

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 17 (1935)

**Artikel:** Les frontières de la physique et de la biologie  
**Autor:** Guye, Ch.-Eug.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-741550>

#### Nutzungsbedingungen

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

#### Conditions d'utilisation

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

#### Terms of use

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

**Download PDF:** 15.01.2026

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

# LES FRONTIÈRES DE LA PHYSIQUE ET DE LA BIOLOGIE<sup>1</sup>

PAR

**Ch.-Eug. GUYE**

(avec 6 fig.)

## INTRODUCTION.

### I. — *L'échelle d'observation crée le phénomène* <sup>2</sup>.

Qu'on nous permette d'abord de rappeler et de préciser ce fait par deux exemples.

*1er Exemple.*—Supposons, pour fixer les idées, qu'un insecte ou un microbe se promène à l'intérieur d'une poudre fine, composée de grains blancs et de grains noirs.

Il est vraisemblable que, parmi les divers phénomènes dont il serait spectateur, il distinguerait le « grain blanc » et le « grain noir ». En outre, il est à présumer qu'à son échelle d'observation, chaque disposition différente des grains qui constituent la poudre lui apparaîtrait comme un phénomène différent.

<sup>1</sup> Voir à ce sujet deux articles publiés à la *Revue générale des Sciences de Paris*: « Equilibre vital et thermodynamique » (31 juillet 1934) et « Dissymétrie micellaire et dissymétrie moléculaire » (15-31 août 1934). Nous n'avons pas cru devoir traiter ici à nouveau ces questions, bien que dans le cadre de cette étude plus étendue. Elles trouveraient leur place immédiatement après l'INTRODUCTION.

<sup>2</sup> *L'Evolution physicochimique*, p. 42.

Mais, pour nous, qui examinons cette poudre à distance, les phénomènes « grain blanc » et « grain noir » ont disparu; ils sont remplacés par un phénomène statistique nouveau que nous appelons « poudre grise »; et ce dernier phénomène demeure pour nous le même, quelque soit d'ailleurs la disposition des grains, à la condition que le mélange des grains blancs et noirs soit à peu près uniforme.

On voit donc par ce premier exemple qu'en changeant l'échelle d'observation, on a modifié totalement la nature des phénomènes.

*2<sup>e</sup> Exemple.* — Envisageons en second lieu le cas d'un « gaz parfait ».

A l'échelle moléculaire, le phénomène présente une complexité quasi inextricable. Le moindre volume de ce gaz renferme des milliards d'individus moléculaires, animés à un instant donné des vitesses les plus différentes en grandeur et en direction et occupant les positions les plus variées. L'instant d'après, par suite des chocs qui se sont produits, tout est changé et une complexité différente, non moins inextricable, a fait place à la première et ainsi de suite...

Mais à *notre échelle d'observation*, les compensations statistiques ont considérablement simplifié le phénomène. La notion d'individu moléculaire a complètement disparu; chaque portion du gaz ne se distingue plus des parties voisines et l'analyse la plus minutieuse ne saurait déceler la plus petite différence entre elles; enfin chacune de ces portions de gaz se trouve soumise à un déterminisme statistique très précis que l'on appelle: loi de Mariotte-Gay Lussac.

Bien que dans ce second exemple nous n'ayons pas la vision directe des molécules (comme nous pouvions dans le premier exemple avoir la vision des grains blancs et noirs en nous rapprochant), nous constatons néanmoins qu'en changeant l'échelle d'observation nous avons, ici encore, modifié complètement la nature de ce qu'on peut appeler les phénomènes à l'échelle moléculaire.

Mais, si le phénomène varie avec l'échelle d'observation, nous ne devons cependant pas oublier que derrière ces appa-

rences et représentations diverses, auxquelles nous donnons les noms de « grain blanc », de « grain noir », de « poudre grise » (1<sup>er</sup> exemple); de « molécules », de « volume », de « pression », de « température », etc. (2<sup>me</sup> exemple), se cache toujours une même réalité.

Selon la parole des Vedas: « *Le Réel est un, même si les Sages lui donnent des noms divers* ».

On conçoit donc qu'une même réalité pourra donner lieu aux lois et aux phénomènes les plus divers, selon que nous l'envisageons à l'échelle statistique (physico-chimie), à l'échelle moléculaire et atomique ou, enfin, à l'échelle intra-atomique.

## II. — *Phénomènes psychiques, biologiques et physico-chimiques.*

Du point de vue expérimental, les manifestations qui accompagnent et caractérisent la vie (qu'elles soient d'ordre *psychique*, comme on les observe chez les êtres supérieurs, ou d'ordre simplement *physiologique*, comme chez les végétaux) sont toujours corrélatives de ce que nous appelons à notre échelle les phénomènes *physico-chimiques*. Il n'y a pas en effet d'être pensant qui ne soit un être vivant, ni d'être vivant qui ne soit le siège de phénomènes physico-chimiques.

Il semblerait même, à première vue, que le phénomène psychique soit le plus général, puisqu'il comprend toujours les deux autres; alors que nous pouvons être témoins de phénomènes physico-chimiques, sans qu'il y ait apparence aucune de phénomènes psychiques ou biologiques.

Mais, dans le domaine restreint des phénomènes physiques et chimiques, nous pouvons distinguer divers degrés, selon l'échelle d'observation à laquelle il nous convient de nous placer.

Dans l'état actuel de nos connaissances, il semble que le plus naturel soit d'envisager en quelque sorte « trois échelles d'observations »; d'où trois catégories de phénomènes physiques et chimiques.

1<sup>o</sup> Les phénomènes *physico-chimiques*, dits « macroscopiques »,

que l'on pourrait appeler aussi « phénomènes physico-chimiques statistiques ». Ils résultent toujours de l'action statistique d'un nombre immense de molécules et d'atomes, et en vertu même de la loi des grands nombres, sont en général soumis à des lois très précises.

C'est à cet ensemble de phénomènes que s'applique généralement le terme de « physico-chimie ». C'est pour eux également qu'est valable le principe de Carnot-Clausius (deuxième principe de la thermodynamique) qui, en dernière analyse, n'est lui-même qu'un principe statistique d'évolution, auquel la loi des grands nombres semble conférer une extrême précision.

Bien que le déterminisme de ces phénomènes soit en réalité un « déterminisme statistique », il n'en a pas moins toutes les apparences d'un « déterminisme absolu ». C'est même en vertu de cette apparence que les phénomènes macroscopiques de la physique et de la chimie ont de tout temps été invoqués à l'appui des philosophies déterministes dont ils sont en quelque sorte l'origine et la raison d'être.

Or, il importe de le remarquer, ces phénomènes physico-chimiques statistiques sont, comme on sait, dans de très larges limites, de même que les phénomènes biologiques auxquels ils sont parfois associés, *fonction de la température*. La règle de Van't Hof, dont nous parlerons tout à l'heure, leur est généralement applicable, du moins dans le voisinage de la température ordinaire, c'est-à-dire dans le voisinage des températures qui conditionnent l'activité vitale.

## 2<sup>o</sup> Les phénomènes physico-chimiques *moléculaires* et *atomiques*.

L'expérience ne nous les révèle généralement pas directement et nous ne les pénétrons guère qu'indirectement par leurs effets statistiques qui constituent, ainsi que nous venons de le voir, la physico-chimie proprement dite.

Comme les précédents, ces phénomènes moléculaires et atomiques (individuels) ainsi que le prouvent les dissociations, polymérisations, etc., sont eux aussi, comme les phénomènes biologiques, *fonction de la température*.

Bien que nous n'ayons pas jusqu'ici la vision directe des

atomes et des molécules<sup>1</sup>, cette conception n'en fournit pas moins au savant moderne une puissante interprétation de la réalité. Tant de faits, et des plus divers, sont venus la confirmer, qu'elle demeure une des plus solides de la science actuelle.

A l'appui de cette conception si féconde, il suffit de citer seulement les lois des proportions définies et des proportions multiples, sur lesquelles repose la chimie dans son ensemble; les lois de l'électrolyse, les théories cinétiques et particulièrement la théorie cinétique des gaz; toutes ces explications ont à leur base la notion de discontinuité des atomes et des molécules. Enfin les travaux de Jean Perrin, sur la répartition des émulsions, n'ont-ils pas jeté comme un pont entre la réalité visible, de ces granules en suspension et cette réalité moléculaire invisible, en permettant de retrouver numériquement la valeur de quelques-unes des principales constantes de la théorie cinétique des gaz.

En un mot, l'on peut caractériser la physique à l'échelle moléculaire et atomique en disant qu'elle semble « granulaire »; mais nous verrons dans une prochaine étude que ce n'est peut-être là qu'une illusion et que ces molécules, ces atomes, etc., ne peuvent être assimilés tout à fait à des objets, tels que nous les envisageons à notre échelle macroscopique.

3<sup>o</sup> Enfin les phénomènes *intra-atomiques*, dans lesquels intervient de façon toute particulière la constante de Planck et qui font appel aux différents constituants de l'atome; électrons, protons, positrons, neutrons, etc...

Bien que ces phénomènes semblent, d'après les vues modernes, ainsi que nous le verrons plus loin, avoir eux aussi une origine statistique, ils se différencient cependant des deux catégories précédentes, en ce sens que leur évolution paraît pratiquement *indépendante de la température* (radioactivité, transmutations, etc.); du moins dans de très larges limites et *a fortiori* dans les

<sup>1</sup> Quelques observateurs ont cependant cru percevoir à l'ultramicroscope des granules dont les dimensions seraient du même ordre de grandeur que celles des plus grosses molécules de la chimie organique. Etaient-ce bien des molécules ?

limites relativement étroites entre lesquelles la vie semble pouvoir se développer.

\* \* \*

En résumé, des trois catégories de phénomènes physiques et chimiques que nous venons d'examiner, seules les deux premières (soit les phénomènes physico-chimiques statistiques, et les phénomènes moléculaires et atomiques individuels) sont comme les phénomènes biologiques fonction de la température. Cela crée immédiatement entre ces deux catégories de phénomènes et les phénomènes biologiques une parenté dont il est impossible de faire abstraction.

Le fait que les phénomènes envisagés à l'échelle intra-atomique se trouvent pratiquement indépendants de la température, nous autorise donc pour l'instant à faire abstraction de cette échelle dans l'interprétation que nous pouvons faire des manifestations vitales.

Il ne faudrait cependant pas en conclure prématurément que la biologie soit indépendante de ce qui se passe à l'intérieur de l'atome; car les propriétés mêmes des molécules et des atomes ne dérivent-elles pas en dernière analyse, de ce qui se passe à leur intérieur?

\* \* \*

La question que nous sommes maintenant en droit de nous poser et sur laquelle nous aurons l'occasion de revenir fréquemment est la suivante:

*Les phénomènes biologiques, dans toute leur généralité, sont-ils intimement et exclusivement liés aux phénomènes physico-chimiques statistiques (macroscopiques) qui les accompagnent toujours?*

En d'autres mots, la vie dans toutes ses manifestations est-elle entièrement régie par les lois statistiques précises de la physico-chimie à notre échelle et de ce fait se trouve-t-elle soumise à un déterminisme que la loi des grands nombres rend quasi inéluctable, ou bien, y a-t-il lieu de faire intervenir dans son évolution, le caprice des fluctuations ou même les lois individuelles moléculaires et atomiques?

Si nous ne sommes pas en mesure, dans l'état actuel de la science, de pouvoir répondre de façon catégorique à une question de ce genre; du moins pourrons-nous chercher à nous rendre compte dans quelle mesure les phénomènes physico-chimiques, d'une part, et les phénomènes biologiques, d'autre part, dépendent les uns des autres.

#### LE RÔLE DE LA TEMPÉRATURE DANS LES PHÉNOMÈNES PHYSIQUES ET CHIMIQUES.

*La règle de Van't Hof.* — Le physicochimiste hollandais Van't Hof a, comme on sait, formulé une règle approximative qui unit la vitesse d'une réaction chimique à la température à laquelle elle se produit.

Cette règle peut s'énoncer de la façon suivante:

*« Au voisinage de la température ordinaire, une élévation de dix degrés centigrades, suffit à doubler approximativement la vitesse d'une réaction chimique. »*

Cette règle, qui souffre d'ailleurs de très nombreuses exceptions, peut se déduire de diverses considérations théoriques. Mais les différentes formules qui ont été proposées pour représenter la vitesse d'une réaction chimique en fonction de la température, ont ceci de commun que cette vitesse de réaction varie généralement très rapidement lorsqu'on modifie la température à laquelle la réaction se produit.

La théorie cinétique des gaz, appliquée au cas des réactions gazeuses, nous en fournira un exemple concret.

Si l'on admet la loi de répartition des vitesses moléculaires de Maxwell et si l'on suppose qu'à partir d'une certaine énergie les chocs entre molécules deviennent dissociants et peuvent par conséquent amorcer de nouvelles réactions, on retrouve approximativement la règle de Van't Hof « pour toutes les vitesses de dissociation qui ne sont ni très lentes ni très rapides »<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Ch.-Eug. GUYE, La loi de répartition des vitesses moléculaires et les actions de surface. *Journal de Chimie physique*, t. 21, fasc. 1, 15 avril 1924. Voir aussi C. R., t. 176, p. 835, 1923 et *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 1922, suppl., p. 132 et 153.

D'autre part, si l'on désigne par  $V_T$  et  $V_{T_0}$  les nombres de molécules dissociées dans l'unité de temps, aux températures absolues  $T$  et  $T_0$  et cela pour une « même masse gazeuse », on trouve en s'appuyant sur un calcul effectué par MM. P. Langevin et J. Rey<sup>1</sup> (Voir Note p. 13.)

$$\frac{V_T}{V_{T_0}} = \sqrt{\frac{T}{T_0}} e^{A\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)} \quad (1)$$

expression qui, lorsque  $T$  et  $T_0$  sont peu différents, se réduit à

$$\frac{V_T}{V_{T_0}} = e^{A\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)}$$

qui n'est autre que la formule de Van't Hof.

Si donc on admet avec Van't Hof qu'entre 20° et 30° (cent.) le rapport  $\frac{V_T}{V_{T_0}} = 2$ , la constante A est alors très approximativement égale à 6000.

Dans ces conditions l'examen de la formule (1) montre avec quelle énorme rapidité varie le nombre des chocs dissociants au fur et à mesure que l'on modifie la température et notamment lorsque la température s'abaisse.

A la température de + 150°, la vitesse de dissociation serait environ 325 fois plus rapide qu'à 30°; à la température de — 100°, elle serait à peu près 3.800.000 fois plus lente qu'à 30°.

Il va sans dire que les chiffres qui précédent, basés sur un cas particulier et résultant d'une extrapolation très hardie ne peuvent être considérés ni comme précis, ni comme généraux; ils montrent seulement que la vitesse des réactions chimiques aux très basses températures devient pratiquement nulle. Mais cette conclusion même n'est cependant pas absolue; car il existe des réactions chimiques qui, même à la température de l'air liquide ou de l'hydrogène liquide (— 253°) ont encore lieu avec violence; tel est en particulier le cas de la réaction entre l'hydrogène et le fluor. Mais ce sont là, semble-t-il, des cas tout à fait exceptionnels.



<sup>1</sup> P. LANGEVIN et J. REY, *Le Radium*, t. 10, p. 142 (1913).

Quoiqu'il en soit, c'est à ce ralentissement très rapide de l'activité chimique que le froid doit sa puissance de conservation. Non seulement il supprime pratiquement les réactions qui s'effectueraient sous l'influence seule de la température, mais indirectement toutes celles qui ont pour cause la présence de microorganismes, dont l'activité vitale se trouve elle-même, ainsi que nous le verrons plus loin, considérablement ralenti par le froid; telles les réactions qui accompagnent la putréfaction. C'est donc avec raison que l'on a pu dire « qu'en suspendant l'action destructrice du temps, le froid est susceptible d'augmenter considérablement les richesses de l'humanité ».

NOTE SUR LES CHOCS DISSOCIANTS EN FONCTION  
DE LA TEMPÉRATURE.

En désignant par  $\frac{mv_0^2}{2}$  l'énergie minima pour qu'un choc entre molécules soit dissociant, on a d'après une formule donnée par P. Langevin et J. Rey<sup>1</sup> pour le nombre de chocs dissociants, dans l'unité de temps et l'unité de volume du gaz

$$V_T = n^2 \sigma^2 \sqrt{\frac{2\pi}{hm}} e^{-\frac{hmv_0^2}{2}}$$

$n$  nombre de molécules dans l'unité de volume;  $\sigma$  diamètre moléculaire;  $h$  constante  $= \frac{N}{2RT}$  ( $N$  nombre d'Avogadro;  $R$  constante des gaz parfaits;  $T$  température absolue);  $m$  masse moléculaire;  $\frac{mv_0^2}{2}$  énergie à partir de laquelle les chocs sont dissociants;  $v_0$  composante normale de la vitesse relative de choc, à partir de laquelle le choc est dissociant.

On aurait donc pour le rapport entre les nombres de chocs dissociants à deux températures différentes  $T$  et  $T_0$  en tenant compte de ce que  $\frac{n}{n_0} = \frac{T_0}{T}$  (gaz parfaits)

$$\frac{V_T}{V_{T_0}} = \sqrt{\left(\frac{T_0}{T}\right)^3 e^{\frac{Nmv_0^2}{4R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)}} \quad (1)$$

<sup>1</sup> P. LANGEVIN et J. REY, *Le Radium*, t. 10, p. 142 (1913).

Mais si au lieu de rapporter les nombres de chocs dissociants à l'unité de volume comme l'ont fait P. Langevin et J. Rey, nous les rapportons à un même nombre de molécules, c'est-à-dire à une même masse gazeuse considérée à deux températures différentes, l'expression précédente devient alors, en posant pour abréger:  $A = \frac{Nm\bar{v}_0^2}{4R}$

$$\frac{V_T}{V_{T_0}} = \sqrt{\frac{T}{T_0}} e^{A\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)}$$

qui, dans le cas où  $T$  et  $T_0$  sont peu différents (10 degrés) se réduit approximativement à la formule de Van't Hof.

$$\frac{V_T}{V_{T_0}} = e^{A\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)}.$$

Si, comme nous l'avons fait, nous supposons cette formule exacte entre  $20^\circ$  et  $30^\circ$  (soit  $T = 303$ ;  $T_0 = 293$ ); c'est-à-dire  $\frac{V_{303}}{V_{293}} = 2$ , on déduit de (1) la valeur  $A = 6000$ .

Nous pouvons alors, à l'aide de la formule (1) calculer les rapports  $\frac{V_T}{V_{T_0}}$  des vitesses de dissociation pour diverses températures supérieures ou inférieures à la température de  $30^\circ$ , laquelle est voisine de celle d'un très grand nombre d'organismes vivants.

Ce calcul conduit alors aux résultats suivants:

$T = 423$ ( $t = 150^\circ$ )	$V_{(150)}$ est	325 fois plus rapide que $V_{(30)}$
$T = 303$ ( $t = 30^\circ$ )		_____
$T = 293$ ( $t = 20^\circ$ )	$V_{(20)}$ est	2 fois plus lent que $V_{(30)}$
$T = 253$ ( $t = -20^\circ$ )	$V_{(-20)}$ est	123 » » » $V_{(30)}$
$T = 233$ ( $t = -40^\circ$ )	$V_{(-40)}$ est	440 » » » $V_{(30)}$
$T = 173$ ( $t = -100^\circ$ )	$V_{(-100)}$ est	3.800.000 » » » $V_{(30)}$

En d'autres mots, une réaction qui mettrait un jour à se produire à la température de  $30^\circ$  cent., s'effectuerait en 4 minutes  $\frac{1}{2}$  à  $150^\circ$ . Elle mettrait 4 mois environ à  $-20^\circ$ ,  $14\frac{1}{2}$  mois

à — 40° et près de 10.000 ans à la température de — 100°. C'est dire qu'à cette température la vitesse de réaction serait pratiquement nulle<sup>1</sup>.

#### LE RÔLE DE LA TEMPÉRATURE DANS LES PHÉNOMÈNES BIOLOGIQUES.

De façon générale, il semble, qu'entre les basses températures où la vie peut demeurer comme suspendue, et les températures élevées qui l'anéantissent, il y ait pour chaque organisme une température optima particulièrement favorable à son activité vitale.

On sait en effet qu'une grenouille (animal à sang froid dont la température demeure très voisine de celle du milieu qui la baigne) placée dans l'eau glacée demeure inerte et paresseuse, alors qu'elle devient alerte et vive dans l'eau légèrement tiède.

L'hirondelle qui, dans son vol, peut déployer, semble-t-il, une énergie considérable, a comme de nombreux oiseaux d'ailleurs, une température voisine de 42°, soit de 5° supérieur à celle du corps humain. En vertu même de la règle de Van' t Hof que nous venons de voir, les réactions chimiques dont son corps est le siège et qui accompagnent la respiration et la nutrition, doivent donc avoir une vitesse notablement plus grande que celle des réactions qui se passent à température plus basse, dans le corps humain ou dans celui de la grenouille.

<sup>1</sup> Cette énorme diminution de la vitesse de réaction aux très basses températures, proviendrait du fait qu'à ces températures, le nombre des chocs dissociants devient extrêmement faible, en vertu même de la loi de répartition des vitesses de Maxwell. S'il faut, par exemple, 10.000 ans à la température de — 100° pour dissocier  $3 \times 10^{19}$  molécules, c'est-à-dire l'équivalent d'un cm<sup>3</sup> de gaz parfait (0°, 760 mm) le nombre des molécules dissociées en une seconde sera

$$\frac{3 \times 10^{19}}{10\,000 \times 365 \times 86\,400} = 10^8 \text{ approx.}$$

quoique grand en valeur absolue, ce nombre ne représente généralement qu'une fraction inappréciable des molécules du gaz soumis à l'expérience.

En appliquant la règle de Van' t Hof au cas de l'hirondelle on trouverait que les réactions chimiques qui se passent à l'intérieur de son corps doivent être 1.36 fois plus rapides que dans le corps humain. On a en effet  $\frac{V_{(42)}}{V_{(37)}}$  = 1.36. On voit donc qu'au voisinage de 37 degrés, une élévation de la température de 5° seulement, suffit à augmenter la vitesse des réactions de 36 % environ.

En résumé, l'activité vitale, en tant qu'elle se trouve liée aux réactions chimiques qui se passent dans un organisme, est fonction de la température de cet organisme; et cela vraisemblablement, selon une règle voisine de celle qu'a formulée le grand physico-chimiste hollandais Van' t Hof.

Et maintenant, voyons avec quelques détails comment les basses températures d'une part, et les températures élevées d'autre part, agissent sur le fonctionnement des organismes vivants.

1. *Les basses températures.* — Les formules au moyen desquelles, on a coutume de représenter la vitesse d'une réaction chimique en fonction de la température, montrent généralement, ainsi que nous l'avons vu au paragraphe précédent, avec quelle rapidité cette vitesse de réaction diminue lorsqu'on s'approche des très basses températures.

Il semble alors qu'en supprimant, ou du moins en diminuant dans une forte proportion l'agitation thermique, on ait pratiquement suspendu toute activité physico-chimique appréciable; et il semble qu'il en soit de même à ces températures de toute activité vitale.

Mais le plus singulier, à première vue, c'est que les très basses températures auxquelles ont été soumis des organismes rudimentaires (spores, graines, bactéries, etc.) sont généralement impuissantes à anéantir en eux les germes de la vie. On sait par exemple, depuis longtemps que certaines bactéries, phosphorescentes à la température ordinaire, perdent cette propriété lorsqu'on les porte aux très basses températures de l'air ou de l'hydrogène liquide (— 253°); elles peuvent même demeurer

huit jours impunément à cette basse température. Si on les ramène ensuite à la température ordinaire, on les verra reprendre leur phosphorescence. Le froid a donc suspendu leur activité vitale, sans la détruire; alors que des températures dépassant quelque peu cent degrés l'anéantirait rapidement et irrévozablement.

Les remarquables expériences qu'a effectuées plus récemment M. Paul Becquerel ont d'ailleurs pleinement confirmé ces résultats, en en reculant la limite jusqu'aux températures les plus basses que l'on soit capable de produire dans les laboratoires modernes ( $-268$  à  $-270^\circ$ ).

En expérimentant soit sur des graines, soit sur des spores de bactéries, de champignons, soit sur certaines espèces de pollen, soit enfin sur des spores de fougères, M. Paul Becquerel a montré d'abord que le desséchement et particulièrement le desséchement effectué dans un vide extrêmement poussé ( $\frac{1}{100000}$  mm de Hg) ne diminue nullement le pouvoir germinatif et le conserve même. Il en résulte donc d'abord que le desséchement dans le vide n'entraîne en aucune façon la mort de ces organismes.

En second lieu, un séjour prolongé de ces organismes aux températures les plus basses que l'on puisse produire par l'hélium liquide, ne modifie en rien le pouvoir germinatif des organismes ainsi desséchés.

Voici d'ailleurs, à titre d'exemple, le résultat de quelques essais effectués par M. Paul Becquerel sur les spores de fougères.

Après dessication énergique en tube scellé, le pouvoir germinatif était de 99 %, tandis qu'il était seulement de 90 % pour les spores non desséchées. D'autre part un séjour prolongé (jusqu'à 6 heures) à la température de l'hélium liquide (soit entre  $-268^\circ$  et  $-270^\circ$ ) n'a pas modifié le pouvoir germinatif des spores desséchées; il est resté de 99 %.

*A ces températures la vie est donc suspendue, mais nullement anéantie. (P. BECQUEREL C.R. t. 190, p. 134. — 1930.)*

Pour expliquer cette remarquable innocuité des très basses températures sur les germes de la vie, on peut invoquer diverses raisons.

Il ne serait pas impossible en premier lieu qu'un desséchement préalable, supprimât les possibilités de dislocation résultant de la congélation des liquides au sein même des tissus cellulaires. D'autre part on sait que la congélation modifie moins les colloïdes que l'évaporation; il semble que ce soit un procédé moins brutal. Après congélation, un grand nombre de colloïdes redeviennent colloïdes sans changement après retour à la température ordinaire. J. Duclaux voit dans cette permanence de l'état colloïdal aux basses températures, l'une des raisons de la résistance des organismes inférieurs à ces températures. « S'ils résistent, dit-il, c'est qu'au gel les colloïdes de leur tissu n'ont subi presque aucune atteinte. »

Mais si nous nous plaçons au point de vue qui nous a jusqu'ici guidé, il semble que ce soit en dernière analyse, à la diminution de l'agitation thermique aux basses températures, que soit due la conservation des organismes vivants rudimentaires. En supprimant cette agitation thermique on supprime du même coup ce facteur de « brassage » qui tend à transformer les organisations dissymétriques (qu'elles soient moléculaires ou micellaires) qui constituent les éléments vitaux de la cellule, en un chaos amorphe au sein duquel les compensations statistiques règnent alors en maîtresses.

Si donc un organisme rudimentaire a été soumis à de très basses températures, ces organisations dissymétriques subsisteront vraisemblablement et l'organisme après avoir été ramené à la température ordinaire reprendra comme auparavant son activité vitale. Il en est comme on sait, tout autrement de l'action des températures élevées.

2. *Les températures élevées.* — Alors que les froids les plus intenses, ainsi que nous venons de le voir, sont impuissants à détruire les germes de la vie, l'expérience nous enseigne d'autre part qu'à une température comprise entre 100° et 200° aucune vie ne peut subsister. Tout organisme vital, soumis à cette température est rapidement et irrévocablement détruit.

Dans l'idée que nous venons d'exposer, l'agitation thermique aurait fait son œuvre. Agissant comme une sorte de brassage, peu de temps lui aurait suffi pour anéantir de façon irrévocable

les complexités dissymétriques moléculaires ou autres et faire disparaître le phénomène vital qui en était la conséquence.

Comparaison, dit-on, n'est pas raison. On nous pardonnera cependant d'y avoir recours pour mieux illustrer notre pensée.

Lorsque les grains blancs et noirs d'une poudre sont séparés, nous avons une dissymétrie très grande entre la partie supérieure et la partie inférieure du récipient qui les contient et le système jouit alors de propriétés spéciales sur notre œil. Mais qu'on agite le récipient toute dissymétrie disparaît et avec elle le phénomène qui l'accompagnait. Il n'y a plus alors qu'un mélange à peu près uniforme et chaotique qui n'exerce plus sur notre œil la même action. Telle serait, croyons-nous, le rôle analogue que jouerait l'élévation de température dans l'anéantissement des germes de la vie; elle aurait pour effet de détruire les dissymétries qui sont à son origine.

3. *Quelques remarques sur la « panspermie ».* — La résistance remarquable que présentent les germes vitaux aux très basses températures a donné quelque crédit à une hypothèse selon laquelle notre globe primitivement stérilisé par sa haute température, aurait été après refroidissementensemencé par des germes venus d'autres mondes à travers les espaces interstellaires. C'est l'hypothèse bien connue dite de la « panspermie ».

En effet, la température de l'espace à une distance suffisamment grande du soleil est estimée approximativement à quelques degrés absolus (6 T, par exemple). C'est la température due au seul rayonnement de l'ensemble des étoiles et cela dans la région de l'Univers où se trouve notre système planétaire. Or, cette température de l'espace est vraisemblablement bien supérieure à celle des expériences que nous venons de rappeler. On en conclut donc que les germes vitaux pourraient se propager jusqu'à notre planète sans être détruits par le froid qui règne dans les espaces intersidéraux.

En réalité, la question est plus complexe. Cette température dite de l'espace correspond à celle que prendrait un « corps noir »; c'est-à-dire idéalement absorbant pour toutes les radiations et qui serait en équilibre avec le rayonnement stel-

laire. Mais les germes en suspension dans l'espace, doivent, semble-t-il, plutôt être assimilés à des corps « colorés », c'est-à-dire inégalement absorbants pour les diverses radiations. Dans ces conditions, comme l'a indiqué M. Fabry, leur température peut être très supérieure à ce que l'on appelle la température de l'espace définie par le corps noir.

Mais d'autres considérations interviennent en outre. Les germes, au fur et à mesure qu'ils s'approchent du système solaire, sont exposés à son rayonnement et tout particulièrement à ce rayonnement ultraviolet dont l'action microbicide est bien connue et dont nous, habitants du globe, serions préservés par la présence de l'ozone atmosphérique, qui fort heureusement absorbe ces radiations nocives avec une grande énergie.

Cependant, il ne serait pas impossible que des germes venus d'autres mondes, parvinssent à la surface de notre globe, tout en échappant à l'action des rayons ultraviolets. On sait, en effet, que le centre des aérolithes de gros volume, est encore froid et conserve une température peut-être voisine de celles des espaces intersidéraux, lorsqu'ils atteignent le sol, alors que leur surface extérieure a été portée à la température de volatilisation par le frottement dans notre atmosphère. Des germes emprisonnés dans la partie centrale de gros aérolithes pourraient donc, ainsi qu'on en a émis l'idée, bien parvenir indemnes à la surface de notre globe et l'ensemencer ultérieurement.

#### UNE HYPOTHÈSE SUR L'ORIGINE ET LA CONSTITUTION DE LA MATIÈRE VIVANTE.

On voit donc par ce qui précède que l'hypothèse de l'ensemencement de notre globe par des germes venus d'autres mondes, sans qu'elle puisse être définitivement écartée, est cependant très loin encore de pouvoir être admise sans réserve.

En ce qui nous concerne (et ainsi que nous en avons déjà émis l'idée), il nous semble tout aussi plausible d'admettre que la matière qui, selon les idées actuelles, est en définitive « énergie », puisse soit par le jeu de fluctuations très rares,

soit pour d'autres causes, donner naissance à des édifices moléculaires, particulièrement complexes et dissymétriques, ayant sur le milieu qui les entoure une puissance d'action de nature spéciale.

D'ailleurs l'inertie et l'énergie, n'étant que deux aspects d'une seule et même chose, il n'y a plus, comme nous le disions ailleurs, de « matière morte »<sup>1</sup>; c'est-à-dire de matière qui ne contienne en elle-même le principe de quelque mouvement spontané; et cela sans qu'il soit nécessaire de faire appel à une énergie extérieure quelconque.

Si donc, l'on admet l'hypothèse selon laquelle l'origine de la vie coïnciderait avec l'apparition, dans la constitution moléculaire, d'une fluctuation dissymétrique d'espèce relativement très rare, on conçoit d'emblée pourquoi nous avons toujours été jusqu'ici dans l'impossibilité de faire sortir la vie autrement que de la vie elle-même. Cela résulte immédiatement du fait que nous ne sommes pas le démon de Maxwell et que nous sommes impuissants à agir sur les fluctuations individuelles par le moyen grossier de nos manipulations physico-chimiques (statistiques) que seules nous sommes capables d'effectuer.

D'autre part, la rareté relative de la fluctuation dissymétrique (voir note, p. 24) expliquerait du même coup l'impossibilité pratique où nous sommes, quelle que soit d'ailleurs l'assiduité de nos observations, d'être les témoins de la génération spontanée dans un milieu préalablement et soigneusement stérilisé par l'agitation thermique<sup>2</sup>.

En second lieu, il importe de rappeler que les configurations dissymétriques, en vertu même du principe de Curie, doivent avoir sur le milieu qui les entoure une puissance d'action toute particulière. D'autre part, elles sont susceptibles de faire apparaître, même à notre échelle macroscopique, les propriétés individuelles sous-jacentes du monde moléculaire et atomique. On pourrait donc admettre à la rigueur que ce sont elles aussi qui feraient apparaître à notre échelle d'observation le phéno-

<sup>1</sup> Ch.-Eug. GUYE. Les tendances de la Physique moderne et la notion de matière. *Archives* (5), vol. 4, 1922, p. 276.

<sup>2</sup> *L'Evolution physicochimique*, p. 105.

mène vital, au sein du phénomène statistique physico-chimique; de même que dans l'exemple des poudres, les configurations dissymétriques font apparaître les propriétés individuelles des grains — c'est-à-dire le noir et le blanc — alors que les innombrables configurations dites symétriques ne livrent à notre échelle d'observation qu'un phénomène statistique général: le gris.

En d'autres mots, nous pourrons admettre que les configurations moléculaires dites symétriques, en nombre immense, dès que les molécules renferment un nombre considérable d'atomes, donneront lieu, à notre échelle macroscopique, et cela par suite des compensations statistiques et de la loi des grands nombres, aux lois très précises de la chimie organique; mais sans nous laisser entrevoir, comme les configurations dissymétriques les propriétés moléculaires individuelles sous-jacentes. On conçoit donc ainsi, dans le cas des très grosses molécules de la chimie organique, qu'on puisse avoir un nombre considérable d'isomères, dont les propriétés statistiques demeurent parfaitement précises et définies.

Par contre, les configurations dissymétriques de ces grosses molécules, qui dans notre idée correspondent aux molécules de matière vivante, feraient apparaître la réalité sous-jacente: c'est-à-dire le phénomène vital, lequel pourrait bien d'ailleurs, ainsi que nous l'avons dit déjà, être même d'essence différente, c'est-à-dire comporter d'autres notions que celles d'espace, de temps et de matière qui suffisent à nos explications statistiques physico-chimiques, à l'échelle macroscopique. Le phénomène vital nous apparaîtrait donc à cette échelle, non seulement comme de nature différente mais aussi comme participant dans une certaine mesure au caractère apparemment capricieux des fluctuations.

D'autre part, ainsi que cela ressort de la note ci-après, les configurations moléculaires dissymétriques, bien qu'en nombre « relativement » très petit, si on les compare à l'ensemble des autres configurations possibles, sont vraisemblablement cependant en nombre immense, dès que le nombre  $2m$  des éléments qui constituent la molécule atteint quelques centaines.

Il en résulte, que cette variété presque infinie en valeur

absolue, de configurations dissymétriques différentes, serait susceptible de donner lieu, dans la théorie moléculaire de la vie, aux possibilités innombrables d'évolution qui caractérisent en réalité les aspects si divers, mais cependant coordonnés en quelque mesure, que peut prendre la matière vivante.

On remarquera enfin qu'en élevant la température, l'agitation thermique, agissant comme une sorte de « brassage » aurait pour effet de transformer de façon irréversible, les configurations dissymétriques de la matière vivante, en configurations plus symétriques entraînant ainsi du même coup la disparition à notre échelle du phénomène vital lequel subsisterait cependant à l'état latent dans le sous-sol invisible des phénomènes macroscopiques.

Mais tout ceci, bien entendu, demeure pure hypothèse; et en face du profond mystère qui recouvre la vie et surtout la pensée, les considérations, quelles qu'elles soient, que la science peut être tentée d'émettre ne peuvent qu'avoir tout au plus la valeur de simples présomptions.

*Conclusions.* — Résumant brièvement le point de vue qui nous a guidé, nous dirons:

Le phénomène vital serait la conséquence d'une complexité moléculaire particulièrement dissymétrique.

Aux températures élevées, l'agitation thermique, agissant comme une sorte de « brassage », anéantirait ces dissymétries, pour les transformer de façon irréversible en un chaos où les compensations statistiques et la loi des grands nombres régneraient en maîtresses.

D'autre part, l'absence d'agitation thermique qui caractérise les basses températures, assurerait précisément la permanence de ces puissantes organisations moléculaires dissymétriques, qui seraient à la base de la constitution de la matière vivante, lui conférant ainsi sa puissance spéciale d'action sur le milieu qui l'entoure.

En d'autres mots, on peut admettre à la rigueur, qu'il y a dans le sous-sol invisible où règnent les phénomènes moléculaires et atomiques, des actions non compensées, ne donnant pas lieu à des lois statistiques précises; ce seraient alors ces actions qui,

envisagées à notre échelle macroscopique, deviendraient pour nous le phénomène vital, avec le caprice apparent que présentent de façon générale les fluctuations.

*Quant à la question de savoir si ces phénomènes vitaux, dans toute leur généralité, c'est-à-dire y compris le phénomène psychique, sont soumis ou non à un déterminisme rigoureux (statistique ou absolu) elle demeure, cela va sans dire, plus que jamais réservée.*

De plus en plus, en effet, ainsi que nous le verrons ailleurs, les physiciens s'habitueront, croyons-nous, à l'idée que le déterminisme absolu n'est peut-être qu'une illusion et que seul le déterminisme statistique est accessible à l'expérience et à l'observation.

#### NOTE SUR LES PROBABILITÉS D'APPARITION DES CONFIGURATIONS DISSYMMÉTRIQUES.

On sait que la possibilité d'apparition d'un phénomène est liée à la dissymétrie du milieu dans lequel il peut se produire (P. Curie), que cette dissymétrie résulte de la structure même du milieu, ou qu'elle soit produite artificiellement par une action extérieure. De façon générale, plus une dissymétrie sera complexe, plus augmenteront aussi les probabilités d'apparition de phénomènes variés.

Si nous essayons d'appliquer ce principe à la structure moléculaire et aux actions qu'elle peut exercer autour d'elle, nous aurons à distinguer principalement deux cas: celui où les molécules ne renferment qu'un petit nombre d'atomes, comme c'est généralement le cas des molécules de la plupart des corps de la chimie inorganique; et celui où les molécules, telles les grosses molécules de la chimie organique, renferment un nombre immense d'atomes et peuvent donner lieu, théoriquement du moins, à un nombre en quelque sorte illimité d'isomères. C'est à cette dernière catégorie de molécules qu'appartiennent vraisemblablement les molécules constitutives de la matière vivante.

Soit donc en premier lieu une molécule ne renfermant qu'un petit nombre d'atomes. Une molécule d'alcool méthylique, par exemple ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ), renfermant les groupes C, H, H, H, OH.

Si, pour fixer les idées, l'on suppose ces cinq groupes occupant le centre et les quatre sommets d'un tétraèdre, parmi les nombreuses permutations possibles, toutes ne seront pas égale-

ment probables; on peut même affirmer qu'en vertu de ce que nous appelons la valence, celles pour lesquelles le carbone n'occupe pas le centre du tétraèdre ont une probabilité quasi nulle d'apparition.

Mais envisageons, d'autre part, les grosses molécules de la chimie organique, composées de milliers et parfois même de dizaines de milliers d'atomes; les actions qui s'exercent entre tous ces atomes et leurs possibilités d'association doivent alors être presque infiniment complexes. Sans que cela soit rigoureusement exact, on peut alors avec plus de vraisemblance considérer le cas limite où toutes les permutations ou du moins un très grand nombre d'entre elles seraient également probables. De même que dans la théorie cinétique des gaz, on admet en vertu même de la complexité des chocs que la probabilité qu'une molécule occupe telle position est, après un temps suffisamment long, la même pour toutes les molécules de la masse gazeuse.

Sans nous dissimuler le caractère hautement hypothétique et approximatif d'une telle supposition, il nous a paru digne d'intérêt de rechercher dans le cas plus simple d'un ensemble de grains de diverses couleurs, de quel ordre de grandeur serait alors la probabilité d'apparition des configurations dissymétriques, en regard de la probabilité d'apparition des configurations que l'on peut considérer comme symétriques.

Représentons donc schématiquement par les figures 1 à 4, les configurations dissymétriques et symétriques résultant du regroupement de deux sortes d'éléments, seulement, supposés en nombre égal.

Les figures 1 et 2 représentent les *configurations dissymétriques maxima*; c'est-à-dire celles où tous les grains d'une espèce occupent soit la partie supérieure, soit la partie inférieure de la structure; et nous voyons par ces figures que ces structures dissymétriques maxima sont de deux sortes.

Pareillement, la figure 3 représente la *configuration symétrique maximum*; chaque moitié du système renfermant alors les deux sortes de grains en nombre égal, quelles que soient d'ailleurs les positions relatives qu'ils occupent.

Enfin, la figure 4 représente une configuration dissymétrique intermédiaire; nous préciserons plus loin ce que l'on doit entendre par ce terme.

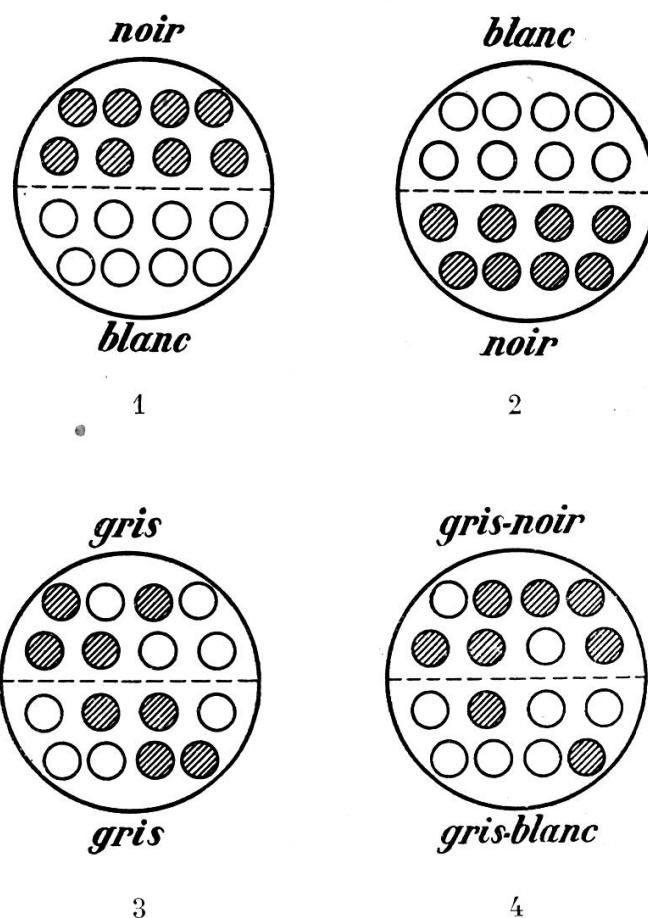
Avec les figures 5 et 6, nous pouvons aller plus loin et envisager des configurations comprenant trois sortes d'éléments en nombre égal.

Dans ce dernier cas, les configurations dissymétriques maxima qui étaient de deux sortes dans le cas précédent, peuvent être envisagées de six façons différentes (rouge, jaune, bleu; rouge-bleu, jaune; jaune, rouge, bleu; jaune, bleu, rouge; etc...).



De façon générale, on pourrait envisager des cas plus complexes de dissymétrie pour lesquels, par exemple, les diverses sortes de grains seraient plus nombreuses et les grains de chaque espèce ne seraient pas en nombre égal; de plus, on pourrait supposer que toutes les permutations ne seraient pas également probables. Le calcul en serait évidemment considérablement compliqué.

Mais comme notre but n'est pas l'étude d'un cas précis, mais plutôt la recherche de l'ordre de grandeur des probabilités,

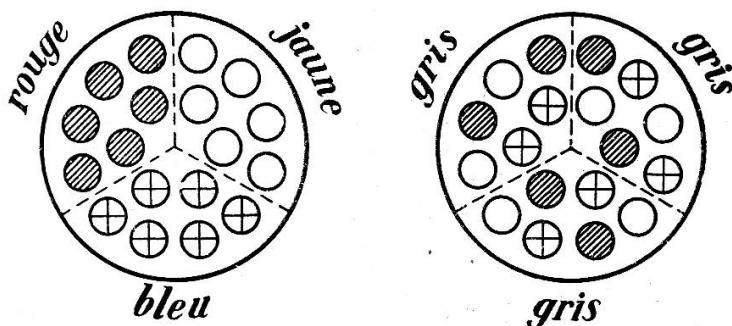


nous nous bornerons dans ce qui suit à l'étude plus simple du premier cas, nous proposant comme but 1<sup>o</sup> de rechercher l'ordre de grandeur de la probabilité d'apparition d'une configuration de dissymétrie déterminée; 2<sup>o</sup> de calculer comment varie cette probabilité en fonction du nombre des grains.

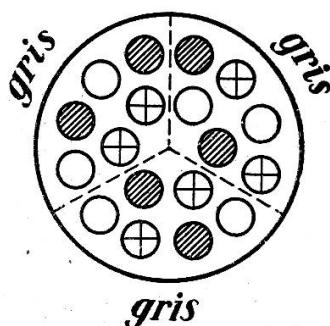
Remarquons d'abord que *toutes les configurations pour lesquelles les diverses positions des grains sont précisées d'avance sont également probables.*

Si, par exemple, nous voulions déterminer la probabilité d'apparition de la configuration figure 4, «en spécifiant que les grains de chaque espèce devront occuper exactement les positions qu'ils occupent sur cette figure», on trouverait que la probabilité d'apparition de cette figure 4 n'est ni plus ni moins probable que celle qui amène par exemple tous les grains noirs à la partie supérieure et tous les grains blancs à la partie inférieure (figure 1) ou vice versa (figure 2).

Mais le fait qui doit avant tout retenir notre attention est que ces *configurations dissymétriques ont sur le milieu qui les entoure* (et sur notre œil en particulier) *des propriétés différentes de celles que produisent les innombrables configurations plus*



5



6

*symétriques* (grises) pour lesquelles la seule condition est que les grains noirs et blancs soient à peu près en nombre égal dans chacune des deux moitiés du système.

Désignons maintenant par  $2m$  le nombre total des grains (soit  $m$  grains noirs et  $m$  grains blancs); par  $n_1$  et  $n_2$  les nombres de grains noirs et de grains blancs que renferme par exemple la partie supérieure de la structure. La partie inférieure contiendra alors nécessairement  $m - n_1$  grains noirs et  $m - n_2$  grains blancs.

Lorsque tous les grains d'une même couleur occuperont soit la partie supérieure, soit la partie inférieure (figure 1 ou 2), nous dirons, ainsi que nous venons de le voir, que la structure possède la *dissymétrie maximum*. Inversement, elle possédera la *symétrie maximum*, lorsque dans chaque moitié, il y aura exactement le même nombre de grains blancs et de grains noirs; quelle que soit d'ailleurs leur situation relative les uns vis-à-vis des autres (fig. 3).

Il est aisé de voir que la probabilité d'apparition de la dissymétrie maximum a pour expression

$$P_{d\max.} = 2 \frac{m! m!}{(2m)!}.$$

Le facteur 2 résulte de ce que l'on peut avoir la dissymétrie noir-blanc ou la dissymétrie blanc-noir.

Dans le cas de la fig. 5 où l'on a  $3m$  ´l ments en nombre égal, on a:

$$P_{d\max.} = 6 \frac{m! m! m!}{(3m)!}.$$

Le facteur 6 provenant du fait que l'on peut envisager cette structure dissymétrique maximum de six manières différentes.

Occupons-nous maintenant plus généralement des configurations de «dissymétrie déterminée» et désignons par  $n$  le nombre de grains noirs que renferme la moitié supérieure du système. Sa dissymétrie sera mesurée par le rapport  $\frac{n}{m}$ ; elle sera maximum et égale  l'unité pour  $n = m$ ; c'est--dire quand tous les grains que renferme la partie supérieure du système seront de même espèce et qu'il en sera nécessairement de même pour la partie inférieure.

Si donc, la partie supérieure renferme  $m$  grains et que sur ce nombre  $n$  soient noirs, le *nombre des configurations possibles «différentes» que l'on peut réaliser avec ces  $m$  grains pris  $n$   la fois* sera

$$M_1 = C_m^n = C_m^{m-n}.$$

Mais, comme chacune de ces combinaisons de la partie supérieure peut être associée  l'une quelconque des combinaisons possibles de la partie inférieure, nous aurons pour le nombre total des configurations différentes

$$M = [C_m^n]^2 = [C_m^{m-n}]^2.$$

Remarquons enfin, qu'au lieu de la configuration noir-blanc, nous aurions pu envisager aussi la configuration blanc-noir.

Nous aurons donc en définitive pour le *nombre total possible de configurations différentes de degré  $\frac{n}{m}$*

$$M = 2 [C_m^n]^2 = 2 [C_m^{m-n}]^2.$$

D'autre part, nous aurons pour le nombre total des combinaisons différentes possibles, lorsque la partie supérieure passe progressivement du noir pur au blanc pur

$$1 + \left[ C_m^1 \right]^2 + \left[ C_m^2 \right]^2 + \dots \left[ C_m^{m-1} \right]^2 + 1 = C_{2m}^m = \frac{(2m)!}{m! m!}$$

Cherchons maintenant la probabilité d'apparition d'une configuration de degré  $\frac{n}{m}$  (noir-blanc ou blanc-noir); nous aurons

$$p_{\frac{n}{m}} = 2 \frac{\left[ C_m^n \right]^2 m! m!}{(2m)!}$$

Voyons maintenant par un exemple, comment varie cette probabilité pour un même degré  $\frac{n}{m}$ , lorsqu'on fait varier le nombre  $2m$  des éléments.

1<sup>er</sup> cas. — Faisons  $m = 10$ ;  $\frac{n}{m} = 0,9$ .

On trouve

$$M = 200; \quad p_{0.9} = 0.00108.$$

Le nombre des combinaisons différentes de cette dissymétrie est de 200 et leur probabilité d'apparition d'environ un pour mille.

2<sup>me</sup> cas. — Faisons  $m = 100$ ;  $\frac{n}{m} = 0,9$ .

On a

$$M = 6 \cdot 10^{26} \quad \text{et} \quad p_{0.9} = \frac{6 \times 10^{26}}{9.07 \times 10^{58}} = 10^{-32} \text{ approx.}$$

On voit par cet exemple que les configurations dissymétriques de degré  $\frac{n}{m} = 0,9$ , tout en étant très rares relativement à l'ensemble de toutes les configurations possibles, sont cependant en nombre presque illimité ( $M$ ) et peuvent, tout en conservant le même degré de dissymétrie présenter entre elles une variété presque infinie, dès que  $m$  grandit.

Si nous calculons d'autre part la probabilité pour que la dissymétrie soit comprise entre 0,9 et 1, on reconnaît que cette

probabilité est à peine différente de la précédente; elle a pour valeur

$$p_{0.9 \text{ à } 1} = \frac{6.07 \times 10^{26}}{9.07 \times 10^{58}} = 10^{-32} \text{ approx.}$$

Cela provient du fait que les configurations plus dissymétriques que 0,9 sont relativement beaucoup plus rares.

Par contre, si nous passons de  $\frac{n}{m} = 0,9$  à  $\frac{n}{m} = 0,8$ , la probabilité d'apparition des configurations de cette dissymétrie augmente alors très rapidement. On a

$$p_{0.8} = \frac{5.7}{9.07} \times 10^{-17} = 10^{-17} \text{ approx.}$$

Quant à la probabilité d'apparition  $p_{0.8 \text{ à } 1}$ , elle serait notablement plus grande, mais resterait néanmoins du même ordre de grandeur.

Résumons les résultats obtenus jusqu'ici, nous dirons:

1<sup>o</sup> *Les configurations dissymétriques sont d'autant plus rares que leur degré de dissymétrie  $\frac{n}{m}$  est plus voisin de l'unité;*

2<sup>o</sup> *La probabilité d'apparition d'une configuration de degré de dissymétrie déterminé  $\frac{n}{m}$  diminue très rapidement lorsque le nombre 2m des éléments va en augmentant;*

3<sup>o</sup> *Bien que le nombre des configurations dissymétriques différentes (M), correspondant à un degré élevé de dissymétrie  $\frac{n}{m}$  soit petit relativement au nombre total des configurations possibles, il est immense en valeur absolue dès que le nombre 2m des éléments atteint une certaine valeur.*

*Remarque.* — Nous avons jusqu'ici fait usage des formules discontinues de l'analyse combinatoire, auxquelles nous avons joint la formule de Stirling. Mais dans le cas où  $m$  devient très grand, il peut être utile de leur substituer des formules continues.

Nous devons alors préciser et définir de façon un peu différente ce que nous appelons « degré de symétrie ou de dissymétrie d'une configuration ».

Dans ce cas, nous appellerons *degré de symétrie* la fraction  $\alpha$ , définie par la relation

$$\alpha = \frac{\frac{m}{2} - x}{\frac{m}{2}}, \quad (1)$$

$x$  représentant le nombre de grains (noirs, par exemple) qui dans l'une des moitiés du système dépasse  $\frac{m}{2}$ ;  $x$  pouvant varier entre  $x = 0$  (écart nul) et  $x = \frac{m}{2}$  (écart maximum);  $\alpha$  variera donc entre 1 et 0.

De même, nous appellerons *degré de dissymétrie* la fraction  $\eta$  donnée par la relation

$$\eta = (1 - \alpha). \quad (2)$$

Voyons maintenant quelle sera la probabilité d'apparition d'une configuration de degré de symétrie compris entre  $\alpha$  et 1 et de degré de dissymétrie compris entre  $\eta$  et 1.

Si le nombre  $m$  des grains est grand, nous pourrons faire usage des formules relatives aux probabilités continues. Dans ce cas la probabilité d'apparition d'une configuration de degré symétrique compris entre  $\alpha$  et 1 aura pour expression

$$p_\sigma = \frac{4}{\sqrt{\pi m}} \int_0^x e^{-\frac{4}{m}x^2} dx, \quad (3)^1$$

dans laquelle la limite supérieure  $x$  aura pour valeur

$$x = (1 - \alpha) \frac{m}{2}.$$

Transformons, comme on le fait généralement, la formule (3) en posant  $\frac{4x^2}{m} = \lambda^2$ ; elle devient:

$$p_\sigma = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\lambda=(1-\alpha)\sqrt{m}} e^{-\lambda^2} \cdot d\lambda, \quad (4)$$

que nous pourrons évaluer en faisant usage des tables bien connues de l'intégrale définie.

<sup>1</sup> Voir *L'Evolution physicochimique*, page 55.

De même on aurait pour la probabilité d'apparition d'une configuration de degré dissymétrique compris entre  $\eta$  et 1 :

$$p_\delta = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\lambda=\sqrt{m}} e^{-\lambda^2} \cdot d\lambda . \quad (5)$$

Il conviendrait d'examiner dans quelle mesure cette dernière formule permettrait le calcul des probabilités d'apparition des structures « dissymétriques », qui, lorsque  $m$  est grand sont toujours relativement en très petit nombre.

*Remarque générale.* — Il serait puéril de vouloir tirer des relations et des chiffres qui précèdent des conclusions précises concernant les probabilités d'apparition des structures moléculaires dissymétriques. En premier lieu, ainsi que nous l'avons dit, même pour les molécules dont la structure est la plus complexe, telles les grosses molécules constitutives de la matière vivante, toutes les permutations possibles d'atomes ou de radicaux ne peuvent être considérées comme également probables. En outre, nous avons effectué nos calculs sur un système composé seulement de deux espèces de grains, alors qu'en réalité une molécule de matière vivante contient toujours un assez grand nombre d'espèces différentes d'atomes ou de radicaux. Le cas étudié analytiquement est donc en fait très éloigné de la réalité.

Néanmoins, à titre d'indication seulement, proposons-nous de rechercher quelle serait dans le cas d'une molécule composée de 200 atomes de deux sortes (de poids atomique moyen égal à 10, par conséquent de poids moléculaire 2000), la probabilité d'apparition d'une structure de dissymétrie déterminée. En supposant que la substance ait une densité voisine de celle de l'eau, on trouve par la connaissance du nombre d'Avogadro qu'un  $\text{cm}^3$  de cette substance contiendrait  $3 \times 10^{20}$  molécules.

Or, la probabilité d'apparition d'une configuration de dissymétrie déterminée 0,9 n'est que de  $10^{-32}$ ; on voit donc que le  $\text{cm}^3$  de substance en question ne renfermerait vraisemblablement pas une seule de ces molécules dissymétriques et qu'il faudrait pour que cette probabilité existât envisager un volume  $10^{12}$  fois plus grand; c'est-à-dire un cube de substance de 100 mètres de côté.

Par contre, si nous passons au degré de dissymétrie 0,8 le volume d'un  $\text{cm}^3$  pourrait déjà contenir vraisemblablement quelques milliers de ces molécules dissymétriques.

Il va sans dire, qu'en limitant, comme nous l'avons fait, notre

examen au cas d'une molécule constituée seulement de deux sortes d'atomes, nous avons envisagé un cas assez spécial et très différent de la réalité. Cependant les résultats obtenus ont peut-être plus de généralité qu'ils ne le paraissent à première vue.

Admettons, par exemple, qu'une molécule de matière vivante corresponde à une certaine configuration, « dissymétrique ou non ». Nous savons que cette configuration « déterminée d'avance » n'est par elle-même ni plus ni moins probable que telle autre déterminée d'avance, en particulier que celle qui correspond à la séparation complète des diverses sortes de grains.

Si donc nous convenions d'appeler « configuration dissymétrique » toutes celles qui se rapprochent de la configuration de la molécule de matière vivante, nous nous retrouverions approximativement dans le cas étudié.

Genève, le 9 février 1935.