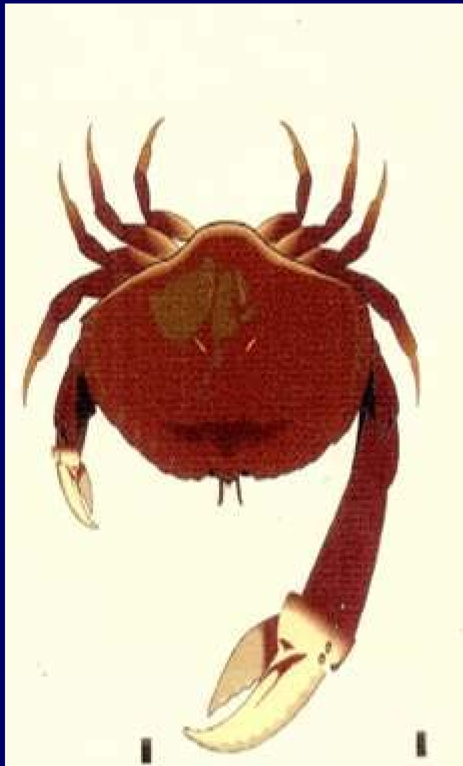
Symétrie Chirale
et
Théorie unifiée sous forme spinorielle

Dominique Spehler

IPHC Groupe de Physique Théorique



"What a coincidence ! I'm left-hand too"

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1+\gamma^5)\psi$$
$$\psi_L = \frac{1}{2}(1-\gamma^5)\psi$$

Transformation chirale: $\psi \rightarrow \psi^{chi} = e^{i\theta\gamma^5}\psi$

Echange des composantes chirales: $\psi_R \leftrightarrow \psi_L$

Variables dynamiques = Composantes chirales

Sommaire

1 Formalisme spinoriel et composantes chirales

Spin s, spineur d'ordre 2s, 2^{2S} composantes chirales

Particule spin1, 4 composantes chirales:

$$\left(\psi_{\substack{RR\\LL}}\right)_{a_1a_2} = \frac{1}{2}\left(1 \pm \gamma^5\right)_{a_1a'_1} \otimes \frac{1}{2}\left(1 \pm \gamma^5\right)_{a_2a'_2} \psi_{a'_1a'_2}$$

$$\left(\psi_{\substack{RL\\LR}}\right) = \frac{1}{2}\left(1 \pm \gamma^5\right) \otimes \frac{1}{2}\left(1 \mp \gamma^5\right)\psi$$

$$\psi = \psi_{RR} + \psi_{LL} + \psi_{RL} + \psi_{LR}$$

Lien formalisme usuel

$$\psi_{a_1a_2} = (C)_{a_1a_2}\phi + (\gamma^5 C)_{a_1a_2}\phi^A + (\gamma^\mu C)_{a_1a_2}(G_\mu{}^V) + (\gamma^5\gamma^\mu C)_{a_1a_2}(G_\mu{}^A) + (\sigma^{\mu\nu}C)_{a_1a_2}\mathcal{F}_{\mu\nu}$$

$$\left(\psi_{\substack{RR\\LL}}\right) = \left(\frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\sigma^{\mu\nu}C\right)\mathcal{F}_{\mu\nu} + \left(\frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)C\right)(\phi + \phi^A)$$

$$\left(\psi_{\substack{RL\\LR}}\right) = \left(\frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\gamma^\mu C\right)\left(G_\mu{}^V \pm G_\mu{}^A\right)$$

Composantes symétriques et antisymétriques des composantes chirales:

$$\psi^S = \frac{1}{2}\left(\psi + {}^t\psi\right)$$

$$\psi^A = \frac{1}{2}\left(\psi - {}^t\psi\right)$$

$$\psi^S_{RL} + \psi^S_{LR} = (\gamma^\mu C)\, G_\mu{}^V$$

$$\psi^A_{RL} + \psi^A_{LR} = (\gamma^5\gamma^\mu C)\, G_\mu{}^A$$

$$\psi_{RL} + \psi_{LR} = \gamma^\mu\left(G_\mu{}^V - \gamma^5 G_\mu{}^A\right)C$$

Symétries internes:

$$\phi,\ \phi^A \longrightarrow \phi_{i_1 i_2},\ \phi^A_{i_1 i_2}$$

$$G_\mu^V,\ G_\mu^A \longrightarrow (G_\mu^V)_{i_1 i_2},\ (G_\mu^A)_{i_1 i_2}$$

$$\mathcal{F}^{\mu\nu} \longrightarrow (\mathcal{F}^{\mu\nu})_{i_1 i_2}$$

2. Lagrangiens et composantes chirales

Principes de base utilisés pour construire les Lagrangiens:

1 au plus des dérivées premières dans les Lagrangiens libres

2 invariance chirale des Lagrangiens libres (interaction, invariance chirale brisée)

3 invariance de Lorentz et pour C,P,T (brisure de P dans SM par neutrinos gauchers)

4 invariance de TOUS les Lagrangiens par échange des composantes R et L

5 renormalisabilité

Lagrangiens libres

$$\mathcal{L}_0 = \sum_j \bar\Psi \; 1\otimes 1\otimes\cdots\otimes i\not\partial_j\otimes\cdots\otimes 1\;\Psi$$

Lagrangien

Invariant pour

$$\mathcal{L}_0 = \bar\Psi\; i\not\partial\otimes 1\otimes\cdots\otimes 1\;\Psi$$

$$\Psi \longrightarrow e^{i\theta\gamma^5}\otimes 1\otimes\cdots\otimes 1\;\Psi$$

Choix équivalents, notre choix:

$$\mathcal{L}_0 = \bar\Psi\, i\not\partial\,\Psi \qquad (\bar\eta\, i\not\partial\,\eta)$$

$$\mathcal{L}_0 = \bar\Psi\; i\not\partial\otimes 1\;\Psi$$

On obtient pour spin 1 avec comp. chirales:

$$\mathcal{L}_0 = \bar\Psi_{RR}(i\not\partial\,\Psi_{RL}) + \bar\Psi_{RL}(i\not\partial\,\Psi_{LL}) + \bar\Psi_{LR}(i\not\partial\,\Psi_{RR}) + \bar\Psi_{LL}(i\not\partial\,\Psi_{LR})$$

Notations: η Particule spin ½

Ψ Particule spin 1

Lagrangiens d'interaction, brisent la symétrie chirale

Lagrangien d'interaction le + simple:

$$\mathcal{L}^{int}_{I,\frac{1}{2}} = \bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R$$

Non invariant chiralité

$R \leftrightarrow L$ Invariant

Lagrangien d'interaction:

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I \{ \eta \ (\text{spin} \tfrac{1}{2}), \Psi_{RR}, \Psi_{LL}, \Psi_{RL}, \Psi_{LR} \}$$

Lagrangien d'interaction avec spin 1 seul:

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I^{2} + \mathcal{L}_I^{3} + \mathcal{L}_I^{4}$$

quadratic cubic quartic

Quadratic

$$\mathcal{L}_I^{2} = \mathcal{L}_m^{(2)} + \mathcal{L}^{2}$$

$$\mathcal{L}_m^{(2)} = m^2 \, \mathrm{Tr} \{ (\bar{\Psi}^A_{RL} + \bar{\Psi}^A_{LR})(\Psi^A_{RL} + \Psi^A_{LR}) \}$$

$$\mathcal{L}^{2} = \frac{1}{2} \mathrm{Tr} \{ \bar{\Psi}_{RR} \Psi_{LL} + \bar{\Psi}_{RR} \Psi_{LL} \}$$

Cubic

$$\mathcal{L}_I^{3} = \mathrm{Tr}\left\{(\bar{\Psi}_{RR}+\bar{\Psi}_{LL})(\Psi_{RL}+\Psi_{LR})\,C^{-1}(\Psi_{RL}+\Psi_{LR})\right\}$$

Quartic

$$\mathcal{L}_I^{4} = \mathrm{Tr}\left\{(\bar{\Psi}^{A}_{RL}+\bar{\Psi}^{A}_{LR})(\Psi^{A}_{RL}+\Psi^{A}_{LR})\right\}\cdot$$
$$\cdot\,\mathrm{Tr}\left\{(\bar{\Psi}^{A}_{RL}+\bar{\Psi}^{A}_{LR})(\Psi^{A}_{RL}+\Psi^{A}_{LR})\right\}$$

Expressions formelles identiques, pour gluons ($\psi^{(3)}$) symétrie interne SU(3)

ou bosons ($\psi^{(2)}$) symétrie interne SU(2)

PAS de symétrie chirale MAIS invariance par échange de R et L

Mélange spin ½ et spin1: lagrangien renormalisable le plus simple possible

$$\mathcal{L}_{\eta,\Psi} = \bar{\eta}\,(\Psi_{RL}+\Psi_{LR})\,C^{-1}\,\eta$$

3 QED avec monopole magnétique

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\not{\partial} \otimes 1)\Psi + \mathcal{L}_m^{(2)} + \frac{1}{2}\left(\bar{\Psi}_{RR}\Psi_{LL} + \bar{\Psi}_{LL}\Psi_{RR}\right) + \bar{\eta}(i\not{\partial} - m_f)\eta + \bar{\eta}\left(\Psi_{RL} + \Psi_{LR}\right)C^{-1}\eta$$

m_f masse de la particule de spin ½, représentée par le spineur η

Eqs de Euler Lagrange par variation sur les composantes chirales donnent lieu à des eqs de Maxwell généralisées, avec photon magnétique massif et photon de masse nulle

$$\mathcal{F}^{\alpha\beta} = -\left(\partial^\alpha (G^V)^\beta - \partial^\beta (G^V)^\alpha\right) + \frac{i}{2}\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu}\left(-\partial_\mu (G^A)_\nu + \partial_\nu (G^A)_\mu\right)$$

$$\tilde{\mathcal{F}}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu}\mathcal{F}_{\mu\nu}$$

$$\partial_\mu \mathcal{F}^{\mu\nu} = \frac{i}{2}\partial^\nu \phi - \frac{1}{8}\bar{\eta}\gamma^\nu\eta$$

$$\partial_\mu \tilde{\mathcal{F}}^{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\partial^\nu \phi^A + \frac{i}{8}\bar{\eta}\gamma^5\gamma^\nu\eta - i\frac{m^2}{2}(G^A)^\nu$$

$$(i\not{\partial} - m_f)\eta = -\left(\not{G}^V + \gamma^5 \not{G}^A\right)\eta$$

$$\partial^\mu (G^V)_\mu = \frac{i}{2}\phi$$

$$\partial^\mu (G^A)_\mu = -\frac{i}{2}\phi^A$$

Cohérence des eqs précédentes:

$$\left(\Box + \frac{m^2}{2}\right)(G^A)^\nu = \frac{1}{8}\,\bar\eta\,\gamma^5\gamma^\nu\,\eta$$

$$\Box\,(G^V)^\nu = \frac{1}{8}\,\bar\eta\,\gamma^\nu\,\eta$$

Eqs de Maxwell généralisées en posant

$$D^k = 8e\,\mathcal{F}^{0k} \qquad e$$

$$B^k = 8g\,\tilde{\mathcal{F}}^{0k} \qquad g$$

Charge électrique

Charge magnétique

$$\vec\nabla\cdot\vec D = e\,\bar\eta\,\gamma^0\,\eta$$

$$\vec\nabla\cdot\vec B = g\,\bar\eta\,\gamma^5\gamma^0\,\eta$$

$$\vec\nabla\wedge\vec B - \frac{g}{e}\,\partial_0\vec D = g\,\bar\eta\,\vec\gamma\,\eta$$

$$\vec\nabla\wedge\vec D + \frac{e}{g}\,\partial_0\vec B = e\,\bar\eta\,\gamma^5\vec\gamma\,\eta$$

QCD = QED + $L^{(3)}$ et symétrie interne SU(3)

$$G_\mu{}^\nu \longrightarrow (G_\mu{}^\nu)_{i_1 i_2} = (g_\mu{}^\nu)^a\,(t_a)_{i_1 i_2}$$

$$\mathcal{F}_{\mu\nu} \longrightarrow (\mathcal{F}_{\mu\nu})_{i_1 i_2} = (f_{\mu\nu})^a\,(t_a)_{i_1 i_2}$$

Pour QCD pas de pseudo-vecteur dans la décomposition du spineur ψ(3), donc gluons sans masse

SM et au-delà, Neutrinos «mixings»

Fermions = doublets dans espace de l'isospin pour la 1ére famille

$$\ell^{(1)} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$$

SM stricto-senso

$$L^{(F)} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1-\gamma^5) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \ell^{(F)} = \mathcal{P}\,\ell^{(F)}$$

$L^{(F)}$ neutrino gaucher sans masse, $\ell^{(F)}$ neutrino massif

Neutrinos massifs de Dirac et de Majorana traités formellement de la même manière

1ére famille

Dirac $$\ell^{(1)} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$$

Majorana $$\ell'^{(\frac{1}{2})} = \begin{pmatrix} \mathcal{N}_{\frac{1}{2}} \\ e \end{pmatrix} \qquad \mathcal{N}_{\frac{1}{2}} = \nu_{\frac{1}{2}} + e^{i\theta_{\frac{1}{2}}} (\nu_{\frac{1}{2}})^c$$

Lagrangien d'interaction le + général entre bosons et leptons,

identique à celui de QED ET tient compte de symétrie interne isospin

construit avec des neutrinos sans masse gauchers

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{fermions} &= g\, \bar{L}^{(F)} (\Psi_{RL}^{(2)} + \Psi_{LR}^{(2)})\, C^{-1} L^{(F)} + h.c. \\ &= g\, \bar{L}^{(F)} \gamma^\mu (G_\mu^V - \gamma^5 G_\mu^A)\, L^{(F)} + h.c. \end{aligned}$$

g constante électrofaible

Avec SU(2)

$$\begin{aligned} G_\mu^V &= \frac{1}{4} (a_\mu^{(0)} \sigma^0 - a_\mu^{(\ell)} \sigma^\ell) \\ G_\mu^A &= \frac{1}{4} (a_{5\mu}^{(0)} \sigma^0 - a_{5\mu}^{(\ell)} \sigma^\ell) \end{aligned}$$

En fonction de l'angle de Weinberg et des champs physiques:

$$G_\mu = G_\mu^V - \gamma^5 G_\mu^A$$

$$= \begin{pmatrix} -\frac{3}{4\cos\theta_W} Z_\mu & \frac{1}{2\sqrt{2}} W_\mu^- \\ \frac{1}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ & -\frac{3}{4\cos\theta_W} Z_\mu + \cos\theta_W \left(\tan\theta_W A_\mu + Z_\mu\right) \end{pmatrix} + \gamma^5 \begin{pmatrix} \frac{-Z_\mu}{4\cos\theta_W} & \frac{1}{2\sqrt{2}} W_\mu^- \\ \frac{1}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ & -\frac{Z_\mu}{4\cos\theta_W} \end{pmatrix}$$

Pour nous nécessité d'une constante d'asymétrie
qu'on peut relier à l'angle de Weinberg par

$$\mathfrak{Z} = \tan\theta_W$$

Passe du neutrino gaucher sans masse, au neutrino massif par

$$g\,\bar{L}^{(F)}\gamma^\mu G_\mu L^{(F)} = g\,\bar{\ell}^{(F)}\mathcal{P}^+\gamma^\mu G_\mu \mathcal{P}\,\ell^{(F)} = g\,\bar{\ell}^{(F)}\gamma^\mu G_\mu \ell^{(F)}$$

La nouvelle matrice qui entre en jeu pour les neutrinos massifs (Dirac ou Majorana) est donnée par

$$G_\alpha = \sin\theta_W \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & A_\alpha - \tan\theta_W Z_\alpha \end{pmatrix} + \frac{1}{4}(1-\gamma^5)\begin{pmatrix} -\frac{1}{\cos\theta_W} Z_\alpha & \frac{1}{\sqrt{2}} W_\alpha^- \\ \frac{1}{\sqrt{2}} W_\alpha^+ & \frac{1}{\cos\theta_W} Z_\alpha \end{pmatrix}$$

On obtient en se limitant à la 1ère famille, pour des neutrinos massifs de Dirac ou Majorana

$$\mathcal{L} = g \sin\theta_W \, \bar{e}\gamma^\alpha e \, A_\alpha - \frac{g}{2\sqrt{2}}\left[\begin{pmatrix}\bar{\nu}_1\\ \bar{\varphi}_1\end{pmatrix}\gamma^\alpha(1-\gamma^5) e \, W_\alpha^{+} + \bar{e}\gamma^\alpha(1-\gamma^5)\begin{pmatrix}\nu_1\\ \varphi_1\end{pmatrix} W_\alpha\right]$$
$$- \frac{g}{4\cos\theta_W}\left[\bar{e}\gamma^\alpha(4\sin^2\theta_W - 1) e \, Z_\alpha + \bar{e}\gamma^\alpha\gamma^5 e \, Z_\alpha + \begin{pmatrix}\bar{\nu}_1\\ \bar{\varphi}_1\end{pmatrix}\gamma^\alpha(1-\gamma^5)\begin{pmatrix}\nu_1\\ \varphi_1\end{pmatrix} Z_\alpha\right]$$

soit même expression formelle pour neutrinos sans ou avec masse, que celle–ci soit de Dirac ou Majorana

⟶ seule manière de différentier les neutrinos par «mixings».

Dans notre approche, les coefficients des matrices G_μ^{V}, G_μ^{A} sont réels ou complexes,

Nous introduisons «mixings», en changeant la nature mathématique de certaines composantes

ou, de manière équivalente on remplace $G_\alpha \longrightarrow G'_\alpha$

$$G'_\alpha = \sin\theta_W \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & A_\alpha - \tan\theta_W Z_\alpha \end{pmatrix} + \frac{1}{4}(1-\gamma^5)\begin{pmatrix} -\frac{1}{\cos\theta_W} Z_\alpha & \boxed{-a_\alpha^{(1)} + i\, a_\alpha^{(2)}} \\ \boxed{-a_\alpha^{(1)} - i\, a_\alpha^{(2)}} & \frac{1}{\cos\theta_W} Z_\alpha \end{pmatrix}$$

Cette dernière matrice n'est plus nécessairement hermitique

$$G'_\alpha = \frac{1}{2}\left(G'_\alpha + G'_\alpha\right)^{+} + \frac{1}{2}\left(G'_\alpha - G'_\alpha\right)^{+}$$

On veut SM pour une même famille: partie hermitique → couplage dans une même famille

partie antihermitique → couplage entre familles distinctes

Cas de 2 familles seules

$$\mathcal{L} = g \sum_{F=1}^{2} \bar{\ell}^{(F)} \gamma^{\alpha} \frac{1}{2}\left(G'_{\alpha} + G'^{+}_{\alpha}\right) \ell^{(F)} + g \frac{D_1}{2} \bar{\ell}^{(1)} \gamma^{\alpha} \left(G'_{\alpha} - G'^{+}_{\alpha}\right) \ell^{(2)} - g \frac{D_1^*}{2} \bar{\ell}^{(2)} \gamma^{\alpha} \left(G'_{\alpha} - G'^{+}_{\alpha}\right) \ell^{(1)}$$

seule différence entre ces couplages provient des paramètres d'intensité D_1 et D_1^*

Les composantes qui changent et deviennent complexes sont données par

$$a_{\alpha}^{\binom{1}{2}} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ i\omega_2 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_{\alpha}^{+} + W_{\alpha}^{-}\right) + \begin{pmatrix} \omega_2 \\ i\omega_1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_{\alpha}^{+} - W_{\alpha}^{-}\right)$$

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = 1. \quad ; \quad \omega_1, \omega_2 \in \mathbb{R}$$

Avec les 2 premières familles seules , le lagrangien de « mixing » est donné par:

$$\mathcal{L}_{mix} = \frac{g D_1 \omega_2}{2\sqrt{2}} \left(\bar{e} \gamma^{\alpha} (1-\gamma^5) \nu_{\mu} W_{\alpha}^{-} - \bar{\nu}_e \gamma^{\alpha} (1-\gamma^5) \mu W_{\alpha}^{+}\right) - g \frac{D_1^* \omega_2}{2\sqrt{2}} \left(\bar{\mu} \gamma^{\alpha} (1-\gamma^5) \nu_e W_{\alpha}^{-} - \bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\alpha} (1-\gamma^5) e W_{\alpha}^{+}\right)$$

même expression formelle avec neutrinos de Dirac ou de Majorana

Intérêt de notre approche:

avec les constantes de couplage explication des différences entre mélanges de familles

possibilité de tenir compte de la violation de CP

lagrangien non effectif

Possibilité naturelle d'introduire des **interactions à courant neutre** pour neutrinos de Majorana

Masses des bosons

Même lagrangien qui donne

masse au monopole magnétique

en plus, symétrie interne SU(2)

masses des bosons

$$\mathcal{L}_m^{(2)} = m^2 \left(\bar{\Psi}^A{}_{RL} + \bar{\Psi}^A{}_{LR}\right)\left(\Psi^A{}_{RL} + \Psi^A{}_{LR}\right)$$

$$= m^2 \frac{1}{2\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu + m^2 W_\mu^+ W^{-\mu}$$

soit

$$m_{photon} = 0 \quad ; \quad m_W = m \quad ; \quad m_Z = \frac{1}{\cos\theta_W} m_W$$

Reste des couplages du SM, obtenus en prenant les termes d'interaction d'ordre supérieur

Interactions faible et forte, le cas des quarks

Quarks de la 1ère famille

$$q_{i,k,a_1} = \begin{pmatrix} u_{k,a_1} \\ d_{k,a_1} \end{pmatrix}$$

Pour fermions, symétrie SU(2)

Pour quarks, symétrie SU(2)

et SU(3)

$$\mathcal{L}^{fermions} = g\,\bar{L}^{(F)}\left(\Psi_{RL}^{(2)} + \Psi_{LR}^{(2)}\right)C^{-1}L^{(F)}$$
$$+ g\,\bar{Q}^{(F)}\left(\Psi_{RL}^{(2)} + \Psi_{LR}^{(2)}\right)C^{-1}Q^{(F)}$$
$$- g_3\,\bar{q}^{(F)}\left(\Psi_{RL}^{(3)} + \Psi_{LR}^{(3)}\right)C^{-1}q^{(F)}$$

Avec symétries internes

SU(2)

$$\left(\Psi_{RL}^{(2)} + \Psi_{LR}^{(2)}\right)C^{-1} = \gamma^\mu\left(G_\mu^V - \gamma^5 G_\mu^A\right)$$

Su(3)

$$\left(\Psi_{RL}^{(3)} + \Psi_{LR}^{(3)}\right)C^{-1} = \gamma^\mu\left(\frac{A_\mu^{(0)}}{6} + \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{8}\lambda^{(j)}A_\mu^{(j)}\right)$$

4 Conclusions: Principaux avantages de la méthode spinorielle

1 Manière «universelle» d'écrire des **Lagrangiens non effectifs** pour des particules de spin quelconque (en particulier formulation non géométrique de la gravitation linéarisée)

2 Invariance de jauge comme conséquence des équations de mouvement

3 Résultats obtenus (non ou peu) évoqués dans cette présentation

- uniquement doublets par SU(2) pour leptons et quarks (pas de singlet)
- déduction des valeurs exactes des charges électriques des leptons et quarks par brisure de symétrie
- mélanges de familles (leptons ou quarks) similaires à interactions dans une même famille
- masses des bosons vectoriels avec paramètre unique d'échelle, terme de masse associé partie antisymétrique spineurs chiraux de rang 1
- pas de nécessité du mécanisme de Higgs pour engendrer les masses, possibilité d'utiliser un scalaire de la théorie pour renormalisabilité
- moins de paramètres que le SM usuel

1-LEFT - RIGHT ASYMMETRY AND MINIMAL COUPLING
Journ. of Math. Phys. 37, 174 (1996)
2-CHIRAL ASYMMETRY AND GRAVITATION THEORY
Mod. Phys; Lett. A. Vol 13, 553 (1998).
3-CHIRALITY IN ELECTRODYNAMICS
Int. Journ.of Mod. Phys. A, 14, 5121(1999).
4-CHIRAL ASYMMETRY AND GAUGE INVARIANCE
Mod. Phys. Lett. A., Vol 14; 1317 (1999)
5-CHIRAL ASYMMETRY WITHIN THE CONTEXT OF FUNDAMENTAL INTERACTIONS
Proceedings from the International Workshop "Lorentz Group, CPT and Neutrinos" 23-26 Juin 1999 Zacatecas, Mexique.
6-CHIRALITY IN THE CONTEXT OF SPIN 3/2 PARTICLES
Journ. of Math. Phys. ,Vol 42,1599 (2001)
7-MAGNETIC MONOPOLES AND CHIRAL ASYMMETRY
Int. Journ. of Mod. Phys. A, Vol 18,14, 2457 (2003)
8-PARTICLE CONTENT OF ARBITRARY SPINOR FIELD
Had. Journ. Vol 26, 119 (2003)
9-UNIFIED ELECTROWEAK MODEL BASED ON SPACE TIME AND ISOSPIN SYMMETRIES
Int.Journ. of Mod. Phys. A,Vol.20,175 (2005)
10-SYMMETRY BREAKDOWN AND COUPLING CONSTANTS OF LEPTONS
Ann. Braz. Acad. of Sci. 79, 195, (2007)
11-FORMULATION OF THE STANDARD MODEL IN TERMS OF SPINOR FIELDS
Eur.Phys.Journ.C Vol 61,75 (2009)
12-UNIFIED THEORY IN TERMS OF SPINOR FIELDS: QUARK INTERACTIONS
Accepté pour publication dans Hadronic Journal(2009)
13-A NEW APPROACH TO AN UNIFIED THEORY
Accepté pour publication dans les Annales de la Fondation L.de Broglie (2009)
14-UNIFIED THEORY IN TERMS OF SPINOR FIELDS ;LEPTONIC MIXINGS.
Accepté pour publication dans Hadronic Journal(2009)

Merci !