

SYMÉTRIE ET PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

**DU PRINCIPE DE CURIE
AUX BRISURES DE SYMÉTRIE**

JEAN SIVARDIÈRE



17 avenue du Hoggar
Parc d'Activité de Courtabœuf - BP 112
91944 Les Ulis Cedex A - France

Grenoble Sciences

Grenoble Sciences poursuit un triple objectif :

- réaliser des ouvrages correspondant à un projet clairement défini, sans contrainte de mode ou de programme,
- garantir les qualités scientifique et pédagogique des ouvrages retenus,
- proposer des ouvrages à un prix accessible au public le plus large possible.

Chaque projet est sélectionné au niveau de Grenoble Sciences avec le concours de referees anonymes. Puis les auteurs travaillent pendant une année (en moyenne) avec les membres d'un comité de lecture interactif, dont les noms apparaissent au début de l'ouvrage. Celui-ci est ensuite publié chez l'éditeur le plus adapté.

(Contact : Tél. : (33)4 76 51 46 95 - E-mail : Grenoble.Sciences@ujf-grenoble.fr)

Deux collections existent chez EDP Sciences :

- la ***Collection Grenoble Sciences***, connue pour son originalité de projets et sa qualité
- ***Grenoble Sciences - Rencontres Scientifiques***, collection présentant des thèmes de recherche d'actualité, traités par des scientifiques de premier plan issus de disciplines différentes.

Directeur scientifique de Grenoble Sciences

Jean BORNAREL, Professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble

Comité de lecture pour "Symétrie et propriétés physiques"

- ◆ **Olivier ISNARD**, Professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble
- ◆ **Christian JANOT**, Professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble
- ◆ **Jean-Bernard ROBERT**, Professeur à l'Université Joseph Fourier de Grenoble
- ◆ **Michel SCHLENKER**, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble

Grenoble Sciences reçoit le soutien
du **Ministère de la Jeunesse, de l'Éducation nationale et de la Recherche**,
de la **Région Rhône-Alpes**, du **Conseil général de l'Isère**
et de la **Ville de Grenoble**.

Illustration de couverture : Alice GIRAUD

D'après : Domaines ferroélectriques de KDP (Jean Bornarel, laboratoire de spectrométrie physique, Université Joseph Fourier, Grenoble) - Capsides de virus (James Conway, Institut de biologie structurale, Grenoble) - Cristaux d'or (Laurent Cagnon, laboratoire de cristallographie, CNRS, Grenoble) - Boucles magnétiques au-dessus de la photosphère visualisées par le satellite TRACE – crédit TRACE-NASA)

ISBN 2-86883-722-0

© EDP Sciences, 2004

EXTRAITS

en nombre fini, un tel effondrement est inévitable, puisque la portée de la force de gravitation est infinie. Si elles sont en nombre infini, les attractions mutuelles s'annulent au contraire en raison de la symétrie statistique de translation et il ne peut y avoir effondrement.

1.1. ENONCÉ DU PRINCIPE

Considérons un système physique, c'est-à-dire l'ensemble d'un objet (atome, molécule, cristal, objet macroscopique, ...) et de son environnement (champ extérieur : gravitationnel, électrique ou magnétique ; champ de contraintes ; ...), et étudions une certaine propriété physique de ce système. Nous appellerons *cause* le système et *effet* la propriété considérée. Selon Curie, "lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits. La réciproque n'est pas vraie, c'est-à-dire que les effets produits peuvent être plus symétriques que les causes".

Supposons donc que le système possède une certaine symétrie décrite par le groupe de symétrie G , et que la propriété possède également une certaine symétrie décrite par le groupe K . La symétrie de l'effet étant supérieure ou égale à celle de la cause, ou bien le groupe K est un sur-groupe du groupe G , ou bien les groupes G et K sont identiques. Considérons par exemple un *anagyre*. C'est un morceau de bois allongé, dont la face supérieure est plane ; la face inférieure, sur laquelle il repose, est bombée : cet objet ne possède pas de plan horizontal ou vertical de symétrie, il est donc chiral. On constate que sa mise en rotation autour d'un axe vertical est facile dans un sens, la rotation dans le sens opposé étant vite arrêtée par les frottements. De même, si on appuie brièvement sur une de ses extrémités, il se met à tourner dans le sens "facile". Ces observations sont en accord avec le principe de symétrie.

Plus généralement, considérons un *problème* dont les données (y compris les éventuelles conditions initiales et conditions aux limites) possèdent la symétrie G , la *solution* de ce problème possède au moins la symétrie G . Cette solution est dite *totalelement symétrique*.

Le principe de Curie a été formulé sous une forme remarquable par Y. Bouligand : "il n'y a pas de génération spontanée des dissymétries". Signalons dès maintenant deux points importants qui seront discutés en détail dans les chapitres suivants : le plus souvent, la symétrie de l'effet est identique à celle de la cause, et non supérieure ; d'autre part le principe n'est valable que dans le cas où la solution du problème est *unique*, ce qui est loin d'être toujours le cas⁴.

4. R. SHAW, "Symmetry, uniqueness and the Coulomb law of force", Am. J. Phys. 32, 300 (1964).

plan vertical contenant \vec{j} et passant par M est, en l'absence de dissipation, un antimiroir m' , \vec{E} doit lui être parallèle. En définitive, \vec{E} est parallèle à l'intersection des plans m et m' (qui est un antiaxe 2'), c'est-à-dire perpendiculaire à \vec{B} et à \vec{j} . Une nouvelle fois, nous vérifions l'utilité de l'introduction des éléments d'antisymétrie.

8.2. EFFET WIEDEMANN

Considérons un fil conducteur linéaire aimanté dans le sens de sa longueur. Lorsque le courant passe dans le fil, celui-ci se tord¹¹. En effet la densité de courant \vec{j} et l'aimantation \vec{M} ont pour symétries respectives $\infty/m'm$ et ∞/mm' , qui ont seulement l'axe d'ordre infini en commun. Si le fil restait plan, son plan devrait être à la fois un miroir et un antimiroir. Deux effets inverses ont été observés : un courant parcourt le fil (supposé en circuit fermé) s'il est aimanté dans le sens de sa longueur puis tordu ; le fil s'aimante dans le sens de sa longueur s'il est parcouru par un courant et tordu.

8.3. EFFETS GYROMAGNÉTIQUES

Considérons un cylindre d'un matériau diamagnétique suspendu par un fil sans torsion. On l'aimante dans le sens de la longueur : il tourne sur lui-même, c'est l'effet Einstein-de Haas (en pratique, on inverse brutalement le champ dans lequel le cylindre est placé). Réciproquement, si le cylindre est mis en rotation, l'ensemble des électrons reçoit un moment cinétique et le cylindre s'aimante : c'est l'effet Barnett¹². Ces deux effets sont compatibles avec le principe de symétrie, puisqu'un champ magnétique et un vecteur vitesse de rotation ont même symétrie. Ils confirment le caractère axial des grandeurs magnétiques : si une aimantation est créée par le mouvement orbital d'une particule chargée (courant particulaire d'Ampère), elle est proportionnelle au moment cinétique de cette particule ; la charge électrique étant polaire par convention, l'aimantation est axiale.

La symétrie de l'effet Faraday est décrite au chapitre 9.

11. S. CHIKAZUMI, *Physics of magnetism*, John Wiley, New-York (1964).

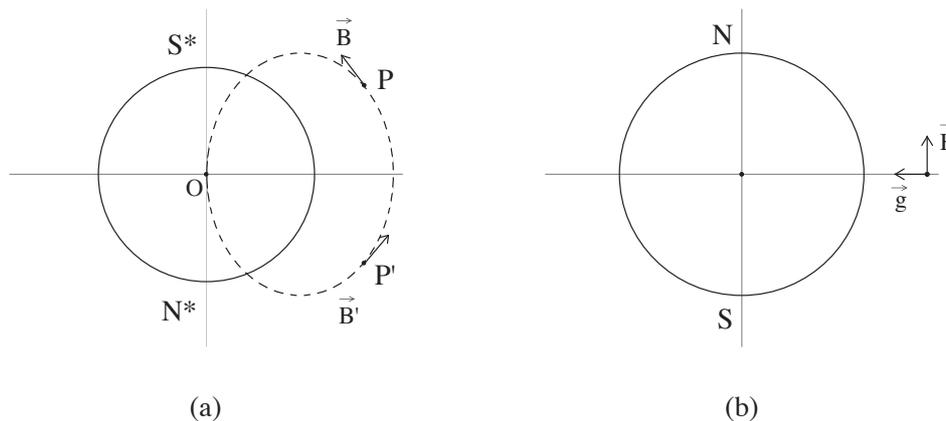
E. du TREMOLET de LACHEISSERIE *et al.*, *Magnétisme. I - Fondements et II - Matériaux et applications*, EDP Sciences, Paris (2001).

S. CHIKAZUMI, *Physics of ferromagnetism*, 2^e ed., Oxford science publication (1997).

12. A. HERPIN, *Théorie du magnétisme*, Presses Universitaires de France, Paris (1968).

champs créés en deux points P et P' symétriques par rapport à l'équateur sont représentés sur la figure 5a : on voit que les *angles d'inclinaison* en P et en P' sont opposés.

En un point de l'équateur, le champ magnétique est parallèle à l'axe des pôles, alors que le champ de gravitation est radial (fig.5b) : cette remarque illustre de manière spectaculaire la différence entre les vecteurs polaires et les vecteurs axiaux.



**Fig. 5 - (a) Symétrie du champ magnétique terrestre (en pointillé, une ligne de champ) ;
(b) champ de gravitation et champ magnétique dans le plan équatorial**

3.2. LES BACTÉRIES MAGNÉTOTACTIQUES

Une application intéressante des propriétés précédentes concerne le mouvement des bactéries magnétotactiques¹³. Certaines bactéries aquatiques ont tendance à se déplacer selon la direction du champ magnétique : leur magnétotaxie, découverte par le biologiste américain Blackmore en 1975, est due à la présence, dans leur cytoplasme, d'une chaîne de *magnétosomes*, petits cristaux superparamagnétiques de magnétite Fe_3O_4 de quelques centaines d'angströms de diamètre ne renfermant qu'un seul domaine ferrimagnétique. Les interactions entre magnétosomes orientent leurs dipôles parallèlement à la chaîne. Celle-ci, qui est parallèle au grand axe de la cellule, joue donc le rôle de l'aiguille aimantée d'une boussole : son énergie de couplage avec le champ terrestre est suffisante pour vaincre, à température ambiante, l'influence du mouvement brownien de l'eau où vivent les bactéries. Le

13. R. BLACKMORE et R. FRANKEL, "Le déplacement des bactéries dans un champ magnétique", Pour la Science 52, 14 (février 1982).

A.L. LECOCQ, "Des microbes qui naviguent à la boussole", La Recherche 127, 1317 (novembre 1981). Voir aussi "Les algues aussi s'orientent dans le champ magnétique", La Recherche 131, 361 (mars 1982).

un scalaire axial pair comme la chiralité se transforme de la même manière dans un miroir et un antimiroir.

Le résultat précédent concerne un état d'équilibre thermodynamique, après achèvement de la réaction. La présence des deux champs peut cependant agir sur les cinétiques des réactions menant aux molécules droite et gauche respectivement¹³.

3.2. SYNTHÈSE DANS UN FLUIDE TOURNANT

Finalement Pasteur suggéra de placer un mélange racémique de molécules droites et gauches dans un fluide en rotation autour d'un axe horizontal, l'application d'un champ électrique empêchant les cristaux de tourner avec le fluide. L'expérience, reprise récemment¹⁴, a été simulée avec succès par Martinet en 1977¹⁵. De petites hélices métalliques lestées par une quille sont en suspension dans un fluide en rotation autour d'un axe horizontal (fig.3). Le couple de pesanteur agissant sur chaque hélice l'empêche de tourner avec le fluide. Une hélice droite subit une force de frottement qui possède une composante horizontale \vec{f} dirigée, par exemple, vers la droite : l'hélice gauche qui en est la symétrique par rapport à un miroir vertical perpendiculaire à l'axe de rotation subit alors une force de frottement dont la composante horizontale est dirigée vers la gauche. Par suite les hélices droites et gauches se séparent.

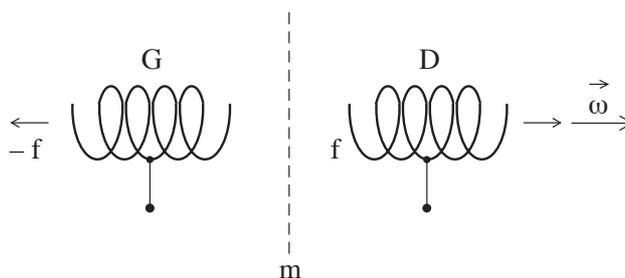


Fig. 3 - Expérience de Martinet : dédoublement mécanique d'un mélange racémique

-
13. P.G. de GENNES, "Sur l'impossibilité de certaines synthèses asymétriques", C. R. Acad. Sci. B270, 891 (1970).
 C.A. MEAD et coll., "The influence of an electric and magnetic field in chemical reactions", Tetrahedron Letters 12, 1063 (1977).
 W. RHODES et R.C. DOUGHERTY, "Effects of electric and magnetic fields on prochiral chemical reactions", J. Am. Chem. Soc. 100, 6247 (1978).
14. D.W. HOWARD et coll., "The hydrodynamic resolution of optical isomers", Al. Chem. Eng. J. 22, 794 (1976).
15. P.G. de GENNES, "Pierre Curie et le rôle de la symétrie dans les lois physiques", in *Symmetries and broken symmetries in condensed matter physics*, Actes du Colloque Pierre Curie, ESPCI, édités par N. Boccara, IDSET, Paris (1981).

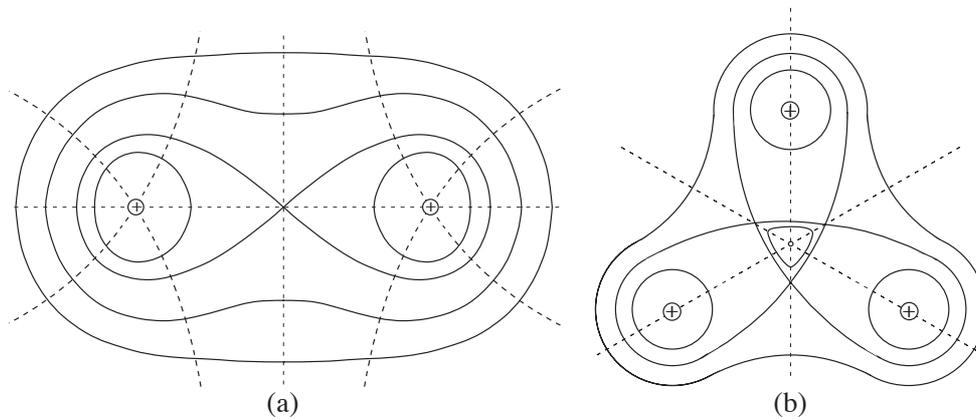


Fig. 1 - Equipotentiels et points neutres d'un système symétrique de n charges :
(a) $n = 2$; (b) $n = 3$

Comme on le vérifie sur cet exemple, une ligne de champ n'est pas, en général, totalement symétrique. Cherchons maintenant les *points neutres*, c'est-à-dire les points où le champ électrique est nul, d'un système de n charges égales placées aux sommets d'un polygone régulier. Un point neutre est nécessairement situé dans le plan des charges.

Pour $n = 2$, la solution est unique (c'est le point double de la séparatrice) et totalement symétrique (fig.1a).

Pour trois charges identiques formant un triangle équilatéral, il existe 4 points neutres situés dans le plan xy du triangle (fig.1b) : l'un est le barycentre du triangle, il est totalement symétrique ; les 3 autres forment une orbite de symétrie ternaire, ce sont les points doubles de la séparatrice en forme de trèfle. La surface $V(x, y)$ présente en effet un minimum au barycentre et trois cols.

La situation est analogue pour $n > 3$: il existe $n + 1$ points neutres, un au centre du polygone et n sur chaque hauteur du polygone^{1,2,3}. Si n charges égales sont placées aux sommets d'un polyèdre régulier à n sommets, le seul point neutre situé sur un axe de symétrie est le centre de la sphère circonscrite au polyèdre, mais il n'est pas impossible qu'il existe des points neutres en dehors des axes de symétrie.

-
1. S.D. BAKER, "On the field of equal charges at the corners of a regular polygon", Am J. Phys. 52, 265 (1984).
 2. D. KIANG et D.A. TINDALL, "On the field of equal charges at the vertices of a regular polyhedron", Am. J. Phys. 53, 593 (1985).
 3. Les points neutres considérés ne sont pas des points d'équilibre d'une charge-test, en accord avec le théorème d'Earnshaw. Voir P.J. ROGERS, "Points of equilibrium in electrostatic fields", Am. J. Phys. 47, 963 (1979).

L'allongement d'une charpente en forme de prisme triangulaire induit une transition entre deux configurations de même symétrie (chapitre 4) ; il y a réduction de symétrie si la charpente est un prisme pentagonal.

3.8. INSTABILITÉ DE BEREZIN

Quatre charges électriques égales mobiles sur la surface d'une sphère se disposent suivant les sommets d'un tétraèdre régulier. Si on applique un champ électrique infinitésimal, un axe ternaire du tétraèdre s'oriente suivant le champ ; en champ plus élevé, le tétraèdre s'aplatit et ne conserve que cet axe ternaire. Quand le champ atteint une certaine valeur critique, la symétrie change brusquement : les charges se répartissent aux sommets d'un carré situé dans un plan perpendiculaire au champ. Il ne s'agit pas ici d'un abaissement de la symétrie car la nouvelle symétrie est quaternaire : il y a *basculement* et non bifurcation, l'instabilité est analogue à une transition de phases du premier ordre. Les deux structures coexistent pour la valeur critique du champ.

4. INSTABILITÉS DES GOUTTES LIQUIDES

4.1. INSTABILITÉ DE JACOBI

Un système peut être le siège de bifurcations successives. Considérons une répartition de masse isolée dans l'espace et en équilibre gravitationnel, une planète ou une nébuleuse par exemple, c'est-à-dire un fluide incompressible dont la cohésion est assurée uniquement par les forces de gravitation. La masse m au repos a la symétrie sphérique. Supposons maintenant qu'elle subisse une rotation lente d'ensemble sur elle-même, à la vitesse angulaire constante Ω . Newton pensait que la masse s'aplatit selon l'axe polaire, contrairement aux suppositions de Cassini qui en prévoyait l'allongement, et il réussit à calculer cet aplatissement à 10% près dans le cas de la Terre. Les expéditions géodésiques envoyées au Pérou et en Laponie par l'Académie des Sciences confirmèrent ce résultat, qui fut précisé par McLaurin. Une masse m en rotation possède une symétrie de révolution autour de son axe de rotation, et a donc la forme d'un sphéroïde aplati de demi-axes $a = b$ et c , appelé *ellipsoïde de Mac-Laurin* (fig.11a). Cependant Jacobi, en 1834, montra qu'un ellipsoïde ayant ses trois demi-axes différents (fig.11b), donc de symétrie mmm , est également une configuration d'équilibre possible de la masse fluide²². a , b et c satisfont alors l'inégalité :

22 S. CHANDRASEKHAR, *Ellipsoidal figures of equilibrium*, Yale University Press, New Haven (1969).

4. LA THÉORIE DE LANDAU

Rappelons tout d'abord le principe de la classification des transitions de phases due à Ehrenfest (1933) : une transition du premier ordre est caractérisée par l'existence d'une chaleur latente non nulle, et plus généralement par une discontinuité des grandeurs physiques, l'entropie par exemple, reliées à des dérivées premières du potentiel thermodynamique. Une transition du second ordre est caractérisée par une divergence des grandeurs physiques, la chaleur spécifique par exemple, reliées à des dérivées secondes du potentiel thermodynamique.

Lors d'une transition du premier ordre, deux phases distinctes stables coexistent à la température de transition, le phénomène est accidentel ; on peut observer un hystérésis, c'est-à-dire un retard à la transition. Au contraire, lors d'une transition du second ordre, on observe une seule phase à la température critique : c'est la phase critique, qui est intrinsèquement stable mais à la limite de la stabilité²⁶ ; les deux phases ne coexistent jamais et il ne peut y avoir d'hystérésis.

4.1. RELATIONS ENTRE LES SYMÉTRIES DES PHASES

Landau (1937)^{27, 28} a été le premier à mettre en évidence le rôle de la symétrie dans les transitions de phases et à montrer qu'il existe un lien étroit entre les propriétés de symétrie d'une transition et l'ordre de cette transition. Supposons qu'un système passe d'une phase A à une phase B : désignons par G_A et G_B les groupes de symétrie de ces deux phases. Landau a eu l'idée de comparer ces deux groupes : plusieurs cas peuvent se présenter.

- **Les deux groupes sont identiques** : les deux phases cristallines ne se différencient que par les valeurs d'un paramètre positionnel ou orientationnel non fixé par la symétrie (paramètre de maille, pas d'une hélice, angle d'une molécule avec un axe, ...). C'est le cas de la transition liquide-gaz quand le système franchit la courbe de vaporisation (les deux phases cristallines ne se différencient que par leur masse volumique) ; de la *démixtion* d'une solution binaire (apparition d'une lacune de miscibilité) ; de la transition vitreuse²⁹ ; de la transition martensitique

26. L. TISZA, *Phase transformations in solids*, John Wiley, New-York (1951).

27. L.D. LANDAU et E.M. LIFSCHITZ, *Statistical Physics*, chapitre 3, Pergamon Press, Londres (1959).

28. N. BOCCARA, *Symétries brisées : théorie des transitions avec paramètre d'ordre*, Hermann, Paris (1976).

29. P. CHAUDHARI, B. GIESSEN et D. TURNBULL, "Les verres métalliques", *Pour la Science* 32, 68 (juin 1980)

11.1. SYMÉTRIES CONTINUES

La relation entre lois de conservation et symétrie continue a été généralisée par la mathématicienne allemande Emmy Noether en 1918. Selon le théorème de Noether, si un système est invariant dans un groupe continu de transformations à n paramètres, on peut trouver n constantes du mouvement (c'est-à-dire n intégrales premières des équations d'évolution). Réciproquement toute loi de conservation est la conséquence d'une invariance dans un groupe continu de transformations (ayant ou non un caractère géométrique).

Ce résultat, que nous ne démontrerons pas, est général : il s'applique aux systèmes classiques ou quantiques, relativistes ou non relativistes. Les résultats de Hamel relatifs aux systèmes soumis à un potentiel sont en accord avec le théorème de Noether. Ainsi :

- Si le groupe de symétrie est le groupe des translations, continu à 3 paramètres, on peut trouver 3 constantes du mouvement, ce sont les 3 composantes de la quantité de mouvement.
- Si le groupe de symétrie est le groupe des rotations continu à 3 paramètres, on peut trouver 3 constantes du mouvement : les 3 composantes du moment cinétique.
- Si le groupe de symétrie est le groupe des translations dans le temps, continu à un paramètre, on peut trouver une constante du mouvement, c'est l'énergie.
- Si le groupe est le groupe de Galilée d'invariance de la mécanique newtonienne à 7 paramètres (il regroupe les invariances ci-dessus), on peut trouver 7 constantes du mouvement.

En mécanique classique (relativiste), on doit envisager l'invariance dans le groupe de Galilée (le groupe de Lorentz inhomogène ou groupe de Poincaré) à 10 paramètres, et on peut trouver 10 constantes du mouvement : l'énergie, les composantes de la quantité de mouvement et du moment cinétique, et les composantes du *boost* (vitesse du centre de masse du système).

En électromagnétisme, on doit envisager l'invariance dans le groupe des transformations de jauge à 1 paramètre, l'invariant correspondant est la charge électrique. Considérons également les équations de Maxwell dans le vide¹⁵ :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{\mathbf{B}} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{\mathbf{B}} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{\mathbf{E}} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{\mathbf{E}} &= - \frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \end{aligned}$$

15. M.G. CALKIN, "An invariance property of the free electromagnetic field", Am. J. Phys. 33, 958 (1965).

5. LA LOI DE TITIUS-BODE

En 1766, l'astronome allemand Titius observa une régularité dans les distances Soleil-planètes. L'observation fut développée par Bode, et exprimée mathématiquement par Wurm en 1787 : à une bonne approximation, ces distances forment une progression géométrique^{5,6,7,8} :

$$r_n = a + b 2^n$$

en supposant toutefois l'existence d'une planète située entre Mars ($n = 4$) et Jupiter ($n = 6$). Cette hypothèse fut confirmée par les découvertes d'Uranus ($n = 8$) par Herschel en 1781 puis de l'astéroïde Cérès ($n = 5$) par Piazzi en 1801, mais elle fut contestée après celles de Neptune en 1846 et Pluton en 1930. Cependant on s'est aperçu plus récemment que toutes les distances Soleil-planètes forment approximativement une progression géométrique de raison 1,73 et que les satellites de Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune satisfont des lois analogues. S'agit-il d'une simple coïncidence, ou cet arrangement ordonné a-t-il une explication physique ?

En fait, la loi s'interprète bien si on admet que le disque proto-solaire ou proto-planétaire est invariant par rotation autour de son axe et invariant d'échelle, c'est-à-dire ne possédant pas de longueur caractéristique. Dubrulle et Graner ont montré que, quel que soit le mécanisme physique qui provoque la fragmentation du disque en planètes ou satellites, le rapport r_{n+1}/r_n des rayons de deux orbites successives est alors une constante K indépendante de n . Les nombreux mécanismes introduits précédemment pour expliquer la loi de Titius supposent implicitement l'existence de cette symétrie d'échelle et n'auraient donc qu'un rôle secondaire : seule la constante K en dépend.

EXERCICES SUR LE CHAPITRE 17

- La force du vent, la difficulté d'une escalade sont-elles repérables ou mesurables ?
- Etudier les échelles de dureté (Mohs, Brinnell), de force d'un séisme (Richter, Mercalli).
- Pourquoi la mesure d'une grandeur est-elle inversement proportionnelle à l'unité ?

5. S.L. JAKI, "The early history of the Titius-Bode law", Am. J. Phys. 40, 1014 (1972).

6. L.J. TOMLEY, "Bode's law and the missing moons of Saturne", Am. J. Phys. 47, 396 (1979).

7. C.J. RANSOM, "Bode's law and the origin of the solar system", Am. J. Phys. 48, 4 (1980).

8. B. DUBRULLE et F. GRANER, "Pas de magie dans le système solaire", La Recherche 25, 262 (février 1994).

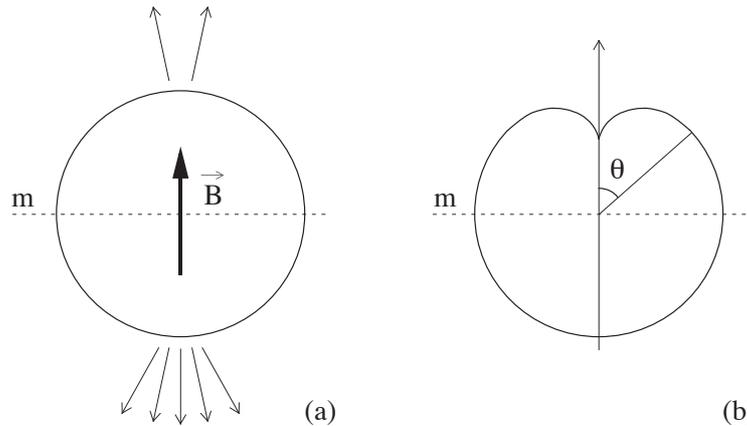
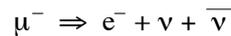
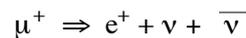


Fig. 1 - Expérience de Wu : (a) désintégration des noyaux de cobalt polarisés ; (b) indicatrice de l'émission électronique

Considérons également l'expérience de Culligan (1959). Des muons négatifs μ^- polarisés se désintègrent suivant le schéma :



Le plan perpendiculaire à la direction de polarisation des muons est un plan de symétrie. Or on constate que la répartition du rayonnement électronique émis n'est pas symétrique par rapport à ce plan : les électrons sont émis préférentiellement en sens inverse de la polarisation des muons et avec une hélicité gauche. Ici encore, le principe de Curie semble contredit par l'expérience¹⁰. Culligan a observé un phénomène analogue dans la désintégration des muons positifs μ^+ polarisés suivant le schéma :



Les positons sont émis préférentiellement en sens inverse de la polarisation des muons et avec une hélicité droite.

1.3. NON CONSERVATION DE LA PARITÉ

L'explication, conforme aux prédictions de Lee et Yang, des résultats de l'expérience de Wu est la suivante. L'interaction nucléaire faible est responsable des désintégrations radioactives β observées dans les deux expériences précédentes : contrairement aux trois autres interactions fondamentales (gravitationnelle, électromagnétique et nucléaire forte responsable de la cohésion des noyaux), elle n'est pas invariante dans une opération miroir, on dit qu'elle ne conserve pas la parité. La parité n'est

10. Voir V.W. HUGHES, "The muonium atom", Scientific American 214, 93 (avril 1966).