IV
Particules Élémentaires dans le cadre du modèle des NAO (Degrés de liberté internes.)

par
Bénédictus Servant *
Québec, Amérique du Nord

11 avril 2016

1 Introduction

Dans les précédents travaux sur les NAO nous nous sommes attardé à définir des concepts, à reconstruire un espace-temps lorentzien et à interpréter physiquement les petits angles de rotation. Ce faisant nous avons défini partiellement le substrat (i.e. l'ensemble des NAO) qui forme l'espace-temps et mis à jour certaines de ses propriétés. Nous nous sommes ainsi contenté de donner une description du substrat sans considérer de possibles déformations de ce dernier. Pour cette description nous n'avons pris en compte que les *petits angles* de rotation entre NAO plus proches voisins (ppv) le long d'une suite ou chaîne. Ceci avait pour but de nous limiter à des relations quadratiques entre ces angles lesquelles relations sont similaires à celles de l'énergie-impulsion d'une particule libre et conduit à des coordonnées spatio-temporelles d'un espace-temps lorentzien à grande échelle.

Dans le présent travail nous cherchons d'avantage à comprendre comment, dans le cadre du modèle des NAO, se manifeste (ce qui est convenu d'appeler) une particule élémentaire. Plus particulièrement nous verrons qu'il est possible d'identifier certains degrés de liberté internes des particules élémentaires avec certaines grandes déformations angulaires (i.e. *grands angles*) du substrat. Mais pour cela nous devons admettre au préalable que les NAO sont connectés les uns aux autres. Ce que nous avons désigné dans les précédents travaux par "deux NAO plus proches voisins" sont en fait deux NAO liés ou en interaction. Sans de tels liens entre deux NAO il ne pourrait y avoir de déformations angulaires représentants ces degrés de libertés internes. Il faut donc admettre que les NAO forment un réseau d'éléments intereliés. La nature des liens entre NAO reste à déterminer.

2 Degrés de liberté internes

Jusqu'ici, à l'exception de l'énergie au repos (masse), nous n'avons considéré que les degrés de libertés externes comme l'énergie-impulsion pour une particule massive. Or, comme on le sait, les particules élémentaires ont des degrés de liberté internes comme le spin et la charge électrique. Il y a des particules de "matière" (fermions) et des particules d'échange (bosons), sans oublier que chaque particule a son anti-particule. Dans ce qui suit nous allons considérer certains grands angles de rotation entre NAO ppv autour des *axes d'espace* (i.e. a,b et c). Rappelons que nous avons vu dans le précédent article que la masse au repos pouvait être associée à une petite rotation autour de l'axe de temps δ.

*email : bservant05@hotmail.com

2.1 Spin

Considérons deux ensembles de grands angles de rotation : $\{\pm 2\pi, \pm 6\pi, \pm 10\pi, ...\}$ et $\{0, \pm 4\pi, \pm 8\pi, \pm 12\pi, ...\}$. Ces angles de rotation autour d'un axe d'espace, entre deux NAO ppv, place un NAO exactement dans la même orientation que le NAO qui le précède et celui qui le suit le long d'une suite ou chaîne de NAO. De tels grands angles n'ont clairement rien à voir avec une variable externe comme l'impulsion parce qu'ils restorent l'orientation de n'importe quel NAO. On serait alors porté à penser qu'ils ne jouent aucun rôle. Cependant, si les NAO sont connectés les uns aux autres, alors il est possible d'avoir une relation d'enchevêtrement par orientation (i.e. orientation-entanglement relation) entre eux. C'est comme si les NAO étaient connectés les uns aux autres par de fictifs rubans élastiques. Si on tourne un NAO d'une suite (en gardant les autres fixent par exemple) avec un angle quelconque appartenant à : $\{0, \pm 4\pi, \pm 8\pi, \pm 12\pi, \ ...\}$ autour d'un axe d'espace, il est toujours possible, grâce à un certain travail sur les rubans[3, 4, 5, 6, 7], d'éliminer l'enchevêtrement des rubans entre le NAO tourné et ses voisins. Mais ceci est impossible si l'angle appartient à : $\{\pm 2\pi, \pm 6\pi, \pm 10\pi, ...\}$.

Par ailleurs, pour un axe d'espace donné, si on additionne deux angles de l'ensemble $\{0, \pm 4\pi, \pm 8\pi, \pm 12\pi, \ ...\}$ (i.e. désigné par B) nous obtenons un angle appartenant à B. Si on additionne un nombre pair ou impair d'angles appartenants B on obtient un angle qui appartient encore à B. Toutefois, si on additionne un nombre pair d'angles de l'ensemble $\{\pm 2\pi, \pm 6\pi, \pm 10\pi, \ ...\}$ (i.e. désigné par F) on obtient un angle appartenant à B. Mais si on additionne un nombre impair d'angles appartenants à F nous obtenons un angle de F. Enfin, si on additionne un angle quelconque de F avec un nombre pair ou impair d'angles appartenants à B on obtient un angle de F.

Il est facile de voir que les propriétés additives des angles de F et B données ci-dessus sont respectivement similaires à ceux des spins de fermions (demi-entiers) et à ceux des spins de bosons (entiers). De plus, conformément au modèle standard, plusieurs intéractions entre particules élémentaires matérielles (i.e. fermions) sont réalisées par échange d'une particule (virtuelle) de jauge (i.e. boson) ; cette dernière est créée, échangée puis détruite. Après l'échange du boson virtuel entre les deux particules matérielles, les spins demi-entiers de ces dernières ont changés en accord avec les lois de conservation du spin. Mais ces particules existent encore après l'échange alors que le boson échangé a disparu. Or, avec les angles $\{\ \pm 2\pi, \pm 6\pi, \pm 10\pi, \ ...\}$ l'enchevêtrement ne peut être détruit (comme un fermion [1]) mais avec $\{0, \pm 4\pi, \pm 8\pi, \pm 12\pi, ...\}$ l'enchevêtrement peut être éliminé (tel un boson). Ainsi un fermion de spin 1/2 ($\pm$ 1/2) correspondrait à un angle de 2π ($\pm 2\pi$; rotation droite (+) et gauche (-)). Un boson de spin 1 (-1, 0, 1) s'identifierait avec un angle de 4π (-4π, 0 $+4\pi$) etc..

Soulignons enfin que les opérations de rotation du groupe SU(2) [2] utilisées dans les articles précédents sur les axes d'espace (3D) nous permettent de distinguer entre un enchevêtrement qui ne peut être éliminé et un autre qui peut l'être. Si on applique cette opération de rotation autour d'un axe d'espace quelconque n avec un angle appartenant à F on obtient le même résultat (même orientation) mais multiplié par le facteur -1 alors que si l'angle appartient à B le facteur multiplicatif est +1. Par exemple :

$$R_{\mathrm{n}}(\pm 2\pi) = \cos(\pm 2\pi/2)\sigma_o - \mathrm{i}\sin(\pm 2\pi/2)\big(\sigma\cdot \mathrm{n}\big) = -\sigma_o\ . \qquad (1)$$

$$R_{\mathrm{n}}(\pm 4\pi) = \cos(\pm 4\pi/2)\sigma_o - \mathrm{i}\sin(\pm 4\pi/2)\big(\sigma\cdot \mathrm{n}\big) = \sigma_o\ . \qquad (2)$$

Le -1 (en facteur de σ_o à droite de l'égalité (1)) indique qu'il est impossible d'éliminer l'enchevêtrement des liens entre le NAO tourné et ses voisins (i.e. son environnement) alors que +1 (en facteur de σ_o à droite de l'égalité (2)) indique le contraire. n est l'axe de spin qui est définit dans l'espace c'est-à-dire par rapport aux axes d'espace a, b et c du NAO de référence. En général, n ne coïncide pas avec l'axe du déplacement d'une particule (i.e. $\alpha = \mathrm{c}'$).

2.2 Charge Électrique

Considérons les trois axes d'espace a, b et c (figure 1 du [1]) et les rotations décritent par le produit de trois opérations de rotation :

$$R_{\mathrm{a}}(2\pi \mathrm{n_a})\mathrm{R_b}(2\pi \mathrm{n_b})\mathrm{R_c}(2\pi \mathrm{n_c}) = (-1)^{(|\mathrm{n_a}|+|\mathrm{n_b}|+|\mathrm{n_c}|)}\sigma_{\mathrm{o}} \qquad (3)$$

1. Un fermion ne peut être détruit, anihilé, que par son anti-fermion.
2. Ces opérations sont des quaternions unitaires.

où $n_k = 0, \pm 1$ avec $k \equiv a, b, c$. Cette équation nous dit de tourner successivement un NAO autour des trois axes d'espace de son ppv (pris comme référence). Le résultat de cette séquence d'opération est le même quelque soit l'ordre des opérations des membres de gauche, quelque soit les trois axes perpendiculaires d'espace a, b et c et quelque soit le NAO de référence. C'est un invariant. Par définition un angle + signifie une rotation à droite (vis droite pointant dans la direction du vecteur d'espace) et un angle - signifie une rotation à gauche. Dépendant du triplet (n_a, n_b, n_c) choisi on obtient de (3) différents enchevêtrements non-destructibles (i.e. $n_k = \pm 1$) entre NAO ppv.

Par définition la charge électrique Q est donnée par :

$$Q = e(n_a + n_b + n_c)/3 \tag{4}$$

où e est la valeur positive de la charge électrique élémentaire. Cette définition est inspirée de celle donnée dans le travail de A. Meessen[8]. Ce qui suit est largement inspiré de ce travail. Nous l'avons adapté au context des NAO.

Par exemple le triplet (-1, -1, -1) donne un électron de charge Q = -e et possède un enchevêtrement non-destructible [3] opposé (i.e. voir le membre de gauche de l'éq. (3)) à son antiparticule (+1, +1, +1) de charge Q = +e (positron).

Autres exemples. Selon le modèle standard les quarks (i.e. up (u), charm (c) et top (t)) ont chacun trois états de couleur (i.e red (r), green (g) et blue (b)) et une charge électrique de $+(2/3)$e. Dans le présent context si un NAO est tourné autour des axes d'espace a, b et c d'un NAO de référence avec les triplets : r = (0, 1, 1), g = (1, 0, 1) et b = (1, 1, 0) on obtient trois enchevêtrements distincts (i.e. trois états de couleurs : r, g, et b) avec dans chaque cas deux axes sur trois (2/3) utilisés avec Q = +(2/3)e. Leurs antiparticules ont aussi trois états d'anticouleur (i.e. $\bar{r}$, $\bar{g}$ and $\bar{b}$) et une charge $-(2/3)$e. Dans le présent context cela est représenté par les triplets : $\bar{\mathrm{r}}$ = (0, -1, -1), $\bar{\mathrm{g}}$ = (-1, 0, -1) et $\bar{\mathrm{b}}$ = (-1, -1, 0) soit des enchevêtrements opposés et Q = -(2/3)e. Les autres quarks : down (d), strange (s) et bottom (b) ont une charge $-(1/3)$e et aussi trois états de couleur pour chacun. Un NAO avec : r = (-1, 0, 0), g = (0, -1, 0) et b = (0, 0, -1) a trois enchevêtrements différents et seul un axe d'espace sur trois est utilisé (1/3) et Q = -(1/3)e. Les leptons comme l'électron (e^-), le muon (μ^-) et tau (τ^-) sont sans couleurs et ont une charge de -e. Ils se distinguent par leur masse. Un NAO avec (-1, -1, -1) donnant Q = -e a un seul enchevêtrement possible (donc sans couleur) parce que les angles sont les mêmes sur chaque axe. Leurs antiparticules e^+, μ^+ et τ^+ ont une charge +e et sont aussi sans couleur (NAO : (+1, +1, +1) avec Q = -e).

3. Sauf par anhilation avec sa charge opposée.

Cette idée fonctionne non seulement pour les leptons et les quarks (fermions spin 1/2), mais aussi pour les particules d'échanges (bosons spin 1). Par exemple toujours selon le modèle standard, les bosons intermédiaires (i.e. mediating bosons) pour l'intéraction forte sont des gluons de masse nulle et de charge électrique nulle ayant huit différentes couleurs-anticouleurs. Avec les NAO nous avons les six possibilités suivantes, six triplets possibles : $\mathrm{r\bar{g}}$ = (-1, +1, 0), $\mathrm{g\bar{r}}$ = (+1, -1, 0), $\mathrm{b\bar{r}}$ = (+1, 0, -1), $\mathrm{r\bar{b}}$ = (-1, 0, +1), $\mathrm{b\bar{g}}$ = (0, +1, -1), et $\mathrm{g\bar{b}}$ = (0, -1, +1) avec Q = 0. Il est possible d'obtenir les bosons (gluons) manquants en considérant des valeurs paires pour le triplet (n_a, n_b, n_c) comme le nombre 2 (i.e. enchevêtrements destructibles).

Pour l'intéraction faible les bosons intermédiaires sont γ (photon), Z^o, $W^\pm$ et nous avons respectivement les triplets : (0, 0, 0), (0, 0, 0) et (± 1, ± 1, ± 1). Pour des exemples de mécanismes d'échange de bosons responsables d'interactions fortes et faibles, voir [8].

2.3 Axe du Temps vs les trois familles de Leptons et de Quarks ?

Conformément au modèle standard il y a trois familles de leptons et de quarks (i.e. fermions spin 1/2). Une première famille : $\{e^-, \bar{u}, d, \nu_e, \bar{\nu}_e, \bar{d}, u, e^+\}$. Une seconde : $\{\mu^-, \bar{t}, s, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \bar{s}, t, \mu^+\}$. Enfin une troisième famille : $\{\tau^-, \bar{c}, b, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau, \bar{b}, c, \tau^+\}$. La barre sur les symboles désigne une antiparticule. ν_e est l'électron neutrino de charge nulle et de spin 1/2. Pour les trois familles la charge électrique d'une particule est (dans l'ordre en partant de la gauche) : {-1, -2/3, -1/3, 0, 0, +1/3, +2/3, +1}. Ce qui distingue ces familles c'est leur masse.

Q est toujours définie par (4). Mais pour distinguer les trois familles on pourrait avoir recourt à l'axe du temps δ. Considérons l'opération de rotation donnée en l'éq. (55) du [1] que nous reprenons ci-dessous avec δ en lieu et place de δ' puisque δ est l'axe du temps normal aux axes d'espace a, b, c :

$$R_\delta(\mathrm{i}2\pi \mathrm{m}_\delta) = (-1)^{|\mathrm{m}_\delta|}\sigma_\mathrm{o} \ , \qquad (5)$$

en nous limitant à $\mathrm{m}_\delta = 0, \pm 1$. Généralisons l'éq. (3) :

$$R_\delta(\mathrm{i}2\pi \mathrm{m}_\delta)\mathrm{R_a}(2\pi \mathrm{n_a})\mathrm{R_b}(2\pi \mathrm{n_b})\mathrm{R_c}(2\pi \mathrm{n_c}) = \\ = (-1)^{(|\mathrm{m}_\delta|+|\mathrm{n_a}|+|\mathrm{n_b}|+|\mathrm{n_c}|)}\sigma_o \ . \qquad (6)$$

L'ordre des opérations est encore ici sans importance. Différentes valeurs de m_δ donne différents enchevêtrements autour de l'axe du temps. On peut par exemple associer la première, la seconde et la troisième famille à : $\mathrm{m}_\delta = 0$, -1 et +1 respectivement.

3 Conclusion

Dans ce travail nous avons montré que dans le cadre du modèle des NAO il est possible de retrouver plusieurs degrés de liberté internes de bon nombre de particules (antiparticules) élémentaires du modèle standard. Pour cela nous avons dû admettre que les NAO sont interconnectés, des liens (à déterminer) doivent exister entre eux. Nous avons aussi fait appel aux grands angles de rotation (i.e. multiples de 2π) entre deux NAO plus proches voisins. Enfin, nous avons également supposé l'existence d'une relation d'enchevêtrement par orientation (i.e. orientation entanglement relation) entre les liens qui unissent les NAO ainsi tournés. Ces différents enchevêtrements constituent les différents degrés liberté des particules élémentaires. Ainsi, le spin d'une particule (antiparticule) matérielle (i.e. fermion de spin demi-entier) s'identifie à un enchevêtrement non-destructible entre deux NAO ppv autour d'un seul axe d'espace n du NAO de référence alors que celui d'une particule (antiparticule) de jauge (i.e. boson de spin entier) s'identifie à un enchevêtrement destructible autour de n. Quant à la charge électrique d'une particule (antiparticule) elle s'identifie à des enchevêtrements non-destructibles ($\pm 2\pi$) autour d'un, deux ou trois axes d'espace (i.e. a, b et c) du NAO de référence.

Références

[1] Servant, B., "Génération d'un Espace-Temps lorentzien discret à partir des NAO", 17 Fév. 2016. bservant05.blogspot.com

[2] Servant, B., "III NAO. Quanta d'Énergie-Impulsion.", 27 Fév. 2016. bservant05.blogspot.com

[3] Misner, C.W., Thorne, K.S. and Wheeler, J.A.,*Gravitation*, ed. W.H. Freeman and Company, (1973).

[4] vidéo : Dirac's belt trick for spin 1/2 particle. https ://vimeo.com/62228139

[5] article et vidéos : http ://www.math.utah.edu/ palais/links.html

[6] vidéo : https ://m.youtube.com/watch ?v=CYBqIRM8GiY

[7] https ://en.m.wikipedia.org/wiki/Tangloids

[8] Meessen, A., *Spacetime Quantization, Elementary Particles and Cosmology*, Foundations of Physics, no.29, 281-316, (2000).