

LA SOURCE DE L'IRREVERSIBILITE

X. de HEMPTINNE

Departement de chimie,

Katholieke Universiteit Leuven

B-3001 Leuven, Belgique

Πάντα ῥεῖ, tout coule, tout passe, disait Héraclite l'éphésien. O temps, suspends ton vol... Le temps (Χρονοϛ) : certains anciens l'associaient à un dieu cruel qui dévorait ses enfants (Κρονοϛ). Mais qu'est donc ce temps qui passe inexorablement?

Si on ne me le demande pas, disait saint Augustin, je crois savoir ce qu'est le temps; mais si on me le demande, je ne le sais plus. Pour Aristote, le temps est le nombre du mouvement. A la même question, Pascal fut contraint de conclure dans l'"Esprit Géométrique" que cette notion appartenait à l'essence des choses, précisant "Qui le pourra définir ? Et pourquoi l'entreprendre puisque tous les hommes conçoivent ce que l'on veut dire en parlant du temps sans qu'on le désigne davantage". Puis il risqua dans le sens d'Aristote: "les uns disent que c'est le mouvement d'une chose créée, les autres la mesure du mouvement".

Notre expérience accorde au temps une flèche inexorable. On ne remonte pas dans le passé comme on procède vers l'avenir. De même la physique est amenée à reconnaître à la variable temps un caractère dissymétrique entre passé et futur. On donne à cette propriété le nom d'irréversibilité, quoique cette dernière notion mérite une définition plus élaborée.

La chaleur s'écoule spontanément du chaud vers le froid et jamais dans le sens opposé. La friction ralentit le mouvement mais ne l'accélère jamais. Le vieillissement biologique nous fournit une autre illustration bien tangible d'irréversibilité.

Le développement de la thermodynamique nous a fourni un outil pour codifier l'irréversibilité. Réalisant la synthèse des travaux de Carnot et de Joule, Clausius découvrit en 1854 une propriété des systèmes macroscopiques, nommée entropie (désignée par la lettre S), dont la valeur croît inéluctablement pour tout processus spontané.

En 1877 Boltzmann donna à la fonction entropie une interprétation théorique. Il la relia au logarithme de la probabilité relative de l'état macroscopique dans lequel se trouve le système. De plus il proposa un mécanisme qui devrait engendrer l'irréversibilité. A partir de celui-ci il établit l'équation cinétique qui porte son nom. Elle devait décrire quantitativement

l'approche à l'équilibre de systèmes initialement perturbés. Ces propositions furent le démarrage d'une suite de réflexions et de débats, d'une part sur la signification profonde de l'entropie et de l'autre sur la légitimité de l'équation cinétique proposée.

Les disputes scientifiques se sont succédées, où de violentes polémiques entre écoles rivales ne furent pas absentes. A ce jour, et malgré les progrès indiscutables de nos connaissances et les efforts nombreux concernant ce domaine fascinant, la discussion n'est pas close. Quoique prétendent certains auteurs récents, la question demeure : quelle est donc la source ou l'origine de l'irréversibilité?

1. Expérience de Joule

Dans les ouvrages scientifiques la question de l'irréversibilité est le plus souvent introduite au moyen d'images. La plus commune est celle d'une boîte séparée en deux compartiments. Le premier contient un gaz à une pression donnée et le second est vide ou contient ce même gaz à une autre pression. Un processus spontané et irréversible est initié par la rupture de la division entre les deux compartiments. L'expérience prouve que le gaz se partage rapidement dans toute la boîte et que, sans aide extérieure (par exemple une pompe), la situation initiale ne se reproduit plus. On remarquera que la dynamique de la détente est très différente de celle de l'oscillation périodique et donc réversible d'un pendule sans frottement.

Le dispositif décrit ci-dessus avait été utilisé par Joule pour une expérience fameuse qui porte son nom. Il monta les deux compartiments dans un calorimètre. Joule montra que, pour un gaz idéal, la détente ne s'accompagne d'aucun échange de chaleur avec le voisinage. Depuis lors on en a toujours conclu que la détente était un phénomène irréversible caractéristique d'un système isolé, car à première vue le voisinage ne semble pas être impliqué dans le processus. Il convenait dès lors de découvrir et de quantifier le mécanisme de l'irréversibilité dans des systèmes dits isolés.

Pour Boltzmann et bien d'autres après lui la tentation fut grande d'attribuer cette propriété aux très nombreuses interactions ou collisions entre les molécules du gaz. Cette interprétation, combattue violemment par certains contemporains de Boltzmann, mais admise par beaucoup de chercheurs aujourd'hui, est-elle donc plausible ?

2. La mécanique déterministe

La découverte principale du génial Newton fut la relation linéaire entre force et accélération. Comme toute force exercée sur un objet implique une réaction inverse agissant sur la source de la force, la mécanique Newtonienne est strictement déterministe. Dans

l'interaction entre deux corps isolés du reste du monde, seuls les acteurs sont impliqués. Entre eux rien ne se perd et rien ne se crée.

Depuis Newton, en passant par Lagrange et Hamilton, le formalisme de la mécanique s'est enrichi mais son caractère déterministe est resté. Malgré l'apparition plus récente du principe d'incertitude de Heisenberg, le remplacement de la mécanique de Newton par la mécanique quantique n'a rien changé à cette situation.

La conséquence mathématique de la mécanique Newtonienne est d'être strictement réversible dans le temps. Dans ce contexte particulier, ce dernier concept est défini comme suit: *Quelle que soit l'équation dynamique envisagée, on peut toujours y remplacer la variable t par $-t$ sans en modifier le résultat final.* On fait donc allusion à une opération mathématique qui n'est pas directement accessible à l'expérimentation.

Si la mécanique Newtonienne doit être valable pour les particules du gaz auquel il a été fait allusion plus haut, celle-ci aussi devrait être réversible, contrairement à ce qui en avait été dit. Y a-t-il donc un conflit de définitions ? Celle de la mécanique est-elle trop stricte ? En faut-il une autre ?

3. L'évolution déterministe d'un état transitoire

Essayons un exercice simple. Considérons une collection de particules admises à effectuer une translation sur une ligne entre deux limites extrêmes, en conservant leur vitesse absolue. Supposons qu'au départ elles soient toutes concentrées en un même lieu mais que leurs vitesses initiales soient toutes différentes. Négligeons enfin, pour faciliter le calcul, l'effet des collisions inéluctables entre particules, qui d'ailleurs n'ont pas d'autre effet que d'échanger le nom des partenaires qui sont en jeu (figure 1). Grâce à leur vitesses différentes les particules se partagent rapidement le long de toute la ligne et, si leur nombre est suffisant et leur vitesses suffisamment variées, la situation initiale de concentration des particules en un seul point ne se reproduit plus. Quoique déterministe, ce système est-il irréversible?

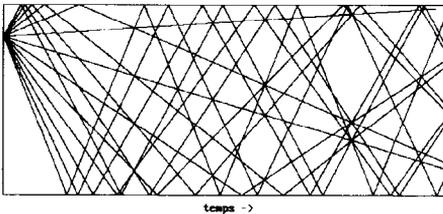


Figure 1. Translation de particules le long d'une ligne (verticale). Exemple d'évolution au cours du temps d'une fluctuation de concentration. Les particules se dispersent de plus en plus.

En fait nous venons d'introduire de la notion d'irréversibilité une définition particulière, plus subjective ou apparente: ici l'irréversibilité est devenue synonyme de défaut de récurrence. A la suite du célèbre mathématicien Poincaré, beaucoup d'auteurs attribuent en effet l'irréversibilité apparente des systèmes macroscopiques à un temps de récurrence infiniment long, et donc inobservable. Avec cette nouvelle définition la mécanique déterministe prônée plus haut paraît à première vue suffisante pour justifier une dynamique orientée dans le temps.

Deux définitions du concept d'irréversibilité s'opposent. La première, nommée ici "apparente" concerne des phénomènes dont la dynamique formelle ne dépend pas du sens du temps (dynamique déterministe) mais dont le temps de récurrence est si long que les conditions valables dans le passé ne se retrouvent plus. Au contraire, l'irréversibilité "stricte" se rapportera désormais à des systèmes dont la dynamique contient des éléments non-déterministes à définir ultérieurement.

4. Le rôle de l'environnement

Les conclusions de l'expérience de la double boîte sont ambiguës. Tout le monde connaît la différence qu'il peut y avoir entre l'acoustique d'une chambre démunie de ses tentures ou tapisseries et celle de la même chambre complètement meublée. De même, dans certains laboratoires d'acoustique on trouve des chambres à réverbération sonore et des chambres anéchoïques (sans écho). Crever une même baudruche dans l'une ou l'autre chambre donne des résultats fort différents. Dans le premier cas il se forme une perturbation acoustique qui se maintient d'autant plus longtemps que la qualité de réverbération des murs est meilleure; dans le second cas le bruit est à peine perceptible.

Il est vrai que dans les deux cas l'air excédentaire contenu dans les baudruches se répand de manière (apparemment) irréversible, comme indiqué plus haut. Toutefois, dans le premier cas, la perturbation acoustique demeure, son spectre de fréquences est stable, caractéristique des conditions initiales et très différent de celui d'un bruit de fond d'origine thermique, alors que la perturbation disparaît rapidement dans le second cas. L'air contenu dans les chambres étant le même, il est clair que la relaxation de la perturbation acoustique ne dépend que de la nature des parois du système. Comme l'accession du système à son nouvel état d'équilibre implique forcément la disparition de la perturbation acoustique, il est évident que le mécanisme sous-jacent dépend de l'interaction du gaz avec son voisinage (ici les parois).

Revenons à l'expérience de Joule et examinons la suite des événements.

A partir du moment où s'effectue la liaison entre les deux compartiments il s'établit un mouvement collectif ou cohérent des particules. Si le gaz ne rencontrait pas de paroi, on obtiendrait un jet, comme pour les propulseurs de nos engins spatiaux. Le jet se mue en onde acoustique (superposition de mouvements collectifs) par réflexion sur la paroi opposée.

L'énergie contenue dans le mouvement collectif est soustraite à la réserve d'énergie thermique présente dans le gaz auparavant (mouvement désordonné). Donc dans un premier temps, la réserve thermique étant sollicitée, la température du gaz, mesure du mouvement incohérent, diminue, tandis que l'énergie totale est constante, partagée entre un mouvement collectif (acoustique) et la composante thermique résiduelle.

La relaxation proprement dite, c'est à dire la recherche d'un nouvel équilibre, occupe la phase ultérieure du processus. Il s'agit alors de la disparition ou dissipation de la perturbation acoustique, l'énergie impliquée étant retransformée intégralement en énergie thermique. Si le gaz est idéal, la température revient à son point de départ. Au total il y a eu conservation de l'énergie et le processus global est isotherme, comme Joule nous l'avait montré.

L'éparpillement des particules dans les deux compartiments constitue sans doute une première forme d'irréversibilité (apparente). Mais l'établissement irréversible (sens strict) de l'équilibre final, c'est à dire la dissipation du mouvement collectif, doit avoir eu lieu s'il faut qu'en fin de course le calorimètre marque l'absence d'échange de chaleur et le maintient d'une température constante. L'expérience dans les chambres de réverbération acoustique et anéchoïques suggère pour cette dernière phase nécessaire du processus général, que le mécanisme sous-jacent implique un échange avec les parois. Tant que cet échange n'a pas eu lieu ou s'il est rendu impossible (système isolé), le mouvement collectif (onde acoustique) prévaut et demeure tandis que la température du gaz (énergie thermique, contribution du mouvement incohérent, désordonné) est plus basse qu'avant la détente (détente adiabatique).

5. La cinétique de la relaxation

L'examen des phénomènes transitoires ne peut se limiter à des aspects qualitatifs. La mesure de l'évolution dans le temps des propriétés des systèmes portés hors de l'équilibre est une pierre de touche des mécanismes qui s'y déroulent.

Soit un système isolé porté hors de l'équilibre, comme par exemple cette collection de particules décrite plus haut, parcourant un mouvement de translation alternatif et déterministe le long d'une ligne. Pour mesurer l'écart par rapport à l'équilibre, choisissons comme paramètre l'évolution de la position $X(t)$ du centre de masse. Au départ cette grandeur vaut $X(0)$. Le schéma de la figure 1 suggère qualitativement cette évolution pour un système à petit nombre de particules. Si celles-ci sont concentrées à un certain emplacement au moment initial, entraînant une valeur de $X(0)$ différente de celle donnée par une répartition homogène, la dispersion fait que $X(t)$ tend progressivement vers cette valeur finale.

Sur base des équations du mouvement il est facile de calculer l'évolution du rapport $X(t)/X(0)$ pour un nombre quelconque de particules. On obtient alors une courbe dont l'allure dépend certes des conditions initiales mais dont le caractère général est typique. Après un léger temps d'attente la courbe s'infléchit et atteint très rapidement sa valeur finale. L'allure générale

de la courbe s'apparente à une Gaussienne ($e^{-(kt)^2}$) éventuellement déformée par des contributions contenant d'autres puissances (paires) de t . Une augmentation de la complexité du modèle, comme l'augmentation du nombre de degrés de liberté ou l'apparition éventuelle de mouvements chaotiques dus à la complexité éventuelle des collisions moléculaires, prônée par certains auteurs comme étant les garants de l'irréversibilité du processus, ne modifie en rien ce donné fondamental.

Contrairement à ce résultat, tous les phénomènes de relaxation et de dissipation observés dans la nature, présentent des cinétiques exponentielles ou éventuellement multi-exponentielles. Tel est entre autres le cas de la disparition d'une perturbation acoustique, à laquelle on sait que la viscosité et le transport de chaleur du milieu concerné sont associés. L'exponentielle (e^{-kt}) se reconnaît aisément par une diminution proportionnelle constante de l'écart à la valeur de l'équilibre pour un intervalle de temps constant. L'approche de l'état final est donc incomparablement beaucoup plus lente que dans le cas précédent. On peut s'en convaincre aisément en examinant la figure 2 qui représente dans le même graphique une Gaussienne et une exponentielle. La distinction est tellement nette que l'on peut conclure que la mécanique déterministe seule, propre des systèmes strictement isolés, ne peut en aucune manière conduire à la relaxation vraie et irréversible au sens strict qui nous intéresse.

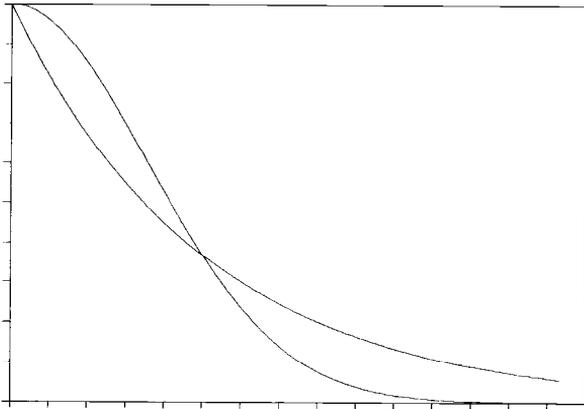


Figure 2. Si le fléchissement de la Gaussienne commence un peu plus tard, celle-ci approche ensuite de zéro très rapidement. Par contre, une relaxation exponentielle est incomparablement plus lente.

6. Entropie

L'entropie, que ce soit celle de Clausius liée à l'expérience ou la version théorique de Boltzmann, est une fonction d'état thermodynamique importante lorsqu'il s'agit de prédire et de quantifier l'irréversibilité des processus spontanés. La définition formelle de Boltzmann est

$$S = k_B \ln \Gamma(M(X))$$

Dans cette expression, la fonction $\Gamma(M(X))$ représente l'extension de l'espace des phases dont les points (X) correspondent ou appartiennent tous à l'état macroscopique donné du système concerné. Pour préciser plus avant la signification de l'entropie il faut donc faire une brève incursion dans les principes généraux de la mécanique.

Considérons l'évolution d'une particule classique unique se déplaçant le long d'une ligne. Son mouvement est défini avec précision si l'on connaît à chaque moment sa position et sa vitesse. Un graphique qui représenterait ces deux données se nomme espace des phases. Les conditions instantanées de la particule dessinent un point dans cet espace et le mouvement lui-même décrit une suite continue de points ou une trajectoire.

De même, une collection de particules qui pourraient se déplacer dans les trois directions de l'espace physique définit-elle un espace des phases. Celui-ci a maintenant bien plus de deux axes, mais son principe de fonctionnement est le même. L'état actuel du système y est représenté par un point (X) et son évolution par une ligne ou trajectoire passant par ce point.

La région de l'espace de phases accessibles au système dépend de toutes sortes de conditions extérieures. Celles-ci déterminent ce que nous nommerons l'état macroscopique (M). Par exemple, si le système est confiné dans un petit volume, la région de l'espace de phases accessible est réduite.

En principe, c'est l'étendue de la région d'espace de phase $\Gamma(M(X))$ accessible au système dans son état macroscopique donné qui intervient dans la définition de l'entropie. Dans ce cas, l'élargissement de la zone accessible, par réduction de la contrainte de volume, suggère à première vue une augmentation de l'entropie, même en l'absence d'une interaction quelconque avec le voisinage (système isolé, purement déterministe). C'est en tout cas l'argument le plus répandu, qui associe déjà l'irréversibilité apparente à l'augmentation de l'entropie. Il n'en est rien. Dans les paragraphes suivants il sera montré que l'entropie d'un système isolé et purement déterministe est constante. Son augmentation nécessite donc un mécanisme assurant une irréversibilité au sens strict.

Entrons dans les détails. D'abord il existe un théorème, du nom de Liouville, disant que la mécanique déterministe conserve sans changement son extension en phase tout le long de la trajectoire. Si l'on applique ce théorème, l'entropie devrait être constante pendant la période purement déterministe du mouvement (la détente dans l'exemple repris plus haut), contrairement à la suggestion précédente. L'augmentation de l'entropie ne concerne donc que la phase de relaxation, impliquant dès lors, comme cela a été évoqué, l'intervention du voisinage.

Il y a dans la définition de l'entropie, telle que présentée plus haut, une imprécision qu'il importe de lever. Si l'état du système est représenté par un point dans l'espace des phases, la question se pose de savoir comment associer une extension en phases $\Gamma(M(X))$ à ce point X ou éventuellement même à un ensemble de points discrets $M(X)$ ou de trajectoires. En effet les dimensions et unités de ces objets mathématiques ne correspondent pas à celles d'un volume dans l'espace des phases: un point est ni une longueur ni une surface ni quelque autre figure géométrique; de même une trajectoire n'est pas un morceau d'espace des phases.

Beaucoup d'auteurs éludent cette question en faisant remarquer que l'entropie contient un logarithme et que les dimensions introduites artificiellement aux dits point dans l'espace des phases se trouvent compensées dans un terme additif qui n'aurait prétendument aucune importance pratique. Eliminer cette question sans autre forme de procès est faire preuve de beaucoup de légèreté. Pour s'en assurer, le plus facile est de faire un bref détour par la mécanique quantique.

Ce que nous retenons principalement de la mécanique quantique est sans doute le principe d'incertitude de Heisenberg. Il y est dit qu'il existe pour chaque mouvement associé à un degré de liberté une incertitude concernant les définitions simultanées de la position et de l'impulsion ($p = \text{masse} \times \text{vitesse}$). Chaque mouvement différent couvre donc dans l'espace des phases une extension élémentaire égale à $\delta x * \delta p = h$ ($h = \text{constante universelle de Planck}$). Dans cette dernière expression, l'incertitude sur la position est la dimension physique de l'espace dans lequel s'effectue le mouvement de translation. Si nous modifions ce paramètre en assurant au mouvement un espace plus étendu, nous réduisons par la même occasion l'incertitude sur l'impulsion. Contrairement à l'hypothèse simplificatrice initiale, ce qui précède indique que l'extension en phase est nullement affectée par la levée de la contrainte et que donc la partie déterministe de la détente ne change pas l'entropie du système.

Etrangement, le détour par la mécanique quantique rencontre la réprobation certains physiciens qui n'acceptent pas la référence à la mécanique quantique dans une description à caractère essentiellement classique. Pourtant, ailleurs en physique, ils sont prêts à accorder aux arguments issus de la mécanique quantique une autorité qui dépasse celle du résultat classique. En fait, l'erreur contenue dans le raisonnement simpliste dont il avait été question plus haut est analogue à celui qui serait fait en calcul des intégrales si l'on omettait le déterminant Jacobi lors d'un changement de variables.

En thermodynamique, l'équation de Gibbs indique traditionnellement comment l'entropie varie en fonction du changement d'un certain nombre de paramètres mécaniques (variables extensives) attribués au système. Parmi ceux-ci les plus couramment nommés sont l'énergie, le volume et le nombre de particules de chaque espèce contenues dans le système. Il est toutefois reconnu que, pour être valable, il faut mentionner la restriction "pour un processus réversible". Dans ce contexte la qualité de réversibilité se rapporte à des conditions telles qu'à aucun moment un mouvement collectif ne peut exister. Par exemple, si l'on considère une détente, celle-ci doit être suffisamment lente pour laisser au mécanisme de relaxation le temps de s'achever. On n'aime pas les mouvements collectifs en thermodynamique traditionnelle.

Il est clair que la restriction dont question masque une composante supplémentaire dans la variation d'entropie. Si E représente l'énergie totale, conservée selon le premier principe de la thermodynamique ($dE=0$), on écrira donc de préférence

$$ds = \frac{dE}{T} + \frac{p}{T}dV - \sum_k \frac{\mu_k}{T}dN_k - \frac{1}{T}d(\text{énergie collective})$$

le dernier terme compensant exactement le terme de détente, tant qu'aucune relaxation n'ait eu lieu ($dS=0$). Au contraire, lorsque la relaxation est achevée, le dernier terme s'annule et l'on retrouve la forme de Gibbs habituelle. Cette question a été développée dans une monographie récente [1]. Elle permet de traiter très exactement la dynamique des phénomènes éloignés de l'équilibre sans introduction d'hypothèses supplémentaires. Parmi ces phénomènes y a en premier lieu la dynamique des fluides, riche de toutes ses facultés de créations de structures dissipatives et d'apparition de turbulence. Dans un tout autre domaine cette généralisation de la thermodynamique permet de comprendre le fonctionnement des lasers et leur éventuelle instabilité.

7. Le mécanisme de la relaxation

Un mouvement collectif ayant été provoqué, l'interaction avec le voisinage a pour effet de transformer celui-ci en mouvement thermique désordonné. Sur le plan de la thermodynamique, cette conversion engendre l'augmentation attendue de la fonction d'état entropie.

A chaque impact avec la paroi, la particule impliquée lui communique son impulsion tandis que cette dernière restitue une impulsion inverse, dont la valeur dépend de ses propres propriétés locales. Comme il n'existe aucune corrélation entre le mouvement des éléments de la paroi (milieu extérieur) et celui des particules appartenant au système, l'impact interrompt irrémédiablement la trajectoire, supprimant par la même occasion la mémoire du mouvement

initial. Cette mémoire ayant disparu, le processus général est irréversible (sens strict). C'est l'origine du phénomène qui nous occupe.

Comme une partie du processus implique des éléments extérieurs au système, soumis à des mouvements aléatoires, nous pourrions craindre de manquer d'outils pour prévoir la dynamique des relaxations. Si la proposition vaut pour chaque échange individuel avec le voisinage, il n'en est heureusement rien lorsque l'on examine le résultat moyen sur un grand nombre d'interaction. Les variables intensives (par exemple la température et aussi son gradient, la pression, etc..) jouent en effet en statistique et en thermodynamique un rôle de tout premier plan. On montre qu'à l'équilibre ou dans un état stationnaire leurs valeurs pour le système envisagé sont égales à celles du voisinage. S'il y a différence, le système est dans un état transitoire d'où il évolue soit vers l'équilibre soit vers un état stationnaire, selon que le voisinage est lui-même à l'équilibre ou non. Les propriétés du voisinage sont donc fixées par les variables intensives qui y ont cours.

Il existe aussi des systèmes de particules non bornés par une paroi matérielle. La relation de tels systèmes avec le monde extérieur utilise comme véhicule le champ électromagnétique thermique omniprésent de même que le champ de gravitation.

Dans le système proprement dit, les collisions entre les particules assurent la liaison entre les régions internes et celles où se localise les interactions avec le voisinage. De plus, si les particules sont dotées de mouvements internes, telles que rotations ou vibrations, les collisions assurent le couplage entre ces derniers degrés de liberté et la translation considérée plus haut. Ainsi, sans être les acteurs premiers du mécanisme de l'irréversibilité, les collisions permettent au contraire d'atteindre des mouvements qui sinon resteraient isolés.

Par leur grand nombre et leur fréquence élevées, les collisions justifient aussi l'approximation consistant à décrire les systèmes macroscopiques de particules au moyen des fonctions mathématiques continues que l'on aime utiliser en mécanique statistique et en thermodynamique.

Conclusion

Beaucoup de physiciens et de mathématiciens accordent actuellement aux collisions entre les particules des systèmes macroscopiques, à leur grand nombre et éventuellement à la complexité de leurs interactions, l'origine du caractère irréversible des processus spontanés. Pour eux, un système isolé, à condition qu'il puisse exister, peut en effet à lui tout seul tendre vers l'équilibre défini par les conditions (état macroscopique) où l'entropie est maximale. Ils acceptent éventuellement l'interaction avec le voisinage pour des systèmes non-isolés (certains disent "ouverts", d'autres "dissipatifs", ce dernier terme étant le mieux choisi), toutefois sans reconnaître aux échanges concernés la propriété exclusive de détruire l'information contenue dans le mouvement initial et de construire ainsi la différence entre passé et avenir.

Renoncer à l'hypothèse traditionnelle revient à éloigner du système envisagé le contrôle de son propre devenir. Une objection évidente est celle-ci: le voisinage a lui-même un voisinage plus étendu. En procédant de proche en proche, où donc l'information initiale aboutit-elle? En d'autres mots, l'univers lui-même ne serait-il pas isolé et déterministe? L'auteur qui pense avoir démontré sa thèse avec prudence pour les systèmes à petite échelle, en alliant les arguments expérimentaux et théoriques, est loin de prétendre pouvoir effectuer une pareille extrapolation. Ce serait mélanger physique et métaphysique, deux sciences dont les méthodes sont fort différentes.

L'irréversibilité en dynamique macroscopique et la fuite du temps posent donc toujours problème, sinon à l'échelle locale, au moins à l'échelle cosmique. A ce niveau, l'expérimentation détaillée n'est guère possible. Nous en sommes donc réduits aux hypothèses.

Une piste de réflexion, celle qui risque peut-être de rencontrer le plus d'adeptes, évoquera le temps de récurrence de Poincaré, qui serait pratiquement infini dans le système "univers", hypothétiquement isolé et donc privé d'échange, source de relaxation. Elle a toutefois ses limites: elle est loin de tout pouvoir expliquer, maintenant ainsi le domaine de la métaphysique hors de la portée de la physique. Faut-il s'en émouvoir?

NOTE

1. *Non-equilibrium Statistical Thermodynamics, applied to Fluid Dynamics and Laser Physics*, X. de Hemptinne, World Scientific, 1992.

RESUME

L'opinion largement répandue au sujet de l'irréversibilité observée dans la nature quant à l'évolution des systèmes macroscopiques, qui serait due dit-on aux multiples collisions entre les particules constituant ces systèmes et à la complexité de celles-ci, est le fruit d'une confusion dans la définition même de la notion d'irréversibilité. Deux significations différentes sont dégagées, l'une apparente, en général jugée suffisante, l'autre bien plus fondamentale mais négligée dans la littérature. La discussion repose sur des arguments théoriques et expérimentaux. Il apparaît sans le moindre doute que la condition nécessaire et suffisante pour que les systèmes macroscopiques évoluent de façon fondamentalement irréversible vers un état d'entropie plus grand, est la présence d'échanges avec le voisinage. Cette constatation, valable et confirmée à l'échelle de l'observation traditionnelle, pose toutefois questions si l'on cherche à l'extrapoler à l'échelle cosmique. Le développement de cette dernière extrapolation appartient au domaine bien différent de la métaphysique.

ABSTRACT

The widespread opinion according to which irreversibility of the dynamics of macroscopic relaxing systems would be the effect of the overwhelming number of collisions or interactions between their particles and of the complexity of the relevant processes proceeds from of a confusion concerning the very definition of the concept "irreversibility". This word covers indeed two different meanings, one being essentially apparent but usually assumed to be sufficient to explain the observed behaviour, the other one being more fundamental, be it generally neglected in the relevant scientific literature. It is stressed that the former is by no means related to entropy change, by contrast to the latter. Exchange of mechanical properties with the neighbourhood is shown to be the necessary and sufficient condition for the evolution of dynamic systems towards their higher entropy conditions. This statement, which is valid at the usual observational level, may eventually raise questions when extrapolated at cosmic level. However, possible discussion of conclusions drawn by such an extrapolation belongs to the realm of metaphysics, a very different domain of sciences, the methods of which being not to be mixed with straight physics.