# Préons, Bradyons et Tachyons

R. Dutheil

Université de Poitiers, Faculté de Médecine
Département de Physique
34 rue du Jardin des Plantes, 86034 POITIERS

RESUME. Les préons seraient des sous-structures formant les électrons, les photons et les quarks. On propose un modèle de préons bradyoniques et tachyoniques déduit de la Relativité Générale. Une particule bradyonique serait formée de deux sous-ensembles de préons bradyoniques et tachyoniques. Le déplacement du sous-ensemble des préons tachyoniques pourrait expliquer certains aspects de la Mécanique quantique, sans violation de la causalité.

*ABSTRACT. Electron, photons and quarks (and two associated generations) are composed of preons (sub-structures). We consider the general isotropic metric, the field equations being $R_{\mu\nu} = 0$, and we prove that with $r > r_0$, the signature of the metric is $(+ - - -)$ and with $r < r_0 (- + + +)$, $r_0$ being Schwarzschild's radius. In other conditions, for $r > r_0$ the signature is $(- + + +)$ and for $r < r_0 (+ - - -)$. We apply this result to preon and a bradyonic and tachyonic model is defined.*

## I. Introduction

Un certain nombre d'auteurs, en particulier Pati-Salam et Harari [1] supposent que l'électron, le photon, et les quarks y compris ceux de la deuxième génération seraient formés de sous-structures désignées sous le terme de préons par Salam et de rishon par Harari. Nous voudrions dans ce deuxième article montrer qu'un modèle de préons à la fois bradyoniques et tachyoniques basé sur la Relativité Générale est concevable. Un préon bradyonique serait alors en quelque sorte un micro trou noir souslumineux et un préon tachyonique un micro trou noir superlumineux. Un électron par exemple serait alors un assemblage de préons bradyoniques et tachyoniques et la propagation d'un tel assemblage entre la source et le détecteur pourrait expliquer par ses propriétés certains aspects de la Mécanique quantique. Nous donnons ce modèle comme application des bases possibles de la Relativité et de la Mécanique quantique exposées dans le premier article. De même que la réinterprétation du concept d'antiparticule par les fermions tachyoniques, ce modèle de préon n'entraînerait pas de violation de la macrocausalité.

## II. Modèle de préons bradyoniques et tachyoniques

Des équations d'Einstein dans le cas intérieur

$$R_{\mu\nu} = 0 \quad , \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3) \tag{1}$$

on peut déduire la "forme standard" de la métrique générale statique isotrope [2] [S. Weinberg, Gravitation and Cosmology, p. 177].

$$ds^2 = B(r)dt^2 - A(r)dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \tag{2}$$

On peut démontrer que si initialement $B(r)$ et $A(r)$ sont positifs, la signature de (2) est $+ - --$, mais que si $B(r)$ est négatif ainsi que $A(r)$, le troisième terme de (2) devient $+r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$, et donc que la signature de (2) devient $- + ++$ [2]. Ceci étant, les équations du champ donnent la métrique de Schwarzschild. Le calcul [2] [Weinberg pp 179 à 190] donne pour les fonctions $B$ et $A$ les valeurs

$$B(r) = 1 - \frac{r_0}{r} \quad , \quad A(r) = (1 - \frac{r_0}{r})^{-1} \tag{3}$$

avec

$$r_0 = \frac{2Gm_0}{c^2} \tag{4}$$

Pour $r > r_0$, $B$ et $A$ sont positives et la métrique s'écrit

$$ds^2 = (1 - \frac{r_0}{r})dt^2 - (1 - \frac{r_0}{r})^{-1}dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \tag{5}$$

avec la signature $+ - --$.

Pour $r < r_0$, la métrique (5) change de signature, cette dernière devenant $- + ++$.

Il existe une deuxième possibilité : on peut prendre pour $B$ et $A$ les valeurs

$$B = \frac{r_0}{r} - 1 \quad , \quad A = (\frac{r_0}{r} - 1)^{-1} \tag{6}$$

la métrique de Schwarzschild s'écrivant quand $r > r_0$

$$\tilde{ds}^2 = (\frac{r_0}{r} - 1)dt^2 - (\frac{r_0}{r} - 1)^{-1}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \tag{7}$$

$B(r)$ et $A(r)$ étant négatives, la métrique (7) a la signature $-+++$ pour $r > r_0$, compte tenu de la remarque faite sur le changement de signe du troisième terme de la métrique standard isotrope. Mais quand $r < r_0$, la métrique (7) a la signature $+---$.

D'autre part M.D. Kruskal a montré [3] que pour $r = r_0$, la discontinuité de la métrique de Schwarzschild était mathématique, mais non physique : en effet Kruskal utilise une topologie et change de coordonnées, les nouvelles coordonnées

$$r \quad \text{et} \quad t'$$

étant définies [2][3] par

$$r'^2 - t'^2 = T^2(\frac{r}{r_0} - 1)\exp(\frac{r}{r_0}) \tag{8}$$

avec

$$r_0 = 2Gm_0/c^2 \tag{9}$$

et

$$\frac{2r't'}{r'^2 + t'^2} = th(\frac{t}{r_0}) \tag{10}$$

où $T$ est une constante arbitraire. La forme (5) de la métrique de Schwarzschild devient alors

$$d\tilde{s}^2 = K/r\exp(-\frac{r}{r_0})(dr'^2 - dt'^2) + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\phi^2 \tag{11}$$

pour $r < r_0$ avec la signature $-+++$, et pour $r > r_0$

$$ds^2 = K/r\exp(-\frac{r}{r_0})(dt'^2 - dr'^2) - r^2d\theta^2 - r^2\sin^2\theta d\phi^2 \tag{12}$$

avec la signature $+---$. $K$ est une constante ayant comme valeur

$$K = \frac{32C^3m_0^3}{T^2}. \tag{13}$$

Un résultat analogue est obtenu pour la forme (7) de la métrique de Schwarzschild où pour $r > r_0$ $\tilde{ds}^2$ a la signature $-+++$ et pour $r < r_0$ $ds^2$ a la signature $+---$.

(8) montre que $r$ est une fonction de ${r'}^2 - {t'}^2$ où $r' = t'$ pour $r = r_0$. Il en résulte qu'il n'y a pas de discontinuité pour $r = r_0$, puisque pour cette valeur la métrique conserve une valeur finie.

Pour préciser le phénomène correspondant à $r = r_0$ étudions la forme des géodésiques pour $r > r_0$ et $r < r_0$ dans le cas de la métrique (5) par exemple. Dans le cas de la métrique (7) les résultats seront inversés par symétrie.

Soit donc la métrique générale standard dans un champ statique isotrope [2, p. 185]

$$ds^2 = B(r)dt^2 - A(r)dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\phi^2 \tag{14}$$

Le champ étant isotrope, on peut se contenter, sans perte de généralité, de considérer le plan équatorial, c'est-à-dire de faire

$$\theta = \frac{\pi}{2} \tag{15}$$

Dans ces conditions le calcul [2, pp. 185-186] conduit pour les équations du mouvement au système suivant, où $p$ désigne un paramètre décrivant la trajectoire

$$\frac{d}{dp}(\ln\frac{d\phi}{dp} + \ln r^2) = 0(a)\frac{d}{dp}(\ln\frac{dt}{dp} + \ln B) = 0(b) \tag{16}$$

quand $B$ et $A$ sont positives ($r > r_0$ avec pour la métrique la signature $+---$).

Quand $B$ et $A$ sont négatives ($r < r_0$ avec pour la métrique la signature $-+++$), on montre [4][5] que le système des équations du mouvement devient

$$\frac{d}{dp}(\ln\frac{d\phi}{dp} + \ln r^2) = 0(a)\frac{d}{dp}(\ln\frac{dt}{dp} - \ln\mid B\mid) = 0(b) \tag{17}$$

$| B |$ étant la valeur absolue de $B$.

Si dans les équations (16) on fait la différence membre à membre de (a) et (b), on obtient finalement

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{B}{r^2} \tag{18}$$

quand la métrique est de Schwarzschild avec la signature $+---$ ($r > r_0$)

$$B = 1 - \frac{r_0}{r} \tag{19}$$

De (18) il résulte que pour $r = r_0$

$$\frac{d\phi}{dt} = 0 \tag{20}$$

Si de même dans le système (17), on fait la différence membre à membre de (a) et (b), on trouve en définitive

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{r^2 \mid B \mid} \tag{21}$$

La métrique étant de Schwarzschild avec la signature $-+++$ ($r < r_0$), on a

$$| B | = \left| 1 - \frac{r_0}{r} \right| \tag{22}$$

De (21) et (22) il résulte que pour $r = r_0$ avec la signature $-+++$

$$\frac{d\phi}{dt} = \infty \tag{23}$$

Dans le cas où la métrique de Schwarzschild est non plus la forme (3), mais la forme (7) correspondant pour $r > r_0$ à la signature $-+++$ et pour $r < r_0$ à la signature $+---$ on trouve, comme prévu, les résultats symétriques

$$r < r_0 \quad , \quad r = r_0(+---)\frac{d\phi}{dt} = 0 \tag{24}$$

$$r > r_0 \quad , \quad r = r_0(-+++)\frac{d\phi}{dt} = \infty \tag{25}$$

Nous avons donc deux types de particules possibles : un premier type du genre temps où l'on a une pellicule sphérique avec sur la face externe de la pellicule $d\phi/dt = 0$ et sur la face interne $d\phi/dt = \infty$ ; un deuxième type du genre espace où sur la face externe de la pellicule sphérique $d\phi/dt = \infty$, et sur la face interne $d\phi/dt = 0$. Nous pouvons assimiler en fait ces particules à des micro trous noirs de deux types : micro trou noir sous-lumineux et micro trou noir superlumineux. Le centre de masse de la pellicule sphérique sera le centre de masse de la particule de masse $\mu_0$ et $\tilde{\mu}_0$ (sous-lumineuse ou superlumineuse).

$d\phi/dt = 0$ définit les lignes d'univers de la face sous-lumineuse de la particule par rapport à son centre de masse, le référentiel du centre de masse étant le référentiel propre : ce sont en fait les génératrices d'un hypercylindre.

$d\phi/dt = \infty$ définit les lignes d'univers de la face superlumineuse de la particule : ce sont alors des lignes d'univers du genre espace par rapport au référentiel du centre de masse (ici un référentiel tachyonique), alors que $d\phi/dt = 0$ définissait les lignes d'univers du genre temps.

Le rayon $r_0$ est très petit. Comme

$$r_0 = 2G\mu_0/c^2 \tag{26}$$

Par exemple si $\mu_0$ était la masse propre de l'électron, on aurait

$$r_0 \sim 10^{-53} cm \tag{27}$$

Nous assimilerons ces micro trous noirs sous-lumineux et superlumineux aux *préons* postulés par Salam-Harari comme sous-structures constituant les électrons, les photons et les quarks. Les auteurs précités n'envisageaient que des préons bradyoniques. Nous généralisons leur concept en postulant l'existence de préons bradyoniques, mais aussi de préons tachyoniques identifiés aux micro trous noirs décrits précédemment. Dans ces conditions, une particule, comme l'électron, le photon ou les quarks seraient constitués par un assemblage de tels préons bradyoniques ou tachyoniques.

## III. Assemblage des préons bradyoniques et tachyoniques

Soit un ensemble de préons bradyoniques et tachyoniques formé par exemple de deux sous-ensembles comprenant chacun $n$ préons bradyoniques et $n$ préons tachyoniques. Soit $\mu_0$ la masse propre totale des $n$ préons bradyoniques par rapport à un référentiel ORF et $\tilde{\mu}_0$ la masse propre totale des $n$ préons tachyoniques par rapport à un référentiel tachyonique, $\mu_0$ et $\tilde{\mu}_0$ étant réelles. Nous avons d'une part

$$\tilde{\mu}_0 = i\mu_0 \tag{26}$$

et d'autre part

$$(p^0)^2 - p^2 = \mu_0^2 c^2 \tag{27}$$

$$(\tilde{p}^0)^2 - \tilde{p}^2 = -\tilde{\mu}_0^2 c^2 \tag{28}$$

en supposant $\tilde{\mu}_0 \neq \mu_0$. Les relations (27) et (28) sont vérifiées par rapport à un référentiel ORF. En fait un "observateur tachyonique" écrirait la relation (28)

$$\tilde{p}^2 - (\tilde{p}_0)^2 = \tilde{\mu}_0^2 c^2 \tag{29}$$

Faisons la somme membre à membre de (27) et (28) soit

$$(p^0)^2 + (\tilde{p}^0)^2 - (\tilde{p}^2 + p^2) = (\mu_0^2 - \tilde{\mu}_0^2)c^2 \quad , \quad (\mu_0 > \tilde{\mu}_0) \tag{30}$$

et posons

$$P_0^2 = (p^0)^2 + (\tilde{p}^0)^2 \tag{31}$$

$$P^2 = p^2 + \tilde{p}^2 \tag{32}$$

$$\mu_0^2 = \mu_0^2 - \tilde{\mu}_0^2 \tag{33}$$

Nous avons

$$(P^0)^2 - P^2 = M_0^2 c^2 \tag{34}$$

$P^0$, $P$, $M_0$ représentent respectivement les composantes du tenseur impulsion-énergie et la masse propre par rapport à un référentiel ORF d'une particule constitué par les deux sous-ensembles de préons bradyoniques et tachyoniques. Mais le sous-ensemble tachyonique de masse $i\tilde{\mu}_0$ n'est pas détectable par rapport au référentiel ORF. Supposons par exemple que cette particule bradyonique soit un électron.

Entre la source d'électrons et le détecteur, le sous-ensemble tachyonique peut se déplacer à une vitesse supérieure à $c$ et sera présent, mais non détectable avant l'arrivée de l'électron sur le détecteur. Sans violation de la macrocausalité une information pourrait donc être transmise avec une vitesse superlumineuse.

Si dans l'assemblage des préons, $\tilde{\mu} = \mu_0$, on aurait le cas d'une particule correspondant à un photon, par exemple un luxon.

Si l'on suppose les vitesses des sous-ensembles bradyoniques et tachyoniques "conjuguées" c'est-à-dire telles que

$$\beta\tilde{\beta} = 1 \tag{35}$$

soit

$$\tilde{v} = \frac{c^2}{v}$$

on peut émettre l'hypothèse que la vitesse de phase de l'électron pourrait correspondre à la vitesse de groupe du sous-ensemble tachyonique.

## Références

[1] H. Harari, Phys. Lett. B, **86**, 83 (1979).
[2] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley et Sons, New-York, Chichester, Brisbane, Toronto (1972).
[3] M.D. Kruskal, Phys. Rev., **119**, 1743 (1960).
[4] R. Dutheil, *Théorie de la Relativité et Mécanique quantique dans la région du genre espace*, Editions Derouaux, Liège (1989).
[5] J.P. Vigier et R. Dutheil, Bull. Soc. Royale Sciences, Liège, **52**, 5, (1983).

*(Manuscrit reçu le 23 mars 1990)*