qu'il s'agit de dériver à partir des propriétés des particules physiques. La section II rappelle les bases indispensables de la thermodynamique, y compris l'émergence des paramètres d'ordre. La section III formule les trois *hypothèses constructives* qui y adjoignent la capacité d'adaptation caractéristique des systèmes complexes : ainsi, les paramètres d'ordre et les débits fonctionnels forment de nouvelles variables dynamiques sur lesquelles on répètera les traitements statistiques de la thermodynamique. Alors, des équations d'état de niveau supérieur apparaissent qui gouvernent les états stationnaires de la morphodynamique. Ces états se trouvent eux-mêmes

dynamiquement couplés à la manière des variables physiques, de sorte qu'on peut répéter la procédure pour engendrer la hiérarchie annoncée. Enfin, les équations se prêtent à une *interprétation cognitiviste* élaborée en section IV ; cette interprétation a l'avantage de démontrer les principes d'évolution à partir d'observations banales de la vie quotidienne en suivant simplement les méthodes de la thermodynamique classique.

II. THERMODYNAMIQUE

La thermodynamique est la théorie de l'équilibre des systèmes simples et formés d'un grand nombre de particules physiques (Gerl et Janot, 1970). Elle est supposée connue du lecteur car elle sert à la fois de base et de modèle pour le développement de la morphodynamique. Quelques rappels théoriques sont cependant indispensables pour démontrer que ce développement est rigoureux du point de vue logico-mathématique.

La particule physique est un atome ou une molécule, entité matérielle distincte et dénombrable par un indice i . Elle est repérée par une paire de *variables conjuguées* (variables de niveau zéro au sens de la morphodynamique) : x_i , variable de position à trois composantes et p_i , variable de quantité de mouvement à trois composantes également. La dynamique régissant l'évolution de ces variables est définie par le système d'équations couplées :

$$\frac{dx_i}{dt} = f_x(x_i, p_i), \quad \frac{dp_i}{dt} = f_p(x_i, p_i), \quad (2.1)$$

avec les fonctions non linéaires $f(x_i, p_i)$ décrivant les propriétés physiques de la particule et de son environnement. En mécanique classique, la dynamique est décrite par les équations de Newton :

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{p_i}{m_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = F(x_i, p_i, \{\epsilon\}), \quad (2.2)$$

avec $F(x_i, p_i, \{\epsilon\})$ la force appliquée à la particule, $\{\epsilon\}$ représentant l'ensemble des paramètres non homogènes en x_i, p_i et relatifs aux champs externes ou aux autres particules. Les solutions de ce système déterministe décrivent entièrement la trajectoire horaire de la particule $x_i = x_i(t)$ lorsque sont connues les conditions initiales $x_i(0)$ et $p_i(0)$; les trajectoires peuvent être *stables*, c'est-à-dire rester voisines si leurs conditions initiales sont

voisines, ou *chaotiques*, c'est-à-dire se séparer exponentiellement les unes des autres au cours du temps même si les conditions initiales sont voisines.

Les traités démontrent que la dynamique ci-dessus impose deux contraintes bien connues, soit les conservations de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique totales lors d'une collision entre particules ponctuelles. En revanche, elle laisse les directions après la collision *indéterminées et arbitraires* par rapport aux directions avant la collision ; par conséquent, *les directions des vitesses peuvent être changées au hasard lors de chaque collision*, de façon que des trajectoires initialement voisines se séparent exponentiellement les unes des autres. Cette propriété inhérente à la mécanique classique fonde le *comportement chaotique* observé au niveau moléculaire dans les systèmes physiques. En conséquence, on fait l'hypothèse que le lieu d'application, la direction et l'intensité de ces forces appliquées aux collisions sont aléatoirement distribuées sur la trajectoire ; cette hypothèse est nécessaire et suffisante pour que le système composé de M particules soit doté d'un *comportement ergodique et mélangeur*. En présence d'un tel comportement, toute configuration momentanée des particules, spécifiée par M valeurs arbitraires des x_i et des p_i , peut être atteinte à partir de n'importe quelle autre au bout d'un temps assez long. Cette conclusion n'est à ce jour démontrée que pour des modèles tels que disques durs sur une surface (Schuster, 1984), mais elle est conforme à l'expérience et elle est acceptée comme très vraisemblable puisqu'elle est compatible avec la mécanique classique. Ainsi se justifie l'*hypothèse ergodique*, qui consiste à substituer les moyennes temporelles à long terme par les moyennes sur toutes les particules, par exemple :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p_i(t) dt = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M p_i = \langle p \rangle. \quad (2.3)$$

Les particules obéissent donc à la dynamique :

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{p_i}{m_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = \sum_j F_{ij} + F_p \delta(x_i - x_s), \quad (2.4)$$

où les F_{ij} représentent les forces d'interaction entre particules et F_p les forces externes, $\delta(x)$ est la dérivée de la fonction de Heaviside et x_s représente les coordonnées des points sur les parois contenant les particules. Dans un *système parfait* où les particules ont des interactions mutuelles aux contacts seulement, les solutions sont des trajectoires faites de segments rectilignes et parcourus à vitesse constante ; ils sont interrompus aléatoirement sous l'effet

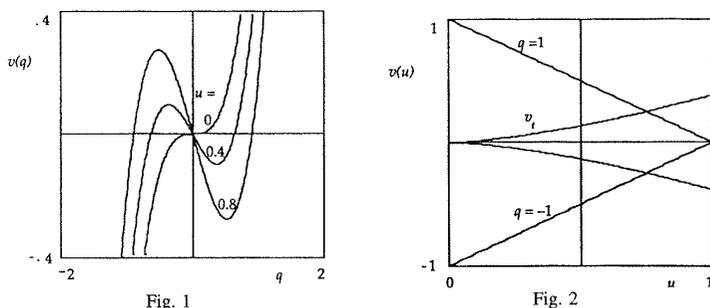


Figure 1. – Représentation de l'équation cubique, équation (2.8), autour du point critique C.
Figure 2. – Domaine multiforme de l'équation cubique dans le plan u, v tel que q soit compris entre -1 et $+1$, et valeurs critiques v_t en fonction de u , équation (2.14).

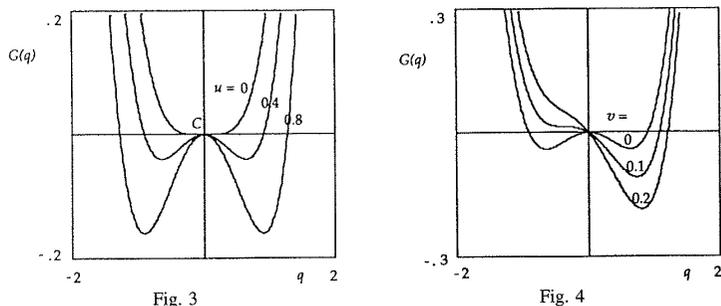


Figure 3. – Représentation de l'enthalpie libre autour du point critique C pour $v=0$.
Figure 4. – Représentation de l'enthalpie libre autour du point critique C pour $u=0.4$.

Dans ces conditions, la dynamique représentée par l'équation (2.11) décrit le mouvement du paramètre d'ordre induit par des variations instantanées et indépendantes des paramètres u et v : q tend vers des états stationnaires q_0 situés aux minima de G . Ainsi, q prend une valeur triviale proche de zéro pour $u < 0$ mais des valeurs non triviales pour $u > 0$. Pour v petit, ces valeurs sont multiples, voisines de $q_+ = +\sqrt{u}$ et $q_- = -\sqrt{u}$, et correspondent à deux états de structure différente (fig. 3). Par contre, aux grandes valeurs de v , elles sont voisines de $q_0 = v^{1/3}$ et sont positives ou négatives suivant que v est lui-même positif ou négatif (fig. 4). C'est la situation d'intérêt pour la dynamique des structures d'un système complexe : la fronce décrit le fait que lorsque v change de signe, le système transite d'une structure à l'autre

si $u > 0$, sinon q reste nul quelle que soit la variation de v . La dynamique admet encore la dernière réduction :

$$\frac{1}{u} \frac{d\tilde{q}}{dt} = -[\tilde{q}^3 - \tilde{q} - \tilde{v}] \quad \text{avec} \quad \tilde{q} = \frac{q}{\sqrt{u}} \quad \text{et} \quad \tilde{v} = \frac{v}{u^{3/2}}. \quad (2.13)$$

et les transitions ont lieu quand sont dépassées les valeurs (fig. 2) :

$$\tilde{v}_t = \pm \frac{2}{3\sqrt{3}} \quad \text{ou} \quad v_t = \pm \frac{2}{3\sqrt{3}} u^{3/2}. \quad (2.14)$$

La dynamique décrite ci-dessus est pertinente dans trois circonstances d'intérêt en thermodynamique comme en morphodynamique. Premièrement, elle s'applique dans les systèmes à couplage de courte portée qui sont loin de l'équilibre, c'est-à-dire soumis à des variations rapides des paramètres ; l'exemple physique est le phénomène de cavitation dans les changements de phases de l'eau. Deuxièmement, elle s'applique dans les systèmes à couplage de longue portée, par exemple les systèmes ferromagnétiques fins dont la dynamique dérive aussi de potentiels (Fivaz, 1985). Troisièmement, elle s'applique dans les systèmes à couplage de courte portée qui restent près de l'équilibre. Les transitions sont alors graduelles, locales et réversibles, de sorte que le système contient simultanément des domaines des deux structures ; les domaines coexistent, séparés par une frontière qui est mobile si le système échange de l'énergie avec l'extérieur. Tant que les deux structures coexistent, les paramètres u et v ne peuvent plus être indépendants ; ils sont au contraire liés à la ligne de coexistence, $v = v(u)$, relation autodéterminée puisque dépendant des seules structures. L'exemple physique est la relation entre température et pression de saturation d'une substance, $p = p(T)$, relation fixée uniquement par les interactions moléculaires et qui a pour l'eau le point bien connu à 1 atm et 100°C.

III. MORPHODYNAMIQUE

La morphodynamique s'adresse à des systèmes complexes formés de nombreuses particules physiques de diverses espèces et doués d'états stationnaires. Ils subsistent dans ces états à moyen terme en délivrant des fonctions à débit constant qui les maintiennent en interaction permanente avec l'environnement. Ce dernier contient en premier lieu des ressources fixes et, en deuxième lieu, un grand nombre d'autres systèmes complexes en activité continue mais variable à moyen terme. L'ordre sera supposé

acquis selon les modalités prépondérantes dans les systèmes physiques, soit par transitions sur des fronces, et les structures ainsi acquises sont supposées exécuter les fonctions caractéristiques de l'état stationnaire. Ces structures sont supposées coexister en grand nombre dans un système complexe et elles sont susceptibles d'interagir entre elles selon la dynamique appropriée aux fronces. En raison de leur grand nombre, leurs interactions mutuelles donneront généralement lieu à des comportements chaotiques tant dans le système que dans l'environnement, comportements qui justifieront à terme l'application répétée de l'hypothèse ergodique. En conséquence, une nouvelle classe d'équations d'état pourra être dérivée par les mêmes techniques que les équations d'état de la thermodynamique. En fait, le parallélisme peut être conservé à chaque pas de la dérivation, raison pour laquelle les mêmes symboles seront désormais utilisés dans les deux dynamiques ; cependant, ils seront imprimés dans des caractères différents car ils désignent des grandeurs différentes, et la nature de ces grandeurs reste d'ailleurs à identifier en morphodynamique. Par exemple, la température T du système physique est définie par l'équation (2.5), tandis que la grandeur correspondante en morphodynamique sera la température complexe T définie par l'équation (3.12).

III.1. Entités élémentaires

Les entités élémentaires du système complexe sont des ensembles de particules physiques plongés dans un environnement assez froid. Ces ensembles sont finis mais assez grands pour que les particules s'arrangent dans des structures stationnaires et capables d'exécuter une fonction particulière ; les structures peuvent être conservatives ou dissipatives, à une ou plusieurs dimensions. Seul le cas unidimensionnel est traité ici car, comme on l'a vu, les singularités d'ordre ou de dimension supérieurs sont de mesure nulle ; par conséquent, elles ont un poids négligeable lorsque les méthodes statistiques s'appliquent en morphodynamique.

Les structures sont supposées en nombre M , distinctes et dénombrables par un indice i ; elles sont repérées par une paire de variables conjuguées (variables dynamiques de niveau 1 au sens de la morphodynamique) : q_i , variable de configuration spécifiant la i -ième structure au moyen de son paramètre d'ordre, par exemple de dimension longueur, et p_i , variable de débit temporel conjuguée à q_i et mesurant le taux fonctionnel de ladite structure, par exemple quantité de matière transférée par unité de temps. La dynamique régissant l'évolution de ces variables est définie par le système

d'équations couplées :

$$\frac{dq_i}{dt} = f_q(q_i, p_i), \quad \frac{dp_i}{dt} = f_p(q_i, p_i), \quad (3.1)$$

avec les fonctions non linéaires $f(q_i, p_i)$ décrivant les propriétés physiques désirées pour les structures élémentaires et leur environnement. Pour déterminer ces fonctions, trois hypothèses constructives vont être faites, les deux premières portant sur les structures elles-mêmes :

Hypothèse constructive 1. – Les paramètres d'ordre des structures ont en grande majorité la dynamique non linéaire unidimensionnelle des systèmes simples réels, c'est-à-dire la dynamique cubique à deux paramètres décrite par l'équation (2.13).

La recherche de la plus grande généralité impose ce choix puisque cette dynamique est universelle et indépendante des substances. Elle est toutefois aménagée pour tenir compte des interactions que les structures ont entre elles ou avec les champs externes. A cette fin, les variables sont réinterprétées de la façon suivante : le paramètre d'ordre q caractérisant une structure dans laquelle les éléments du système peuvent s'arranger est dorénavant écrit x , u devient un paramètre interne de la structure, D , qui caractérise sa stabilité, et v devient une contrainte externe, l , à laquelle la variable x est couplée. Ainsi, la dynamique de cette variable a la version réduite conforme à l'équation (2.13) :

$$\frac{1}{D_i} \frac{d\tilde{x}_i}{dt} = -[\tilde{x}_i^3 - \tilde{x}_i - \tilde{l}_i] \quad \text{avec } \tilde{x}_i = \frac{x_i}{\sqrt{D_i}} \text{ et } \tilde{l}_i = \frac{l_i}{\sqrt{D_i^3}} \quad (3.2a)$$

Hypothèse constructive 2. – Les taux fonctionnels, ou débits, sont entièrement déterminés par les structures correspondantes.

Leur vitesse de croissance doit alors être impaire dans les paramètres d'ordre ; elle sera donc supposée simplement linéaire, soit qu'elle reste proportionnelle aux paramètres d'ordre dans les structures conservatives ou qu'elle les suive avec un temps de relaxation fixe et assez long dans les structures dissipatives. Ce choix est également le plus simple concevable pour que les fonctions du système complexe soient décrites comme opérantes dès que les structures sont acquises. Les débits obéissent donc à la dynamique.

$$\frac{dp_i}{dt} = K_i \tilde{x}_i. \quad (3.2b)$$

La constante K_i est *positive* par définition et détermine le taux de croissance des fonctions correspondantes ; elle représente l'analogie d'une constante élastique mesurant la force suscitée par un déplacement et ses valeurs caractérisent les *structures dures* ou *molles* suivant qu'elles assurent des taux fonctionnels croissant rapidement ou lentement.

Les deux hypothèses qui précèdent ont pour fonction générique de *décrire des systèmes complexes doués d'une capacité sélective d'adaptation* : premièrement, la fonction assurée par la i -ième structure est disponible ou non suivant la valeur positive ou négative de D_i dans l'équation (3.2a) ; deuxièmement, la fonction prend des valeurs différentes conformément au signe de la variation externe représentée par l_i , ce qui représente la forme la plus élémentaire concevable de l'adaptation au contexte.

A part la non-linéarité, la dynamique décrite par les équations (3.2) diffère de la dynamique de Newton, équations (2.2), en un aspect crucial : c'est *l'équation des taux fonctionnels qui est homogène dans les variables conjuguées* et non celle des variables de configuration. Par rapport à la thermodynamique, les propriétés dynamiques des deux types de variables sont donc *échangées* en morphodynamique. Ce croisement est bienvenu car il permet de passer de l'équilibre thermodynamique des systèmes fermés à l'équilibre stationnaire des systèmes ouverts caractéristiques de la morphodynamique. Malgré le croisement, les conservations intéressantes subsistent et elles s'avèrent analogues à celles obtenues en thermodynamique.

En effet, lorsque deux structures *isolées et distinctes*, $i \neq j$, sont en présence, elles se trouvent en concurrence pour occuper les positions accessibles dans l'espace des taux fonctionnels, c'est-à-dire que le débit de l'une ne peut être dévié dans l'autre sans que les deux paramètres d'ordre soient modifiés simultanément et en sens contraire. Puisqu'elles sont initialement dans un état stationnaire, elles doivent être sujettes à une *interaction répulsive* dépendant seulement des débits et d'autant plus forte que les débits sont voisins. L'interaction est donc conservative et peut être décrite dans la forme réduite des équations (3.2) :

$$\tilde{l}_{ij} = \tilde{l}(p_i, p_j) (1 - \delta_{ij}), \quad \tilde{l}_{ij} = -\tilde{l}_{ji} \quad (3.3)$$

dont l'exemple formel le plus simple est l'interaction de contact

$$\tilde{l}(p_i - p_j) = \tilde{l}_0 \delta(p_i - p_j).$$

Il est facile de montrer que, comme pour les collisions en thermodynamique, les équations (3.2) donnent lieu à deux théorèmes de conservation :

THÉOREME 1. – *La concurrence de contact entre structures conserve le paramètre d'ordre pondéré total :*

$$\frac{\tilde{x}_i}{D_i} + \frac{\tilde{x}_j}{D_j} = \frac{x_i}{\sqrt{D_i^3}} + \frac{x_j}{\sqrt{D_j^3}} = \text{constante.} \quad (3.4)$$

L'interaction de concurrence consiste donc à échanger les états stationnaires des deux structures, l'une étant par exemple activée aux dépens de l'autre qui était active auparavant. Elle assure donc *l'exclusion mutuelle des structures dégénérées*, c'est-à-dire ayant les mêmes fonctions.

THÉOREME 2. – *La concurrence de contact entre structures conserve l'énergie potentielle :*

$$\frac{1}{2} \frac{K_i}{D_i} \tilde{x}_i^2 + \frac{1}{2} \frac{K_j}{D_j} \tilde{x}_j^2 = \frac{K_i x_i^2}{2 D_i^2} + \frac{K_j x_j^2}{2 D_j^2} = \text{constante.} \quad (3.5)$$

La dynamique des structures présente donc les mêmes propriétés de conservation que celle des particules. Toutefois, contrairement au cas des collisions qui laissent les directions des vitesses indéterminées, les conservations déterminent entièrement les effets des interactions entre structures ; ces interactions ne sauraient donc à elles seules conduire à des comportements chaotiques dans le système complexe.

III.2. Système complexe parfait

Le système complexe *parfait* est constitué de M structures obéissant à la dynamique instable selon les équations (3.2) avec concurrence de contact entre elles. Le système est en outre en *équilibre stationnaire avec l'environnement* dont l'action est représentée par l'influence extérieure F_p appliquée à l'interface entre système et environnement. Les propriétés d'homogénéité des équations (3.2) imposent que cette influence modifie les paramètres d'ordre de façon à limiter l'accroissement des variables de flux p_i . Seul un volume V de l'espace des flux est donc accessible, espace qui est unidimensionnel du fait que la dynamique retenue l'est, et la densité linéaire des structures dans cet espace est $\rho = M/V$. L'interface S contient donc les taux les plus élevés qui soient accessibles au système complexe dans son environnement et il obéit à l'équation :

$$F_S(p) = 0, \quad \text{de solution } p = p_S \quad (3.6)$$

Ainsi, le taux fonctionnel moyen est $p_s/2$ en valeur absolue et $V=2 p_s$ peut s'interpréter en pratique comme le *taux de transfert moyen* à travers le système. L'influence F_p limite la croissance des taux en renversant de x_i à $-x_i$ les paramètres d'ordre concernés, c'est-à-dire tels que l'indice i les désignent comme partie de l'interface ; l'équation de mouvement est donc :

$$\frac{dx_i}{dt} = -F_p \delta(p_i - p_s). \quad (3.7)$$

En d'autres termes, *l'environnement met le système sous tension* en lui fournissant source et puits aptes à supporter le taux de transfert requis pour son fonctionnement : l'influence F_p doit donc être identifiée comme donnant lieu à la *tension extérieure* p , qui devient, au sens de la morphodynamique, la *variable conjuguée* du taux moyen V . Tout comme la concurrence de contact entre structures, cette influence induit des transitions instantanées qui conservent l'énergie potentielle ; on en déduit la contrainte :

$$\sum_{i=1}^M \frac{K_i x_i^2}{2D_i^2} = M \left\langle \frac{K x^2}{2D^2} \right\rangle = U, \quad (3.8)$$

U étant une constante dans l'état stationnaire ; elle est donc une fonction d'état, appelée plus loin la *propriété interne*.

Il reste encore l'interaction à moyen terme avec les autres systèmes de l'environnement qui appliquent des champs externes l_i . Ces systèmes déploient des activités autonomes, donc indépendantes du système examiné et généralement non coordonnées entre elles ; ces circonstances justifient la troisième *hypothèse constructive* de la morphodynamique qui porte sur l'environnement :

Hypothèse constructive 3, dite hypothèse ergodique. – A part les ressources fixes mises à disposition, *l'environnement agit sur le système complexe comme un ensemble de champs l_i inhomogènes en x_i , p_i et qui varient de façon incoordonnée entre eux.*

Cet ensemble est donc aléatoire dans le temps et il est supposé doté d'une *variance* suffisamment grande pour que, d'après l'équation (2.14), des transitions en grand nombre soient induites au hasard dans le système :

$$\langle l^2 \rangle > \langle l_i^2 \rangle = \left\langle \frac{4|D|^3}{27} \right\rangle. \quad (3.9)$$

Dès lors, l'ensemble des x_i est un ensemble aléatoire et le système se trouve doté à terme d'un *comportement ergodique et mélangeur*. Comme en thermodynamique, ce comportement justifie la substitution des moyennes temporelles à long terme par les moyennes sur toutes les structures, par exemple :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x_i(t) dt = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x_i = \langle x \rangle, \quad (3.10)$$

La dynamique la plus *simple* satisfaisant ces diverses conditions est finalement :

$$\begin{aligned} \frac{1}{D_i} \frac{d\tilde{x}_i}{dt} &= -[\tilde{x}_i^3 - x_i - \tilde{l}_i - \sum_j \tilde{l}_{ij} - \tilde{F}_p \delta(p_i - p_s)], \\ \frac{dp_i}{dt} &= K_i \tilde{x}_i. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Les solutions sont des trajectoires faites de segments dans l'espace des p_i et représentant la suite des fonctions activées successivement sous les influences non coordonnées l_i de l'environnement. Les moyennes prises sur toutes les structures sont donc telles que :

$$\langle x \rangle = 0, \quad \langle p \rangle = 0, \quad \left\langle \frac{K x^2}{2D^2} \right\rangle = \frac{k_B T}{2}. \quad (3.12)$$

la dernière relation définissant la *température complexe* T du système complexe. C'est une nouvelle variable morphodynamique, liée aux facteurs externes qui induisent le comportement ergodique, mais elle joue le même rôle que la température dans les systèmes physiques ; k_B est donc une « constante de Boltzmann » de la morphodynamique, dont la valeur numérique dépendra des unités que l'usage retiendra pour mesurer T . Le facteur $1/2$ dans la relation définissant cette grandeur a été retenu en conformité avec le théorème de l'équipartition de l'énergie en mécanique statistique ; la raison est que ce facteur tient à la forme quadratique de l'énergie comme expliqué sous l'équation (2.5), et que cette forme est visiblement conservée en morphodynamique.

De plus, les trajectoires sont réfléchies à l'interface par l'influence externe qui est, selon la première des équations (3.11), telle que tout \tilde{x}_i/D_i est diminué à $-\tilde{x}_i/D_i$ lorsque p_i atteint p_s ; selon la deuxième des équations (3.11), cela se produit dans un nombre de structures par unité de temps égal

à $\rho K_i \tilde{x}_i/2$, le facteur 1/2 tenant compte que seule la moitié des débits sont orientés vers p_s . D'après l'équations (3.7), la tension externe vaut :

$$\begin{aligned} p &= \left\langle \frac{dx}{dt} \delta(p - p_s) \right\rangle = - \left\langle -2 \frac{\tilde{x}}{D} \frac{\rho}{2} K \tilde{x} \right\rangle \\ &= \rho \left\langle \frac{K}{D} \tilde{x}^2 \right\rangle = \rho k_B T. \end{aligned} \quad (3.13)$$

On aboutit ainsi à l'équation d'état des ensembles complexes parfaits :

$$pV = RT, \quad (3.14)$$

avec $R = M k_B$ la constante des systèmes parfaits proportionnelle au nombre de sous-systèmes. Ainsi se trouve reconstruite au niveau supérieur des structures l'équation des gaz parfaits de la thermodynamique. Tout comme elle, l'équation (3.14) est *universelle*, c'est-à-dire indépendante de la nature des structures. Elle montre qu'un système complexe, fonctionnel et sélectivement adaptable, atteint l'équilibre stationnaire avec l'environnement grâce à un débit moyen V sous tension constante p ; l'équilibre est tel que le produit pV est proportionnel à la température complexe T , qui dépend elle-même de l'environnement en vertu de l'hypothèse ergodique.

III.4. Systèmes complexes réels

Dans le système réel, les structures ont entre elles des interactions répulsives ou attractives du fait même qu'elles sont composées d'atomes qui ont de telles interactions. La physique connaît déjà plusieurs exemples de telles interactions de niveau supérieur : les plus simples passent par le contact aux interfaces comme on l'observe sous forme de tension superficielle entre phases thermodynamiques différentes ou sous forme d'arrangements en domaines ordonnés en magnétostatique. Ces interactions peuvent aussi passer par l'intermédiaire de systèmes de comparaison perfectionnés, par exemple les systèmes observés dans le cerveau et nommés « cartes réentrantes » dans la théorie du darwinisme neural (Edelmann, 1987).

Selon la dynamique retenue pour les structures, les interactions dépendent des débits fonctionnels relatifs ; la partie répulsive est une *interaction de concurrence* à faible distance dans l'espace des débits, et qui assure l'exclusion mutuelle des structures même si leurs débits ne sont pas strictement égaux ; de son côté, la partie attractive est une *interaction d'association* qui tend à regrouper les structures produisant des fonctions

semblables, c'est-à-dire à les *classer par fonctions*. Par exemple, l'ouvrier a besoin d'outils de taille différente et en change pour accélérer l'exécution de sa tâche ; il doit donc disposer d'un jeu suffisant d'outils regroupés dans son outillage standard. Ces interactions sont donc à courte et moyenne portée dans l'espace des taux fonctionnels et elles participent l'établissement de l'équilibre stationnaire. A nouveau, la parenté des dynamiques retenues pour les systèmes physiques, équations (2.2), et les systèmes complexes, équations (3.2), impose de formaliser les effets des interactions de manière semblable. D'une part, la concurrence entre structures permet la substitution de la structure la mieux appropriée de sorte que la même tension peut être supportée avec un taux de transfert moyen inférieur. D'autre part, la classification par fonctions offre des structures de substitution et la substitution est d'autant plus facile que les classes sont riches, ce qui demande une densité élevée. Par conséquent, l'influence externe est diminuée proportionnellement à la densité ; comme le nombre de structures où cela se produit est lui aussi proportionnel à la densité, la correction à la tension va avec l'inverse du carré du taux de transfert moyen V . Avec des constantes A et B caractérisant ressemblance et concurrence entre fonctions, on reconstruit formellement l'équation d'état de van der Waals :

$$p + \left(\frac{A}{V^2} \right) (V - B) = RT. \quad (3.15)$$

Cette équation est applicable au niveau des structures, c'est-à-dire à un *niveau hiérarchiquement supérieur* par rapport aux molécules qui composent ces structures.

Ces calculs peuvent en principe être répétés pas à pas à ce niveau supérieur. Alors, ils aboutissent à une fronce autour d'un point singulier à ce niveau avec un paramètre d'ordre $q^{(1)}$ assujettissant les x_i suivant le modèle des équations (2.7-8). Sa dynamique sera décrite en fonction de paramètres $u^{(1)}$ et $v^{(1)}$ transformés des constantes A et B . A ce point, les hypothèses constructives peuvent être appliquées à nouveau, faisant du paramètre d'ordre $q^{(1)}$ une *variable dynamique* $x^{(2)}$ de niveau 2 au sens de la morphodynamique. Elle sera membre d'une nouvelle classe, $x_i^{(2)}$, $i = 1, \dots, M^{(2)}$, où sera définie une température complexe $T^{(2)}$. Dans cette nouvelle classe, les variables peuvent encore être couplées entre elles par interactions répulsives $B^{(2)}$ et attractives $A^{(2)}$; elles participent ainsi à l'émergence éventuelle d'un paramètre d'ordre $q^{(2)}$ de niveau encore plus élevé, dont la dynamique a les paramètres $u^{(2)}$ et $v^{(2)}$.

Il doit être maintenant évident que, dans tout système complexe à couplage de courte portée, une *hiérarchie d'équations de van der Waals* peut être

formée à des niveaux d'organisation superposés et repérables par un indice k : toutes les propriétés globales associées à l'équation de *van der Waals* sont reportées à ces niveaux, y compris l'universalité ; si de multiples paramètres $x^{(k)}$ sont doués de singularités à l'un des niveaux, ils sont à même d'engendrer légitimement le niveau $k + 1$ suivant. Pour le moment, ce mode de construction des niveaux successifs satisfait l'unique contrainte que les structures représentées sont capables d'adaptation sélective ; la dynamique régissant les relations de dépendance vers le haut ou vers le bas de la hiérarchie devra être élucidée à l'aide des principes de la morphodynamique.

A priori, le nombre des niveaux envisageable dans cette hiérarchie peut être arbitrairement grand. La seule condition exigée est que l'hypothèse ergodique soit satisfaite à chacun d'eux, c'est-à-dire que le système y compte un nombre de structures assez grand et qu'il garde le contact avec un environnement suffisamment riche : ce dernier doit contenir des classes de champs variant aléatoirement $l_i^{(k)}$, avec des fluctuations de durée caractéristique croissant à chaque niveau. Or, de par son histoire, l'environnement naturel peut être présumé capable de satisfaire cette condition car il s'est constitué d'une multitude de systèmes de plus en plus complexes et en interaction permanente : un tel système hypercomplexe ne peut manquer de produire de nombreux comportements chaotiques, et ceux-ci garantissent la présence d'un spectre temporel de fluctuations très étendu. Par contre, toute restriction artificielle protégeant le système contre les fluctuations naturelles a pour effet d'y tronquer la hiérarchie des niveaux d'organisation. Ainsi se trouve justifiée l'ambition de la morphodynamique de s'appliquer par récurrence jusqu'aux plus hauts niveaux de complexité observés dans la nature.

IV. INTERPRÉTATION DES ÉQUATIONS D'ÉTAT

Comme en physique, l'équation d'état lie les variables conjuguées, ici la *tension* et le *taux moyen de transfert*, à la variable interne *température complexe*. Dans les systèmes complexes, la température s'avère *dépendante des champs extérieurs aléatoires* qui engendrent le comportement ergodique et mélangeur. Explicitement, aux champs élevés requis par l'équation (3.9), les solutions stationnaires de la dynamique sur les fronces sont

$$\tilde{x}_i = \tilde{x}_{0i} = \pm \tilde{l}_i^{1/3}, \quad (4.1)$$

et la température complexe définie par l'équation (3.12) est alors donnée par

$$k_B T = \left\langle \frac{K}{D^2} l^{2/3} \right\rangle. \quad (4.2)$$

Cette relation entre grandeur interne T et champs externes l_i est bien sûr inconnue en thermodynamique où l'on considère couramment des systèmes physiques isolés. Elle implique au contraire que *les systèmes complexes sont par essence inséparables de l'environnement* et qu'ils perdraient leurs qualités de systèmes morphodynamiques s'ils en étaient isolés. Puisque la première de ces qualités est l'adaptation aux conditions variables de l'environnement, on infère que les champs l_i représentent des *champs informationnels* : ils renseignent le système sur l'état de l'environnement auquel il s'adapte en changeant momentanément ses structures internes. Aux grandes valeurs de l_i correspondent donc des *signaux* clairs sur les conditions imposées. La température complexe fait aussi intervenir des paramètres internes telles que *seuil de sensibilité des structures* aux champs, mesuré par les D_i , et *perfectionnement des structures* mesuré par les K_i . On reconnaît facilement que ces paramètres caractérisent les capacités de *l'appareil sensori-moteur* des êtres vivants ; ils ont pour rôle de sélectionner dans la masse des signaux disponibles dans l'environnement *les informations pertinentes du point de vue des fonctions du système*. Effectivement, les signaux n'ont en eux-mêmes aucune signification prédéterminée à l'égard du système, et il lui revient de leur attribuer un sens qui le concerne ; il le fait en leur associant les comportements qui en tirent le meilleur parti, entre autres ceux qui servent les intérêts de la survie au sens darwinien. Ces associations aboutissent à la longue à un *code spécifique* du système où se correspondent des configurations particulières de signaux et des schèmes d'action optimisés. *La température complexe s'interprète donc comme la valeur fonctionnelle de l'information sélectionnée par le système sur son contexte* ; dans les systèmes mentaux, *l'interprétation cognitiviste* est pertinente : on pourra parler du *niveau de connaissance* ou de *l'expertise acquise dans le domaine d'activité*. De façon générale, les systèmes complexes, êtres vivants ou institutions, ont tous des capacités sensori-motrices sous une forme ou sous une autre, et leur variété est à la mesure de la variété des systèmes cohabitant dans le même environnement. Par exemple, telle entreprise se dote des moyens d'étudier le marché (paramètres D) et de mettre en oeuvre des stratégies de vente (paramètres K). On peut s'attendre à voir ces capacités sans cesse améliorées au cours de l'évolution, tendance qui sera effectivement imposée par le deuxième principe de la morphodynamique.

La variable *tension* p décrit l'effort exercé par le système pour extraire des ressources de l'environnement et y rejeter ses productions et déchets. Ainsi, la tension est faible quand les ressources sont abondantes, mais elle est élevée si ces ressources se font rares ou d'accès difficile. En économie,

on parle ainsi de *marché tendu* pour caractériser les conditions résultant de la raréfaction des ressources, essentiellement les prix élevés. Quant à la variable *taux moyen de transfert* V , elle prend la forme de débit de matière dans des systèmes concrets tels que les systèmes de production. Pour ce qui concerne les systèmes mentaux, V a la forme de prestations dans le domaine de compétence.

Tout comme deux systèmes physiques de température différente atteignent spontanément l'équilibre thermodynamique mutuel par échange de chaleur, deux systèmes complexes peuvent atteindre spontanément l'équilibre *morphodynamique* mutuel par *échange d'information*, c'est-à-dire par la *communication*. Cet échange spontané dure jusqu'à uniformisation des températures ; alors, la température complexe, ou l'expertise pour les systèmes mentaux, devient une grandeur commune, marque que les systèmes ont atteint l'équilibre morphodynamique.

V. LES PRINCIPES DE LA MORPHODYNAMIQUE

Les principes sont des lois d'évolution macroscopiques et les méthodes statistiques peuvent les établir sur la base des propriétés des sous-systèmes comme la mécanique statistique le fait sur la base des propriétés atomiques (Reif, 1965). Cependant, l'histoire de la thermodynamique est différente : les principes ont d'abord été établis au niveau macroscopique à partir d'observations évidentes qui ont consacré leur caractère de lois intangibles. En morphodynamique, cette démarche est non seulement équivalente à celle de la mécanique statistique mais elle est aussi plus séduisante : pour être accessibles à chacun, les observations évidentes qu'elle invoque ont l'intérêt de revêtir les nouveaux principes du même caractère intangible.

Ainsi, la thermodynamique considère des systèmes partenaires qui se transforment en échangeant de l'énergie : les principes reconnaissent d'abord que deux modalités existent pour ces échanges, travail et chaleur, et qu'elles se reconnaissent par la coordination entre variables microscopiques. De même, les principes de la morphodynamique régissent les transformations au cours desquelles le système complexe échange des biens avec les partenaires habitant son environnement. Ces échanges modifient à tout moment la somme des biens dont chacun est propriétaire. En conformité avec *notre expérience quotidienne*, les principes reconnaissent que ces échanges peuvent avoir deux

modalités différentes et reconnaissables à la coordination entre variables des sous-systèmes :

1) l'échange de *services*, W , créés par l'activité délibérée consentie en vue d'un résultat utile aux partenaires. Pour assurer la production de tels services, les variables dynamiques des structures du producteur sont modifiées de façon *coordonnée* ; cela vaut aussi pour le récepteur qui désactive simultanément les structures qui auraient produit les services acceptés. Les services revêtent la forme de *savoir-faire reproductibles*, et transmissibles tels quels ou appliqués à des supports matériels transmissibles ultérieurement comme systèmes expérimentés ou comme produits manufacturés. Par exemple, la technique d'impression des circuits électroniques peut être transmise en cédant un brevet, ou en déléguant un technicien entraîné, ou encore en livrant les circuits imprimés.

2) l'échange de *messages codés*, Q , concernant des éventualités d'intérêt, survenues mais encore ignorées, et contenant informations, instructions ou injonctions dans une suite *non prévisible ni reproductible*. Par conséquent, les variables dynamiques des structures varient de façon *non coordonnée* aussi bien dans le système émetteur qui formule le message que dans le système récepteur qui l'assimile : les contenus sont nouveaux et pourvus de sens, mais le sens n'est pas nécessairement le même pour les deux partenaires. Par exemple, le partage du manteau a pour Saint-Martin une tout autre signification que pour le mendiant, et une tout autre incidence sur leurs destinées respectives.

Comme cet exemple l'illustre, les deux modalités d'échanges se superposent en pratique ; de plus, comme en thermodynamique, elles s'avèrent transformables l'une dans l'autre. En effet, la *description* est la transformation d'un savoir-faire en un message ; à l'inverse, l'*exécution* est la transformation d'un message en un savoir-faire. Selon *notre expérience quotidienne*, ces transformations peuvent se pratiquer sans gain ni perte, ce qui sera formalisé par le *premier principe*. Elles ne sont cependant pas toujours faisables. Si un savoir-faire est toujours descriptible à un certain niveau de détail, il n'est généralement pas possible de passer à l'exécution à partir de la seule description ; la raison en est qu'une masse potentiellement infinie de données contextuelles n'y figure pas : aucun discours ne rendra Saint-Martin capable de reprendre le manteau qu'il a coupé sur une inspiration subite. Le *deuxième principe* de la morphodynamique a pour objectif de formaliser cette asymétrie fondamentale et d'en identifier les causes et les conséquences.

V.1. Le premier principe

En attendant, le premier principe affirme une première contrainte sur les transformations exécutées par un système complexe : *dans un cycle de N transformations, $N > 1$, tel que l'état final est identique à l'état initial, la somme des échanges est nulle :*

$$\sum_{\substack{i=1 \\ \text{cycle}}}^N (Q_i + W_i) = 0. \quad (5.1)$$

Par exemple, un système peut échanger un savoir-faire ou son produit contre le produit, identique ou différent, d'un autre système ; mais il peut aussi l'échanger contre des messages comme la promesse qu'il sera rendu, ou un signe monétaire, voire une marque affective. Tel qu'il est énoncé, le premier principe stipule que *les partenaires se sont entendus sur l'équivalence des biens échangés* malgré la différence de leur nature ; à défaut, il y aurait un gagnant et un perdant et les états initial et final seraient différents dans les deux partenaires, situation expressément exclue dans la présente formulation en termes de cycles. Par exemple, la législation requiert l'équivalence pour reconnaître les contrats passés entre tiers ; à défaut, elle les déclare nuls pour escroquerie ou abus de confiance.

Comme les variables dynamiques des structures subissent *des variations spécifiques de l'échange*, le système complexe s'éloigne de l'équilibre stationnaire qu'il avait préalablement réalisé avec l'environnement naturel. En effet, l'échange peut comporter des éléments divergents ou particulièrement improbables dans cet équilibre, par exemple des produits nouveaux ou des instructions inédites : le système est alors mis en demeure de modifier son comportement, ajustement qui requiert la réorganisation de ses structures internes. Cette réorganisation peut être élaborée progressivement en tirant parti d'*informations pertinentes* recueillies auprès d'autres sources dans l'environnement naturel : il y a *apprentissage orienté* grâce au comportement ergodique induit et un équilibre différent est atteint où les éléments divergents sont finalement intégrés. Ce processus de restauration de l'équilibre stationnaire est un processus irréversible qui prend du temps, temps qui peut être mesuré, par exemple, comme le délai entre la réception d'un ordre et l'exécution de la tâche. La transformation est alors dite *irréversible* et elle ne peut être suivie en détail par le calcul morphodynamique.

En revanche, si les échanges sont suffisamment lents ou ne requièrent que des structures pour la plupart déjà présentes, l'apprentissage nécessaire

n'apportera pas de retard décelable. L'équilibre avec l'environnement naturel est alors continûment restauré bien qu'il soit glissant entre états voisins : la transformation est *réversible* et les échanges ont même signification pour les deux partenaires ; une telle transformation est complètement descriptible au sens morphodynamique. Elle peut en effet être représentée comme une suite de transformations infinitésimales dans lesquelles les variables morphodynamiques tension p , température complexe T et taux de transfert moyen V varient par petits accroissements dp , dT et dV ; ces accroissements sont corrélés conformément aux équations d'état. Les échanges infinitésimaux peuvent donc être exprimés en termes d'*une paire de ces accroissements*, par exemple dT et dV ,

$$\delta W = -p(T, V) dV, \quad (5.2)$$

$$\delta Q = C_v(T, V) dT + l(T, V) dV. \quad (5.3)$$

Ici, C_v est une *capacité informationnelle* qui mesure le contenu informationnel créé par l'accroissement de la température complexe à taux de transfert constant ; l mesure l'effet dû à l'accroissement du taux de transfert à température constante. Le même échange peut être écrit en fonction de T et p :

$$\delta Q = C_p(T, p) dT + h(T, p) dp. \quad (5.4)$$

la définition des coefficients étant évidente *mutatis mutandis*. Dans une transformation finie entre deux états distincts, les échanges dépendent du *chemin parcouru* dans l'espace p, V, T . Concernant la valeur numérique de ces coefficients, la thermodynamique établit la relation de Mayer :

$$C_p - C_v = R. \quad (5.5)$$

D'autre part, la mécanique statistique appliquée à l'espace unidimensionnel de la morphodynamique donne pour la capacité informationnelle

$$C_v = r R/2, \quad (5.6)$$

avec $r=1$ pour le système parfait et $r=3$ pour tous les niveaux hiérarchiques du système réel. Le premier principe peut maintenant être exprimé en fonction des variables morphodynamiques. En effet, la sommation de l'équation (5.1) est remplacée par l'intégrale des échanges infinitésimaux :

$$\oint (\delta Q + \delta W) = 0. \quad (5.7)$$

Alors, la théorie des potentiels affirme qu'existe une fonction d'état $U=U(T, V)$ telle que

$$dU = \delta Q + \delta W, \quad (5.8)$$

et sa variation entre deux états distincts est *indépendante du chemin parcouru*. Pour les systèmes complexes, cette fonction déjà apparue dans l'équation (3.8) est dénommée *propriété interne* dans le sens que le concept « propriété » désigne indifféremment des biens matériels ou des biens non matériels tels que les signes monétaires ou les biens intellectuels. Les méthodes de la thermodynamique permettent de calculer la variation de cette fonction entre deux états stationnaires quelconques.

V.2. Le deuxième principe

En morphodynamique, le deuxième principe a pour objectif de formaliser l'asymétrie des transformations entre modalités d'échange. Comme pour la transmission de la chaleur en thermodynamique, cette asymétrie est liée à l'existence d'une *direction préférentielle* dans la transmission des messages. C'est une propriété empirique bien connue et d'apparence triviale : *les messages ne passent que dans un sens*, à savoir qu'ils émanent d'un émetteur qui détient une information nouvelle, ou a la compétence de la déterminer, à destination d'un récepteur qui s'y conforme du fait qu'il n'a pas ces prérogatives. Or, d'après l'équation (4.2), la température complexe s'interprète précisément comme la grandeur qui mesure le niveau de connaissance ou d'expérience ; elle peut donc servir de « coefficient de qualité » qui spécifie *le sens permis* pour une transmission d'information. Moyennant cette interprétation, on peut suivre le modèle de la thermodynamique pas à pas : on définit l'émetteur et le récepteur comme des *morphostats*, c'est-à-dire des systèmes assez grands pour que les échanges envisagés laissent leur température complexe invariante, et on considère qu'un système complexe messenger opère la transmission entre eux par une suite de transformations internes qui le ramènent à son état initial ; suivant l'énoncé de Clausius de la thermodynamique, on pose que le système messenger qui parcourt un cycle ne peut opérer la transmission que si le message Q_1 prélevé à l'émetteur à T_1 et le message Q_2 délivré au récepteur à T_2 satisfont l'inégalité :

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0. \quad (5.9)$$

En effet, en tenant compte du premier principe qui stipule que le cycle parcouru laisse la propriété interne du système messenger invariante, $\Delta U = Q_1 + Q_2 = 0$, on voit que l'inégalité n'est satisfaite que si $T_1 > T_2$ avec Q_1 positif, c'est-à-dire reçu par le système messenger, et Q_2 négatif, c'est-à-dire cédé par ce système ; en d'autres termes, *le message ne passe que si l'émetteur est plus expérimenté que le récepteur*. Cette expression implique l'asymétrie annoncée pour les transformations entre savoir-faire et informations : si le système messenger n'a contact qu'avec le morphostat émetteur, l'inégalité (5.9) stipule que Q_1 doit être négatif ; en d'autres termes, le messenger ne peut revenir à son état initial qu'en cédant de l'information et non en en acceptant en vue de la transformer ultérieurement en savoir-faire : on retrouve l'énoncé de Kelvin de la thermodynamique.

L'inégalité (5.9) peut maintenant être traitée sur le modèle de la thermodynamique. La généralisation suivante est ainsi démontrable : *est réputé spontanément parcouru tout cycle de N transformations morphodynamiques tel que*

$$\sum_{\substack{i=1 \\ \text{cycle}}}^2 \frac{Q_i}{T_i} \leq 0, \quad (5.10)$$

la limite d'égalité n'étant atteinte que si le cycle est *réversible*. A cette limite peuvent être définis des cycles de Carnot pour la transformation entre services et messages, ainsi qu'une nouvelle fonction sujette à un principe de maximalisation

V.3. La fonction complexité

La thermodynamique établit que la version réversible de l'équation (5.10) fonde l'existence d'une nouvelle *fonction d'état* $S=S(T,V)$ propre au système :

$$dS = \frac{\delta Q(T, V)}{T}. \quad (5.11)$$

En raison de la division par le coefficient de qualité T , cette fonction peut s'interpréter comme *l'accumulation de tous les messages reçus δQ , mais débarrassés des significations* que le système pourrait leur attribuer au moment de leur réception ; cette accumulation mesure donc simplement le nombre de structures constituées au cours de l'histoire du système et on

convient de l'appeler *fonction complexité*. La formulation la plus explicite du deuxième principe de la morphodynamique est alors :

$$\sum_{i=1}^{N'} \frac{Q_i}{T_i} \leq S_B - S_A. \quad (5.12)$$

Cette relation est valable pour toutes les transformations réelles quels que soient les processus physiques qui les engendrent ; elle montre que les messages qu'il est possible d'échanger avec un système sont *bornés par sa fonction complexité*, fonction qui dépend du système seulement et non des processus d'échange : *entre deux états initial et final, la somme des messages échangés, pris avec leur signe et après division par la température complexe à laquelle l'échange a eu lieu, ne saurait dépasser la variation de complexité du système entre les deux états*. Cette variation est clairement spécifique des structures constituées dans le système ; elle est indépendante aussi bien de la signification des informations que des circonstances dans lesquelles elles sont actuellement échangées.

Du point de vue microscopique, la fonction complexité S est assimilable à la fonction de Shannon introduite dans la *Théorie de l'information* (Atlan, 1972). En effet, cette fonction y est définie comme le logarithme de la probabilité d'occurrence du message ; or la probabilité ne dépend que de sa longueur (après transcription optimisée en langage binaire) et elle est indépendante de sa signification exactement comme S . Le message sera plus complètement décrit si cette signification entre en ligne de compte, y compris le fait déjà souligné qu'elle varie avec le système concerné. La morphodynamique en fournit le moyen : dans tout échange d'information, le changement en complexité dS est pondéré dans chaque système par le coefficient de qualité T qui dépend de ses fonctionnalités selon l'équation (4.2). Comme déjà noté concernant les échanges, le contenu d'un message Q ne dépend donc pas seulement de sa longueur mais aussi du *chemin parcouru* par le système émetteur entre deux de ses états A et B , et la signification se trouve inscrite comme arrangement mutuel spécifique des symboles dans le message :

$$Q = \int_B^A T(S, V) dS. \quad (5.13)$$

où $T=T(S, V)$ se calcule en résolvant l'équation $S=S(T, V)$ obtenue par intégration de l'équation (5.11). Du côté récepteur, le même message Q sera reçu au cours d'une transformation de ce système et le changement

de complexité induit dépendra du chemin qu'il aura alors parcouru. Les changements de complexité seront donc en général différents dans l'émetteur et dans le récepteur ; l'identité ne peut survenir que si les températures complexes sont constantes et très voisines, c'est-à-dire si les deux systèmes sont déjà en équilibre morphodynamique, auquel cas les transformations sont réversibles.

La morphodynamique offre ainsi une solution au problème lancinant qu'on rencontre pour décrire l'ordre dans les structures biologiques : il n'est pas possible de le décrire seulement en termes d'entropie ou d'information au sens de Shannon, car la « qualité » de celle-ci importe plus que sa quantité (Blumenfeld, 1981). Il apparaît ainsi un *lien original entre les notions d'information, d'expérience et de complexité*. Pour les systèmes mentaux, la morphodynamique trouvera aussi des applications utiles dans le domaine de l'apprentissage : elle formalise le fait empirique reconnu qu'il a toujours un contenu fonctionnel et que celui-ci varie avec le niveau d'expérience auquel il se produit.

V.4. Théorème de l'accroissement de la complexité

L'aboutissement de la théorie est le cas particulier du système *isolé au sens morphodynamique* : il est isolé de tout partenaire avec lequel il pourrait échanger des messages, mais *il n'est pas isolé* de son environnement naturel, dont les fluctuations assurent le comportement ergodique et mélangeur et conduisent à l'équilibre morphodynamique. Dans ce cas, le deuxième principe stipule que les états d'équilibre final et initial sont caractérisés par :

$$S_B \geq S_A. \quad (5.14)$$

Strictement parlant, ce résultat d'interprète comme suit : *si une contrainte externe qui maintient le système complexe dans un état A est levée, le système quitte cet état pour évoluer spontanément vers un état B où sa fonction complexité est plus élevée*.

L'évolution décrite par l'équation (5.14) est *une complexification spontanée* qui prend place grâce au comportement ergodique et mélangeur induit par les variations aléatoires de l'environnement naturel. On pourra dire familièrement qu'un système complexe laissé à lui-même dans son environnement naturel *tend toujours à se complexifier*, mais c'est une ellipse dont on ne peut éviter les risques qu'en retournant aux définitions détaillées qui précèdent. Le corollaire qui se déduit du deuxième principe s'énonce enfin comme suit :

si le système complexe se trouve dans un état stationnaire stable sous les contraintes actuelles, c'est que sa complexité a atteint la valeur maximale absolue qui est possible sous ces contraintes. La démonstration est la même qu'en thermodynamique : si ces contraintes permettaient un état B' de complexité supérieure, $S_{B'} > S_B$, le système devrait s'y rendre spontanément pour se confronter à l'équation (5.14), ce qui contredirait l'hypothèse que B est stable. A nouveau, ce corollaire de maximalisation absolue constitue un critère très utile : si la fonction complexité S est connue pour tous les états possibles du système, les états stationnaires sous les contraintes actuelles peuvent être calculés en recherchant les *maxima liés* de la fonction complexité sous ces contraintes. Il sera finalement possible d'en déduire les équations d'état comme on le fait couramment en thermodynamique et en mécanique statistique.

Le théorème de la maximalisation de la complexité peut paraître surprenant au premier abord car il semble accrédi-ter l'idée de la génération spontanée d'un bien sans contrepartie. Bien sûr, il n'en est rien : il y a émission continue d'entropie sous la forme de chaleur latente libérée pendant que les structures se complexifient. Ces flux d'entropie sont entraînés conformément au deuxième principe de la thermodynamique : une force physique est à l'oeuvre, et elle réside dans les gradients de température entretenus par l'évolution spontanée de l'univers. La complexification se fait donc aux dépens de ces gradients exactement comme l'ordre physique se fait aux dépens de ces mêmes gradients. Il n'y a donc aucune génération spontanée.

Ce que ces flux produisent de spontané, par contre, c'est la conversion de signaux aléatoires en signes informationnels doués de sens. Le mécanisme de conversion repose sur la conjonction du comportement ergodique et mélangeur et de la tendance universelle des systèmes dynamiques à minimiser leur énergie totale. Il se produit ainsi une ségrégation orientée des fluctuations qui s'accroissent continuellement pour aboutir à une complexification spécifique et croissant sans fin. C'est peut-être l'aspect le plus étrange de la théorie ; pourtant, il n'est pas étrange que la tendance au désordre des systèmes physiques isolés : là aussi, le comportement ergodique et mélangeur fait apparaître les structures à première vue les plus improbables, et la maximalisation de l'entropie résulte précisément de l'absence de toute discrimination entre les structures. Dans les systèmes ouverts, par contre, l'énergie est mobile, mobilité qui tend à laisser sur place les structures qui abandonnent la plus grande énergie de liaison ; il n'est donc, à la réflexion, pas étonnant qu'on trouve parmi elles les spécimens les plus complexes, c'est-à-dire, à première vue, les plus improbables. La sélection inexorable de ces

structures à la fois complexes et improbables confère incontestablement une aura de surnaturel à l'évolution dictée par le théorème de maximalisation : en effet, cette évolution théorique rivalise en complexité avec le fonctionnement même de l'esprit que, de son côté, l'évolution naturelle a réussi à faire éclore au cours des temps géologiques.

VI. CONCLUSIONS

Dans cet article sont établis les fondements de la morphodynamique, théorie formelle applicable aux systèmes complexes stationnaires. Elle est basée en premier lieu sur la dynamique des particules physiques qui les constituent ; en second lieu, la théorie invoque trois hypothèses constructives sur les structures dans lesquelles ces particules sont susceptibles de s'arranger. Hautement plausibles et compatibles avec la physique, les trois hypothèses spécifient que les systèmes complexes sont des systèmes fonctionnels et capables d'adaptation. Elles aboutissent d'une part à l'inséparabilité de ces systèmes d'avec leur environnement et, d'autre part, à l'évolution spontanée et irréversible vers leur structure hiérarchisée à niveaux superposés. Ces propriétés sont l'apanage exclusif des systèmes vivants, observation qui constitue une *validation générale* a posteriori de la théorie, y compris les hypothèses constructives que la physique a inspirées au départ. Au surplus, la théorie se prête à l'interprétation de systèmes mentaux ou sociaux qui débouche sur les idées d'information, d'expérience et de communication. La morphodynamique explique ainsi la structure, les comportements et les propriétés abstraites des systèmes complexes par la démarche même que la thermodynamique utilise pour expliquer l'ordre dans les systèmes physiques ; on peut donc la créditer des mêmes standards d'objectivité, de rigueur et de vraisemblance.

En raison de sa haute généralité, la morphodynamique peut trouver d'innombrables applications. L'une des plus prometteuses concerne l'encadrement du développement d'un système par un autre compétent dans un certain domaine : dans cette situation, deux systèmes d'expérience nettement différente entrent en contact et communiquent spontanément jusqu'à ce que l'équilibre morphodynamique s'établisse entre eux. Ainsi, le système encadrant entretient un environnement fait de variations nombreuses autour d'un thème au niveau de complexité adéquat ; dans cet environnement délibérément enrichi, le système encadré peut recueillir l'information nécessaire à un développement rapide dans le domaine de compétence en question. Ce point de vue communicationnel permet d'établir une théorie

générale de l'encadrement : elle a pour but d'étudier les méthodes qui induisent l'indispensable comportement ergodique dans le système en cours d'apprentissage. Les applications possibles couvrent les aspects les plus généraux de l'éducation (Fivaz, Fivaz et Kaufmann, 1982) ; elles s'étendent de la conduite de l'apprentissage cognitif et affectif chez le nourrisson (Fivaz) à la pédagogie universitaire et l'accumulation du savoir (Fivaz, 1991), et de la promotion de l'autonomie individuelle à la thérapie de certains troubles mentaux (Fivaz, Fivaz et Kaufmann, 1983).

La macroéconomie est une autre application prometteuse qui a l'avantage d'être testable numériquement. Elle consiste à reconnaître les signes monétaires comme des messages échangeables contre les services désirés par les partenaires économiques. Dès lors, les cycles de Carnot et leurs généralisations irréversibles décrivent comment les productions se créent et se distribuent en échange des valeurs monétaires. Il en résulte une *théorie formelle de la formation des prix*, théorie qui semble manquer encore en économie classique (Boulding, 1981). Le théorème de maximalisation de la complexité s'applique à l'ensemble des acteurs en concurrence bien que libres de se coaliser au besoin ; il établit qu'aux fluctuations spontanées près, l'ensemble est à même de soutenir à long terme une *croissance économique* quantitative et qualitative, bien qu'elle soit nécessairement accompagnée de *l'érosion des monnaies* (Fivaz).

En conclusion, la morphodynamique est régie par des principes généraux qui sont de même nature que les principes intangibles de la thermodynamique. Il en ressort que les systèmes complexes peuvent être analysés par les méthodes qui ont largement contribué à notre compréhension des systèmes physiques. On peut donc en attendre un impact similaire en sciences humaines où nombre de problèmes de civilisation défient encore notre entendement.

Références

- H. ATLAN, *L'organisation biologique et la théorie de l'information*, Hermann, Paris, 1972, Ch.1.
- P. AUGER, *Dynamics and Thermodynamics in Hierarchically Organized Systems*, Pergamon Press, Oxford, UK 1989.
- L. A. BLUMENFELD, *Problems of Biological Physics*, Springer Verlag, Berlin, 1981, Ch.2.
- K. E. BOULDING, *Evolutionary Economics*, Sage Publ., Beverly Hills, Cal 1981, Ch.6.
- G. M. EDELMANN, *Neural Darwinism*, Basic Books, New York, N.Y., 1987.
- E. FIVAZ, R. FIVAZ, L. KAUFMANN, Encadrement du développement, le point de vue systémique. Fonctions parentale, pédagogique, thérapeutique, *Cahiers critiques de thérapie familiale et de pratiques de réseaux*, 4-5, 63, 1982.
- E. FIVAZ, R. FIVAZ, L. KAUFMANN, Accord, conflit et symptôme : un paradigme évolutionniste. *Cahiers critiques de thérapie familiale et de pratiques de réseaux*, 7, 91, 1983.
- R. FIVAZ, Thermodynamics of a Single Bloch Wall, *Phys. Rev.* B1, 5797, 1982 ; *Symmetry breaking by Random Fields*, *Helv. Phys. Acta*, 58, 497, 1985.
- R. FIVAZ, *L'ordre et la volupté*, Presses polytechniques romandes, Lausanne, 1989.
- R. FIVAZ, Thermodynamics of Complexity, *Systems Research*, 8, 19, 1991 ; Par bonheur, les dés sont pipés : ergodicité et épistémologie, *Bull. Soc. Vaudoise des sc. nat.*, sous presse.
- R. FIVAZ, Texte et contexte, la perspective thermodynamique, *Cahiers critiques de thérapie familiale et de réseaux*, 13, 59, 1991 ; aussi Réf.6.
- R. FIVAZ, The Hidden Hands : Ergodicity and Economics, submitted for publication.
- M. GERL, C. JANOT, *Thermodynamique et physique statistique*, Hachette, Paris, 1970.
- H. HAKEN, *Synergetics*, Springer Verlag, Berlin, 1978, Sec. 6.7.
- L. LANDAU, E. LIFSCHITZ, *Physique statistique*, MIR, Moscou, 1967, p.329.
- H. G. SCHUSTER, *Deterministic Chaos*, Physik Verlag, Weinheim, Germany, 1984, Ch.6.
- F. REIF, *Statistical and Thermal Physics*, Mc Graw Hill, New York, N.Y., 1965, Ch.6.
- R. THOM, *Modèles mathématiques de la morphogenèse*, 10/18, Paris, 1974.