

## La masse invariante des Particules élémentaires Une modélisation géométrique empirique

PIERRE BLANQUET

24, Bd St Denis, 75010 Paris

**RÉSUMÉ.** Le modèle géométrique empirique proposé est structuré par les intersections des grands cercles trisecteurs des angles intérieurs, extérieurs et externes d'un triangle sphérique équilatéral trirectangle dessiné sur les 2 faces d'une bulle sphérique. Il reflète les quarks, les leptons, les bosons d'interactions fortes et électrofaibles, la matière, l'antimatière, l'hélicité et la masse, ainsi que l'invariance sous PCT et la violation de la parité par les interactions faibles. Il implique 3 "générations" de fermions et 3 seulement. Des "images" qui comportent des "arcs caractéristiques" sont associées aux 24 particules élémentaires  $P(k)$  de l'ensemble

$$E = \{e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, d, s, b, u, c, t, \gamma, W^-, W^+, Z^0, 8 \text{ gluons}\}.$$

La masse  $m(k)$  de chacune des particules  $P(k)$  sauf  $d, s, b$  est corrélée à la mesure  $arc(k)$  de son arc caractéristique par la formule très simple :

$$m(k) = mE \times (arc(k)/arcE)^{(3.60+\epsilon)}$$

où  $E$  se réfère à Electron et où  $\epsilon < 0.065$  est un petit terme correcteur de non-linéarité. Cette formule s'accorde à mieux que 1 % près avec l'expérience dans le cas de  $e, \mu, \tau, W^-, W^+, Z^0$ , et elle est en accord avec les intervalles de confiance selon AIP-1996 dans le cas des quarks  $u, c$  et  $t$ . Elle attribue une masse nulle aux 3 neutrinos, aux 8 gluons et au photon.

*ABSTRACT.* The proposed empiric geometric model is structurized by the intersections of trisector great circles of the interior, exterior and external angles of an equilateral trirectangle spherical triangle which is drawn on both faces of a spherical bubble. It gives account for quarks, for leptons, for bosons of strong and electroweak interactions, for matter, antimatter, helicity, mass, PCT invariance

and parity breaking by weak interactions. It implies 3 and only 3 fermions “generations”. “Images”, including so called “characteristic arcs”, are associated with the 24 elementary particles  $P(k)$  pertaining to the set

$$E = \{e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, d, s, b, u, c, t, \gamma, W^-, W^+, Z^0, 8 \text{ gluons}\}.$$

The mass of each particle  $P(k)$  except  $(d, s, b)$ , is correlated with the measure  $\text{arc}(k)$  of its characteristic arc according to the very simple formula :

$$m(k) = mE \times (\text{arc}(k)/\text{arc}E)^{(3.60+\epsilon)}$$

in which  $E$  is an index for Electron and  $\epsilon < 0.065$  is a small non-linearity corrector. This formula is consistant with experimental mass determinations within less than 1% for  $e, \mu, \tau, Z^0, W^-, W^+$  and agrees with AIP-1996 confidence limits for the  $u, c$  and  $t$  quarks. It assigns a null mass to the 3 neutrinos, to the 8 gluons and to the photon.

## I - Introduction.

Les masses des Particules actuellement réputées Élémentaires font partie de la quinzaine de “*constantes ad hoc*” que les théories physiques du Modèle Standard utilisent, sans qu’il ait été possible à ce jour de les calculer à partir des hypothèses de base.

L’auteur du présent article n’a aucune qualification particulière pour aborder ce problème à la lumière des théories modernes telles que la chromodynamique quantique. Cependant, il espère que la construction d’un modèle géométrique simple qui s’efforce de refléter les symétries des particules, leurs divers types d’interactions, l’unification électrofaible, l’hélicité ainsi que la limitation à 3 du nombre des “générations”, l’invariance sous  $CPT$  et la violation de la parité lors des interactions faibles est susceptible d’apporter à la question un certain éclairage. N’est-il pas légitime, en effet, d’espérer que, si on parvient à réaliser une construction géométrique se rapprochant suffisamment de l’idéal ci-dessus évoqué, on puisse y trouver empiriquement des éléments quantitatifs qui présentent des corrélations avec les masses invariantes ?

Au cas où de telles corrélations apparaîtraient, et si les Physiciens Théoriciens des Particules Élémentaires ne les jugent pas fortuites, il restera à les interpréter.

Si l'on admet que deux fermions qui ne diffèrent que par la conjugaison de charge ou par l'hélicité ont la même masse invariante, le nombre de valeurs de masses que le modèle doit caractériser est de 24, compte tenu des bosons d'interaction mais non de l'éventuel boson de Higgs. On peut dénombrer :

- 12 particules massives : 3 leptons chargés, 3 quarks de charge (-1/3), 3 quarks de charge (+2/3), 3 bosons :

$$(e, \mu, \tau); (d, s, b); (u, c, t); (W^-, W^+, Z^0).$$

- 12 particules (3 fermions et 9 bosons) dont la masse est soit nulle soit trop faible pour être actuellement mesurable :

les 3 neutrinos :  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  ; le photon  $\gamma$  ; les 8 gluons.

Les principaux aspects des questions concernant la physique des particules élémentaires et les symétries ont été puisés dans des ouvrages écrits à l'intention du "grand public" par des physiciens : Gilles Cohen-Tannoudji [1], Georges Lochak [2], Roland Omnès [3] ainsi que dans des ouvrages collectifs tels que "La Nouvelle Physique" [4] "Les Particules Élémentaires" de la "Bibliothèque "Pour la Science" [5] ou encore dans des articles de revues telles que "La Recherche".

## II - Armature géométrique du modèle.

### II.1 - La Bulle Sphérique $B$ et le "Triangle Basal" (ou $TB$ ).

(1) - Soit (Figure 1) une bulle sphérique  $B$  de centre  $\Omega$ , de rayon  $R$  et d'épaisseur  $\epsilon \ll R$ . Dessinons, comme par transparence, sur chacune des deux faces de  $B$  (face extérieure ou convexe et face intérieure ou concave), un triangle sphérique équilatéral trirectangle de sommets  $som(j)$ , de côtés  $cot(j)$ ,  $j = 0, 1, 2$  et de centre  $G$ . Ce triangle sera appelé "Triangle Basal" ou  $TB$ . Orientons le périmètre du  $TB$  vu en face convexe dans le sens trigonométrique direct. Vu en face concave, il apparaîtra en sens rétrograde. Cette orientation sera indiquée par un vecteur axial  $V$  ou "Vecteur de vol", représenté par une "Flèche de vol"  $V$  attachée à chacun des côtés du  $TB$ . Cette flèche, à laquelle sera assignée la fonction de représenter le sens de l'impulsion des particules, pointe en sens direct lorsqu'elle est vue en face convexe et en sens rétrograde lorsqu'elle est vue en face concave.

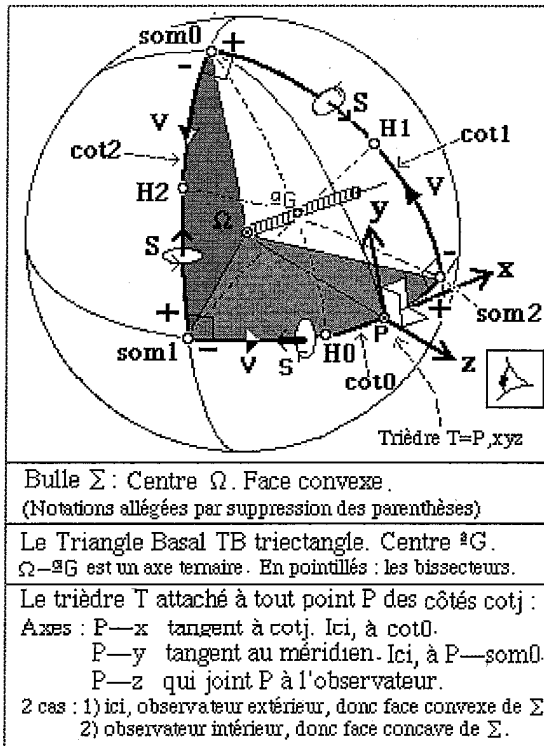


Figure 1.

Outre le vecteur axial  $V$ , on attachera à chacun des côtés du  $TB$  un vecteur polaire  $S$ , le Vecteur de Spin. Par convention, le sens de ce vecteur polaire  $S$  sera orienté, en face convexe de  $B$ , à l'opposé du sens du vecteur  $V$ , auquel il sera donc antiparallèle.

Les vecteurs  $V$  et  $S$  attachés à tout point  $P$  d'un côté  $\text{cot}(j)$  du  $TB$  peuvent être rapportés à un trièdre de référence  $T$  d'origine  $P$  et dont les axes sont :  $P-x$ , porté par la tangente orientée à ce côté du  $TB$ ,  $P-y$ , porté par la tangente en  $P$  au méridien  $P-\text{som}(j)$ , orientée de  $P$  vers  $\text{som}(j)$ , et  $P-z$ , porté par l'axe d'observation  $\Omega-G$  et joignant le point  $P$  à l'oeil de l'observateur. Cet axe est orienté dans le sens  $\Omega-P$  en face convexe et dans le sens  $P-\Omega$  en face concave. Un trièdre  $T$  peut d'ailleurs être attaché à chacun des points des côtés de tout triangle équilatéral de centre  $G$ , sauf dans le cas limite où ce triangle se réduirait

au point  $G$  lui-même. Cette exception jouera un rôle important pour la représentation des neutrinos.

*Remarque :* Lorsqu'on passe de la face convexe à la face concave, on inverse le sens de l'axe d'observation  $P-z$ . L'orientation du trièdre de référence  $T$  auquel on peut rapporter les vecteurs  $V$  et  $S$  est alors inversée. Il en résulte que le vecteur polaire  $S$ , qui est antiparallèle au vecteur axial  $V$  en face convexe, change de sens relativement à lui en face concave et lui devient donc parallèle. Cette remarque prépare la représentation de l'hélicité.

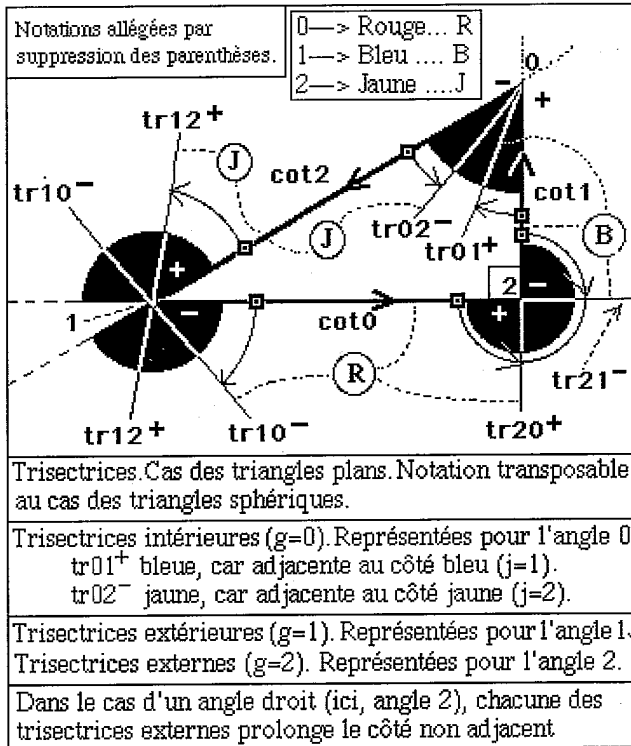


Figure 2.

(2) - Soit  $H(j), j = cycle012$ , les milieux des côtés du  $TB$ . La notation  $j = cycle012$  est équivalente à  $j \in Nmod(3)$  : le suivant de  $j = 2$  est  $j = 0$  et l'indice  $(j - 1)$  est équivalent à l'indice  $(j + 2)$ . L'indice  $(j)$  sera appelé "indice de couleur".

Les côtés étant orientés, on distinguera leur origine  $cot(j)^-$ , confondue avec le sommet  $som(j+1)$ , et leur extrémité  $cot(j)^+$ , confondue avec le sommet  $som(j-1)$ .

Comme tout triangle, le  $TB$  possède des angles de 3 “genres”, qui seront caractérisés par un indice  $(g) = 0, 1, 2$ . La représentation plane (Figure 2) est transposable au cas des triangles sphériques. On distinguera ainsi, dans le cas du  $TB$  :

- Pour  $g = 0$ , les angles intérieurs. La valeur absolue de leur mesure commune est  $an(0, j) = \pi/2$ .

- Pour  $g = 1$ , les angles extérieurs, qui sont les compléments à  $\pi$  des angles intérieurs. La valeur absolue de leur mesure commune est  $an(1, j) = \pi/2$ .

- Pour  $g = 2$ , les angles que j'appellerai *angles externes*, qui sont les compléments à  $2\pi$  des angles intérieurs. La valeur absolue de leur mesure commune est  $an(2, j) = 3\pi/2$ .

Pour des raisons qui apparaîtront prochainement, l'indice  $g = 012$  sera appelé “*Indice de génération*”. On verra que, plus précisément,  $g = cycle012$ .

On sera conduit à tracer, sur les 2 faces de  $B$ , les grands cercles bissecteurs (Figure 1) et les grands cercles trissecteurs (Figures 2, 3 et 8) des 3 générations : ceux des 3 angles intérieurs, ceux des 3 angles extérieurs et ceux des 3 angles externes du  $TB$ .

## II.2 - La Couleur.

On affectera, en face convexe de  $B$ , aux côtés  $cot(j)$  et aux sommets  $som(j)$  du  $TB$ , avec  $j = cycle012$ , des couleurs  $col(j)$  réputées engendrer du blanc par synthèse additive et du noir par synthèse soustractive. On posera ainsi :  $col(0) = rouge$  ou  $R$ ,  $col(1) = bleu$  ou  $B$ ,  $col(2) = jaune$  ou  $J$ . Voir figure 3.

Si on désigne chaque arc-côté orienté  $cot(j)$  par sa couleur  $col(j)$ , et si on représente par le signe + la concaténation des arcs, il vient :  $R + B + J = 0$  puisque le parcours complet du périmètre du  $TB$  est équivalent à un parcours nul. On peut en déduire:  $B + J = -R$  ou *antirouge* ,  $J + R = -B$  ou *antibleu* et  $R + B = -J$  ou *antijaune*. Par exemple,  $R$  correspond au trajet qui part de l'origine  $cot(0)^- = som(1)$  du côté  $cot(0)$  et qui aboutit à son extrémité  $cot(0)^+ = som(2)$ . Comparativement,  $-R = B + J$  part de  $som(2)$  et aboutit à  $som(1)$

Les “couleurs négatives”  $-col(j)$  correspondent ainsi à un côté  $col(j)$  parcouru en sens rétrograde.

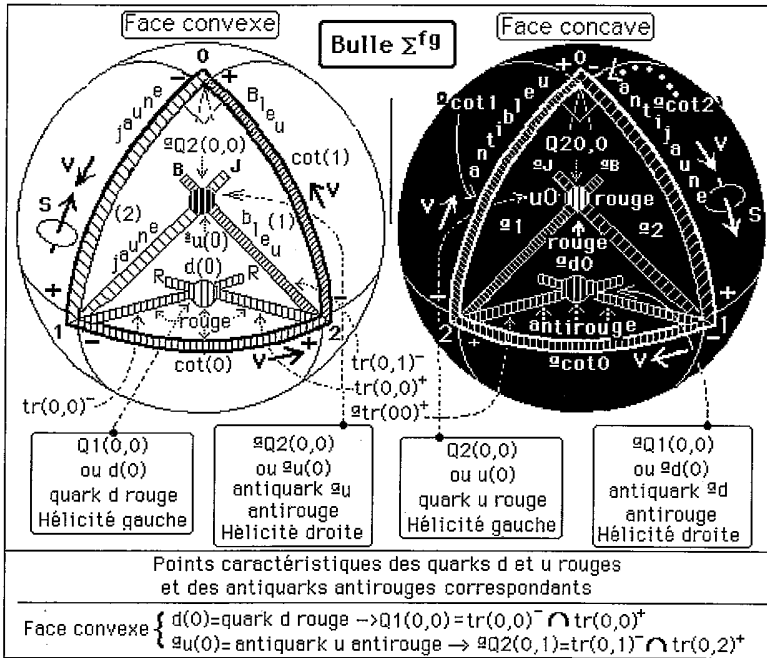


Figure 3.

Cela caractérise précisément le  $TB$  vu en face concave de  $B$ . On affectera en conséquence à ce côté vu en face concave l'anticouleur  $-col(j)$  et on introduira dans ce but *un opérateur* ( $^a$ ) dont l'effet sera de changer de face de  $B$  l'entité sur laquelle il agit. C'est ainsi que l'on aura, en face concave de  $B$ , les sommets  $^a som(j)$ , les côtés  $^a col(j)$  et qu'à ces sommets et côtés seront attachées les anticouleurs  $^a col(j)$ .

Avec cette notation, on pourra par exemple écrire, pour l'addition des couleurs:

$$\begin{aligned}
 col(j-1) + col(j+1) &= -col(j) = {}^a col(j) \quad \text{et} \\
 {}^a col(j-1) + {}^a col(j+1) &= col(j)
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Pour étendre ces formules au cas de l'addition de deux couleurs identiques, on peut se baser sur une analogie avec les résultats du mélange

des encres. Par exemple, de même que “encre bleue+encre jaune=encre verte ou antirouge” est analogue aux formules (1), on transposera “encre rouge+encre rouge=encre rouge” selon:

$$\begin{aligned} R + R = R, \quad B + B = B, \quad J + J = J \\ {}^aR + {}^aR = {}^aR, \quad {}^aB + {}^aB = {}^aB, \quad {}^aJ + {}^aJ = {}^aJ \end{aligned} \quad (2)$$

On écrira en outre :

$$R + B + J = 0(\text{Blanc}) \quad \text{et} \quad (-R) + (-B) + (-J) = 0(\text{Noir})$$

Le *Blanc* et le *Noir* seront appelés “pseudocouleurs”. On aura alors :

$$\text{Noir} = {}^a\text{Blanc} \quad \text{et} \quad \text{Blanc} = {}^a\text{Noir}. \quad (3)$$

*Remarques importantes* : la construction des “images” des particules élémentaires conduira à situer aussi bien en face convexe qu’en face concave de  $B$  des entités géométriques (points, arcs, ... ) dotées de couleurs ou dotées d’anticouleurs. Les entités affectées de l’opérateur de changement de face ( ${}^a$ ) seront ainsi réparties sur les 2 faces de  $B$ . Il en sera de même des entités non affectées de l’opérateur ( ${}^a$ ). On a évidemment toujours  $({}^a)^2 = 1$ . Par exemple,  ${}^a({}^aR) = R$ .

On verra que, appliqué aux images des fermions d’une hélicité donnée, l’opérateur ( ${}^a$ ) transforme ces images non pas en celles de leurs antiparticules, mais en celles des antiparticules *d’hélicité opposée*.

Quelle que soit la face de  $B$  sur laquelle il est situé, *un triangle équilatéral dont les côtés sont colorés aura un périmètre dont le parcours sera vu en sens direct*. Réciproquement, et toujours quelle que soit la face de  $B$  sur laquelle il est situé, *dans le cas d’un triangle anticoloré le parcours du périmètre sera vu en sens rétrograde*.

### II.3 - Les bissecteurs des angles du $TB$ .

Chacun des 9 angles du  $TB$   $an(g, j)$ ,  $g = 012$  et  $j = \text{cycle}012$ , peut être muni d’un grand cercle bissecteur  $biss(g, j)$  ou  ${}^abiss(g, j)$  selon la face de la bulle  $B$  qui est concernée. Les bissecteurs externes ( $g = 2$ ) sont confondus avec les bissecteurs intérieurs ( $g = 0$ ) et aucun usage n’a été trouvé aux bissecteurs extérieurs ( $g = 1$ ). Il n’y a donc, sur chaque face du  $TB$ , que 3 bissecteurs utiles distincts : les 3 bissecteurs intérieurs  $biss(0, j)$  ou  ${}^abiss(0, j)$  du  $TB$  (figures 1 et 8).



Chaque bissecteur intérieur sera considéré comme résultant de la fermeture symétrique de l'angle bissecté  $an(0, j)$ . Ainsi, en face convexe, le bissecteur résultera de la superposition des côtés  $col(j - 1)$  et  $col(j + 1)$  du  $TB$  qui encadrent le sommet  $som(j)$ . On lui attribuera donc pour couleur, selon les formules (1), la somme des couleurs  $col(j - 1) + col(j + 1)$ , soit  ${}^a col(j)$ . Cette anticoloration conduit à noter  ${}^a biss(0, j)$  les bissecteurs intérieurs en face convexe et, réciproquement, à les noter  $biss(0, j)$  en face concave, puisqu'ils y sont colorés selon  ${}^a col(j - 1) + {}^a col(j + 1) = col(j)$ .

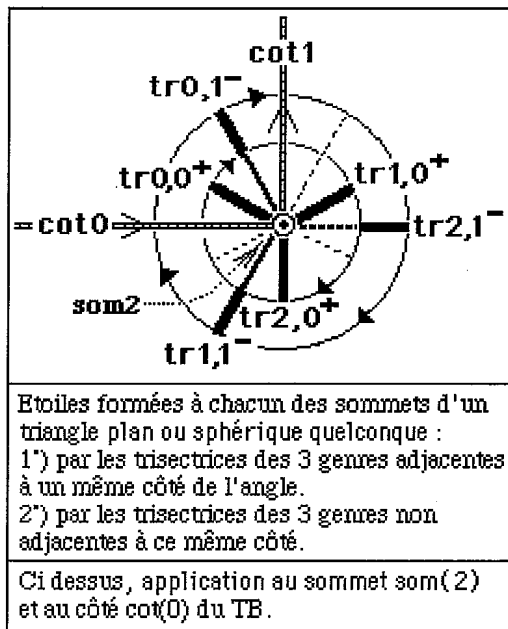


Figure 4.

En face convexe, le centre du  $TB$ , point d'intersection des 3 bissecteurs  ${}^a biss(j)$ , sera affecté de la somme des 3 anticouleurs, aussi sera-t-il pseudocoloré en Noir et devra donc être noté  ${}^a G$ . Réciproquement, en face concave, le point d'intersection sera noté  ${}^a({}^a G) = G$ . Il sera pseudocoloré en blanc.

II.4 - Les trisecteurs des angles du  $TB$ .

(1) - En face convexe comme en face concave (figure 3), chacun des 3 angles intérieurs  $an(0, j), j = cycle012$ , du  $TB$  peut être divisé en 3

parties d'égal mesure au moyen de 2 grands cercles trisecteurs. Il en est de même pour chacun des 3 angles extérieurs ( $g = 1$ ) et pour chacun des 3 angles externes ( $g = 2$ ). On comptera donc, sur chaque face de  $B$ , 18 trisecteurs.

En géométrie élémentaire plane, le théorème de Franck Morley (A. Viricel [6]) attache des propriétés particulières aux intersections de trisecteurs co-adjacents à un même côté d'un triangle quelconque, propriétés que ne partagent pas les intersections de trisecteurs co-non-adjacents. Nous avons été conduits à privilégier, dans le cas des trisecteurs des angles du  $TB$ , une approche similaire. Les intersections de trisecteurs co-adjacents ou co-non-adjacents à un même côté joueront en effet des rôles différents et très importants dans la constitution du modèle.

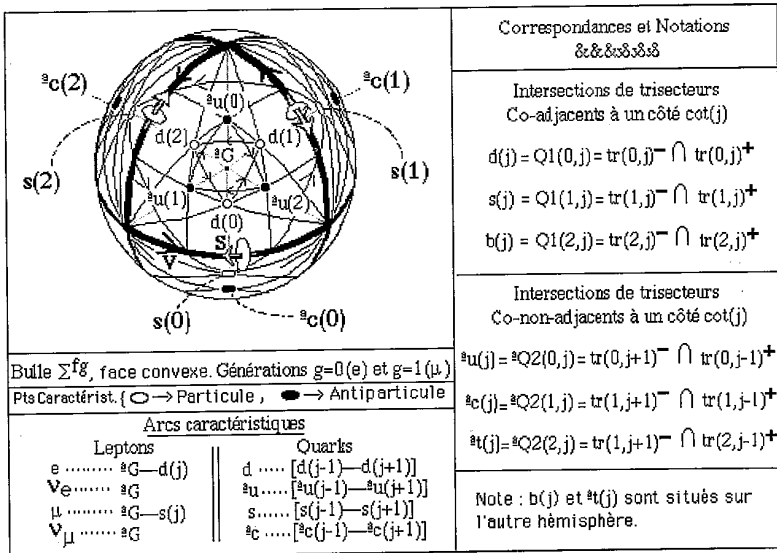


Figure 5.

Ce qui suit est décrit en face convexe. La transposition des descriptions au cas de la face concave se fera aisément en faisant usage de l'opérateur  $(^a)$ .

(2) - On considérera que les trisecteurs sont engendrés par la fermeture symétrique incomplète de l'angle trisecté. Chaque trisecteur conservera donc la couleur  $col(j)$  du côté  $cot(j)$  du  $TB$  auquel il est adjacent (et

non la couleur et l'indice attachés au sommet de l'angle trisécté). Les deux trisecteurs issus d'un même sommet  $som(j)$  seront colorés comme les côtés qui sont issus de ce même sommet : l'un en  $col(j + 1)$  et l'autre en  $col(j - 1)$ . On notera  $tr(g, j)^\pm$  ou  ${}^a tr(g, j)^\pm$ . Par exemple, on aura (Figures 2 et 3) :

$tr(0, 0)^-$  = Face convexe, trisecteur intérieur ( $g = 0$ ), coloré en rouge car adjacent au côté rouge ( $j = 0$ ), issu de l'origine de ce côté, car post signature (-). En face concave, on aurait  ${}^a tr(0, 0)^-$  adjacent au côté  ${}^a cot(0)$ , anticoloré en antirouge  ${}^a col(0)$ .

$tr(2, 1)^+$  = Face convexe, trisecteur externe ( $g = 2$ ), coloré en bleu car adjacent au côté bleu ( $j = 1$ ), issu de l'extrémité de ce côté car post signature (+). En face concave, on aurait  ${}^a tr(2, 1)^+$  adjacent au côté  ${}^a cot(1)$  anticoloré en antibleu  ${}^a col(1)$ .

(3) - Si on soumet (figure 4) un trisecteur intérieur ( $g = 0$ ), par exemple  $tr(0, j)^+$ , à une rotation de  $+2\pi/3$  autour de l'extrémité  $cot(j)^+$  dont il est issu, on obtient le trisecteur extérieur  $tr(1, j)^+$  qui est adjacent au même côté  $cot(j)$  du  $TB$  et est donc de couleur  $col(j)$ . Une seconde rotation de  $+2\pi/3$  conduit au trisecteur externe  $tr(2, j)^+$ , et une rotation supplémentaire de  $+2\pi/3$  ramène au trisecteur initial  $tr(0, j)^+$ . Ce retour conduit à remplacer la notation  $g = 012$  par la notation  $g = cycle012$ . Il apparaît que les 3 trisecteurs ( $g = cycle012$ ) issus d'un même sommet du  $TB$  et adjacents à un même côté  $cot(j)$  forment une étoile à 3 branches espacées angulairement de  $2\pi/3$ .

Si on considère les 3 trisecteurs  $g = cycle012$  non adjacents au côté  $cot(j)$  et issus de son extrémité  $cot(j)^+$ , c'est-à-dire les trisecteurs  $tr(g, j + 1)^-$ ,  $g = cycle012$ , on observe que pour passer du trisecteur intérieur ( $g = 0$ ) au trisecteur extérieur ( $g = 1$ ) puis au trisecteur externe ( $g = 2$ ), il faut procéder à des rotations de  $4\pi/3$  au lieu de  $2\pi/3$  autour de l'extrémité  $cot(j)^+$ , et qu'une rotation supplémentaire de  $+4\pi/3$  ramène au trisecteur initial  $tr(0, j + 1)^-$ . On obtient à nouveau une étoile à 3 branches, mais d'intervalle angulaire  $+4\pi/3$  au lieu de  $+2\pi/3$ .

On remarquera que les rotations de  $+4\pi/3$  sont équivalentes à des rotations de  $-2\pi/3$  quant au résultat obtenu, mais la notation  $+4\pi/3$  est adoptée car elle est nécessitée par le respect de la logique de construction du modèle.

(4) - Intersections des Trisecteurs (Figure 3, ainsi que 5, 6 et 8). Les seules intersections utiles correspondent à des trisecteurs de même génération qui doivent être tous deux co-adjacents ou tous deux co-non-adjacents à un même côté du  $TB$ . On distinguera en conséquence 2

types de points d'intersections, et les couleurs à attribuer à ces points seront définies par les formules (1).

On posera, pour la face convexe de la bulle  $B$  :

- *Type 1* : Intersections de *trisepteurs co-adjacents* au côté  $cot(j)$  :

$$Q1(g, j) = tr(g, j)^- \cap tr(g, j)^+$$

La couleur de  $Q1(g, j)$  est donc  $col(j) + col(j) = col(j)$

- *Type 2* : Intersections de *trisepteurs co-non-adjacents* au côté  $cot(j)$

:

$${}^aQ2(g, j) = tr(g, j + 1)^- \cap tr(g, j - 1)^+$$

. La couleur de  ${}^aQ2(g, j)$  est donc  $col(j - 1) + col(j + 1) = {}^acol(j)$ .

C'est en raison de l'attribution d'une anticouleur  ${}^acol(j)$  que l'on a noté  ${}^aQ2(j)$  et non simplement  $Q2(g, j)$  en face convexe.

En face concave de la bulle  $B$ , on obtient de même les intersections des types 1 et 2 :

$${}^aQ1(g, j) = {}^atr(g, j)^- \cap {}^atr(g, j)^+$$

$$Q2(g, j) = {}^atr(g, j + 1)^- \cap {}^atr(g, j - 1)^+$$

Les couleurs sont alors  $col(j)$  pour  $Q2(g, j)$  et  ${}^acol(j)$  pour  ${}^aQ1(g, j)$ .

On notera que *certaines entités munies de l'opérateur ( ${}^a$ ) figurent sur la face convexe et d'autres sur la face concave de  $B$ .*

## II.5 - L'Opérateur de Rotations Symétriques Normales $Rsn$ .

Soumettons progressivement le grand cercle portant un côté  $cot(j)$  du  $TB$  à une rotation d'un angle ( $\alpha$ ) autour de son origine  $cot(j)^-$ . Faisons tourner concomitamment et symétriquement le même côté  $cot(j)$  d'un angle ( $-\alpha$ ) autour de son extrémité  $cot(j)^+$ . Pour chaque valeur de  $j = cycle012$ , au cours de ces rotations concomitantes, l'intersection  $Q(j)$  des grands cercles mobiles parcourt le bissecteur  ${}^abiss(j)$  depuis le point  $H(j)$ , qui correspond à ( $\alpha = 0$ ), jusqu'au sommet  $som(j)$  qui correspond à ( $\alpha = \pi/2$ ), et au-delà (figure 6). Si l'opération est menée au même rythme pour  $j = cycle012$ , les 3 points  $Q(j)$  sont, à tout instant, les sommets d'un triangle sphérique équilatéral. Au cours de l'évolution du système, les 3 points  $Q(j)$  parcourent les 3 bissecteurs en passant par le centre  ${}^aG$  du  $TB$ , pour  $\alpha = \pi/4$ , puis par toutes les intersections  $Q1(g, j)$  et  ${}^aQ2(g, j)$  définies en II.4 (4). (Voir la Figure 6).

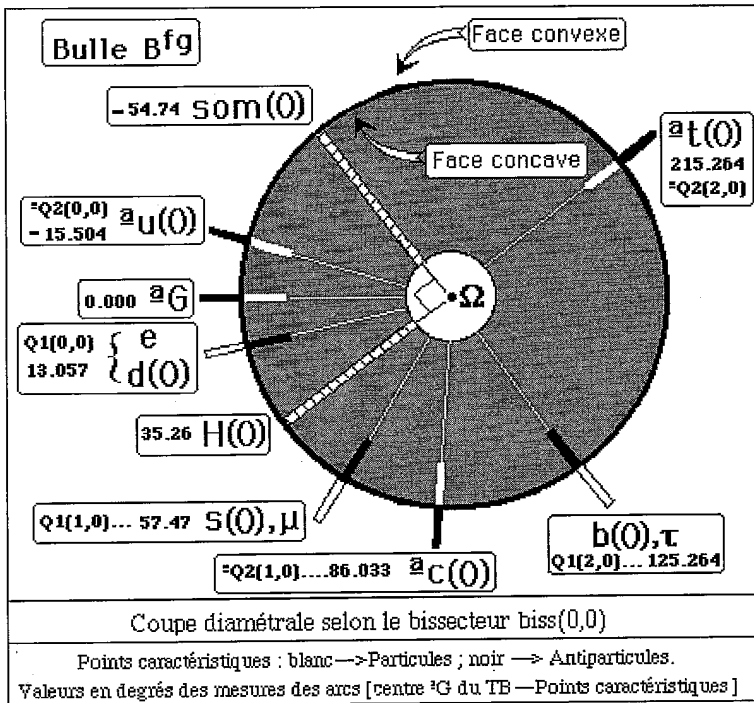


Figure 6.

Ce processus peut être décrit au moyen d'un "opérateur de Rotations symétriques normales"  $Rsn()$  qui, agissant sur  $H(j)$ , le transforme en  $som(j)$  selon  $Rsn(H(j)) = som(j)$  pour  $\alpha = \pi/2$ . Cet opérateur  $Rsn()$  est intéressant par certaines de ses puissances. Le centre  $^a G$  du  $TB$ , point de concours des 3 bissecteurs  $^a biss(0, j)$ , correspond aux 3 points confondus  $Rsn^{1/2}(H(j))$ . L'opérateur  $Rsn$  permet aussi de construire, à partir des milieux  $H(j)$  et  $^a H(j)$  des côtés du  $TB$ , les 18 intersections  $Q1(g, j)$  et  $^a Q2(g, j)$  et les 18 intersections  $^a Q1(g, j)$  et  $Q2(g, j)$  de trisecteurs qui constituent en face convexe et en face concave de  $B$  la base de l'armature générale du modèle : les constructions correspondantes peuvent être décrites par les formules itératives (4), (5) et (6) ci-après :

$$\begin{aligned}
 Q1(0, j) &= Rsn^{1/3}(H(j)) & \text{et} & & ^a Q2(0, j) &= Rsn^{2/3}(H(j)) & (4) \\
 Q1(1, j) &= Rsn^{4/3}(Q1(0, j)) & \text{et} & & ^a Q2(1, j) &= Rsn^{8/3}(^a Q2(0, j)) & (5) \\
 Q1(2, j) &= Rsn^{4/3}(Q1(1, j)) & \text{et} & & ^a Q2(2, j) &= Rsn^{8/3}(^a Q2(1, j)) & (6)
 \end{aligned}$$

Une itération supplémentaire fermerait les deux cycles selon :

$$Rsn^{4/3}(Q1(2, j) = Q1(0, j) \quad \text{et} \quad Rsn^{8/3}({}^aQ2(2, j) = {}^aQ2(0, j)).$$

Remarques :

1 - Des formules (4, 5, 6) on peut déduire :  ${}^aQ2(2, j) = Rsn^{16/3}(H(j))$ . Cela correspond à des rotations symétriques de  $8\pi/3 = 2\pi + 2\pi/3$ . Si les angles de rotation sont exprimés selon une notation de la forme  $(\alpha + 2k\pi)$ , on devra prendre  $k = 1$  dans le seul cas des intersections de trisecteurs co-non-adjacents de la génération  $g = 2$  :  ${}^aQ2(2, j)$  ou  $Q2(2, j)$ . Dans tous les autres cas, on devra prendre  $k = 0$ . ‘

2 - Pour chacune des valeurs de  $g = \text{cycle}012$ , les 3 points  $Q1(g, j), j = \text{cycle}012$  ainsi que les 3 points  ${}^aQ2(g, j), j = \text{cycle}012$ , constituent évidemment les 3 sommets de triangles équilatéraux. Ces triangles sont au nombre de 6 sur chaque face de  $B$ .

II.6 - Les bulles  $B^{fg}$  et  $B^{fd}$  et les Bulles Jumelles  $B^{fg*}$  et  $B^{fd*}$ .

(1) - La bulle  $B$  et le Triangle basal  $TB$  tels qu'ils viennent d'être décrits associent systématiquement, aussi bien en face convexe qu'en face concave, "parcours en sens direct" avec "antiparallélisme (flèche de vol / flèche de spin)". Il associent de même "parcours en sens rétrograde" avec "parallélisme (flèche de vol / flèche de spin)". Ces deux notions constituant la définition des hélicités gauche et droite, les images qui seront construites dans le contexte actuel ne pourront être que celles de fermions d'hélicité gauche et celles d'antifermions d'hélicité droite. Le cas opposé : fermions d'hélicité droite et antifermions d'hélicité gauche devra être représenté sur une autre bulle qui ne différera de la première que par l'orientation des vecteurs de spin.

On considérera donc dorénavant (Figure 7) deux bulles :  $B^{fg}$  et  $B^{fd}$ , les indices  $fg$  ou  $fd$  se référant à "fermions" et à "gauche" ou à "fermions" et à "droite".

(2) - Le caractère de parallélisme ou d'antiparallélisme des flèches  $V$  et  $S$  associées au  $TB$  des bulles  $B^{fg}$  et  $B^{fd}$  resterait inchangé si on inversait simultanément le sens de ces 2 flèches. En conséquence, toutes

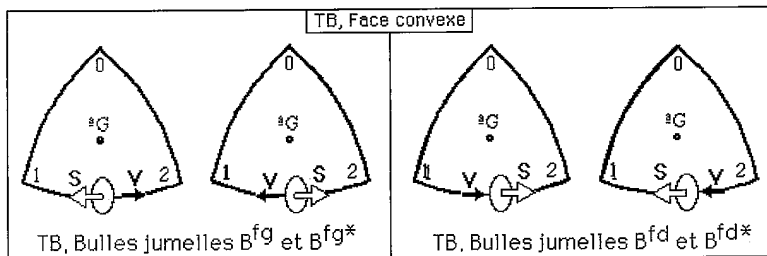


Figure 7.

les constructions d'images qui vont être décrites pourraient l'être à partir de ces bulles à flèches  $V$  et  $S$  simultanément inversées sans que la description de l'armature géométrique du modèle, ni la construction des images des particules, ni les propriétés de ces images soient modifiées. Or la flèche de vol indique le sens de l'impulsion, *qui n'est qu'une caractéristique extrinsèque de la particule concernée*. Par exemple, la nature d'un électron d'hélicité gauche dont l'impulsion est orientée dans un certain sens n'est pas différente de la nature d'un électron de même hélicité qui serait détecté dans une autre expérience et qui se mouvrait dans le sens opposé. Chacune des bulles  $B^{fg}$  ou  $B^{fd}$  est donc associable à une "bulle jumelle"  $B^{fg*}$  ou  $B^{fd*}$  qui pourrait lui être substituée dans la suite de cette étude sans aucune conséquence. Cependant, l'usage conjoint des 2 bulles jumelles trouvera une utilité pour l'examen de questions faisant intervenir une inversion du sens de l'impulsion, ce qui sera le cas pour l'étude de l'invariance du modèle sous  $PCT$ . Chaque bulle est évidemment la jumelle de sa jumelle :  $(B^{fg*})^* = B^{fg}$ .

### III - Images des particules élémentaires.

#### III.1 - Remarques générales.

(1) - Les "images" de toutes les particules réputées élémentaires (fermions et bosons) seront construites à partir des 18 points d'intersection définis en (II.4 (4)) des trisecteurs des angles du  $TB$ , sur chacune des faces de chacune des 2 bulles  $B^{fg}$  et  $B^{fd}$ .

Les règles de construction de ces images seront guidées notamment par le respect de contraintes de symétrie. À cet égard, le fait que la couleur corresponde à une symétrie ternaire exacte joue un rôle de premier plan : *les images des particules insensibles à l'interaction forte*

devront être dotées d'une symétrie ternaire les rendant invariantes relativement aux rotations de  $2\pi/3$  autour de l'axe  $\Omega-G$ . Réciproquement, les images des particules sensibles à l'interaction forte doivent n'être pas dotées de symétrie ternaire et n'être donc pas invariantes relativement à ces mêmes rotations.

D'autres contraintes dérivent de la similitude des propriétés des 3 générations de fermions, notamment quant à l'unicité de l'ensemble des bosons d'interaction. À ces contraintes s'ajoutent des raisonnements intuitifs basés sur des analogies ou même sur de simples connotations. Enfin, un rôle important a été imparti à un principe esthétique de simplicité.

(2) - Chaque fermion, caractérisé par ses diverses charges et par son hélicité, sera représenté par une image monofaciale située sur l'une ou l'autre des 2 faces de  $B^{fg}$  ou de  $B^{fd}$ .

Rappelons que ce n'est pas l'image de l'antifermion correspondant, mais celle de l'antifermion d'hélicité opposée, qui figurera sur l'autre face de la même bulle. Sous certaines réserves concernant l'interaction faible, l'image de l'antifermion correspondant de même hélicité figurera sur l'autre bulle. Par contre, chaque image de boson (gluons,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ , photon) sera bifaciale, c'est-à-dire attachée conjointement aux 2 faces de  $B^{fg}$  ou, sous la même réserve que précédemment, de  $B^{fd}$ .

(3) - *Remarque* : Il faut conserver à l'esprit le fait que, quelle que soit la face (convexe ou concave) sur laquelle un arc est situé, le sens de sa flèche de vol est direct lorsque cet arc est coloré et rétrograde lorsqu'il est anticoloré. Le changement de face transforme l'anticouleur en couleur et réciproquement, mais n'influe pas sur le sens de la flèche de spin. L'inversion de l'hélicité par passage d'une face à l'autre de  $B^{fg}$  ou de  $B^{fd}$  dérive de cette remarque.

### III.2 - Images des quarks.

Plaçons-nous (figures 5 et 8) en face convexe de la bulle  $B^{fg}$ .

(1) - On a vu (Å II.5) que les points  $Q1(g, j)$  et  ${}^aQ2(g, j)$  sont construits, pour ( $g = 0$ ), au moyen des puissances  $(+1/3)$  et  $(+2/3)$  de l'opérateur  $Rsn$  et que, pour passer de  $g = 0$  à  $g = 1$  et à  $g = 2$ , il faut procéder à deux applications successives aux points  $Q1(0, j)$  ou  ${}^aQ2(0, j)$  respectivement de l'opérateur de changement de génération  $Rsn^{4/3}$  ou  $Rsn^{8/3}$ . Les fractions  $(+1/3)$  et  $(+2/3)$  évoquent l'opposé des charges électriques du quark  $d$  et de l'antiquark  ${}^au$ . Les points  $Q1(0, j)$  et  ${}^aQ2(0, j)$  seront



appelés respectivement "points caractéristiques" de ces deux particules en la couleur (j).

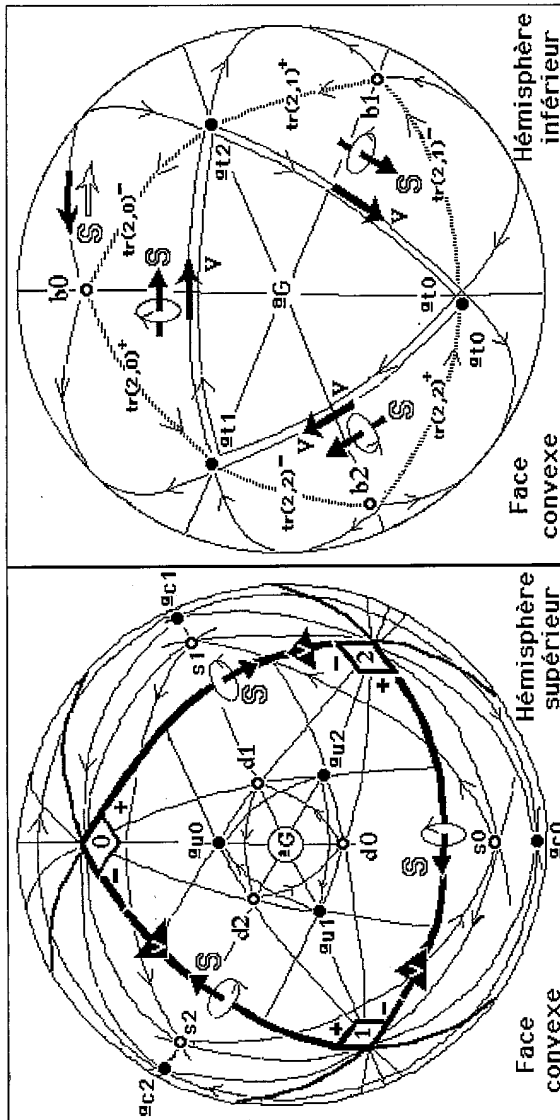


Figure 8.

De même, les points  $Q1(1, j)$  et  $Q1(2, j)$  ou  ${}^aQ2(1, j)$  et  ${}^aQ2(2, j)$  seront appelés respectivement “Points caractéristiques” des quarks ou antiquarks  $s$  et  $b$ , ou  ${}^ac$  et  ${}^at$ . En conséquence, on pourra, pour  $g = 0, 1, 2$  respectivement, remplacer les notations  $Q1(g, j)$  par  $d(j)$ ,  $s(j)$ ,  $b(j)$  ainsi que les notations  ${}^aQ2(g, j)$  par les notations  ${}^au(j)$ ,  ${}^ac(j)$ ,  ${}^at(j)$ , la couleur (ou l’anticouleur) restant toujours caractérisée par l’indice  $j = cycle012$ .

Il suffit de passer en face concave au moyen de l’opérateur  $({}^a)$  pour définir les images des antiquarks  ${}^ad(j)$ ,  ${}^as(j)$ ,  ${}^ab(j)$  ainsi que celles des quarks  $u(j)$ ,  $c(j)$ ,  $t(j)$ .

Pour chaque nature de quark ou antiquark, les 3 points caractéristiques correspondant à  $j=012$  sont les sommets d’un triangle équilatéral et les relations générales de dualité (Sommet - Côté) des triangles permettent de définir des “arcs caractéristiques”.

Par exemple,  $Q1(2, 1)$  étant le point caractéristique du quark  $b$  bleu ou  $b(1)$ , l’arc caractéristique correspondant est  $[b(2)—b(0)]$ . Il est coloré en bleu.

Chaque couple (point - arcs caractéristique) constitue l’image du quark ou de l’antiquark concerné. La disposition des flèches  $V$  et  $S$  sur les deux faces de la bulle  $B^{fg}$  confère l’hélicité gauche aux images non affectées de l’opérateur  $({}^a)$ , et l’hélicité droite aux images qui en sont affectées.

C’est l’inversion du sens de la flèche de spin  $S$  par passage de la bulle  $B^{fg}$  à la bulle  $B^{fd}$  qui permet à cette dernière d’abriter les images des quarks d’hélicité droite et des antiquarks d’hélicité gauche.

### III.3 - Images des Leptons.

(1) - Les leptons chargés ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ):

L’image proposée pour l’électron  $e^-$  d’hélicité gauche est une étoile à 3 branches située en face convexe de la bulle  $B^{fg}$ . Son centre est le point  ${}^aG$  et les 3 pointes de l’étoile sont les points caractéristiques  $d(j)$  du quark  $d$  en ses 3 couleurs. Cette image rassemble, d’une façon supposée additive, les 3 charges électriques  $(-1/3)$ , ainsi que les 3 charges de couleur des quarks  $d(j)$ , avec  $j = cycle012$ . Cela donne bien une charge électrique  $(-1/3).3=(-1)$ , et une pseudo-couleur  $R + B + J = 0$ , *Blanc*.

Cette image est dotée d’une symétrie ternaire. Elle est donc invariante sous les rotations d’ordre 3 autour du centre  ${}^aG$ , ce qui est requis par l’insensibilité de l’électron à l’interaction forte. On peut d’ailleurs

proposer de compléter cette image, sans violer la symétrie ternaire, en traçant le triangle  $[-d(0)-d(1)-d(2)-]$ , qui en admet les pointes pour sommets, ou encore en traçant le petit cercle circonscrit à la fois à l'étoile et au triangle.

L'arc caractéristique est alors, de façon équivalente, l'une quelconque des 3 branches  $[{}^aG-d(j)]$  de l'étoile, ou le rayon du petit cercle circonscrit susmentionné. La flèche de vol est orientée, sur le petit cercle ou sur le triangle, dans le même sens que le périmètre du triangle  $[-d(0)-d(1)-d(2)-]$ , c'est-à-dire dans le sens direct, la flèche  $S$  étant toujours en sens rétrograde. C'est donc bien l'électron d'hélicité gauche qui est représenté par cette image. Le calcul de la mesure de cet arc caractéristique donne :  $arcE = 13,05673538$  degrés.

L'application à 2 reprises de l'opérateur de changement de génération  $Rsn^{4/3}$  conduit, en face convexe, aux images des deux autres générations :

- image du lepton  $\mu^-$  d'hélicité gauche = Etoile à 3 branches de centre  ${}^aG$  et de pointes  $s(j)$ .

- Image du lepton  $\tau^-$  d'hélicité gauche = Etoile à 3 branches de centre  ${}^aG$  et de pointes  $b(j)$ .

Le passage en face concave conduit aux images des antiparticules : positon  $e^+$ , muon positif  $\mu^+$ , et tauon positif  $\tau^+$ . Dans les 3 cas, l'hélicité correspondante est droite.

La transposition aux deux faces de la bulle  $B^{fd}$  conduit aux hélicités opposées : leptons d'hélicité droite et antileptons d'hélicité gauche.

(2) - Les leptons et antileptons neutres  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ .

L'image proposée pour l'antineutrino électronique est  ${}^aG$ , point de concours pseudocoloré en Noir des 3 bissecteurs anticolorés  ${}^abiss(0, j)$  de la face convexe de la bulle  $B^{fg}$ .

Cette interprétation de la non-couleur et de la nullité de la charge électrique attachées à  $G$  ou  ${}^aG$  est cohérente avec une représentation triangulaire plane multiétagée des quarks et des leptons selon Howard Georgi [7].

Comme l'implique l'opérateur ( ${}^a$ ) lorsqu'il agit sur une entité située en face convexe, l'hélicité correspondante est droite.

Le point  ${}^aG$  peut être considéré comme le centre de l'étoile image de l'électron, image dont les 3 branches sont  $[{}^aG-d(j)]$ ,  $j = cycle012$ . Plus précisément, on définira l'image de l'antineutrino électronique d'hélicité

droite comme une étoile située en face convexe de  $B^{fg}$ . Les 3 branches de cette étoile sont des arcs de mesure nulle, dont le point  ${}^aG$  est à la fois l'origine et l'extrémité, selon  $arc({}^a\nu_e) = [{}^aG - d(j) - {}^aG]$  avec  $j = \text{cycle } 012$ .

Les images des antineutrinos muonique  ${}^a\nu_\mu$  et tauique  ${}^a\nu_\tau$  d'hélicité droite sont analogues. On les obtient par application de l'opérateur de changement de génération  $Rsn^{4/3}$  qui transforme les  $d(j)$  en  $s(j)$  puis en  $b(j)$ . Il vient ainsi :

$$arc({}^a\nu_\mu) = [{}^aG - s(j) - {}^aG] \quad \text{et} \quad arc({}^a\nu_\tau) = [{}^aG - b(j) - {}^aG].$$

Ces arcs sont eux aussi de mesure nulle, puisque leur origine coïncide avec leur extrémité. Les images respectives des neutrinos  $\nu_e, \nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  d'hélicité gauche s'obtiennent, à partir de celles des antineutrinos, par changement de face au moyen de l'opérateur ( ${}^a$ ), par exemple selon :

$$arc(\nu_e) = [G - {}^a d(j) - G], j = \text{cycle } 012.$$

Les arcs caractéristiques sont évidemment, là aussi de, mesure nulle. La pseudocouleur des images des 3 neutrinos est le Blanc.

On verra (À III.5/4) que le passage en bulle  $B^{fd}$  pourrait être interdit en raison d'un problème de dégénérescence du trièdre de référence  $T$  défini en II.1 (1). Cela refléterait le "rejet" dont semble faire preuve la Nature envers les neutrinos d'hélicité droite et les antineutrinos d'hélicité gauche.

#### III.4 - Images des gluons.

L'émission d'un gluon  $G_{j_1-j_2}$  provoque la transformation d'un quark de couleur  $col(j_1)$  en un quark de couleur  $col(j_2)$ , avec  $(j_1) = \text{cycle } 012$  et  $(j_2) = \text{cycle } 012$ . Dans le présent modèle, cela correspond à une rotation du point caractéristique du quark émetteur autour de l'axe  $\Omega - G$ . Cette rotation va d'un angle de départ qui correspond au sommet  $som(j_1)$  jusqu'à un angle d'arrivée qui correspond au sommet  $som(j_2)$ . Elle se fait par étapes angulaires de mesure  $2\pi/3$ . La conservation de la symétrie sphérique de la bulle  $B^{fg}$  ou  $B^{fd}$  en dépit de la rotation locale lui impose une contrainte de torsion de son axe. C'est cette contrainte qui, dans le modèle, constitue l'image de l'émission du gluon, et c'est son relâchement qui constitue celle de son absorption.

Le fait que les 3 couleurs ne soient pas indépendantes ( $R+B+J = 0$ ) réduit d'une unité le nombre des gluons indépendants, aussi ne compte-t-on que 2 gluons qui ne modifient pas la couleur :  $G1$ , qui correspond à la transformation identique (rotation nulle) et  $G2$ , qui correspond à une rotation de  $2\pi$ .

On remarquera que les gluons  $G1$  et  $G2$ , qui ne modifient pas la couleur, présentent une symétrie ternaire.

Par ailleurs, une même rotation transforme d'une part la couleur  $col(j1)$  en couleur  $col(j2)$  et, d'autre part, l'anticouleur  ${}^a col(j1)$  en l'anticouleur  ${}^a col(j2)$ , mais cette rotation est vue en des sens opposés selon qu'on l'observe en face convexe ou en face concave. L'axe commun de toutes ces rotations perce la bulle  $B^{fg}$  ou  $B^{fd}$  au point  $G$  ou  ${}^a G$ . Aussi, l'arc caractéristique associé à toutes les rotations images de gluons, étant limité à ce point, est-il de mesure nulle.

### III.5 - Images des bosons électrofaibles : $W^-$ , $W^+$ , $Z^0$ et du photon $\gamma$ .

(1) - Plaçons-nous en face convexe de  $B^{fg}$ . L'émission d'un boson  $W^-$  transforme l'image d'un électron  $e^-$  d'hélicité gauche en celle d'un neutrino  $\nu_e$  de même hélicité. Il faut pour cela prolonger (concaténer) chacun des 3 arcs  $[{}^a G-d(j)]$  qui constituent l'étoile image de l'électron de façon à compléter le tour complet de la sphère, en passant par l'antipôle  ${}^a G'$  pour arriver au point  ${}^a G$ , image de l'antineutrino d'hélicité droite. Il faut ensuite passer en face concave par action de l'opérateur  $({}^a)$ , afin d'aboutir au point  $G$ , image du neutrino d'hélicité gauche. On a : image de  $W^- = {}^a [d(j)-{}^a G'-{}^a G]$ ,  $j = cycle012$ . La mesure de l'arc caractéristique du  $W^-$  est ainsi le complément à  $2\pi$  de la mesure de l'arc de l'électron, soit :  $(360-13.057=346.943)$  degrés.

On peut décrire de façon analogue les images de l'absorption ou l'émission d'un  $W^-$  ou d'un  $W^+$  avec implication du positon  $e^+$  et de l'antineutrino  ${}^a \nu_e$ . Dans tous les cas, les images de  $W^-$  ou de  $W^+$  sont des étoiles isométriques. Leurs 3 branches relient le point  ${}^a G$  ou le point  $G$  à un point  ${}^a d(j)$  ou  $d(j)$ ,  $j = cycle012$  en passant par l'antipôle  $G'$  ou  ${}^a G'$  et le processus doit être complété par un changement de face au moyen de l'opérateur  $({}^a)$ . Les bosons  $W^-$  et  $W^+$  interviennent aussi dans les transformations entre les quark  $d$  et  $u$ . On trouve alors pour mesure de l'arc caractéristique une valeur un peu plus faible : 345.67 degrés. Là aussi, la transformation implique un changement de face et requiert donc l'intervention de l'opérateur  $({}^a)$ .

(2) - L'émission d'un  $Z^0$  ou d'un photon ne change pas la nature de la particule concernée. L'opérateur ( $^a$ ) n'intervient donc pas. Deux types d'étoiles images peuvent remplir cette condition :

- Étoile image dont les trois branches sont des arcs de mesure nulle. C'est la transformation identique. Dans ce cas, l'arc caractéristique est de mesure nulle. Le boson impliqué est le photon  $\gamma$ .

- Étoile image dont les trois branches sont des arcs de mesure  $2\pi$ . La particule concernée est alors le  $Z^0$ . La mesure de son arc caractéristique est  $360^\circ$ .

(3) - Le trièdre de référence  $T$  a été défini dans le  $\text{\AA}$  II.1 - (1) en chaque point des côtés de tout triangle sphérique équilatéral de centre  $^aG$ . Ce trièdre devient dégénéré dans le cas limite où le triangle sphérique concerné se réduit au point  $G$  (ou  $^aG$ ) lui-même. Les axes  $P-x$  et  $P-y$ , portés respectivement par la tangente en  $P$  à un côté du triangle et par le méridien passant par  $P$ , cessent alors en effet d'être définis. On perd ainsi deux degrés de liberté. Il ne reste plus de disponible que l'axe  $P-z$ . Les deux directions suivant lesquelles cet axe peut être orienté selon qu'il est vu en face convexe ou en face concave ont été utilisées dans le modèle pour construire, sur la bulle  $B^{fg}$ , les images des neutrinos d'hélicité gauche et celles des antineutrinos d'hélicité droite.

(4) - Comment alors répercuter, dans le modèle, la perte des deux degrés de liberté ? La Nature suggère une réponse. Elle semble, en effet, ne pas offrir d'hospitalité à des neutrinos d'hélicité droite, non plus qu'à des antineutrinos d'hélicité gauche. Dans ces conditions, pour refléter la Nature, le modèle doit, afin de tenir compte de la perte des 2 degrés de liberté, s'interdire de représenter les neutrinos d'hélicité droite et les antineutrinos d'hélicité gauche, dont le site aurait été le point  $G$  ou  $^aG$  de la seule bulle  $B^{fd}$ . Il résulte alors de cette conception que le  $W^-$  et le  $W^+$ , dont les images ont une extrémité constituée par l'image des neutrinos, ne peuvent pas non plus être représentés sur  $B^{fd}$ .

Dans ces conditions, les images de toutes les particules et antiparticules qui sont membres de doublets d'interaction faible sont situées l'une sur la face convexe, l'autre sur la face concave de la seule bulle  $B^{fg}$ , tandis que les images de particules et antiparticules qui sont des singulets d'interaction faible sont situées de façon similaire, mais sur les deux faces de la seule bulle  $B^{fd}$ .

#### IV - Symétries et invariances.

#### IV.1 - Symétries :

Rappelons que le Triangle Basal est sphérique, bifacial, équilatéral, trirectangle, à périmètre orienté selon un Vecteur de Vol. Ce Vecteur de Vol est associé de 2 façons différentes à un Vecteur de Spin sur 2 bulles distinctes :  $B^{fg}$ . et  $B^{fd}$ . Les symétries des images des particules dérivent de ces particularités ainsi que de leur mode spécifique de construction.

- Dans son ensemble, le modèle est invariant sous les rotations de  $2\pi/3$  autour de l'axe  $\Omega-G$ . Cette invariance ternaire est manifestée par l'image de chacun des leptons ou antileptons et par celle de chacun des bosons électrofaibles mais non par celle de chacun des quarks, des antiquarks et des gluons colorés pris isolément.

- Le modèle ne comporte aucune symétrie d'ordre 2. (... *Numero Deus impare gaudet ! ...*) : ni axe binaire, ni plan de symétrie. Cela résulte notamment de l'orientation du périmètre du  $TB$ , ainsi que du fait que Concave n'est pas symétrique de Convexe. De ce dernier point, il résulte que les images des antiparticules ne sont que "presque symétriques" de celles des particules. Cela est peut-être à rapprocher de la "préférence" que semble avoir la Nature, à l'échelle cosmologique, pour la matière plutôt que pour l'antimatière.

Les images de l'hélicité gauche ne sont pas non plus symétriques de celles de l'hélicité droite. Ce point est peut-être à rapprocher de la "préférence" que semble avoir la Nature pour le couple (matière d'hélicité gauche - antimatière d'hélicité droite) plutôt que pour le couple réciproque, notamment en ce qui concerne les neutrinos. Notons enfin que les bulles  $B^{fg}$  et  $B^{fd}$  ne sont pas symétriques l'une de l'autre, et qu'elles ne sont pas non plus symétriques de leurs bulles jumelles  $B^{fg*}$  et  $B^{fd*}$  définies en II.6 (2).

Rappelons que  $B^{fg}$  abrite les images des particules constituant des doublets d'interaction faible et  $B^{fd}$  les images de celles qui n'ont qu'un statut de singulet.

#### IV.2 - Invariance sous PCT.

L'examen de cette question implique le recours aux "bulles jumelles"  $B^{fg*}$  et  $B^{fd*}$ , dont les flèches de Vol et de Spin sont toutes deux inversées. Rappelons que l'impulsion, qui est représentée par la flèche de Vol, et qui est inversée dans les bulles jumelles, n'est qu'une caractéristique extrinsèque de la particule, alors que l'hélicité, qui en est une caractéristique intrinsèque, est conservée.

Selon une description de G. Cohen-Tannoudji [8], l'opération *PCT* (Inversion de la parité d'espace  $\times$  Conjugaison de charge  $\times$  Inversion du sens du temps) a pour résultat global *d'inverser les charges et l'hélicité, en conservant l'impulsion*. Les opérations *P*, *C* et *T*, effectuées en succession sur l'image d'une particule supposée être située initialement en face convexe de la bulle  $B^{fg}$ , peuvent être décrites comme suit :

L'opération *P* inverse la flèche de Vol et l'hélicité. Elle envoie donc l'image en face convexe de la bulle jumelle  $B^{fd^*}$ . L'opération *C* n'inverse que les charges. *PC* transfère donc la nouvelle image en face concave de la bulle  $B^{fg}$ . Enfin, l'opération *T*, en inversant le sens du temps, inverse l'impulsion et le spin, ce qui envoie l'image en face concave de  $B^{fg^*}$ , bulle jumelle de la bulle de départ tout en complétant l'opération *PCT*. On se retrouve alors à l'intérieur du modèle, en situation équivalente à la situation initiale. La bulle jumelle peut être exploitée sans que, dans le nouveau contexte, puissent se présenter des différences internes de comportement qui permette de le distinguer de celui de la bulle initiale dans l'ancien contexte. Il y a donc invariance du modèle sous *PCT*.

#### IV.3 - Violation de la Parité lors des interactions faibles.

Sont concernées les interactions faibles qui impliquent la transformation des fermions par émission ou par absorption de bosons  $W^-$  ou  $W^+$  : réactions (leptons chargés  $\leftrightarrow$  leptons neutres) et réactions (quarks  $(d, s, b) \leftrightarrow$  quarks  $(u, c, t)$ ).

Toutes ces interactions, et elles seules, ont pour résultat de transformer une particule telle que  $e^-$  ou  $d$  dont l'image est située sur l'une des faces de la bulle  $B^{fg}$  en une nouvelle particule, telle que  $\nu_e$  ou  $u$ , dont l'image est située sur l'autre face. Cela correspond à l'inversion du sens de l'axe  $\Omega-G$  du trièdre de référence *T*. Il en résulte une inversion de l'orientation du sens de ce trièdre, et donc une inversion de la parité d'espace. Le modèle donne ainsi une image de la violation de la parité par les interactions faibles impliquant les  $W^\pm$ , et par elles seules.

### V - Corrélation entre masses invariantes et arcs caractéristiques.

C'est avec les *mesures des arcs caractéristiques* que les masses invariantes des particules élémentaires ont été trouvées corrélées. On se reportera pour la suite au Tableau Récapitulatif.

Dans l'ensemble des 12 particules élémentaires massives recensées dans l'introduction, se détache un sous-ensemble  $E1 = \{e, \mu, \tau, W^\pm, Z^0\}$



de 5 particules dont les masses invariantes sont connues avec une précision relative élevée. Seules ces 5 valeurs de masses pourront être retenues utilement pour déterminer les paramètres de la corrélation (arcs – masses).

Soit, avec  $k = 0$  à  $4$ ,  $m(k)$  les masses invariantes exprimées en  $MeV/c^2$  des 5 particules  $P(k) \in E1$ , et  $arc(k)$  les mesures exprimées en degrés de leurs arcs caractéristiques. Désignons par  $mE = m(0) = 0.511MeV/c^2$  et par  $arcE = arc(0) = 13.0567$  degrés les données relatives à l'électron. Les données (arcs et masses) des particules pourront aussi être exprimées relativement aux valeurs attachées à l'électron prises comme unités. On notera alors  $me(k) = m(k)/mE$  et  $arce(k) = arc(k)/arcE$ . Les  $me(k)$  et  $arce(k)$  sont des nombres sans dimension.

On a évidemment  $me(0) = 1$  et  $arce(0) = 1$ . Allégeons les notations en supprimant les parenthèses en écrivant  $meK$  et  $arceK$  au lieu de  $me(k)$  et  $arce(k)$ .

La figure (9) représente le diagramme

$$\log(meK) = f[\log(arceK)].$$

On observe que les points représentatifs des 5 particules sont quasi alignés : les pentes

$$AK = \frac{\log(meK)}{\log(arceK)}$$

des droites qui relient le point "Electron" aux 4 autres points sont en effet très voisines de la valeur de base  $A = 3.60$ .

Les valeurs extrêmes de  $AK$  sont  $A1 = 3.598$  pour la pente de  $[e-\mu]$  et  $A3=3.646$  pour celle de  $[e-W]$ . La croissance de  $AK$  en fonction de la mesure de l'arc étant plus rapide que la proportionnalité, on a choisi de l'exprimer sous la forme  $AK = A0 + a \times (arceK)^b$ .

Les paramètres sans dimension  $A0$ ,  $a$  et  $b$  ont été estimés par régression aux moindres carrés des écarts entre les logarithmes des valeurs des masses calculées et les logarithmes des valeurs expérimentales. L'application d'une pondération a permis de tenir compte des degrés de précision de la connaissance de ces dernières. On a obtenu :

$$A0 = 3.598 \pm 0.001 , a = 0.0001238 \pm 0.000002 \quad \text{et} \quad b = 1.813 \pm 0.01$$

Le calcul de la masse invariante d'une particule P(k) se fait alors comme suit :

$$AK = 3.598 + [0.0001238.(arceK)^{1.813}] \text{ puis :} \tag{6}$$

$$meK = (arceK)^{AK}$$

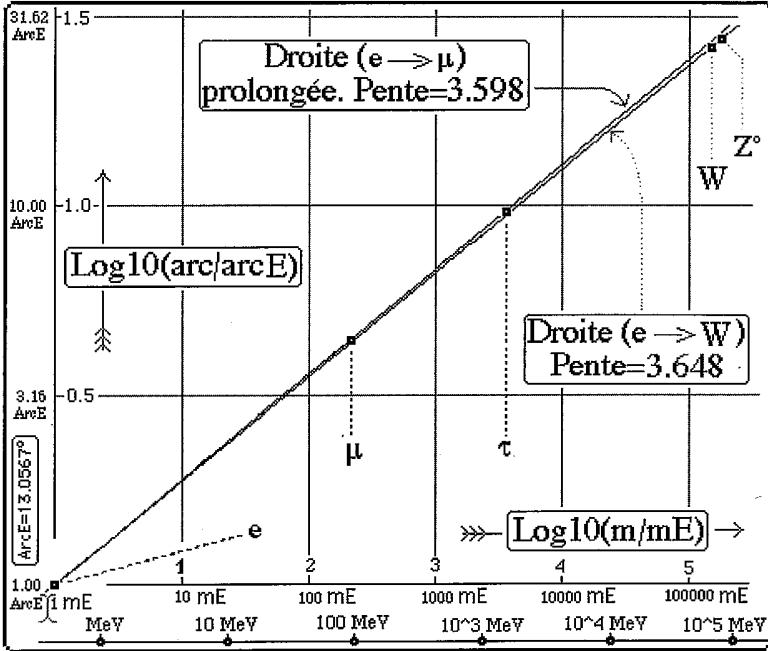


Figure 9.

Exemple : calcul numérique de la masse du quark Top : Données (voir Tableau récapitulatif, colonnes c1 à c4) :

$$mE = 0.511MeV, arceE = 13.0567 \text{ degrés}, arceTop = 420 \text{ degrés}.$$

On obtient :  $arceTop = arceTop/arceE = 32.1674$  puis :  $ATop = A0 + (a \times arceTop^b) = 3.6649$ ,  $meTop = arceTop^{ATop} = 334645$  et enfin :

$$mTop = .511 MeV/c^2 \times meTop = 171003 MeV/c^2.$$

Les masses calculées comme ci-dessus sont reportées en colonne c5. Il apparaît alors que, sur les 24 particules recensées dans l'Introduction,

21 sont étroitement corrélées, mais que 3 particules sont exclues de la corrélation : les quarks *d*, *s*, *b*.

Par ailleurs, le calcul donne  $m = 0$  pour les 12 particules de masse habituellement réputée nulle. Leurs arcs caractéristiques sont, en effet, de mesure nulle.

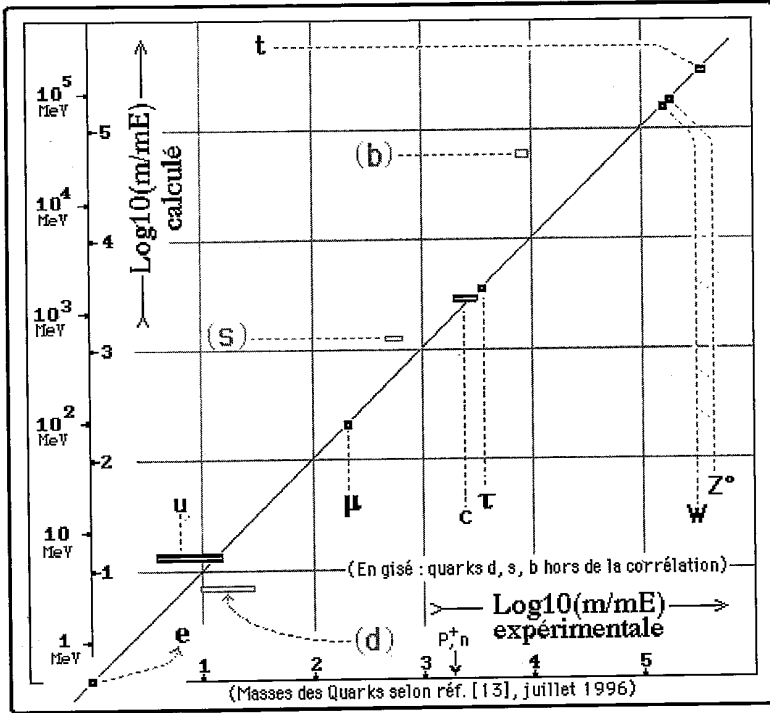


Figure 10.

Les 21 masses calculées corrélées ou bien sont contenues à l'intérieur des intervalles de confiance expérimentaux selon AIP - 1996 [13], ou bien, dans le cas des 5 particules du sous-ensemble *E1*, diffèrent de moins de 1% relatif des moyennes expérimentales. Cette conclusion reste d'ailleurs valable si on remplace les valeurs optimisées de  $A_0$ ,  $a$  et  $b$  par les valeurs arrondies  $A_0 = 3.6$ ,  $a = 0.000124$ , et  $b = 1.8$ .

On remarquera que cet accord à 1% près porte sur un domaine de variation des masses qui s'étend sur un intervalle  $mZ/mE$  voisin de 178000 et que le diagramme complet des particules massives embrasse un ensemble d'étendue  $m_{\text{Top}}/mE$  supérieur à 300000.

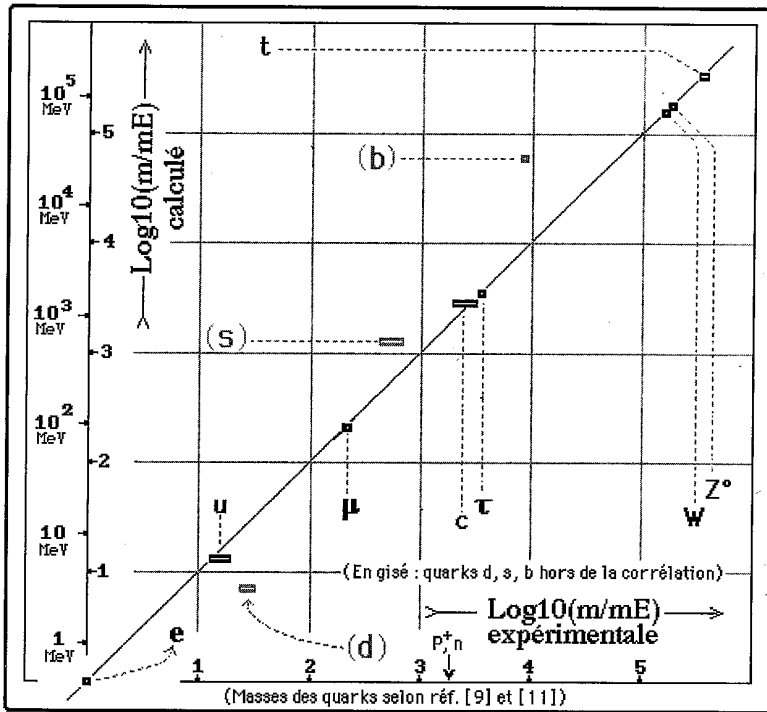


Figure 11.

Les diagrammes log-log des Figures (10) et (11) concrétisent les résultats, mais sont évidemment limités au cas des arcs et masses non nulles. Dans la Figure (11), les masses attachées aux quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$  proviennent des références [9] et [11] datant respectivement de 1987 et 1982. La Figure (10) et le Tableau Récapitulatif utilisent les données beaucoup plus prudentes publiées par l'AIP en 1996 [13].

## VI . Conclusion.

Un modèle aussi simple que celui qui vient d'être élaboré ne saurait évidemment constituer qu'une approche extrêmement limitée et rudimentaire de l'étude des particules élémentaires. L'auteur espère cependant que son inexpérience en la matière ne l'aura pas conduit à commettre des erreurs ou des contresens qui retireraient tout intérêt à son travail. Il espère aussi que les physiciens spécialistes des particules élémentaires

ne seront pas conduits à estimer que les corrélations mises en évidence sont fortuites et n'apparaissent que comme de simples coïncidences. Les commentaires qui suivent se situent évidemment à cet égard dans le cadre de l'hypothèse optimiste.

Ce travail, qui était motivé par la question des masses invariantes, comportait la construction d'un modèle géométrique qui reflète les principales symétries et interactions des particules habituellement réputées élémentaires, modèle qui, peut-être, pourrait fournir empiriquement des éléments quantitatifs corrélés avec les masses invariantes.

La construction de ce modèle a conduit, quant aux symétries et aux interactions, à des résultats qui semblent satisfaisants. Les "images" des particules (fermions et bosons) reflètent notamment :

- les couples "matière - antimatière" et "hélicité gauche - hélicité droite",
- les doublets et singulets d'interaction faible.
- la fixation à 3, et à 3 seulement, du nombre des "générations" de fermions.
- l'interaction forte, avec masses nulles pour les gluons.
- l'unification électrofaible, avec masse nulle pour le photon, mais masses élevées pour les  $W^\pm$  et pour le  $Z^0$ .
- l'invariance sous  $PCT$  ainsi que la violation de la parité par les seules interactions faibles.

En ce qui concerne la formule empirique particulièrement simple de corrélation des mesures des "arcs caractéristiques" avec les masses, le succès n'est que partiel. En raison de l'exclusion des quarks  $d$ ,  $s$ ,  $b$  de la corrélation, les résultats ne sont bons ou très bons pour 21 valeurs de masses sur 24 : la formule conduit à masse = 0 pour les 12 masses habituellement considérées comme nulles et donne des valeurs compatibles avec les données expérimentales pour 9 des 12 particules massives. L'accord est meilleur que 1% pour  $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $W^\pm$  et  $Z^0$ .

Il est à noter que l'alignement (figure 9) concernant ces dernières particules a été obtenu sans faire appel à l'introduction d'une seule constante ad hoc.

L'exclusion des quarks  $d$ ,  $s$ ,  $b$  de la corrélation m'apparaît comme la principale lacune de l'étude en sa version actuelle.

Je terminerai par quelques questions.

On remarque que les 3 particules qui sont hors corrélation (les quarks  $d$ ,  $s$ ,  $b$ ) constituent un sous-ensemble homogène. L'adjonction, à l'espace euclidien tridimensionnel de construction des bulles  $B$ , d'une

dimension complémentaire de nature différente, adjonction qui le rend par exemple isomorphe à l'espace de Minkovski, ne pourrait-elle permettre d'intégrer l'exclu, tout en conservant l'acquis ? Permettrait-elle aussi d'unifier la représentation des bulles  $B^{fg}$  et  $B^{fd}$  et de leurs "bulles jumelles" ? Enfin, au cas où les physiciens théoriciens trouveraient au modèle une pertinence permettant une interprétation physique, ne pourrait-on imaginer que certains de ses éléments conduisent à la représentation de particules actuellement hypothétiques ou à la prévision de particules nouvelles ?

Je remercie vivement la Fondation Louis de Broglie, et plus particulièrement son Directeur, M. Georges Lochak, ainsi que Monsieur Jean Salmon, Président du Comité Scientifique, pour l'accueil qu'ils ont bien voulu réserver à ce travail. Je les remercie aussi pour leurs remarques et leurs avis et espère avoir su utilement en tirer parti.

## Références

- [1] Gilles Cohen-Tannoudji et M. Spiro. "La matière-espace-temps", Collection Folio/Essais, Arthème Fayard - 1986: Chapitre "SU5 et la représentation des Particules Élémentaires", pp 305-311
- [2] Georges Lochak "La Géométrisation de la Physique", Nouvelle Bibliothèque Scientifique, Flammarion, 1994.
- [3] Roland Omnès : "Philosophie de la Science Contemporaine" Gallimard, Coll. Folio, Essais.
- [4] "La Nouvelle Physique", sous la direction de Paul DAVIES, Flammarion 1993. D'après "The New Physics", Cambridge University Press, 1989 puis 1993 ; traduit de l'anglais par Françoise Balibar et Vincent Fleury.
- [5] "Les Particules Élémentaires", Bibliothèque "Pour la Science", Diffusion Belin, Dépôt légal 1986.
- [6] André Viricel, "Le Théorème de Morley", Ed. : A.D.C.S., B.P. 222, 80002 Amiens Cedex (France)
- [7] Howard Georgi: op. cit. [5], pp 163 et 169
- [8] Gilles Cohen-Tannoudji et M. Spiro, op cit, p 237.
- [9] Dominguez et Rafael (masses invariantes des quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ ), Annals of Physics, 174 (1987) pp 372-400
- [10] Physical Review D, Vol 45, Third Series, N° 11 , 1 June 1992, Part II, Review of Particle Properties
- [11] J. Glasser and H. Leutwiler "Quark Masses" (masses invariantes des quarks  $c$  et  $b$ ). Physics Report, Review Section of Phys., 87 (1982) pp 77- 169
- [12] Fermilab, Expériences D(0) et CDF, mars 1996
- [13] Particle Physics Booklet, American Institute of Physics, July 1996

*(Manuscrit reçu le 13 juin 1995, révisé le 4 février 1997)*

k	e0 Particule	e1 Arc caractéristique	e2		e3 Masse expérimentale (MeV/c <sup>2</sup> )	e4		e5 Masse calculée (MeV/c <sup>2</sup> )	e6 Ecart Masse	
			en degrés	arcK/arcE		Intervalle de confiance			Expérience - Calcul	Relatif
0	Electron	13.056735	1.0000	0.511	0.511	0.511	0.511	< 0.1 %		
1	Muon	57.4720	4.4017	105.6584	105.6584	105.6584	106.0091	-0.3 %		
2	Tauon	125.2644	9.5939	1776.77	1776.77	1777.23	1774.0391	+0.2 %		
3	W <sup>+</sup> , W <sup>-</sup>	346.9483	26.5720	80180	80180	80480	79602.38	+0.9 %		
4	Z	360.0000	27.5720	91181	91181	91195	92073.65	-1.0 %		
5	quark u	26.7702	2.0502	2	2	8	6.77		0 MeV/c <sup>2</sup>	
6	quark c	119.5261	9.1544	1000	1000	1600	1496		0 MeV/c <sup>2</sup>	
7	quark t	420.0000	32.1673	168000	168000	192000	171000		0 MeV/c <sup>2</sup>	
8	ν <sub>e</sub>	0	0	0	0	0	< 10 <sup>-21</sup>		0 MeV/c <sup>2</sup>	
9	ν <sub>μ</sub>	0	0	0	0	0	< 0.17		0 MeV/c <sup>2</sup>	
10	ν <sub>τ</sub>	0	0	0	0	0	< 24		0 MeV/c <sup>2</sup>	
11	g gluons	0	0	0	0	0	0		0 MeV/c <sup>2</sup>	
12	Photon	0	0	0	0	0	< 6.10 <sup>-22</sup>		0 MeV/c <sup>2</sup>	
13	quark d	22.5653	1.7282	5	5	15	3.65			
14	quark s	93.9015	7.1918	100	100	330	621.50			
15	quark b	270.0000	20.6790	4100	4100	4500	30284.			
Valeurs des Masses selon "Particule Physics booklet", American Institute of Physics, July 1996										
<b>NOTE</b> : Ecart = 0 MeV/c <sup>2</sup> signifie que la valeur calculée est contenue dans l'intervalle de confiance.										

Tableau récapitulatif