AUTOROTATIONS SPATIO-TEMPORELLES DES PARTICULES
INFLUENCE DU SPIN SPATIO-TEMPOREL SUR LA MASSE

A. FORSTER - Université de Toulon et du Var - France

RESUME

L'étude porte sur :
- la généralisation à trois dimensions spatiales du mouvement relativiste des particules effectuant des autorotations spatio-temporelles pures (trois oscillations angulaires dans les plans xOt, yOt et zOt) .
- les règles de transformation relativiste du spin spatio-temporel lors du passage du référentiel propre non-inertiel au référentiel du laboratoire .
- la contribution du spin spatio-temporel de la particule à l'énergie-impulsion et au moment angulaire propre .
- la possibilité de l'existence d'états de la particule présentant un défaut de masse lié au spin spatio-temporel .
- l'interprétation relativiste de l'écart de masse entre les hypérons Λ^0 et Σ^0 .

A – RAPPEL PARTICULE LIBRE (une dimension spatiale) réf [4] avec $U(z) = 0$.

(angle $i\cdot\theta$ dans le plan $i\cdot c\cdot t$, z pour un mouvement à une dimension spatiale z ; angle propre $i\cdot\theta_p = i\cdot\varphi$ dans le plan $i\cdot c\cdot\tau$, z_p du référentiel comobile en permanence avec le centre d'inertie)

$\theta = \varphi + \phi$; $\phi = \mathrm{Argth}(\frac{v}{c})$; rotation de Lorentz pure $\frac{d\phi}{dt} = \frac{\eta^2}{c}\cdot\frac{dv}{dt}$; $\frac{1}{\eta} = \frac{d\tau}{dt} = \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$.

On a les fonctions : $S(z,t,\varphi) = \boldsymbol{S}(z,t) + s(\varphi)$; $\frac{\partial S}{\partial\varphi} = \frac{ds}{d\varphi} = K\cdot\cos(\frac{m\cdot c^2}{G}\cdot\tau)$ et $\varphi(\tau)$ avec

$\mathrm{sh}(\varphi) = -\frac{K}{\sqrt{G^2-K^2}}\cdot\sin(\frac{m\cdot c^2}{G}\cdot\tau)$; $\frac{\partial\boldsymbol{S}}{\partial t} = -W = -\sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}}\cdot \mathrm{W}$; $\frac{\partial\mathbf{S}}{\partial t} = -\mathrm{W} = -m\cdot c^2\cdot\mathrm{ch}(\theta)$;

$\frac{\partial\boldsymbol{S}}{\partial z} = P = \sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}}\cdot \mathrm{P}$; $\frac{\partial\mathbf{S}}{\partial z} = \mathrm{P} = m\cdot c\cdot\mathrm{sh}(\theta)$. Dans l'état stationnaire $\mathbf{S}(z,t) = -\mathrm{W}\cdot t + \mathbf{s}(z)$ et

on obtient θ = Cte et $m\cdot c^2\cdot\sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}}\cdot\mathrm{ch}(\theta) = W$ = Cte ; $m\cdot c\cdot\sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}}\cdot\mathrm{sh}(\theta) = P$ = Cte ;

$\boldsymbol{S}(z,t) = m\cdot c\cdot\sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}}\cdot[\mathrm{ch}(\theta)\cdot(-c\cdot t) + \mathrm{sh}(\theta)\cdot z]$; $G^2 = m\cdot c^2\cdot(\sum_a m_a\cdot z^2)$.

Si l'on pose G = $h/2\cdot\pi = \hbar$ (h constante de Planck), le sinus hyperbolique $\mathrm{sh}(\varphi)$ de la variable angulaire φ d'autorotation spatiotemporelle propre de la particule varie sinusoïdalement en fonction du temps propre τ avec une pulsation $mc^2/\hbar$ et donc avec une fréquence mc^2/h . La particule effectue alors en permanence sur elle-même une oscillation angulaire spatiotemporelle propre de période donnée fixe h/mc^2 . *Ce résultat frappe l'esprit, si l'on se souvient que* ***Louis de Broglie****, à la base de sa formulation des relations donnant les caractéristiques relativistes de l'onde associée dans le dualisme onde-corpuscule, avait postulé l'existence pour une particule de masse* m *d'une* ***horloge interne de fréquence*** $\mathbf{mc^2/h}$.

La fonction impaire shφ varie très rapidement autour de zéro. Sa valeur moyenne est nulle même sur des laps de temps très courts. La valeur moyenne de φ est également nulle. Pour le mouvement libre θ est constant et il découle des calculs suivant que $c\cdot \mathrm{th}\theta = \bar{v}$ représente la valeur moyenne de $v = \dot{z}$.
En effet $\mathrm{sh}\varphi = \mathrm{sh}(\theta - \phi) = \mathrm{sh}\theta\cdot\mathrm{ch}\phi - \mathrm{ch}\theta\cdot\mathrm{sh}\phi$. Intégrons shφ fonction sinusoïdale de τ sur quelques périodes complètes : $\int \mathrm{sh}\varphi\cdot d\tau = 0 = \int \mathrm{sh}\theta\cdot\mathrm{ch}\phi\cdot d\tau - \int \mathrm{ch}\theta\cdot\mathrm{sh}\phi\cdot d\tau = \mathrm{sh}\theta\cdot\int \mathrm{ch}\phi\cdot d\tau - \mathrm{ch}\theta\cdot\int \mathrm{sh}\phi\cdot d\tau$
Notons $\bar{\dot{z}} = \bar{v} = \int v\cdot dt / \int dt$ cette valeur moyenne de la vitesse instantanée v de la particule. On obtient $\mathrm{th}(\theta) = \frac{\bar{v}}{c}$; $\mathrm{ch}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}}}$; $\mathrm{sh}(\theta) = \frac{\bar{v}/c}{\sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}}}$. On a $\boldsymbol{S}(z,t) = \sqrt{1-\frac{K^2}{\hbar^2}}\cdot\mathbf{S}(z,t)$
avec $\mathbf{S} = m\cdot c\cdot[\,\mathrm{ch}(\theta)\cdot(-c\cdot t) + \mathrm{sh}(\theta)\cdot z\,]$ et donc $\mathbf{S} = -W\cdot t + P\cdot z$.
Alors $\exp[-i\cdot\mathbf{S}/\hbar] = \exp[\,i\cdot(m\cdot c^2/\hbar)\cdot\mathrm{ch}(\theta)\cdot\{t-(z/c)\cdot\mathrm{th}(\theta)\}]$ représente une onde progressive de fréquence $\nu = W/h = m\cdot c^2\cdot\mathrm{ch}(\theta)/h$ se déplaçant vers les z positifs à une vitesse de phase constante $V > c$ supérieure à celle de la lumière telle que $c/V = \mathrm{th}(\theta)$. On a donc $V\cdot\bar{v} = c^2$. Ecrivons l'onde associée dans un référentiel se déplaçant à la vitesse $\bar{v} = c^2/V = c\cdot\mathrm{th}(\theta)$ par rapport au référentiel du laboratoire (ce référentiel est comobile en moyenne avec la particule et $t' \# \tau$) en utilisant les formules de transformation des coordonnées de la relativité restreinte :

$$t'\cdot\sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}} = t - \frac{\bar{v}}{c^2}\cdot z \quad ; \quad \boldsymbol{S} = \sqrt{1-\frac{K^2}{\hbar^2}}\cdot m\cdot c^2\cdot t' \quad , \quad \mathbf{S} = m\cdot c^2\cdot t' \quad . \quad \text{Comme} \quad \frac{1}{\mathrm{ch}(\theta)} = \sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}}$$

l'expression de l'onde associée devient $\exp[\,i\cdot(m\cdot c^2/\hbar)\cdot t'\,]$ dans le référentiel propre (au sens moyen). Cette onde stationnaire dans le référentiel propre moyen de la particule est toujours en phase avec l'oscillation d'autorotation spatiotemporelle φ de la particule .

Notre variable angulaire alternative φ (oscillation d'autorotation spatiotemporelle propre)
$\mathrm{sh}(\varphi) = -\frac{K}{\sqrt{\hbar^2 - K^2}}\cdot\sin(\frac{m\cdot c^2}{\hbar}\cdot\tau)$, ainsi que notre onde plane progressive $\exp[-i\cdot\frac{\mathbf{S}}{\hbar}]$
de fréquence $\nu = m\cdot c^2/h\cdot\sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}} = \frac{W}{h}$, de longueur d'onde $\lambda = h\cdot\sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}} / m\cdot\bar{v} = \frac{h}{P}$
et de vitesse de phase $V = \frac{\mathcal{W}}{\mathcal{P}} = \frac{W}{P} = \frac{c}{\mathrm{tg}(\theta)} = \frac{c^2}{\bar{v}} = \lambda\cdot\nu$ s'identifient respectivement à la vibration interne de la particule et à la fonction d'onde Ψ (en phase) associée dont Louis de Broglie avait postulé l'existence lors de la formulation initiale de sa mécanique ondulatoire ($\bar{v}$ est la valeur moyenne de la vitesse évaluée sur une période $h/m\cdot c^2$).

B – INFLUENCE DU SPIN SPATIO-TEMPOREL SUR LA MASSE

A une dimension spatiale et en l'absence de spin (celui usuel de la mécanique quantique) :
l'énergie totale de la particule est $\mathcal{W} = \sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}}\cdot W$ avec $W = m\cdot c^2/\sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}}$ et
l'impulsion totale de la particule est $\mathcal{P} = \sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}}\cdot P$ avec $P = m\cdot\bar{v} / \sqrt{1-\frac{\bar{v}^2}{c^2}}$.

Il existe donc une masse apparente $m = \sqrt{1-\frac{K^2}{G^2}} \cdot \mathrm{m}$ où intervient l'amplitude du moment angulaire spatio-temporel K et le coefficient d'inertie G .

C – GENERALISATION A TROIS DIMENSIONS SPATIALES

A trois dimensions spatiales, les calculs de relativité générale portant sur le Lagrangien, sur le centre d'inertie et sur le moment angulaire montrent que l'énergie de la particule dépend également des trois composantes du spin spatio-temporel (oscillations dans les plans xOt, yOt et zOt) en plus des trois composantes usuelles du moment angulaire spatial (rotations dans les plans xOy, yOz et zOx).

$f_r = -mc^2 \cdot (1/\eta_p) - U$ lagrangien relativiste ; U énergie potentielle (U = 0 si mouvement libre) ;

m masse au repos ; $\frac{1}{\eta_p} = \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}+\frac{1}{m^2 \cdot c^4}\cdot(2\cdot G_u^2 \cdot \omega_u^2 - I_u \cdot \Omega_u^2)}$ où les chiffres u = 1,2,3 numérotent les trois axes principaux associés aux moments d'inertie principaux suivant :

$G_u^2 = m\cdot c^2 \cdot (\sum_a m_a \cdot x_u^2)$ et $I_1 = G_2^2 + G_3^2$, $I_2 = G_1^2 + G_3^2$ et $I_3 = G_1^2 + G_2^3$.

Les formules de transformation des autorotations spatio-temporelles et spatiales sont :

$\vec{\omega}_p = \vec{\omega} - \vec{\omega}_L$ avec $\vec{\omega}_L = \delta\vec{\phi}/dt$ vecteur vitesse angulaire spatio-temporelle de Lorentz et

$\vec{\Omega}_p = \vec{\Omega} - \vec{\Omega}_T$ avec $\vec{\Omega}_T = \delta\vec{\Phi}/dt$ vecteur vitesse angulaire spatiale de précession de Thomas

$$\delta\vec{\phi} = \frac{\eta^2}{c}\cdot d\vec{v} + \frac{\eta^3}{(1+\eta)\cdot c^3}\cdot \vec{v}\cdot(\vec{v}\Lambda d\vec{v}) \;;\quad \delta\vec{\phi} = \frac{\eta}{c}\cdot d\vec{v} + \frac{\eta^3}{(1+\eta)\cdot c^3}\cdot \vec{v}\cdot(\vec{v}\cdot d\vec{v})$$

$$\delta\vec{\Phi} = \frac{\eta}{(1+\eta)\cdot c}\cdot(\vec{v}\Lambda\delta\vec{\phi}) \quad ; \quad \delta\vec{\Phi} = \frac{\eta^2}{(1+\eta)\cdot c^2}\cdot(\vec{v}\Lambda d\vec{v}) \quad ;$$

Une formule de masse apparente (au moins exacte au 2° ordre) se profile. Son expression à partir de la masse au repos complet est (rotations spatiales, temporelles et moments relatifs aux axes principaux) :

$m = \mathrm{m}\cdot k_{E\text{-}I}\cdot k_{S\text{-}T}\cdot k_S$; $k_{E\text{-}I} = 1/\sqrt{1-\frac{\vec{v}^2}{c^2}}$ facteur de vitesse ; $k_{S\text{-}T} = \sqrt{1-\frac{K_1^2}{2\cdot G_1^2}-\frac{K_2^2}{2\cdot G_2^2}-\frac{K_3^2}{2\cdot G_3^2}}$ facteur d'autorotation spatio-temporelle $k_S = 1/\sqrt{1-\frac{M_1^2}{I_1^2}-\frac{M_2^2}{I_2^2}-\frac{M_3^2}{I_3^2}}$ facteur d'autorotation spatiale.

D – LE CAS DES BARYONS

Les baryons étant composés de trois quarks, nous envisageons un comportement analogue avec celui d'une toupie symétrique caractérisée par deux moments d'inertie G_3 et $G = G_1 = G_2$

- translation libre suivant Oz qui est la direction supposée fixe de l'axe de la toupie, rotation spatiale autour de l'axe de la toupie Oz dans xOy (pas de rotation spatio-temporelle dans zOt) , rotations spatio-temporelles dans les plans xOt et yOt .
moment d'inertie spatial pour xOy $I_z = I_3 = G_1^2 + G_2^2 = 2\cdot G^2$ ($I = I_1 = I_2 = G^2 + G_3^2$)
moment d'inertie spatio-temporel pour xOy (xOt et yOt) $2\cdot G^2$
- translation libre suivant Oz qui est la direction supposée perpendiculaire à l'axe de la toupie,

rotation spatiale de précession de l'axe de la toupie autour de Oz dans xOy (pas de rotation spatio-temporelle dans zOt) , rotations spatio-temporelles dans les plans xOt et yOt .
moment d'inertie spatial pour xOy $I_z = I = G^2 + G_3^2$
moment d'inertie spatio-temporel pour xOy (xOt et yOt) $G^2 + G_3^2$
- translation libre suivant Oz (Oy est la direction fixe supposée perpendiculaire à l'axe de la toupie), rotation spatiale de précession de l'axe de la toupie autour de Oy dans xOz (pas de rotation spatio-temporelle dans yOt) , rotations spatio-temporelles dans les plans xOt et zOt. Les coefficients d'inertie sont équivalents à ceux du cas précédent .

E – <u>LE CAS DES HYPERONS SIGMA ET LAMBDA</u>

Un cas type où la différence de masse pourrait résulter de l'existence d'une rotation spatio-temporelle est celui des hypérons de même composition Λ^0 et Σ^0 . Tous les nombres quantiques de ces particules sont identiques exepté l'isospin dont on ignore l'influence sur la masse. En effet l'écart de masse entre le nucléon n^0 et Λ^0 ou Σ^0 , qui ont un isospin différent (1/2 et 0 ou 1), peut être entièrement dû à une composition en quarks différente comme pour l'écart avec la particule xi Ξ^0 (de même isospin 1/2 mais de composition différente).

Avec une excellente précision on constate que $m_{\Lambda^0} = \sqrt{\frac{7}{8}} \cdot m_{\Sigma^0}$ ou encore $m_{\Lambda^0} = \sqrt{1-\frac{1}{8}} \cdot m_{\Sigma^0}$.
($m_{\Lambda^0} = 1115{,}67\,\mathrm{MeV}$ et $m_{\Sigma^0} = 1192{,}67\,\mathrm{MeV}$ **réf [1]**)
Si cet écart est à mettre sur le compte d'un défaut de masse de l'hypéron sigma neutre Σ^0 se trouvant dans un état d'oscillation spatio-temporelle, il faut identifier 1/8 soit à $K^2 / 2 \cdot G^2$ ou a K^2 / I .
Si $K = \hbar/2$, la solution avec $I_3 = 2 \cdot G^2$, où $G = \hbar$ conformément au modèle à une dimension spatiale, semble convenir . Malheureusement ce canevas ne convient pas pour les masses des résonances à spin 3/2 .
Regardons ce que donne le modèle $K = \hbar$ et $I = G^2 + G_3^2 = 8 \cdot \hbar^2$ où $G_3^2 = m \cdot c^2 (\sum_a m_a \cdot x_3^2)$,

dans la direction d'alignement des trois quarks, peut valoir plusieurs $\hbar$. Le facteur d'accroissement de masse (par spin spatial) des hypérons sigma lourds pour la résonance Σ^{*0} (état excité de spin quantique 3/2) est $m_{\Sigma^{*0}} = m_{\Sigma^0} \cdot \sqrt{1 - M^2/I} \,/\, \sqrt{1 - M^{*2}/I}$ avec $m_{\Sigma^{*0}} = 1383{,}7 \pm 1\ \mathrm{MeV}$.
Si l'on prend pour moment angulaire spatial $M = \hbar/2$, $M^* = 3 \cdot \hbar/2$ et pour moment d'inertie $I = 8 \cdot \hbar^2$, le facteur d'augmentation de la masse prend pour valeur $\sqrt{31/23} = 1{,}16096$ qui donne $m_{\Sigma^{*0}} = 1384{,}64\,\mathrm{MeV}$ voisin de la borne supérieure de l'intervalle d'incertitude de la masse mesurée.

F – <u>SPIN SPATIO-TEMPOREL ET ISOSPIN</u>

D'après ce qui précède, la particule lambda pourrait donc être assimilée à un hypéron sigma neutre Σ^0 animé d'oscillations spatio-temporelles occasionnant une perte de masse apparente. Il apparait de plus dans notre modèle que <u>l'inverse</u> du facteur de défaut de masse par oscillation spatio-temporelle est analogue à un facteur d'accroissement de masse par autorotation spatiale (spin). En effet $\frac{1}{k_{S\text{-}T}} = 1/\sqrt{1 - K^2/I}$ et $\tilde{k}_S = 1/\sqrt{1 - \tilde{M}^2/I}$ ont même forme. Si on pose $K = \tilde{M}$ alors $\frac{1}{k_{S\text{-}T}} = \tilde{k}_S$.

$m_{\Lambda^0} = \sqrt{1-\frac{1}{8}} \cdot m_{\Sigma^0} = \sqrt{1-\frac{K^2}{I}} \cdot m_{\Sigma^0}$ ou $m_{\Sigma^0} = m_{\Lambda^0} / \sqrt{1-\frac{1}{8}} = m_{\Lambda^0} / \sqrt{1-\frac{\tilde{M}^2}{I}}$. D'autre part il y a ici coincidence entre le nombre quantique d'isospin 1 de Σ^0 et le nombre d'unité $\hbar$ de son moment angulaire spatio-temporel K. On peut donc dire de manière équivalente que la particule sigma neutre Σ^0 d'isospin $I_{so} = 1$ est une particule lamda Λ^0 ayant un faux spin supplémentaire de valeur $\tilde{J} = 1$.

G – CONCLUSION

Il convient d'être prudent quant à la validité générale des formules d'accroissement et de diminution de masse mentionnées et du lien ébauché entre le moment angulaire spatio-temporel et l'isospin . Nous avons appliqué un traitement comparable aux couples avec baryons lourds neutres suivants :
n^0 ($J = 1/2$, $I_{so} = 1/2$) avec $m_{n^0} = 939{,}57\,\mathrm{MeV}$ et la particule neutre du quadruplet de résonance Δ^0 ($J = 3/2$, $I_{so} = 3/2$) de $m_{\Delta^0} = 1233{,}1\,\mathrm{MeV}$; le calcul du moment d'inertie donne $I = 8{,}65 \cdot \hbar^2$;
Ξ^0 ($J = 1/2$, $I_{so} = 1/2$) avec $m_{\Xi^0} = 1314{,}9\,\mathrm{MeV}$ et la particule neutre du doublet de résonance Ξ^{*0} ($J = 3/2$, $I_{so} = 1/2$) de $m_{\Xi^{*0}} = 1531{,}8\,\mathrm{MeV}$; le calcul du moment d'inertie donne $I = 7{,}85 \cdot \hbar^2$.

Ces résultats semblent cohérents comparativement à la valeur $I = 8 \cdot \hbar^2$ obtenue pour le cas intermédiaire Λ^0, Σ^0 et Σ^{*0} et compte-tenu de ce que le rayon de giration de chacun des quarks individuels constituants (alignés le long de l'axe de la particule) est inversement proportionnel à sa masse. L'inégalité constatée, I pour Ξ^0, Ξ^{*0} (u,s,s) < I pour $\Lambda^0, \Sigma^0, \Sigma^{*0}$ (u,d,s) < I pour n^0, Δ^0 (u,d,d) , entre moments, semble fondée puisque un quark s lourd remplace successivement un quark d plus léger .

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] CASO C. et al. (Particle Data Group) -1998- Review of Particle Physics,
European Physical Journal C3,1

[2] COSTA DE BEAUREGARD O.-1949- La théorie de la relativité restreinte, **Masson, Paris.**

[3] FORSYTH A.R. -1960- Calculus of Variations, **Dover, New York.**

[4] FORSTER A. -1998 - *De la réalité et de la véritable nature de la vibration interne des particules postulée par Louis de Broglie à la base de sa mécanique ondulatoire relativiste et dualité onde-corpuscule.*
Proceedings of the International Meeting " Physical Interpretations of Relativity Theory VI ", London, September 1998,Volume 1,pages 94 à 100

[5] FORSTER A. -1996- *Théorie unitaire d'Electrodynamique en Relativité Générale des particules chargées élémentaires (trois leptons et six quarks).*
Proceedings of the International Conference " Physical Interpretations of Relativity Theory V ", London, September 1996,Volume 1,pages 120 à 127

[6] FORSTER A. -1994- *Rotation de Lorentz-Thomas de la Relativité Restreinte et Générale.*
Proceedings of the International Conference " Physical Interpretations of Relativity Theory IV ", London,September 1994,Volume 1,pages 118 à 125