الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي

والبحث العلمي

جامعـــــة منتـــوري قسنطينــــــة

كلية العلـــوم الدقيقــــة

قسم الفيزيـــاء

الرقم التسلسلــــــي :..................

السلسلــــــــــة:..................

رسالــة

مقدمة لنيل شهادة الماجيستار

في الفيزياء

تخصص : الفيزياء النظرية

الموضـــوع

تمديد النمــوذج المعياري والفينومينولوجـــي

من طرف

غندوف نوال

تناقش يوم : / /2008

أمام اللجنــة

الرئيـــــــس: بن عباس وناسة	أستاذة محاضــــرة	جامعة .منتوري .قسنطينة
المشـــــرف : مباركي نورالدين	أستـــــــــــاذ	جامعة .منتوري .قسنطينة
الأعضـــــاء : عيساوي حبيب	أستاذ محاضـــــــر	جامعة .منتوري .قسنطينة
بودين عز الدين	أستاذ محاضـــــــر	جامعة.العربي بن مهيدي .أم البواقي

تشكرات

تم انجاز هذا العمل في مخبر الفيزياء الرياضية والجسيمات الدقيقة

بجامعة منتوري قسنطينة لهذا أتقدم بالشكر الجزيل للأستاذ المشرف

على هذا العمل مباركي نورالدين

كما بودي أن أشكر الأستاذة بن عباس وناسة،أستاذة محاضرة

بجامعة منتوري قسنطينة على لتشريفهاورئاستها لهذه الرسالة

كما أتوجه أيضا بالشكر الجزيل للسادة عيساوي حبيب،أستاذ

محاضر بجامعة منتوري قسنطينة،والأستاذ بودين عز الدين ،أستاذ

محاضر بجامعة العربي بن مهيدي ،على مشاركتهم كأعضاء في

هذه اللجنة.

وفي الأخير أتقدم كذلك بالشكر الجزيل الى كل من ساهم

من قريب

أو من بعيد في انجاز هذا العمل.

الفصل الأول

مقدمة عامة

خلال القرن السابق عاشت الفيزياء الأساسية ثورتان غيرتا المبادئ و النظرة إلى الميكانيكا النيوتونية التي نجحت في وقت معين في وصف قوانين الطبيعة (المبدأ الأساسي للديناميكا، العطالة و الفعل و رد الفعل) و هما النسبية الخاصة و العامة و الميكانيك الكوانتي التي أخترعت و طورت من طرف علماء متميزين كالعالم بور، هيزنبرغ، شرودينغر، باولي، ديراك و غيرهم.

من بين البادئ الأكثر أهمية في الميكانيكا الكوانتي هو مبدء الارتياب لهيزنبرغ و الذي ينص على أنه لا يمكن أن نقيس موضع الجسم و سرعته في نفس الوقت و بدقة متناهية. في الحقيقة هدا المبدأ هو نتيجة مباشرة لعلاقات التبادل الكانونية بين المتغيرين $x_i\ p_i$, $(i = 1,.\ 3)$ حيث يصبحان مؤثرين في فضاء هيلبرت و يكونان جبر غير تبديلي $\left[\hat{x}_i, \hat{p}_j\right] = i\hbar\delta_{ij}$.

إن خلط الميكانيكا الكوانتي و النسبية الخاصة أدى إلى ما يسمى بالميكانيكا الكوانتي النسبي و مفهوم المادة المضادة. لقد ساهم تطور نظرية الحقول و فكرة التكميم الثاني وأيضا إعادة التقنين و نظرية الزمر في إنشاء النظريات المعيارية التي نجحت في وصف القوى الثلاثة المعروفة وهي الكهرومغناطيسية، القوى الضعيفة و القوى القوية

و بدقة تتوافق مع النتائج التجريبية. بالرغم من هذا التوافق الظاهري و حتى توحيد بعض القوى، فإن الكثير من الأشياء بقيت بدون تفسير. مثلا، إن توحيد القوى الضعيفة و الكهرومغناطيسية التي تم من طرف الفيزيائيين Glashow, Weinberg Abdussalam لا يعطي تفسيرا إلى اللاتناظر الموجود بين المادة و المادة المضادة و مسائل أخرى. لحل و معالجة هده المشاكل، أتخذ الفيزيائيون عدة طرق ما وراء النموذج المعياري نذكر منها:

- نموذج الألوان المتعددة modèle technicouleur
- الأبعاد الإضافية Extra dimensions ، نظرية الأوتار و الأوتار الفائقة théorie des cordes et supercordes ، نظرية الأغشية M M-theory .

– التناظر الفائق و الجاذبية الفائقة La supersymétrie et supergravité

– الفضاء و الهندسة الغير تبديليه Espace et géométrie non-commutative .

لكن المشكلة الأساسية هي توحيد الجاذبية مع بقية القوى الثلاثة الأخرى. لحد الآن لم نستطع بناء نظرية كوانتية ميكروسكوبية ناجحة للجاذبية و بالتالي يبقى برنامج التوحيد غير كامل. ممكن الحل يأتي إدا اعتبرنا أنه ميكروسكوبيا الفضاء الزمني المكاني غير تبديلي و أن إحداثيات الموضع $\hat{x}_\mu$ لا تتبادل حيث تحقق علاقة تبادل من الشكل: $i = 0,..3 \qquad \left[\hat{x}_i , \hat{x}_j\right] = i\theta_{ij}$.

إن هندسة فضائنا تخلق عامة تعقيدات فيزيائية حيث لا يوجد وصف موحد. فمثلا، بالنسبة النسبية العامة فإن الموضع و الزمن يكونان كائن رباعي الأبعاد حيث انحناء

الفضاء يعطى بالتوزيعة الكتلية. على العكس من دلك فإن الميكانيكا الكوانتي و في الحالة العامة نظرية الحقول تفرض كمعطيات الفضاء الذي تتطور فيه الحقول. لكي نتحصل على صورة واضحة نقول أن نظرية الحقول تأخذ الفضاء كهدف في حد ذاته أما بالنسبة للنسبية العامة أو الخاصة فإن الهدف أي الفضاء يساهم أيضا في الفعل و الديناميكا. والشيء الغريب هو أن كل نظرية على حدة محققة بدقة جيدة في مجال تطبيقاتها:الجاذبية بالنسبة للنسبية و التأثيرات الكهرومغناطيسية، الضعيفة و القوية بالنسبة إلى نظرية الحقول و النظريات المعيارية. في الحقيقة هده النزعة المزدوجة للهندسة ليست بالضرورة محرجة حيث ليس ممنوعا أن يتعايش وصفان خاصة إدا كان هدا التعايش منسجما بالرغم من أنه توجد بعض الظواهر التي تخص كل من الميكانيكا الكوانتي و النسبية العامة و التي تكسر هدا التناسق كبداية الكون في نظرية big-bang.

الفرضيات الشائعة حاليا تنص على أنه ميكروسكوبيا فإن الوصف الهندسي الكلاسيكي غير صالح وإن البنية الهندسية المثالية للفضاء الزماني-المكاني غير معروفة و أن الميكانيكا الكوانتي تبين أن فرضية" المستمر" غير مبررة. نعتقد أن هده البنية المثالية يجب أن تظهر في سلم من رتبة سلم بلانك. إن الهندسة الغير تبديلية بتوسيعها المبادئ الهندسية العادية بطريقة تتوافق في نفس الوقت مع النسبية العامة و الميكانيكا الكوانتي تضع وسائل رياضية لفهم هده الهندسة في إطار هذا السلم. حاليا.

لا توجد نظرية ناجحة تصف الكون بدقة في هدا السلم. من بين النماذج المرشحة لذلك نجد الجاذبية الكوانتية التي لم تحقق حتى الآن تجريبيا.

في هده الرسالة نعتبر النموذج المعياري الكهروضعيف الأصغري[1]- [35] المبني على فضاء زماني-مكاني غير تبديلي. سنقدم كل التحويلات المعيارية الغير تبديلية لمختلف الحقول الديناميكية مع تطبيقات Seiberg-Witten. بالإضافة إلى دلك فإن مختلف قطاعات لاغرانجيان الغير تبديلي الناتج و بمختلف التأثيرات الجديدة مع مخططات Feynmann قد نوقشت أيضا. كتطبيق لهدا النموذج المعياري الغير تبديلي، حسبنا سعات الإنتقال التي لها علاقة بالمقاطع الفعالة لبعض التفاعلات الفيزيائية التي تستطيع أن تكون جد مهمة لاختبار خاصية اللاتبديل للفضاء الزمني-المكاني ما بعد النموذج المعياري و تكون دليل لفيزياء جديدة في المفاعلات القادمة للجسيمات الدقيقة

LHC(Large Hadronic Collider) [2]; [7]; [8]; [13]; [15]; [16] و [21] و إعطاء تفسير مقنع للمشاكل و الظواهر التي فشل النموذج المعياري في إعطائها.

الفصل الثاني

النموذج المعياري

$$SU_I(2)\otimes U_Y(1)$$

هذا النموذج نظرية كمية توحد فيها القوة التي تخضع لها الجسيمات الأولية و يعتمد أساسا على النظرية العيارية المبنية على الزمرة $SU(3)\otimes SU_I(2)\otimes U_Y(1)$.

الحد الأول $SU(3)$: هي زمرة عيارية تستعمل لوصف نظرية الكروموديناميكا الكوانتي la Chromodynamique Quantique (QCD) والتي تسمى بزمرة اللون.

الحد الثاني: $SU_I(2)\otimes U_Y(1)$: هي زمرة عيارية توحد التفاعلين الضعيف والكهرومغناطيسي والتي تسمى بالنظرية الكهروضعيفة والتي تمت في سنوات الستينات من طرف Weinberg-Salam-Glashow ، ويعتمد هذا النموذج على إدخال آليتين وهما آلية الكسر التلقائي للتناظر وآلية هيغر والتي تسمح باكتساب البوزونات العيارية كتل مختلفة ، هذا الأخير الذي سنهتم بدراسته في هذا الفصل.

2 –1 الزمرة العيارية (Groupe de jauge) :

في النموذج المعياري (الكهروضعيف) الزمرة العيارية هي:

$$G_{MS} = SU_I(2)\otimes U_Y(1) \qquad (2\text{-}1)$$

تتشكل الزمرة $U(N)$ من المصفوفة N x N وتكون واحدية اي: $UU^+ = U^+U = \mathrm{I}$ حيث I هي المصفوفة الاحادية و عناصرها تنتمي الى الاعداد المركبة. الزمرة $SU_I(N)$ هي زمرة جزئية(Sous-groupe) لـ$U(N)$ ومحدد هذه المصفوفة يساوى واحد أي: $\det u = 1$.مع الملاحظة أنه في جبر Lie رتبة الزمرة تساوي عدد المولدات.ومنه في الحالة العامة تكون رتبة الزمرة $U(N)$ هي N^2 (عدد المولدات هي N^2) و $SU_I(N)$ هي N^2-1 (عدد المولدات هي N^2-1).إذن عدد مولدات الزمرتين $SU_I(2)$، $U(1)$ هي3و1 على التوالي.نذكر أنه في التمثيل الأساسي تكون مولدات الزمرة $SU_I(2)$ هي مصفوفات باولي τ^a $(Pauli)$ التي تحقق العلاقات العامة:

$$\left[T^{a},T^{b}\right]=i\varepsilon^{abc}T^{c} \qquad (2\text{-}2)$$

$$(2\text{-}3)\quad Tr\left(T^{a}T^{b}\right)=\frac{1}{2}\delta^{ab}$$

مع العلم أن:

$$T^{a}=\frac{1}{2}\tau^{a}$$

(2-4)

$$\tau_{1}=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix},\quad \tau_{2}=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix},\quad \tau_{3}=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

و $\varepsilon^{abc}=\varepsilon^{bac}=\varepsilon^{cab}$ هي ثوابت البنية للزمرة $SU_{I}(2)$ $(\varepsilon^{123}=1)$

1-1-2 : الزمرة الآبلية $U(1)$:

ليكن اللاغرانجيان التالي:

$$\mathbf{L}=-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}+D_{\mu}\phi D^{\mu}\phi^{*}-\mu^{2}\phi^{*}\phi-\frac{\lambda}{4}\left(\phi^{*}\phi\right)^{2} \qquad (2\text{-}5)$$

حيث $\lambda>0\in$ IR و $\mu^{2}\in$ IR

$$D_{\mu}\phi=\partial_{\mu}\phi-igA_{\mu}\phi \qquad (2\text{-}6)$$

D_{μ} هي المشتقة محافظة التغير و $F^{\mu\nu}$ الموتر الكهرومغناطيسي. يمثل الحد $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ حد يونغ ميلز Yang-Mills وندخله في اللاغرانجيان من أجل خلق ديناميكية لحقول المادة و الحقول البوزونية الشعاعية.

يمكن كتابة عبارة لاغرانج على الشكل التالي :

$$\mathrm{L}=E_{c}-V \qquad (2\text{-}7)$$

حيث يمثل الكمون و يعطى مثلا بالنسبة للحقل السلمي المركب المستعمل في النموذج المعياري بالعبارة:

$$V(\phi)=\mu^2\phi^*\phi+\frac{\lambda}{4}\left(\phi^*\phi\right)^2 \qquad (2\text{-}8)$$

و E_c الحد الحركي (Terme cinétique) حيث بالنسبة للحقل السابق يكون لدينا:

$$E_c=\partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi \qquad (2\text{-}9)$$

نستطيع البرهان بسهولة على صمود اللاغرانجيان في التحويل العياري الإجمالي

(transformation de jauge globale) وتعطى الحقول في هدا التحويل على الشكل التالي :

$$\phi(x)\rightarrow\phi^{'}(x)=\phi(x)-ig\varepsilon\phi(x) \qquad (2\text{-}10)$$

$$A_\mu(x)\rightarrow A^{'}_\mu(x)=A_\mu(x)+\frac{1}{g}\partial_\mu\varepsilon \qquad (2\text{-}11)$$

حيث تمثل كل من $\phi(x)$، $A_\mu(x)$، ε و g حقل المادة،حقل عياري، وسيط غير متعلق بنقاط للفضاء و ثابت الربط على التوالي. من أجل صمود لاغرانج في تحويل العياري المحلي(locale) نقوم بإدخال حد يونغ ميلز واستبدال ∂_μبـــD_μ وتكون التحويلات على الشكل التالي:

$$\phi'(x)=\phi(x)-ig\varepsilon(x)\phi(x) \qquad (2\text{-}12)$$

$$\phi^{'*}(x)=\phi^*(x)+ig\varepsilon(x)\phi^*(x) \qquad (2\text{-}13)$$

$$A^{'}_\mu(x)=A_\mu(x)+\frac{1}{g}\partial_\mu\varepsilon(x) \qquad (2\text{-}14)$$

لاحظ أن هنا الوسيط $\varepsilon(x)$ يعتمد على الموضع و الزمن. نبحث الآن على الحالة الأساسية والتي تسمى بـــ :

"الفــراغ" أين تكون قيمة دنيا للطاقة : $\left.\frac{\partial E}{\partial\phi}\right|_{\phi=\phi_0}=\left.\frac{\partial V}{\partial\phi}\right|_{\phi=\phi_0}=0$

(2-15)

إذن الحالة الأساسية توافق الكمون

الأصغري أي: $\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi^{\mu}} = 0$

(2-16)

والذي ينتج عنه دراسة حالتين تتعلق بإشارة μ^2 نجد :

من أجـــل $\mu^2 \geq 0$:

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0 \Rightarrow \mu^2 (\phi^* \phi)\phi^* = 0 \quad (2\text{-}17)$$

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi^*} = 0 \Rightarrow \ \mu^2 \phi + \frac{\lambda}{2}(\phi^* \phi)\phi = 0 \quad (2\text{-}18)$$

ومنـــــه :

$$\phi^*(x)=0 \quad (2\text{-}19)$$

$$\phi(x)=0 \quad (2\text{-}20)$$

إذن القيمة المتوسطة لـــ$\phi(x)$ في الحالة الأساسية تكون على الشكل التالي :

$$\phi_0 = \langle \phi \rangle_0 =0 \quad (2\text{-}21)$$

$$\phi^*{}_0 = \langle \phi^* \rangle_0 =0 \quad (2\text{-}22)$$

نستطيع التحقق من صمود التحويل العياري المحلي للفراغ حيث نجد :

$$\delta\phi_0 =- \ ig\varepsilon(x)\,\phi_0 =0 \quad (2\text{-}23)$$

$$\delta\phi^*{}_0 = ig\varepsilon(x) \qquad \phi^*{}_0 =0 \quad (2\text{-}24)$$

اذن:

$$\delta L = 0 \quad \text{و} \quad \delta\phi_0 =0 \quad (2\text{-}25)$$

ومنه التناظر تـــــام(exacte).

من أجـــل $\mu^2 \leq 0$:

نبحث بنفس الطريقة عن حالة الفراغ حيث نجد :

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0 \Rightarrow \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}(\phi^*\phi)\right)\phi^* = 0 \qquad (2\text{-}26)$$

ومنه:

$$\phi^* = 0 \text{ أو } \phi^*\phi = \frac{-2\mu^2}{\lambda} \quad \ldots(*)$$

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi^*} = 0 \Rightarrow \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}(\phi^*\phi)\right)\phi = 0$$

ومنه:

$$\phi = 0 \text{ أو } \phi^*\phi = \frac{-2\mu^2}{\lambda} \ldots(*)'$$

من (*)،'(*) نجد أنها عبارة عن معادلة دائر ة نصف قطرها $R=\sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}}$ ،و نلاحظ أن ϕ_0 تأخذ عدة قيم في الحالة الأساسية توافق أن الفراغ منحل،لذالك نستطيع كتابة $\phi(x)$ على هذا الشكل : $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ أيـــــن ϕ_1 ، ϕ_2 هما حقلي المادة ينتميان إلى الدائر ة التي نصف قطرهـــا R. و نـــستطيع التحقق من صمود التحويل العياري المحلي في الفراغ حيث نجد:

$$\delta\phi = -ig\varepsilon(x)\phi \qquad (2\text{-}27)$$

$$= -ig\varepsilon(x)\phi_1 + g\varepsilon(x)\phi_2 \qquad (2\text{-}28)$$

و بما أن:

$$\delta\phi = \delta\phi_1 + i\delta\phi_2 \qquad (2\text{-}29)$$

أي

$$\delta\phi_1 = g\varepsilon(x)\ \phi_2 \tag{2-30}$$

$$\delta\phi_2 = -g\varepsilon(x)\phi_1 \tag{2-31}$$

و منه

$$\delta\langle\phi_1\rangle_0 = g\varepsilon(x)\ \langle\phi_2\rangle_0 = 0 \tag{2-32}$$

$$\delta\langle\phi_2\rangle_0 = -g\varepsilon(x)\ \langle\phi_1\rangle_0 \neq 0 \tag{2-33}$$

أي:

$$\delta\langle\phi\rangle_0 \neq 0 \tag{2-34}$$

نلاحظ أن حالة الفراغ غير صامدة بالتحويل العياري المحلي و من اجل أن يكون لاغرانجيان ديناميكي يجب أن تكون البوزونات ذات كتل ومن أجل هذا ندخل آلية الكسر التلقائي للتناظر.

2 – 1 – 1–1 الكسر التلقائي للتناظر :

نقوم باختيار حالة الفراغ بحيث :

$$\langle\phi_2\rangle_0 = 0 \Rightarrow \langle\phi_1\rangle_0 = \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}} \tag{2-35}$$

نأخذ الحقل $\phi(x)$ في حالة اضطراب حول الفراغ

ونكتب:

$$\phi^2(x) = \langle\phi_0\rangle + \phi \tag{2-36}$$

حيث:

$$\phi = \phi_1 + i\phi_2 \tag{2-37}$$

بالتعويض في عبارة لاغرانجيان نجد :

$$\mathbf{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad \left(\partial_{\mu i}\phi + igA_\mu\phi'\right)\left(\partial^\mu{}_i\phi^* - igA_\mu\phi'^*\right) \qquad (2-37)$$

$$-\mu^2(\phi_0+\phi_1-i\phi_2)(\phi_0+\phi_1+i\phi_2) - \frac{\lambda}{4}[(\phi_0+\phi_1-i\phi_2)(\phi_0+\phi_1+i\phi_2)]^2$$

نقـــوم بحـــساب الحـــدود التاليـــة: $D_\mu\phi D^\mu\phi = \partial_\mu\phi_2\partial^\mu\phi_2 + g^2A^\mu A_\mu\phi_1^2 + g^2A_\mu A^\mu\phi_2^2 + g^2A_\mu A^\mu\phi_0$

$$-2g\phi_0A^\mu\partial_\mu\phi_2 + 2g^2A_\mu A^\mu\phi_0\phi_1 \qquad (2\text{-}38)$$

$$V(\phi) = \mu^2(\phi_0+\phi_1-i\phi_2)(\phi_0+\phi_1-i\phi_2) + \frac{\lambda}{4}[(\phi_0+\phi_1-i\phi_2)(\phi_0+\phi_1+i\phi_2)]^2$$

$$= \left(\mu^2 + \frac{3\lambda}{2}\phi_0^2\right)\phi_1^2 + \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}\phi_0^2\right)\phi_2^2 + 2\left(\frac{\lambda}{2}\phi_0\phi_1^3 + \frac{\lambda}{2}\phi_0^3\phi_1 + \mu^2\phi_0^2\phi^2{}_1\right)$$

$$+\frac{\lambda}{2}\phi_2^2\phi_1^2 + \lambda\phi_2^2\phi_0\phi_1 \qquad (2\text{-}39)$$

لدينا:

$$\left(\mu^2 + 3\frac{\lambda}{2}\phi^2{}_0\right) = \mu^2 + \frac{3\lambda}{2}\left(\frac{-2\mu^2}{\lambda}\right) = -2\mu^2$$

$$\left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^2{}_0\right) = \mu^2 + \frac{\lambda}{2}\left(\frac{-2\mu^2}{\lambda}\right) = 0 \qquad (2\text{-}40)$$

إذن عبارة لاغرانجيـــان

تصبح كالتالي :

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \partial_\mu\phi_1\partial^\mu\phi_1 + \partial_\mu\phi_2\partial^\mu\phi_2 + g^2A^\mu A\mu\phi_1^2 + g^2A_\mu A^\mu\phi_2^2 + g^2A_\mu A^\mu\phi_0^2 - 2g\phi_0A^\mu\partial_\mu\phi_2 + 2g^2A_\mu A^\mu\phi_0\phi_1$$

$$+\partial_\mu\phi_2\partial^\mu\phi_2 + g^2A^\mu A\mu\phi_1^2 + g^2A_\mu A^\mu\phi_2^2 + g^2A_\mu A^\mu\phi_0^2 - 2g\phi_0A^\mu\partial_\mu\phi_2 + 2g^2A_\mu A^\mu\phi_0\phi_1$$

$$+2\left(\frac{\lambda}{2}\phi_0\phi^3{}_0 + \frac{\lambda}{2}\phi^3{}_0\phi_1 + \mu^2\phi^2{}_0\phi^2{}_1\right) + \frac{\lambda}{2}\phi^2{}_2\phi_1^2 + \lambda\phi^2{}_2\phi_0\phi_1 + \left(\mu^2 + 3\frac{\lambda}{2}\phi^2{}_0\right)\phi^2{}_1 + \left(\mu^2 + 3\frac{\lambda}{2}\phi^2{}_0\right)\phi_2^2$$

$$+\frac{\lambda}{4}\left(\phi^4{}_0+\phi^4+\phi^4{}_2\right). \tag{2-50}$$

نلاحظ أنه بعد الكسر التلقائي للتناظر ظهور الحقل ϕ_2 حيث أن الحد المتعلق بكتلته غير موجود أي وجود جسيمة سلمية حقيقية بدون كتلة نسميها : جسيمة Goldstone. وجود حد غير فيزيائي (مزج حقلين من طبيعة مختلفة) لا يوجد تفسير فيزيائي له $-2gA_\mu\partial^\mu\phi_2$.

بالإضافة إلى أن عدد درجات الحرية في البداية كانت 4 وبعد الكسر التلقائي للتناظر (BSS) أصبحت 5 أي أن هناك زيادة في عدد درجات الحرية، ومنه لاغرانجيان ليس قطري.من أجل المساواة في عدد درجات الحرية وإخفاء الحد الغير فيزيائي نطبق آلية هيغر.

2 – 1 –1– 2 آلية هيغز :

نقوم بإعادة تعريف الحقل العياري وإعطاء التحويلات التالية :

$$A_\mu(x)\rightarrow A'_\mu(x)=A_\mu(x)+\alpha\partial_\mu\phi_2 \tag{2-51}$$

نضع:

$$B_\mu(x)=A'_\mu(x)$$

$$B_\mu(x)=A_\mu(x)+\alpha\partial_\mu\phi_2 \tag{2-52}$$

الموتر الكهرومغناطيسي يبقى صامدا أي:

$$.\ F'_{\mu\nu}=\partial_\mu A'_\nu-\partial_\nu A'_\mu=F_{\mu\nu} \tag{2-53}$$

نختار:

$$\alpha=\frac{-\sqrt{\lambda}}{2\mu g} \tag{2-54}$$

و نأخذ:

$$.\phi=\phi_0+\phi_1+i\ \phi_2 \tag{2-55}$$

$$\phi_1+i\ \phi_2=\eta(x) \tag{2-56}$$

$$.\phi=\phi_0+\eta(x) \tag{2-57}$$

من أجل إيجاد عبارة لاغرانج نقوم بحساب الحدود التالية:

$$D_\mu\ \phi\ D^\mu\ \phi^* = (\partial_\mu \phi + ig\,B_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^* - ig\,B^\mu \phi^*)$$

$$=\partial_\mu\ \eta(x)\,\partial^\mu\ \eta(x)+g^2\ B_\mu\ B^\mu\ (\phi_0+\eta(x))^2 \tag{2-58}$$

$$[(\phi_0^2+2\phi_0\eta(x)+\eta^2(x))]+V(\phi)=\frac{\lambda}{4}(\phi_0^4+\eta^4(x)+6\phi^2{}_0\eta^2(x)+4\phi_0^2\eta(x)+4\phi_0\eta^3(x))$$

$$=\frac{\phi^2{}_0}{2}\ \mu^2-2\,\mu^2\ \eta^2(x)+\ \eta^3(x)+\frac{\lambda}{4}\eta^4(x)\ \ \lambda \tag{2-59}$$

ومنه عبارة لاغرانجيان تكون على الشكل التالي :

$$L_0\ \ =L+L_I \tag{2-60}$$

حيث L_0 هو لاغرانجيان الحرو L_I لاغرانجيان التأثيرو معطيان بالعبارتين الآتيتين:

$$L_0\ =\ \ \partial^\mu\eta(x)\,\partial_\mu\eta(x)+2\,\mu^2\ \eta^2(x)-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}+g^2\phi_0^2\ B_\mu\ B^\mu-\frac{\phi^2}{2}\mu^2. \tag{2-61}$$

$$L_I=\ g^2B\ {}_\mu B^\mu\eta^2(x)+2g^2B_\mu B^\mu\phi_0\eta(x)-\lambda\phi_0\eta^3(x)-\frac{\lambda}{4}\eta^4(x)$$

نلاحظ أنه بعد تطبيق **آلية هيغز** نجد أن الحقل ϕ_2 يتلاشى وذلك عند إدخال الحقل الشعاعي للبوزون العياري $B_\mu(x)$ والذي يعطينا الحد الكتلي لهذا البوزون ، والتي تساوي $M_B=2\,g^2\phi_0^2$ ، كما نر ى وجود جسيمة سلمية حقيقية تتمثل في الحقل $\eta(x)$، والتي لها كتلة تساوي $M_H=-2\mu^2\neq 0$ تسمى بجسيمة هيغز.

وكذلك فيما يخص عدد درجات الحرية فقد أصبحت متساوية.

2 – 1 –2الزمرة الآبلية $SU_I(2)$:

يعطى لا غرانجيان على الشكل التالي:

$$L=-\frac{1}{4}F^k_{\mu\nu}F^{\mu\nu k}+\left(\partial^\mu\phi^{*a}-\frac{i}{2}g\phi^{*a}(\tau_k)_{ab}A^k_\mu\right)\left(\partial_\mu\phi^a+\frac{i}{2}g(\tau_k)_{ab}\phi^b A^k_\mu\right)-\mu^2(\phi^{*a}\phi^a)-\frac{\lambda}{4}(\phi^{*a}\phi^a)^2. \quad (2-62)$$

حيث g هوثابت الربط للزمر ة $SU_I(2)$.

$$\phi^a=\begin{pmatrix}\phi_1^a\\ \phi_2^a\end{pmatrix} \quad (2-63)$$

$$a=\overline{1.2}$$

نذكر أن: $k=\overline{1,r}=\overline{1,3}$ حيث r هي رتبـــة الزمـــرة
وفي هذه الحالة 3= r تخضع الحقول والتي تتكون من حقول مركبة إلى كمون يعطي بـــ:

$$V(\phi)=\mu^2\phi^{*a}\phi^a+\frac{\lambda}{4}\left(\phi^{*a}\phi^a\right) \quad \mathbf{(2-64)}$$

ويعطى الموتر $F^k_{\mu\nu}$ كما يلي:

$$F^k_{\mu\nu}=\partial_\mu A^k_\nu-\partial_\nu A^k_\mu+gf_{klm}A^l_\mu A^m_\nu \quad \mathbf{(2-65)}$$

حيث f_{klm} هي ثوابت البنية للزمرة $SU_I(2)$. نعر ف المشقة محافظة التغير على الشكل التالي :

$$D_\mu\phi^a=\left(\partial_\mu\phi^a+\frac{i}{2}g(\tau_k)_{ab}\phi^b A^k_\mu\right). \quad (2-66)$$

$$D^\mu\phi^{*a}=\left(\partial^\mu\phi^a-\frac{i}{2}g\phi^{*b}(\tau_k)_{ab}A^k_\mu\right). \quad (2-67)$$

التحويلات العيارية المحلية في الزمر ة $SU_I(2)$والتي يكون من أجلها لاغرانجيان صامد تعطى كما يلي :

$$\delta\phi^a=-\frac{i}{2}g\varepsilon_k(x)(\tau_k)_{ab}\phi^b \quad (2-68)$$

$$\delta\phi^{*a} = \frac{i}{2} g\varepsilon_k(x)\phi^{*b}(\tau_k)_{ab} \qquad (2-69)$$

من أجل حالة الفراغ نأخذ القيمة الحدية الأدنى للكمون والتي نميز فيها حالتين حسب إشارة μ^2.

من أجـــل $\mu^2 \leq 0$:

نستطيع البرهان على أن حالة الفراغ و اللغرانجيان صامدين بالنسبة للتحويلات العيارية المحلية السابقة أي:

$$\delta L = 0 \text{ و } \delta\langle\phi\rangle_0 = 0 \qquad (2-70)$$

إذن التناظر تام .

من أجـــل $\mu^2 \succ 0$:

نجد:

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial\phi^a} = 0 \Rightarrow \phi^{*a}\left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^{*a}\phi^a\right) = 0$$

$$\phi^{*a} = 0 \vee \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^{*a}\phi^a\right) = 0 \Rightarrow \phi^{*a} = 0 \vee \phi^{*a}\phi^a = -\frac{2\mu^2}{\lambda} ...(**)$$

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial\phi^{*a}} = 0 \Rightarrow \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^{*a}\phi^a\right)\phi^a = 0$$

$$\phi^a = 0 \vee \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^{*a}\phi^a\right) = 0 \Rightarrow \phi^a = 0 \vee \phi^{*a}\phi^a = -\frac{2\mu^2}{\lambda} ...(**)'$$

من $(**)$و$(**)'$ نجد أنها عبارة عن معادلة دائرة نصف قطرها R= $\sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}}$ أي أن $\phi(x)$ تأخذ عدة قيم في الحالة الأساسية يوافق أن الفراغ منحل لكن لاغرانج صامد في هذه التحويلات أي انكسار تلقـــائي للتناظر.

2 –1– 2–1 الكسر التلقائي للتناظر (BSS) :

نقوم باختيار $\phi(x)$ التي تأخذ قيمة متوسطة لها بين حالات الفراغ توافق:

$$\langle\phi\rangle_0=\sqrt{\frac{2}{\lambda}}m\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \tag{2-71}$$

حيث: $m^2=-\mu^2$. نأخذ $\phi(x)$ في حالة اضطراب حول الفراغ و نكتب:

$$\phi^{'}(x)=\langle\phi^a\rangle_0+\eta^a(x) \tag{2-72}$$

حيث:

$$\eta^a(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sigma(x)-i\tau_k\theta^k\right)\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \tag{2-73}$$

إذن :

$$\phi^{'}(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{2m}{\sqrt{\lambda}}+\sigma(x)-i\tau_k\theta^k(x)\right)\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \tag{2-74}$$

$$\phi^{*'}(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0 & 1\end{pmatrix}\left(\frac{2m}{\sqrt{\lambda}}+\sigma(x)+i\theta^k(x)\tau_k\right) \tag{2-75}$$

حيث: $\theta^1,\theta^2,\theta^3,\sigma$ هم حقول سلمية حقيقية.من أجل إيجاد عبارة لاغرانجيان نقوم بحساب الحدود التالية:

$$\begin{aligned}D^\mu\phi^{*a}D_\mu\phi^a&=\frac{1}{2}\partial_\mu\sigma(x)\partial^\mu\sigma(x)+\frac{g^2m^2}{2\lambda}A_\mu^kA^{\mu k}+\frac{1}{2}\partial_\mu\theta^k\partial^\mu\theta_k+\frac{gm}{\lambda}\partial_\mu\theta^kA_\mu^k\\&+\frac{1}{8}g^2\sigma^2A_\mu^kA^{\mu k}+\frac{m}{2\sqrt{\lambda}}g^2\sigma A_\mu^kA^{\mu k}\end{aligned} \tag{2-76}$$

$$V(\phi)=m^2\sigma^2(x)+\frac{\lambda}{16}\sigma^4+\frac{1}{2}m\sqrt{\lambda}\sigma^3-\frac{m^4}{\lambda} \tag{2-77}$$

ومنه تكتب العبارة السابقة على الشكل التالي :

$$L=-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{k}F^{\mu\nu k}+\frac{1}{2}\partial_{\mu}\sigma_{\mu}(x)\partial^{\mu}\sigma(x)+\frac{g^{2}m^{2}}{2\lambda}A_{\mu}^{K}A^{\mu K}+\frac{1}{2}\partial_{\mu}\theta^{K}\partial^{\mu}\theta_{K}+\frac{gm}{\gamma}\partial_{\mu}\theta^{K}A_{\mu}^{K}$$

$$+\frac{1}{8}g^{2}\sigma^{2}A_{\mu}^{K}A^{\mu K}+\frac{m}{2\sqrt{\lambda}}g^{2}\sigma A_{\mu}^{K}A^{\mu K}-m^{2}\sigma^{2}(x)-\frac{\lambda}{16}\sigma^{4}-\frac{1}{2}m\sqrt{\lambda}\sigma^{3}+\frac{m^{4}}{\lambda}.. \qquad (2-78)$$

بعد الكسر التلقائي للتناظر نلاحظ:

– ظهور الحقل θ^{k} بدون وجود الحد المتعلق بكتلته هذا الأخير الذي يمثل لنا وجود ثلاثة جسيمات سلمية حقيقية بدون كتلة نسميها :بوزونات Goldstone .

– وجود حد غير فيزيائي (مزج حقلين من طبيعة مختلفة) لا يوجد تفسير فيزيائي له يتمثل في الحد $\frac{gm}{2\sqrt{\lambda}}\partial_{\mu}\theta^{k}A_{\mu}^{k}$.

– ظهور الحقل $\sigma(x)$ التي تمثل لنا وجود جسيمة سلمية حقيقية ذات كتلة تختلف عن الصفر.

– زيادة في عدد درجات الحرية حيث أنه قبل الكسر التلقائي للتناظر كانت عدد درجات الحرية تساوي 10 وبعده أصبحت تساوي13.

من أجل المساواة في عدد درجات الحرية وإخفاء الحد الغير فيزيائي و بوزونات Goldstone ومن أجل أن يكون لاغرانج قطري نطبق آلية هيغز.

2 –1 – 2 –2 آلية هيغز :

نقوم بإعادة تعريف الحقل العياري وإعطاء التحويلات التالية :

$$A_{\mu}^{k}(x)\rightarrow A'^{k}_{\mu}(x)=A_{\mu}^{k}(x)+\frac{\sqrt{\lambda}}{2mg}\partial_{\mu}\theta^{k} \qquad (2-79)$$

نضع:

$$B_{\mu}^{k}(x)=A'^{k}_{\mu}(x) \qquad (2-80)$$

$$B_\mu^k(x)=A_\mu^k(x)+\frac{\sqrt{\lambda}}{2mg}\partial_\mu\theta^k \qquad (2-81)$$

الموتر $F_{\mu\nu}^k$ يبقى صامدا أي:

$$F'^k_{\mu\nu}=\partial_\mu A'^k_\nu-\partial_\nu A'^k_\mu+gf_{klm}A'^l_\mu A'^m_\nu=F^k_{\mu\nu} \qquad \textbf{(2-82)}$$

حيث:

$$\phi(x)=\frac{\phi_0+\sigma(x)}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$$
$$\phi_0=\frac{2m}{\sqrt{\lambda}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \qquad (2-83)$$

نحسب الحد التالي :

$$D_\mu\phi^a D_\mu^{*a}=\left(\partial_\mu\phi^a+\frac{i}{2}g(\tau_k)_{ab}\phi^b A_\mu^k\right)\left(\partial_\nu\phi^{*a}-\frac{i}{2}g\phi^*(\tau_k)_{ab}A_\mu^k\right)$$
$$=\frac{1}{2}\partial_\mu\sigma(x)\partial^\mu\sigma(x)+\frac{g^2m^2}{2\lambda}B_\mu^kB^{\mu k}+\frac{1}{2\sqrt{\lambda}}g^2\sigma^2B_\mu^kB^{\mu k}+\frac{m}{2\sqrt{\lambda}}g^2\sigma B_\mu^kB^{\mu k} \qquad (2-84)$$

وبعد التعويض في عبارة الكمون نجد:

$$V(\phi^a,\phi^{*a})=\mu^2\sigma^2(x)+\frac{\lambda}{16}\sigma^4(x)+\frac{\phi_0\lambda}{4}\sigma^3(x)-\frac{\phi_0\mu^2}{4} \qquad (2-85)$$

ومنه عبارة لاغرانجيان تكون على الشكل التالي :

$$L_0=L+L_I \qquad (2-86)$$

$$L_0=\frac{-1}{4}\left(\partial_\mu B_\nu^k-\partial_\nu B_\mu^k\right)^2+\frac{1}{2}\partial_\mu\sigma(x)\partial^\mu\sigma(x)-\mu^2\sigma^2(x)+\frac{g^2m^2}{2\lambda}B_\mu^kB^{\mu k}$$

$$L_I=\frac{g^2}{2\sqrt{\lambda}}B_\mu^kB^{\mu k}\sigma^2(x)-\frac{mg^2}{2\sqrt{\lambda}}\sigma(x)B_\mu^kB^{\mu k}-\frac{\phi_0^2}{4}\mu^2-\frac{\phi_0\lambda}{4}\sigma^3(x)-\frac{\lambda}{16}\sigma^4(x)$$

نلاحظ أنه بعد تطبيق **آلية هيغز** نجد أن الحقل θ^k يتلاشى وذلك عند إدخال الحقول الشعاعية للبوزونات العيارية $B_\mu^k(x)$ والتي تساوي كتلتهم $M_B = \frac{g^2 m^2}{\lambda}$ ، كما نر ى وجود جسيمة سلمية حقيقية تتمثل في الحقل $\eta(x)$ والتي لها كتلة تساوي $M_H = -2\mu^2 \neq 0$ تسمى بجسيمة هيغز. وكذلك فيما يخص عدد درجات الحرية فقد أصبحت متساوية.

2 – 2 بنية النموذج المعياري $SU_I(2)\otimes U_Y(1)$:

يعتبر هذا النموذج نظرية أساسية في توحيد التفاعلين الضعيف والكهرومغناطيسي ويعتمد على وجود جسيمات أولية تتمثل في الكواركات واللبتونات، حيث يتوزع كل نوع منها إلى ثلاث عائلات ويتم تمثيلها من خلال النموذج حسب استقطابها، بمعنى الجسيمات ذات الاستقطاب اليساري(L) يتمثل بشعاع مزدوج في حين نمثل الجسيمات ذات الاستقطاب اليميني(R) بتمثيل وحيد .

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L,\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L,\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L,\qquad e_R,\qquad \mu_R,\qquad \tau_R$$

$$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L,\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L,\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L,\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_R,\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_R,\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_R \tag{2-87}$$

تمثل حقول المادة سبينور(spineurs) ψ على الشكل التالي :

$$\psi = \psi_L + \psi_R \tag{2-88}$$

$$\psi_L = \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\psi = L \tag{2-89}$$

$$\psi_R = \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\psi = R \tag{2-90}$$

نأخذ المزدوج $\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}$ كمثال في دراستنا كحقل للمادة سبنوريال ونمثلها كما يلي:

$$L=\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L=\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}=L^a \tag{2-91}$$

$$R=\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_R=\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}=R^a \tag{2-92}$$

في هذه الحالة أثبتت تجريبيا أن نوترينو ذات استقطاب يساري(L) وحيد ومنه ν_{eR} غير موجود لذلك نمثل هذا المزدوج على الشكل التالي :

$$L^a=\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}, R=e_R \tag{2-93}$$

2-2-1 لاغرانجيان <u>النموذج المعياري :</u>

يعطى لاغر انج النموذج المعياري على الشكل التالي :

$$L=L_\phi+L_\psi+L_{\phi-\psi} \tag{2-94}$$

حيث L_ϕ لاغرانجيان الحقل السلمي والذي يعطى كما يلي:

$$L_\phi=\partial_\mu\phi^a\partial^\mu\phi^{*a}+m^2\phi^{*a}\phi^a-\frac{\lambda}{4}(\phi^{*a}\phi^a)^2 \tag{2-95}$$

L_ϕ لاغرانجيان الحقل سبنوريال للمزدوج $\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}$ والذي يأخذ الشكل:

$$L_\psi=i\overline{R}\gamma_\mu\partial^\mu R+i\overline{L}^a\gamma_\mu\partial^\mu L^a \tag{2-96}$$

$L_{\phi-\psi}$ لاغرانجيان التأثير بين الحقل سبنوريال والحقل السلمي ويسمى بحد يوكاوا(Yukawa) الذي يأخذ الشكل التالي:

$$L_{\phi-\psi}=-h\overline{R}^{*}\phi^{a}L^{a}-h\overline{L}^{a}\phi^{a}R \qquad (2-97)$$

ومنه عبارة لاغرانجيان الكلي تكون على الشكل التالي :

$$L=\partial_{\mu}\phi^{a}\partial^{\mu}\phi^{*a}+m^{2}\phi^{*a}\phi^{a}-\frac{\lambda}{4}\left(\phi^{*a}\phi^{a}\right)^{2}+i\overline{R}\gamma_{\mu}\partial^{\mu}R+i\overline{L}^{a}\gamma_{\mu}\partial^{\mu}L^{a}-h\overline{R}^{*}\phi^{a}L^{a}-h\overline{L}AA^{a}\phi^{a}R \qquad (2-98)$$

لاغر انج النموذج المعياري في الزمرة $SU_I(2)\times U_Y(1)$يكون صامدا في التحويلات العيارية الإجمالية.

من أجل صمود لاغرانجيان بالنسبة للتحويلات العيارية المحلية(locale) نقوم بتعريف ا لتحويلات في الزمرتين $SU_I(2)$و $U_Y(1)$ كلاً على حدا لكل من حقل المادة $\phi(x)$ و حقل المادة سبينوريال للمزدوج$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}$ و تكون التحويلات على الشكل التالي:

من أجــل الزمرة$U_Y(1)$يعر ف تحويل الحقل $\phi(x)$كما يلي:

$$\delta\phi^{a}(x)=ig_{1}Y\varepsilon\phi^{a} \qquad (2-99)$$

حيث:

$$\phi^{a}(x)=\begin{pmatrix}\phi^{1}\\ \phi^{2}\end{pmatrix} \qquad (2-100)$$

Y:هي الشحنة الزائدة (hypercharge).هنا تأخذ القيمة Y=-1 أي:

$$\delta\phi^{a}(x)=-ig_{1}\varepsilon\phi^{a} \qquad (2-101)$$

يعر ف تحويل الحقل لــ$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}$ كما يلي:

من أجل:

<u>Y=-1</u>

$$\delta L^a = ig_1 Y \varepsilon L^a$$

$$\delta L^a = -ig_1 \varepsilon L^a \qquad (2-102)$$

<u>Y=-2</u>

$$\delta R = ig_1 Y \varepsilon R$$

$$\delta R = -2ig_1 \varepsilon R \qquad (2-103)$$

من أجــل الزمرة$SU_L(2)$يعر فتحويل الحقل $\phi(x)$كما يلي:

$$\delta\phi^a(x) = -igI_W(\tau^k)_{ab}\varepsilon_k\phi^b \qquad (2-104)$$

يعرف I_W بالازوسبين الضعيف وتعطى قيمته في المزدوج $\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}$ بـــ:1/2= I_W حيث:

$$\nu_e \rightarrow I_W = \frac{1}{2} \qquad (2-105)$$

$$e' \rightarrow I_W = -\frac{1}{2} \qquad (2-106)$$

$$\delta\phi^a(x) = -\frac{i}{2}g(\tau^k)_{ab}\varepsilon_k\phi^b \qquad (2-107)$$

$$\delta L^a = -\frac{i}{2}g(\tau^k)_{ab}\varepsilon_k L^b \qquad (2-108)$$

$$\delta R = 0 \qquad (2-109)$$

نقوم باستبدال ∂_μبـــD_μ وتكون على الشكل التالي:

$$D_\mu\phi^a(x) = \partial_\mu\phi^a + \frac{i}{2}g(\tau_k)_{ab}\phi^b A_\mu^k + ig_1\phi^a A_\mu \qquad (2-110)$$

$$D_\mu L^a = \partial_\mu L^a + \frac{i}{2} g(\tau_k)_{ab} L^b A_\mu^k - ig_1 L^a A_\mu \qquad (2-111)$$

$$D_\mu R = \partial_\mu R - 2ig_1 R^a A_\mu \qquad (2-112)$$

بعد استبدال ∂_μ بـــD_μ وإدخال حد يونغ ميلز يصبح لاغرانجيان على الشكل التالي :

$$L_{MS} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^k F_k^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + D^\mu \phi^{*a} D_\mu \phi^a + i\bar{R}^a \gamma_\mu D^\mu R + i\bar{L}^a \gamma_\mu D^\mu L^a - h\bar{L}^a \phi^a R - h\bar{R}\phi^{*a} L^a + m^2 \phi^{*a} \phi^a - \frac{\lambda}{4} (\phi^{*a} \phi^a)^2. \qquad (2-113)$$

أو بعبارة مكافئة:

$$\begin{aligned} L_{MS} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^k F_k^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \left(\partial^\mu \phi^{*a} - \frac{i}{2} g(\tau_k)_{ab} L^b A^{\mu k} - ig_1 \phi^a A^\mu\right)\left(\partial_\mu \phi^a + \frac{i}{2} g(\tau_k)_{ab} \phi^b A_\mu^k + ig_1 \phi^a A_\mu\right) \\ & + i\bar{R}^a \gamma_\mu . (\partial^\mu R - 2ig_1 R A^\mu) \end{aligned} \qquad (2-114)$$

نلاحظ في عبارة لاغرانج أنه لا يوجد الحد الكتلي للبوزونات وكذالك بالنسبة للجسيمات سبينوريالية لذلك ندخل آلية الكسر التلقائي للتناظر .

<u>2 –2–2الكسر التلقائي للتناظر(BSS) :</u>

نقوم باختيار الحقل $\phi(x)$ كما يلي:

$$\phi'(x) = \phi^a + \phi^b = \left[\frac{\sqrt{2}m}{\sqrt{\lambda}} + \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sigma(x) - i\tau_k \theta^k\right)\right]\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \qquad (2-115)$$

نقوم بحساب جميع الحدود التي تكون لاغرانجيان وبعد حساب طويل نجد عبارته عل الشكل التالي :

$$L_0 \quad = L + L_I \qquad (2-116)$$

$$L_0 = \frac{-1}{4}\left(\partial_\mu A_\nu^k - \partial_\nu A_\mu^k\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu\right)$$
$$+\frac{1}{2}\partial_\mu \sigma(x)\partial^\mu \sigma(x) - m^2\sigma^2(x) + \frac{2m^2}{\lambda} + \frac{g^2 m^2}{2\lambda}A_\mu^k A^{\mu k} + \frac{g'^2}{2\lambda}m^2 A_\mu A^\mu$$
$$+\frac{1}{2}\partial_\mu \theta^k \partial^\mu \theta_k - \frac{gm}{\sqrt{\lambda}}\partial_\mu \theta^k A^{\mu k} + \frac{gg_1}{\lambda}A_\mu^k A^\mu + i\bar{L}^1\gamma_\mu \partial^\mu L^1 + i\bar{L}^2\gamma_\mu \partial^\mu L^2$$
$$+ i\bar{R}\gamma_\mu \partial_\mu R - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\lambda}}mh\bar{L}^2 R - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\lambda}}mh\bar{R}^* L^2$$

$$L_I = \frac{-g}{4}\varepsilon_{klm}\left(A^l{}_\mu A_\nu^m - A^{\mu l}A^{\nu m}\right)\left(\partial_\mu A^k{}_\nu - \partial_\nu A^k{}_\mu\right) + \frac{g^2}{4}A^l{}_\mu A_\nu^m A^{\mu l}A^{\nu m} + \frac{g^2}{2\sqrt{\lambda}}\sigma A^k{}_\mu A^{\mu k}$$
$$+\frac{g'^2 m}{2\sqrt{\lambda}}\sigma A_\mu A^\mu + \frac{g^2}{8}\sigma^2 A^k{}_\mu A^{\mu k}$$
$$+\frac{g^2{}_1}{2}\sigma^2 A_\mu A^\mu + \frac{gg_1}{\sqrt{\lambda}}\sigma A_\mu^k A^\mu + \frac{gg_1}{4}\sigma^2 A_\mu^k A^\mu + g_1\bar{R}\gamma_\mu R A^\mu + g_1\bar{L}^2\gamma_\mu L^2 A^\mu + \frac{g}{2}\bar{L}^1\gamma_\mu L^1 A^{\mu 3}$$
$$+\frac{g}{2}\bar{L}^2\gamma_\mu L^2 A^{\mu 3} + \frac{g}{2}\bar{L}^2\gamma_\mu L^1\left(A^{\mu 1} - A^{\mu 2}\right) + \frac{g}{2}\bar{L}^1\gamma_\mu L^2\left(A^{\mu 1} + iA^{\mu 2}\right) - \frac{h}{\sqrt{2}}\sigma\bar{L}^2 R - \frac{h}{\sqrt{2}}\sigma\bar{R}L^2 - \frac{1}{2}m\sqrt{\lambda}\sigma^3 - \frac{\lambda}{16}\sigma^4.$$

بعد الكسر التلقائي للتناظر نلاحظ أنه:

- ظهور الحقل θ^k بدون والذي يغيب فيه الحد المتعلق بكتلته هذا الأخير يمثل لنا وجود ثلاثة جسيمات سلمية حقيقية بدون كتلة نسميها :بوزونات Goldstone .
- وجود حد غير فيزيائي (مزج حقلين من طبيعة مختلفة) لا يوجد تفسير فيزيائي له يتمثل في الحد $\frac{gm}{\sqrt{\lambda}}\partial_\mu \theta^k A^{\mu k}$.
- ظهور الحقل $\sigma(x)$ التي تمثل لنا وجود جسيمة سلمية حقيقية ذات كتلة تختلف عن الصفر.
- زيادة في عدد درجات الحرية.

2 –2–3 آلية هيغز :

إن صلاحية النموذج المعياري مرتبطة بصورة وطيدة مع وجود ثنائية واحدة على الأقل للهيغزوالتي تأخد قيمة متوسطة لها بين حالات الفراغ توافق:

$$\langle\phi\rangle_0 = \frac{V}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \tag{2-117}$$

$$\phi(x) = \frac{V+\sigma(x)}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \qquad V = \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}} \tag{2-118}$$

ندخل حقول جديدة ونعرفها باستعمال التحويلات الخطية التالية :

$$\omega_\mu^{\pm} = \frac{1}{2}\left(A_\mu^1 \pm A_\mu^2\right).$$

$$Z_\mu^0 = \cos\theta_\omega A_\mu^3 - \sin\theta_\omega B_\mu.$$

$$A_\mu = \sin\theta_\omega A_\mu^3 - \cos\theta_\omega B_\mu. \tag{2-119}$$

نستخرج عبارة كل من الحقول B_μ ’ A_μ^3 ’ A_μ^2 ’ A_μ^1 كما يلي :

$$A_\mu^1 = \frac{\sqrt{2}}{2}\left(W^+ - W^-\right).$$

$$A_\mu^2 = -i\frac{\sqrt{2}}{2}\left(W^+ - W^-\right).$$

$$A_\mu^3 = \cos\theta_\omega Z_\mu^0 + \sin\theta_\omega A_\mu.$$

$$B_\mu = \cos\theta_\omega A_\mu - \sin\theta_\omega Z_\mu^0. \tag{2-120}$$

حيث: θ_ω هي زاوية المزج وتسمى بزاوية (Weinberg).نعوض في عبارة لاغرانجيان وبعد حساب طويل جدا نجده :

$$L_0 = L_{MS} + L_I \tag{1-121}$$

$$L_0 = \frac{-1}{4}\left(\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu^*\right)\left(\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu\right) - \frac{1}{4}\left(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu\right) + \frac{1}{2}\partial_\mu \sigma(x)\partial^\mu \sigma(x) - m^2\sigma^2(x)$$
$$+\frac{\left(g^2+g_1^2\right)m^2}{2\lambda}Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2}{\lambda}m^2 W_\mu^* W_\mu - \frac{1}{4}\left(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\right)^2 + i\bar{e}\gamma_\mu \partial_\mu e - \frac{\sqrt{2}hm}{\sqrt{\lambda}}\bar{e}e + i\bar{\nu}\gamma_\mu\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\partial_\mu \nu.$$

$$L_I = \frac{-ig^2}{\sqrt{g^2+g_1^2}}W_\mu^* W_\nu\left(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu\right) - \frac{gg_1}{\sqrt{g^2 g_1^2}}W_\mu^* W_\nu\left(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\right) +$$
$$\frac{ig^2}{\sqrt{g^2+g_1^2}}\left(W^*\partial_\mu W_\nu - W_\nu \partial_\nu W_\mu^* + W_\nu \partial_\mu W_\nu^* - W_\nu^* \partial_\mu W_\nu\right)Z_\mu$$

$$-\frac{g^2}{2}W_\mu^* W_\mu W_\nu^* W_\nu + \frac{g^2}{2}W_\mu^* W^{*}{}_\mu W_\nu W_\nu - \frac{g^4}{g_1^2+g^2}W_\mu^* W_\mu Z_\nu Z_\nu$$
$$-\frac{g^2 g_1^2}{g_1^2+g^2}W_\mu^* W_\mu B_\nu B_\nu + \frac{igg_1}{\sqrt{g^2+g_1^2}}\left(W_\nu{}^*\partial_\nu W_\mu - W_\nu \partial_\nu W_\mu^* + W_\nu \partial_\mu W_\nu^* - W_\nu^* \partial_\mu W_\nu\right)B_\mu$$

$$+\frac{\left(g^2+g_1^2\right)m}{2\sqrt{\lambda}}\sigma Z_\mu Z_\mu + \frac{g^2 g_1^2}{g_1^2+g^2}W_\mu^* W_\mu Z_\nu B_\nu + \frac{g^3 g_1^2}{g_1^2+g^2}W_\mu^* W_\nu Z_\mu B_\nu + \frac{g^3 g_1^2}{g_1^2+g^2}W_\mu^* W_\nu Z_\nu B_\mu$$
$$+\frac{\left(g^2+g_1^2\right)}{8}\sigma^2 Z_\mu Z_\mu + \frac{1}{4}g^2\sigma^2 W_\mu^* W_\mu^* + \frac{g^2 m}{\sqrt{\lambda}}\sigma W_\mu^* W_\mu + \frac{g^4}{g_1^2+g^2}W_\mu^* W_\nu Z_\mu Z_\nu$$

$$-\frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{e}\gamma_\mu\left(1+\gamma_5\right)\nu W_\mu + \frac{g\ g_1}{\sqrt{g_1^2+g^2}}\bar{e}\gamma_\mu e B_\mu - \frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\nu}\gamma_\mu\left(1+\gamma_5\right)e W_\mu^*$$

$$-\frac{\sqrt{g^2+g_1^2}}{4}\left[\bar{\nu}\gamma_\mu\left(1+\gamma_5\right)\nu - \bar{e}\gamma_\mu\left(\gamma_5 + \frac{g^2-3g_1^2}{g^2+g_1^2}\right)e\right]Z_\mu - \sqrt{2}h\sigma\bar{e}e - \frac{1}{2}m\sqrt{\lambda}\sigma^3 - \frac{\lambda}{16}\sigma^4.$$

من عبارة لاغرانجيان نستخرج طبيعة الحقول وكتلها كما يلي :

الحقل الوسيطي الشعاعي المشحون $W_\mu(x)$ له كتلة تساوي : $\frac{gm}{\sqrt{\lambda}}$.

الحقل الوسيطي الشعاعي الحيادي $Z_\mu(x)$ له كتلة تساوي : $\frac{\sqrt{(g^2+g_1^2)}m}{\sqrt{\lambda}}$.

الحقل الوسيطي الشعاعي الكهرومغناطيسي $B_\mu(x)$ عديم ا لكتلة.

الحقل السلمي الحقيقي $\sigma(x)$ والتي نسميها بجسيمة الهيغز كتلتها تساوي : $m\sqrt{2}$.

الحقل الإلكتروني كتلته $mh\sqrt{\frac{2}{\lambda}}$.

النيترينو ذات الاستقطاب اليساري $\nu_L(x)$ كتلته تساوي0.

نلاحظ أن:البوزونات Z و $W^\pm$ لهما كتلة $\neq 0$ والبوزون B له كتلة تساوي الصفر لذلك نستطيع القول أن بعد كسر التناظر للزمرة $SU_I(2)\otimes U_Y(1)$ نحصل في الأخير على تناظر متبقي $U_{em}(1)$ كهرومغناطيسي .

يمكن أن نستنتج علاقة كتلية بين الحقول الشعاعية M_W والحيادية M_Z و ذلك بإدخال الزاوية θ_ω والتي تعطى بدلالة ثوابت الربط g,g_1 للزمر تين $SU_I(2)$ و $U_Y(1)$ كما يلي :

$$\tan\theta_W = \frac{g_1}{g_1}$$

$$\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g^2+g_1^2}} \qquad (2-121)$$

ومنه يمكن أن نستنتج أن:

$$M_W = M_Z\cos\theta_W \qquad (2-122)$$

وهي علاقة رياضية تم إثباتها تجريبيا انطلاقا من تحديد الثابت $\rho = 1$ في عدة تفككات كذلك نستخرج من لاغر انجيان التأثير ما يلي:

لاغرانجيان التأثيرات الكهرومغناطيسي للإلكترون :

$$L_I^e = -e\bar{e}(x)\gamma_\mu e(x)B_\mu(x) \qquad (2-123)$$

حيث e تمثل شحنة الالكترون و تساوي:

$$e = -\frac{gg_1}{\sqrt{g_1^2 + g^2}} \qquad (2-124)$$

لاغرانجيان التأثيرات التفاعلات الضعيفة المشحونة:

$$L_I^W = -\frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\nu}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)e(x)W_\mu^* + cc \qquad (2-125)$$

لاغرانجيان التأثيرات التفاعلات الضعيفة المتعادلة:

$$L_I^Z = -\frac{\sqrt{g^2 + g_1^2}}{4}\left[\bar{\nu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu - \bar{e}\gamma_\mu\left(\gamma_5 + \frac{g^2 - 3g_1^2}{g^2 + g_1^2}\right)e\right]Z_\mu. \qquad (2-126)$$

<u>تفسيــــــر :</u>

يمكن القول أنه من أجل ضمان حدوث التفاعل الضعيف بين اللبتونات يجب إدخال ثلاثة حقول شعاعيه Z و $W^\pm$ ذات كتل توافق عدد مولدات الزمر ة $SU_I(2)$ (زمرة التأثيرات الضعيفة) ، أما من أجل حدوث التفاعل ا لكهرومغناطيسي يكفي إدخال حقل وحيد B عديم الكتلة يوافق الزمر ة $U_Y(1)$.

إن بقاء الزمر ة ألعياريه صحيحا يعني أن كتلة الجسيمات الشعاعية معدومة، لكن التجربة أثبتت أن التفاعل الضعيف هو قصير المدى وبالتالي فإن الحقول المسؤولة عن ذلك يجب أن تكون لها كتلة وهذا يؤدي

إلى كسر التناظر.لذلك فان هذا النموذج يعتمد على الانكسار التلقائي للتناظر و آلية هيغز التي تتلاشى فيها بوزونات Goldstone و إعطاء كتل للحقول Zو $W^{\pm}$.

بالرغم من النتائج النظرية المحققة تجريبيا إلا أنه واجهته عدة مشاكل من بينها :

- هذا النموذج أعطى ثوابت حقيقية يمكن أن تأخذ أي قيمة.
- تمثيل الجسيمات الفرميونية على شكل ثلاث عائلات (لم يعطي تفسير لعدد العائلات الفرميونية)
- البحث عن إثبات وجود حقول هيغز.
- غياب النظرية الكمية للجاذبية.

الفصل الثالث

النموذج المعياري في الهندسة الغير تبديلية

$$SU_c(3)\otimes SU_I(2)\otimes U(1)$$

يعتمد النموذج (NCSM) على النظرية العيارية المبنية على الزمرة $SU_c(3)\otimes SU_I(2)\otimes U(1)$ ،بحيث تمثل الحقول الغير تبديليه بدلالة الحقول العادية باستعمال بما يسمى تطبيقات زيبرغ –ويطن–(Seiberg-Witten maps).

3–1العلاقات الرياضية:

3–1–1 الهندسة الغير تبديليه(مكان –زمن) :

نعرف نظرية الحقول الغير تبديليه [9]في مكان–زمن باستبدال الإحداثيات المحلية بالمؤثرات الهيرميتية $\hat{x}_\mu$ والتي تحقق علاقات التبادل التالية :

$$[\hat{x}_\mu,\hat{x}_\nu]=i\theta_{\mu\nu}$$

$$[\hat{p}_\mu,\hat{p}_\nu]=i\hbar g_{\mu\nu}$$

$$[\hat{x}_\mu,\hat{p}_\nu]=0 \qquad (3-1)$$

حيث: (chapeau)تدل على المقدار الغير تبديلي و $\theta_{\mu\nu}$ متغير حقيقي وضد متناظر.في جبر المؤثرات (جبر غير تبديلي) لا بد من تعريف المشتق كما يلي :

$$[\hat{\partial}_\mu,\hat{\partial}_\nu]=0 \qquad (3-2)$$

يمكننا استخدام المؤثرات مع استعمال الجداء العادي ويكافئ هذا استخدام الدوال الكلاسيكية لكن مع استعمال جداء يسمى بجداء مويال (Moyal)ونرمز له بـــ (*)حيث:

$$f*g=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\theta^{\mu_1\nu_1}\ldots\theta^{\mu_n\nu_n}}{(-2i)^n n!}(\partial_{\mu_1}\ldots\partial_{\mu_n}f)(\partial_{\nu_1}\ldots\partial_{\nu_n}g)$$

$$f*g=f(x)g(x)+\frac{i}{2}\theta^{\mu\nu}\partial_\mu f(x)\partial_\nu g(x)+0(\theta^2). \qquad (3-3)$$

3–1–1–1خصائصالجداء (*):

1–الجداء (*)غير تبديلي:

$$f * g \neq g * f.$$

$$f * g = g * f_{\theta \to -\theta} \tag{3-4}$$

2–الجداء (*)تجميعي :

$$f * (g * h) = (f * g) * h \tag{3-5}$$

$$\int d^4x (f * g) = \int d^4(x)(g * f) = d^4x(fg)$$ –3

$$\int d^4x (f * g * h) = \int d^4(x)(h * f * g) = \int d^4x (g * h * f)$$ –4

5–الجداء (*)يحقق قاعدة لايبنيز(Leibnitz):

$$\partial_\mu (f * g) = \partial_\mu f * g + f * \partial_\mu g \tag{3-6}$$

6–مبدل مويال :

$$[f(\hat{x})g(\hat{x})]_{MB} = \lfloor f(x) *_{,} g(x) \rfloor \tag{3-7}$$

<u>3–2 النظرية العيارية في الفضاء مكان–زمن الغير تبديلي:</u>

لبناء نظرية عيارية في الفضاء الغير تبديلي تعتمد أساسا على ثلاث قواعد أساسية هي:

-الإحداثيات محافظة التغير .

-التحويلات العيارية المحلية ،النهايات الكلاسيكية بطاقات زيبرغ –ويطن.

شر ط التكافؤ العياري.

3–2–1 التحويلات العيارية في الفضاء الغير تبديلي:

نعتبر التحويلات العيارية المحلية المتناهية الصغر $\widehat{\delta}$ لحقل المادة $\widehat{\psi}$:

$$\delta\widehat{\psi} = i\rho\psi\left(\widehat{\Lambda}\right) * \widehat{\psi} \tag{3-8}$$

حيث في الحالة الابلية التمثيل $\rho\psi\left(\widehat{\Lambda}\right)$ يكون محددا بالشحنة الزائدة (hypercharge)

في الحالة الغير الابلية التمثيل $\rho\psi\left(\widehat{\Lambda}\right)$ يكون محددا بمصفوفة.عند القيام بالتحويلات العيارية لجداء الحقل مع الإحداثية و جداء الإحداثية مع الحقل نجد:

$$\widehat{\delta}\left(\widehat{x} * \widehat{\psi}(x)\right) = \widehat{\delta}\widehat{x} * \widehat{\psi}(x) + \widehat{x} * \widehat{\delta}\widehat{\psi}(x) \tag{3-9}$$

$$\widehat{\delta}\widehat{x} = 0$$

$$\widehat{\delta}\left(\widehat{x} * \widehat{\psi}(x)\right) = \widehat{x} * \widehat{\delta}\widehat{\psi}(x)$$

$$= \widehat{x} * \rho\psi\left(\widehat{\Lambda}\right) * \widehat{\psi} \neq i\rho\psi\left(\widehat{\Lambda}\right) * \left(\widehat{x} * \widehat{\psi}(x)\right)$$

(لأن الجداء (*)غير تبديلي)اذن $\left(\widehat{x} * \widehat{\psi}(x)\right)$يتحول بطريقة غير محافظة التغير .

لكن:

$$\hat{\delta}(\hat{\psi}(x)*\hat{x}) = \hat{\delta}\hat{\psi}(x)*\hat{x} + \hat{\psi}(x)*\hat{\delta}(\hat{x})$$

$$= i\rho\hat{\psi}(x)*\hat{\psi}(x)*(\hat{x}) \qquad (3-10)$$

اذن $(\hat{\psi}(x)*\hat{x})$ يتحول بطريقة محافظة التغير.لهذا يجب إدخال رمز للإحداثيات المحافظة التغير X^{μ} حيث:

$$X^{\mu} = x^{\mu} * A^{\mu}, A^{\mu} = \theta^{\mu\nu} A_{\mu} \qquad (3-11)$$

$\hat{A}^{\mu}$ الكمون العياري في الفضاء الغير تبديلي حيث:

$$\hat{\delta}\hat{A}_{\mu} = \partial_{\mu}\hat{\Lambda} + i\left[\hat{\Lambda} \overset{*}{,} \hat{A}_{\mu}\right] \qquad (3-12)$$

$$\hat{F}^{\mu\nu} = \partial_{\mu}\hat{A}_{\mu} - \partial_{\nu}\hat{A}_{\mu} - i\left[\hat{A}_{\mu} \overset{*}{,} \hat{A}_{\nu}\right] \qquad (3-13)$$

$$\delta F^{\mu\nu} = i\left[\Lambda \overset{*}{,} \hat{F}_{\mu\nu}\right] \qquad (3-14)$$

حيث: $F^{\mu\nu}$ موتر الحقل القوي في الفضاء الغير تبديلي.أما بالنسبة إلى المشقة محافظة التغير في الفضاء الغير تبديلي $\hat{D}_{\mu}$ فإنها تكتب على الشكل:

$$\hat{D}_{\mu}\hat{\psi} = \partial_{\mu}\hat{\psi} - i\rho\psi(\hat{A}_{\mu})\hat{\psi} \qquad (3-15)$$

<u>3-2-2 التحويلات العيارية المحلية ،النهايات الكلاسيكية تطبيقات زيبرغ –ويطن:</u>

جداء مويال للدوال العادية f,g عبارة عن سلسلة متعلقة برتبة θومشتقاتها حيث أنه عند النهايات الكلاسيكيةأي: $\theta \to 0$فان: $f * g = fg.$.لذالك نستطيع أن نعبر عن الحقول $\widehat{A},\widehat{\psi}$ و$\widehat{\Lambda}$بدلالة الحقول A,ψ

و Λبواسطة تمثيل تطبيقات زيبرغ –ويطنوالتي تكون على شكل نشر سلسلة بدلالةθ حيث نأخذ الحد المتعلق بالدرجة الأولى لــθ ونهمل الحدود الأخرى ابتداء من الدرجة الثانية لــ($0(\theta^2)$)وتعطى على الشكل التالي:

$$\widehat{A}_\zeta[A] = A_\zeta + \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu}\{A_\nu, \partial_\mu A_\zeta\} + \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu}\{F_{\mu\zeta}, A_\nu\} + 0(\theta^2). \qquad (3-16)$$

$$\widehat{\psi}[\psi, A] = \psi + \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu}\rho\psi(A_\nu)\partial_\mu\psi + \frac{i}{8}\theta^{\mu\nu}\{\rho\psi(A_\mu), \rho\psi(A_\nu)\}\psi + 0(\theta^2). \quad (3-17)$$

$$\widehat{\Lambda}[\Lambda, A] = \Lambda + \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu}\{A_\nu, \partial_\mu\Lambda\}\psi + 0(\theta^2). \qquad (3-18)$$

أين :

$$F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\mu - \partial_\nu A_\mu - i[A_\mu, A_\nu] \qquad (3-19)$$

$F^{\mu\nu}$موتر الحقل القوي في الفضاء العادي .

3-2-3 شر ط التكافؤ العياري:

عند القيام بالتحويلات العيارية للحقول العادية A,ψ تبقى متكافئة مع التحويلات العيارية للحقول الغير تبديليه وهذا بتمثيل بطاقات زيبرغ –ويطن حيث لدينا:

$$\delta\psi = i\Lambda\widehat{\psi} \qquad (3-20)$$

و

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \Lambda + i[\Lambda, A_\mu] \qquad (3-24)$$

بالمقارنة مع العلاقتين (2)و(3) نجد:

$$\delta A_\mu = \widehat{\delta}\widehat{A}_\mu$$

$$\delta\psi = \widehat{\delta}\widehat{\psi} \qquad (3-25)$$

3-3 **بنية النموذج المعياري** في الفضاء الغير تبديلي:

بنية الزمرة في هذا النموذج هو: $G_{SM} = SU_C(3)\otimes SU_I(2)\otimes U_Y(1)$

لتمثيل الفعل في هذا الفضاء نأخذ الفعل في الفضاء العادي (MS)ونقوم باستبدال الجداء العادي بــ جداء مويال والحقول العادية A,ψ بالحقول $\widehat{A},\widehat{\psi}$ (نستعمل تطبيقات زيبرغ –ويطن).أما بالنسبة للحقول الموجودة في NCSM تبقى نفس الحقول الموجودة في SM والتي نمثلها في الجدول (1) كما يلي:

	$SU_C(3)$	$SU_I(2)$	$U_Y(1)$	$U_Q(1)$	T_3
$e_R^{(i)}$	1	1	-1	-1	0

$L_L^{(i)}=\begin{pmatrix}\nu_L^{(i)}\\ e_L^{(i)}\end{pmatrix}$	1	2	$\frac{-1}{2}$	$\begin{matrix}0\\ -1\end{matrix}$	$\begin{pmatrix}\frac{1}{2}\\ \frac{-1}{2}\end{pmatrix}$
$u_R^{(i)}$	3	1	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
$d_R^{(i)}$	3	1	$\frac{-1}{3}$	$\frac{-1}{3}$	0
$Q_L^{(i)}=\begin{pmatrix}u_L^{(i)}\\ d_L^{(i)}\end{pmatrix}$	3	2	$\frac{1}{6}$	$\begin{pmatrix}\frac{2}{3}\\ \frac{-1}{3}\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}\frac{1}{2}\\ \frac{-1}{2}\end{pmatrix}$
$\phi=\begin{pmatrix}\phi^{+}\\ \phi^{0}\end{pmatrix}$	1	2	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}\frac{1}{2}\\ \frac{-1}{2}\end{pmatrix}$
W^{+},W^{-},Z	1	3	0	$\pm1 \quad 0$	$\pm1 \quad 0$
A	1	1	0	0	0
G^{b}	8	1	0	0	0

جدول1

حيث : $i\in\{1,2,3\}$

الشحنة الكهربائية تعطى بعلاقة (Gall-Mann-Nishijima):

$$Q = T_3 + Y \qquad (3-26)$$

A، W^+, W^-, Z هي الحقول الوسيطة الكهرو ضعيفة في الزمرة $SU_I(2)$ و $U_Y(1)$.

G^b: هي الحقول الوسيطة في التفاعل القوي(Gluons) في الزمرة $SU_c(3)$

نمثل الجسيمات كما يلي:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \psi_R^{(i)} = \begin{pmatrix} e_R^{(i)} \\ u_R^{(i)} \\ d_R^{(i)} \end{pmatrix}, \psi_L^{(i)} = \begin{pmatrix} L_L^{(i)} \\ Q_L^{(i)} \end{pmatrix} \qquad (3-27)$$

نعرف الكمون العياري في MS بـــ:

$$V_\nu = g' A_\nu(x) Y + g \sum_{a=1}^{3} B_{\nu a}(x) T_L^a + g_s \sum_{b=1}^{8} G_{\nu b}(x) T_S^b \qquad (3-28)$$

والوسيط العياري في الفضاء التبديلي:

$$\Lambda = g' \alpha(x) Y + g \sum_{a=1}^{3} \alpha^L{}_a(x) T_L^a + g_s \sum_{b=1}^{8} \alpha^S{}_b(x) T_S^b \qquad (3-29)$$

أين :

g', g, g_s ثوابت الر بط للزمر $SU_c(3)$، $SU_I(2)$ و $U_Y(1)$ على الترتيب .

في الفضاء العادي نعرف الحقل القوي :

$$F_{\mu\nu}=\partial_{\mu}V_{\mu}-\partial_{\nu}V_{\mu}-i[V_{\mu},V_{\nu}] \qquad (3-30)$$

نعرف فيNCSM باستعمال تمثيل تطبيقات زيبرغ –ويطن ما يلي:

الحقول الفرميونية :

$$\widehat{\psi}=\psi-\frac{1}{2}\theta^{\alpha\beta}V_{\alpha}\partial_{\beta}\psi+\frac{i}{8}\theta^{\mu\nu}\{V_{\alpha},V_{\beta}\}\psi+0(\theta^{2}). \qquad (3-31)$$

الكمون العياري:

$$\widehat{V}_{\mu}=V_{\mu}+\frac{1}{4}\theta^{\alpha\beta}\{\partial_{\alpha}V_{\mu}+F_{\alpha\nu},V_{\beta}\}+0(\theta^{2}). \qquad (3-32)$$

الحقل القوي:

$$\widehat{F}^{\mu\nu}=\partial_{\mu}\widehat{V}_{\mu}-\partial_{\nu}\widehat{V}_{\mu}-i[\widehat{V}_{\mu}*\widehat{V}_{\nu}] \qquad (3-33)$$

حقول الهيغز $\widehat{\phi}$ تعطى كما يلي:

$$\hat{\phi}=\phi+\frac{1}{2}\theta^{\alpha\beta}V_{\beta}\left(\partial_{\alpha}\phi-\frac{i}{2}(V_{\alpha}-\phi V'_{\alpha})\right)+\frac{1}{2}\theta^{\alpha\beta}\left(\partial_{\alpha}\phi-\frac{i}{2}V_{\alpha}\phi-\phi V'_{\alpha}\right)V_{\beta}+0(\theta^{2}). \qquad (3-34)$$

حيث:

$$\widehat{\phi}[\phi,V,V']^{+}=\widehat{\phi}[\phi^{+},V',V]. \qquad (3-35)$$

نلاحظ أن $\widehat{\phi}$هي دالة لحقلين Vو V'حيث:

$$\delta\widehat{\phi}[\phi,V,V'] = i\widehat{\Lambda} * \widehat{\phi} - i\widehat{\phi} * \widehat{\Lambda}' \qquad (3-36)$$

$\widehat{\Lambda}$و $\widehat{\Lambda}'$ هما وسيطين.نعرف المشتقة محافظة التغير في الفضاء الغير تبديلي لحقول الهيغز $\widehat{\phi}$كما يلي:

$$\widehat{D}_\mu\widehat{\phi} = \partial_\mu\widehat{\phi} - i\widehat{V}_\mu * \widehat{\phi} + i\widehat{\phi} * \widehat{V}'_\mu. \qquad \mathbf{(3-37)}$$

3-3-1الفعل في NCSM:

في الهندسة الغير تبديلية نعرف الفعل كما يلي:

$$S_{NCSM} = S_\psi + S_\phi + S_{\phi-\psi} + S_B \qquad (3-38)$$

حيث S_ψ فعل الحقل الفر ميوني والذي يعطى بالعبارة:

$$S_\psi = \int d^4x \sum_{i=1}^{3} \left(\widehat{\overline{L}}_L^{(i)} + \overline{\widehat{Q}}_L^{(i)} * \left(i\widehat{D}\widehat{Q}_L^{(i)}\right) + \overline{\widehat{e}}_R^{(i)} * \left(i\widehat{D}\widehat{e}_R^{(i)}\right) + \overline{\widehat{u}}_R^{(i)} * \left(i\widehat{D}\widehat{u}_R^{(i)}\right) + \overline{\widehat{d}}_R^{(i)} * \left(i\widehat{D}\widehat{d}_R^{(i)}\right) \right) \quad (3-39)$$

أين:

$$\overline{\widehat{\psi}} = \widehat{\psi}^+ \gamma^0 \qquad (3-40)$$

و S_ϕ فعل الحقل الفر ميوني والذي يعطى كما يلي:

$$S_\varphi = \int d^4x \left(\left(h_0^+ \widehat{D}_\mu\widehat{\phi}\right) * h_0\left(\widehat{D}^\mu\widehat{\phi}\right) - \mu^2 h_0^+\left(\widehat{\phi}\right) * h_0(\phi) - \lambda h_0^+\left(\widehat{\phi}\right) * h_0\left(\widehat{\phi}\right) * h_0^+\left(\widehat{\phi}\right) * h_0(\phi) \right) \quad (3-41)$$

أين:

$$h_0\left(\widehat{\phi}\right)=\widehat{\phi}\left[\phi,\frac{1}{2}g'A+gB^aT_L^a,0\right]. \qquad (3-42)$$

$S_{\phi-\psi}$ هو فعل التأثير بين الحقل الفرميوني والحقل السلمي ويسمى بحد يوكاوا يعطى كما يلي:

$$S_{\phi-\psi}=\int d^4x\sum_{i,j=1}^{3}\left(G_e^{(ij)}\left(\overline{\widehat{L}}_L^{(i)}*h_e\left(\widehat{\phi}\right)*\widehat{e}_R^{(j)}\right)+G_e^{+(ij)}\left(e_R^{(i)}*h_e\left(\widehat{\phi}\right)^+*\widehat{L}_L^{(j)}\right)+G_u^{(ij)}\left(\overline{\widehat{Q}}_L^{(i)}*h_u\left(\widehat{\phi}_c\right)*\widehat{u}_R^{(J)}\right)\right).$$

$$+\int d^4x\sum_{i,j=1}^{3}\left(G_\mu^{+(ij)}\left(\overline{\widehat{u}}_R^{(i)}*h_u\left(\widehat{\phi}_c\right)^+*\widehat{Q}_L^{(J)}\right)+G_d^{(ij)}\left(\overline{\widehat{Q}}_L^{(i)}*h_d\left(\widehat{\phi}\right)*\widehat{d}_R^{(J)}\right)+G_L^{+(ij)}\left(\overline{\widehat{d}}_R^{(i)}*h_d\left(\widehat{\phi}\right)^+*\widehat{Q}_L^{(J)}\right)\right). \qquad (3-43)$$

حيث: $\phi_c=i\tau_2\phi^*$ ، τ_2مصفوفات باولي.المصفوفات G_d ، G_u ، G_eهي مصفوفات الربط لــ يوكاوا

و

$$h_\psi\left(\widehat{\phi}\right)=\widehat{\phi}\left[\phi,R_{\psi_L}(V),R_{\psi_R}(V)\right].$$

$$h_\psi\left(\widehat{\phi}\right)_c=\widehat{\phi}\left[\phi_c,R_{\psi_L}(V),R_{\psi_R}(V)\right]. \qquad (3-44)$$

التمثيل $R_\psi\left(V_\mu\right)$نقدمه في الجدول 2:

ψ	$R_\psi\left(V_\mu\right)$
$e_R^{(i)}$	$-g'A_\mu$

$L_L^{(i)}=\begin{pmatrix}\nu_L^{(i)}\\ e_L^{(i)}\end{pmatrix}$	$\frac{-1}{2}g'A_\mu+gB_\mu^aT_L^a$
$u_R^{(i)}$	$\frac{-2}{3}g'A_\mu+g_SG_\mu^aT_S^a$
$d_R^{(i)}$	$\frac{-1}{3}g'A_\mu+g_SG_\mu^aT_S^a$
$Q_L^{(i)}=\begin{pmatrix}u_L^{(i)}\\ d_L^{(i)}\end{pmatrix}$	$A_\mu+gB_\mu^aT_L^a+g_sG_\mu^bT_S^b$

الجدول 2:

S_B فعل الحقل العياري والذي يعطى كما يلي:

$$S_{gauge}=\frac{-1}{2}\int d^4x\sum_R C_R Tr\left(R\widehat{F}_{\mu\nu}*R\widehat{F}^{\mu\nu}\right) \qquad (3-45)$$

حيث:

$$\widehat{F}^{\mu\nu}=F_{\mu\nu}+\frac{1}{2}\theta^{\alpha\beta}\{F_{\mu\alpha},F_{\nu\beta}\}-\frac{1}{4}\theta^{\alpha\beta}\{V_\alpha,(\partial_\beta+D_\beta)F_{\mu\nu}\}+0(\theta^2). \qquad (3-46)$$

نضع:

$$\frac{1}{{g_I}^2}=\sum_R C_R Tr\left(R\left(T_I^a\right)R\left(T_I^a\right)\right) \qquad (3-47)$$

ومنه نستطيع كتابة الفعل كما يلي :

$$S_{gauge}=\frac{-1}{2}\int d^4xTr\frac{1}{G^2}\left(\widehat{F}_{\mu\nu}*\widehat{F}^{\mu\nu}\right) \qquad (3-48)$$

$$\frac{1}{{g_I}^2}=Tr\frac{1}{G^2}\left(\left(T_I^a\right)\left(T_I^a\right)\right) \qquad (3-49)$$

Gهومؤثر متبادل مع المولدات T_I^a. يمكن كتابة S_{gauge} بدلالة الحدود الموجودة فيه كما يلي:

$$S_{gauge}=\frac{-1}{2}\int d^4xTr\frac{1}{G^2}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+\theta^{\rho\sigma}\int\frac{1}{G^2}\left[\left(\frac{1}{4}F_{\rho\sigma}F_{\mu\nu}-F_{\rho\mu}F_{\sigma\nu}\right)F^{\mu\nu}\right]+0\left(\theta^2\right). \qquad (3-50)$$

نلاحظ أنه في النموذج NCSMهناك حالتين هما:

mNCSM: النموذج المعياري الأدنى في الهندسة الغير تبديليه والتي تتميز بغياب التأثيرات الجديدة بين البوزونات الثلاثية الحيادية في الفعل S_{gauge}

nmNCSM: النموذج المعياري الغير أدنى في الهندسة الغير تبديليه.

في حالة mNCSM يكون الفعل على الشكل التالي:

$$S_{gauge}^{mNCSM}=\frac{-1}{2}\int d^4x\int\left(\frac{1}{g'^2}Tr_1+\frac{1}{g^2}Tr_2+\frac{1}{g^2}Tr_3\right)\widehat{F}_{\mu\nu}*\widehat{F}^{\mu\nu}.$$

$$=\frac{-1}{2}\int d^4x\int\left(\frac{1}{2}TrA_{\mu\nu}A^{\mu\nu}+TrB_{\mu\nu}B^{\mu\nu}+TrG_{\mu\nu}G^{\mu\nu}\right)$$
$$+\frac{1}{4}g_s d^{abc}\theta^{\rho\sigma}\int d^4x\left(\frac{1}{4}G^a_{\rho\sigma}G^b_{\mu\nu}-G^a_{\rho\mu}G^b_{\sigma\nu}\right)G^{\mu\nu c}+0\left(\theta^2\right). \tag{3-51}$$

أين:

$$y=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix} \tag{3-52}$$

حيث: $A_{\mu\nu}$ ، $B_{\mu\nu}\left(=B^a_{\mu\nu}T^a_L\right)$ ، $G_{\mu\nu}\left(=G^a_{\mu\nu}\right)$ هي الحقول للزمر $U_Y(1)$ ، $SU_L(2)$ ، $SU_c(3)$ على الترتيب ومعطاة بالعلاقات التالية:

$$A_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$$
$$F^k_{\mu\nu}=\partial_\mu A^k_\nu-\partial_\nu A^k_\mu+gf_{klm}A^l_\mu A^m_\nu$$
$$B^a_{\mu\nu}=\partial_\mu B^a_\nu-\partial_\nu B^a_\mu+g\varepsilon^{abc}B^b_\mu B^c_\nu$$
$$G^a_{\mu\nu}=\partial_\mu B^a_\nu-\partial_\nu B^a_\mu+g_s f^{abc}G^b_\mu G^c_\nu$$
$$T^a_s=\frac{\lambda^a}{2} ، T^a_L=\frac{\tau^a}{2} \tag{3-56}$$

λ^a هي مصفوفات Gell-Mann والتي لها الخصائص التالية :

$$Tr\left(\lambda^a\lambda^b\right)=2\left(d^{abc}+if^{abc}\right)$$
$$\left[T_a,T_b\right]=if_{abc}T_c \tag{3-57}$$

f_{abc} ، d_{abc} ثوابت البنية للزمرة $SU_c(3)$. بالنسبة إلىnmNCSM: يكون الفعل على الشكل التالي:

$$S^{nmNCSM}_{gauge} = S^{mNCSM}_{gauge} + g'^3 k_1 \theta^{\rho\sigma} \int d^4x \left(\frac{1}{4} A_{\rho\sigma} A_{\mu\nu} - A_{\mu\rho} A_{\nu\sigma} \right) A^{\mu\nu} +$$

$$g' g^2 k_2 \theta^{\rho\sigma} \int d^4x \left(\left(\frac{1}{4} A_{\rho\sigma} B^a{}_{\mu\nu} - A_{\mu\rho} B^a{}_{\nu\sigma} \right) B^{\mu\nu,a} + c.p \right)$$
$$+ g' g_s^2 k_3 \theta^{\rho\sigma} \int d^4x \left(\left(\frac{1}{4} A_{\rho\sigma} G^b{}_{\mu\nu} - A_{\mu\rho} B^b{}_{\nu\sigma} \right) G^{\mu\nu,b} + c.p \right).$$

c.p يرمز إلى التبديل الدوري لموترات الحقول القوية و k_1 ، k_2 ، k_3تمثل وسائط هذا النموذج.

نستطيع أن نستخرج لاغرانجيان المتعلقة بتفاعل التأثيرات الجديدة بين البوزونات الثلاثية الحيادية من الفعل S^{nmNCSM}_{gauge}فتكون حدود لاغرانج الحقول الفيزيائية (A, Z)كما يلي:كذلك

$$L_{\gamma\gamma\gamma} = \frac{e}{4} \sin 2\theta_W K_{\gamma\gamma\gamma} \theta^{\rho\sigma} A^{\mu\nu} \left(A_{\mu\nu} A_{\rho\sigma} - 4 A_{\mu\rho} A_{\nu\sigma} \right) \qquad (3-59)$$

$$L_{Z\gamma\gamma} = \frac{e}{4} \sin 2\theta_W K_{Z\gamma\gamma} \theta^{\rho\sigma} (2Z^{\mu\nu} \left(2A_{\mu\nu} A_{\rho\sigma} - 4A_{\mu\rho} A_{\nu\sigma} \right) + 8Z_{\mu\rho} A^{\mu\nu} A_{\nu\sigma} - Z_{\rho\sigma} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu}) \qquad (3-60)$$

$$L_{ZZ\gamma} = L_{Z\gamma\gamma} \left(A_\mu \leftrightarrow Z_\mu \right)$$
$$L_{ZZZ} = L_{\gamma\gamma\gamma} \left(A_\mu \leftrightarrow Z_\mu \right) \qquad (3-61)$$

أين:

$$K_{\gamma\gamma\gamma} = \frac{1}{2} g g' \left(k_1 + 3k_2 \right)$$

$$K_{Z\gamma\gamma} = \frac{1}{2} \left[g'^2 K_1 + \left(g'^2 - 2g^2 \right) K_2 \right]$$

$$K_{ZZ\gamma}=\frac{1}{2gg'}\left[g'^4K_1+g^2\left(g^2-2g'^2\right)K_2\right]$$

$$K_{ZZz}=\frac{-1}{2g^2}\left[g'^4K_1+3g^4K_2\right]. \qquad (3-62)$$

لقد إستعملنا الترميز $X_{\mu\nu}=\partial_\mu X_\nu-\partial_\nu X_\mu$ حيث: $X\in\{A,Z\}$. كذلك نستخرج منه لاغر انجيان المتعلق بالتفاعل الكهروضعيف للبوزونات الثلاثية(A,Z,W)والموجودة في النموذج ألمعياري والتي تكتسب تصحيحات من رتبة (θ) في nmNCSM من خلال S_{gauge}^{nmNCSM}:

$$L_{WW\gamma}=L_{WW\gamma}^{SM}+L_{WW\gamma}^{\theta}+0\left(\theta^2\right),$$

$$L_{WWZ}=L_{WWZ}^{SM}+L_{WWZ}^{\theta}+0\left(\theta^2\right), \qquad (3-63)$$

$$L_{WW\gamma}^{\theta}=\frac{e}{2}\sin 2\theta_W K_{WW\gamma}\theta^{\rho\sigma}\times\left\{\begin{matrix}A^{\mu\nu}\left[2\left(W_{\mu\rho}^{+}W_{\nu\sigma}^{-}+W_{\mu\rho}^{-}W_{\nu\sigma}^{+}\right)-\left(W_{\mu\nu}^{+}W_{\rho\sigma}^{-}+W_{\mu\nu}^{-}W_{\rho\sigma}^{+}\right)\right]+\\ 4A_{\mu\rho}\left[W^{+\mu\nu}W_{\nu\sigma}^{-}+W^{-\mu\nu}W_{\nu\sigma}^{+}\right]-A_{\rho\sigma}W_{\mu\nu}^{+}W^{\mu\nu}\end{matrix}\right\},$$

$$L_{WWZ}^{\theta}=L_{WW\gamma}^{\theta}\left(A_\mu\leftrightarrow Z_\mu\right),$$

أين:

$$K_{WW\gamma}=\frac{g}{2g'}\left[g'^2+g^2\right]k_2,$$

$$K_{WWZ}=-\frac{g}{g'}k_{WW\gamma}. \qquad (3-64)$$

<u>**3- 4** قواعد فايمان (Feynman) في الفضاء الغير تبديلي:</u>

نقوم بالرمز لــفرميون بــ f حيث: $f_d^{(i)} \in \{e^{(i)}, d^{(i)}\}$ و $f_\mu^{(i)} \in \{\nu^{(i)}, \mu^{(i)}\}$ ونعرف ما يلي:

$$c_{Vf} = T_{3,f_l} - 2Q_f \sin^2\theta_W ,$$

$$c_{Af} = T_{3,f_l} . \qquad (3-65)$$

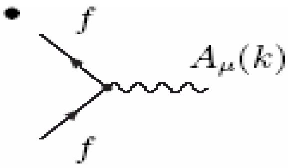
حيث Q تمثل الشحنة و T_3 الإيزوسبين الضعيف (انظر للجدول1) و

$$\theta^{\mu\nu\rho} = \theta^{\mu\nu}\gamma^{\rho} + \theta^{\nu\rho}\gamma^{\mu} + \theta^{\rho\mu}\gamma^{\nu} ,$$

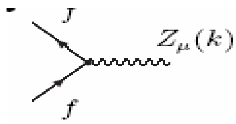
$$(\theta k)^{\mu} \equiv \theta^{\mu\nu}k_{\nu} = -k_{\nu}\theta^{\nu\mu} \equiv -(k\theta)^{\mu}, (k\theta p) \equiv k_{\nu}\theta^{\mu\nu}p_{\nu} . \qquad (3-66)$$

: mNCSM1-4-3

في البداية نأخذ نقطة التلاقي (vertex)الموجودة في SM وهي:

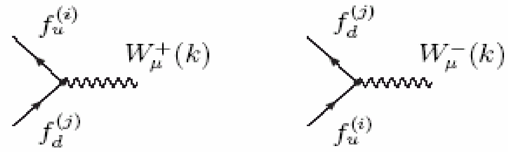


$$\begin{aligned} & \mathrm{i}eQ_f \left[\gamma_\mu - \frac{\mathrm{i}}{2}k^{\nu}\left(\theta_{\mu\nu\rho}\, p_{\rm in}^{\rho} - \theta_{\mu\nu}\, m_f\right)\right] \\ & = \mathrm{i}eQ_f\,\gamma_\mu \\ & \quad + \frac{1}{2}eQ_f\,\left[(p_{\rm out}\theta p_{\rm in})\gamma_\mu - (p_{\rm out}\theta)_\mu(\not{p}_{\rm in} - m_f)\right. \\ & \quad \left. -(\not{p}_{\rm out} - m_f)(\theta p_{\rm in})_\mu\right] , \end{aligned} \qquad (3-77)$$



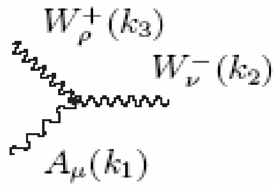
$$\frac{\mathrm{i}e}{\sin 2\theta_{\mathrm{W}}}\left\{\left(\gamma_\mu-\frac{\mathrm{i}}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}p^\rho_{\mathrm{in}}\right)(c_{V,f}-c_{A,f}\gamma_5)\right.$$
$$\left.-\frac{\mathrm{i}}{2}\theta_{\mu\nu}\,m_f\left[p^\nu_{\mathrm{in}}\,(c_{V,f}-c_{A,f}\gamma_5)-p^\nu_{\mathrm{out}}\,(c_{V,f}+c_{A,f}\gamma_5)\right]\right\},$$

(3−78)



$$\frac{\mathrm{i}e}{2\sqrt{2}\sin\theta_{\mathrm{W}}}\begin{pmatrix}V_f^{(ij)}\\ V_f^{*(ij)}\end{pmatrix}\left\{\left[\gamma_\mu-\frac{\mathrm{i}}{2}\theta_{\mu\nu\rho}k^\nu p^\rho_{\mathrm{in}}\right](1-\gamma_5)\right.$$
$$\left.-\frac{\mathrm{i}}{2}\theta_{\mu\nu}\left[\begin{pmatrix}m_{f_u^{(i)}}\\ m_{f_d^{(j)}}\end{pmatrix}p^\nu_{\mathrm{in}}(1-\gamma_5)-\begin{pmatrix}m_{f_d^{(j)}}\\ m_{f_u^{(i)}}\end{pmatrix}p^\nu_{\mathrm{out}}(1+\gamma_5)\right]\right\},$$

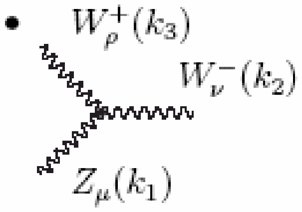
(3−79)



$$\mathrm{i}e\ \{g^{\mu\nu}\,(k_1-k_2)^\rho+g^{\nu\rho}\,(k_2-k_3)^\mu+g^{\rho\mu}\,(k_3-k_1)^\nu$$
$$+\frac{\mathrm{i}}{2}M_W^2\,[\theta^{\mu\nu}k_1^\rho+\theta^{\mu\rho}k_1^\nu+g^{\mu\nu}\,(\theta k_1)^\rho-g^{\nu\rho}\,(\theta k_1)^\mu$$
$$+g^{\rho\mu}\,(\theta k_1)^\nu]\},\qquad (7$$

(A) • $W^+_\rho(k_3)$

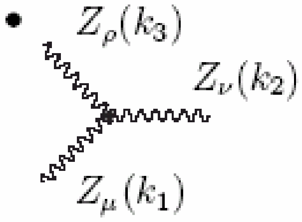
(3−80)



(B)

$$
\begin{aligned}
& ie\cot\theta_w\{g^{\mu\nu}(k_1-k_2)^\rho+g^{\nu\rho}(k_2-k_3)^\mu+g^{\rho\mu}(k_3-k_1)^\nu \\
& +\frac{i}{2}M_W^2\left[\theta^{\mu\nu}K_1^\rho+\theta^{\mu\rho}k_1^\nu+g^{\mu\nu}(\theta k_1)^\rho-g^{\nu\rho}(\theta k_1)^\mu+g^{\rho\mu}(\theta k_1)^\nu\right]+ \\
& -\frac{i}{4}M_Z^2\left[\theta^{\mu\nu}(k_1-k_2)^\rho+\theta^{\nu\rho}(k_2-k_3)^\mu+\theta^{\rho\mu}(k_3-k_1)^\nu-2g^{\mu\rho}(\theta k_3)^\nu-2g^{\nu\rho}(\theta k_1)^\mu-2g^{\rho\mu}(\theta k_2)^\nu\right]\}
\end{aligned}
$$

(3−81)

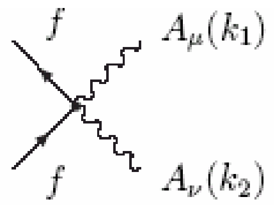


$$
\begin{aligned}
& \frac{e\,M_Z^2}{2\sin 2\theta_W}\,[\theta^{\mu\nu}\,(k_1-k_2)^\rho+\theta^{\nu\rho}\,(k_2-k_3)^\mu \\
& +\ \theta^{\rho\mu}\,(k_3-k_1)^\nu \\
& -\ 2g^{\mu\nu}\,(\theta k_3)^\rho-2g^{\nu\rho}\,(\theta k_1)^\mu-2g^{\rho\mu}\,(\theta k_2)^\nu]\,.
\end{aligned}
$$

(C)

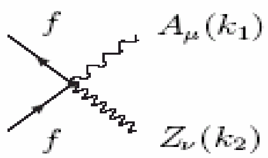
(3−84)

والآن نأخذ نقطة التلاقي والتي تكون بين فرميونين واثنين أو ثلاثة من البوزونات:

- 

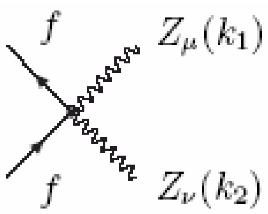
$$\frac{-1}{2}\, e^2\, Q_f^2 \theta_{\mu\nu\rho}\,(k_1^\rho - k_2^\rho)\ ,$$

(3-85)

- 

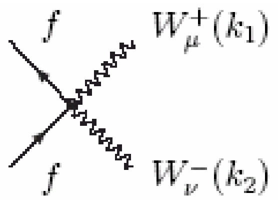
$$\frac{-\,e^2 Q_f}{2\sin 2\theta_{\rm W}} \times \left[\theta_{\mu\nu\rho}\ (k_1^\rho - k_2^\rho)\,(c_{V,f} - c_{A,f}\gamma_5) - 2\theta_{\mu\nu}\, m_f\, c_{A,f}\gamma_5\right]$$

(3-86)

- 

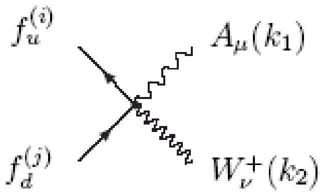
$$\frac{-\,e^2}{2\sin^2 2\theta_{\rm W}}\theta_{\mu\nu\rho}\ (k_1^\rho - k_2^\rho)\,(c_{V,f} - c_{A,f}\gamma_5)^2\ ,$$

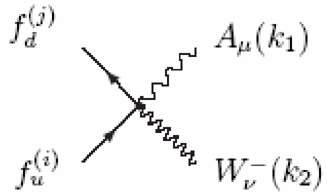
(3-87)

- 

$$\frac{-e^2}{8\sin^2\theta_{\mathrm{W}}}\left[\theta_{\mu\nu\rho}\left(p^\rho_{\mathrm{in}}+k^\rho_1\right)(1-\gamma_5)+2\theta_{\mu\nu}m_f\right],$$

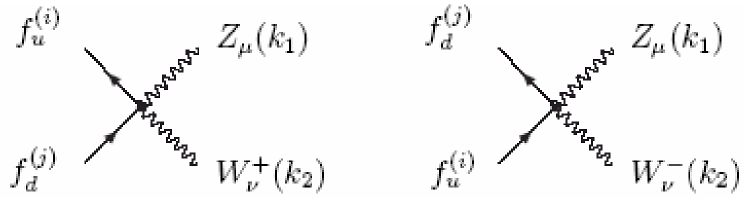
(3−88)

- 



$$\begin{aligned}&\frac{-e^2}{4\sqrt{2}\sin\theta_{\mathrm{W}}}\\ &\times\left\{\theta_{\mu\nu\rho}\left[\begin{pmatrix}Q_{f_u^{(i)}}\\ Q_{f_d^{(j)}}\end{pmatrix}\left(p^\rho_{\mathrm{in}}+k^\rho_1\right)-\begin{pmatrix}Q_{f_d^{(j)}}\\ Q_{f_u^{(i)}}\end{pmatrix}\left(p^\rho_{\mathrm{in}}+k^\rho_2\right)\right]\right.\\ &\qquad\times(1-\gamma_5)\\ &\quad+\theta_{\mu\nu}\left[\begin{pmatrix}m_{f_u^{(i)}}Q_{f_d^{(j)}}\\ m_{f_d^{(j)}}Q_{f_u^{(i)}}\end{pmatrix}(1-\gamma_5)\right.\\ &\qquad\qquad\left.\left.-\begin{pmatrix}m_{f_d^{(j)}}Q_{f_u^{(i)}}\\ m_{f_u^{(i)}}Q_{f_d^{(j)}}\end{pmatrix}(1+\gamma_5)\right]\right\}\begin{pmatrix}V_f^{(ij)}\\ V_f^{*(ij)}\end{pmatrix},\end{aligned}$$

(3−84)

• 

$$\frac{-e^2}{4\sqrt{2}\sin\theta_{\mathrm{W}}\sin 2\theta_{\mathrm{W}}}\begin{pmatrix} V_f^{(ij)} \\ V_f^{*(ij)} \end{pmatrix}$$
$$\times\left\{\theta_{\mu\nu\rho}\left[\begin{pmatrix} c_{V,f_u^{(i)}}+c_{A,f_u^{(i)}} \\ c_{V,f_d^{(j)}}+c_{A,f_d^{(j)}} \end{pmatrix}(p_{\mathrm{in}}^\rho+k_1^\rho)\right.\right.$$
$$\left.-\begin{pmatrix} c_{V,f_d^{(j)}}+c_{A,f_d^{(j)}} \\ c_{V,f_u^{(i)}}+c_{A,f_u^{(i)}} \end{pmatrix}(p_{\mathrm{in}}^\rho+k_2^\rho)\right](1-\gamma_5)$$
$$+\theta_{\mu\nu}\left[\begin{pmatrix} m_{f_u^{(i)}}\left[c_{V,f_d^{(j)}}+3c_{A,f_d^{(j)}}\right] \\ m_{f_d^{(j)}}\left[c_{V,f_u^{(i)}}+3c_{A,f_u^{(i)}}\right] \end{pmatrix}(1-\gamma_5)\right.$$
$$\left.\left.-\begin{pmatrix} m_{f_d^{(j)}}\left[c_{V,f_u^{(i)}}+3c_{A,f_u^{(i)}}\right] \\ m_{f_u^{(i)}}\left[c_{V,f_d^{(j)}}+3c_{A,f_d^{(j)}}\right] \end{pmatrix}(1+\gamma_5)\right]\right\}.$$

(3−85)

: nmNCSM2−4−3

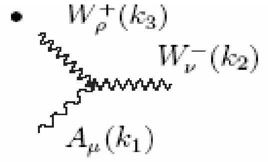
–نأخذ نقطة التلاقي (vertex)الموجودة في mNCSM والتي يحدث لها تغير

وهي $W^+W^-\gamma$ ، W^+W^-Z و ZZZ كما نعرف ما يلي:

$$\Theta_3((\mu,k_1),(\nu,k_2),(\rho,k_3))=-\theta^{\mu\nu}\left[k_1^\rho(k_2k_3)-k_2^\rho(k_1k_3)\right]+(\theta k_1)^\mu\left[g^{\nu\rho}(k_2k_3)-k_2^\rho k_3^\nu\right]$$
$$-(\theta k_1)^\rho\left[g^{\mu\nu}(k_2k_3)-k_2^\mu k_3^\nu\right]+(k_1\theta k_2)\left[k_3^\mu g^{\nu\rho}-k_3^\nu g^{\rho\mu}\right]+c.p(\mu_i,k_i)$$
$$-(\theta k_1)^\nu\left[g^{\rho\mu}(k_2k_3)-k_2^\rho k_3^\mu\right]$$

(3−86)

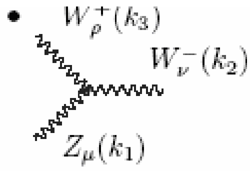
c.p تعني التبديل الدوري ($\mu_1\equiv\mu$ ، $\mu_2\equiv\nu$ و $\mu_3\equiv\rho$)



Eq (A)

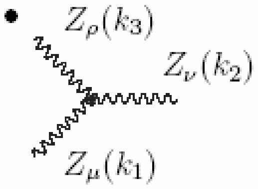
$$+\,2\,e\,\sin 2\theta_{\mathrm{W}} K_{WW\gamma}\,\Theta_3((\mu,k_1),(\nu,k_2),(\rho,k_3))\,,$$

(3−87)



Eq (B)

$$+\,2\,e\,\sin 2\theta_{\mathrm{W}} K_{WWZ}\,\Theta_3((\mu,k_1),(\nu,k_2),(\rho,k_3))\,,$$

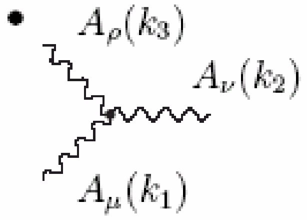


Eq. (C)

$$+\,2e\sin 2\theta_{\mathrm{W}} K_{ZZZ}\Theta_3((\mu,k_1),(\nu,k_2),(\rho,k_3))\,.$$

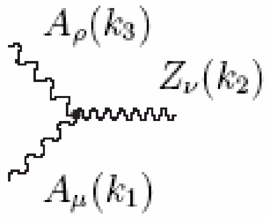
(3−89)

- نأخذ نقطة التلاقي (vertex)للبوزونات الجديدة$\gamma\gamma\gamma$ ، $Z\gamma\gamma$ و $ZZ\gamma$:



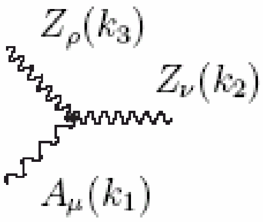
$$2\,e\,\sin 2\theta_{\mathrm{W}} K_{\gamma\gamma\gamma}\,\Theta_3((\mu,k_1),(\nu,k_2),(\rho,k_3))\,,$$

(3−90)

- 

$$-2\,e\,\sin 2\theta_{\rm W} K_{Z\gamma\gamma}\Theta_3((\mu,k_1),(\nu,k_2),(\rho,k_3))\,,$$

(3−91)

- 

$$-2\,e\,\sin 2\theta_{\rm W} K_{ZZ\gamma}\,\Theta_3((\mu,k_1),(\nu,k_2),(\rho,k_3))\,.$$

(3−92)

الفصل الرابع

تطبيقات

نقوم بحساب مربع سعة الإنتقال $M^2 = MM^*$ للتحول $f\bar{f} \to ZZ$ فيNCSM باستعمال قواعد فايمان فيmNCSM حيث أننا عند الحساب نأخذ الحدود المتعلقة بـ(θ) و نهمل الحدود الأخرى ابتداء من الدرجة الثانية ($0(\theta^2)$). ونستعمل العلاقات التالية :

$$p_3^2 = p_4^2 = m_Z^2 \text{، } p_1^2 = p_2^2 = m_f^2$$

$$p_3 p_4 = \frac{s}{2} - m_Z^2 \text{، } p_1 p_2 = \frac{s}{2} - m_f^2$$

$$p_1 p_3 = p_2 p_4 = \frac{m_f^2 + m_Z^2 - t}{2}$$

$$p_1 p_4 = p_2 p_3 = \frac{m_f^2 + m_Z^2 - u}{2} \qquad (4\text{-}1)$$

حيث s,t,u هي متغيرات Mandelstan التي تحقق :

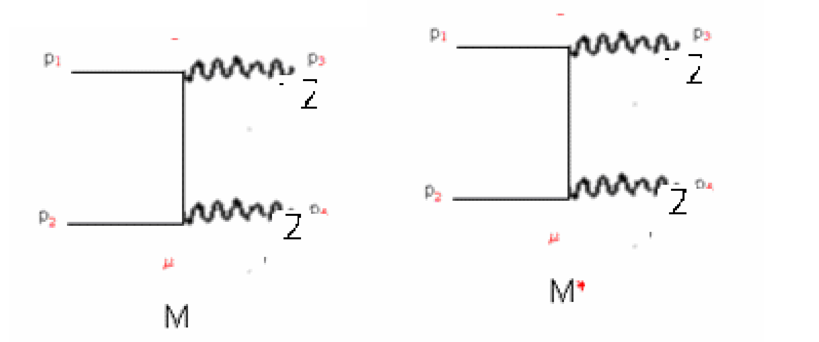
$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_3 - p_2)^2 \qquad (4\text{-}2)$$

و نستعمل كذلك قواعد فايمان فيmNCSM حيث أننا عند الحساب نأخذ الحدود المتعلقة بـ(θ) ونهمل الحدود الأخرى ابتداء من الدرجة الثانية ($0(\theta^2)$).

$$f\bar{f} \xrightarrow{f} ZZ \; 1\text{-}4$$



$$M = \bar{v}(p_2)\frac{ie}{\sin 2\theta}\left\{\begin{array}{l}\left(\gamma_\mu - \frac{i}{2}k^\nu \theta_{\mu\nu\rho} p_2^\rho\right)(c_{Vf} - c_{Af}\gamma_5) \\ -\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu} m_f \left[p_2^\nu (c_{Vf} - c_{Af}\gamma_5) - p_1^\nu (c_{Vf} - c_{Af}\gamma_5)\right]\end{array}\right\}\frac{i}{p - m}$$

$$+\frac{ie}{\sin 2\theta}\begin{Bmatrix}\left(\gamma_\alpha-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\alpha\nu\rho}p_2^\rho\right)\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)\\ -\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[p_2^\nu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)-p_1^\nu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)\right]\end{Bmatrix}u(p_1)\zeta^{*\alpha}(p_3)\zeta^{*\mu}(p_4)\quad(5\text{-}3)$$

نأخذ الحدود المتعلقة بـ(θ) ونهمل الحدود الأخرى ابتداء من الدرجة الثانية $(0(\theta^2))$نضع:

$$\Lambda_2^\nu=p_2^\nu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)\text{،}\ \Lambda^+=\left(c_{Vf}+c_{Af}\gamma_5\right)\text{،}\ \Lambda=\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)$$

$$p=p_1+p_2=p_3+p_4\quad(4\text{-}4)$$

حيث:

$$\frac{i}{\not p-m}=\frac{i(\not p+m)}{(\not p-m)(\not p+m)}=i\frac{\not p}{p^2-m^2}\quad(4\text{-}5)$$

ومنه عبارة M هي:

$$M=\left(\frac{-e^2}{\sin 2\theta}\frac{i}{p^2-m_f^2}\bar v(p_2)\left\{\gamma_\mu\Lambda\not p\left(\gamma_\alpha\Lambda-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\alpha\nu\rho}p_2^\rho\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^\nu-\Lambda_1^\nu\right]\right)u(p_1)\right\}\right.$$

$$\left.+\bar v(p_2)\left\{-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^\nu-\Lambda_1^\nu\right]\right\}\not p\gamma_\alpha\Lambda u(p_1)\right)\zeta^{*\alpha}(p_3)\zeta^{*\mu}(p_4)$$

$$M^*=\left(\frac{-e^2}{\sin 2\theta}\frac{i}{p^2-m_f^2}u^+(p_1)\left\{\left(\Lambda\gamma_{\alpha'}^++\frac{i}{2}k^{\nu'}\theta_{\alpha\nu'\rho'}p_2^{\rho'}\Lambda+\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu'}m_f\left[\Lambda_2^{\nu'}-\Lambda_1^{\nu'}\right]\right)\not p\Lambda\gamma_{\mu'}^+\gamma^0 v(p_2)\right\}\right.$$

$$\left.+u^+(p_1)\Lambda\gamma_{\alpha'}\not p\left\{+\frac{i}{2}k^{\nu'}\theta_{\mu\nu'\rho'}\Lambda+\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^\nu-\Lambda_1^\nu\right]\right\}\gamma^0 v(p_2)\right)\zeta^\alpha(p_3)\zeta^\mu(p_4).\quad(4\text{-}6)$$

$$\sum_{\substack{spin\\pol}}MM^*=\sum_{\substack{spin\\pol}}\left(\frac{e^2}{\sin 2\theta}\frac{1}{p^2-m^2}\bar v(p_2)\left\{\gamma_\mu\Lambda\not p\left(\gamma_\alpha\Lambda-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\alpha\nu\rho}p_2^\rho\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^\nu-\Lambda_1^\nu\right]\right)u(p_1)\right\}\right.$$

$$u^+(p_1)\left\{\left(+\frac{i}{2}k^{\nu'}\theta_{\alpha\nu'\rho'}p_2^{\rho'}\Lambda+\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu'}m_f\left[\Lambda_2^{\nu'}-\Lambda_1^{\nu'}\right]\right)\not p\Lambda\gamma_{\mu'}\gamma^0 v(p_2)\right\}$$

$$+\bar v(p_2)\gamma_\mu\Lambda\not p\gamma_\alpha\Lambda u(p_1)$$

$$+u^+(p_1)\left\{\Lambda\gamma_{\alpha'}\not p\Lambda\gamma_{\mu'}\gamma^0 v(p_2)\right\}$$

$$u^+(p_1)\left\{\left(\frac{i}{2}k^{\nu'}\theta_{\alpha\nu'\rho'}p_2^{\rho'}\Lambda+\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu'}m_f\left[\Lambda_2^{\nu'}-\Lambda_1^{\nu'}\right]\right)\not p\Lambda\gamma_{\mu'}\gamma^0 v(p_2)\right\}$$

$$+\bar v(p_2)\left\{\gamma_\mu\Lambda\not p\gamma_\alpha\Lambda u(p_1)\right\}$$

$$u^{+}(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}\, p\Lambda\gamma_{\mu'}\gamma^{0}v(p_2)\})$$

$$+\bar{v}(p_2)\left\{-\frac{i}{2}k^{\nu}\theta_{\mu\nu\rho}\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^{\nu}-\Lambda_1^{\nu}\right]\right\}p\gamma_{\alpha}\Lambda u(p_1)\Bigg)$$

$$\zeta^{\alpha'}(p_3)\zeta^{\mu'}(p_4).\ \zeta^{*\alpha}(p_3)\zeta^{*\mu}(p_4) \quad (4\text{-}7)$$

حيث:

$$\sum_{pol}\zeta^{\alpha'}(p_3)\zeta^{*\alpha}(p_3).\ B=\zeta^{*\rho}(p_4)\zeta^{\rho'}(p_4)=\left(-g^{\alpha\alpha'}+\frac{p_3^{\alpha}p_3^{\alpha'}}{m_z^2}\right).\left(-g^{\rho\rho'}+\frac{p_4^{\rho}p_4^{\rho'}}{m_z^2}\right). \quad (4\text{-}8)$$

$$B_4=\frac{p_3^{\alpha}p_3^{\alpha'}p_4^{\mu}p_4^{\mu'}}{m_Z^4}\text{،}\ B_3=-g^{\alpha\alpha'}\frac{p_4^{\mu}p_4^{\mu'}}{m_z^2}\text{،}\ B_2=-g^{\mu\mu'}\frac{p_3^{\alpha}p_3^{\alpha'}}{m_Z^2}\text{،}\ B_1=g^{\mu\mu'}g^{\alpha\alpha'}$$

نضع:

$$A=\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\left\{\begin{array}{l}\gamma_{\mu}\Lambda p\left(\gamma_{\alpha}\Lambda-\frac{i}{2}k^{\nu}\theta_{\alpha\nu\rho}p_2^{\rho}\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^{\nu}-\Lambda_1^{\nu}\right]\right)u(p_1)\\+u^{+}(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}v(p_2)\}\end{array}\right\}(4-10)$$

$$=\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\{\gamma_{\mu}\Lambda p\gamma_{\alpha}\Lambda u(p_1)\}u^{+}(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}v(p_2)\}$$

$$u^{+}(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}v(p_2)\}$$

$$+\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\left\{\gamma_{\mu}\Lambda p\left(-\frac{i}{2}k^{\nu}\theta_{\alpha\nu\rho}p_2^{\rho}\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^{\nu}-\Lambda_1^{\nu}\right]\right)u(p_1)\right\}$$

$$A'=\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\{\gamma_{\mu}\Lambda p\gamma_{\alpha}\Lambda u(p_1)\}u^{+}(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}v(p_2)\}$$

$$A'=\sum_{spin}v(p_2)\bar{v}(p_2)\gamma_{\mu}\Lambda p\gamma_{\alpha}\Lambda u(p_1)u^{+}(p_1)\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}$$

$$=Tr\,p_2\gamma_{\mu}\Lambda p\gamma_{\alpha}\Lambda p_1\gamma^{0}\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}$$

$$=Tr\,p_2\gamma_{\mu}p\gamma_{\alpha}\Lambda^{2}p_1\gamma_{\alpha'}p\Lambda^{+2}\gamma_{\mu'}^{+}$$

$$=\left(c_{Vf}^2-c_{Af}^2\right)^2+4c_{Vf}^2c_{Af}^2\ \mathrm{Tr}\ p_2\gamma_{\mu}p\gamma_{\alpha}p_1\gamma_{\alpha'}p\gamma_{\mu'}^{+} \quad (4\text{-}11)$$

$$A''=\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\left\{\gamma_{\mu}\Lambda p\left(-\frac{i}{2}k^{\nu}\theta_{\alpha\nu\rho}p_2^{\rho}\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f\left[\Lambda_2^{\nu}-\Lambda_1^{\nu}\right]\right)u(p_1)\right\}u^{+}(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}v(p_2)\}$$

$$=\frac{i}{2}k^{\nu}\theta_{\mu\nu\rho}p_2^{\rho}(4-12)\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\{\gamma_{\mu}\Lambda p\Lambda u(p_1)\}u^{+}(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^{+}p\Lambda\gamma_{\mu'}^{+}\gamma^{0}v(p_2)\}$$

$$+\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu} m_f \sum_{spin} \bar{v}(p_2)\{\gamma_\mu \Lambda p[\Lambda_2^\nu - \Lambda_1^\nu] u(p_1)\} u^+(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^+ p\Lambda\gamma_{\mu'}^+\gamma^0 v(p_2)\}$$

حيث:

$$\frac{i}{2}k^\nu \theta_{\mu\nu\rho} p_2^\rho \sum_{spin} \bar{v}(p_2)\{\gamma_\mu \Lambda p \Lambda u(p_1)\} u^+(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'}^+ p\Lambda\gamma_{\mu'}^+\gamma^0 v(p_2)\}$$

$$=\frac{i}{2}k^\nu \theta_{\mu\nu\rho} p_2^\rho \, Tr p_2 \gamma_\mu \Lambda p \Lambda \, p_1 \Lambda^+ \gamma_{\alpha'} p \Lambda \gamma_{\mu'} \quad (4\text{-}15)$$

العبارة الأخير ة تساوي الصفر (لأنه يوجد عدد فردي لـ γ) كذلك بالنسبة للحد الثاني لـ A'' اذن:
$A'' = 0$.

$$A^2 = \sum_{spin} \bar{v}(p_2)\gamma_\mu \Lambda p \gamma_\alpha \Lambda u(p_1)\, u^+(p_1)\left\{\begin{pmatrix} +\frac{i}{2}k^{\nu'}\theta_{\alpha\nu'\beta'} p_2^{\rho'}\Lambda \\ +\frac{i}{2}\theta_{\alpha'\nu'} m_f [\Lambda_2^{\nu'} - \Lambda_1^{\nu'}] \end{pmatrix} p\Lambda\gamma_{\mu'}\gamma^0 v(p_2)\right\} = 0 \quad (4\text{-}16)$$

$$A^3 = \sum_{spin} \bar{v}(p_2)\left(\begin{Bmatrix} -\frac{i}{2}k^\nu \theta_{\mu\nu\rho}\Lambda \\ -\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu} m_f [\Lambda_2^\nu - \Lambda_1^\nu] \end{Bmatrix} p\gamma_\alpha \Lambda u(p_1)\right) u^+(p_1)\{\Lambda\gamma_{\alpha'} p\Lambda\gamma_{\mu'}\gamma^0 v(p_2)\} = 0$$

إذن:

$$A_1 \sum_{\substack{spin \\ pol}} MM^* = \sum_{\substack{SPIN \\ pol}} \frac{e^2}{\sin 2\theta}\frac{1}{p^2 - m^2}\left(\left(c_{Vf}^2 - c_{Af}^2\right)^2 + 4c_{Vf}^2 c_{Af}^2\right) \mathrm{B}\ \mathrm{Tr}\ p_2\gamma_\mu p\gamma_\alpha p_1 \gamma_{\alpha'} p\gamma_{\mu'}^+ \quad (4\text{-}17)$$

لدينا :

$$B_1 \ \mathrm{Tr}\ p_2\gamma_\mu p\gamma_\alpha p_1\gamma_{\alpha'} p\gamma_{\mu'}^+ = g^{\mu\mu'} g^{\alpha\alpha'} \ \mathrm{Tr}\ p_2\gamma_\mu p\gamma_\alpha p_1\gamma_{\alpha'} p\gamma_{\mu'}^+ \quad (4\text{-}18)$$

حيث:

$$\gamma_\mu p\gamma^\mu = -2p$$

$$=4\ \mathrm{Tr}\ p_2 p p_1 p = 16\left(2(p_2 p)(p_1 p) - (p_2 p_1)p^2\right) \quad (4\text{-}19)$$

$$B_2 \ \mathrm{Tr}\ p_2\gamma_\mu p\gamma_\alpha p_1\gamma_{\alpha'} p\gamma_{\mu'}^+ = -g^{\mu\mu'}\frac{p_3^\alpha p_3^{\alpha'}}{m_z^2} \ \mathrm{Tr}\ p_2\gamma_\mu p\gamma_\alpha p_1\gamma_{\alpha'} p\gamma_{\mu'}^+$$

$$= \frac{-8}{m_Z^2}\left((p_2 p)4\left((pp_3)(p_3 p_1) - 2(p_3^2)(p_1 p)\right) - p_2 p_3\left(2p_1 p_3 p^2\right) + p_1 p_2 p^2 p_3^2\right) X \tag{4-20}$$

$$16\left(2(p_2 p)(p_1 p) - (p_2 p_1) p^2\right)$$

$$B_3 \, \mathrm{Tr}\, \not p_2 \gamma_\mu \not p \gamma_\alpha \not p_1 \gamma_{\alpha'} \not p \gamma_{\mu'}^{+} = -g^{\alpha\alpha'} \frac{p_4^\mu p_4^{\mu'}}{m_z^2} \, \mathrm{Tr}\, \not p_2 \gamma_\mu \not p \gamma_\alpha \not p_1 \gamma_{\alpha'} \not p \gamma_{\mu'}^{+}$$

$$= \frac{-8}{m_Z^2}\left((p_2 p_4)4\left((pp_1)(pp_4) - 2(p^2)(p_1 p_4)\right) - p_2 p\left(2p_4^2 p_1 p\right) + p_1 p_2 p^2 p_4^2\right)$$

$$B_4 \, \mathrm{Tr}\, \not p_2 \gamma_\mu \not p \gamma_\alpha \not p_1 \gamma_{\alpha'} \not p \gamma_{\mu'}^{+} = \frac{p_3^\alpha p_3^{\alpha'} p_4^\mu p_4^{\mu'}}{m_Z^4} \, \mathrm{Tr}\, \not p_2 \gamma_\mu \not p \gamma_\alpha \not p_1 \gamma_{\alpha'} \not p \gamma_{\mu'}^{+}$$

$$= \frac{1}{m_Z^4}\left(2(p_2 p_4)\left(2(pp_3)(3pp_3 pp_4 - 2p^2 p_3 p_4) - (pp_4) p_3^2 p^2\right)\right)$$

$$-\left(2(p_2 p)\left(3(p_4^2)\left(2(pp_3)^2 - 2p^2 p_3^2\right) - (pp_4) p_3^2 p^2\right)\right)$$

$$+ p_3 p_4\left(2(pp_3)(pp_4) - 2(p_3 p_4) p^2\right) - 2(p_2 p_3) p_4^2 p^2 (pp_3) \tag{4-21}$$

بعد تعويض العبارات السابقة بمتغير ات Mandelstan نجد $\sum\limits_{\substack{spin\\pol}} MM^*$ على الشكل التالي:

$$\sum_{\substack{spin\\pol}} MM^* = \sum_{\substack{spin\\pol}} \left(\frac{e^2}{\sin 2\theta} \frac{1}{p^2 - m^2}\right)\left(\left(c_{Vf}^2 - c_{Af}^2\right)^2 + 4c_{Vf}^2 c_{Af}^2\right) 16 m_f^2 s^2$$

$$+ \frac{8}{m_Z^2}\left(s^2\left(m_f^2 + m_z^2 - t\right) - m_Z^2 s^2\right) \tag{4-22}$$

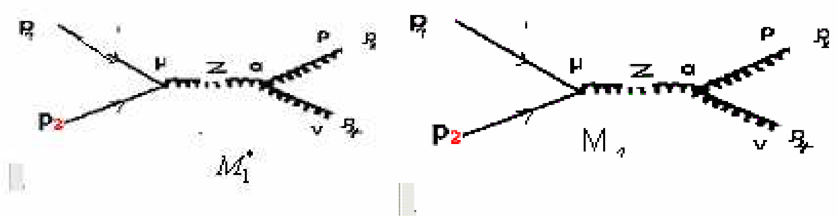
$$+ \frac{1}{m_Z^4}\left(\left(m_f^2 + m_Z^2 - t\right)\left(\frac{3S^3}{4} - 2sm_Z^2\left(\frac{s}{2} - m_Z^2\right) - \frac{s^2}{2} m_Z^2\right)\right)$$

$$+ \frac{8}{m_Z^2}\left(-\frac{\left(m_f^2 + m_Z^2 - u\right)}{2} \frac{\left(m_f^2 + m_Z^2 - t\right)}{2} s + 2sm_Z^2\left(\frac{S}{2} - m_f^2\right)\right)$$

$$+\frac{1}{m_Z^4}\left(\left(m_f^2+m_Z^2-t\right)\left(-\frac{3m_Z^2 s^2}{2}\right)\right)$$

$$+\frac{1}{m_Z^4}\left(\left(3m_Z^2 s^2-\frac{s^3}{2}\left(\frac{s}{2}-m_Z^2\right)+2s^2\left(\frac{s^2}{2}-m_Z^2\right)^2-\frac{m_f^2+m_Z^2-u}{2}m_Z^2 s^2\right)\right)$$

$f\bar{f}\xrightarrow{Z}ZZ$ 2-4



$$M_1=\bar{v}(p_2)\frac{ie}{\sin 2\theta}\left\{\begin{array}{l}\left(\gamma_\mu-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}p_2^\rho\right)\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)\\ -\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu}m_f\left[p_2^\nu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)-p_1^\nu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)\right]\end{array}\right\}u(p_1)\frac{i}{k^2-m_Z^2}$$

$$\left(-g^{\mu\alpha}+\frac{k^\mu k^\alpha}{m_Z^2}\right)e\frac{m_Z^2}{2\sin 2\theta_w}$$

$$\left\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_3)_\rho+\theta_{\nu\rho}(p_4-p_3)_\alpha-\theta_{\rho\alpha}(p_4+k)_\nu+2g_{\alpha\nu}(\theta p_3)_\rho-2g_{\nu\rho}(\theta k)_\alpha+2g_{\rho\alpha}(\theta p_4)_\nu\right\} \tag{4-23}$$

$$M_1=e^2\frac{m_Z^2}{2\sin^2 2\theta_w}\frac{1}{k^2-m_Z^2}$$

$$\left\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_3)_\rho+\theta_{\nu\rho}(p_4-p_3)_\alpha-\theta_{\rho\alpha}(p_4+k)_\nu+2g_{\alpha\nu}(\theta p_3)_\rho-2g_{\nu\rho}(\theta k)_\alpha+2g_{\rho\alpha}(\theta p_4)_\nu\right\}$$

$$\left(-g^{\mu\alpha}+\frac{k^\mu k^\alpha}{m_Z^2}\right)\zeta^{*\rho}(p_3)\zeta^{*\nu}(p_4)$$

$$\bar{v}(p_2)\left\{\left(\gamma_\mu-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}p_2^\rho\right)\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)-\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu}m_f\left[p_2^\nu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)-p_1^\nu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)\right]\right\}u(p_1)$$

$$\sum_{\substack{spin\\pol}} MM^{*}=\sum_{\substack{spin\\pol}}\left(\frac{e^{4}}{2\sin^{4}2\theta}\frac{m_{z}^{4}}{k^{2}-m^{2}}\right)\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_{3})_{\rho}+\theta_{\nu\rho}(p_{4}-p_{3})-\theta_{\rho\alpha}(p_{4}+k)_{\nu}$$
$$+2g_{\alpha\nu}(\theta p_{3})_{\rho}-2g_{\nu\rho}(\theta k)_{\alpha}+2g_{\rho\alpha}(\theta p_{4})_{\nu}\}$$
$$\{\theta_{\acute{\alpha}\acute{\mu}}(k+p_{3})_{\acute{\rho}}+\theta_{\nu\rho}(p_{4}-p_{3})-\theta_{\acute{\rho}\acute{\alpha}''}(p_{4}+k)_{\acute{\nu}}+2g_{\acute{\alpha}\acute{\nu}}(\theta p_{3})_{\acute{\rho}}-2g_{\acute{\nu}\acute{\rho}}(\theta k)_{\acute{\alpha}}+2g_{\acute{\rho}\acute{\alpha}}(\theta p_{4})_{\acute{\nu}}\}$$
$$\left(-g^{\mu\alpha}+\frac{k^{\mu}k^{\alpha}}{m_{z}^{2}}\right)\left(-g^{\acute{\mu}\acute{\alpha}}+\frac{k^{\acute{\mu}}k^{\acute{\alpha}}}{m_{z}^{2}}\right)$$
$$\bar{v}(p_{2})\left\{\left(\gamma_{\mu}+\frac{i}{2}k^{\mu}\theta_{\mu\nu\rho}p_{2}^{\rho}\right)(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})-\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu}\left[p_{2}^{\nu}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})-p_{1}^{\nu}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\right]\right\}u(p_{1})$$
$$u^{+}(p_{1})\left\{(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\left(\gamma_{\acute{\mu}}^{+}+\frac{i}{2}k^{\acute{\mu}}\theta_{\mu\acute{\nu}\acute{\rho}}p_{2}^{\acute{\rho}}\right)-\frac{i}{2}\theta_{\mu\acute{\nu}}\left[p_{2}^{\acute{\nu}}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})-p_{1}^{\acute{\nu}}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\right]\right\}\gamma^{0}v(p_{2})$$
$$\zeta^{*\rho}(p_{3})\zeta^{*\nu}(p_{4})\zeta^{\rho}(p_{3})\zeta^{\nu}(p_{4}) \qquad (4\text{-}24)$$

نضع:

$$B'=\sum_{pol}\zeta^{*\rho}(p_{3})\zeta^{\acute{\rho}}(p_{3}).\zeta^{\nu}(p_{4})\zeta^{\nu*}(p_{4})=\left(-g^{\rho\acute{\rho}}+\frac{p_{3}^{\rho}p_{3}^{\acute{\rho}}}{m_{z}^{2}}\right)\left(-g^{\nu\nu'}+\frac{p_{4}^{\nu}p_{4}^{\nu'}}{m_{z}^{2}}\right). \qquad (4\text{-}25)$$

$$\Omega_{\alpha\nu\rho}=\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_{3})_{\rho}+\theta_{\nu\rho}(p_{4}-p_{3})_{\alpha}-\theta_{\rho\alpha}(p_{4}+k)_{\nu}+2g_{\alpha\nu}(\theta p_{3})_{\rho}-2g_{\nu\rho}(\theta k)_{\alpha}+2g_{\rho\alpha}(\theta p_{4})_{\nu}\}$$
$$\{\theta_{\acute{\alpha}\acute{\nu}}(k+p_{3})_{\acute{\rho}}+\theta_{\acute{\nu}\acute{\rho}}(p_{4}-p_{3})_{\acute{\alpha}}-\theta_{\acute{\rho}\acute{\alpha}''}(p_{4}+k)_{\acute{\nu}}+2g_{\acute{\alpha}\acute{\nu}}(\theta p_{3})_{\acute{\rho}}-2g_{\acute{\nu}\acute{\rho}}(\theta k)_{\acute{\alpha}}+2g_{\acute{\rho}\acute{\alpha}}(\theta p_{4})_{\acute{\nu}}\}$$

$$A_{1}=\bar{v}(p_{2})\left\{\left(\gamma_{\mu}+\frac{i}{2}k^{\mu}\theta_{\mu\nu\rho}p_{2}^{\rho}\right)(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})-\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu}\left[p_{2}^{\nu}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\right.\right.$$
$$\left.\left.-P_{1}^{\nu}(c_{Vf}-c_{Af})\right]\right\}u^{+}(p_{1})\left\{(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\left(\gamma^{+}_{\acute{\mu}}+\frac{i}{2}k^{\acute{\mu}}\theta_{\mu\acute{\nu}\acute{\rho}}p_{2}^{\acute{\rho}}\right)-\frac{i}{2}\theta_{\mu\acute{\nu}}\left[p_{2}^{\acute{\nu}}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\right.\right.$$
$$\left.\left.-p_{1}^{\nu'}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\right]\right\}\gamma^{0}v(p_{2}) \qquad (4\text{-}26)$$

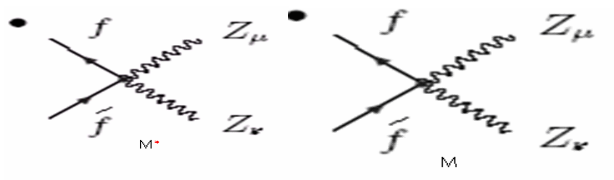
نلاحظ أن $\Omega_{\alpha\mu\rho}$ من الدرجة الثانية لـ (θ) لذلك نأخذ الحدود التي لا تتعلق بـ (θ) في الحد A_1 اذن:

$$\bar{v}(p_{2})\gamma_{\mu}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})u(p_{1})u^{+}(p_{1})\{(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\gamma^{+}_{\mu'}\ A_{1}=\gamma^{0}v(p_{2})$$
$$\sum_{spin}\bar{v}(p_{2})\gamma_{\mu}(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})u(p_{1})u^{+}(p_{1})(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_{5})\gamma^{+}_{\mu'}\sum_{spin}A_{1}=\gamma^{0}v(p_{2})$$

$$\sum_{spin} v(p_2)\bar{v}(p_2)\gamma_\mu\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)u(p_1)\bar{u}(p_1)\left(c_{Vf}+c_{Af}\gamma_5\right)\gamma_{\mu'}$$

$$\sum_{spin} A_1 = \frac{1}{4m^2}\left(c_{Vf}^2+c_{Af}^2\right)\left(p_{2\mu}p_{1\mu'}+p_{1\mu}p_{2\mu'}-g_{\mu\mu'}p_2p_1\right)+2c_{Vf}c_{Af}4i\varepsilon_{\mu'\delta\mu\beta}p_2^\delta p_1^\beta \qquad (4\text{-}27)$$

$f\bar{f}\rightarrow ZZ$ 3-4



$$M_2=\bar{v}(p_2)\frac{-e^2}{2\sin^2 2\theta}\theta_{\mu\nu\rho}\left(p_3^\rho-p_4^\rho\right)\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)^2u(p_1)\zeta^{*\nu}(p_4)\zeta^{*\mu}(p_3)$$

$$\sum_{\substack{spin\\pol}} M_2M_2^* = \sum_{\substack{spin\\pol}}\left(\frac{e^4}{4\sin^4 2\theta}\right)\theta_{\mu\nu\rho}\left(p_3^\rho-p_4^\rho\right)\theta_{\mu'\nu'\rho'}\left(p_3^{\rho'}-p_4^{\rho'}\right)\zeta^\nu(p_4)\zeta^\mu(p_3)\zeta^{\nu'}(p_4)\zeta^{\mu'}(p_3)$$

$$\bar{v}(p_2)\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)^2u(p_1)u^+(p_1)\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)^2\gamma^0v(p_2)$$

$$\theta_{\mu\nu\rho}\left(p_3^\rho-p_4^\rho\right)\theta_{\mu'\nu'\rho'}\left(p_3^{\rho'}-p_4^{\rho'}\right)\left(-g^{\mu\mu'}+\frac{p_3^\mu p_3^{\mu'}}{m_z^2}\right)\cdot\left(-g^{\nu\nu'}+\frac{p_4^\nu p_4^{\nu'}}{m_z^2}\right). \qquad (4\text{-}28)$$

$$\left(\left(c_{Vf}^2+c_{Af}^2\right)^2-4c_{Vf}^2c_{Af}^2\right)\sum_{spin} M_2M_2^* = Tr\,\not{p}_2\not{p}_1$$

نضع:

$$\theta_{\mu\nu\rho}\left(p_3^\rho-p_4^\rho\right)\theta_{\mu'\nu'\rho'}\left(p_3^{\rho'}-p_4^{\rho'}\right)\left(-g^{\mu\mu'}+\frac{p_3^\mu p_3^{\mu'}}{m_z^2}\right).\,c=\left(-g^{\nu\nu'}+\frac{p_4^\nu p_4^{\nu'}}{m_z^2}\right).$$

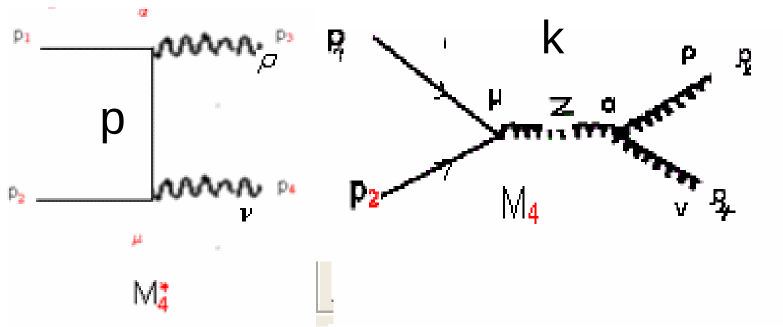
$$C=\theta^2\left(4m_Z^2-s\right)\left(1+\frac{1}{m_Z^2}\left(\frac{s}{2}-m_Z^2\right)^2\right) \qquad (4\text{-}29)$$

$$\theta^2\left(4m_Z^2-s\right)\left(1+\frac{1}{m_Z^2}\left(\frac{s}{2}-m_Z^2\right)^2\right)\sum_{\substack{spin\\pol}} M_2M_2^* = \frac{e^4}{4\sin^4 2\phi}\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)$$

$$\left(\left(c_{Vf}^2+c_{Af}^2\right)^2-4c_{Vf}^2c_{Af}^2\right)$$

(4-30)

4-4 $f\bar{f}\rightarrow ZZ$



$$M_4=e^2\frac{m_Z^2}{2\sin^2 2\theta_w}\frac{1}{k^2-m_Z^2}\zeta^{*\nu}(p_3)\zeta^{*\rho}(p_4)$$

$$\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_3)_\rho+\theta_{\nu\rho}(p_4-p_3)-\theta_{\rho\alpha}(p_4+k)_\nu+2g_{\alpha\nu}(\theta p_3)_\rho-2g_{\nu\rho}(\theta k)_\alpha+2g_{\rho\alpha}(\theta p_4)_\nu\}$$

$$\bar{v}(p_2)\left\{\left(\gamma_\mu-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}p_2^\rho\right)(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)-\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu}m_f\left[p_2^\nu(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)-p_1^\nu(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)\right]\right\}u(p_1)$$

(4-31)

$$\sum_{\substack{spin\\pol}}M_4M_4^*=\frac{-e^4}{2\sin^3 2\theta_w}\frac{m_Z^2}{k^2-m_z^2}\frac{i}{p^2-m_Z^2}\left(-g^{\mu\alpha}+\frac{k^\mu k^\alpha}{m_Z^2}\right)\zeta^{\rho'}(p_3)\zeta^{\nu'}(p_4)\zeta^{*\rho}(p_3)\zeta^{*\nu}(p_4).$$

$$+2g_{\rho\alpha}(\theta p_4)_\nu\}+\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_3)_\rho+\theta_{\nu\rho}(p_4-p_3)_\alpha-\theta_{\rho\alpha}(p_4+k)_\nu+2g_{\alpha\nu}(\theta p_3)_\rho-2g_{\nu\rho}(\theta k)_\alpha\}$$

$$\bar{v}(p_2)\left\{\left(\gamma_\mu-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}p_2^\rho\right)(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)-\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu}m_f\left[p_2^\nu(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)-p_1^\nu(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)\right]\right\}u(p_1)$$

$$\left(u^+(p_1)\left\{\left(\Lambda\gamma_{\alpha'}^+ +\frac{i}{2}k^{\nu'}\theta_{\alpha'\nu'\rho'}p_2^{\rho'}\Lambda+\frac{i}{2}\theta_{\alpha'\nu'}m_f\left[\Lambda_2^{\nu'}-\Lambda_1^{\nu'}\right]\right)p\Lambda\gamma_{\mu'}^+\gamma^0v(p_2)\right\}\right.$$

$$\left.+u^+(p_1)\Lambda\gamma_{\alpha'}^+p\left\{+\frac{i}{2}k^{\nu'}\theta_{\mu'\nu'\rho'}\Lambda+\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu'}m_f\left[\Lambda_2^{\nu'}-\Lambda_1^{\nu'}\right]\right\}\gamma^0v(p_2)\right) \qquad (4\text{-}32)$$

نضع:

$$E^\mu_{\ \nu\rho}=\frac{-e^4}{2\sin^3 2\theta_w}\frac{m_Z^2}{k^2-m_z^2}\frac{i}{p^2-m_Z^2}\left(-g^{\mu\alpha}+\frac{k^\mu k^\alpha}{m_Z^2}\right)$$

-35)

$$\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_3)_\rho+\theta_{\nu\rho}(p_4-p_3)_\alpha-\theta_{\rho\alpha}(p_4+k)_\nu+2g_{\alpha\nu}(\theta p_3)_\rho-2g_{\nu\rho}(\theta k)_\alpha+2g_{\rho\alpha}(\theta p_4)_\nu\}$$

(4

نلاحظ أن $E_{\alpha\nu\rho}$ يتعلق بدلالة (θ) لذلك نأخذ الحدود التي لا تتعلق بـ(θ) في الحدود الأخرى:

$$\sum_{\substack{spin\\pol}} M_4 M_4^* = \mathrm{E}^{\mu}_{\nu\rho} \sum_{pol} \zeta^{\rho'}(p_3)\zeta^{\nu'}(p_4)\zeta^{*\rho}(p_3)\zeta^{*\nu}(p_4) \quad . \qquad (4\text{-}36)$$

$$\sum_{spin} \bar{v}(p_2)\gamma_\mu \Lambda u(p_1) u^+(p_1)\Lambda\gamma_{\nu'} p\Lambda\gamma_{\rho'}\gamma^0 v(p_2)$$

$$\left(-g^{\rho\rho'} + \frac{p_4^\rho p_4^{\rho'}}{m_z^2}\right)\sum_{\substack{spin\\pol}} M_4 M_4^* = E^\mu_{\nu\rho} Tr p_2 \gamma_\mu \Lambda p_1 \Lambda^+ \gamma_{\nu'} p \Lambda \gamma_{\rho'}$$

$$A = Tr p_2 \gamma_\mu \Lambda p_1 \Lambda^+ \gamma_{\nu'} p \Lambda \gamma_{\rho'} = \left(c_{vf}^2 - c_{Af}^2\right) Tr p_2 \gamma_\mu \left(c_{vf} - c_{Af}\gamma_5\right) p_1 \gamma_{\nu'} p \gamma_{\rho'}$$

$$A = \left(c_{vf}^2 - c_{Af}^2\right)c_{vf}\big[p_{2\mu}\left(p_{1\nu'}p_{\rho'} + p_{1\rho'}p_{\nu'} - p_1 p g_{\nu\rho'}\right) - p_2 p_1\left(g_{\mu\nu'}p_{\rho'} + g_{\mu\rho'}p_{\nu'} - p_\mu g_{\nu\rho'}\right)$$
$$+ p_{2\nu'}\left(p_{1\mu}p_{\rho'} + g_{\mu\rho'}p_1 p - p_\mu p_{1\rho'}\right) - p_2 p\left(p_{1\mu}p_{\nu\rho'} + g_{\mu\rho'}p_{1\nu'} - g_{\mu\nu'}p_{1\rho'}\right) \qquad (4\text{-}37)$$
$$+ p_{2\rho'}\left(p_{1\mu}p_{\nu'} + p_\mu p_{1\nu'} - g_{\mu\nu'}p_1 p\right)\big]$$

$$h_4 = \frac{p_3^\nu p_3^{\nu'} p_4^\rho p_4^{\rho'}}{m_Z^4} ، h_3 = -g^{\rho\rho'}\frac{p_3^\nu p_3^{\nu'}}{m_z^2} ، h_2 = -g^{\nu\nu'}\frac{p_4^\rho p_4^{\rho'}}{m_Z^2} ، h_1 = g^{\nu\nu'}g^{\rho\rho'} \qquad (4\text{-}38)$$

$$\mathrm{E}^\mu_{\nu\rho} = \frac{-e^4}{2\sin^3 2\theta_w}\frac{m_Z^2}{k^2 - m_Z^2}\frac{i}{p^2 - m_Z^2}\hat{\mathrm{E}}^\mu_{\nu\rho} \qquad (4\text{-}38)$$

إذن:

$$\hat{\mathrm{E}}^\mu_{\nu\rho} = \mathrm{E}^{1\mu}_{\nu\rho} + \mathrm{E}^{2\mu}_{\nu\rho} \qquad (4\text{-}39)$$

$$\sum_{\substack{spin\\pol}} M_4 M_4^* = \mathrm{E}^\mu_{\nu\rho}\left(h_1 + h_2 + h_3 + h_4\right)A$$

$$\mathrm{E}^{1\mu}_{\nu\rho} = -\left(\theta^\mu_\nu (k + p_4)_\rho + \theta_{\nu\rho}(p_3 - p_4)_\nu + 2g^\mu_\nu(\theta p_3)_\rho - 2g_{\nu\rho}(\theta k)^\mu + 2g^\mu_\rho(\theta p_4)_\nu\right)$$
$$\mathrm{E}^{2\mu}_{\nu\rho} = \tfrac{1}{m_z^2}\left(k^\mu\left(k\theta_\nu(k + p_4)_\rho + \theta_{\nu\rho}(p_3 - p_4)k - \theta_\rho k(p_3 + k)_\nu + 2k_\nu(\theta p_3)_\rho\right.\right. \qquad (4\text{-}40)$$
$$\left.\left.- 2g_{\nu\rho}(\theta k)k + 2k_\rho(\theta p_4)_\nu\right)\right)$$

$$\mathrm{E}^{1\mu}_{\nu\rho} h_1 A = \theta\left\{\frac{u - t}{2}\left(\frac{3}{2}\left(m_f^2 + m_z^2 - t\right)\right) + \left(\frac{s}{2} - m_f^2\right)\left(4m_f^2 + 5m_z^2 - s - \frac{5}{2}t - \frac{u}{2}\right)\right. \qquad (4\text{-}41)$$

$$E^{2\mu}_{\nu\rho}h_1A=\theta\frac{1}{m_z^2}\left\{\frac{s^2}{4}\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)+\frac{3s}{2}\left(\frac{3}{2}\left(m_f^2+m_z^2\right)-\frac{u}{2}-t\right)\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\right.$$

$$-\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)-\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{3s^2}{2}-s\left(\frac{3}{2}\left(m_f^2-m_z^2\right)-\frac{t}{2}-u\right)\right.$$

$$-\frac{s}{2}\left(\frac{s}{2}-2m_f^2+2m_z^2+t+u\right)\left(2m_f^2+2m_z^2-t-u\right)+\frac{3}{2}s\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(-m_f^2-m_z^2+\frac{s}{2}+t+u\right)$$

$$+\frac{3}{4}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)s^2-\frac{s^2}{2}\left(\frac{m_f^2+3m_z^2+u}{2}\right)+\left(\frac{s}{2}-t\right)\left(\frac{m_f^2-m_z^2+t}{2}\right)\frac{3}{2}s$$

$$\left.+2s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)m_f^2-2\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{s^2}{2}-s\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\right)\right)$$

$$+2s\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)-2s\left[\frac{1}{2}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)m_f^2-2s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\right.$$

$$-42)\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)+t\left.\frac{s}{2}\right]+\left(m_f^2+m_z^2+\frac{t-u}{2}\right)\left[\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\right.$$

$$\left.\left.\left(m_f^2+m_z^2+\frac{t-u}{2}\right)-\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\frac{s}{2}+s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)-\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\frac{s}{2}\right]\right\}(4$$

$$E^{\mu}_{\nu\rho}h_2A=\theta\frac{1}{m_z^2}\left\{\left(3\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{u-t}{2}\right)+\left(\frac{s}{2}+m_z^2\right)\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\right.$$

$$+\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2+t}{2}-u\right)\left(\frac{t-u-2s}{2}\right)+2\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(-m_f^2+m_z^2+t\right)m_z^2$$

$$-\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)m_z^2\left(-3m_z^2-m_f^2+s+\frac{t+3u}{2}\right)-\left(m_f^2+m_z^2-t\right)\left[\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\right.$$

$$\left(\frac{3}{2}\left(m_f^2+m_z^2\right)-\frac{u}{2}-t\right)+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{s}{2}-\frac{3m_f^2-m_z^2+u}{2}+t\right)-\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(s-m_z^2\right)$$

$$+\left(-m_f^2+m_z^2+t\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)-m_z^2\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\Bigg]\Bigg]$$

$$+m_z^2\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(\frac{s}{2}-2m_f^2+m_z^2+\frac{u-t}{2}\right)+m_z^2\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(m_f^2+m_z^2-t\right)\Big\}.$$

$$\mathrm{E}^{2\mu}_{\nu\rho}h_2A=\theta\frac{1}{m_z^4}\Bigg\{\Bigg[\frac{s^2}{4}\left(\frac{m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)+\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)$$

$$+\frac{s}{2}\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\left(3\frac{s}{2}-m_z^2\right)\Bigg]$$

$$-2\Bigg[\frac{s^2}{2}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2+t}{2}-u\right)-\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\Bigg(\left(-m_f^2+m_z^2+t\right)\frac{s}{2}$$

$$-\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)m_z^2\Bigg)+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(s-\frac{3}{2}\left(m_f^2+m_z^2\right)-\frac{u}{2}-t\right)$$

$$+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{s}{2}\right)\left(\frac{-s}{2}+\frac{m_f^2+3m_z^2+u}{2}\right)+\left(-m_f^2+m_z^2-t\right)\frac{s}{4}\left(s-3m_z^2\right)$$

$$+\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\frac{s}{4}+\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\frac{s^2}{4}\left(\frac{m_f^2+m_z^2+u}{2}-t\right)\Bigg]\Bigg\} \qquad (4\text{-}43)$$

$$\mathrm{E}^{1\mu}_{\nu\rho}h_3A=\theta\frac{1}{m_z^2}\Big\{\left(s+m_z^2\right)\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)+2m_z^2\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)$$

$$\left(m_f^2+m_z^2-\frac{t+u}{2}\right)+\left(s-m_z^2\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(m_f^2+m_z^2-\frac{t+u}{2}\right)$$

$$+\frac{t-u}{2}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}-t\right)+\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(-m_f^2+m_z^2+t\right)\left(-2m_z^2+3\frac{s}{2}\right)$$

$$+\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)m_z^2\left(-3\frac{s}{2}+3m_z^2-m_f^2-\frac{t-3u}{2}\right)-s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2+u}{2}-t\right)$$

$$+\left(m_f^2+m_z^2-u\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{-m_f^2-m_z^2-u}{2}+t\right)-\left(m_f^2+m_z^2-u\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)m_z^2$$

$$-\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(m_z^2+m_f^2-u\right)\left(\frac{s}{2}-\frac{3m_f^2-m_z^2+u}{2}+t\right)\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)m_z^2\left(\frac{s}{2}-2m_f^2+\frac{u+t}{2}\right)$$

$$+\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{3\left(m_f^2+m_z^2\right)-u}{2}-t\right)m_z^2-\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\Bigg\}$$

$$\mathrm{E}_{\nu\rho}^{2\mu}h_3A=\theta\frac{1}{m_z^4}\Bigg\{\left(\frac{s^2}{2}\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)-s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)$$

$$+\frac{s}{2}\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)$$

$$-2\left[\frac{s}{2}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2+u}{2}-t\right)-\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left[\left(-m_f^2+m_z^2+t\right)\frac{s}{2}\right.\right.$$

$$\left.\left.-m_z^2\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\right]\right]+s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)$$

$$-\frac{s}{4}\left[s-\frac{3}{2}\left(m_f^2+m_z^2\right)-\frac{t}{2}-u\right]+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\frac{s}{2}\left(-\frac{s}{2}-u-\frac{1}{2}m_f^2+\frac{3}{2}m_z^2+\frac{3}{2}t\right)$$

$$s\left(-m_f^2+m_z^2-t\right)\left(-3m_z^2+s\right)+\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\frac{s}{4}$$

$$+\frac{s}{4}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2+t}{2}-u\right)\Bigg\} \qquad (4\text{-}44)$$

$$\mathrm{E}^{1\mu}_{\nu p}h_4A=\theta\frac{1}{m_z^4}\Bigg\{\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(-m_f^2+m_z^2+t\right)$$

$$-\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(-m_f^2+m_z^2-t\right)+m_z^2\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)$$

$$+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)^2\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\Bigg]+\left(\frac{t-u}{2}\right)\Bigg[\left(\frac{m_f^2-m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)$$

$$-\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\Bigg]+\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left(2m_z^2-\frac{s}{2}+\frac{t-u}{2}\right)$$

$$+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\Bigg[\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{s}{2}-2m_z^2\right)-\left(2m_z^2-\frac{s+t-u}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\Bigg]$$

$$-\left(-m_f^2+m_z^2-t\right)\Bigg[\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{u-t}{2}\right)+\left(\frac{s}{2}-2m_z^2\right)\left(m_f^2+m_z^2-\frac{t+u}{2}\right)\Bigg]$$

$$+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\Bigg[\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\left(\frac{u-t}{2}\right)+\left(2m_z^2-\frac{s}{2}+\frac{t-u}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)$$

$$\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(2m_z^2-\frac{s}{2}\right)\Bigg]-\left(\frac{s}{2}+m_z^2\right)\Bigg[2\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)^2+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)$$

$$\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)-\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\Bigg]+6\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)$$

$$+2m_z^2\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\Bigg[-2\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)-2\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)+$$

$$6\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(-m_f^2+m_z^2-t\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)-2\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)^2\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)$$

$$-2\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left[\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{m_f^2-m_z^2+2t}{2}\right)+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left(\frac{m_f^2-m_z^2+3t}{2}\right)\right.$$

$$\left.-\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\right]+\left(\frac{s}{2}-m_f^2\right)\left[s\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)-\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\right.$$

$$\left.\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\right]+\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\left[s\left(-m_f^2+m_z^2\right)-\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-u}{2}\right)\right]$$

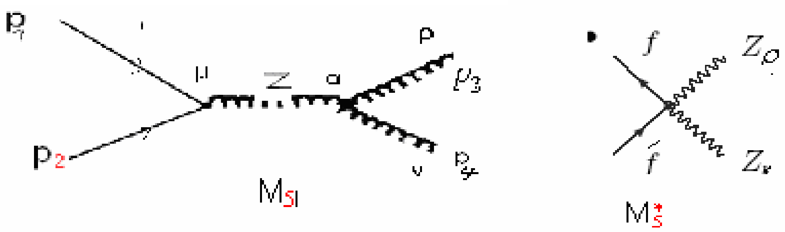
$$-s\left[\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{-m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)+\left(\frac{s}{2}-m_z^2\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)+\right.$$

$$\left.\frac{s}{2}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)+\left(\frac{s}{2}-m_f^2-m_z^2+t+u\right)\left(\frac{m_f^2+m_z^2-t}{2}\right)-\frac{s}{2}\left(\frac{-m_f^2+m_z^2+t}{2}\right)\right].$$

(4-45)

$$E^{2\mu}_{\nu\rho} h_4 A = 0 \tag{4-46}$$

-5 $f\bar{f}\to ZZ$



$$\sum_{\substack{spin\\pol}} M_5 M_5^* = \frac{-e^4}{2\sin^4 2\theta_w}\frac{m_Z^2}{k^2-m_z^2}\left(-g^{\mu\alpha}+\frac{k^\mu k^\alpha}{m_Z^2}\right)$$

$$\{\theta_{\alpha\nu}(k+p_3)_\rho+\theta_{\nu\rho}(p_4-p_3)-\theta_{\rho\alpha}(p_4+k)_\nu+2g_{\alpha\nu}(\theta p_3)_\rho-2g_{\nu\rho}(\theta k)_\alpha+2g_{\rho\alpha}(\theta p_4)_\nu\}$$

$$\bar{v}(p_2)\left\{\left(\gamma_\mu-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}p_2^\rho\right)(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)-\frac{i}{2}\theta_{\mu\nu}m_f\left[p_2^\nu(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)-p_1^\nu(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)\right]\right\}u(p_1)$$

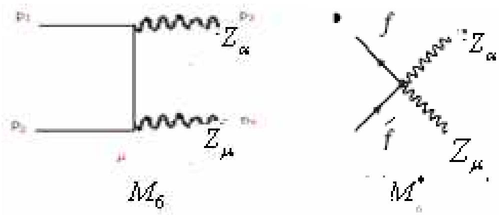
$$u^+(p_1)\frac{-e^2}{2\sin^2 2\theta}\theta_{\rho\acute{\nu}\mu'}\left(p_3^{\mu'}-p_4^{\mu'}\right)\left(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5\right)^2\gamma^0 v(p_2)\zeta^{\nu'}(p_4)\zeta^{\rho'}(p_3)$$

$$\zeta^{*\rho}(p_3)\zeta^{*\nu}(p_4)$$

$$\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\gamma_\mu\Lambda u(p_1)u^+(p_1)\Lambda^2\gamma^0 v(p_2)=0$$ (لأنه يوجد عدد فردي لـ γ)

$$\sum_{\substack{spin\\pol}} M_5 M_5^* = 0 \tag{4-47}$$

6- $f\bar{f}\to ZZ$



$$\sum_{spin} M_6 M_6^* = \left(\frac{-e^2}{\sin 2\theta}\frac{i}{p^2-m_f^2}\bar{v}(p_2)\left\{\gamma_\mu\Lambda p\left(\gamma_\alpha\Lambda-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\alpha\nu\rho}p_2^\rho\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f[\Lambda_2^\nu-\Lambda_1^\nu]\right)u(p_1)\right\}\right.$$

$$\left.+\bar{v}(p_2)\left\{-\frac{i}{2}k^\nu\theta_{\mu\nu\rho}\Lambda-\frac{i}{2}\theta_{\alpha\nu}m_f[\Lambda_2^\nu-\Lambda_1^\nu]\right\}p\gamma_\alpha\Lambda u(p_1)\right)\zeta^{*\alpha}(p_3)\zeta^{*\mu}(p_4)$$

$$u^+(p_1)\frac{-e^2}{2\sin^2 2\theta}\theta_{\alpha\mu'\nu'}(p_3^{\nu'}-p_4^{\nu'})(c_{Vf}-c_{Af}\gamma_5)^2\gamma^0 v(p_2)\zeta^{\mu'}(p_4)\zeta^{\alpha'}(p_3)$$

$$\sum_{spin}\bar{v}(p_2)\gamma_\mu\Lambda P\gamma_\alpha\Lambda u(p_1)u^+(p_1)\Lambda^2\gamma^0 v(p_2)=0$$

$$\sum_{spin} M_6 M_6^* = 0 \tag{4-48}$$

الفصل الخامس

الخاتمة

من خلال هذه المذكرة عرضنا النموذج المعياري للتأثيرات الكهروضعيفة و ناقــشنا حــدوده و الوسائط الحرة الاختيارية التي يعاني منها هذا النموذج . بعد إنشاء اللاغرانجيان و عرض الكــسر التي التلقائي للتناظر و آلية هيغز Higgs و أيــضا تمثيــل و توزيــع مختلــف الحقــول الديناميكيــة في النموذج و كحل بديل لمختلف المشاكل ، اقترحنا تمديد للنموذج المعياري في إطار هندسة الفضاء الزماني ــ المكاني الغير تبديلي . لقد ناقشنا فكرة اللاتبديل للفضاء الزمــاني ــ المكــاني و أهميتــه و اعتبار ربما عند السلم الميكروسكوبي (الطاقات العليا) نحتاج هندسة غير تبديلية و بالتالي نحتاج إلى إطار رياضي و فزيائي جديد .

بالفعل لقد عرضنا الإطار الرياضي المناسب : ترتيب Weyl ، جداء Moyal ، تطبيــق-Seiberg Witten ... إلخ و كتطبيق مددنا النموذج المعياري بإدخال التأثيرات القوية و شرح مختلف الجوانــب للنظرية : تكسير تناظر Lorentz، روابط ثلاثية Vertex جديدة ... إلخ لقد تحــصلنا علــى مختلــف حدود اللاغرانجيان و أيضا مختلف التحــويلات المعياريــة للحقــول الديناميكيــة الغــير تبديليــة المشتقات الحيدة التغير Dérivées Covariantes ... إلخ .

بالإضافة إلى استنتاج الروابط الثلاثية الجديدة المتغيرة . في هذا التمديد للنمــوذج المعيــاري اعتبرنا التفاعل Fermion + Anifermion ! $W^{+}_{2} + W_{2}$ حيث مساهمته تكون مهمة جــدا في التفــاعلات الفيزيائية كالتفاعل proton + Aniproton! $W^{+}_{2} + W_{2}$ لقد حسبنا مختلف سعات الانتقــال باســتعمال قوانين فايمان Feynman الغير تبديلية و شرح كيف أن تكون فعالة في التفاعلات الفيزيائية و خاصــة التي يمكن أن تكون كامتحان للنموذج المعياري و الفيزياء ما وراء هدا النموذج.

الملحقات

خصائص مصفوفات ديراك :

$$\{\gamma^{\mu}.\gamma^{\nu}\}=2\eta^{\mu\nu}\mathrm{I}_4 \qquad \text{(A-49)}$$

I_4:مصفوفة الواحدة ذات البعد4.

وتحقق ما يلي:

$\gamma_{\mu}=\eta_{\mu\nu}\gamma^{\nu}$ ، $\gamma_0=\gamma^0$ و $\gamma_i=-\gamma^i\,(i=1,2,3)$ حيث:

$$\left(\gamma^i\right)^{+}=-\gamma^i ، \left(\gamma_0\right)^2=\gamma^0$$

$$\gamma^{\mu}=\gamma^0\gamma^{\mu}\gamma^0=\gamma_0\gamma^{\mu}\gamma_0 \qquad \text{(A-50)}$$

المصفوفة γ_5 هي:

$$\gamma_5=\frac{i}{4!}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}\gamma^{\rho}\gamma^{\sigma}=i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3.$$

$$\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}\gamma^{\rho}=g^{\mu\nu}\gamma^{\rho}-g^{\mu\rho}\gamma^{\nu}+g^{\nu\rho}\gamma^{\mu}+i\gamma_5\varepsilon^{\mu\nu\rho}\gamma_5.$$

$$\gamma_{\lambda}\not{A}\gamma^{\lambda}=-2\not{A}$$

$$\gamma_{\lambda}\not{A}\not{B}\gamma^{\lambda}=4AB \qquad \text{(A-51)}$$

حيث الرمز $\not{K}=K^{\mu}\gamma_{\mu}$.

$$\gamma^0=B=\begin{pmatrix}\mathrm{I} & 0\\ 0 & -\mathrm{I}\end{pmatrix} \qquad \text{(A-52)}$$

I : مصفوفة الواحدة ذات البعد2.

$$\gamma^i = B\alpha^i = \begin{pmatrix} 1 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \qquad (A-53)$$

σ^i:مصفوفة باولي ونعطي تمثيل ديراك لها كما يلي:

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \text{و} \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad (A-54)$$

مجموع العناصر القطرية Tr:

$$Tr\not{a}\not{b} = 4(ab) \qquad (A-55)$$

$$Tr\gamma^\mu\gamma^\nu = -g^{\mu\nu} \qquad (A-55)$$

$$Tr\,\gamma_5\not{a}\not{b} = Tr\,\gamma_5\not{a}\not{b}\not{c} = 0 \qquad (A-56)$$

$$Tr[\gamma_5\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}] = 4i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}a^\alpha b^\beta c^\gamma d^\delta \qquad (A-57)$$

$$Tr[\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}] = 4\{(ab)(cd) - (ac)(bd) + (ad)(bc)\} \qquad (A-58)$$

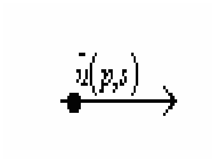
$$Tr[\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\alpha\gamma^\beta] = g^{\mu\nu}g^{\alpha\beta} - g^{\mu\alpha}g^{\nu\beta} + g^{\mu\beta}g^{\nu\alpha} \qquad (A-59)$$

$$Tr[\not{a}_1\not{a}_2..\not{a}_{2n}] = \{(a_1a_2)Tr(\not{a}_3\not{a}_4\cdots\not{a}_{2n}) - (a_1a_3)Tr(\not{a}_2\not{a}_4\cdots\not{a}_{2n}) + \cdots + (a_1a_{2n})Tr(\not{a}_2\not{a}_3\cdots\not{a}_{2n-1})\} \qquad (A-60)$$

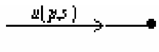
مجموع العناصر القطرية لجداء عدد فردي من مصفوفات ديراك يساوي الصفر:

$$Tr[\gamma^{\mu_1}\cdots\gamma^{\mu_{2n+1}}] = Tr[\gamma_5^2\gamma^{\mu_1}\cdots\gamma^{\mu_{2n+1}}] = Tr[\gamma_5\gamma^{\mu}..\gamma^{\mu_{2n+1}}\gamma_5] = 0 \qquad (A-64)$$

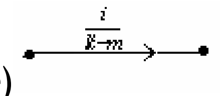
<u>قواعد فايمان:</u>



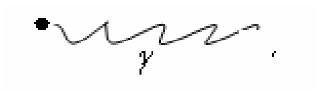
(إلكترون خارج)



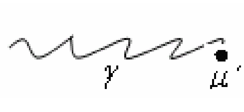
(إلكترون داخل)



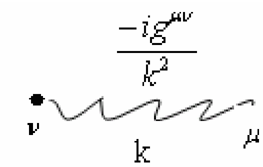
(propagateur fermionique)



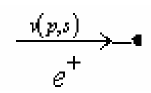
(فوتون خارج) $\varepsilon_{\mu}^{*}(p)$



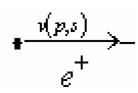
(فوتون داخل) $\varepsilon_{\mu}(p)$



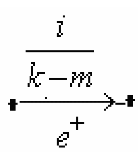
(propagateur photonique)



(بوزترون خارج)



(بوزترون داخل)



.(propagateur)

المراجـع

[1] A. Çatal and T. Dereli in .Non-commutative Geometry and the Higgs Masses., Phys.Rev.D63 (2001) 075006, hep-th/0011084.

[2] A. Alboteanu, T. Ohl and R. Rückl in .Collider Tests of the Non-Commutative Standard Model., Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, 2005, Lisboa, Portugal, hep-ph/0511188.

[3] B. Meli´c, K. Passek-Kumeriμcki,J. Trampeti´c, P. Schupp, and M. Wohlgenannt in .The Standard Model on Non-Commutative Space-Time : Strong Interactions Included., Eur.Phys.J. C42 (2005) 499-504, hep-ph/0503064.

[4] P. Schupp and J. Trampeti´c in .The Noncommutative Standard Model and Forbidden Decays., Invited talk at 9th Adriatic Meeting and Central European Symposia on Particle Physics and The Universe, Dubrovnik, Croatia, 4-14 Sep 2003, hep-ph/0405163.

[5] J. W. Barrett and R. A. D. Martins in .Non-commutative geometry and the standard model vacuum., J.Math.Phys. 47 (2006) 052305, hep-th/0601192.

[6] X. Calmet, B. Jurμco, P. Schupp, J. Wess and M. Wohlgenannt in .The Standard Model on Non-Commutative Space-Time., Eur. Phys. J. C23 (2002), 363-376, hep-ph/0111115.

[7] T. Ohl and J. Reuter in .Testing the Noncommutative Standard Model at a Future Photon Collider., hep-ph/0406098.

[8] T. Ohl and J. Reuter in .Tests of the Noncommutative Standard Model at a Future Photon Collider., Phys.Rev. D70 (2004) 076007, hep-ph/0407337.

[9] B. Meli´c, K. Passek-Kumeriμcki, J. Trampeti´c, P. Schupp, and M. Wohlgenannt in .The Standard Model on Non-Commutative Space-Time : Electroweak Currents and the Higgs Sector., Eur.Phys.J. C42 (2005) 483-497, hep-ph/0502249.

[10] S. Marculescu in .Non-Commutative Extensions of the Standard Model., hep-th/0508018.

[11] M. Chaichian, P. Pre.najder, M. M. Sheikh-Jabbari, and A. Tureanu in .Noncommutative Standard Model : Model Building., Eur.Phys.J. C29 (2003) 413-432, hep-th/0107055.

[12] F. Cuypers in .Au-delà du Modèle Standard., Lectures given at the Spring School on High Energy Physics, Ecole des Mines de Nantes, France, 14-25 April 1997, hep-ph/9706255.

[13] R. A. McPherson in .Beyond the Standard Model, Experimental Summary., University of Victoria, Victoria, B.C. Canada and Institute of Particle Physics Fellow, 2005.

[14] V. Von and C. A. Stephan in .Noncommutative Geometry and the Standard Model of Particle Physics., Institut für Theoretische Physik und Astrophysik Christian-Albrechts-Universität zu Kiel und Centre de Physique Théorique CNRS, Marseille, 2004.

[15] Les Houches .Physics at TEV Colliders 2005 : Beyond the Standard Model Working Group : Summary Report., hep-ph/0602198.

[16] M. M. Najafabadi in .Semi-Leptonic Decay of a Polarized Top Quark in the Noncommutative Standard Model., Phys.Rev. D74 (2006) 025021, hep-ph/0606017.

[17] M. Wohlgenannt in .Introduction to a Non-Commutative Version of the Standard Model., Plenary talk at XIV International Hutsulian Workshop, Chernivtsi (Ukraine), Oct 28 -Nov 2, 2002, hep-th/0302070.

[18] J-P. Franoise, G. Naber and T. S. Tsun in .Noncommutative geometry and the standard model., Contribution to Encyclopedia of Mathematical Physics, J.-P. Francoise, G. Naber & Tsou Sheung Tsun (eds.), Elsevier Science, hep-th/0310145.

[19] F. J. Petriello in .The Higgs Mechanism in Non-commutative Gauge Theories., Nucl.Phys.B601 (2001) 169-190, hep-th/0101109.

[20] M. Buri´c , V. Radovanovi´c and J. Trampeti´c in .The one-loop renormalization of the gauge sector in the noncommutative standard model., hep-th/0609073.

[21] M. W. Grünewald in .Experimental Tests of the Electroweak Standard Model at High Energies., Institute for Physics, Humboldt University Berlin Germany,2004.

[22] L. Le Bruyn in .Noncommutative Geometry., Universiteit Antwerpen (UIA) Belgium,2005.

[23] J. M. Gracia-Bondía, J. C. Várilly and H. Figueroa in .Elements of Noncommutative Geometry., Herbert Amann, University of Zürich.

[24] J. Madore in .Introduction to Non-Commutative Geometry., JHEP corfu98.

[25] S. G. Avery in .Noncommutative Geometry., Harvey Mudd college,2004.

[26] M. Wohlgenannt in .Non-Commutative Geometry and Physics., Seminar talks given at the Universities Ivano-Frankivsk and Kamenets-Podolsk (Ukraine), hep-th/0602105.

[27] A. Connes in .Non Commutative Geometry Year2000., math.qa/0011193.

[28] A. Connes in .Noncommutative Geometry., Academic.Press 1994, ISBN 0-12-185860-X.

[29] F. Besnard in .Introduction à la géométrie non-commutative.2003.

[30] A. Micu and M. M. Sheikh-Jabbari in .Noncommutative _4 Theory at Two Loops., JHEP 0101 (2001) 025, hep-th/0008057.

[31] R. J. Szabo in .Quantum Field Theory on Noncommutative Spaces., Phys.Rept. 378 (2003) 207-299, hep-th/0109162.

[32] W. Behr in .Noncommutative Gauge Theory beyond the Canonical Case., hep-th/0511119.

[33] M. R. Douglas and N. A. Nekrasov in .Noncommutative Field Theory., Rev.Mod.Phys.73 (2001) 977-1029, hep-th/0106048.

[34] S. F. Novaes in .Standard Model : An Introduction., Proceedings of the X J. A. Swieca Summer School (World Scienti.c, Singapore, 2000), hep-ph/0001283.

[35] C. Quigg in .The Electroweak Theory., Flavor Physics for the Millennium : TASI 2000, edited by Jonathan L. Rosner (World Scienti.c, Singapore, 2001), pp. 3 - 67, hep-ph/0204104.

[36] A. Pich in .The Standard Model of Electroweak Interactions., Lectures given at the 2004 European School of High-Energy Physics, Sant Feliu de Guixols, Spain, 31 May - 11 June 2004, hep-ph/0502010.

[37] L. Peak and K.Varvell in .The Physics of the Standard Model., Lectures, june 2002.

[38] P. Williams in .The Standard Model., Lectures, December 2004.

[39] R. Casalboni in .The Standard Model of Electroweak Interaction., Lectures given at the Otranto School September1997.

ملخــــــــص

في هذه الرسالة قمنا بتقديم النموذج المعياري الكهروضعيف الأصغري ومناقشة مختلف العلاقات الفيزيائية والرياضية النظرية مثل الكسر التلقائي للتناظر وآلية هيغز .

بعدها قمنا بتقديم بنية النموذج المعياري الأصغري في الفضاء الزمني –المكاني الغير تبديلي وتحويلات gauge . للحقول الديناميكية مع تطبيقات Seiberg-Witten .

وكتطبيقات لهذا النمودج المعياري الأصغري قمنا بحساب سعات الانتقال للتفاعلات $Z+Z^{+} \longrightarrow$ ضد فرميون + فرميون

والتي تستطيع أن تكون مهمة لإختبار خاصية الا تبديل للفضاء الزمني-المكاني من أجل التفاعلات الف $Z+Z^{+} \longrightarrow$ ضد بروتون+ بروتون مابعد النمودج المعياري وتكون دليل لفيزياء جديدة في المفاعلات القادمة للجسيمات الدقيق CERN أو LHC

<u>المفاتيـــــــح</u> : الكسر التلقائي للتناظر، ألية هيغز ، تحويلات Gaugeالفضاء الفيزيائي

مكان ، زمان ، تطبيقات Seiberg-Witten ، سعة الانتقال

Résumé

Dans ce mémoire, on présente le modèle standard d'unification des interactions électromagnétiques et faibles et discute les différents formalismes physiques et mathématiques de la théorie tels que la brisure spontanée de la symétrie et le mécanisme de Higgs. En suite, on construit le modèle standard minimal sur un espace-temps non-commutatif, on présentera les transformations de jauge non-commutatives des champs dynamiques et les Seiberg-Witten maps. Comme applications du modèle standard non-commutatif minimal, on calcule les amplitudes de transition du sous processus physique fermion+antifermion→Z+Z qui peut être importants pour le teste de la non commutativité de l'espace-temps au delà du modèle standard pour le processus physique proton+antiproton→Z+Z et qui contitue le signal d'une nouvelle physique dans le prochain collisionneur des particules LHC au CERN.

Les mots clés : brisure spontanée de la symétrie, mécanisme de Higgs, transformation de jauge, espace-temps non-commutatif, Seiberg-Witten maps, amplitudes de transiti

Abstract

In this work, the standard model of unification of electromagnetic and weak interactions and discuss the various physical and mathematical formalisms such that the spontaneous symmetry breaking and the Higgs mechanism. After that, we construct the minimal standard model on a non-commutative space-time, we present the non-commutative gauge transformations of the dynamical fields and the Seiberg-Witten maps. As applications of the minimal non-commutative standard model, we compute the transition amplitudes of the physical subprocess fermion+antifermion→Z+Z which can be important for the test of non commutativity of the space-time beyond the standard model for the physical process proton+antiproton→Z+Z and which constitutes a signal for a new physics at the coming particles collider LHC at CERN.

Key Words : spontaneous symmetry breaking, Higgs mechanism, non-commutative space-time, Seiberg-Witten maps, transition amplitudes.

الفهرس