

Sur une possible fusion nucléaire quasi-catalytique à basse température

GEORGES LOCHAK

Fondation Louis de Broglie 23, rue Marsoulan – 75012 – Paris
email: inst.louisdebroglie@free.fr

RÉSUMÉ. On suggère d'échapper aux hautes températures actuellement nécessaires pour obtenir la fusion nucléaire, en s'appuyant sur le fait que les cycles de fusion nucléaires comportent des stades d'interactions faibles émettrices de neutrinos. L'idée est d'irradier le cycle par des monopôles magnétiques leptoniques porteurs d'une interaction faible inverse de celle des neutrinos émis. Leur absorption, équivalente à l'émission du neutrino, accélèrera les interactions faibles et par là, l'ensemble du processus. Le plus simple serait d'injecter les monopôles dans un tokamak qui est par nature un accélérateur de monopôles et dont la température serait seulement celle nécessaire à l'obtention du plasma.

ABSTRACT. It is suggested, in order to avoid the high temperatures presently required to obtain nuclear fusion, to use the fact that the fusion cycles involve weak interactions which emit neutrinos. The idea is to irradiate the whole cycle with magnetic leptonic monopoles carrying weak interactions with a sign opposite to the one of emitted neutrinos. The absorption of such a monopole, being equivalent to the emission of a neutrino, the weak interactions will be accelerated and so will the whole cycle. The best procedure would be to inject monopoles in a tokamak, which is by its very nature an accelerator for monopoles. The temperature required would only be the one necessary to obtain the plasma.

1 Introduction.

L'un des problèmes actuels les plus difficiles de la physique appliquée est l'exploitation industrielle de l'énergie de fusion nucléaire. La solution proposée jusqu'ici a été de rapprocher fortement des particules lourdes

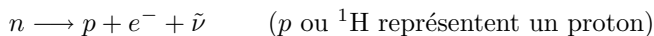
électriquement chargées (protons, deutons . . .), l'interaction forte ayant une portée très inférieure à celle de la barrière coulombienne ; d'où l'idée de porter un plasma à une haute température pour conférer aux particules une impulsion suffisante pour franchir cette barrière. Mais cette solution, n'a guère réussi car elle se heurte à deux obstacles.

- Le premier obstacle, qui a été franchi, en principe, était l'impossibilité de trouver des matériaux d'enceinte capables de contenir un plasma chauffé à des millions de degrés. La réponse brillante, due à deux physiciens russes : Tamm et Sakharov, fut le tokamak qui enferme le plasma dans une enceinte dont il ne touche pas les bords, en contraignant les particules de tourner autour d'un champ magnétique intense. Néanmoins, le problème des matériaux capables de résister longtemps aux agressions de toutes sortes (température élevée et champs incidents etc) reste posé.

- Mais il y a un obstacle plus grave : la fusion étant difficile à obtenir et surtout à maintenir, il fallut augmenter la température du plasma. Et le tokamak devint instable. Bien que la Russie soit abondamment pourvue en spécialistes de la stabilité du mouvement, ceux-ci ne vinrent pas à bout du problème et le projet fut abandonné. D'où le sujet du présent article : peut-on faire autrement ?

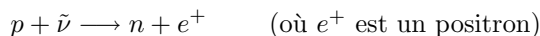
À mon avis il faut tenter d'abandonner les hautes températures. L'idée que je propose n'est pas vraiment une catalyse, mais elle y ressemble. Elle consiste à essayer d'influer, grâce à des interactions faibles, sur les interactions fortes, sources de l'énergie de fusion. En effet, l'astrophysique contemporaine a montré que les interactions faibles commandent, dans une certaine mesure, les interactions fortes responsables de l'énergie des étoiles. Selon un mot frappant, celles-ci s'éteindraient si on arrêta les interactions faibles. Mais le problème est évidemment de savoir comment on peut " se servir " des interactions faibles.

On peut se guider pour cela sur la première expérience qui a prouvé en 1953 l'existence du neutrino, longtemps après la fameuse prévision de Pauli. L'expérience était basée sur le fait qu'on savait que les neutrons libres étaient nombreux dans un réacteur nucléaire et qu'ils subissaient des désintégrations bêta lesquelles devaient émettre, si Pauli avait raison, des anti-neutrinos :



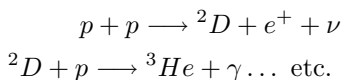
Ces anti-neutrinos, à supposer qu'ils existent, devaient être nombreux au voisinage d'un réacteur, siège de la désintégration des neutrons libres.

Donc (mais ce “ donc ” est génial), on pouvait espérer que si l’un d’eux tombait sur un proton, celui-ci reviendrait à un état neutron par une “ désintégration bêta inverse ” :

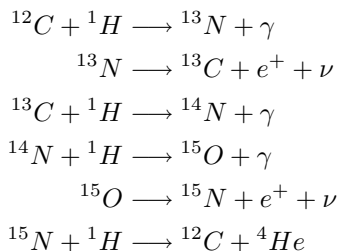


Et c’est vrai¹ : donc le neutrino existe ! Mais la probabilité de la réaction est faible, d’où la difficulté de l’expérience. Nous nous inspirons de ce raisonnement, mais rappelons auparavant les réactions qui entretiennent l’énergie des étoiles. Il y en a deux :

1. **La réaction proton – proton** (dont nous ne donnons que les deux premiers termes) part d’une réaction entre deux protons, qui crée un deuton, un positron et un neutrino :



2. **Le cycle carbone – azote – oxygène, de Bethe-Weizsäcker**, qui s’écrit :



C’est bien un cycle car le carbone ${}^{12}C$ revient, d’où le nom de “ cycle du carbone ”. Notons un point important : les réactions citées, comme celles que nous avons omises, se produisent dans les étoiles et sont reproductibles en laboratoire. Mais avec une différence qui attire l’attention : elles exigent une température notablement plus haute en laboratoire que dans les étoiles. On est alors en droit de se poser la question : Y a-t-il dans la nature des conditions, par exemple d’ordre catalytique, qui nous échappent ? C’est cette remarque qui m’a guidé, à tort ou à raison, dans la présente tentative. Ajoutons encore quelques précisions :

¹Citons une anecdote. Les auteurs de l’expérience, Reines et Cowan, télégraphièrent victorieusement à Pauli : “ *Le neutrino existe* ”. La réponse fut sobre : “ *Je le savais* ”, signé Wolfgang Pauli.

- a) Les deux séries de réactions sont des réactions de fusion nucléaire produites par des *interactions fortes* ; l'une et l'autre aboutissent à l'hélium : c'est évident pour la seconde, mais c'est vrai aussi pour la première que je n'ai pas donnée en entier.
- b) En outre, les deux séries commencent, ou sont coupées, par des *interactions faibles*, évidemment avec émission d'un neutrino.

2 L'idée proposée.

La présence de neutrinos émis lors des réactions qui entretiennent l'énergie des étoiles, ainsi que l'analogie avec la désintégration bêta-inverse dans la mise en évidence du neutrino, suggèrent l'idée que, si on pouvait envoyer un flot d'anti-neutrinos sur les éléments de la production d'énergie, on pourrait espérer accélérer cette dernière, car l'absorption d'un antineutrino est équivalente à l'émission d'un neutrino. Qui sait si quelque chose de semblable ne se produit pas dans les étoiles ? Mais même si c'est vrai, nous ne pouvons pas le créer sur terre car nous ne savons pas contrôler un faisceau de neutrinos.

En revanche, nous possédons peut-être un moyen de contourner la difficulté. J'ai mis en dernière section (pour alléger la lecture) un court exposé de ma théorie du monopôle magnétique leptonique, avec une bibliographie.

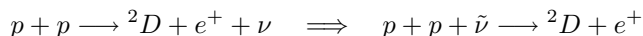
Rappelons qu'un monopôle magnétique est une particule porteuse d'une seule charge magnétique nord ou sud (ou plus ou moins), de même qu'un électron est porteur d'une charge électrique (moins). Le monopôle dont il est question ici est *leptonique* : très léger, voire de masse nulle. Il a été l'objet de nombreuses expériences, contrairement aux autres monopôles dont on parle : supposés très lourds, on ne les a jamais vus. Le monopôle leptonique est *un neutrino magnétiquement excité*, doué de deux types d'interactions :

1. Il possède une *charge magnétique (nord ou sud)*.
2. Il est capable d'*interaction faible* comme le neutrino. Le monopôle sud correspond au neutrino et le monopôle nord à l'antineutrino. On voit que dans **la réaction proton – proton**, on pourra agir sur le départ du cycle, et dans **le cycle du carbone**, on pourra agir sur deux réactions intermédiaires.

A l'inverse du neutrino, le monopôle est manœuvrable car sa charge magnétique obéit aux lois de l'électromagnétisme.

Signalons qu'un *accélérateur de monopôles* a été inventé par Bergher et Lochak [24]. Nous comptons créer des faisceaux de monopôles qui permettraient d'accélérer les réactions citées plus haut.

Une idée simple est d'introduire dans un tokamak un faisceau de monopôles nord produits par notre accélérateur. Ce sera une intervention de particules porteuses d'interactions faibles, manœuvrées de main d'homme et capables de transformer des désintégrations bêta en désintégrations bêta inverse.



On pourrait ainsi accélérer tout un cycle de réactions.

3 Les monopôles magnétiques leptoniques (exposé simplifié).

Rappelons d'abord les matrices γ_μ ($\mu = 1, \dots, 4$) de Dirac et de Clifford :

$$\Gamma_N = \{I, \gamma_\mu, i\gamma_\mu\gamma_\nu, i\gamma_\mu\gamma_5, \gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4\} \quad (N = 1, \dots, 16) \quad (1)$$

Les Γ_N sont liées par les relations suivantes, où le signe \pm dépend de μ et N :

$$\gamma_\mu \Gamma_N \gamma_\mu = \pm \Gamma_N \quad (2)$$

Il s'ensuit que *seules deux matrices* Γ_N commutent de la même manière avec les 4 matrices γ_μ de Dirac : $\Gamma_1 = I$ (avec le signe +) et : $\Gamma_{16} = \gamma_5$ (avec le signe -). On montre alors que :

a) La première matrice : $\Gamma_1 = I$ définit une invariance de phase (ou invariance de jauge) :

$$\psi \rightarrow e^{i\vartheta} \psi \quad (3)$$

qui laisse invariante l'équation de Dirac sans champ, de masse quelconque :

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi + \frac{m_0 c}{\hbar} \psi = 0 \quad (4)$$

b) La seconde matrice $\Gamma_{16} = \gamma_5$ définit une *seconde invariance de jauge* :

$$\psi \rightarrow e^{i \frac{e}{\hbar c} \gamma_5 \vartheta} \psi \quad (5)$$

qui laisse invariante l'équation de Dirac sans champ, *mais seulement de masse nulle* en raison du signe moins dans (2) :

$$\gamma_\mu \partial_\mu \psi = 0 \quad (6)$$

L'invariance de phase habituelle (3) permet d'introduire dans (4) une dérivée covariante et une jauge locale, dans lesquelles figurent les potentiels de Lorentz A_μ :

$$\nabla_\mu = \partial_\mu - i \frac{e}{\hbar c} A_\mu ; \psi \rightarrow e^{i \frac{e}{\hbar c} \phi} \psi , A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \phi \quad (7)$$

qui définissent l'équation de l'électron de Dirac :

$$\gamma_\mu \left(\partial_\mu - i \frac{e}{\hbar c} A_\mu \right) \psi + \frac{m_0 c}{\hbar} \psi = 0 \quad (8)$$

D'une façon analogue, nous avons défini (voir Littérature ci-dessous), grâce à la jauge globale (5), une jauge locale et **une nouvelle dérivée covariante** dans lesquelles figurent des pseudo - potentiels B_μ à la place des potentiels de Lorentz :

$$\nabla_\mu = \partial_\mu - i \frac{g}{\hbar c} \gamma_5 B_\mu ; \psi \rightarrow e^{i \frac{g}{\hbar c} \gamma_5 \phi} \psi ; B_\mu \rightarrow B_\mu + \partial_\mu \phi \quad (9)$$

Ces relations définissent **l'équation d'un monopôle magnétique** (voir littérature), dans lequel on retrouve la masse nulle en raison du signe moins dans (2)² :

$$\gamma_\mu \left(\partial_\mu - i \frac{g}{\hbar c} \gamma_5 B_\mu \right) \psi = 0 \quad (10)$$

C'est cette équation qui est généralement prise pour définir le " monopôle leptonique " dont les propriétés ont été vérifiées par l'expérience et qui entraînent automatiquement les lois de symétrie prévues par Maxwell et Pierre Curie (voir Littérature).

En raison de la présence, dans (9) et (10), de la matrice γ_5 pseudoscalaire, la covariance de l'équation impose que B_μ soit un *pseudo quadripotentiel* et ϕ une *phase pseudoscalaire*. Il s'ensuit que la *charge magnétique* g est un *scalaire* comme toutes les constantes physiques, contrairement à ce qui est admis habituellement.

La théorie étant quantique, la *chiralité* du magnétisme n'est pas dans la constante de charge mais dans *l'opérateur de charge* qui est pseudo scalaire comme γ_5 :

$$G = g \gamma_5 \quad (11)$$

²J'ai défini (voir Littérature) deux autres équations du monopôle de masse non nulle, mais qui sont non linéaires et donc plus compliquées, mais qu'on doit garder en mémoire.

On sait que (7) entraîne la conservation du courant électrique chez Dirac (8) :

$$\partial_\mu J_\mu = 0 \quad (J_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\psi) \quad (12)$$

De même, l'équation (10) conserve un courant magnétique Σ_μ pseudo-vectoriel :

$$\partial_\mu \Sigma_\mu = 0 \quad (\Sigma_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi) \quad (13)$$

Les courants J_μ et Σ_μ sont liés entre eux par les formules algébriques :

$$\begin{aligned} J_\mu \Sigma_\mu = 0; \quad -J_\mu J_\mu = \Sigma_\mu \Sigma_\mu = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 \\ (\Omega_1 = \bar{\psi}\psi; \quad \Omega_2 = -i\bar{\psi}\gamma_5\psi) \end{aligned} \quad (14)$$

Ω_1 et Ω_2 sont l'invariant et le pseudo invariant de Dirac. Il résulte de (14) que le courant électrique J_μ est du genre temps comme on pouvait s'y attendre, alors que le courant magnétique est du genre espace, ce qui peut surprendre. Mais on le comprend sur la représentation de Weyl de l'équation (10) :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\gamma_4 + \gamma_5) \psi = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix} \quad (15)$$

On voit que l'équation (10) se scinde en deux équations séparées à deux composantes qui généralisent les équations du neutrino, l'une étant gauche et l'autre droite :

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{s} \cdot \nabla - i \frac{g}{\hbar c} (W + \mathbf{s} \cdot \mathbf{B}) \right) \xi = 0 \\ \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{s} \cdot \nabla + i \frac{g}{\hbar c} (W - \mathbf{s} \cdot \mathbf{B}) \right) \eta = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

La partie cinétique de ces équations correspond au neutrino et à l'anti-neutrino à deux composantes, tandis que la partie potentielle correspond à une interaction électromagnétique avec une charge magnétique. **C'est ce système d'équations qui permet de considérer les monopôles magnétiques leptoniques gauche et droits comme un neutrino et un antineutrino magnétiquement excités.** (16)

Les matrices \mathbf{s} sont les matrices de Pauli, et $iB_\mu = \{\mathbf{B}, iW\}$ où \mathbf{B} et W sont respectivement un pseudovecteur et un pseudoscalaire dans R^3 . Et $B_4 = W$ est réelle, du fait que B_μ est axial.

Les courants suivants (gauche et droit), définis par (16), sont conservatifs : $\partial_\mu X_\mu = 0$; $\partial_\mu Y_\mu = 0$ et *isotropes*, ce qui est normal pour une

particule sans masse.

$$X_\mu = \{\xi^+ \xi, -\xi^+ \mathbf{s} \xi\}; \quad Y_\mu = \{\eta^+ \eta, \eta^+ \mathbf{s} \eta\} \quad (17)$$

Quant aux deux courants habituels, ils sont respectivement égaux à :

$$J_\mu = X_\mu + Y_\mu; \quad \Sigma_\mu = X_\mu - Y_\mu \quad (18)$$

On voit que Σ_μ n'est pas le courant magnétique total mais la *différence* entre les deux courants des monopôles gauche et droit. Son genre n'est donc pas imposé et le fait qu'il est du genre espace provient simplement de ce que : $X_\mu Y_\mu = 4 |\xi^+ \eta|^2 \geq 0$, ce qui ne contrevient pas au principe de causalité³. En revanche, rappelons que d'après (14) : J_μ est du genre temps.

Les lois de symétrie : nos équations du monopôle sont CPT invariantes. On le voit encore en représentation de Weyl (14), qui donne les lois de transformation :

$$\begin{aligned} P : \quad & g \rightarrow g, \quad x_k \rightarrow -x_k, \quad t \rightarrow t, \\ & B_k \rightarrow B_k, \quad W \rightarrow -W, \quad \xi \leftrightarrow \eta \\ T : \quad & g \rightarrow g, \quad x_k \rightarrow x_k, \quad t \rightarrow -t, \\ & B_k \rightarrow -B_k, \quad W \rightarrow W, \quad \xi \rightarrow s_2 \xi^*, \quad \eta \rightarrow s_2 \eta^* \\ C : \quad & g \rightarrow g, \quad \xi \rightarrow -i s_2 \eta^*, \quad \eta \rightarrow i s_2 \xi^* \end{aligned} \quad (19)$$

On voit que la charge magnétique g est invariante dans les trois transformations, comme toutes les constantes physiques, mais la transformation de parité P échange entre elles les composantes chirales ξ et η . Donc l'antimonopôle est l'image du monopôle dans un miroir, comme le savait déjà Pierre Curie. Au contraire, le retournement du temps T n'agit pas sur la chiralité et n'échange pas le monopôle et l'antimonopôle à l'encontre de l'électron, où l'on sait que le positron est un électron qui remonte le cours du temps. Mais, en accord avec la transformation de parité P , la conjugaison de charge C retourne la chiralité et fait passer du monopôle à l'antimonopôle.

³Notons ce fait général : si on fait la somme et la différence de deux vecteurs isotropes, l'une est du genre temps et l'autre du genre espace. Chez Dirac, c'est la somme qui est du genre temps. C'est pourquoi on peut interpréter J_μ comme courant électrique ou de probabilité et c'est là que se trouve le principe de causalité.

Littérature

- [1] J.C. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism* (1873), Third Edition Clarendon Press (1991), deux Volumes reproduits par Dover.
- [2] P. Curie, *Journal de Physique*, 3^e série, t.III, 1894, p. 393, p. 415. Ann. Fond. Louis de Broglie, **19**, 1994, p.159
- [3] G. Lochak, *Ann. Fond. Louis de Broglie* (I) : **22**, 1997, p.1 (II) : p. 187.
- [4] P.A.M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 133, 1931, p. 60.
- [5] W. Pauli, *Annales de l'Institut Henri Poincaré*, **6**, 1936, p. 109.
- [6] G. Lochak, Sur un monopôle de masse nulle, *Ann. Fond. Louis de Broglie*, **8**, 1983, p. 345 (I). **9**, 1984, p. 5 (II).
- [7] G. Lochak, Wave equation for a magnetic monopole, *IJTP*, **24**, 1985, p. 1019.
- [8] G. Lochak, *The Symmetry between Electricity and Magnetism and the Problem of the Existence of a Magnetic Monopole, contribution au recueil* : Advanced Electromagnetism, Ed. T.W. Barrett, D.M. Grimes, World Scientific, Singapore, 1995, p. 105-148.
- [9] L.I. Urutskoev, V.I. Likhonov, V.G. Tsinoev, Experimental observation of a " Strange Radiation " and of the transmutation of chemical elements, *Journal de radioélectronique*, N° 3, 2000 (en russe) ; *Ann. Fond. Louis de Broglie*, **28**, 2002, p. 701 (en anglais).
- [10] G. Lochak, L'équation de Dirac sur le cône de lumière. Electrons de Majorana et monopôles magnétiques, *Ann. Fond. Louis de Broglie*, **28**, 2003, p. 403.
- [11] T. Borne, G. Lochak and H. Stumpf, *Nonperturbative Quantum Field Theory and the Structure of matter*, Kluwer, Dordrecht 2001.
- [12] H. Stumpf, *Ann. Fond. L. de Broglie*, **28**, 2003, 65.
- [13] H. Stumpf, *Z. Naturforsch.* **58a**, 2003, 1.
- [14] H. Stumpf, *Z. Naturforsch.* **59a**, 2004, 750.
- [15] H. Stumpf, *Ann. Fond. L. de Broglie*, **29**, 2004, 513.
- [16] H. Stumpf, *Ann. Fond. L. de Broglie*, **29**, 2004, 895.
- [17] H. Stumpf, *Z. Naturforsch.* **60a**, 2005, 696.
- [18] H. Stumpf, *Effective Dynamics of Electric and Magnetic Electroweak Bosons and Leptons with Partonic Substructure for CP-Symmetry Breaking*, Preprint, 2006.
- [19] G. Lochak et L. Urutskoev *Low-energy Nuclear Reactions and Leptonic Monopoles*, en collaboration avec, Conférence Internationale sur la Fusion Froide (ICCF 11), Marseille 31.10.04 au 05.11.04, 2004.
- [20] G. Lochak, *Z. Naturforschung*, **62a**, 231-246, 2007
- [21] H. Stumpf, *Z. Naturforschung*, **66a**, 205-214, 2011
- [22] H. Stumpf, *Z. Naturforschung*, **66a**, 329-338, 2011
- [23] H. Stumpf, *Z. Naturforschung* **67a**, 163-179, 2012
- [24] G. Lochak, M. Bergher, Brevet numéro de publication internationale, WO 2010/010267 A1.