

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي



جامعة الحاج لخضر باتنة

كلية العلوم

قسم الفيزياء

## اطروحة لنيل شهادة الدكتوراه في العلوم

التخصص : فيزياء ما دون الذرة

الموضوع

# La physique du LHC et LIC au delà du Modèle Standard

الفيزياء في ال LHC و ال LIC في ما بعد

النموذج القياسي

اعداد : فيصل محمد

لجنة المناقشة

- |          |  |                    |
|----------|--|--------------------|
| - رئيسا  | : استاذ التعليم العالي جامعة الحاج لخضر    | - بوجلدري ع الحميد |
| - مقرر   | : استاذ التعليم العالي جامعة الاخوة منتوري | - مبارك نور الدين  |
| - ممتحنا | : استاذ محاضر قسم ا جامعة سكيكدة           | - بوجعمار جمال     |
| - ممتحنا | : استاذ التعليم العالي جامعة سكيكدة        | - خنفايس كمال      |
| - ممتحنا | : استاذ التعليم العالي جامعة الحاج لخضر    | - عواشريعة مكسي    |
| - ممتحنا | : استاذ التعليم العالي جامعة الحاج لخضر    | - يزيد دلننه       |

نوقشت يوم : 2021 / 07 / 25



---

# المحتويات

9	الاهداء
12	الشكر و العرفان
14	المقدمة
17	1 النموذج القياسي في فيزياء الجسيمات
17	1.1 لمحة تاريخية . . . . .
20	2.1 مبادئ النموذج القياسي . . . . .
20	1.2.1 الجسيمات الاولية في النموذج القياسي . . . . .
21	2.2.1 المبدأ المعياري . . . . .
23	3.1 الانكسار التلقائي للتناظر . . . . .
24	4.1 التفاعلات في النموذج القياسي . . . . .
26	1.4.1 التفاعل الكهروضعيف . . . . .
31	2.4.1 التفاعل القوي . . . . .
33	3.4.1 لاغرانجيان النموذج القياسي . . . . .
34	5.1 صعوبات النموذج القياسي . . . . .
36	6.1 ما بعد النموذج القياسي . . . . .
36	1.6.1 التناظر الفائق supersymmetry . . . . .

37	extra dimensions theories نظريات الابعاد المتعددة	2.6.1
38	النموذج القياسي الغير تبديلي	3.6.1
39	Superstring theories نظرية الاوتار الفائقة	4.6.1
39	Grand unified theories نظريات التوحيد الكبرى	5.6.1
<b>41</b>	<b>النموذج القياسي الغير تبديلي</b>	<b>2</b>
41	مقدمة	1.2
43	الفضاء الغير تبديلي	2.2
45	النظريات المعيارية الغير تبديلية (تحويلات زايرغ - وايتن)	3.2
46	مبدأ الاحداثيات المسايرة	1.3.2
47	مبدأ التكافؤ المعياري (تحويلات زايرغ - وايتن)	2.3.2
49	مبدأ التقابل	3.3.2
49	النموذج القياسي الغير تبديلي	4.2
49	زمرة التناظر في النموذج القياسي الغير تبديلي	1.4.2
50	لاغرانجيان النموذج القياسي الغير تبديلي	2.4.2
52	Minimal Non-Commutative Standard Model (mNCSM) النموذج القياسي الغير تبديلي البسيط	5.2
58	الديناميك الكومومي اللوني الغير تبديلي (قواعد فاينمان)	6.2
63	الحالة الراهنة للنموذج القياسي الغير تبديلي	7.2
<b>65</b>	<b>انتاج الأزواج <math>t\bar{t}</math> في النموذج القياسي الغير تبديلي</b>	<b>3</b>
65	مقدمة	1.3
67	المقطع العرضي التفاضلي لانتاج الأزواج $t\bar{t}$	2.3
74	التوزيع الزاوي	3.3
77	اللاتناظر خلف - امام في انتاج أزواج الكوارك طوب	4.3
78	حالة التشوه الزمني	1.4.3
78	حالة التشوه المكاني	2.4.3
80	حالة التشوه التام	3.4.3
82	حصر وسيط الهندسة الغير تبديلية	5.3
<b>85</b>	<b>الخلاصة</b>	<b>4</b>

<b>87</b>	<b>الملاحق ا</b>	<b>الثيفاطرون</b>
87	1.0.ا	مختبر فيرمي . . . . .
87	2.0.ا	التشغيل الاول . . . . .
88	3.0.ا	التشغيل الثاني . . . . .
88	1.ا	انجازات الثيفاطرون . . . . .
<b>91</b>	<b>الملاحق ب</b>	<b>تصادمات الجسيمات الثقيلة</b>
91	1.ب	تصادمات الجسيمات الثقيلة . . . . .
95	1.1.ب	تفاعلات دريل - يان . . . . .
95	2.1.ب	انتاج الزخات الجسيمية Jets production . . . . .
<b>99</b>	<b>المراجع</b>	



## قائمة الأشكال

25	حقل هيغز	1.1
33	الاقترانات الممكنة بين الغولونات	2.1
37	بنية المادة في التناظر الفائق	3.1
38	سلوك ثوابت البنية	4.1
40	السلوك النموذجي لثوابت البنية في نظرية التوحيد الكبرى	5.1
40	التفاعلات الممكنة في نظريات التوحيد الكبرى : ا و ب تفاعلات عادية , ج و د تفاعلات جديدة	6.1
66	انتاج الأزواج $t\bar{t}$	1.3
67	مخططات فاينمان من الرتبة الاولى لانتاج الأزواج $t\bar{t}$	2.3
69	Scattering Compton	3.3
75	التوزيع $\frac{d\sigma}{d\phi}$ بدلالة الزاوية السميتية في حالة التشوه الزمني	4.3
76	التوزيع $\frac{d\sigma}{d\phi}$ بدلالة الزاوية السميتية في حالة التشوه المكاني	5.3
76	التوزيع $\frac{d\sigma}{d\phi}$ بدلالة الزاوية السميتية في حالة التشوه التام	6.3
79	اللاتناظر خلف - امام في حالة التشوه الزمني	7.3
80	اللاتناظر خلف - امام في حالة التشوه المكاني	8.3
81	اللاتناظر خلف - امام في حالة التشوه التام	9.3
82	اللاتناظر خلف - امام الكلي في حالة التشوه التام	10.3
83	المقطع العرضي الكلي لانتاج الأزواج $t\bar{t}$ بدلالة سلم الهندسة الغير تبديلية	11.3
88	رسم تخطيطي يوضح بنية الثيفاترون	1.1

- ب.1 التصادمات على المستوى البارتنوني . . . . . 92
- ب.2 دوال التوزيع للبارتنونات . . . . . 93
- ب.3 تغيرات ثابت البنية القوية بدلالة طاقة التصادم . . . . . 94
- ب.4 نظام الاحداثيات في المصادمات الدائرية . . . . . 94
- ب.5 عمليات دريل - يان . . . . . 95

---

## قائمة الجداول

18	اكتشافات الفترة 1898-1937	1.1
19	اكتشافات الفترة 1937-1965	2.1
20	اكتشافات الفترة 1965-2015	3.1
21	اللبنات في النموذج القياسي	4.1
26	حوامل التأثير	5.1
27	الحالات الخاصة في التفاعل الكهروضعيف	6.1
52		1.2
84	ملخص عمليات حصر سلم الهندسة الغير تبديلية	1.3
89	مراحل التشغيل الاول	1.ا
90	مواصفات التشغيل الاول للثيفاطرون	2.ا
90	مواصفات التشغيل الثاني للثيفاطرون	3.ا
97	المقطع العرضي للتصادمات الصلدة	1.ب



---

## الاهداء

إلى روح والدي العزيز رحمه الله  
إلى أمي الغالية أمد الله في عمرها  
إلى البريئين هاشم ومامون  
إلى العائلتين الكريمتين : فيصلتي احسن و عماري محمد



---

## الشكر و العرفان

الحمد لله و الشكر له . أشكره تعالى وأحمده كما ينبغي لجلال وجهه و عظيم سلطانه ، فهو المنعم والمتفضل قبل كل شيء، أشكره أن حقق لي ما أصبو إليه في استكمال درجة الدكتوراه في الفيزياء دون الذرية . و الصلاة و السلام على افضل خلق الله نبينا محمد و على اله و صحبه اجمعين الى يوم الدين .

أتقدم بعظيم الشكر والتقدير للأستاذ الدكتور مبارك نور الدين على قبوله الاشراف على هذا العمل و حسن رعايته له رغم انشغالاته الكثيرة . كما أتقدم بجزيل الشكر و اجل الشناء إلى أستاذي عبد الحميد بو الجدري الذي كان الى جانبنا دائما بالمساعدة العلمية و بالنصح و قبوله تراس لجنة المناقشة . وأشكر للأساتذة الكرام: الاستاذ الدكتور بملول الدراجي و الاستاذ الدكتور رضا عطاء الله على حسن مساعدتهم لنا . كما اتوجه بالشكر للسادة :

– الاستاذ الدكتور بوجعدار جمال

– الاستاذ الدكتور خنفايس كمال

– الاستاذ الدكتور عواشرية المكي

– الاستاذ الدكتور يزيد دلنده

على تفضلهم بمناقشة هذه الدراسة . كما اتوجه بالشكر الى كل من كان الى جانبنا من قريب او من بعيد .



## المقدمة

النموذج القياسي لفيزياء الجسيمات هو اطار نظري لشرح بنية المادة , بدأت عملية بناءه في اربعينيات القرن الماضي و استمرت حتى منتصف السبعينيات . من حيث البنية هو عبارة عن ذمغ لنظريتين حقوليتين هما نظرية الديناميك الكمومي اللوني و النظرية الكهروضعيفة اما الاسس التي بني عليها فهي ثلاثة . و هي - مبدا وحدات البناء , مبدا الصمود ازاء التحويلات المعيارية و الية الانكسار التلقائي للتناظر . اهم نجاحات هذا النموذج هي تفسيره لبنية كل الجسيمات المعروفة لحد الان و كذلك شرحه لكل عمليات التصادم التي تتم في كل المصادمات العاملة في الوقت الحاضر . بالرغم من كل النجاحات التي حققها هذا النموذج فان الصعوبات التي واجهته جعلت الفيزيائيين يعتقدون بجزم انه مجرد حالة خاصة من نظرية اكثر شمولاً , لذلك فقد تم وضع العديد من النماذج الجديدة ( نماذج ما بعد النموذج القياسي ) بغية التغلب على الصعوبات التي واجهت النموذج القياسي . من بين هذه النماذج هناك من لقي اهتماما كبير من قبل الفيزيائيين و هي على وجه الخصوص التناظر الفائق , الاوتار الفائقة , الابعاد المتعددة و النموذج القياسي الغير تبديلي .

النموذج القياسي الغير تبديلي هو النموذج القياسي مبني في الفضاء الغير تبديلي و هو الفضاء الذي تكون فيه الاحداثيات غير متبادلة . هناك عدة عوامل دفعت الفيزيائيين في العقدين الاخيرين للاهتمام بهذا النموذج و هي على وجه الخصوص : اولاً - الفضاء العادي هو حالة خاصة من الفضاء الغير تبديلي و عليه فانه من المنطقي التفكير في بناء النموذج القياسي في هذا الفضاء - ثانياً : نظرية الاوتار الفائقة تتنبأ بوجود النموذج القياسي الغير تبديلي حيث تبين انه يمثل حالة خاصة من هذه النظرية و هي حالة الطاقات المنخفضة . ثالثاً - في هذا النموذج تبرز الظواهر الفيزيائية الجديدة نتيجة لتشوه الفضاء و بالتالي فانه ليس هناك اية حاجة لادخال انواع جديدة من الجسيمات كما يتم في باقي النماذج الجديدة .

من اجل اختبار النموذج القياسي الغير تبديلي اجررت العديد من الدراسات الظاهرية باستخدام قواعد فاينمان التي تم اشتقاقها في اطار هذا النموذج . الاغلبية العظمى من هذه الاعمال تناولت عمليات يحكمها التفاعل الكهروضعيف مثل تصادمات الالكترونات ببعضها البعض , تصادمات الالكترونات بالبوزيترونات او بعض عمليات التفكك لجسيمات ثقيلة و هذا يعني انه لا يمكن التاكيد من النتائج التي تم التوصل لانه ليس هناك اي نوع من هذه التجارب في الوقت الحاضر و

انه يجب الانتظار حتى انطلاق المصادم الخطي الدولي . في هذه الاطروحة سنقوم بدراسة عملية انتاج الأزواج  $t\bar{t}$  في اطار النموذج القياسي الغير تبديلي و ذلك من اجل اختبار هذا النموذج . هناك عدة عوامل تدفع للاعتماد على هذه العملية لاختبار هذا النموذج او النماذج الجديدة بصفة عامة و هي - اولاً : هناك اعتقاد سائد لدى الفيزيائيين بان الكوارك " طوب " يشكل نافذة الى فيزياء جديدة و هذا الاعتقاد مرده هو الكتلة الكبيرة لهذا الجسيم اذ انه يملك كتلة تعادل كتلة ذرة الذهب . ثانياً : زمن حياة الكوارك طوب قصير جدا  $5 \times 10^{-25}$  s  $\approx$  اي انه يتفكك قبل ان يشكل حالة هادرونية و هذا يعني الحفاظ كل المعلومات التي تخص حالته الاساسية . - ثالثاً : انتاج الأزواج  $t\bar{t}$  يتم باعداد كبيرة في كل من الثيفاترون ( $0.5 - 0.7 \times 10^{-4}$  Hz اي حوالي  $10^6$  زوج خلال التشغيل الكلي ) و المصادم الهادروني الكبير ( 10 Hz اي حوالي  $10^8$  زوج في السنة ) و هو ما يسمح برصد الاشارات الضعيفة التي قد تنشأ نتيجة لاي فيزياء جديدة . رابعاً : وثوقية النتائج التي يمكن الحصول عليها اذ ان الكوارك " طوب " يمتلك قناة تفكك عالية النقاء ( التفكك الى لبتونين ) .

لقد جاء هذا العمل في ثلاثة فصول هي - الفصل الاول : و فيه قدمنا بايجاز النموذج القياسي العادي حيث تحدثنا عن اسس النموذج القياسي ( مبدا الجسيمات الاولية , التناظر ازاء التحويلات المعيارية , الانكسار التلقائي للتناظر ) , شرح التفاعلات , نجاحاته , الصعوبات التي واجهته و الحاجة الى نماذج جديدة . - الفصل الثاني : خصص للنموذج القياسي الغير تبديلي و قد تطرقنا فيه الى تاريخ النموذج القياسي الغير تبديلي , مفهوم الفضاء الغير تبديلي , الاسس التي بني عليها و توقعاته . - الفصل الثالث : : و فيه قمنا بدراسة عملية انتاج الأزواج  $t\bar{t}$  في اطار النموذج القياسي الغير تبديلي حيث قمنا بحساب المقطع العرضي التفاضلي , التوزيع الزاوي , اللاتناظر خلف امام و في الاخير قمنا بعملية حصر لعتبة ( سلم ) الهندسة الغير تبديلية . و في الاخير قدمنا الخلاصة العامة .

---

---

# الفصل 1

---

## النموذج القياسي في فيزياء الجسيمات

**The Standard Model is certainly not the final theory of particle interactions. It was created by crudely splicing the electroweak theory and the theory of quantum chromodynamics . The theory is rather unwieldy and inelegant .**

MICHIO KAKU

### 1.1 لمحة تاريخية

فيزياء الجسيمات هي العلم الذي يهتم بالبحث عن تفسير لبنية المادة . إن تفسير بنية المادة يعني إيجاد وحدات البناء الأساسية و شرح كيفية الترابط(التفاعل) فيما بينها . و المقصود هنا بوحدات البناء هو الجسيمات الأولية أي تلك الجسيمات التي لا تملك بنية داخلية . ولد هذا العلم سنة 1898 م عندما نجح ج ج طومسون في انتزاع الالكترونات من الذرات و إخضاعها للدراسة و التعرف عليها بتعريضها للحقول المغناطيسية و الكهربائية . و منذ ذلك الحين الى يومنا هذا يمكن القول ان فيزياء الجسيمات مرت بثلاثة فترات تميزت عن بعضها البعض بتغير جذري في الافكار حول بنية المادة . و هي :

– من الذرة الى النوكليون (1898 – 1937):

– في هذه الفترة سقطت فكرة الذرة الغير قابلة للانقسام و معها فكرة كونها وحدة بناء المادة . فقد ادى اكتشاف طومسون للالكترتون و الاعمال الرائدة لكل من رذرفورد و يوكاوا و كذلك اكتشاف شادويك للنوترون الى تشكل فكرة جديدة مفادها ان وحدات بناء المادة هي الجسيمات الثلاث : البروتون , النوترون و الالكترتون . فالبروتونات و النوترونات تتجمع

مع بعضها البعض بفعل القوة النووية القوية (بتبادل البيون) مشكلة نواة الذرة و حول هذه النواة تدور الالكترونات بفعل القوة الكهربائية . و قد مكن التصور الجديد من تفسير وجود كل العناصر الكيميائية اما الذرة فقد اصبحت تشكل وحدة البناء الكيميائية . في الجدول 1.1 [1] نجد ملخص لاهم الاكتشافات التي تمت خلال هذه الفترة .

التاريخ	الحدث
1898	اكتشاف الالكترين
1901-1905	اكتشاف الكم
1905	النسبية الخاصة
1909-1911	اكتشاف النواة الذرية
1912-1913	نموذج بور لذرة الهيدروجين
1919	اكتشاف البروتون
1923-1927	تطوير الميكانيك الكوانتي
1928	معادلة ديراك
1929	بناء اول مسرع (Van de Graaff)
1930	فرضية النوترينو لباولي و بناء اول مسرع حلقي
1932	اكتشاف البوزيترون (اندرسون) و النوترون (شادويك)
1934	اكتشاف اشعاع شيرينكوف
1935	شرح القوة النووية (نظرية يوكاوا)
1936	اكتشاف الجسيمات الرنينية
1937	اكتشاف الميون

جدول 1.1: اكتشافات الفترة 1898-1937

- عصر الجسيمات الثقيلة (1937-1965):

- تميزت هذه الفترة بالتطور الكبير في الطرق التجريبية فمن جهة دخلت الى الخدمة عدة انواع من المسرعات و بطاقات متزايدة و من جهة اخرى استخدم مبدا الصدم في التجارب بدل عمليات القذف و هو ما ادى الى مضاعفة طاقات التصادم كما تم استخدام انواع جديدة من الكواشف . لقد ادت هذه العوامل الى اجراء تجارب وفق الحاجة و هو ما سمح باكتشاف

عدد كبير جدا من الجسيمات ( صنف اغلبها على انها ثقيلة ) كما سمح بالتعرف على خصائص جديدة لجسيمات ( اعداد كمية جديدة ... ) . من اهم ما تم اكتشافه خلال هذه الفترة هو ان البروتون و النيوترون ليس باولييين و انهما قابلان للتفكك و انه لا يمكن شرح الطيف الجسيمي الجديد بواسطة هذين الجسيمين و الالكترتون . و عليه فقد طرح نموذج جديد هو النموذج الكواركوني و الذي ينص على ان وحدات بناء المادة هي ثلاثة انواع جديدة من الجسيمات اطلق عليها اسم الكواركات و هي : (الكوارك (u) up , الكوارك (d) down و الكوارك (s) strang ) و الجدول 2.1 [1] يبين اهم اكتشافات هذه الفترة :

التاريخ	الحدث
1940	نظرية باولي
1946	بناء اول مسرع حلقي تزامني
1947	اكتشاف البيون الموجب ( $\pi^+$ )
1948	نظرية الديناميك الكمومي الكهربائي (QED)
1949–1950	اكتشاف البيون المحايد ( $\pi^0$ )
1951–1954	اول استخدام لغرف الفقاقيع و اكتشاف ( $K_S^0, \Lambda, \Xi, \Sigma, \Delta(1232)$ )
1956	اعتماد مبدا المصادمة في المسرعات و اكتشاف ( $\bar{\nu}_e, \bar{p}, K_L^0$ )
1959	اكتشاف الميزونات ( $\rho, w, \eta$ )
1962	الحزم النوترينية
1964	نظرية الكواركات
1965	العدد الكمي اللوني و الغلوونات

### جدول 2.1: اكتشافات الفترة 1937–1965

– من النموذج القياسي الى ما بعده (1965 – حتى الان ):

– شهدت هذه الفترة ظهور اول نموذج لفيزياء الجسيمات و ذلك بعدما تم توسيع قائمة الكواركات لتصبح ستة بدلا من ثلاث و بناء نظرية الديناميك الكمومي اللوني . و قد تم خلال هذه الفترة ايضا بناء مسرعين هما الشيفاطرون و ال LHC بطاقة تصادم كافية لاختبار صحة النموذج القياسي . و قد تم بهما التأكد من صحة كل توقعات هذا النموذج بدون استثناء . في الجدول 3.1 [1] ملخص لاهم الاكتشافات التي تمت خلال هذه الفترة :

التاريخ	الحدث
1968	نظرية القوة الكهروضعيفة و النموذج البارتوني
1973	نظرية الديناميك الكمومي اللوني
1974	اكتشاف الجسيم $J/\Psi(c\bar{c})$
1975	اكتشاف الجسيمات $(\tau, \Upsilon)$ في ال SPS(CERN)
1979-1980	اكتشاف الغلوون
1981-1983	اكتشاف الجسيمات $(W, Z)$ في ال SP $\bar{P}$ S(CERN)
1989-1992	التأكد من صحة الديناميك الكمومي اللوني
1995	اكتشاف الكوارك Top بالثيفاطرون
2012	اكتشاف البوزون هيغز بال LHC

جدول 3.1: اكتشافات الفترة 1965-2015

## 2.1 مبادئ النموذج القياسي

النموذج القياسي هو الاطار النظري الذي يشرح بنية المادة اي انه النظرية التي تحدد ماهي وحدات بناء المادة و كيف تتفاعل فيما بينها لتشكّل كل ما هو موجود من مادة و ظواهر . تم بناء هذا النموذج خلال الربع الثالث من القرن ال 20 من قبل العديد من الفيزيائيين مثل فاينمان , عبد السلام Salam , جامان Gell-Mann , زويغ Zweig , غلاشو Glashow ووينبرغ Weinberg .... الخ . من حيث البنية فان هذا النموذج هو عبارة عن دمج لنظريتين مشتقتين من نظرية الحقول المكممة هما نظرية الديناميك الكمومي اللوني و النظرية الكهروضعيفة ( و هي توحيد لنظريتي الديناميك الكمومي الكهربائي و نظرية القوة الضعيفة ) . اما الاسس التي بني عليها فهي ثلاثة مبادئ , و هي : المبدأ الاول هو المبدأ الذي يحدد ما هي لبنات بناء المادة ( الجسيمات الاولية ) , المبدأ الثاني هو مبدأ الصمود ازاء التحويلات المعيارية اما المبدأ الثالث فهو مبدأ الانكسار التلقائي للتناظر .

### 1.2.1 الجسيمات الاولية في النموذج القياسي

في النموذج القياسي ليس هناك طريقة نظرية لتحديد وحدات البناء لذلك فقد تم تحديدها افتراضيا اي بواسطة مبدأ . وفقا لهذا المبدأ فان لبنات بناء المادة هي اثنه عشر جسيما فيرميونيا ذات سبين  $s = \frac{1}{2}$  ( موضحة بالجدول 4.1 [2, 3] ) و يمكن لهذه الجسيمات ان تتفاعل مع بعضها البعض بتبادل جسيمات بوزونية . تنقسم هذه اللبنات الى مجموعتين تحتوي كل

منها على ستة جسيمات و كل مجموعة مقسمة الى ثلاثة اجيال او عوائل يحتوي كل جيل على جسيمين . المجموعة الاولى هي عبارة ستة لبتونات و هي جسيمات معروفة تجريبيا اما المجموعة الثانية فهي عبارة عن ستة كواركات و هي جسيمات تم افتراضها و لم يتم رصدها بشكل مباشر و هي تتميز بكونها تحمل شحنة كهربائية كسرية من شحنة الالكترن . تتميز جسيمات الجيل الاول من كل مجموعة بأنها غير قابلة للتفكك اما جسيمات باقي الاجيال فقد اثبت تجريبيا انها تتفكك معطية جسيمات من الجيل الاول .

	الكواركات			اللبتونات		
	الاسم	الكتلة (MeV)	الشحنة (e)	الاسم	الكتلة (MeV)	الشحنة (e)
الجيل الاول	up u	1.5 – 3	$\frac{2}{3}$	electron $e^-$	0.511	-1
	down d	3 – 7	$-\frac{1}{3}$	$\nu_e$	0	0
الجيل الثاني	charm c	$1250 \pm 90$	$\frac{2}{3}$	muon $\mu^-$	105.7	-1
	strang s	$95 \pm 25$	$-\frac{1}{3}$	$\nu_\mu$	0	0
الجيل الثالث	top t	$172 \times 10^3$	$\frac{2}{3}$	tau $\tau^-$	1777	-1
	beauty b	$4200 \pm 70$	$-\frac{1}{3}$	$\nu_\tau$	0	0

جدول 4.1: اللبتات في النموذج القياسي

## 2.2.1 المبدأ المعياري

التحويل المعياري هو التحويل المعرف ب :

$$U_\theta = \exp(i\theta) \quad , \quad \theta \text{ حقيقي} \quad (1.1)$$

بحيث يتحول التابع الموجي  $\psi$  بواسطة هذا التحويل الى التابع  $\psi'$  كمايلي :

$$\psi \longrightarrow \psi' = e^{i\theta} \psi \quad (2.1)$$

وفقا لتبعية المقدار  $\theta$  للاحداثيات الفضائية يمكن تمييز نوعين من هذا التحويل :

ا - التحويل المعياري الموضعي **local guage transformation** : يقال عن التحويل المعياري انه موضعي عندما يتعلق المقدار  $\theta$  بالاحداثيات الفضائية و هذا يعني ان قيمة التحويل المعياري تتغير من مكان الى اخر .  
 ب - التحويل المعياري الكوني ( العالمي ) **global guage transformation** : يقال عن التحويل المعياري انه كوني عندما يكون المقدار  $\theta$  ثابتا اي لا يتعلق بالاحداثيات و هو ما يعني ان قيمة التحويل هي نفسها في كل مناحي الفضاء .

ينص المبدأ المعياري على ان قوانين الحركة لا تتأثر بالتحويل المعياري الموضعي [4] او بصورة اخرى صمود قوانين الحركة ازاء هذا التحويل و هو ما يكافئ تماما صمود اللاغرانجيان . يمكن فهم هذا المبدأ في اطار نظرية نوثار **Noether's theory** [5, 6] التي تنص على انه مقابل كل تناظر توجد كمية فيزيائية محفوظة وفقا لهذه النظرية فان التناظر ازاء التحويل المعياري الموضعي يقابله انحفاظ الشحنة و عليه فان المبدأ المعياري هو المبدأ الذي يضمن انحفاظ الشحنة الكهربائية . لتوضيح اهمية هذا المبدأ في فيزياء الجسيمات نقوم بتطبيقه على حالة الديناميك الكمومي الكهربائي ( جسيم ديراك ) حيث يكتب لاغرانجيان الجسيم الحر كمايلي :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (3.1)$$

صورة هذا اللاغرانجيان بالتحويل المعياري الموضعي  $\exp i\theta(x)$  هي :

$$\mathcal{L}' = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - (\partial_\mu\theta)\bar{\psi}\partial_\mu\psi \quad (4.1)$$

نلاحظ ان اللاغرانجيان الناتج عن التحويل يحتوي حدا اضافيا بالنسبة للاصلي و هذا يعني ان اللاغرانجيان ليس صامدا ازاء التحويل المعياري الموضعي . لجعل اللاغرانجيان صامدا يجب اضافة حد جديد مناسب و هو  $A_\mu q(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)$  حيث  $A_\mu$  هو حقل جديد ( يسمى الحقل المعياري ) يجب ان يتحول بالشكل الموالي حتى يبقى اللاغرانجيان صامدا :

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu + \partial_\mu\theta \quad (5.1)$$

و عليه فان اللاغرانجيان الجديد الذي يحقق شرط الصمود هو :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (6.1)$$

الحد الاخير :

$$\mathcal{L}_I = -q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (7.1)$$

يمثل لاغرانجيان التفاعل بين الحقل  $A_\mu$  و تيار الجسيمات الذي تولده الشحنة ( $q$ ) و هو :  $J^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$  . الملاحظ هو ان تطبيق شرط الصمود ازاء التحويل المعياري الموضعي سمح بالتنبؤ بحقل القوى ( الحقل المعياري  $A_\mu$  ) و شكل التفاعل بينها و بين الجسيمات . و هاته هي اهمية المبدأ المعياري حيث استخدم كما سنرى فيما بعد في شرح مختلف التفاعلات الممكنة بين الجسيمات و ذلك وفقا لنوع المصادر .

### 3.1 الانكسار التلقائي للتناظر

عند استخدام المبدأ المعياري للتنبؤ بحوامل التأثير نجد ان كل حوامل التأثير هي جسيمات عديمة الكتلة و لان الامر ليس كذلك بالنسبة للتفاعل الضعيف فقد تم في اوائل الستينات تطوير الية جديدة لتجاوز هذه الصعوبة و قد سميت هذه الالية بالية هيغز . يعود الفضل في تطوير هذه الالية الى كل من Peter Higgs , François Englert, Robert Brout [7, 8, 9] الية هيغز تقوم على فكرة الانكسار التلقائي للتناظر و التي تعني فقدان التناظر بدون مسبب خارجي . المثال النموذجي لشرح هذه الفكرة هو النظام الفيزيائي المكون من جسيم يتحرك في الكمون التالي [10] ( الشكل 1.1 ) :

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu\phi^*\phi - \frac{1}{4}(\phi^*\phi)^2 \quad (8.1)$$

الحقل  $\phi$  هو حقل سلمي مركب و بالتالي فانه يمكن كتابته على النحو التالي :

$$\phi = \phi_1 + i\phi_2$$

حيث  $\phi_1$  و  $\phi_2$  حقلين سلمييين حقيقيين . اللاغرانجيان الذي يصف ديناميك هذه الجملة هو :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial\phi)^*(\partial\phi) + \frac{1}{2}\mu\phi^*\phi - \frac{1}{4}(\phi^*\phi)^2 \quad (9.1)$$

و هو متناظر ازاء التحويل  $\phi' = -\phi$  . باخضاع هذا اللاغرانجيان لشرط التناظر ازاء التحويل المعياري الموضوعي التالي :

$$\phi' = e^{i\theta(x)}\phi \quad (10.1)$$

سنكون عندها مضطرين لادخال حقل معياري عديم الكتلة  $A^\mu$  و استبدال المشتق التفاضلي  $\partial_\mu$  بالمؤثر التالي :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (11.1)$$

و عليه فان اللاغرانجيان الصامد هو :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\mathcal{D}_\mu\phi)^*(\mathcal{D}_\mu\phi) + \frac{1}{2}\mu\phi^*\phi - \frac{1}{4}(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (12.1)$$

حيث  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  . في النظرية الاضطرابية يتم كتابة الحقل بجوار حالته الاساسية و هي الحالة التي ينعلم عندها الكمون ( عادة  $\phi = 0$  ) . الكمون الذي بين ايدينا ينعلم عند قيم  $\phi_1$  و  $\phi_2$  التي تحقق المعادلة التالية :

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2 \quad (13.1)$$

لكتابه الحقل بجوار احدى هذه النقاط نقوم بادخال الحقلين  $\eta$  و  $\xi$  المعرفين ب :

$$\eta = \phi_1 - \mu/\lambda , \quad \xi = \phi_2 \quad (14.1)$$

بالتعويض نجد ان عبارة اللاغرانجي السابق تاخذ الشكل التالي :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[ \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[ \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) \right] + \left[ -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(q\frac{\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu \right] \\ & + \left\{ q[\eta(\partial_\mu \xi) - \xi(\partial_\mu \eta)]A^\mu + q^2\frac{\mu}{\lambda}\eta(A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2}q^2(\eta^2 + \xi^2)(A_\mu A^\mu) \right. \\ & \left. - \lambda\mu(\eta^3 + \eta\xi^2) - \frac{1}{4}\lambda^2(\eta^4 + \eta^2\xi^2 + \xi^4) \right\} - 2i\left(q\frac{\mu}{\lambda}\right)(\partial_\mu \xi)A^\mu + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2 \end{aligned} \quad (15.1)$$

الحد الاول من السطر الاول يمثل لاغرانجيان جسيم بدون سبين ( الحقل  $\eta$  و يسمى حقل هيغز ) كتلته هي  $m = \sqrt{2}\mu$  , الحد الثاني من السطر الاول يمثل لاغرانجيان جسيم بدون سبين ( الحقل  $\xi$  و يسمى حقل غولدستون ) و هو بدون كتلة اما الحد الثالث من هذا السطر فيمثل لاغرانجيان الحقل المعياري  $A^\mu$  لكنه في هذه الحالة يمتلك كتلة تعطى ب :

$$m_A = 2q\frac{\mu}{\lambda} \quad (16.1)$$

الحدود الموجودة بين العارضتين هي عبارة عن تفاعلات بين مختلف الحقول , الحد ما قبل الاخير هو عبارة عن ثابت و هو لا يسبب اية مشكلة . الحد الوحيد الذي ليس له تفسير هو الحد الاخير . في هذا اللاغرانجيان يجب التخلص من حقل غولدستون و لفعل ذلك سنختار المعيار  $\theta$  بالكيفية المناسبة و هي :

$$\theta = -\tan^{-1}(\phi_2/\phi_1) \quad (17.1)$$

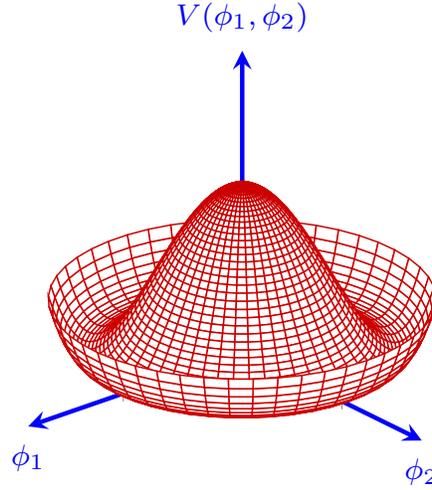
و منه نجد ان اللاغرانجيان ياخذ الشكل التالي :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[ \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[ -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(q\frac{\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu \right] \\ & + \left\{ q^2\frac{\mu}{\lambda}\eta(A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2}q^2\eta^2(A_\mu A^\mu) - \lambda\mu\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 \right\} \\ & + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2 \end{aligned} \quad (18.1)$$

و هو لاغرانجيان جسيم بدون سبين  $\eta$  (جسيم هيغز ) و جسيم معياري كتلي  $A_\mu$  . الملاحظ هو ان هذا اللاغرانجيان غير متناظر ازاء التحويل  $\eta \rightarrow \eta' = -\eta$  و هو ما يشار اليه بالانكسار التلقائي للتناظر و هي الالية التي سمحت باظهار كتلة كل من الحقل  $\eta$  و الحقل  $A_\mu$  .

## 4.1 التفاعلات في النموذج القياسي

- يتم وصف ديناميك الفيرميونات في النموذج القياسي باستخدام نظرية الحقول الكممة و هي نظرية تعتمد في صياغتها على مبادئ الميكانيك التحليلي ( ميكانيك لاغرانج و هاملتون ) . اما التفاعلات الممكنة لهذه الجسيمات و اشكالها فيتم تحديدها



شكل 1.1: حقل هيغز

باستخدام مبدأ الصمود ازاء التحويلات المعيارية الموضعية Local Gauge Invariance و هو المبدأ الذي بضمن انحفاظ الشحنة الكهربائية للجسيمات المتفاعلة . التفاعلات الاساسية المعروفة لحد الان اربعة و هي :

التفاعل الثقالي التفاعل الثقالي مصدره هو المادة و هو يؤثر في كل الجسيمات المادية او الطاقوية . و هو يوصف قي الوقت الحاضر بنظرية النسبية العامة .

التفاعل الكهرومغناطيسي هذا التفاعل يحدث بين كل الجسيمات التي تحمل شحنة كهربائية و يتم بتبادل الفوتونات . ثابت الارتباط للقوة الكهرومغناطيسية عند الطاقات من رتبة ال MeV يساوي  $\frac{1}{137}$  و قد بينت التجارب ان هذا الثابت هو ثابت ديناميكي اذ انه يتعلق بالطاقة فهو يزداد بازديادها و قد قيس ب  $\frac{1}{128}$  عند الطاقات من رتبة ال 100 GeV .

التفاعل الضعيف يحدث هذا التفاعل بين كل الفيرميونات و يتم بتبادل ثلاثة انواع من الجسيمات و هي  $Z^0$  و  $W^\pm$  . و خلافا لباقي التفاعلات فان حوامله هي جسيمات ذات كتلة (  $\sim 100\text{GeV}$  ) و هو ما يجعل مدى هذه القوة قصير جدا . نظرا لضعف هذه القوة فانه لا يمكن ملاحظة اثارها في عمليات التصادم نتيجة لطغيان تايثر التفاعلات الكهرومغناطيسية او القوة القوية . لذلك فان اثر هذه القوة يظهر فقط في عمليات التفتك . ما يميز هذه القوة عن غيرها انها لاتستطيع تشكيل حالات مرتبطة كما انها تحرق قانون المحفاظ الزوجية و الشحنة ( violate CP invariance ) . ثابت الاقتران الضعيف هو  $\alpha_w = \frac{g_w^2}{4\pi\hbar c} \cong 10^{-6}$  حيث  $g_w$  هو ثابت فاينمان .

التفاعل القوي هو التفاعل المسؤول عن ربط الكواركات ببعضها لتشكيل الجسيمات الثقيلة . مصدره هو الشحنة اللونية و هو يوصف بواسطة نظرية الديناميك الكمومي اللوني .

الشحنة [e]	الكتلة [GeV]	التفاعل	الحقل	الجسيم
0	0	الكهرومغناطيسي	$A_\mu$	الفوتون $\gamma$
0	91.19	الضعيف	$Z_\mu$	البوزون Z
$\pm 1$	80.4	الضعيف	$W^\pm$	البوزون W
0	0	القوي	$G_\mu^a$	الغلون g

جدول 5.1: حوامل التأثير

استطاع النموذج القياسي تفسير هذه التفاعلات , فيماعد التفاعل الثقالي , باستخدام مبدا الصمود ازاء التحويلات المعيارية الموضوعية . لقد تبين ان هذه الطريقة ناجحة فقط مع التفاعل الكهرومغناطيسي و التفاعل القوي لان حوامل هاتين القوتين عديمة الكتلة لكنها لم تنجح مع القوة الضعيفة لان حوامل هذه القوة كما بينت التجربة هي جسيمات ذات كتلة غير معدومة ( الجدول 5.1) . و هو ما دفع الى توحيد القوة الضعيفة مع القوة الكهرومغناطيسية لتجاوز هذه الصعوبة . و عليه فان عدد القوى الاساسية في النموذج القياسي هو اثنان و هما القوة الكهروضعيفة و القوة القوية . فيمايلي شرح لهاتين القوتين وفق منظور النموذج القياسي .

#### 1.4.1 التفاعل الكهروضعيف

في ستينيات القرن الماضي قام كل من غلاشو و [11] , عبد السلام [12] و وينبرغ [13] ببناء نموذج جديد يسمى نموذج القوة الكهروضعيفة . و هو نموذج يعتبر ان كل من القوة الضعيفة و القوة الكهرومغناطيسية مجرد مظهرين لقوة اساسية واحدة اطلق عليها اسم القوة الكهروضعيفة . هذا النموذج بني على اساس ان اللاغرانجيان يجب ان يكون متناظرا بالنسبة للتحويل  $SU(2) \otimes U(1)$  و قد تطلب ذلك ادخال ثلاث مقادير جديدة هي الشحنة الفائقة ( $Q$ ) , الشحنة الفائقة الضعيفة ( $Y$ ) و الايزو سبين الضعيف ( $\vec{I}(I_1, I_2, I_3)$ ) و هذه المقادير ترتبط مع بعضها البعض بعلاقة نيغيشيما

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (19.1)$$

اضافة الى عملية ادخال هذه المقادير فان عملية بناء اللاغرانجي تطلبت ايضا اعادة ترتيب جسيمات النموذج القياسي كما هو موضح بالجدول 6.1 [14] حيث قسمت كل مجموعة من مجموعتي هذا النموذج الى مجموعتين يسارية  $\psi_L$  و يمينية  $\psi_R$

و ذلك وفقا للاستقطابية helicity (  $\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$  ,  $\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$  ) كما قسمت كل مجموعة من المجموعات الناتجة الى حالات خاصة لكل من الازوسبين الضعيف و مركبته الثالثة . الحالات  $d'$  ,  $s'$  و  $b'$  ليست حالات

	الحالات الفيرميونية	$T$	$T_3$	$Y$	$Q$
لبتونات	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	-1	0
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$		-1/2	-1	-1
	$e_R$	0	0	-2	-1
كواركات	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+1/3	+2/3
	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$		-1/2	1/3	-1/3
	$u_R$	0	0	1/3	2/3
	$d_R$	0	0	-1/3	-1/3
	$c_R$				
	$t_R$				

جدول 6.1: الحالات الخاصة في التفاعل الكهروضعيف

ذاتية للمادة و هي ترتبط معها بالمصفوفة  $CMK$  [16 , 15]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (20.1)$$

الحالات اليمينية لا تتاثر بالتحويل  $SU(2)$  و تتحول بالتحويل  $U(1)$  كمايلي :

$$\psi'_R = \exp \left[ i \frac{g'}{2} \theta(x) \cdot Y \right] \psi_R \quad (21.1)$$

اما الحالات اليسارية فهي لا تتاثر بالتحويل  $U(1)$  و تتحول بالتحويل  $SU(2)$  كمايلي :

$$\psi'_L = \exp \left[ ig\theta(x) \cdot I \right] \psi_L \quad (22.1)$$

لاغرانجيان الفيرميونات الحرة في هذه الحالة يكتب كمايلي :

$$\mathcal{L} = i \sum_f \bar{\psi}_f \gamma_\mu \partial^\mu \psi_f = i \sum_f \bar{\psi}_{fR} \gamma_\mu \partial^\mu \psi_{fR} + i \sum_f \bar{\psi}_{fL} \gamma_\mu \partial^\mu \psi_{fL} \quad (23.1)$$

لقد تم اعتبار الفيرميونات عديمة الكتلة لان الحد الذي يعبر عن كتلة الفيرميونات و الذي هو من الشكل

$$-m_f \bar{\psi}_f(x) \psi_f(x)$$

ليس صامدا ازاء الزمرتين  $U(1)$  و  $SU(2)$  [17]. بتطبيق شرط الصمود على هذا اللاغرانجي ازاء التحويل  $U(1) \otimes SU(2)$

نجد ان الحالات اليسارية تفرض ان يستبدل المشتق الجزئي بالعبارة التالية :

$$D^\mu = \partial^\mu + i \frac{g}{2} \tau \cdot W^\mu + i \frac{g'}{2} Y B^\mu \quad (24.1)$$

اما الحالات اليمينية فتفرض الاستبدال التالي :

$$D^\mu = \partial^\mu + i \frac{g'}{2} Y B^\mu \quad (25.1)$$

حيث  $(g)$  و  $(g')$  هما ثابتا الاقتران ,  $(\tau)$  مصفوفات باولي التي تمثل مولدات الزمرة  $SU(2)$  و  $Y$  هي الشحنة الفائقة مولدة الزمرة  $U(1)$ . نلاحظ انه تم ادخال اربعة حقول جديدة وهي الحقل المعياري  $B^\mu$  الذي يظهر كنتيجة للتناظر ازاء التحويل  $U(1)$  و الحقول المعيارية الثلاث  $(W_i^\mu, i = 1, 2, 3)$  التي تظهر كنتيجة للتناظر ازاء التحويل  $SU(2)$ . اللاغرانجيان الجديد هو :

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{\psi}_L \gamma_\mu \left[ \partial^\mu - i \frac{g}{2} \tau \cdot W^\mu - i \frac{g'}{2} Y B^\mu \right] \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma_\mu \left[ \partial^\mu - i \frac{g'}{2} Y B^\mu \right] \psi_R \quad (26.1)$$

هذه العبارة لا تحتوي على الحدود التي تمثل الطاقة الحركية للحقلان المعياريان  $W$  و  $B$  لذلك يجب اضافة هذين الحدين يدويا . و بذلك ياخذ اللاغرانجيان الذي يصف ديناميك الفيرميينات تحت تاثير التفاعل الكهروضعيف الشكل التالي :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & \bar{\psi}_L \gamma_\mu \left[ \partial^\mu - i \frac{g}{2} \tau \cdot W^\mu - i \frac{g'}{2} Y B^\mu \right] \psi_L \\ & + \bar{\psi}_R \gamma_\mu \left[ \partial^\mu - i \frac{g'}{2} Y B^\mu \right] \psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (27.1)$$

و هو مكون من ثلاثة حدود هي :

$$\mathcal{L}_{fermion} = i \bar{\psi}_R \gamma_\mu \partial^\mu \psi_R + i \bar{\psi}_L \gamma_\mu \partial^\mu \psi_L \quad (28.1)$$

$$\mathcal{L}_{interaction} = \bar{\psi}_L \gamma_\mu \left[ -i \frac{g}{2} \tau \cdot W^\mu - i \frac{g'}{2} Y B^\mu \right] \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma_\mu \left[ -i \frac{g'}{2} Y B^\mu \right] \psi_R \quad (29.1)$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (30.1)$$

يمكن تقسيم لاغرانجيان التفاعل الى قسمين ( صنفين ) :

$$\mathcal{L}_{charg} = -\frac{g}{2}\bar{\psi}_L\gamma_\mu\left(\tau_1W_1^\mu + \tau_2W_2^\mu\right)\psi_L \quad (31.1)$$

$$\mathcal{L}_{neut} = -\frac{g}{2}\bar{\psi}_L\tau_3W_3^\mu\psi_L - i\frac{g'}{2}\bar{\psi}_L\gamma_\mu YB^\mu\psi_L - i\frac{g'}{2}\bar{\psi}_R\gamma_\mu YB^\mu\psi_R \quad (32.1)$$

الحد  $\mathcal{L}_{charg}$  يمكن اعادة كتابته بالشكل التالي :

$$\mathcal{L}_{charg} = -\frac{g}{2}\bar{\psi}_L\gamma_\mu\begin{pmatrix} 0 & W_1^\mu - iW_2^\mu \\ W_1^\mu + iW_2^\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (33.1)$$

و هو ما يسمح باستخلاص مفهوم البوزونات المعيارية المشحونة كتركيب خطي للحقول المعيارية :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (34.1)$$

انطلاقا من الحد  $\mathcal{L}_{neut}$  يمكننا ايضا اعادة تعريف الحقول بالشكل التالي :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ Z_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (35.1)$$

و هو ما يسمح بالحصول على بوزونات معيارية غير مشحونة ( محايدة ) كتركيب خطي للحقول الشعاعية المعيارية . الوسيط  $\theta_W$  يسمى زاوية وينبرغ Wienberg و هي ترتبط بثابتي الاقتران كمايلي :

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (36.1)$$

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (37.1)$$

وفقا لهذا اللاغرانجيان فان الفيرميونات و الجسيمات المعيارية هي جسيمات عديمة الكتلة . لظهار كتل هذه الجسيمات نستخدم الية هيغز حيث يتم ادراج حقلين جديدين احدهما هو حقل هيغز لظهار كتل البوزونات المعيارية و الاخر هو حقل يوكاوا yokawa لظهار كتل الفيرميونات . اولا ندخل حقل هيغز [17]  $\phi$  المعروف على شكل ثنائية ( حالة خاصة للايزوسبين الضعيف ) :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad (38.1)$$

كمون هذا الحقل معرف كمايلي :

$$V(\phi) = -\mu^2\phi\phi^\dagger + \lambda(\phi\phi^\dagger)^2 \quad (39.1)$$

و بالتالي فان اللاغرانجيان يكتب بالصيغة التالية :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi)^\dagger - \mu^2 \phi \phi^\dagger - \lambda(\phi \phi^\dagger)^2 \quad (40.1)$$

القيمة الدنيا لكمون الحقل هيغز هي :

$$|\phi_0|^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (41.1)$$

هناك عدد لا نهائي من الحالات التي تمتلك هذه القيمة :

$$|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (42.1)$$

باختيار احدى هذه القيم و لتكن :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (43.1)$$

حيث  $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$  و كتابة حقل الهيغز كاضراب بجوار هذه القيمة :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \sigma(x) \end{pmatrix} \quad (44.1)$$

بالتعويض عن الحقل  $\phi$  في صيغة  $\mathcal{L}_{Higgs}$  40.1 نحصل على :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2}gW^+W^-(v + \sigma(x))^2 + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)Z^2(v + \sigma(x))^2 + 0 \cdot A_\mu^2 + \dots \quad (45.1)$$

هذه الصيغة تظهر حدود الكتلة للحقول و هو ما يسمح لنا باستنتاج الصيغ التالية للكتل :

$$M_W = \frac{1}{2}gv \quad , \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad , \quad M_{A_\mu} = 0 \quad (46.1)$$

اما كتلة البوزون هيغز فهي :

$$M_H = \sqrt{2v\lambda} \quad (47.1)$$

الان و من اجل تحديد كتل الفيرميونات ندخل على اللاغرانجيان حدا جديدا هو حقل يوكاوا :

$$\mathcal{L} = -\lambda_f \bar{\psi}_L \phi \psi_R - \lambda_f \bar{\psi}_R \phi^\dagger \psi_L \quad (48.1)$$

$\lambda_f$  هو ثابت الاقتران ما بين الفيرميونات و الهيجز . و كما فعلنا في السابق نقوم بكسر التناظر لظهار حدود الكتلة فنجد ان :

$$M_f = \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} v \quad (49.1)$$

## 2.4.1 التفاعل القوي

التفاعل القوي هو التفاعل المسؤول عن ربط الكواركات ببعضها البعض لتشكيل الجسيمات الثقيلة ( الباريونات و الميزونات ) . تسمى النظرية التي تشرح هذا التفاعل نظرية الديناميك الكمومي اللوني و قد بنيت هذه النظرية على اساس النموذج الكواركوي (Quarks Model) . وفقا للديناميك الكمومي اللوني فان مصدر التفاعل القوي هو الشحنة اللونية المحمولة على الكواركات و هي مقدار يمتلك ثلاثة قيم هي الاحمر (red) , الازرق (blue) و الاخضر (green) . لاغرانجيان الكوارك الحر يعطى ب [10] :

$$\mathcal{L}^0 = [i\bar{\psi}_r \gamma^\mu \partial_\mu \psi_r - m\bar{\psi}_r \psi_r] + [i\bar{\psi}_b \gamma^\mu \partial_\mu \psi_b - m\bar{\psi}_b \psi_b] + [i\bar{\psi}_g \gamma^\mu \partial_\mu \psi_g - m\bar{\psi}_g \psi_g] \quad (50.1)$$

بادخال الترميز التالي :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_b \\ \psi_g \end{pmatrix}$$

يمكن كتابة اللاغرانجيان السابق بشكل مختصر كمايلي :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}(\gamma^\mu \partial_\mu)\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (51.1)$$

اللاغرانجيان الكلي للكواركات الست هو :

$$\mathcal{L}_{QCD}^0 = \sum_{j=1}^6 \left[ \bar{\psi}^j (i\gamma^\mu \partial_\mu) \psi^j - m_j \bar{\psi}^j \psi^j \right] \quad (52.1)$$

يمكن وصف التفاعل القوي بجعل اللاغرانجيان  $\mathcal{L}^0$  يحقق شرط الصمود ازاء التحويل المعياري التالي :

$$\psi' = S\psi = \exp\left[-i\frac{g_s}{2}\lambda^a \phi_a\right]\psi \quad (53.1)$$

حيث  $\phi_a$  ( $a = 1, 2, \dots, 8$ ) هي وسائط حقيقة ،  $g_s$  ثابت اما  $\lambda_a$  ( $a = 1, 2, \dots, 8$ ) فهي مولدات التحويل ( مصفوفات جيلمان ) و هي تحقق علاقة التبادل التالية :

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 2f^{abc}\lambda_c \quad (54.1)$$

الثوابت  $f_{abc}$  هي ثوابت البنية للزمرة  $SU(3)$  . لكي يكون اللاغرانجيان صامدا نجد ان المشتق  $\partial_\mu$  يجب ان يستبدل بالمشتق التالي :

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g_s}{2}\lambda^a G_\mu^a(x) \quad (55.1)$$

نلاحظ انه تم ادخال ثمانية حقول جديدة  $G_\mu^a$  ( $a = 1, 2, \dots, 8$ ) تسمى الحقول المعيارية . و عليه فان اللاغرانجي الجديد هو :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu)\psi - m\bar{\psi}\psi - g_s(\bar{\psi}\gamma^\mu\lambda\psi) \cdot G_\mu \quad (56.1)$$

يفسر الحقل المعياري  $G_\mu^a$  على انه الحقل الغلوبي الذي تمثل كماته حوامل التأثير القوي و عليه فان الحد  $g_s(\bar{\psi}\gamma^\mu\lambda\psi) \cdot G_\mu$  يمثل الاقتران ( التفاعل ) مابين الحقول الفيرميونية ( الكواركات ) و الحقول الغلوبونية اما الثابت  $g_s$  فيمثل ثابت الاقتران القوي . بمانه لدينا حقل جديد فلا بد من اضافة حد اخر للاغرانجيان السابق و هذا الحد يمثل الطاقة الحركية للحقل الغلوبي و عليه فان اللاغرانجيان الذي يصف ديناميك الفيرميونات تحت تأثير التفاعل القوي هو :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu)\psi - m\bar{\psi}\psi - g_s(\bar{\psi}\gamma^\mu\lambda\psi) \cdot G_\mu - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \quad (57.1)$$

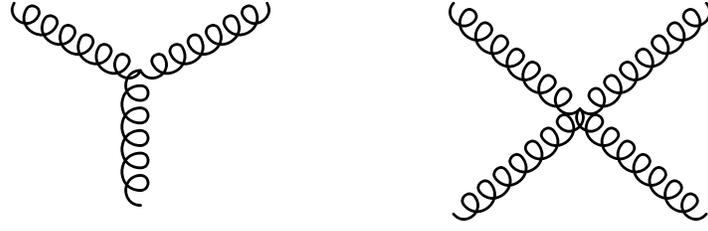
حيث :

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - g_s G_\mu \times G_\nu \quad (58.1)$$

لفهم الحد  $g_s G_\mu \times G_\nu$  نقوم بنشره :

$$g_s G_\mu \times G_\nu = g_s \left[ (\partial^\mu G^\nu - \partial^\nu G^\mu) \cdot (G_\mu \times G_\nu) + (G^\mu \times G^\nu) \cdot (\partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu) \right] - \frac{g_s^2}{2} (G^\mu \times G^\nu) \cdot (G_\mu \times G_\nu) \quad (59.1)$$

الجزء الاول من الطرف الايسر للمعادلة يحتوي على حدود تتضمن ثلاث غولونات اما الجزء الثاني من الطرف الايسر فيحتوي على اربع غولونات و هذا يعني ان حوامل التأثير في التفاعل القوي يمكن ان تتفاعل مع بعضها البعض خلافا لما هو عليه الحال في التفاعل الكهرومغناطيسي ( الشكل 2.1 ) .



شكل 2.1: الاقتدرات الممكنة بين الغولونات

### 3.4.1 لاغرانجيان النموذج القياسي

الصيغة النهائية للاغرانجيان النموذج القياسي الكلي يجب ان تحقق شرطين : ( ا ) شرط الصمود ازاء التحويلات المعيارية الموضوعية و المقصود هنا بالتحويلات هي تلك التي تشكل زمرة التناظر  $G_N = SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  ( ب ) القابلية لاعادة التنظيم . الصيغة الموالية تحقق هذين الشرطين و هي مكتوبة كما جرت العادة على شكل مجموع اربعة اجزاء [19, 20, 21, 22] :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Matter} + \mathcal{L}_{Guage} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (60.1)$$

و هذه الاجزاء هي :

لاغرانجيان الحقول المادية

$$\mathcal{L}_{Matter} = i\bar{Q}_L^i \not{D} Q_L^i + \bar{u}_R^i \not{D} u_R^i + i\bar{d}_R^i \not{D} d_R^i + i\bar{L}_L^i \not{D} L_L^i + i\bar{e}_R^i \not{D} e_R^i$$

حيث :

$$Q_L \equiv \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (61.1)$$

$$L_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau' \end{pmatrix}_L \quad (62.1)$$

يحتوي هذا الجزء على الطاقة الحركية للفيرميونات اضافة الى تفاعلاتها مع الحقول المعيارية , حيث ان الاخيرة مضمنة

في مؤثر الاشتقاق المسايير covariant derivative :

$$\not{D} = \gamma^\mu \left( \partial_\mu + ig_s G_\mu + ig W_\mu + i\frac{1}{6} g' B_\mu \right) \quad (63.1)$$

لاغرانجيان الحقول المعيارية

$$\mathcal{L}_{Gauge} = \frac{1}{2g_s^2} \text{Tr} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} + \frac{1}{2g^2} \text{Tr} W^{\mu\nu} W_{\mu\nu} + \frac{1}{4g'^2} \text{Tr} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (64.1)$$

حيث :

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k, \quad i, j, k = 1, 2, 3, \dots, 8 \quad (65.1)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_s \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad i, j, k = 1 \dots 3 \quad (66.1)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (67.1)$$

هذه الحدود تحتوي على الطاقة الحركية للحقول المعيارية و التفاعلات الذاتية لهذه الحقول .

لاغرانجيان حقل هيغز

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (68.1)$$

لاغرانجيان يوكاوا

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\Gamma_u^{ij} \bar{Q}_L^i \epsilon \phi^* u_R^j - \Gamma_d^{ij} \bar{Q}_L^i \epsilon \phi d_R^j - \Gamma_e^{ij} \bar{L}_L^i \epsilon \phi e_R^j + h.c. \quad (69.1)$$

حيث  $\epsilon = i\sigma_2$  هو عبارة عن موتر تخالفي antisymmetric tensor ثنائي البعد يرتبط بمصفوفة باولي  $\sigma_2$  و قد تم ادخاله هنا لجعل كل حد محايد كهربائيا على حدى . المعاملات  $\Gamma_u$  ,  $\Gamma_d$  و  $\Gamma_e$  هي عبارة عن مصفوفات عقدية من الرتبة  $3 \times 3$  في فضاء الاجيال و هي تتكون من اغلب وسائط النموذج القياسي . الرمز h.c. يعني المرافق الهرميتي للحدود السابقة .

## 5.1 صعوبات النموذج القياسي

- استطاع النموذج القياسي ان يحقق العديد من النجاحات الباهرة و التي يمكن تلخيصها فيمايلي :
- شرح الطيف المادي لكل الجسيمات المعروفة ( تحديد بنيتها ) . فقد اصبح الان بالامكان فهم بنية ما لا يقل عن 270 جسيم ( 150 ميزون و 120 باريون ) باستخدام عدد محدود من الجسيمات ( ستة كواركات و ستة لبتونات ) .
- توفير وسيلة نظرية تسمح بالتنبؤ بوجود حوامل التأثير الا و هي مبدا الصمود ازاء التحويلات المعيارية الموضعية .
- و بالفعل فقد تنبأ هذا النموذج , اضافة للفوتون و الذي هو معروف من قبل , بوجود الغلوون (حامل التأثير القوي ) و بوجود البوزونات  $W^\pm, Z^0$  ( حوامل التأثير الضعيف) . تم رصد الغلوونات اول مرة سنة 1978 في ال LEP

من خلال تفكك الجسيم  $\Upsilon$  الى هادرونات . بعدها مباشرة ( 1983 – 1981 ) تم رصد كل من  $W^\pm, Z^0$  .  
 - تنبأ النموذج القياسي ايضا بوجود الكوارك طوب و قد تم بالفعل رصد هذا الجسيم سنة 1995 بمختبر فيرمي (Tevatron) بواسطة التفاعل  $p\bar{p}$  .

- توحيد التفاعل الضعيف و التفاعل الكهرومغناطيسي و قد ادت هذه العملية الى ادخال الية جديدة الا و هي الية هيغز ( الانكسار التلقائي للتناظر ) و هو ما ادى للتنبؤ بوجود جسيم جديد ( البوزون هيغز ) و قد تم , بعد تشغيل المصادم الهادروني الكبير , رصد هذا الجسيم سنة 2012 [23],[24] .

- يسمح النموذج القياسي لحد الان ( عند مستوى الطاقات المتوفرة في الوقت الحاضر) بتفسير كل عمليات التصادم التي تتم في كل المصادمات المعروفة .

- بالرغم من كل هاته النجاحات التي حققها هذا النموذج الا انه ينطوي على العديد من العيوب اضافة الى عدم قدرته على تفسير العديد من المسائل . اهم عيوب هذا النموذج هو احتوائه على ثمانية عشر وسيطا غير معين ( خمسة و عشرين في حالة الاخذ بعين الاعتبار كتلة النيوتريونات ) [26] و هذه الوسائط هي :

- ثابت البنية الدقيقة  $\alpha$

- ثابت البنية الضعيفة  $\alpha_W$

- ثابت البنية القوية  $\alpha_s$  .

- كتل الجسيمات الاولية ( ستة كواركات و ثلاثة لبتونات ) .

- عناصر مصفوفة الارتباط (matrice CKM) ( عددها اربعة ) .

- كتلة البوزون هيغز .

- القيمة المتوسطة للفراغ ( فراغ الحقل هيغز )

- كتلة البوزونات المعيارية (  $m_Z, m_W$  )

ان احتواء النموذج القياسي على هذا العدد الكبير من الوسائط يدفع بقوة للاعتقاد بانها مجرد نظرية تقريبية لان الفيزيائيين يؤمنون بان النظريات الاساسية يجب ان تحتوي على عدد قليل من الوسائط [25] . اما المسائل التي لم يستطع شرحها فيمكن تلخيصها فيمايلي :

- عدم تفسير التاثير الثقالي .

- عدم تفسير اللاتناظر بين المادة و المادة المضادة .

- عدم تفسير التباين الكبير في كتلة الكواركات .

- عدم تفسير الية الانكسار التلقائي للتناظر .

- تباعد كتلة البوزون هيغز . التصحيح الاشعاعي (radiative corrections) على كتلة البوزون هيغز يعطى بالصيغة :

$$\delta m_H^2 = \frac{\Lambda^2}{32\pi^2} \left[ 6\lambda + \frac{1}{4}(9g^2 + 3g'^2) - y_t^2 \right]$$

- و كما نلاحظ فانه متناسب مع سلم النظرية ( $\Lambda$ ) . و هذا يعني انه عند سلم بلانك مثلا نجد ان التصحيح على الكتلة يصبح اكبر بكثير من الكتلة نفسها .
- فهو لا يفسر طبيعة المادة المظلمة و التي لا تظهر الا من خلال تأثيرها على المادة المرئية و قد بينت القياسات انها تشكل القسم الاكبر من مادة الكون كما انها تساهم بنسبة قدرها 30% من طاقة الكون .
- مسالة اهتزاز النيوتريينو . لقد تبين من خلال الارصاد الفلكية ( مسالة النيوتريونات الشمسية و مسالة النيوتريونات الجوية ) ان النيوتريينو يمتلك كتلة و هو ما يخالف فرضية النموذج القياسي .
- ثوابت الاقتران الخاصة بالتفاعلات الثلاث ( القوي , الكهرومغناطيسي و الضعيف ) لا تقول الى نفس القيمة عند الطاقات العالية .
- لا يفسر لماذا لا يلعب الجيلان الثاني و الثالث من اللبتونات اي دور في بنية المادة .
- لما كانت الشحنة العنصرية كسرية  $e/3$  .

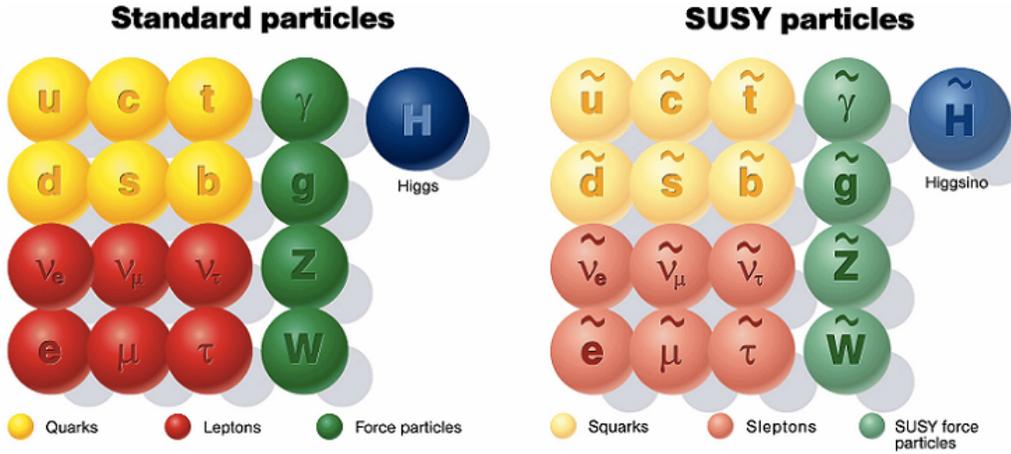
## 6.1 ما بعد النموذج القياسي

### 1.6.1 التناظر الفائق supersymmetry

– التناظر الفائق هو امتداد للنموذج القياسي و فيه يرفق كل جسيم فيرميوني من النموذج القياسي بجسيم بوزوني و هما يتسمان بامتلاك نفس الخصائص و الاختلاف بينهما يقتصر على السبين فقط . و كذلك يرفق بكل جسيم بوزوني من بوزونات النموذج القياسي بفيرميون بنفس الخصائص ( الشكل 3.1 ) .

هناك العديد من نماذج التناظر الفائق ابسطها هو نموذج التناظر الفائق البسيط **minimum supersymmetric standard model** و وفقا له يوجد خمسة انواع من البوزون هيغز , ثلاثة منها محايدة و هي البوزونات  $h^0, H^0, A^0$  و اثنان مشحونين و هما البوزونين  $H^\pm$  الزوجية  $CP$  لكل من  $h^0$  و  $H^0$  موجبة تماما كما في النموذج القياسي اما بالنسبة للبوزون  $A^0$  فهي فردية . التوقعات تشير الى ان الجسيم  $h^0$  اصغرهم كتلة و بالتالي قد يكون هو بوزون النموذج القياسي . في النماذج الاخرى ( الاكثر تعقيدا ) هناك حاجة الى عدد اكبر من البوزونات هيغز . لم يتم لحد الان رصد اي من جسيمات التناظر الفائق و عليه فانه يعتقد بان يعاني هذا التناظر من انكسار و هذا يعني ان كتل الحسيمات الفائقة اكبر من مرافقاتها من النموذج القياسي .

السبب الرئيسي لطرح هذا النموذج هو حل مشكلة الازدياد المفرط في كتلة البوزون هيغز . فكل زيادة في الكتلة ناتجة عن التصحيح الاشعاعي لاي جسيم يتم الغائها بالحد المقابل للجسيم الفائق المرافق له . اضافة الى حله لمشكلة تباعد الكتلة فقد حل ايضا مشكلة السلوك الشاذ لثوابت الاقتران ( البنية ) للتفاعلات ( الشكل 4.1 [26] ) فان هناك مؤشرات على ان هذا النموذج قد يفسر وجود المادة المضادة فاصغر جسيمات التناظر الفائق تتسم بالاستقرار و قد تمثل وحدات بناء المادة المضادة.



شكل 3.1: بنية المادة في التناظر الفائق

## 2.6.1 نظريات الابعاد المتعددة extra dimensions theories

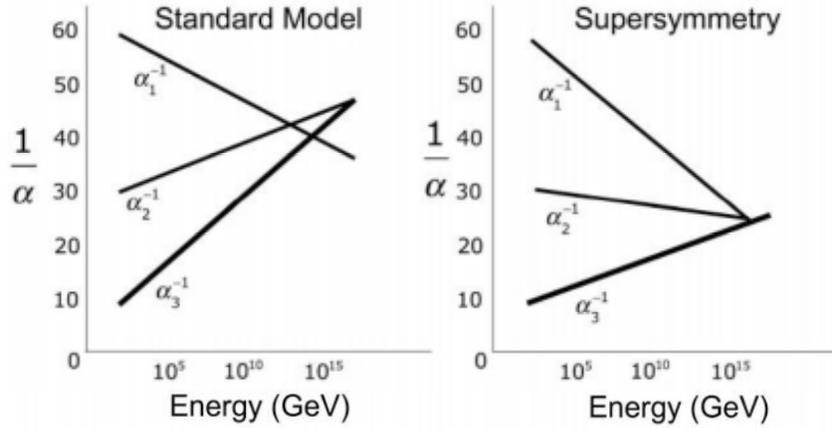
هي مجموعة من النماذج مبنية على فكرة واحدة و هي ان الفضاء يمتلك عددا من الابعاد يفوق الاربعة  $d + 4$  و تختلف فيما بينها في عدد الابعاد و شكلها . و هذه النماذج هي :

- نموذج كاليزا - كلاين : ظهر في الفترة (1926 - 1921) و فيه كان عدد الابعاد خمسة .  
 - نموذج الابعاد الاضائية ADD models طرح سنة (1998) من طرف كل من اركاني حامد N. Arkani-Hamed , س. ديموبولس S. Dimopoulos و ج. دفالي G. Dvali حيث تم ادخال ابعاد جديدة ( اكبر من خمسة ) .

- نموذج راندل - ساندرام RS models طرح سنة (1999) من طرف كل من ليزا راندل Lisa Randall و امان ساندرام Raman Sundrum و فيه اعتبرت الابعاد الاضائية ملتوية .  
 هذه النماذج تتفق على الحقائق التالية :

- جسيمات النموذج القياسي تتحرك فقط في الفضاء الرباعي ( الغشاء brane ) .
- الجاذبية يمكنها الانتشار في جميع الابعاد .
- الجاذبية اقوى مما تبدو عليه و ضعفها راجع الى قدرتها على الانتشار خارج الغشاء .

استطاعت هذه النماذج ان تتخلص من مشكلة التسلسل الهرمي لان قيمة سلم بلانك في هذه النماذج هو  $1 \text{ TeV} \sim$  .  
 تتوقع هذه النماذج ايضا ان جسيمات النموذج القياسي بامكانها التسرب من الفضاء الرباعي نحو باقي الفضاء و هذا يعني حدوث خلل في مبدأ الحفظ الاندفاع , كما تتوقع ايضا تشكل ثقوب سوداء مجهرية عند الطاقات كنتلك التي يوفرها المصادم



شكل 4.1: سلوك ثوابت البنية

الهادروني الكبير . لحد الان لم يتم رصد الخلل الذي يمكن ان يحصل في مبدأ المحفاظ الاندفاع كما لم يتم رصد الثقوب السوداء المجهرية في المصادم الهادروني الكبير و هو ما يفرض بعض القيود على هذه النظريات .

### 3.6.1 النموذج القياسي الغير تبديلي

النموذج القياسي الغير تبديلي هو نموذج مبني على فكرة ان الفضاء غير تبديلي اي الفضاء الذي تكون فيه المؤثرات المرفقة بالاحداثيات غير متبادلة . ان فكرة الفضاء الغير تبديلي هي فكرة قديمة تعود الى اواخر الثلاثينيات من القرن العشرين حيث استخدمها هايزنبرغ للتغلب على الصعوبات التي واجهت نظرية الحقول الكمومية انذاك , لم تكمل محاولة هايزنبرغ بالنجاح لذلك فقد استبعد الفيزيائيون هذه الفكرة خلال الفترة المتبقية من القرن الماضي . سنة 1998 قدم كل من زايرغ و وايتن عملا بينا فيه ان نظرية الاوتار الفائقة عند الطاقات المنخفضة تكافئ تماما النموذج القياسي لفيزياء الجسيمات المبني في الفضاء الغير تبديلي . و قد ادى هذا العمل الى احياء هذه الفكرة حيث قدمت العديد من الاعمال في العقدين الاخيرين و التي كانت تهدف كلها الى تطوير النموذج القياسي الغير تبديلي من بين هذه الاعمال نذكر اعمال كالمت X. Calmet , شيشيان M. Chaichian , ماليك B. Melic , هنشيليف I. Hinchliffe , واس J. Wess ... الخ

ما يميز النموذج القياسي الغير تبديلي عن باقي النماذج هو ان الظواهر الجديدة فيه تظهر كنتيجة مباشرة لتشوه الفضاء اذ انه هناك العديد من التفاعلات ما بين الجسيمات تصبح ممكنة في حين تكون ممنوعة في باقي النماذج . لحد الان لم يتم رصد اي من توقعات هذا النموذج لكن الامل مازالت معلقة بحجم البيانات التي يقوم المصادم الهادروني الكبير بجمعها في الوقت الحاضر و كذلك بالبيانات التي يتوقع الحصول عليها عند تشغيل المصادم الخطي الدولي الذي يؤمل دخوله الخدمة

في المستقبل القريب .

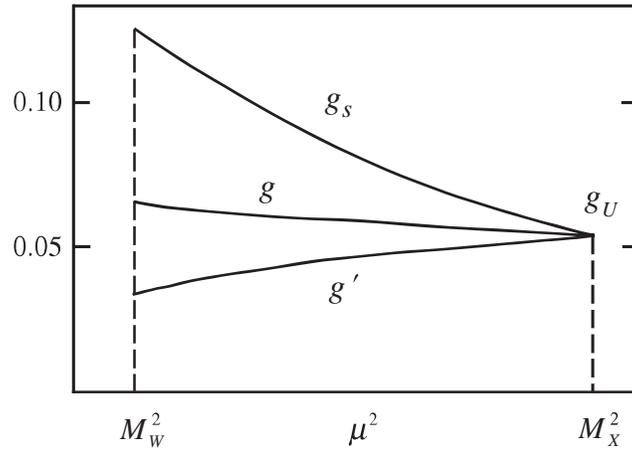
## 4.6.1 نظرية الاوتار الفائقة Superstring theories

الجسيمات الاولية في هذه النظريات ليست نقطية و انما عبارة عن اوتار هذه الاوتار قد تكون مفتوحة او مغلقة و يمكنها ان تتهز بكل الانماط الممكنة . الجسيمات المعروفة مثل الكواركات و اللبتونات هي احد انماط الاهتزازات الممكنة لهذه الاوتار . هذه النظريات تتوقع وجود حالات بمختلف القيم الممكنة للسبين من بينها جسيمات بسبين  $3/2$  و الذي يمثل الغرافيتون . تتميز هذه النظرية بقدرتها على شرح كل التفاعلات الاساسية المعروفة من اجل كل المستويات الطاقوية ( الى غاية مستوى بلانك ) لذلك فان هذه النظرية تلقي قبولا كبيرا لدى معظم الفيزيائيين ( النظريين ) .

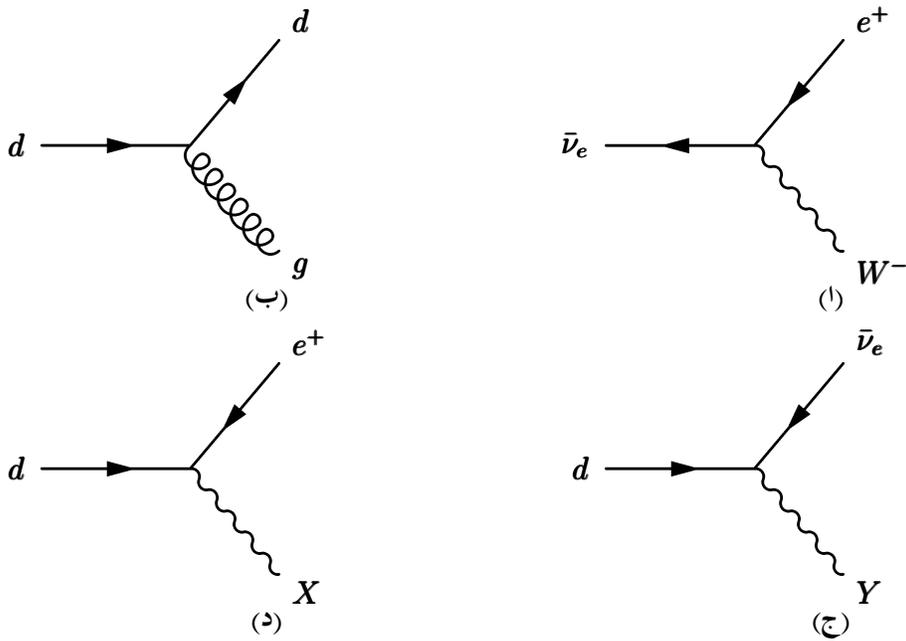
## 5.6.1 نظريات التوحيد الكبرى Grand unified theories

بعد نجاح عملية توحيد القوة الكهرومغناطيسية و القوة الضعيفة باستخدام مبدا التناظر بدا الفيزيائيون بالتفكير في توحيد القوة الكهروضعيفة بالقوة القوية باستخدام نفس المبدأ . نتج عن محاولات التوحيد العديد من النماذج التي اطلق عليها اجمالا نظريات التوحيد الكبرى . عملية التوحيد وفق هذه النظريات تعني انه كلما زادت طاقة التصادم كلما اقتربت ثوابت الاقتران الثلاث من بعضها البعض لتأخذ عند مستوى معين [27] ( $M_X \sim 10^{15} \text{ GeV}/c^2$ ) نفس القيمة التي تسمى ثابت الاقتران الموحد ( الشكل 5.1 ) . بناء نظرية موحدة ممكن باستخدام زمرة تناظر اوسع من تلك المستخدمة في النموذج القياسي العادي كمثال على ذلك نجد الزمر المعقدة  $SU(5) \times U(1)$  و  $SU(2) \times SU(2) \times SU(4)$  و الزمر البسيطة  $SU(5)$  ,  $SO(10)$  و  $E_6$  لكن المفضل هو الزمر البسيطة لان التوحيد يتطلب ثابت اقتران واحد .

اول نظرية توحيد ظهرت سنة 1974 و قد تم تقديمها من طرف كل من H. Georgi و S. Glashow حيث اقترحا استخدام الزمرة  $SU(5)$  كزمرة تناظر . وفقا لهذه النظرية , النفاعلات عند الطاقات الاكبر من  $10^{15} \text{ GeV}/c^2$  ( الشكل 6.1 ) تتم بتبادل نوعين جديدين من الجسيمات [27] هما الجسيم  $X$  و الجسيم  $Y$  , و هما يحملان شحنة كهربائية  $-e/4$  و  $-e/3$  على التوالي و يمتلكان كتلة من الرتبة  $10^{15} \text{ GeV}/c^2$  اما ثابت الاقتران فهو  $\alpha_u \approx 1/42$  . من اهم نجاحات هذه النظرية : تحديد الشحنة العنصرية ب  $e/3$  و شرح ظاهرة اهتزاز النيوتريـنوا ( امتلاكه لكتلة خفيفة ) . واجهت هذه النظرية بعض الصعوبات اهمها مشكلة عدم استقرار البروتون حيث تتوقع هذه النظرية ان متوسط عمر البروتون [28] هو  $10^{31} \text{ years}$  في حين تبين التجربة انه  $10^{34} \text{ years}$  ~ نتيجة للصعوبات التي واجهتها هذه النظرية تم طرح عدة نظريات ( توحيدية ) اخرى نذكر منها : نظرية  $SU(5)$  المقلوبة  $Flipped SU(5)$  و هي مبنية على التناظر ازاء الزمرة  $SU(5) \times U(1)$  و نظرية باقي - ع السلام Pati-Salam و هي مبنية على التناظر ازاء الزمرة  $SU(2) \times SU(2) \times SU(4)$  . ما يميز نظريات التوحيد الكبرى هو قدرتها على الاندماج مع التناظر الفائق و كذا باقي النظريات التي تشكل ما يسمى ما بعد النموذج القياسي .



شكل 5.1: السلوك النموذجي لثوابت البنية في نظرية التوحيد الكبرى



شكل 6.1: التفاعلات الممكنة في نظريات التوحيد الكبرى : ا و ب تفاعلات عادية , ج و د تفاعلات جديدة

---

---

## الفصل 2

---

### النموذج القياسي الغير تبديلي

#### 1.2 مقدمة

يعتبر هايزنبرغ هو اول من استخدم فكرة الفضاء الغير تبديلي حيث حاول سنة 1930 [29] التغلب على صعوبة اللاهنايات التي واجهت نظرية الديناميك الكمومي الكهربائي باستخدام فكرة ان الاحداثيات الزمكانية غير متبادلة ( $[x_\mu, x_\nu] \neq 0$ ) سنة 1947 حاول سنايدر [30] التغلب على نفس الصعوبة باستخدام نفس الفكرة مع تعديل تمثل في ادخال مقدار يحدد العتبة التي عندها تبدأ تشوهات الزمكان بالظهور لكنه لم ينجح في ذلك حيث وجد ان هذا الحل يؤدي الى فقدان التناظر ازاء الانسحابات . في هذا الوقت نجح الفيزيائيون في التغلب على صعوبة اللاهنايات باستخدام طريقة اعادة التنظيم لذلك فقد تم التخلص عن فكرة الفضاء الغير تبديلي . سنة 1980s احي كل من *Alain Connes , Woronowicz and Drenfeld* , *Woronowicz* و *Drenfeld* الاهتمام بالهندسة الغير تبديلية و قد شكل العمل المقدم من طرف *Alain Connes* اساسا رياضياتيا للاعمال المتعلقة بالحقول الكمومية الغير تبديلية . في التسعينات بدا كل من *Fredenhagen et al* [31] و *Filk* [32] باستكشاف الحقول المكتمة في الفضاء الغير تبديلي . سنة 1999 بين كل من *Witten* و *Seiberg* [33] ان نظرية الاوتار الفائقة تؤول الى نظرية الحقول الكمومية المعيارية الغير تبديلية عند الطاقات المنخفضة و قد كان لهذا العمل كل الفضل في الاهتمام الكبير الذي تلقاه نظرية الحقول المكتمة الغير تبديلية في الوقت الحاضر .

الفضاء الغير تبديلي هو الفضاء الذي تكون فيه المؤثرات  $\hat{x}_\mu$  المرفقة بالاحداثيات  $x_\mu$  غير متبادلة . اي انها تحقق علاقة التبادل التالية :

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = F_{\mu\nu} \quad (1.2)$$

المقدار  $F_{\mu\nu}$  بصفة عامة هو دالة في الاحداثيات  $\hat{x}_\mu$  . ان بناء نظرية الحقول الكمومية في فضاء غير تبديلي يتطلب بناء جبرا غير تبديلي للدوال [34] , لتحقيق ذلك هناك طريقتان , الطريقة الاولى هي تلك التي طورها فريدهاغن [31] و فيها تكون الحقول عبارة عن دوال في الاحداثيات الزمكانية الغير تبديلية . الطريقة الثانية هي الطريقة التي طورها فايلك [32] و هي مبنية على اساس ان جداء دوال في متغيرات غير متبادلة يمكن تحقيقه بجداء غير متبادل لدوال في متغيرات متبادلة . اي ان بناء نظرية حقولية في فضاء غير تبديلي يمكن تحقيقه باستخدام حقول كدوال في احداثيات متبادلة لكن بجداء مشوه . هناك فحج اخر قاده شيشيان مع مطلع القرن الواحد والعشرين [35] . في هذا النهج اعتبر تناظر بوانكاريه twisted  $poicaré$  symmetry هو التناظر الاساسي للفضاء الرباعي . اهم ميزات هذا النهج هي التنبؤ بوجود الفضاء المشوه اذ ان الفضاء المشوه في هذا النهج هو نتيجة مباشرة لتناظر بوانكاريه اضافة الى التخلص من مشكلة عدم التناظر ازاء تحويلات لورنتز التي يعاني منها فحج كل من فريدهاغيم و فيلك . باتباع فحج فيلك , نجد ان عملية بناء نظرية الحقول الكمومية في الفضاء الغير تبديلي تتم باستبدال الجداء ما بين الدوال في اللاغرانجيان العادي بالجداء المشوه المناسب . عند بناء النظريات المعيارية بهذه الطريقة نجد ان التحويل المعياري يصبح مشوها لاحتواءه هو الاخر على جداء ما بين مؤثر التحويل و التابع و قد نتج عن ذلك ظهور صعوبات عدة . كمثال على هذه الصعوبات نجد مشكلة تكميم الشحنة . فقد تبين عند بناء الديناميك الكمومي الغير تبديلي ان القيم الممكنة للشحن هي 0 و  $\pm 1$  اي ان ديناميك الكواركات غير ممكن . من الصعوبات ايضا نجد مشكلة التداخل مافوق البنفسجي و ما دون الاحمر UV/IR mixing و هي اخطر من الصعوبة السابقة لانها تجعل عملية اعادة التنظيم renormalization غير ممكنة . اهم خطوة على طريق التغلب على هذه الصعوبات هو الاقتراح الذي قدمه زايرغ و وايتن [33] . هذا الاقتراح ينص على اعادة تعريف كل من الحقل المعياري و الوسيط المعياري بشكل يجعل التناظر المعياري العادي يمثل صورة للتناظر المعياري الغير تبديلي بتحويل ما . هناك طريقتان لاعادة تعريف الحقول المعيارية و الوسائط المعيارية . الطريقة الاولى هي الطريقة التي قدمها زايرغ و وايتن و هي تعتمد على المقارنة ما بين التحويلات المعيارية العادية و التحويلات المعيارية الغير تبديلية . عملية المقارنة سمحت بالحصول على جملة معادلات تفاضلية تحدد الكيفية التي تتغير بها الحقول المعيارية و الوسائط المعيارية المعاد تعريفها عند القيام بتحويلات معيارية غير تبديلية . الحقول المعيارية و الوسائط المعيارية التي تم الحصول عليها بهذه الطريقة هي عبارة عن توابع للحقول المعيارية و الوسائط المعيارية العادية تسمى تحويلات زايرغ - وايتن . استخدم واس و فريقه Wess et.al [36] هذه التحويلات لبناء النموذج القياسي الغير تبديلي من الرتبة الاولى في الوسيط الهندسي noncommutative parameter و قد تم بهذه الطريقة احتواء مشكلة الشحنة المكمنة . تحويلات زايرغ - وايتن متوفرة لحد الان حتى الرتبة الاولى فقط في الوسيط الهندسي و بالتالي فان النموذج القياسي الذي تم بناءه بالاعتماد على هذه التحويلات هو نموذج تقريبي فقط و مازال يعاني من عدة صعوبات . الطريقة الثانية لاعادة تعريف الحقول و الوسائط المعيارية هي الطريقة التي قدمها كل من برانيش Branich , برانت Brandt و غريغوريف Grigoriev [37] . لقد قاموا ببناء نظرية معيارية غير تبديلية كتشوه متسق consistent deformation للنظرية المعيارية العادية . التشوه المتسق يعني ان الفعل the action و التحويل المعياري لا يتشوهان بشكل مستقل عن بعضهما البعض بل يتشوهان بشكل يجعل الفعل صامدا ازاء التحويل المعياري ميزة هذه الطريقة هي ان الحقول المعاد تعريفها يمكن بناءها بدلالة الحقول العادية الى اي رتبة في الوسيط الهندسي و هذا يعني الحصول على اجابات اكثر دقة من تلك التي

تقدمها طريقة زايرغ - وايتن . نجد ان اغلب الاعمال التي تهتم بتطوير النموذج القياسي الغير تبديلي تعتمد نصح فيلك المزود بتحويلات زايرغ - وايتن لذلك فاننا في هذه الاطروحة سنستعمل هذا النهج .

## 2.2 الفضاء الغير تبديلي

الفضاء الغير تبديلي هو الفضاء الذي تكون فيه المؤثرات  $\hat{x}_\mu$  المرفقة بالاحداثيات  $x_\mu$  غير متبادلة . اي انها تحقق علاقة التبادل التالية :

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = F_{\mu\nu} \quad (2.2)$$

المقدار  $F_{\mu\nu}$  بصفة عامة هو دالة في الاحداثيات  $\hat{x}_\mu$  . عادة يتم التمييز بين ثلاث انواع للفضاء الغير تبديلي و ذلك وفقا لطبيعة الدالة  $F_{\mu\nu}$  و هي :

1-الفضاء المشوه القانوني: **canonical or  $\theta$  deformed spacetime** الفضاء المشوه القانوني هو الفضاء المشوه المقابل للحالة التي تكون فيها الدالة  $F_{\mu\nu}$  عبارة عن مقدار ثابت

$$[x^\mu, x^\nu] = i\theta^{\mu\nu} \quad (3.2)$$

$\theta^{\mu\nu}$  هي مصفوفة حقيقية تخالفية **antysymmetric** . عادة تكتب كمايلي

$$\theta^{\mu\nu} = \frac{c^{\mu\nu}}{\Lambda^2} \quad (4.2)$$

$\Lambda$  هو مقدار حقيقي وحدته هي ال  $m^2$  يسمى سلم الهندسة الغير تبديلية و هو يعبر عن الابعاد التي تبدا عندها اثار تشوه الفضاء بالظهور . المصفوفة  $c^{\mu\nu}$  تاخذ الشكل التالي :

$$c^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & c_{01} & c_{02} & c_{03} \\ -c_{01} & 0 & c_{12} & c_{13} \\ -c_{02} & -c_{12} & 0 & c_{23} \\ -c_{03} & -c_{13} & -c_{23} & 0 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

عادة يتم التمييز بين ثلاث حالات لتشوه الفضاء و هي : ( ا ) التشوه الزمني **space-time noncommutativity** عندما تكون العناصر  $c^{0i}$  معدومة . ( ب ) التشوه المكاني **space-space noncommutativity** عندما تكون العناصر  $(c^{ij}, i, j = 1, 2, 3)$  معدومة . ( ج ) التشوه التام ( الكلي ) **space-time and space-space noncommutativity** عندما تكون العناصر  $(c^{ij})$  و  $(c^{0i})$  غير معدومة .

ب- الفضاء المشوه الخطي: Lie algebra deformed spacetime: الفضاء المشوه الخطي هو الفضاء المشوه المقابل

للحالة التي تكون فيها الدالة  $F_{\mu\nu}$  دالة خطية

$$[x^\mu, x^\nu] = i\lambda_p^{\mu\nu} \hat{x}^\rho \quad (6.2)$$

$\lambda^{\mu\nu}$  هي ثوابت عقدية و تسمى ثوابت البنية ( بنية جبر لي الذي تحققه الاحداثيات  $x^\mu$  ).

ج- الفضاء المشوه التربيعي: q-deformed spacetime: الفضاء المشوه التربيعي هو الفضاء المشوه المقابل للحالة التي

تكون فيها الدالة  $F_{\mu\nu}$  دالة من الدرجة الثانية

$$[x^\mu, x^\nu] = i\theta_{\sigma\rho}^{\mu\nu} \hat{x}^\sigma \hat{x}^\rho \quad (7.2)$$

لبناء الجبر الغير تبديلي باتباع نهج Filk وجب تحديد الجداء المشوه الذي يحقق هذا الجبر اي انه علينا التعبير عن المبدل (2.2) بدلالة الاحداثيات  $x^\mu$  و الجداء المشوه . وهذا يعني البحث عن تقابل ( تطبيق ) بين الجبر  $(\hat{A}, \cdot)$  المولد بواسطة  $\hat{x}^\mu$  التي تعرف الفضاء الغير تبديلي و الجبر  $(A, *)$  المولد بالدوال العادية و الجداء المشوه (\*). نعر عن ذلك كمايلي :

$W : \mathcal{A} \rightarrow \hat{\mathcal{A}}$  اي ان  $(W)$  هو التطبيق الذي يخصص لكل عنصر من  $(\hat{\mathcal{A}})$  تابعا  $f(x) \equiv f(x^0, x^1, \dots, x^{n-1})$  من  $(A)$  . بمانه لدينا ثلاثة انواع للفضاءات المشوهة فهذا يعني انه مقابل كل نوع يوجد جداء مشوه , هنا سنقوم ببناء الجبر الغير تبديلي الخاص بالفضاء المشوه قانونيا فقط لانه الفضاء المستخدم في معظم الاعمال الخاصة بتطوير النموذج القياسي الغير تبديلي . اذا , لبناء هذا الجبر يمكن استخدام طريقة وايلي Weyl للتكميم . وفقا لهذه الطريقة [38] فان المؤثر المقابل لاي دالة  $f$  يحدد بالصيغة التالية :

$$W(f) = \hat{f} = \frac{1}{(2\pi)^{n/2}} \int d^n k e^{ik_\nu \hat{x}^\nu} \tilde{f}(k) \quad (8.2)$$

$\tilde{f}(k)$  هي محولة فورييه للدالة الحقيقية  $f(x)$  :

$$\tilde{f}(k) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2}} \int d^n x e^{-ik_\nu x^\nu} \quad (9.2)$$

$$\begin{aligned} W(f * g) &= W(f) \cdot W(g) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^n} \int d^n k d^n p e^{ik_\nu \hat{x}^\nu} e^{ip_\mu \hat{x}^\mu} \tilde{f}(k) \tilde{g}(p) \end{aligned} \quad (10.2)$$

بالاخذ بالحسبان الحقيقتان ان :

$$e^{\hat{A}} e^{\hat{B}} = \exp \left( \hat{A} + \hat{B} + \frac{1}{2} [\hat{A}, \hat{B}] + \frac{1}{12} ([\hat{A}, [\hat{A}, \hat{B}]] + [[\hat{A}, \hat{B}], \hat{B}]) + \dots \right)$$

و باستخدام المبدل 3.2 نجد ان :

$$e^{ik_\mu \hat{x}^\mu} e^{ip_\nu \hat{x}^\nu} = e^{i(k_\nu + p_\nu) \hat{x}^\nu - \frac{i}{2} k_\mu p_\nu \theta^{\mu\nu}} \quad (11.2)$$

بالتعويض في المعادلة 11.2 نحصل على :

$$(f * g)(x) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int d^n k d^n p e^{i(k_\nu + p_\nu) \hat{x}^\nu - \frac{i}{2} k_\mu p_\nu \theta^{\mu\nu}} \tilde{f}(k) \tilde{g}(p) \quad (12.2)$$

و منه نحصل على جداء مويل - وايل :

$$\begin{aligned} (f * g)(x) &= \exp\left(\frac{1}{2} \theta^{\mu\nu} \partial_{x^\mu} \partial_{y^\nu}\right) f(x) g(y) |_{x=y} \\ &= f \cdot g + \frac{i}{2} \theta^{\mu\nu} (x) \partial_\mu f \cdot \partial_\nu g + \mathcal{O}(\theta^2) \end{aligned} \quad (13.2)$$

باستخدام هذه الصيغة يمكن حساب مبدل الدوال في الاحداثيات العادية . بتذكر ان  $\theta^{\mu\nu}$  مخالفة نجد :

$$[x^\mu * x^\nu] = x^\mu * x^\nu - x^\nu * x^\mu = x^\mu x^\nu - \frac{i}{2} \theta^{\mu\nu} - x^\nu x^\mu - \frac{i}{2} \theta^{\nu\mu} = \theta^{\mu\nu} \quad (14.2)$$

$$\int d^4 x (f * g)(x) = \int d^4 x (g * f)(x) = \int d^4 x f(x) g(x) \quad (15.2)$$

$$\begin{aligned} \int d^4 x (f * g * h)(x) &= \int d^4 x ((g * f) \cdot h)(x) \\ &= \int d^4 x (f \cdot (g * h))(x) \\ &\neq \int d^4 x f(x) g(x) h(x) \end{aligned} \quad (16.2)$$

$$\begin{aligned} \int d^4 x (f * g * h)(x) &= \int d^4 x ((f * g) \cdot h)(x) \\ &= \int d^4 x (h \cdot (f * g))(x) \\ &= \int d^4 x (h * f * g) \end{aligned} \quad (17.2)$$

## 3.2 النظريات المعيارية الغير تبديلية (تحويلات زايرغ - وايتن)

ان بناء نظرية معيارية في الفضاء الغير تبديلي يتطلب بناء التحويل المعياري الغير تبديلي (تحويل معياري في فضاء غير تبديلي , وفقا للمرجعين [39, 40] فان بناء هذه النظرية تم بناءا على ثلاثة مبادئ :

• مبدأ الاحداثيات المسايرة **Covariant coordinates**.

• مبدأ التقابل **Locality and classical limit**.

• مبدأ التكافؤ المعياري **Gauge equivalence conditions**.

### 1.3.2 مبدأ الاحداثيات المسايرة

في النموذج القياسي العادي وجدنا ان التحويل المعياري المولد بالوسيط المعياري  $\alpha(x)$  حيث

$$\alpha(x) = \alpha_a(x)T^a \quad (18.2)$$

و

$$[T^a, T^b] = f_c^{ab}T^c \quad (19.2)$$

يؤدي الى تغير التابع الموجي بالشكل التالي :

$$\delta_\alpha \psi(x) = i\alpha(x)\psi(x) \quad (20.2)$$

كما وجدنا ان :

$$\delta \partial_\mu \psi(x) \neq i\alpha(x)\partial_\mu \psi(x) \quad (21.2)$$

اي ان مشتقات التابع الموجي لا تتغير بشكل مماثل لتغير التابع نفسه و عليه فقد كان من الواجب استبدال المشتق الجزئي

بالمشتق المساير  **$\mathcal{D}_\mu$  covariant derivatives**

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - igA_\mu \quad (22.2)$$

حيث ادخلنا تابعا جديدا  $A_\mu$  يسمى الحقل المعياري

$$A_\mu(x) = A_\mu - igA_{\mu a}(x)T^a \quad (23.2)$$

و وجدنا انه يتحول بالشكل التالي

$$\delta A_\mu(x) = \frac{1}{g}\partial_\mu + [\alpha(x), A_\mu(x)] \quad (24.2)$$

يمكن باستخدام نفس الاسلوب ( المحاكمة ) لايجاد الشروط الواجب تحققها في حالة النظريات المعيارية الغير تبديلية . لنفترض انه لدينا التحويل المعياري الغير تبديلي المولد بالوسيط المعياري الغير تبديلي  $\hat{\alpha}$  ( رمز القبعة يدل على ان العنصر ينتمي الى الفضاء الغير تبديلي ) . التغير في التابع الموجي الغير تبديلي هو :

$$\hat{\delta}\hat{\psi}(\hat{x}) = i\hat{\alpha}\hat{\psi}(\hat{x}) \quad \text{or} \quad \hat{\delta}\psi(x) = i\alpha\psi(x) \quad (25.2)$$

مع :

$$\hat{\psi}, \hat{\alpha} \in \{(\hat{\mathcal{A}}_x, \cdot) = (\mathcal{A}_x, *)\}, \quad \text{where } W(\alpha) = \hat{\alpha} \quad (26.2)$$

الاحداثيات في الفضاء الغير تبديلي لا تتبادل مع التوابع الموجية و عليه فاننا نجد :

$$\hat{\delta}(x * \psi(x)) = ix * \alpha(x) * \psi(x) \neq i\alpha(x) * x * \psi(x) \quad (27.2)$$

اي ان المقدار  $x * \psi(x)$  ليس مسايرا ( لا يتغير بنفس الكيفية التي يتغير بها التابع الموجي ) اي اننا في وضعية مشابهة بتلك الخاصة بالمقدار  $\partial_\mu\psi(x)$  في حالة الفضاء التبديلي . بنفس الكيفية نقوم باستبدال الاحداثي  $x$  باحداثي اخر نرسم له ب  $X$  يسمى الاحداثي المساير بحيث يتحقق الشرط :

$$\hat{\delta}(X * \psi) = i\alpha * X * \psi \quad (28.2)$$

هذا الشرط يفرض ادخال حقل جديد نرسم له ب  $A$  بحيث :

$$X^\mu = x^\mu + A^\mu \quad (29.2)$$

كما يفرض على كل من الاحداثي المساير و الحقل المعياري ان يتحولا تحت تاثير التحويل المعياري الغير تبديلي بالشكل التالي :

$$\hat{\delta}X^\mu = i[\alpha * X^\mu] \quad (30.2)$$

$$\hat{\delta}A^\mu = i[\alpha * x^\mu] + i[\alpha * A^\mu] \quad (31.2)$$

يمكن بناء مقادير مسايرة اخرى بواسطة الاحداثيات المسايرة , كمثال على ذلك نأخذ شدة الحقل :

$$F^{\mu\nu} = [X^\mu * X^\nu] - i\theta^{\mu\nu}, \quad \hat{\delta}F^{\mu\nu} = i[\alpha * F^{\mu\nu}] \quad (32.2)$$

### 2.3.2 مبدا التكافؤ المعياري ( تحويلات زايرغ - وايتن )

انطلاقا من الصيغة 20.2 نجد ان اي تحويلين معيارين  $\alpha(x)$  و  $\beta(x)$  يحققان علاقة التبادل التالية :

$$(\delta_\alpha\delta_\beta - \delta_\beta\delta_\alpha)\psi(x) = i\alpha_a(x)\beta_b(x)f_c^{ab}T^c\psi(x) \equiv \delta_{\alpha\times\beta}\psi(x) \quad (33.2)$$

حيث :

$$\alpha \times \beta \equiv \alpha_a \beta_b f_c^{ab} T^c = -i[\alpha, \beta] \quad (34.2)$$

في النظرية المعيارية الغير تبديلية يستبدل التحويل المعياري العادي بالتحويل المعياري التالي :

$$\hat{\delta}_\Lambda \psi(x) = i\Lambda(x) \star \psi(x) \quad (35.2)$$

ان هذا التعريف يقودنا مباشرة الى علاقة التبادل التالية ما بين التحويلين المعياريين  $\hat{\delta}_\Lambda$  و  $\hat{\delta}_{\Lambda'}$  [36] :

$$[\hat{\Lambda}; \hat{\Lambda}'] = \frac{1}{2} \{ \Lambda_a(x); \Lambda'_b(x) \} [T^a, T^b] + \frac{1}{2} [\Lambda_a(x); \Lambda'_b(x)] \{ T^a, T^b \} \quad (36.2)$$

المعامل  $[\Lambda_a(x); \Lambda'_b(x)]$  ليس معدوما بصفة عامة و هذا يعني ان التحويلات المعيارية لا تشكل جبر لي في الفضاء الغير تبديلي ( قد تكون كذلك بالنسبة للتحويلات  $U(N)$  لكنها ليست كذلك بالنسبة للتحويلات  $SU(N)$  ). لتجاوز هذه الصعوبة تم بناء النظرية المعيارية الغير تبديلية بعناصر ( الوسائط المعيارية و الحقول المعيارية ) تنتمي الى جبر اوسع هو الجبر المغلق enveloping algebra [41, 42]. في هذا الجبر يمكن نشر الوسائط المعيارية  $\hat{\Lambda}$  و الحقول المعيارية  $\hat{A}$  على النحو التالي :

$$\begin{aligned} \hat{\Lambda} &= \Lambda_a T^a + \Lambda_{ab}^1 : T^a T^b : + \Lambda_{abc}^2 : T^a T^b T^c : + \dots, \\ \hat{A} &= A_a T^a + A_{ab}^1 : T^a T^b : + A_{abc}^2 : T^a T^b T^c : + \dots, \end{aligned} \quad (37.2)$$

حيث ان الجداءات المتناظرة للمولدات تعرف كمايلي :

$$\begin{aligned} : T^a : &= T^a \\ : T^a T^b : &= \frac{1}{2} \{ T^a, T^b \} = \frac{1}{2} \{ T^a T^b + T^b T^a \} \\ : T^{a_1} \dots T^{a_n} : &= \frac{1}{n!} \sum_{\pi \in S_n} T^{a_{\pi(1)}} \dots T^{a_{\pi(n)}} \end{aligned} \quad (38.2)$$

و هي تشكل اساسا للفضاء الشعاعي المحدد بواسطة كثيرات حدود من هذه المولدات . المشكلة التي تواجه بناء النظرية المعيارية بهذه الكيفية هي ان عدد معاملات النشر في الصيغة 27.2 غير منته لان عدد ابعاد الفضاء الشعاعي في الجبر المغلق غير منته . لقد تم التغلب على هذه الصعوبة باستخدام تحويلات زايرغ - وايتن كما سنوضح ذلك بالفقرة الموالية . بين كل من زايرغ و وايتن من خلال دراستهما لحركة الاوتار الفائقة [33] انه عند الطاقات المنخفضة يمكن وصف هذه الحركة باستخدام نظرية يونغ - ميلز العادية او باستخدام نظرية يونغ - ميلز الغير تبديلية . و عليه فقد استنتجا انه هناك علاقة ما تربط ما بين الحقول العادية و الحقول الغير تبديلية :

$$\hat{A} = \hat{A}(A, \theta) \quad (39.2)$$

$$\hat{\lambda} = \hat{\lambda}(\lambda, A, \theta) \quad (40.2)$$

$$\hat{\psi} = \hat{\psi}(\psi, A, \theta) \quad (41.2)$$

و عليه فان مبدأ التكافؤ المعياري يمكن التعبير عنه كمايلي :

$$\hat{A}(A, \theta) + \delta_{\hat{\lambda}} \hat{A}(A, \theta) = \hat{A}(A + \delta_{\lambda} A, \theta) \quad (42.2)$$

$$\hat{\psi}(\psi, A, \theta) + \delta_{\hat{\lambda}} \hat{\psi} = \hat{\psi}(\psi + \delta_{\lambda} \psi, A + \delta_{\lambda} A, \theta) \quad (43.2)$$

بجمل هاتين المعادلتين نحصل على العلاقات التالية التي تمثل تحويلات زايرغ - وايتن :

$$\begin{aligned} \hat{\psi} &= \psi + \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu} A_{\nu} \partial_{\mu} \psi + \frac{i}{8} \theta^{\mu\nu} [A_{\mu}, A_{\nu}] + \mathcal{O}(\theta^2) \\ \hat{A}_{\mu} &= A_{\mu} + \frac{1}{4} \theta^{\rho\nu} \{A_{\nu}, (\partial_{\rho} A_{\mu} - F_{\rho\mu})\} + \mathcal{O}(\theta^2) \\ \hat{\Lambda} &= \Lambda + \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \{A_{\nu}, \partial_{\mu} \Lambda\} + \mathcal{O}(\theta^2) \\ \hat{\phi} &= \phi + \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu} A_{\nu} \left( \partial_{\mu} \phi - \frac{i}{2} (A_{\mu} \phi - \phi A'_{\mu}) \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu} A_{\nu} \left( \partial_{\mu} \phi - \frac{i}{2} (A_{\mu} \phi - \phi A'_{\mu}) \right) A'_{\nu} + \mathcal{O}(\theta^2) \end{aligned} \quad (44.2)$$

و بهذا يكون عدد معاملات النشر ( الغير منته ) قد حفظ الى عدد محدود .

### 3.3.2 مبدأ التقابل

النظريات المعيارية الغير تبديلية هي نظريات اعم من النظريات المعيارية العادية لذلك فان هذه الاخيرة يجب ان تشكل حالة خاصة من الاولى تحت شروط معينة . وهذا يعني ان كل من الجداء الغير تبديلي , الحقول المادية , الحقول المعيارية و الوسائط المعيارية يجب ان تؤول الى نظيراتها التبديلية عندما  $\theta^{\mu\nu} \rightarrow 0$  . انطلاقا من المعادلات 13.2 و 44.2 نلاحظ ان مبدأ التقابل محقق بالفعل .

## 4.2 النموذج القياسي الغير تبديلي

لبناء النموذج القياسي الغير تبديلي لابد من بناء اللاغرانجيان ( الفعل ) الغير تبديلي  $\mathcal{L}_{NC}$  و زمرة التناظر الغير تبديلية  $G_{NC}$  .

### 1.4.2 زمرة التناظر في النموذج القياسي الغير تبديلي

ان بناء زمرة التناظر  $G_{NC}$  يتطلب تعريف الجداء الموترى في الفضاء الغير تبديلي لان هذا الجداء يظهر في الزمرة  $G_{SM} = SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  . نتيجة للحرية في اختيار تطبيقات زايرغ - وايتن فانه هناك عدة طرق للتعامل

مع الجداء المتري . الاختيار الطبيعي و الاكثر تناظرا هو اعتبار الجداء المتري في الفضاء الغير تبديلي مماثلا للجداء المتري العادي و اعتبار ان كل من الحقل المعياري  $V_\mu$  و الوسيط المعياري  $\Lambda$  للزمرة  $G_{SM}$  يعطيان بالصيغتان الموالتان على التوالي :

$$V_\mu = g' A_\mu(x) Y + \frac{g}{2} \sum_{a=1}^3 B_{\mu a} \sigma^a + \frac{g_s}{2} \sum_{a=1}^8 G_{\mu a} \lambda^a \quad (45.2)$$

$$\Lambda = g' \alpha(x) Y + \frac{g}{2} \sum_{a=1}^3 \alpha_a^L(x) \sigma^a + \frac{g_s}{2} \sum_{b=1}^8 \alpha_b^S(x) \lambda^b \quad (46.2)$$

في هذه الحالة نجد ان الحقل المعياري الغير تبديلي  $\widehat{V}[V]$  و الوسيط المعياري الغير تبديلي  $\widehat{\Lambda}[\Lambda, V]$  يعطيان وفقا لتطبيق زايرغ - وايتن بالصيغتان الموالتان على التوالي :

$$\widehat{V}_\rho[V] = V_\rho + \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \{V_\nu, \partial_\mu V_\rho\} + \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \{F_{\mu\rho}, V_\nu\} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (47.2)$$

$$\widehat{\Lambda} = \Lambda + \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \{V_\nu, \partial_\mu \Lambda\} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (48.2)$$

## 2.4.2 لاغرانجيان النموذج القياسي الغير تبديلي

يمكن بناء لاغرانجيان النموذج القياسي الغير تبديلي انطلاقا من لاغرانجيان النموذج القياسي العادي على النحو التالي :

- استبدال الجداءات العادية في لاغرانجيان ( الفعل ) النموذج القياسي العادي بالجداء النجمي ( مويل - وايل ) .
- استبدال الحقول العادية بالحقول الغير تبديلية .
- التعويض عن الحقول الغير تبديلية بما يقابلها من حقول تبديلية وفق خارطة زايرغ - وايتن . باتباع الخطوتين الاولى و الثانية نجد ان الفعل الغير تبديلي يكتب كمايلي :

$$S_{NCSM} = S_{fermions} + S_{gauge} + S_{Higgs} + S_{Yukawa} \quad (49.2)$$

حيث :

$$S_{fermions} = \int d^4x \sum_{i=1}^3 \left[ \widehat{\bar{L}}_L^{(i)} \star (i\widehat{\not{D}} \widehat{L}_L^{(i)}) + \widehat{\bar{Q}}_L^{(i)} \star (i\widehat{\not{D}} \widehat{Q}_L^{(i)}) \right. \\ \left. + \widehat{\bar{e}}_R^{(i)} (i\widehat{\not{D}} \widehat{e}_R^{(i)}) + \widehat{\bar{u}}_R^{(i)} (i\widehat{\not{D}} \widehat{e}_R^{(i)}) + \widehat{\bar{d}}_R^{(i)} (i\widehat{\not{D}} \widehat{d}_R^{(i)}) \right] \quad (50.2)$$

$$S_{Higgs} = \int d^4x \left[ h_0^\dagger(\widehat{D}_\mu \widehat{\Phi}) \star h_0(\widehat{D}^\mu \widehat{\Phi}) - \mu^2 h_0^\dagger(\widehat{\Phi}) \star h_0(\widehat{\Phi}) \right. \\ \left. - \lambda h_0^\dagger(\widehat{\Phi}) \star h_0(\widehat{\Phi}) \star h_0^\dagger(\widehat{\Phi}) \star h_0(\widehat{\Phi}) \right] \quad (51.2)$$

$$\begin{aligned}
S_{Yukawa} = & \int d^4x \sum_{i,j=1}^3 \\
& \left[ G_e^{(ij)} (\bar{L}_L^{(i)} \star h_e(\hat{\Phi}) \star \hat{e}_R^{(j)}) + G_e^{\dagger(ij)} (\bar{\hat{e}}_R^{(i)} \star h_e(\hat{\Phi})^\dagger \star \hat{L}_L^{(j)}) \right. \\
& + G_u^{(ij)} (\bar{Q}_L^{(i)} \star h_u(\hat{\Phi}_c) \star \hat{u}_R^{(j)}) + G_u^{\dagger(ij)} (\bar{\hat{u}}_R^{(i)} \star h_u(\hat{\Phi})^\dagger \star \hat{Q}_L^{(j)}) \\
& \left. + G_d^{(ij)} (\bar{Q}_L^{(i)} \star h_d(\hat{\Phi}_c) \star \hat{u}_R^{(j)}) + G_d^{\dagger(ij)} (\bar{\hat{d}}_R^{(i)} \star h_d(\hat{\Phi})^\dagger \star \hat{Q}_L^{(j)}) \right] \quad (52.2)
\end{aligned}$$

$$S_{gauge} = -\frac{1}{2} \int d^4x \sum_{\mathcal{R}} c_{\mathcal{R}} \text{Tr} \left[ \mathcal{R}(\hat{F}_{\mu\nu}) \star \mathcal{R}(\hat{F}^{\mu\nu}) \right] \quad (53.2)$$

الرموز المستخدمة في المعادلات السابقة معرفة كمايلي : الدليان  $R$  و  $L$  يعبران عن المركبات اليمينية و اليسارية للتوابع العادية , الدليان  $i, j \in \{1, 2, 3\}$  يرمزان للاجيال generation , المصفوفات  $G_e$  ,  $G_\mu$  و  $G_d$  هي ثوابت الاقتران لحقل يوكاوا , اما الرموز  $h_0(\hat{\Phi})$  ,  $h_\psi(\hat{\Phi})$  و  $h_\psi(\hat{\Phi}_c)$  فهي معرفة كمايلي :

$$h_0(\hat{\Phi}) = \hat{\Phi} \left[ \Phi, \frac{1}{2} g' A + g B^a T_L^a \right] \quad (54.2)$$

$$h_\psi(\hat{\Phi}) = \hat{\Phi} \left[ \Phi, \mathcal{R}_{\psi_L}(V), \mathcal{R}_{\psi_R}(V) \right] \quad (55.2)$$

$$h_\psi(\hat{\Phi}_c) = \hat{\Phi} \left[ \Phi_c, \mathcal{R}_{\psi_L}(V), \mathcal{R}_{\psi_R}(V) \right] \quad (56.2)$$

التمثيلات  $\mathcal{R}_\psi$  موضحة بالجدول 1.2. الجمع في الجزء المعياري  $S_{gauge}$  يتم على كل التمثيلات  $\mathcal{R}$  المنفردة unitary , الاساسية irreducible و الغير متكافئة inequivalent للزمرة المعيارية . شدة الحقل الغير تبديلية  $\hat{F}_{\mu\nu}$  تعطى بالصيغة التالية :

$$\hat{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{V}_\nu - \partial_\nu \hat{V}_\mu - i [\hat{V}_\mu, \hat{V}_\nu] \quad (57.2)$$

ان الاثر trace الذي يظهر في الجزء المعياري  $S_{gauge}$  من الفعل  $S_{NC}$  لا يتحدد بشكل وحيد بل يتعلق بالتمثيل الذي يتم اختياره . هذا المشكل غير موجود في النموذج القياسي العادي لانه هناك شرطان سمحا بضبط قيمة الاثر و هما شرط الصمود ازاء التحويلات المعيارية و شرط اعادة التنظيم . اما بالنسبة للنموذج القياسي الغير تبديلي فان المشكل مطروح لان شرط اعادة التنظيم غير محقق و هو ما يجعل هذه النظرية نظرية تقريبية effective theory . و فقا للتمثيل الذي يتم اختياره هناك نموذجان قياسيان غير تبديليان : ١ - النموذج القياسي الغير تبديلي البسيط و هو النموذج الناتج عند اختيار تمثيلات تختلف باقل قدر ممكن عن تمثيلات النموذج القياسي العادي . ب ) النموذج القياسي الغير تبديلي المعقد و هو النموذج الناتج عند اختيار تمثيلات تراعي

$\psi$	$\mathcal{R}_\psi$
$e_R^{(i)}$	$-g' A_\mu$
$L_L^{(i)} = \begin{pmatrix} \nu_L^{(i)} \\ e_L^{(i)} \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{2}g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a$
$u_R^{(i)}$	$\frac{2}{3}g' A_\mu + g_S G_\mu^b T_S^b$
$d_R^{(i)}$	$-\frac{1}{3}g' A_\mu + g_S G_\mu^b T_S^b$
$Q_L^{(i)} = \begin{pmatrix} u_L^{(i)} \\ d_L^{(i)} \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{6}g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a + g_S G_\mu^b T_S^b$

## جدول 1.2

## 5.2 النموذج القياسي الغير تبديلي البسيط Minimal Non-Commutative Standard Model (mNCSM)

Model (mNCSM)

ابسط الخيارات التي يمكن اتخاذها بالنسبة لتمثيلات الزمر  $SU(3)$  ,  $SU(2)$  و  $U(1)$  هو الخيار الذي تكون فيه تمثيلات كل من  $SU(3)$  و  $SU(2)$  هي التمثيلات الاساسية في حين نأخذ تمثيل الزمرة  $U(1)$  كمايلي [43 , 44] :

$$Y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (58.2)$$

في هذه الحالة ياخذ الجزء المعياري  $S_{guage}$  , و هو الجزء الوحيد الذي يتاثر بهذا الخيار , الشكل التالي :

$$S_{guage} = -\frac{1}{2} \int d^4x \left[ \frac{1}{g'} \text{Tr}_1 \hat{F}_{\mu\nu} \star \hat{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{g} \text{Tr}_2 \hat{F}_{\mu\nu} \star \hat{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{g_S} \text{Tr}_3 \hat{F}_{\mu\nu} \star \hat{F}^{\mu\nu} \right] \quad (59.2)$$

من اجل تحديد ملامح و توقعات هذا النموذج نقوم بكتابة الفعل  $S_{NC}$  بدلالة الحقول الفيزيائية ( بدلالة التوابع العادية ) باستخدام تحويلات زايرغ - وايتن و سنقتصر على الكتابة حتى الرتبة الاولى في الوسيط  $\theta$  :

$$S_{gauge}^{mNCSM} = -\frac{1}{2} \int d^4x \left( \frac{1}{2} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \text{Tr} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \text{Tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \right) + \frac{1}{4} g_S d^{abc} \theta^{\rho\sigma} \int d^4x \left( \frac{1}{4} G_{\rho\sigma}^a G_{\mu\nu}^b - G_{\rho\mu}^a G_{\sigma\nu}^b \right) G^{\sigma\nu,c} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (60.2)$$

حيث  $A_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}^a T_L^a$  و  $G_{\mu\nu} = G_{\mu\nu}^a T_S^a$  تمثل شدة الحقول المعيارية الناتجة عن التناظر ازاء  $U(1)$  ،  $SU(2)$  و  $SU(3)$  على التوالي . مع :

$$A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (61.2)$$

$$B_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a + g\epsilon^{abc} B_\mu^b B_\nu^c \quad (62.2)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_S f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (63.2)$$

النتيجة السابقة مبنية على اساس الخصائص التالية للمولدات  $T_S^a = \lambda^a/2$  ،  $T_L^a = \tau^a/2$

$$\text{Tr}(T^a T^b) = \frac{1}{2} \delta^{ab} , \quad \text{Tr}(\tau^a \tau^b \tau^c) = 2i\epsilon^{abc} , \quad \text{Tr}(\lambda^a \lambda^b \lambda^c) = 2(d^{abc} + if^{abc})$$

حيث  $\epsilon^{abc}$  هو الموتر التخالفي العادي ، اما  $f^{abc}$  و  $d^{abc}$  فهما ثوابت البنية التخالفية و المتناظرة للزمرة  $SU(3)$  . اما الحقول الفيزيائية للجسيمات المعيارية  $(W^\pm, Z)$  و الفوتون  $(A)$  فهي تعطى بالصيغ التالية :

$$W_\mu^\pm = \frac{B_\mu^1 \mp iB_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

$$Z_\mu = \frac{-g'A_\mu^1 + gB_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}}$$

$$A_\mu = \frac{-gA_\mu^1 + g'B_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (64.2)$$

انطلاقا من المعادلة 59.2 نجد انه ليس هناك اية تفاعلات جديدة بين البوزونات المعيارية كما نجد ان العقد العادية مثل  $(W^+W^-Z)$  و  $(W^+W^-\gamma)$  لا تتاثر باية تصحيحات .

- الجزء  $S_{Higgs}$  يكتب بدلالة الحقول الفيزيائية كمايلي :

$$S_{Higgs} = \int d^4x \left( (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \right) + \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \int d^4x \left( U_{\alpha\beta} + U_{\alpha\beta}^\dagger + \frac{1}{2} \mu^2 F_{\alpha\beta} - 2i\lambda \Phi (D_\alpha \Phi)^\dagger D_\beta \right) \Phi \quad (65.2)$$

حيث :

$$U_{\alpha\beta} = \left( \overleftrightarrow{\partial}^\mu + iV^\mu \right) \left( -\partial_\mu V^\alpha \partial_\beta - V^\alpha \partial_\mu \partial_\beta + \partial_\alpha V^\mu \partial_\beta + iV_\mu V_\alpha \partial_\beta + \frac{i}{2} V_\alpha V_\beta \partial_\mu + \frac{i}{2} \partial_\mu (V_\alpha V_\beta) + \frac{1}{2} V_\mu V_\alpha V_\beta + \frac{i}{2} \{V_\alpha, \partial_\beta V_\mu F_{\beta\mu}\} \right) \quad (66.2)$$

و  $D_\mu = \partial_\mu I - iV_\mu$  حيث  $V_\mu = g'A_\mu Y_\Phi I + gB_\mu^a T_L^a$  هي مصفوفة الحقل المعيارى و  $I$  هي مصفوفة الوحدة من الرتبة  $2 \times 2$  ،  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu - i[V_\mu, V_\nu]$  . الشكل الصريح لمصفوفة الحقل المعيارى  $V_\mu$  هو :

$$V_\mu = \begin{pmatrix} g'A_\mu Y_\Phi + gT_{3,\phi_{up}} B_\mu^3 & \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- & g'A_\mu Y_\Phi + gT_{3,\phi_{down}} B_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (67.2)$$

حيث  $T_{3,\phi_{down}} = -1/2$  و  $T_{3,\phi_{up}} = 1/2$  ,  $Y_{\Phi} = 1/2$  . العناصر القطرية يمكن التعبير عنها بالحقول الفيزيائية باستخدام المعادلات :

$$V_{11,\mu} = eA_{\mu} + \frac{g}{2 \cos \theta_W} (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \quad (68.2)$$

$$V_{22,\mu} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} Z_{\mu} \quad (69.2)$$

تحليل عبارة  $S_{Higgs}$  يظهر وجود تفاعلات جديدة مقارنة بالتفاعلات التي يظهرها  $S_{Higgs}$  في حالة النموذج القياسي العادي [44] . وهي تفاعلات ما بين ثلاثة و اربعة بوزونات معيارية حيث يمكن استشفاف ذلك من الحدود الثلاث الاخيرة من القوس الثاني من عبارة  $U_{\alpha\beta}$  . مثلا الحدود التي تعبر عن التفاعل بين ثلاثة بوزونات معيارية هي  $(-1/4)v^2\theta^{\alpha\beta} [I_{\alpha\beta} + I_{\alpha\beta}^{\dagger}]$  حيث  $I_{\alpha\beta} = V^{\mu} [(\partial_{\mu} V^{\alpha}) V_{\beta} + V_{\alpha} (\partial_{\beta} V^{\mu}) + (\partial_{\beta} V^{\mu}) V_{\alpha}]$  وهي تمثل التفاعلات  $W^+W^-Z$  ,  $W^+W^-\gamma$  و  $ZZZ$  , التفاعل الاخير هو تفاعل غير موجود في النموذج القياسي العادي . اضافة الى ما سبق نجد ان استخدام الية الانكسار التلقائي للتناظر تظهر ان كتل الفيرميونات و البوزونات المعيارية و البوزون هيغز تبقى كما هي في النموذج القياسي العادي .

- الجزء الفيرميوني  $S_{fermion}$  يكتب بدلالة الحقول الفيزيائية كمايلي :

$$S_{fermion} = \int d^4x \left\{ \bar{\Psi}_L i \not{\partial} \Psi_L + \bar{\Psi}_L J^{(L)} \Psi_L + \bar{q}_R i \not{\partial} q_R + \bar{q}_R J^{(R)} q_R \right\} \quad (70.2)$$

حيث  $J^{(L)}$  هي مصفوفة من الرتبة  $2 \times 2$  تكتب كمايلي :

$$J^{(L)} = \bar{q}_{up,L} J_{12}^{(L)} q_{down,L} + \bar{q}_{down,L} J_{21}^{(L)} q_{up,L} \\ + \bar{q}_{up,L} J_{11}^{(L)} q_{down,L} + \bar{q}_{down,L} J_{22}^{(L)} q_{up,L} \quad (71.2)$$

عناصرها الغير قطرية ( $J_{12}^{(L)}$  ,  $J_{21}^{(L)}$ ) تمثل التيارات المشحونة اما عناصرها القطرية فهي تمثل التيارات المحايدة ( الغير مشحونة ) . عناصر هذه المصفوفة تعطي بالصيغ التالية :

$$J_{12}^{(L)} = \frac{g}{\sqrt{2}} W^+ + J_{12}^{L,\theta} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (72.2)$$

$$J_{21}^{(L)} = \frac{g}{\sqrt{2}} W^- + J_{21}^{L,\theta} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (73.2)$$

$$J_{11}^{(L)} = \left[ eQ_{q_{up}} A + \frac{g}{\cos \theta_W} (T_{3,q_{up,L}} - Q_{q_{up}} \sin^2 \theta_W) Z + g_S \not{G} \right] + J_{11}^{(L,\theta)} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (74.2)$$

$$J_{22}^{(L)} = \left[ eQ_{q_{down}} A + \frac{g}{\cos \theta_W} (T_{3,q_{down,L}} - Q_{q_{down}} \sin^2 \theta_W) Z + g_S \not{G} \right] + J_{22}^{(L,\theta)} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (75.2)$$

: مع

$$\begin{aligned}
J_{12}^{(L,\theta)} &= \frac{g}{2\sqrt{2}} \theta^{\mu\nu\rho} W_\mu^+ \left\{ -i \overleftarrow{\partial}_\nu \overrightarrow{\partial}_\rho \right. \\
&\quad + e \left[ Q_{\psi_{up}} A_\nu \overleftarrow{\partial}_\rho + Q_{\psi_{down}} A_\nu \overrightarrow{\partial}_\rho + (Q_{\psi_{up}} + Q_{\psi_{down}}) (\partial_\rho A_\nu) \right] \\
&\quad + \frac{g}{\cos \theta_W} \left[ (T_{3,\psi_{up,L}} - Q_{\psi_{up}} \sin^2 \theta_W) Z_\nu \overrightarrow{\partial}_\rho T_{3,\psi_{down,L}} - Q_{\psi_{down}} \sin^2 \theta_W Z_\nu \overleftarrow{\partial}_\rho \right. \\
&\quad + \left. \left. \left( (T_{3,\psi_{up,L}} + T_{3,\psi_{down,L}}) - (Q_{\psi_{up}} + Q_{\psi_{down}}) \sin^2 \theta_W \right) (\partial_\rho Z_\nu) \right] \right. \\
&\quad - \frac{ie g}{\cos \theta_W} (Q_{\psi_{up}} T_{3,\psi_{down,L}} - Q_{\psi_{down}} T_{3,\psi_{up,L}}) A_\nu Z_\rho \\
&\quad g_S \left[ G_\nu (\overleftarrow{\partial}_\rho + \overrightarrow{\partial}_\rho) + 2(\partial_\rho G_\nu) \right] - ie g_S (Q_{up} - Q_{down}) A_\nu G_\mu \\
&\quad \left. - ig_S \frac{g}{\cos \theta_W} \left[ (T_{3,q_{up,L}} - T_{3,q_{down,L}}) - (Q_{q_{up}} - Q_{q_{down}}) \sin^2 \theta_W \right] Z_\nu G_\rho + i g_S^2 G_\nu G_\rho \right\}
\end{aligned} \tag{76.2}$$

$$\begin{aligned}
J_{11}^{(L,\theta)} &= \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu\rho} \left\{ ie Q_{\psi_{up}} (\partial_\nu A_\mu) \overrightarrow{\partial}_\rho \right. \\
&\quad + \frac{ig}{\cos \theta_W} (T_{3,\psi_{up,L}} - Q_{\psi_{up}} \sin^2 \theta_W) (\partial_\nu Z_\mu) \overrightarrow{\partial}_\rho - e^2 Q_{\psi_{up}^2} (\partial_\rho A_\mu) \overrightarrow{\partial}_\rho \\
&\quad - \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W} (T_{3,\psi_{up,L}} - Q_{\psi_{up}} \sin^2 \theta_W)^2 (\partial_\rho Z_\mu) Z_\nu \\
&\quad - \frac{eg}{\cos \theta_W} \left[ T_{3,\psi_{up,L}} - Q_{\psi_{up}} \sin^2 \theta_W \right] \left[ (\partial_\rho Z_\mu) Z_\nu - A_\mu (\partial_\rho Z_\nu) \right] \\
&\quad - \frac{g^2}{2} \left[ W_\mu^+ W_\nu^- \overrightarrow{\partial}_\rho + (\partial_\rho W_\mu^+) W_\nu^- \right] + \frac{ie g^2}{2} (2Q_{\psi_{up}} - Q_{\psi_{down}}) W_\mu^+ W_\nu^- A_\rho \\
&\quad - \frac{g^3 g_S}{2 \cos \theta_W} \left[ (2T_{3,\psi_{up,L}} - T_{3,down,L}) - (2Q_{\psi_{up}} - Q_{\psi_{down}}) \sin^2 \theta_W \right] W_\mu^+ W_\nu^- Z_\rho (\partial_\nu G_\mu) \overrightarrow{\partial}_\rho \\
&\quad - g_S^2 \left[ G_\mu G_\nu \overrightarrow{\partial}_\rho + (\partial_\rho G_\mu) G_\nu \right] + ig_S^3 G_\mu G_\nu G_\rho - eg_S Q_{up} \left[ (\partial_\rho A_\mu) G_\nu - A_\mu (\partial_\rho G_\mu) \right] \\
&\quad - \frac{g}{\cos \theta_W} g_S (T_{3,q_{up,L}} - Q_{up} \sin^2 \theta_W) \left[ (\partial_\rho Z_\mu) G_\nu - Z_\mu (\partial_\rho G_\mu) \right] \\
&\quad \left. + i \frac{g^2 g_S}{2} W_\mu^+ W_\nu^- G_\rho + ie Q_{q_{up}} g_S^2 A_\mu G_\nu G_\rho + i \frac{g g_S}{\cos \theta_W} (T_{3,q_{up,L}} - Q_{q_{up}} \sin^2 \theta_W) Z_\mu G_\nu G_\rho \right\}
\end{aligned} \tag{77.2}$$

$$\left. \begin{matrix} J_{21}^{(L,\theta)} \\ J_{22}^{(L,\theta)} \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} J_{12}^{(L,\theta)} \\ J_{11}^{(L,\theta)} \end{matrix} (W^+ \leftrightarrow W^-, Q_{\psi_{up}} \leftrightarrow Q_{\psi_{down}}, T_{3,\psi_{up,L}} \leftrightarrow T_{3,\psi_{down,L}}) \right\} \quad (78.2)$$

. اما عبارة  $J^{(R)}$  فهي :

$$J^{(R)} = \left[ eQ - qA - eQ_q \tan \theta_W \not{Z} + g_S \not{G} \right] + J^{(R,\theta)} + \mathcal{O}(\theta^2) \quad (79.2)$$

مع :

$$\begin{aligned} J^{(R,\theta)} = & \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu\rho} \left\{ i e Q_\psi (\partial_\nu A_\mu) \vec{\partial}_\rho - \frac{i g}{\cos \theta_W} Q_\psi \sin^2 \theta_W (\partial_\nu Z_\mu) \vec{\partial}_\rho \right. \\ & - e^2 Q_\psi^2 (\partial_\rho A_\mu) A_\nu - \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W} Q_\psi^2 \sin^4 \theta_W (\partial_\rho Z_\mu) Z_\nu \\ & \left. + \frac{e g}{\cos \theta_W} Q_\psi^2 \sin^2 \theta_W \left[ (\partial_\rho A_\mu) Z_\nu - A_\mu (\partial_\rho Z_\nu) \right] \right\} \\ & + i g_S (\partial_\nu G_\mu) \vec{\partial}_\rho \\ & - g_S^2 \left[ G_\mu G_\nu \vec{\partial}_\rho + (\partial_\rho G_\mu) G_\nu \right] + i g_S^3 G_\mu G_\nu G_\rho \\ & - e g_S Q_q \left[ (\partial_\rho A_\mu) G_\nu - A_\mu (\partial_\rho G_\nu) \right] \\ & - e g_S Q_q \tan \theta_W \left[ (\partial_\rho Z_\mu) G_\nu - Z_\mu (\partial_\rho G_\nu) \right] \\ & \left. + i e g_S^2 Q_q \left[ A_\mu - \tan \theta_W Z_\mu \right] G_\nu G_\rho \right\} \quad (80.2) \end{aligned}$$

الجزء  $S_{Yukawa}$  يكتب بدلالة الحقول الفيزيائية كمايلي :

$$\begin{aligned} S_{Yukawa} = & \int d^4x \sum_{i,j=1}^3 \left[ \bar{d}^{(i)} \left( N_{dd}^{V(ij)} + \gamma_5 N_{dd}^{A(ij)} \right) d^{(j)} + \bar{u}^{(i)} \left( N_{uu}^{V(ij)} + \gamma_5 N_{uu}^{A(ij)} \right) u^{(j)} \right. \\ & \left. + \bar{d}^{(i)} \left( C_{du}^{V(ij)} + \gamma_5 C_{du}^{A(ij)} \right) u^{(j)} + \bar{u}^{(i)} \left( C_{ud}^{V(ij)} + \gamma_5 C_{ud}^{A(ij)} \right) d^{(j)} \right] \quad (81.2) \end{aligned}$$

التيارات الغير مشحونة ( المحايدة )  $N_{uu}$  ,  $N_{dd}$  و التيارات المشحونة  $C_{du}$  ,  $C_{ud}$  تكتب كمايلي :

$$\begin{aligned}
N_{dd}^{V,\theta(ij)} = & -\frac{1}{2}\theta_{\mu\nu} M_{down}^{(ij)} \left\{ i \frac{\partial_\mu h \vec{\partial}_\nu}{v} \right. \\
& - \left[ eQ_{\psi_{down}} A_\mu + \frac{g}{2 \cos \theta_W} (T_{3,\psi_{down,L}} - 2Q_{\psi_{down}} \sin^2 \theta_W) Z_\mu \right] \frac{\partial_\nu h}{v} \\
& + \left[ eQ_{\psi_{down}} (\partial_\nu A_\mu) + \frac{g}{2 \cos \theta_W} (T_{3,\psi_{down,L}} - 2Q_{\psi_{down}} \sin^2 \theta_W) (\partial_\nu Z_\mu) \right. \\
& \left. \left. - i \frac{g^2}{2} W_\mu^+ W_\nu^- \right] \left( 1 + \frac{h}{v} \right) \right\} \quad (82.2)
\end{aligned}$$

$$N_{dd}^{A,\theta(ij)} = \frac{g}{4 \cos \theta_W} T_{3,\psi_{down,L}} \theta^{\mu\nu} M_{down}^{(ij)} \left( 1 + \frac{h}{v} \right) Z_\mu \times \left[ (\overleftarrow{\partial}_\nu - \vec{\partial}_\nu) + 2ieQ_{\psi_{down}} A_\nu \right] \quad (83.2)$$

$$\left. \begin{array}{l} N_{uu}^{V,\theta(ij)} \\ N_{uu}^{A,\theta(ij)} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} N_{dd}^{V,\theta(ij)} \\ N_{dd}^{A,\theta(ij)} \end{array} \right. \quad (W^+ \leftrightarrow W^-, \text{ down} \leftrightarrow \text{up}) \quad (84.2)$$

$$\begin{aligned}
C_{ud}^{V,\theta(ij)} = & -\frac{g}{4\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{h}{v} \right) \left\{ \left[ \left( (V_f M_{down})^{(ij)} + (M_{up} V_f)^{(ij)} \right) (\partial_\nu W_\mu^+) \right. \right. \\
& + \left. \left. \left( (V_f M_{down})^{(ij)} \vec{\partial}_\nu + (M_{up} V_f)^{(ij)} \overleftarrow{\partial}_\nu \right) W_\mu^+ \right] \right. \\
& + ie \left[ \left( (V_f M_{down})^{(ij)} Q_{up} + (M_{up} V_f)^{(ij)} Q_{don} \right) A_\mu W_\nu^+ \right. \\
& + i \frac{g}{\cos \theta_W} \left[ (V_f M_{down})^{(ij)} (2T_{3,\psi_{up,L}} - Q_{\psi_{up}} \sin^2 \theta_W) \right. \\
& \left. \left. - (M_{up} V_f)^{(ij)} (2T_{3,\psi_{down,L}} - Q_{\psi_{down}} \sin^2 \theta_W) \right] Z_\mu W_\nu^+ \right\} \quad (85.2)
\end{aligned}$$

$$C_{ud}^{A,\theta(ij)} = C_{ud}^{V,\theta(ij)} (M_{up} \longrightarrow -M_{up}) \quad (86.2)$$

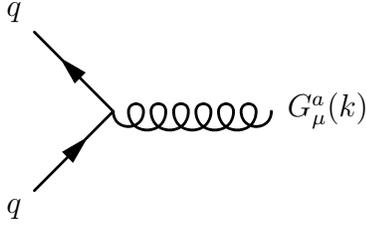
$$C_{du}^V(ij) = \left[ C_{ud}^V(ij) (\vec{\partial} \longleftrightarrow \overleftarrow{\partial}) \right]^\dagger$$

$$C_{du}^A(ij) = \left[ C_{ud}^A(ij) (\vec{\partial} \longleftrightarrow \overleftarrow{\partial}) \right]^\dagger \quad (87.2)$$

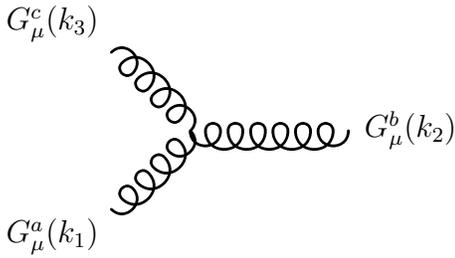
. عملية تحليل الجزء الفيرميوني تبين انه توجد , اضافة الى تفاعلات النموذج القياسي العادي , تفاعلات جديدة اهمها هو التفاعلات النقطية (رباعية و خماسية ) بين الغلوونات , البوزونات ( $W^\pm, Z$ ) و الكواركات [36]. اضافة الى ذلك توجد تعديلات على العقد .

## 6.2 الديناميك الكمومي اللوني الغير تبديلي ( قواعد فاينمان )

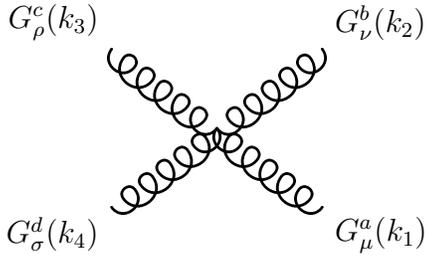
فيمايلي عرض لقواعد فاينمان للتفاعل القوي مشتقة في اطار النموذج القياسي الغير تبديلي البسيط و محسوبة حتى الرتبة الاولى في الوسيط  $\theta$  [45] . العقد الثلاث الاولى هي نفس العقد التي تظهر في النموذج القياسي العادي اما باقي العقد فهي عقد جديدة :



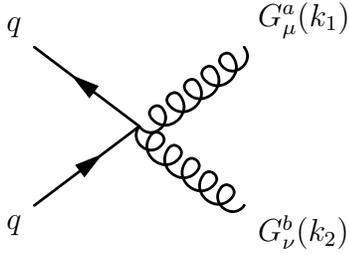
$$\begin{aligned} V_\mu &= ig_s \left[ \gamma_\mu - \frac{i}{2} k^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} p_{in}^\rho - \theta_{\mu\nu} m_q) \right] T_S^a \\ &= ig_s \gamma_\mu T_S^a + \frac{1}{2} g_s \left[ (p_{ou} \theta p_{in}) \gamma_\mu - (p_{ou} \theta)_\mu (\not{p}_{in} - m_q) - (\not{p}_{ou} - m_q) (p_{in} \theta)_\mu \right] \end{aligned}$$



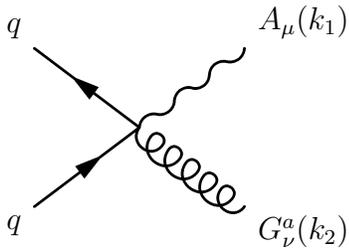
$$\begin{aligned} V_\mu &= g_s f^{abc} \left[ g_{\mu\nu} (k_1 - k_2)_\rho + g_{\nu\rho} (k_2 - k_3)_\mu + g_{\rho\mu} (k_3 - k_1)_\nu \right] \\ &\quad + \frac{1}{2} g_s d^{abc} \Theta_3 \left( (\mu, k_1), (\nu, k_2), (\rho, k_3) \right) \end{aligned}$$



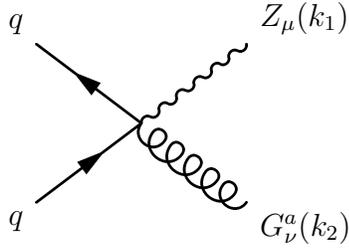
$$\begin{aligned}
V_\mu = & ig_s^2 \left\{ f^{abx} f^{cdx} (g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma}) + f^{acx} f^{bdx} (g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho}) + f^{abx} f^{cdx} (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\nu} g^{\sigma\rho}) \right\} \\
& + \frac{i}{2} g_s \left\{ f^{abx} f^{cdx} \Theta_4((\mu, k_1), (\nu, k_2), (\rho, k_3), (\sigma, k_3)) \right. \\
& + [(\mu, k_1, a) \leftrightarrow (\rho, k_3, c)] + [(\mu, k_1, a) \leftrightarrow (\sigma, k_4, d)] \\
& + [(\nu, k_2, b) \leftrightarrow (\rho, k_3, c)] + [(\nu, k_2, b) \leftrightarrow (\sigma, k_4, d)] \\
& \left. + [(\mu, k_1, a) \leftrightarrow (\rho, k_3, c)] + [(\nu, k_2, b) \leftrightarrow (\sigma, k_4, d)] \right\}
\end{aligned}$$



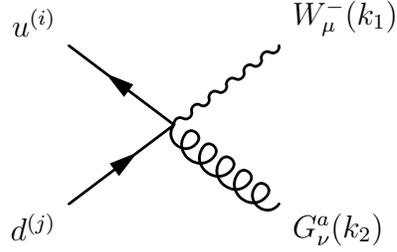
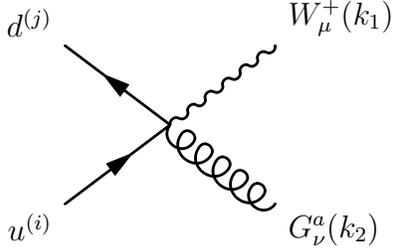
$$V_\mu = ig_s^2 \left[ \theta_{\mu\nu\rho} (k_1^\rho - k_2^\rho) T_S^a T_S^b + i [\theta_{\mu\nu\rho} (p_{in}^\rho - k_2^\rho) - \theta_{\mu\nu} m_q] f^{abc} T_S^c \right]$$



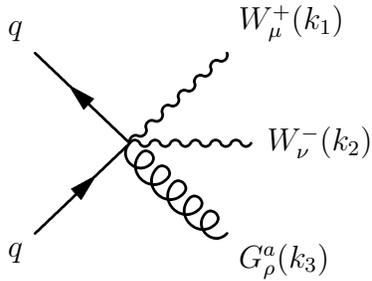
$$V_\mu = -\frac{1}{2} g_s e Q_q \theta_{\mu\nu\rho} (k_1^\rho - k_2^\rho) T_S^a$$



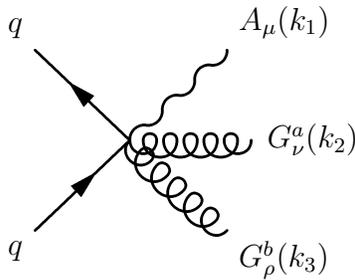
$$V_\mu = \frac{-eg_s}{2 \sin 2\theta_W} \left[ \theta_{\mu\nu\rho} (k_1^\rho - k_2^\rho) (c_{V,q} - c_{A,q} \gamma_5) + 2\theta_{\mu\nu} m_q c_{A,q} \gamma_5 \right] T_S^a$$



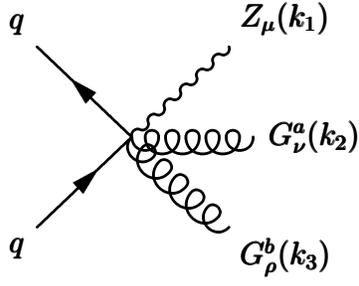
$$V_\mu = \frac{-eg_s}{4\sqrt{2} \sin \theta_W} \begin{pmatrix} V_{ij} \\ V_{ij}^* \end{pmatrix} \left[ \theta_{\mu\nu\rho} (k_1^\rho - k_2^\rho) (1 - \gamma_5) - \theta_{\mu\nu} \left\{ \begin{pmatrix} m_{u^{(i)}} \\ m_{d^{(j)}} \end{pmatrix} (1 - \gamma_5) - \begin{pmatrix} m_{d^{(j)}} \\ m_{u^{(i)}} \end{pmatrix} (1 + \gamma_5) \right\} \right] T_S^a$$



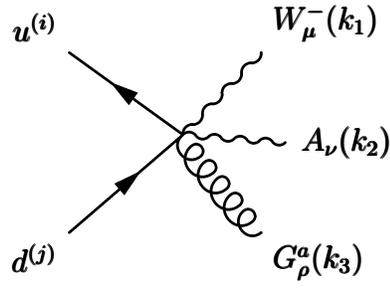
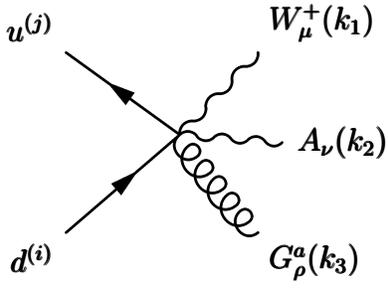
$$V_\mu = \frac{-e^2 g_s}{8 \sin^2 \theta_W} \theta_{\mu\nu\rho} (1 - \gamma_5) T_S^a$$



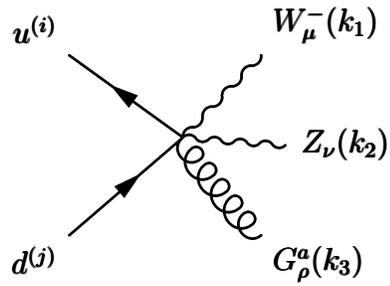
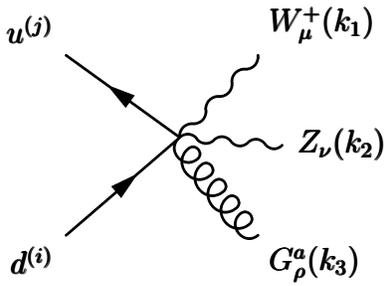
$$V_\mu = -\frac{i}{2} g_s^2 Q_q \theta_{\mu\nu\rho} f^{abc} T_S^a$$



$$V_\mu = \frac{-ieg_s^2}{2\sin 2\theta_W} \theta_{\mu\nu\rho} (c_{V,q} - c_{A,q}\gamma_5) f^{abc} T_S^a$$



$$V_\mu = \frac{e^2 g_s}{4\sqrt{2} \sin \theta_W} \begin{pmatrix} V_{ij} \\ -V_{ij}^* \end{pmatrix} \theta_{\mu\nu\rho} (1 - \gamma_5) T_S^a$$



$$V_\mu = \frac{e^2 g_s \cos \theta_W}{4\sqrt{2} \sin \theta_W} \begin{pmatrix} V_{ij} \\ -V_{ij}^* \end{pmatrix} \theta_{\mu\nu\rho} (1 - \gamma_5) T_S^a$$

الرموز المستخدمة في كتابة صيغ العقد هي كمايلي :

$$c_{V,q} = T_{3,qL} - 2Q_q \sin^2 \theta_W \quad (88.2)$$

$$c_{A,q} = T_{3,qL} \quad (89.2)$$

$$\theta^{\mu\nu\rho} = \theta^{\mu\nu} \gamma^\rho + \theta^{\nu\rho} \gamma^\mu + \theta^{\rho\mu} \gamma^\nu \quad (90.2)$$

$$\begin{aligned} \Theta_3((\mu, k_1), (\nu, k_2), (\rho, k_3)) = & \\ & -(k_1 \theta k_2) [(k_1 - k_2)^\rho g^{\mu\nu} + (k_2 - k_3)^\mu g^{\nu\rho} + (k_3 - k_1)^\nu g^{\rho\mu}] \\ & - \theta^{\mu\nu} [k_1^\rho (k_2 k_3) - k_2^\rho (k_1 k_3)] \\ & - \theta^{\nu\rho} [k_2^\mu (k_3 k_1) - k_3^\mu (k_2 k_1)] \\ & - \theta^{\rho\mu} [k_3^\nu (k_1 k_2) - k_1^\nu (k_3 k_2)] \\ & + (\theta k_2)^\mu [g^{\nu\rho} k_3^2 - k_3^\nu k_3^\rho] + (\theta k_3)^\mu [g^{\nu\rho} k_2^2 - k_2^\nu k_2^\rho] \\ & + (\theta k_3)^\nu [g^{\mu\rho} k_1^2 - k_1^\mu k_1^\rho] + (\theta k_1)^\nu [g^{\mu\rho} k_3^2 - k_3^\mu k_3^\rho] \\ & + (\theta k_1)^\rho [g^{\mu\nu} k_2^2 - k_2^\mu k_2^\nu] + (\theta k_2)^\rho [g^{\mu\nu} k_1^2 - k_1^\mu k_1^\nu] \end{aligned} \quad (91.2)$$

$$\begin{aligned} \Theta_4((\mu, k_1), (\nu, k_2), (\rho, k_3), (\sigma, k_4)) = & \\ & -(k_3 \theta k_4) (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) \\ & + \theta^{\mu\nu} [k_3^\sigma k_4^\rho - g^\rho \sigma (k_3 k_4)] + \theta^{\rho\sigma} (k_3^\mu k_4^\nu - k_3^\nu k_4^\mu) \\ & - \theta^{\mu\rho} [k_3^\sigma k_4^\nu - g^\nu \sigma (k_3 k_4)] - \theta^{\mu\sigma} [k_3^\nu k_4^\rho - g^{\nu\rho} (k_3 k_4)] \\ & + \theta^{\nu\rho} [k_3^\sigma k_4^\mu - g^\mu \sigma (k_3 k_4)] + \theta^{\nu\sigma} [k_3^\mu k_4^\rho - g^{\mu\rho} (k_3 k_4)] \\ & + (\theta k_3)^\mu (k_4^\nu g^{\rho\sigma} - k_4^\rho g^{\nu\sigma}) + (\theta k_4)^\mu (k_3^\nu g^{\rho\sigma} - k_3^\sigma g^{\nu\rho}) \\ & + (\theta k_3)^\nu (k_4^\mu g^{\rho\sigma} - k_4^\rho g^{\mu\sigma}) - (\theta k_4)^\nu (k_3^\mu g^{\rho\sigma} - k_3^\sigma g^{\mu\rho}) \\ & + (\theta k_3)^\rho (k_4^\mu g^{\nu\sigma} - k_4^\nu g^{\mu\sigma}) - (\theta k_4)^\rho (k_3^\mu g^{\nu\sigma} - k_3^\nu g^{\mu\rho}) \\ & + (\theta k_3)^\sigma (k_4^\mu g^{\nu\rho} - k_4^\nu g^{\mu\rho}) + (\theta k_4)^\sigma (k_3^\mu g^{\nu\rho} - k_3^\nu g^{\mu\rho}) \end{aligned} \quad (92.2)$$

## 7.2 الحالة الراهنة للنموذج القياسي الغير تبديلي

في العقدين الاخيرين بذلت مجهودات حثيثة و كبيرة من اجل بناء النموذج القياسي الغير تبديلي و قد ادت هذه المجهودات الى وضع اسس هذا النموذج و اشتقاق قواعد فاينمان كما سمحت بالتغلب على العديد من الصعوبات . هناك مجهودات اخرى بذلت من اجل البحث التجريبي عن توقعات هذا النموذج و هي عبارة عن دراسات ظواهرية انجزت في اطار هذا النموذج مثل تشكل الازواج  $e^+e^-$  و تشتت كومبتون  $e^+\gamma \rightarrow e^+\gamma$  [46] , التصادمات الكترون - بوزيترون [47] و  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  [48] . هذا النموذج مازال قيد البناء اما حالته الراهنة فيمكن وصفها بالنقاط التالية :

- النموذج القياسي العادي هو حالة خاصة من النموذج القياسي الغير تبديلي حيث ان الفعل  $S_{NC}$  عند الرتبة صفر في الوسيط  $\theta$  ينطبق على الفعل الخاص بالنموذج القياسي العادي .
- النموذج القياسي الغير تبديلي هو نظرية تقريبية effective theory لانه غير قابل لاعادة التنظيم .
- تم تجاوز العديد من الصعوبات و هي على وجه الخصوص : مشكلة الجداء الموتري الذي يظهر في زمرة التناظر و مشكلة الشحنة المكتملة التي ظهرت عند صياغة الديناميك الكمومي الكهربائي الغير تبديلي .
- النموذج القياسي الغير تبديلي يبدو نظرية موحدة اذ انه يحتوي على تفاعلات ما بين الغلوونات , الكواركات و الفوتونات
- وجود انماط جديدة لتفكك الجسيمات الثقيلة ( وجود عقد مكونة من كواركات - غلوون - فوتون ) .
- التفاعلات الاساسية لا يمكن اعتبارها منفصلة في النموذج القياسي الغير تبديلي لانه تم ادخال الكمون الكلي  $V_\mu$  المعطى

### 45.2 بالمعادلة

- ليس هناك تفاعلات ذاتية للفوتونات على الاقل حتى الرتبة الاولى في الوسيط  $\theta$
- عملية ادراج الية هيغز و حقل يوكاوا في النموذج القياسي الغير تبديلي ممكنة . كتلة الفيرميونات و البوزونات المعيارية المتحصل عليها باستخدام الية هيغز و حقل يوكاوا عند الرتبة الاولى في الوسيط  $\theta$  كانت مساوية للقيم المتحصل عليها في النموذج القياسي العادي .
- تجريبيا لم يتم لحد الان رصد اي اثر من توقعات النموذج القياسي الغير تبديلي ( توقعات الدراسات الظواهرية المنجزة في اطار النموذج القياسي الغير تبديلي ) .
- عمليات التصادم المنجزة بالمصادم الكبير للالكترونات بالبوزيترونات ( LEP ) تشير الى ان سلم الهندسة الغير تبديلية يجب ان يكون اكبر من ال 140 GeV [49] اما الدراسات الظواهرية للعمليات التي تتم بالمصادم الهادروني الكبير فتتوقع ان يكون من رتبة ال TeV [50] . مبدئيا القيمة المتوقعة لسلم الهندسة الغير تبديلية يجب ان تكون قريبة من سلم بلانك و هي  $10^9$  GeV في الفضاء الرباعي و هذا يعني انه لا يمكن رؤية توقعات النموذج القياسي الغير

تبديلي عما قريب . اذا صح وجود الابعاد الاضافية فان سلم بلانك سيكون من رتبة ال TeV و هذا يعني انه هناك امل في رؤية تلك التوقعات .

- يمكن استخدام فكرة فقدان التناظر ازاء تحويلات لورنتز للتأكد من صحة النموذج القياسي الغير تبديلي و ذلك بالبحث عن الظواهر التي تحرق مبدا الصمود ازاء تحويلات لورنتز . و قد استخدمت هذه الفكرة بالفعل من قبل كل من س كوليمان S. Coleman و س غلاشو S. Glashow [51] لتفسير الطاقات العالية التي تمتلكها الاشعة الكونية , كما استخدمت ايضا في البحث عن التفكك  $Z \rightarrow \gamma\gamma$  [52, 53] الممنوع وفق مبدا لورنتز .

---

---

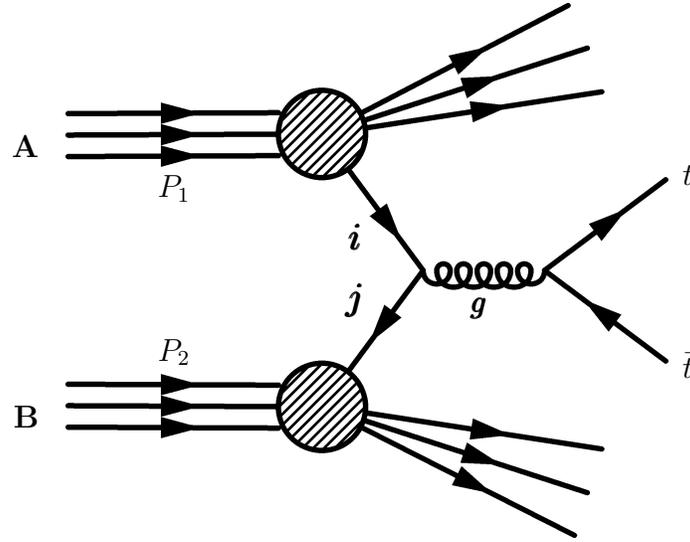
## الفصل 3

---

### انتاج الازواج $t\bar{t}$ في النموذج القياسي الغير تبديلي

#### 1.3 مقدمة

الكوارك طوب هو احد الجسيمات الاساسية في النموذج القياسي , تم رصده اول مرة في الشيفاطرون و كان ذلك سنة 1995 . يمتلك هذا الجسيم كتلة هي الاكبر على الاطلاق من بين كل الجسيمات المعروفة و هي وفقا لاحداث القياسات ( تركيب نتائج الشيفاطرون و المصادم الهادروني الكبير )  $m_t = 173 \text{ GeV}$  . نتيجة لكتلته الكبيرة فان زمن حياته قصير جدا اذ يبلغ حوالي  $\tau \approx 4 \times 10^{-24} \text{ s}$  اي انه يتفكك قبل ان يشكل حالة مرتبطة ( تشكيل جسيم ثقيل ) . يتفكك الكوارك طوب بالتفاعل الضعيف معطيا كوار خفيف و بوزون  $W$  وفق المعادلة  $t \rightarrow q + W^+$  ( $q = d, u, s$ ) . وفقا للنموذج القياسي العادي يتم انتاج الكوارك طوب في التصادمات ما بين الجسيمات الثقيلة على شكل ازواج بالتفاعل القوي كما يتم انتاجه ايضا بكميات اقل بشكل منفرد بالتفاعل الضعيف . الانتاج بالتفاعل القوي (الشكل 1.3) يتم بعمليتين هما الاندماج الغولوني  $gg \rightarrow t\bar{t}$  gluon fusion و الافناء الكواركوني  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  quark annihilation . في الشكل 3.3 نجد مخططات فاينمان من الرتبة الاول للعمليات التي تؤدي لانتاج الازواج . نتيجة للتفكك السريع للكوارك  $top$  فان الازواج  $t\bar{t}$  تظهر في النهاية على شكل دفقات من الجسيمات الثقيلة و يمكن تصنيف هذه العمليات ( التحولات ) الى ثلاثة



شكل 1.3: انتاج الازواج  $t\bar{t}$

في التصادمات ما بين الجسيمات الثقيلة الزوج  $(i, j)$  هو اما غولونين او كواك و مضاده

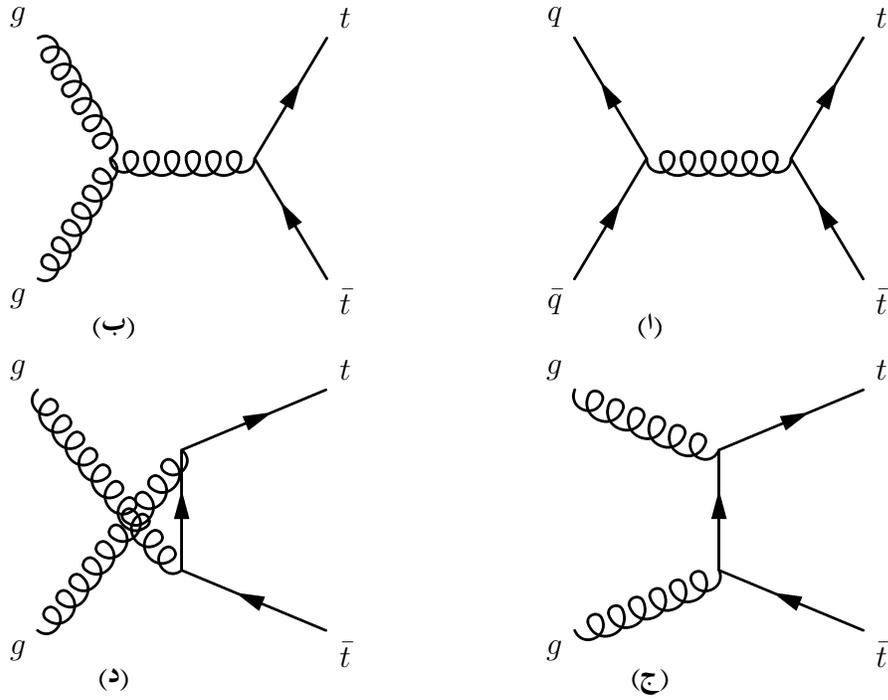
اصناف و ذلك وفقا للنواتج كمايلي :

- A.  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}''' \bar{b}$  (45, 7%)
- B.  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b\ell^-\bar{\nu}_\ell\bar{b} + \ell^+\nu_\ell bq''\bar{q}''' \bar{b}$  (43, 8%)
- C.  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-\bar{b} \rightarrow \bar{\ell}\nu_\ell b\ell'\bar{\nu}_{\ell'}\bar{b}$  (10, 5%)

الرمز  $\ell$  يشير الى الجسيم اللبتوني الموجود ضمن النواتج ( $\ell = e, \mu, \tau$ ). يشار الى قنوات التفكك السابقة على الترتيب بقناة التفكك الهادرونية , قناة التفكك النصف لبتونية و قناة التفكك ثنائية اللبتونات . في الشيفاترون , حيث التصادمات تتم بين البروتونات و البروتونات المضادة , حوالي 85% من الازواج يتم انتاجها بالافناء الكواركوني و الباقي بالاندماج الغولوني اما في المصادم الهادروني الكبير , حيث التصادمات تتم ما بين البروتونات , فيتم انتاج حوالي 90% من الازواج بالاندماج الغولوني و الباقي بالافناء الكواركوني . انطلاقا من الفعل  $S_{NC}$  المعطى بالفقرة 5.2 نجد ان عملية انتاج الكوارك طوب في النموذج القياسي الغير تبديلي تتم بنفس الكيفية كما في النموذج القياسي العادي اي انه لا تظهر اي عمليات جديدة لانتاجه كنتيجة لتشوه الفضاء . في هذا الفصل سوف نقوم بدراسة عملية انتاج الازواج  $t\bar{t}$  عن طريق الافناء الكواركوني في اطار النموذج القياسي الغير تبديلي البسيط باستخدام قواعد فاينمان من الرتبة الاولى في الوسيط  $\theta$  و قد اهلنا في هذه

الدراسة تأثير دوران الارض على المصفوفة  $\theta$  . الدراسة ستكون في الحالات الثلاث المختلفة لتشوه الفضاء و هي التشوه المكاني , التشوه الزمني و التشوه التام . و ستركز على الكيفية التي يؤثر بها تشوه الفضاء على ثلاثة مقادير هي التوزيع الزاوي , اللاتناظر خلف - امام و المقطع العرضي الكلي . الفصل مقسم كمايلي : الفقرة الاولى مخصصة لاشتقاق المقطع العرضي التفاضلي لانتاج الأزواج , الفقرة الثانية مخصصة لدراسة التوزيع الزاوي , الفقرة الثالثة مخصصة لدراسة اللاتناظر خلف - امام و اخيرا الفقرة الرابعة و هي مخصصة لخصر سلم الهندسة الغير تبديلية .

### 2.3 المقطع العرضي التفاضلي لانتاج الأزواج $t\bar{t}$



شكل 2.3: مخططات فاينمان من الرتبة الاولى لانتاج الأزواج  $t\bar{t}$

المقطع العرضي التفاضلي لانتاج الزوج  $t\bar{t}$  يعطى بالصيغة التالية :

$$E_t \frac{d^3\sigma}{d^3p_t} = \frac{1}{\pi} \sum_{i,j=u,d} \int_{x_{imin}}^1 \int_{x_{jmin}}^1 f_{i/A}(x_i) f_{j/B}(x_j) \frac{\hat{s}}{x_i x_j} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} - 2m_t^2) dx_i dx_j \quad (1.3)$$

الجمع على  $i$  و  $j$  يعني الجمع على كل أزواج الكواركات  $(i, j)$  التي تساهم في انتاج الزوج  $t\bar{t}$  و هي في هذه الحالة

زوجان :  $(u, \bar{u})$  و  $(d, \bar{d})$  . التوابيع  $f_{i/A}(x_i)$  تسمى دوال التوزيع للبارتونات و هي تعبر عن احتمال امتلاك البارتون  $(i)$  الموجود بالجسيمة  $(A)$  اندفاعا  $p_i$  بنسبة قدرها  $x_i$  من اندفاع الجسيم  $(A)$  .  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$  هي المقطع العرضي التفاضلي الصامد للتفاعل  $t + \bar{t} \rightarrow q + \bar{q}$  و هي تعطى بالصيغة التالية :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} |\mathcal{M}|^2 \quad (2.3)$$

حيث  $\mathcal{M}$  هي سعة التصادم و تعطى ب :

$$\mathcal{M} = \bar{v}(p_2) c_j^\dagger V_{\mu(NC)} c_i u(p_1) \left[ \frac{-ig^{\mu\nu} \delta^{ab}}{q^2} \right] \bar{u}(p_3) c_k^\dagger V_{\nu(NC)} c_l v(p_4) \quad (3.3)$$

مركبات الاندفاع للجسيمات الابتدائية و النهائية (الشكل 6.1 ب) في نظام مركز الكتلة للجسيمات النهائية هي : [55, 54]

$$p_1 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} (1, 0, 0, 1) \quad (4.3)$$

$$p_2 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} (1, 0, 0, -1) \quad (ب4.3)$$

$$p_3 = (m_T \cosh y, p_T \cos \phi, p_T \sin \phi, m_T \sinh y) \quad (ج4.3)$$

$$p_4 = (m_T \cosh y, -p_T \cos \phi, -p_T \sin \phi, -m_T \sinh y) \quad (د4.3)$$

مع (الملحق ب) :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\vec{p}_3| \sin \theta \quad (5.3)$$

$$m_T = \sqrt{m_t^2 + p_T^2} \quad (6.3)$$

$$y = \frac{y_t - y_{\bar{t}}}{2} \quad (7.3)$$

العقدة  $V_{\mu(NC)}$  الموضحة بالشكل 3.3 تعطى ب :

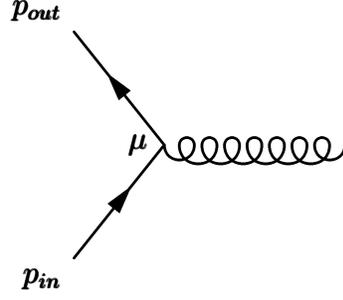
$$V_{\mu(NC)} = V_{\mu}^{SM} + V_{\mu}^1 \quad (8.3)$$

$$V_{\mu}^{SM} = ig_s \gamma_{\mu} T^a \quad (9.3)$$

$$V_{\mu}^1 = \frac{g_s}{2} T^a [(p_{out} \theta p_{in}) \gamma_{\mu} - (p_{out} \theta)_{\mu} (\not{p}_{in} - m_q) - (\not{p}_{out} - m_q) (p_{in} \theta)_{\mu}] \quad (10.3)$$

$T^a = \lambda^a / 2$  حيث  $\lambda^a$  هي مصفوفة جيلمان . بالتعويض في العبارة 3.3 نجد انه يمكن كتابتها على النحو التالي :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_2 \quad (11.3)$$



شكل 3.3

مع :

$$\mathcal{M}_1 = i \frac{g_s^2}{q^2} C_F \left[ 1 - \frac{1}{4} (p_2 \theta p_1) (p_3 \theta p_4) + \frac{i}{2} (p_2 \theta p_1 + p_3 \theta p_4) \right] \left[ \bar{v}(p_2) \gamma^\mu u(p_1) \right] \left[ \bar{u}(p_3) \gamma_\mu v(p_4) \right] \quad (12.3)$$

$$\mathcal{M}_2 = \frac{g_s^2}{2q^2} C_F \left[ 1 - \frac{i}{2} p_2 \theta p_1 \right] \bar{v}(p_2) \gamma^\mu u(p_1) \bar{u}(p_3) (p_3 \theta)_\mu (\not{p}_4 - m_t) v(p_4) \quad (13.3)$$

المعامل  $C_F = \frac{\lambda_{ji}^a \lambda_{ik}^a}{4}$  يمثل المعامل اللوني المميز للديناميك الكمومي اللوني . و عليه فان مربع متوسط سعة التصادم يكتب كمايلي :

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = |\overline{\mathcal{M}}_1|^2 + |\overline{\mathcal{M}}_2|^2 - |\overline{2Re(\mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2)}|^2 \quad (14.3)$$

لدينا ثلاث حالات و وفقا لشكل التشوه :

حالة التشوه الزمني

المصفوفة  $(\theta)$  في هذه الحالة تاخذ الشكل التالي :

$$\theta^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & \eta & \eta & \eta \\ -\eta & 0 & 0 & 0 \\ -\eta & 0 & 0 & 0 \\ -\eta & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (15.3)$$

اختيارنا للوسيط  $\eta$  سيكون  $\eta = 1/\Lambda^2$  و عليه :

$$p_2\theta p_1 = \eta \frac{\hat{s}}{2} \quad (16.3)$$

$$p_3\theta p_1 = \eta \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \left[ m_T(\cosh y - \sinh y) - p_T(\cos\phi + \sin\phi) \right] \quad (16.3 \text{ ب})$$

$$p_3\theta p_2 = -\eta \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \left[ p_T(\cos\phi + \sin\phi) + m_T(\cosh y + \sinh y) \right] \quad (16.3 \text{ ج})$$

$$p_3\theta p_3 = 0 \quad (16.3 \text{ د})$$

$$p_3\theta p_4 = -2\eta m_T \left[ p_T(\cos\phi + \sin\phi) + m_T \sinh y \right] \cosh y \quad (16.3 \text{ هـ})$$

و منه نجد ان حدود متوسط مربع سعة التصادم تعطى ب :

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}_1|^2 &= \frac{8}{9} \frac{g_s^4}{\hat{s}} \left[ 1 + \frac{\eta^2}{16} (\hat{s}^2 + 4F^2) \right] \left[ m_t^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) \right] \\ |\overline{\mathcal{M}}_2|^2 &= \frac{16}{9} \eta^2 m_t^2 \frac{g_s^4}{\hat{s}} \left[ 1 + \frac{\eta^2 \hat{s}^2}{16} \right] \left[ p_T^2 + m_T^2 \sinh^2 y \right] \left[ \left[ p_T(\sin\phi + \cos\phi) + m_T \sinh y \right]^2 - 2m_T^2 \cosh^2 y \right] \\ |\overline{2Re(\mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2)}|^2 &= \frac{8}{9} \eta^2 m_t^2 m_T p_T \frac{g_s^4}{\hat{s}} \left[ \hat{s} - F \right] (\cos\phi + \sin\phi) \cosh y \end{aligned} \quad (17.3)$$

حيث :

$$F = 2m_T \left[ (\cos\phi + \sin\phi) p_T + m_T \sinh y \right] \cosh y \quad (18.3)$$

بالتعويض في المعادلة 1.3 و بعد اجراء عمليات التبسيط و اعتماد التقريب الذي اهللنا فيه الحدود التي تتضمن  $\eta^3$  و  $\eta^4$  نجد ان المقطع العرضي التفاضلي يعطى بالصيغة التالية :

$$\frac{d^3\sigma_{NC}}{dp_T dy d\phi} = \left[ 1 + \frac{\eta^2}{16} \left( 16m_T^4 \cosh^4 y + 4F^2 \right) \right] \frac{d^3\sigma_{SM}}{dp_T dy d\phi} \quad (19.3)$$

مع :

$$\frac{d^3\sigma_{SM}}{dp_T dy d\phi} = \frac{1}{9\pi^2} \frac{p_T g_s^4}{(4m_T^2 \cosh^2 y)^3} \left[ m_t^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) \right] I_{q\bar{q}} \quad (20.3)$$

و :

$$I_{q\bar{q}} = \sum_q \int f_q(x_a) f_{\bar{q}}(x_b) \frac{dx_a}{x_a} \quad (21.3)$$

– نلاحظ ان الهندسة اللاتبادلية للفضاء تؤدي الى زيادة في المقطع العرضي التفاضلي مقارنة بتوقعات النموذج القياسي العادي و هذه الزيادة متناسبة مع مربع وسيط الهندسة الغير تبديلية و هي :

$$\left[ \frac{\eta^2}{16} \left( 16m_T^4 \cosh^4 y + 4F^2 \right) \right] \frac{d^3\sigma_{SM}}{dp_T dy d\phi} \quad (22.3)$$

طبعا هذه الزيادة لا يمكن ان تكون لا متناهية فهي محدودة نتيجة الشروط المفروضة على كل من  $p_T$  و  $y$  فكلاهما له قيمة عظمى و هاته القيم هي :

$$p_{T(max)} = \frac{\sqrt{s - 4m_t^2 \cosh^2 y}}{2 \cosh y} \quad (23.3)$$

$$y_{max} = \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p} \quad (24.3)$$

حالة التشوه المكاني

المصفوفة ( $\theta$ ) في هذه الحالة تاخذ الشكل التالي :

$$\theta^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta & \eta \\ 0 & -\eta & 0 & \eta \\ 0 & -\eta & -\eta & 0 \end{pmatrix} \quad (25.3)$$

و عليه :

$$p_2 \theta p_1 = 0 \quad (26.3)$$

$$p_3 \theta p_1 = \eta \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} p_T (\cos \phi + \sin \phi) \quad (26.3 \text{ ب})$$

$$p_3 \theta p_2 = -\eta \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} p_T (\cos \phi + \sin \phi) \quad (26.3 \text{ ج})$$

$$p_3 \theta p_3 = 0 \quad (26.3 \text{ د})$$

$$p_3 \theta p_4 = 0 \quad (26.3 \text{ هـ})$$

و منه نجد ان حدود متوسط مربع السعة تكتب كمايلي :

$$|\overline{\mathcal{M}_1}|^2 = \frac{8}{9} \frac{g_s^4}{\hat{s}} \left[ m_t^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) \right]$$

$$|\overline{\mathcal{M}_2}|^2 = \frac{8}{9} \frac{\eta^2}{\hat{s}} m_t^2 g_s^4 \left[ p_T^2 + m_T^2 \sinh^2 y \right] \left[ p_T^2 + 2m_T p_T (\sin \phi - \cos \phi) \sinh y + 2m_T^2 \sinh^2 y \right]$$

$$|2Re(\overline{\mathcal{M}_1} \mathcal{M}_2)|^2 = 0 \quad (27.3)$$

بالتعويض في المعادلة 1.3 نجد كما في الحالة السابقة ان المقطع العرضي التفاضلي يكتب على شكل مجموع حدين :

$$\frac{d^3\sigma_{NC}}{dp_T dy d\phi} = \frac{d^3\sigma_{SM}}{dp_T dy d\phi} + \frac{d^3\sigma_C}{dp_T dy d\phi} \quad (28.3)$$

الحد الاول يمثل حد النموذج القياسي العادي اما الحد الثاني فهو يمثل المساهمة الناتجة عن تشوه الفضاء و يكتب كمايلي :

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_C}{dp_T dy d\phi} = & \eta^2 \frac{1}{9\pi^2} \frac{m_t^2 p_T}{(4m_T^2 \cosh^2 y)^3} g_s^4 \left[ p_T^2 + m_T^2 \sinh^2 y \right] \\ & \times \left[ p_T^2 + 2m_T p_T (\sin \phi - \cos \phi) \sinh y + 2m_T^2 \sinh^2 y \right] \end{aligned} \quad (29.3)$$

حالة التشوه التام

في هذه الحالة المصفوفة  $\theta$  تاخذ الشكل التالي :

$$\theta^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & \eta & \eta & \eta \\ -\eta & 0 & \eta & \eta \\ -\eta & -\eta & 0 & \eta \\ -\eta & -\eta & -\eta & 0 \end{pmatrix} \quad (30.3)$$

و عليه نجد :

$$p_2 \theta p_1 = \eta \frac{\hat{s}}{2} \quad (31.3)$$

$$p_3 \theta p_1 = \eta \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} p_T (\cosh y - \sinh y) \quad (31.3 \text{ ب})$$

$$p_3 \theta p_2 = -\eta \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \left[ m_T (\cosh y + \sinh y) + 2p_T (\cos \phi + \sin \phi) \right] \quad (31.3 \text{ ج})$$

$$p_3 \theta p_3 = 0 \quad (31.3 \text{ د})$$

$$p_3 \theta p_4 = -2\eta m_T \left[ m_T \sinh y + p_T (\sin \phi + \cos \phi) \right] \cosh y \quad (31.3 \text{ هـ})$$

باهمال الحدود التي تتضمن  $\eta^3$  و  $\eta^4$  نجد :

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{M}}_1|^2 &= \frac{8 g_s^4}{9 \hat{s}} \left[ m_t^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) \right] \\
|\overline{\mathcal{M}}_2|^2 &= \frac{16 \eta^2}{9 \hat{s}} g_s^4 m_t^2 \left[ p_T^2 + m_T^2 \sinh^2 y \right] \left[ m_T^2 + 2 m_T p_T (\cos \phi + \sin \phi) (\sinh y - \cosh y) \right. \\
&\quad \left. + 3 m_t^2 - 4 p_T^2 \sin \phi \cos \phi - 2 m_T p_T \sinh y \right] \\
|\overline{2Re(\mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2)}|^2 &= \frac{16 \eta^2}{9 \hat{s}} g_s^4 m_t^2 m_T p_T \left[ \hat{s} - 2 m_T p_T (\cos \phi + \sin \phi) \cosh y - \right. \\
&\quad \left. 2 m_T^2 \sinh y \cosh y \right] \left[ (\cos \phi + \sin \phi) (\cosh y - \sinh y) \right] \quad (32.3)
\end{aligned}$$

بالتعويض في المعادلة 1.3 نجد ان المقطع العرضي التفاضلي في هذه الحالة يعطى بالصيغة التالية :

$$\begin{aligned}
\frac{d^3 \sigma_{NC}}{dp_T dy d\phi} &= \frac{1}{9\pi^2} \frac{p_T g_s^4}{(4m_T^2 \cosh^2 y)^3} \left[ m_t^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) \right] I_{q\bar{q}} \\
&+ \eta^2 \frac{8}{9\pi^2} \frac{p_T g_s^4}{(4m_T^2 \cosh^2 y)^3} \left\{ \left[ (4m_T^2 \cosh^2 y)^2 \right] \left[ m_t^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) \right] \right. \\
&+ m_t^2 m_T p_T (4m_T^2 \cosh^2 y) (\cos \phi + \sin \phi) (\sinh y - \cosh y) \\
&+ m_T^2 \left[ m_t^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) \right] \left[ (\cos \phi + \sin \phi) p_T + m_T \sinh y \right]^2 \cosh^2 y \\
&\left. - 2 m_t^2 m_T^2 p_T (\cos \phi + \sin \phi) \left[ m_T \sinh y + p_T (\sin \phi + \cos \phi) \right] \sinh y \cosh y \right\} I_{q\bar{q}} \quad (33.3)
\end{aligned}$$

الحد الاول هو الحد الخاص بالنموذج القياسي العادي اما باقي الحدود فهي تمثل التصحيح الناتج عن تشوه الفضاء و هو متناسب مع مربع وسيط الهندسة الغير تبديلية .

### 3.3 التوزيع الزاوي

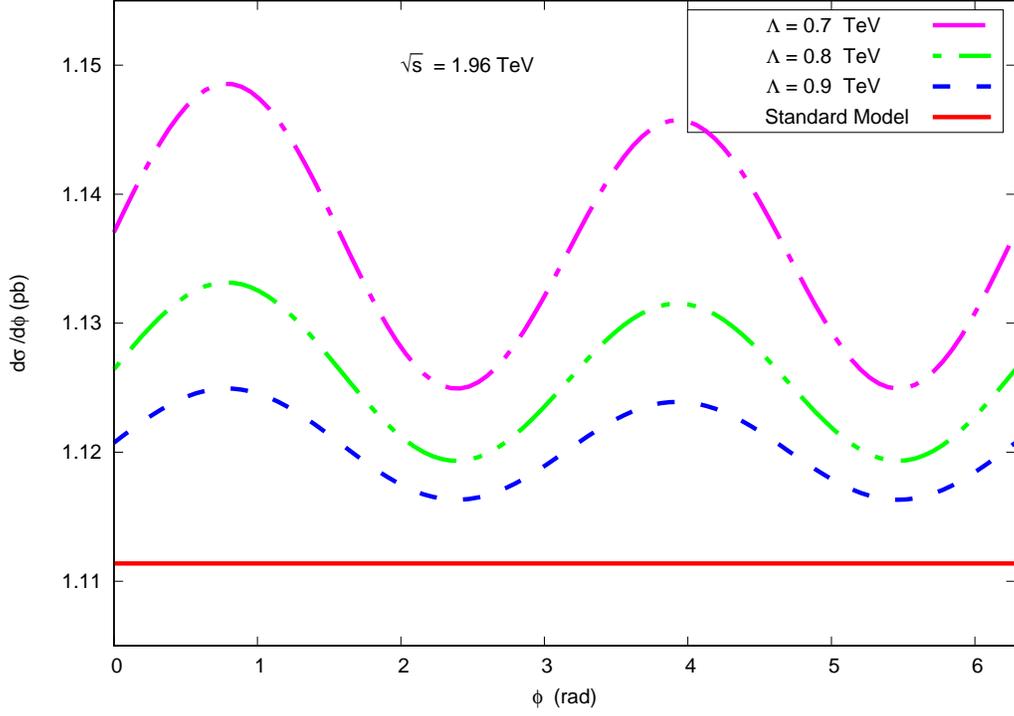
التوزيع الزاوي للمقطع العرضي لانتاج الجسيمات هو اهم اداة لمعرفة اثار اي فيزياء جديدة لذلك فاننا سنقوم هنا بدراسة التوزيع السمتي للمقطع العرضي بدلالة الزاوية السمتية وذلك من اجل الحالات الثلاث لتشوه الفضاء . في العمليات الحسابية اعتبرنا ان  $\mu_R = \mu_F = m_{top}$  كما استخدمنا البرمجية mrst2006nnlo في عملية تقييم دوال توزيع البارتونات :

#### حالة التشوه الزمني

في الشكل 4.3 قمنا برسم تغيرات التوزيع  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  بدلالة الزاوية السمتية  $\phi$  حيث اخذنا طاقة التصادم  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  الخط الافقي السفلي يمثل تغيرات  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  الخاصة بالنموذج القياسي العادي و هو يبين ان هذا المقدار لا يتعلق بالزاوية السمتية . الخطوط الثلاث العلوية تمثل تغيرات  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  الخاصة بالنموذج القياسي الغير تبديلي من اجل ثلاث قيم مختلفة لسلم الهندسة الغير تبديلية  $\Lambda$  و هي  $\Lambda = 0.9 \text{ TeV}$  ,  $\Lambda = 0.8 \text{ TeV}$  , و  $\Lambda = 0.7 \text{ TeV}$  مرتبة من الاسفل نحو الاعلى . نلاحظ انه هناك انحراف واضح عن حالة النموذج القياسي العادي فهذه المنحنيات هي منحنيات اهتزازية و تقع كلها اعلى منحني النموذج القياسي العادي , كما نلاحظ ان كل منحني يمتلك قيمتين عظميتين و قيمتين دنيتين , القيمتان العظمتان تقعان عند الزاويتين  $\phi = 0.78 \text{ rad}$  و  $\phi = 0.92 \text{ rad}$  اما القيمتان الدنيتان فتقعان عند الزاويتين  $\phi = 2.38 \text{ rad}$  و  $\phi = 5.52 \text{ rad}$  . نلاحظ ايضا ان مقدار الانحراف عن النموذج القياسي العادي يتناقص مع ازدياد قيمة سلم الهندسة الغير تبديلية اي ان نتائج النموذج القياسي الغير تبديلي تنطبق على نتائج النموذج القياسي العادي لما  $\Lambda \rightarrow \infty$  .

#### حالة التشوه المكاني

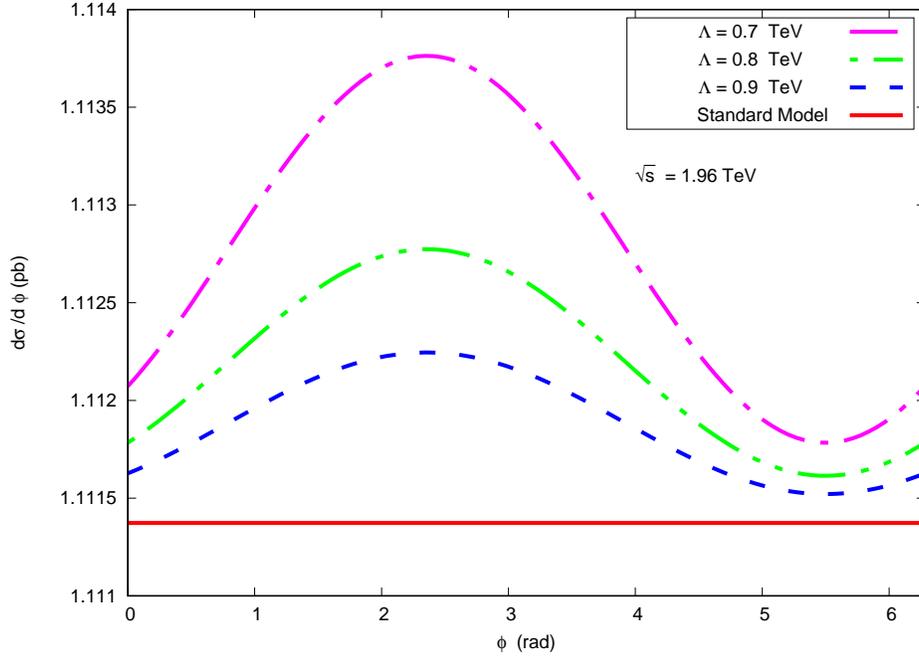
في الشكل 5.3 قمنا برسم تغيرات التوزيع  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  بدلالة الزاوية السمتية  $\phi$  حيث اخذنا طاقة التصادم  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  الخط الافقي السفلي يمثل تغيرات  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  الخاصة بالنموذج القياسي العادي و هو يبين ان هذا المقدار لا يتعلق بالزاوية السمتية . الخطوط الثلاث العلوية تمثل تغيرات  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  الخاصة بالنموذج القياسي الغير تبديلي من اجل ثلاث قيم مختلفة لسلم الهندسة الغير تبديلية  $\Lambda$  و هي  $\Lambda = 0.9 \text{ TeV}$  ,  $\Lambda = 0.8 \text{ TeV}$  , و  $\Lambda = 0.7 \text{ TeV}$  مرتبة من الاسفل نحو الاعلى . نلاحظ انه هناك انحراف واضح عن حالة النموذج القياسي العادي فهذه المنحنيات هي منحنيات اهتزازية و تقع كلها اعلى منحني النموذج القياسي العادي , كما نلاحظ ان كل منحني يمتلك قيمة عظمى واحدة و قيمة دنيا , القمة العظمى تقع عند الزاوية  $\phi = 2.35 \text{ rad}$  اما القيمة الدنيا فتقع عند الزاوية  $\phi = 2.55 \text{ rad}$  . نلاحظ هنا ايضا ان منحنيات النموذج القياسي الغير تبديلي تتطابق مع نظيرتها في النموذج القياسي العادي لما  $\Lambda \rightarrow \infty$  .



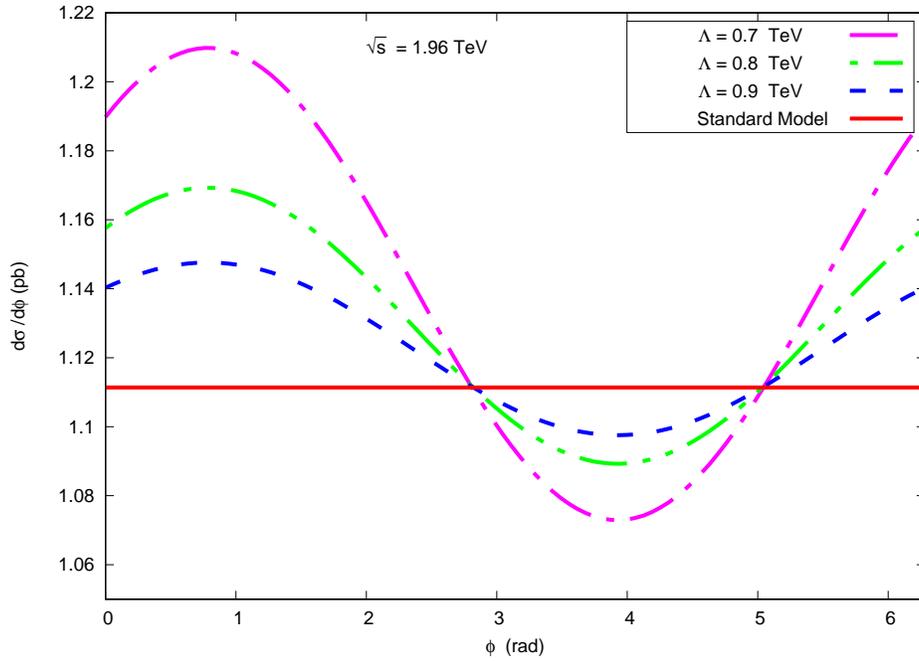
شكل 4.3: التوزيع  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  بدلالة الزاوية السميتية في حالة التشوه الزمني

### حالة التشوه التام

الشكل 6.3 يمثل التوزيع السميتي  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  بدلالة الزاوية السميتية  $\phi$  و هو يتضمن اربعة منحنيات . المنحنى السفلي يمثل التوزيع الخاص بالنموذج القياسي العادي اما المنحنيات الثلاث الاخرى مرتبة من الاسفل الى الاعلى فهي تمثل التوزيع الخاص بالنموذج القياسي الغير تبديلي مقابل ثلاث قيم للسلم  $\Lambda$  هي  $\Lambda = 0.7 \text{ TeV}$  ,  $\Lambda = 0.8 \text{ TeV}$  و  $\Lambda = 0.9 \text{ TeV}$  . في هذه الحالة ايضا نلاحظ ان التوزيع السميتي ذو طبيعة اهتزازية و يمتلك قيمة عظمى واحدة عند الزاوية  $\phi = 0.8 \text{ rad}$  و قيمة صغرى واحدة عند الزاوية  $\phi = 3.92 \text{ rad}$  . نلاحظ ايضا ان منحنيات النموذج القياسي الغير تبديلي تتطابق مع نظيرتها في النموذج القياسي العادي لما  $\Lambda \rightarrow \infty$  .



شكل 5.3: التوزيع  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  بدلالة الزاوية السميتية في حالة التشوه المكاني



شكل 6.3: التوزيع  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  بدلالة الزاوية السميتية في حالة التشوه التام

### 4.3 اللاتناظر خلف - امام في انتاج ازواج الكوارك طوب

يعرف اللاتناظر خلف-امام ( التفاضلي ) في انتاج الازواج  $t\bar{t}$  كمايلي [56] :

$$A_{FB}(\cos \theta) = \frac{N_t(\cos \theta) - N_t(-\cos \theta)}{N_t(\cos \theta) + N_t(-\cos \theta)} \quad (34.3)$$

او بشكل مكافئ :

$$A_{FB}(\cos \theta) = \frac{N_t(\cos \theta) - N_{\bar{t}}(\cos \theta)}{N_t(\cos \theta) + N_{\bar{t}}(\cos \theta)} \quad (35.3)$$

$N_t(\cos \theta)$  هو عدد الكواركات طوب التي تبرز باتجاه يصنع زاوية  $\theta$  مع محور التصادم . في حالة استخدام المتغيرات  $\phi$  ,  $y$  و  $p_T$  فان التعريف 34.3 يكتب كمايلي :

$$A_{FB} = \frac{\frac{d^3\sigma(y>0)}{dydp_Td\phi} - \frac{d^3\sigma(y<0)}{dydp_Td\phi}}{\frac{d^3\sigma(y>0)}{dydp_Td\phi} + \frac{d^3\sigma(y<0)}{dydp_Td\phi}} \quad (36.3)$$

اما اللاتناظر خلف - امام الكلي فيعرف كمايلي :

$$A_{FB} = \frac{N_t(\cos \theta \geq 0) - N_t(\cos \theta \leq 0)}{N_t(\cos \theta \geq 0) + N_t(\cos \theta \leq 0)} \quad (37.3)$$

او بشكل مكافئ :

$$A_{FB} = \frac{N_t(\cos \theta \geq 0) - N_{\bar{t}}(\cos \theta \geq 0)}{N_t(\cos \theta \geq 0) + N_{\bar{t}}(\cos \theta \geq 0)} \quad (38.3)$$

$N_t(\cos \theta \geq 0)$  هو عدد الكواركات طوب التي تظهر في المجال  $0 \leq \theta \leq \pi/2$  . تم رصد اللاتناظر خلف - امام في انتاج الازواج  $t\bar{t}$  اول مرة بالثيفاطرون و كان ذلك سنة 2008 فقد وجد في ال CDF [57] ان  $A_{FB} = 0.24 \pm 0.14$  اما في ال D0 [58] فقد وجد ان  $A_{FB} = 0.12 \pm 0.08$  في ذلك الوقت كانت القيمة التي يتوقعها النموذج القياسي هي  $A_{FB} = 0.05 \pm 0.015$  [59] حيث كانت العمليات الحسابية ممكنة حتى الرتبة الاولى بعد الحد الاساسي فقط و هي اقل بكثير من القيمة المقاسة . لقد ادى هذا الاختلاف الى اطلاق عدد كبير من الاعمال من اجل شرح هذه الظاهرة . ملخص لهذه الاعمال يمكن ايجاده بالمرجع [60] . لاحقا , عمليات قياس اللاتناظر خلف - امام الكلي -inclusive forward backward asymmetry في الثيفاطرون الناتجة عن تحليل بيانات التشغيل الثاني اعطت القيمة  $0.164 \pm 0.047$  في ال CDF [61] و  $0.106 \pm 0.03$  في ال D0 [62] . اما النموذج القياسي و بعد ان اصبحت العمليات الحسابية ممكنة حتى الحد الثالث مابعد الحد الاساسي (NNLO) next-to-next-to-leading order [63] فقد توقع قيمة قدرها  $0.095 \pm 0.007$  , و هذا يعني توافقا بين التجربة و التوقعات ضمن  $1.5\sigma$  . تم رصد اللاتناظر خلف - امام في انتاج الازواج ايضا بالمصادم الهادروني الكبير حيث ان قياس اللاتناظر في توزيع الشحنة اعطى  $A_C = (1.0 \pm 1.5 \pm 0.6)\%$  و

هي متوافقة مع القيمة المتوقعة من طرف النموذج القياسي  $A_C = (1.23 \pm 0.05)\%$  [64, 65]. في النموذج القياسي يفسر اللاتناظر خلف - امام باختلاف الحالة الابتدائية للبارتونين المنتجين للزوج  $t\bar{t}$ . بالرغم من التوافق بين التوقعات و التجربة فانه لا يزال هناك اعتقاد بوجود اسباب اخرى وراء هذه الظاهرة. في هذه الفقرة سنقوم بدراسة هذه الظاهرة في اطار النموذج القياسي الغير تبديلي حتى الرتبة الاولى في الوسيط الهندسي في الحالات الثلاث لتشوه الفضاء و سنعتبر ان طاقة التصادم هي  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ .

### 1.4.3 حالة التشوه الزمني

انطلاقا من تعريف اللاتناظر خلف - امام المعطى بالمعادلة 36.3 و باستخدام معادلة المقطع العرضي 15.3 نجد ان هذا المقدار يعطى عند الرتبة الاضطرابية الاساسية **leading order** بالصيغة التالية :

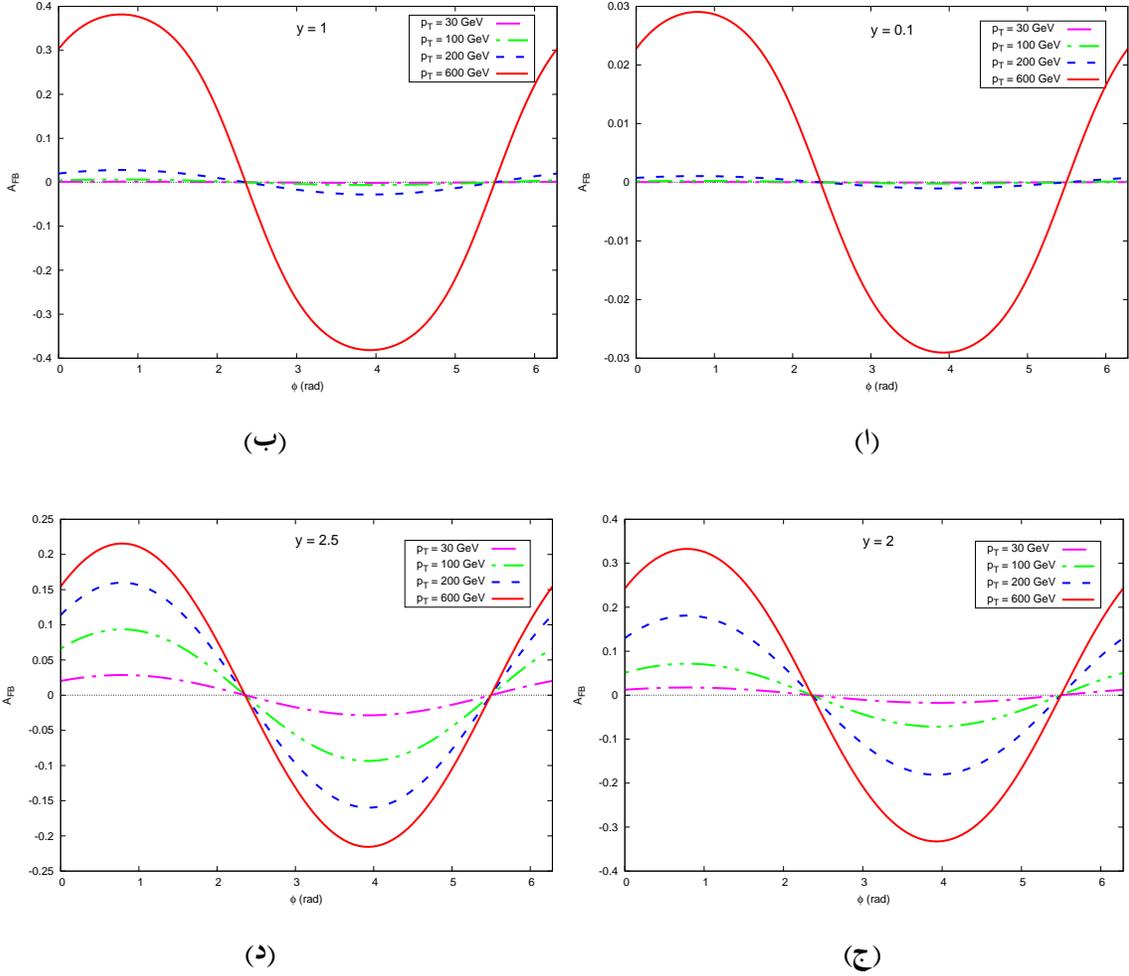
$$A_{FB} = \frac{2\eta^2 p_T m_T^3 (\cos \phi + \sin \phi) \cosh^2 y \sinh y}{1 + \eta^2 m_T^2 [m_T^2 (\cosh^2 y + \sinh^2 y) + p_T^2 (\cos \phi + \sin \phi)^2]} \cosh^2 y \quad (39.3)$$

الملاحظ هو ان هذا المقدار متناسب مع مربع وسيط الهندسة الغير - تبديلية و هذا يعني ان هذه الظاهرة هي ظاهرة هندسية بحتة سببها هو تشوه الفضاء. في الشكل 7.3 قمنا برسم تغيرات اللاتناظر خلف - امام بدلالة الزاوية السميتية  $\phi$  حيث اخذنا  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  و  $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ . هذا الشكل يتضمن اربعة اشكال فرعية 17.3, 7.3 ب, 7.3 ج و 7.3 د مقابل اربعة قيم للعجلة  $y$  هي 0.1, 1, 2, و 2.5 على التوالي و كل رسم (شكل فرعي) يحتوي على اربعة منحنيات مقابل اربعة قيم للاندفاع العرضي للكوارك النهائي  $p_T$ . على مستوى كل شكل فرعي نلاحظ ان اللاتناظر خلف - امام يزداد بازدياد الاندفاع العرضي و انه اهتزازي بالنسبة للزاوية السميتية و ياخذ اكير قيمة له عند الزاوية  $\phi = 0.8 \text{ rad}$  اما اصغر قيمة له فتكون عند الزاوية  $\phi = 3.9 \text{ rad}$  اما على مستوى الشكل ككل فاننا نلاحظ ان اللاتناظر خلف - امام يكون سالبا في المجال  $2.35 \text{ rad} \leq \phi \leq 5.5 \text{ rad}$  و موجبا في باقي المجال و هذا يعني ان عدد الكواركات المضادة يكون اكير من عدد الكواركات في المجال الاول و العكس في باقي المجال. اما سلوكه بالنسبة للعجلة  $y$  فهو ليس رتيب اي انه لا يزداد بشكل مستمر. حساب اللاتناظر الكلي يبين ان هذا المقدار معدوم اي ان عدد الكواركات طوب التي تبرز متحركة في الاتجاه الموجب لمحور التصادم مساو لعدد الكواركات التي تبرز متحركة في الاتجاه السالب لمحور التصادم.

### 2.4.3 حالة التشوه المكاني

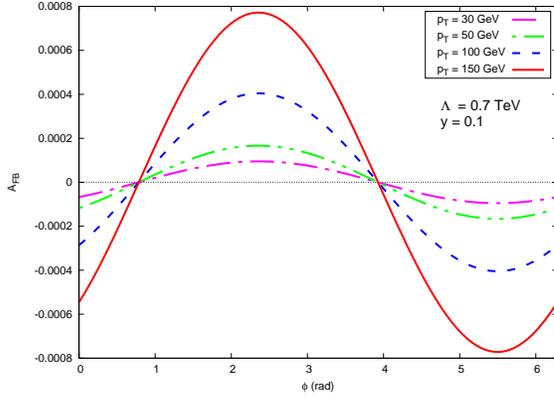
في حالة التشوه المكاني وجدنا ان اللاتناظر خلف - امام يعطى عند الرتبة الاضطرابية الاولى بالصيغة التالية :

$$A_{FB} = \eta^2 \frac{2m_i^2 m_T p_T [p_T^2 + m_T^2 \sinh^2 y] (\sin \phi - \cos \phi) \sinh y}{m_i^2 + m_T^2 (1 + 2 \sinh^2 y) + \eta^2 m_i^2 (p_T^2 + m_T^2 \sinh^2 y) (p_T^2 + 2m_T^2 \sinh^2 y)} \quad (40.3)$$

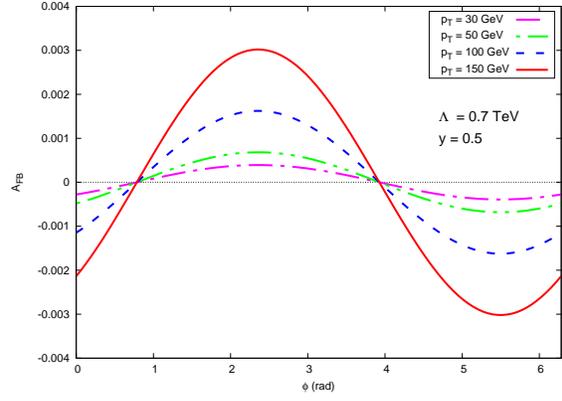


شكل 7.3: اللاتناظر خلف - امام في حالة التشوه الزمني

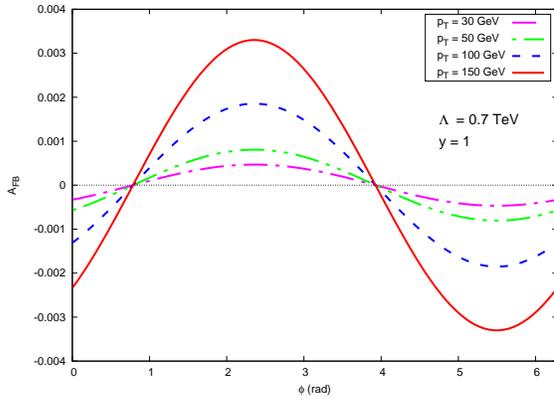
في هذه الحالة ايضا نلاحظ ان هذه الظاهرة هي ظاهرة هندسية بحتة . في الشكل 8.3 قمنا برسم تغيرات اللاتناظر خلف - امام بدلالة الزاوية السميتية  $\phi$  حيث اخذنا  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  و  $\Lambda = 0.7 \text{ TeV}$  . هذا الشكل يتضمن اربعة اشكال فرعية 18.3 , 8.3 ب , 8.3 ج و 8.3 د مقابل اربعة قيم للعجلة  $y$  هي 0.5 , 0.1 , 1.5 و 1 على التوالي و كل رسم ( شكل فرعي ) يحتوي على اربعة منحنيات مقابل اربعة قيم للاندفاع العرضي للكوارك النهائي  $p_T$  . على مستوى كل شكل فرعي نلاحظ ان اللاتناظر خلف - امام يزداد بازدياد الاندفاع العرضي و اهتزازي بالنسبة للزاوية السميتية و ياخذ اكبر قيمة له عند الزاوية  $\phi = 2.5 \text{ rad}$  اما اصغر قيمة له فتكون عند الزاوية  $\phi = 5.5 \text{ rad}$  اما على مستوى الشكل ككل فاننا نلاحظ ان اللاتناظر خلف - امام يكون موجبا في المجال  $0.78 \text{ rad} \leq \phi \leq 3.92 \text{ rad}$  و سالبا في باقي المجال و هذا يعني ان عدد الكواركات يكون اكبر من عدد الكواركات المضادة في المجال الاول و العكس في باقي المجال . كما



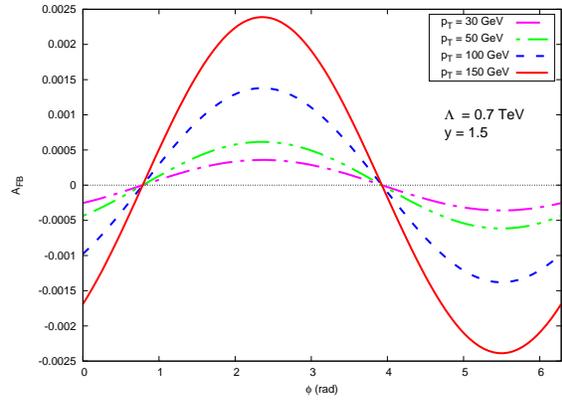
(ب)



(ا)



(د)



(ج)

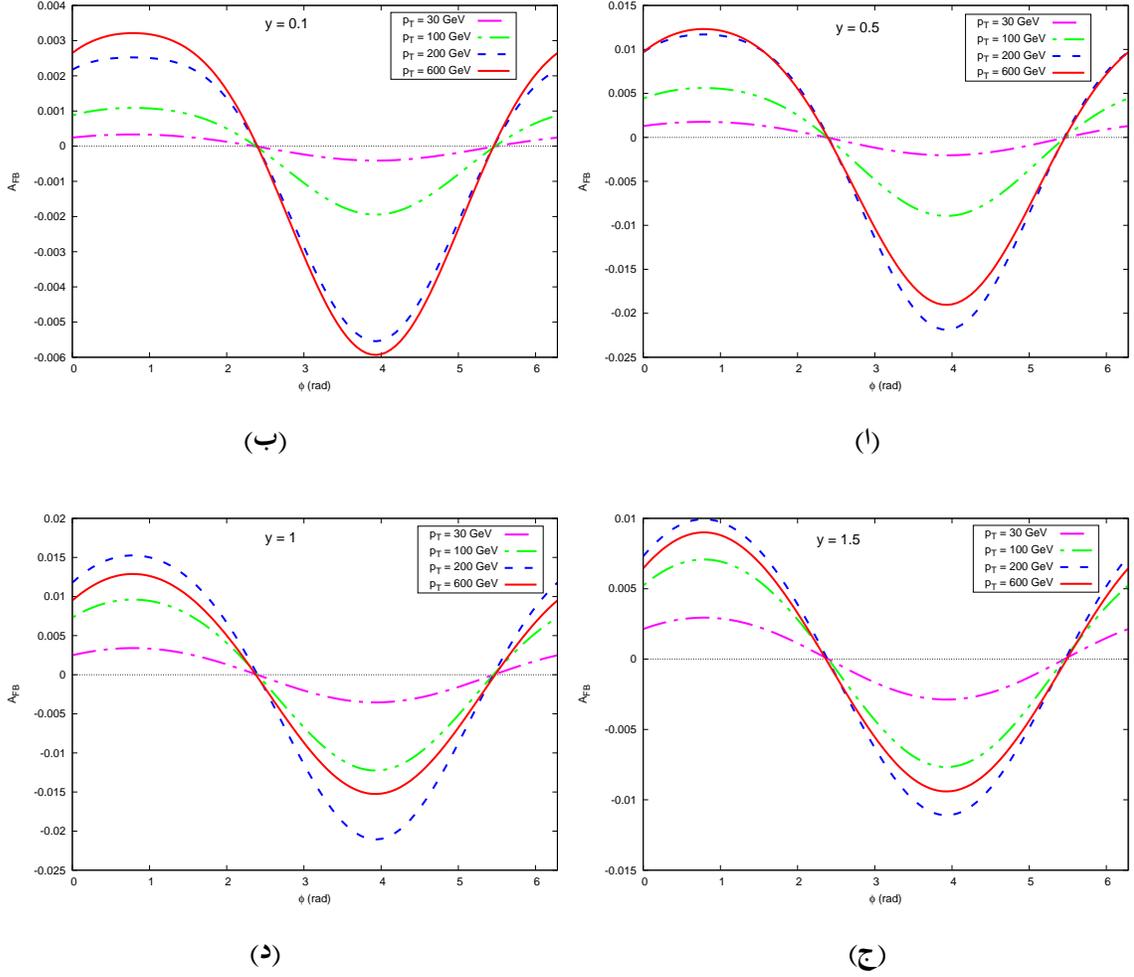
### شكل 8.3: اللاتناظر خلف - امام في حالة التشوه المكاني

انه ليس رتيباً بالنسبة للعجلة . في هذه الحالة ايضا نجد ان اللاتناظر خلف - امام الكلي معدوم .

### 3.4.3 حالة التشوه التام

في هذه الحالة ايضا وجدنا ان اللاتناظر خلف - امام متناسب مع مربع وسيط الهندسة الغير تبديلية اي انه ظاهرة هندسية بحتة . في الشكل 9.3 قمنا برسم تغيرات اللاتناظر خلف - امام بدلالة الزاوية السميتية  $\phi$  حيث اخذنا  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  و  $\Lambda = 1 \text{ TeV}$  . هذا الشكل يتضمن اربعة اشكال فرعية 9.3 , 9.3 ب , 9.3 ج و 9.3 د مقابل اربعة قيم للعجلة  $y$  هي 0.1 , 1 , 2 , و 2.5 على التوالي و كل رسم (شكل فرعي) يحتوي على اربعة منحنيات مقابل اربعة قيم للاندفاع العرضي

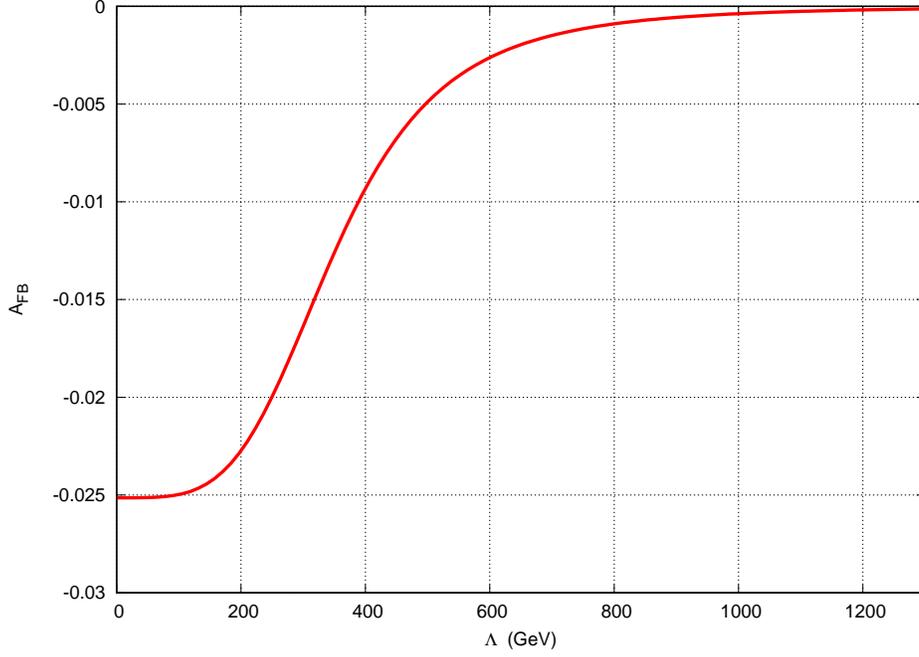
للكوارك النهائي  $p_T$  . على مستوى كل شكل فرعي نلاحظ ان سلوك اللاتناظر خلف - امام هو سلوك اهتزازي بالنسبة للزاوية السميتية , فهو سالب في المجال  $2.4 \text{ rad} \leq \phi \leq 5.45 \text{ rad}$  و ياخذ اقل قيمة عند الزاوية  $\phi = 3,92 \text{ rad}$  و موجبا في باقي المجال و ياخذ اكر قيمة عند الزاوية  $\phi = 0.8 \text{ rad}$  . و هذا يعني ان عدد الكواركات طوب التي تظهر في المجال  $2.4 \text{ rad} \leq \phi \leq 5.45 \text{ rad}$  يكون اقل من عدد الكواركات طوب المضادة و العكس بالنسبة لباقي المجال . خلافا



شكل 9.3: اللاتناظر خلف - امام في حالة التشوه التام

لحالي التشوه المكاني و التشوه الزمني حيث كان اللاتناظر خلف - امام الكلي معدوما نجد انه ليس كذلك في حالة التشوه التام . الشكل 10.3 يمثل قيمة اللاتناظر خلف - امام الكلي الناتج في التصادمات  $p\bar{p}$  في حالة التشوه التام بدلالة سلم الهندسة الغير تبديلية و قد اعتبرنا ان طاقة التصادم هي  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  و ان  $\mu_R = \mu_F = m_{top} = 174 \text{ GeV}$  كما استعملنا البرمجية *mrst2006nnlo* في تقييم دوال التوزيع . الشكل يبين ان اللاتناظر خلف - امام الكلي سالب القيمة

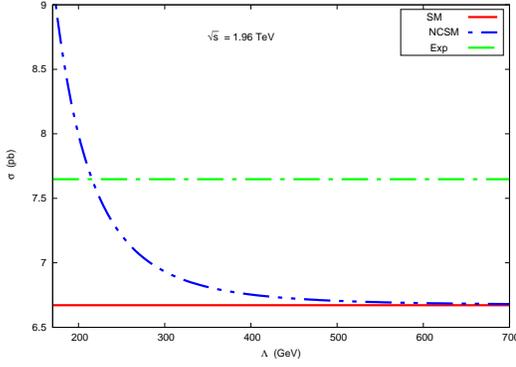
و هذا يعني ان عدد الكواركات طوب التي تبرز متحركة في الاتجاه الموجب لمحور التصادم اي في المجال  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$  اقل من عدد الكواركات التي تبرز متحركة في الاتجاه السالب لمحور التصادم اي في المجال  $0 \leq \theta \leq \pi/2$  . بمعنى اخر , عدد الكواركات طوب في المجال  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$  اقل من عدد الكواركات طوب المضاد و العكس في باقي المجال . كما يبين ان اللاتناظر ياخذ اكر قيمة له وهي  $A_{FB} = 0.025$  عندما  $\Lambda \rightarrow 0$  . ابتداءا من القيمة  $\Lambda \approx 200 \text{ GeV}$  يبدأ اللاتناظر الكلي بالتناقص بشكل تدريجي حتى يصبح معدوم تقريبا ابتداءا من القية  $\Lambda \approx 1 \text{ TeV}$  .



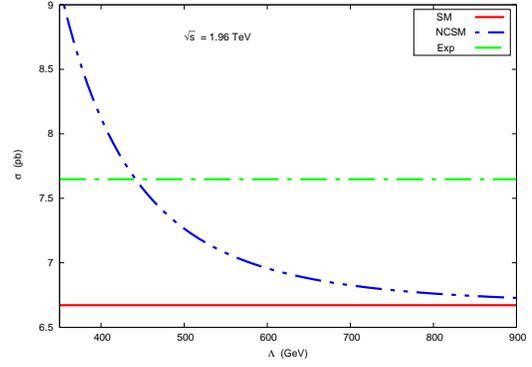
شكل 10.3: اللاتناظر خلف - امام الكلي في حالة التشوه التام

### 5.3 حصر وسيط الهندسة الغير تبديلية

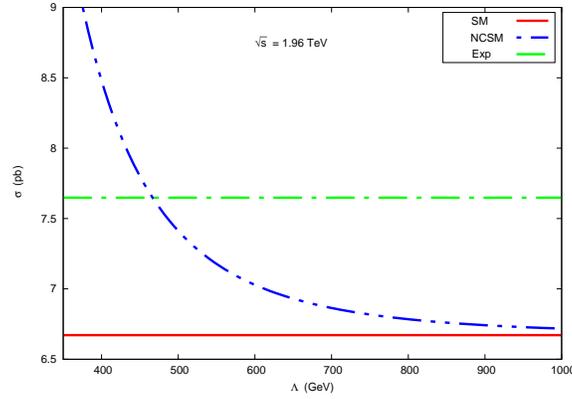
سلم الهندسة الغير تبديلية هو احد اهم الثوابت في النموذج القياسي الغير تبديلي . تحديد قيمة هذا الثابت لا تتم بطريقة نظرية و انما تتم فقط بالاعتماد على نتائج الدراسات الظواهرية و التجربة . في هذه الفقرة سنقوم بوضع حصر من الاسفل ( حد ادنى ) لقيمة سلم الهندسة الغير تبديلية باستخدام قيمة المقطع العرضي الكلي لانتاج الازواج  $t\bar{t}$  التي تحصلنا عليها و القيمة التجريبية التي تم الحصول عليها في الشيفاطرون . الشكل 11.3 يوضح قيمة المقطع العرضي الكلي لانتاج الازواج  $t\bar{t}$  بدلالة سلم الهندسة الغير تبديلية في الحالات الثلاث لتشوه الفضاء و قد تم اظهار القيمة التجريبية للمقطع العرضي الكلي لانتاج الازواج  $\sigma_{Exp} = 7.6 \text{ pb}$  [66] و هي القيمة التي تم الحصول عليها في الشيفاطرون بعد تحليل كل البيانات التي جمعها



(ب) حالة التشوه المكاني



(ا) حالة التشوه الزمني



(ج) حالة التشوه التام

شكل 11.3: المقطع العرضي الكلي لانتاج الأزواج  $t\bar{t}$  بدلالة سلم الهندسة الغير تبديلية

في هذا المصادم . كما نلاحظ , فان تشوه الفضاء يؤدي الى زيادة قيمة المقطع العرضي الكلي , الزيادة تناسب عكسا مع مربع سلم الهندسة الغير تبديلية حيث نلاحظ ان قيمة المقطع العرضي الكلي تتحول الى اللانهاية عندما  $\Lambda \rightarrow 0$  . ان هذه الزيادة لا يمكن ان تكون كيفية لان القيمة النظرية لا يجب ان تتعدى القيمة التجريبية ( $\sigma \leq \sigma_{Exp}$ ) باستخدام هذا الشرط وبالاخذ بعين الاعتبار ان اكبر قيمة تجريبية للمقطع العرضي الكلي لانتاج الأزواج تم الحصول عليها في الشيفاترون هي 8.01 pb [67] و ان مساهمة الافناء الكواركوني في المقطع العرضي الكلي لانتاج الأزواج في الشيفاترون هي 85% [68] قمنا بوضع حد ادنى لقيمة سلم الهندسة الغير تبديلية في الحالات الثلاث لتشوه الفضاء , وقد وجدنا ان :  $\Lambda^T \gtrsim 0.7 \text{ TeV}$  ,  $\Lambda^S \gtrsim 0.4 \text{ TeV}$  و  $\Lambda^{TS} \gtrsim 0.772 \text{ TeV}$  حيث  $\Lambda^S$  و  $\Lambda^{TS}$  تعني سلم الهندسة الغير تبديلية في حالة التشوه الزمني , التشوه المكاني و التشوه التام على التوالي . هذه القيم هي اقل من القيمة المتوقعة وفقا لاعمال زايرغ – وايتن التي

تشير الى ان اثار تشوه الفضاء تظهر عند حدود ال TeV  $\sim$  , هذا الاختلاف قد يعود الى اقتصار العمليات الحسابية على الرتبة الاضطرابية الاولى و على الرتبة الاولى في الوسيط الهندسي . نشير الى انه هناك العديد من الاعمال التي انجزت من اجل ايجاد حصر لسلم الهندسة الغير تبديلية و هي عبارة عن دراسات ظواهرية في مجالات مختلفة ( فلكية , جسيمية , ... ) و لم تتفق على قيمة واحدة . مثلا : المرجع [50] توقع  $\Lambda > 1 \text{ TeV}$  من خلال دراسة الظاهرة  $pp/pp\bar{p} \rightarrow Z\gamma$  في الشيفاترون و المصادم الهادروني الكبير , المرجع [49] توقع  $\Lambda > 140 \text{ GeV}$  من خلال دراسة الظاهرة  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  في المصادم الكبير للالكترونات بالبوزيترونات (LEP) اما المرجع [69] فقد توقع  $\Lambda > 100 \text{ GeV}$  و ذلك من خلال دراسة طيف ذرة الهيدروجين باستخدام نظرية الديناميك الكمومي الكهربائي الغير تبديلي . في الجدول 1.3 نجد بعض القيم التي تم الحصول عليها كحصر لسلم الهندسة الغير تبديلية مرفقة بالظواهر المستخدمة في عملية الحصر . بالمقارنة نجد ان القيمة التي تحصلنا عليها هي قيمة تقع ضمن مجال القيم التي تم الحصول اليها في باقي الاعمال .

المخبر ( التجربة )	الظاهرة	$\Lambda$
OPAL	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	$> 140 \text{ GeV}$
LEP	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \gamma\gamma$ [70]	$> 110 \text{ GeV}$
Tevatron	$t \rightarrow Wb$ [71]	$> 624 \text{ GeV}$
LHC	$Z \rightarrow \gamma\gamma$ [72]	$> 1 \text{ TeV}$
	$pp \rightarrow W^+W^-$ [73]	$> 840 \text{ GeV}$
Linear Collider	$e\gamma \rightarrow e\gamma$ [74]	$> 900 \text{ GeV}$
	$e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ [75]	$> 1.7 \text{ TeV}$
	$e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ [75]	$> 740 \text{ GeV}$
	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ [75]	$> 700 \text{ GeV}$
	$e^-e^+ \rightarrow W^+W^-$ [73]	$> 10 \text{ TeV}$
Photon Collider	$\gamma\gamma \rightarrow f^+f^-$ [76]	$> 1 \text{ TeV}$
	$\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ [77]	$> 700 \text{ GeV}$

جدول 1.3: ملخص عمليات حصر سلم الهندسة الغير تبديلية

---

---

## الفصل 4

---

### الخلاصة

بالرغم من كل النجاحات التي حققها النموذج القياسي لفيزياء الجسيمات فان الواقع يؤكد انه نموذج محدود و انه في احسن الاحوال يمكن ان يمثل حالة خاصة من نظرية اكثر شمولاً فهو لم يعد قادراً على تقديم اي توقعات جديدة كما عجز عن تفسير العديد من الظواهر . من اجل تجاوز صعوبات هذا النموذج تم طرح العديد من النماذج الجديدة بعضها كبديل و الاخر كامتداد للنموذج القياسي و قد سميت اجمالاً " ما بعد النموذج القياسي " . بعض هذه النماذج حضي باهتمام كبير من قبل الفيزيائيين و هي على وجه الخصوص التناظر الفائق , الاوتار الفائقة , الابعاد المتعددة و النموذج القياسي الغير تبديلي . يتم في الوقت الحاضر تطوير هذه النماذج كما تم ايضا انجاز العديد من الدراسات الظاهرية لايجاد توقعاتها و ذلك من اجل تحديد الاشارات التي يمكن رصدها .

في هذه الاطروحة قمنا بالبحث عن الاثار التي تترتب عن تشوه الزمكان في عملية انتاج ازواج الكوارك طوب بالتصادمات ما بين الجسيمات الثقيلة ( بروتون - بروتون او بروتون - مضاد البروتون ) حيث قمنا بدراسة هذه العملية في اطار النموذج القياسي الغير تبديلي على المستوى الاضطرابي الاول و عند الرتبة الاولى في وسيط الهندسة الغير تبديلية  $\theta^{UV}$  . كما استخدمنا النتائج المتحصل عليها في الشيفاترون من اجل الحصول على حصر لسلم ( العتبة ) الهندسة الغير تبديلية  $\Lambda_{NC}$  . و قد انجزت الدراسة في الحالات الثلاث الممكنة لتشوه الفضاء و هي التشوه الزمني , التشوه المكاني و التشوه التام ( الكلي ) . لقد وجدنا ان التوزيع الزاوي  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  ينحرف من حيث القيمة عن التوزيع الخاص بالنموذج القياسي العادي و ان هذا الانحراف يزداد مع تناقص سلم الهندسة الغير تبديلية . كما انه يتعلق بالزاوية السميتية  $\phi$  خلافاً لما هو عليه الحال في النموذج القياسي العادي . و المهم في هذا السلوك هو ان هذا التوزيع يملك قيمتين عظمتين عند الزاويتين  $\phi = 2.42 \text{ rad}$  و  $\phi = 5.42 \text{ rad}$  في حالة التشوه الزمني و يملك قيمة عظمى واحدة عند الزاوية  $\phi = 2.35 \text{ rad}$  في حالة التشوه المكاني كما يملك قيمة عظمى واحدة عند الزاوية  $\phi = 0.8 \text{ rad}$  و قيمة صغرى واحدة عند الزاوية  $\phi = 3.92 \text{ rad}$  في حالة التشوه التام .

و لقد وجدنا ايضا ان تشوه الفضاء يؤدي الى توزيع غير متجانس للكواركات الناتجة ( اللاتناظر خلف - امام ) و قد بينا انه على المستوى الاضطرابي الاول يكون مصدر هذه الظاهرة هو تشوه الفضاء اي انها ظاهرة هندسية بحتة . حيث انه في حالة التشوه الزمني يكون عدد كواركات مضاد الطوب اكبر من عدد الكواركات طوب في المجال  $2.35 \text{ rad} \leq \phi \leq 5.5 \text{ rad}$  و العكس في باقي المجال . اما في حالة التشوه المكاني فان عدد الكواركات طوب يكون اكبر من عدد الكواركات مضاد الطوب في المجال  $0,78 \text{ rad} \leq \phi \leq 3,92 \text{ rad}$  و العكس على باقي المجال اما في حالة التشوه التام فقد وجدنا ان عدد الكواركات طوب التي تظهر في المجال  $2.4 \text{ rad} \leq \phi \leq 5.45 \text{ rad}$  يكون اقل من عدد الكواركات طوب المضادة و العكس بالنسبة لباقي المجال . لقد وجدنا ايضا ان اللاتناظر خلف - امام الكلي معدوم في حالي التشوه الزمني و التشوه المكاني اما في حالة التشوه التام فهو غير معدوم .

اخيرا . قمنا باستخدام القيمة التجريبية للمقطع العرضي الكلي لانتاج الازواج المتحصل عليها في التيفاطرون بعد تحليل كل البيانات التي جمعت في هذا المصادم من اجل الحصول على حصر لعتبة الهندسة الغير تبديلية و قد وجدنا ان  $\Lambda_{NC} \gtrsim 0.7 \text{ TeV}$  في حالة التشوه التام . في حالة التشوه الزمني ,  $\Lambda_{NC} \gtrsim 0,4 \text{ TeV}$  في حالة التشوه المكاني و  $\Lambda_{NC} \gtrsim 0.77 \text{ TeV}$  في حالة التشوه التام . في النموذج القياسي الغير تبديلي ترتبط المقادير الفيزيائية بالزاوية السميتية  $\phi$  و هو امر غير موجود في اي من النماذج الجديدة لذلك فهو ميزة لهذا النموذج . قد تكون التأثيرات المتوقعة من قبل هذا النموذج ضعيفة عند مستوى طاقات التصادم المتوفرة في الوقت الحاضر لذلك لم يتم رصد ها . ان احتمال رؤية توقعات النموذج القياسي الغير تبديلي بالاعتماد على عملية انتاج الازواج  $t\bar{t}$  في المصادم الهادروني الكبير هو امر وارد لان انتاج هذه الازواج يتم باعداد هائلة في هذا المصادم .

---

---

## الملاحق ا

---

### الفيفاطرون

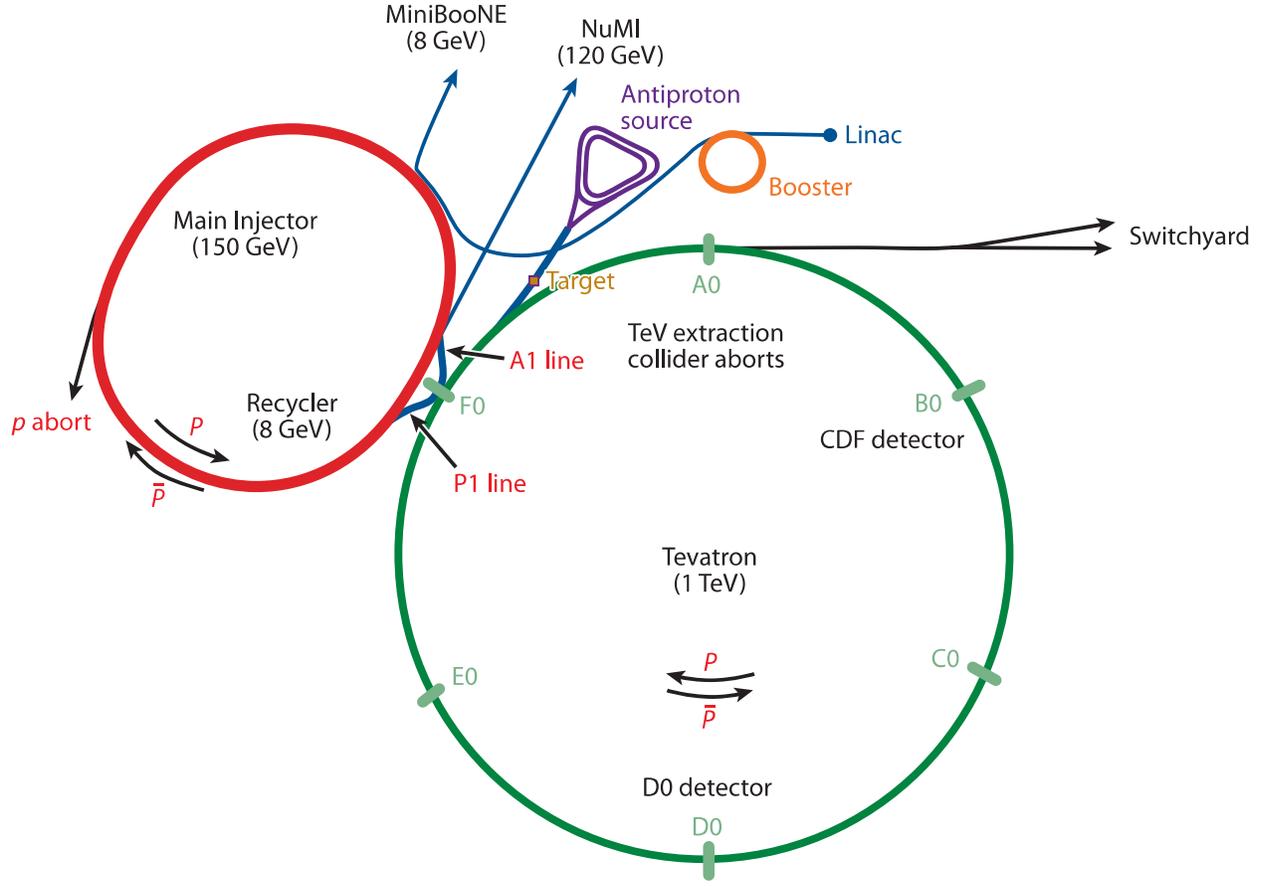
#### 1.0.1 مختبر فيرمي

الفيفاطرون هو مصادم للجسيمات الثقيلة موجود بمختبر فيرمي الوطني Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) بالولايات المتحدة الامريكية و هو يمثل اخر حلقة من سلسلة مكونة من ثمانية مسرعات موجودة بهذا المختبر . يتكون الفيفاطرون من مسرع دائري الشكل بنصف قطر قدره واحد كيلومتر اي ان طول المسرع هو حوالي 6.3 km و كاشفين ( نقطتي تصادم ) هما ال CDF (Collider Data At Fermi Lab) و ال  $D\phi$  كما هو موضح بالشكل 1.1 [78]

تم تصميم الفيفاطرون للقيام بمصادمة شعاع من البروتونات بشعاع من البروتونات المضادة بطاقة تصادم قدرها 1.96 TeV و بكثافة قدرها  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  . التشغيل التجريبي انطلق سنة 1987 و استمر حتى سنة 1989 بطاقة  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$  و قد تم خلاله جمع ما يقارب ال  $5 \text{ pb}^{-1}$  من البيانات .

#### 2.0.1 التشغيل الاول

التشغيل الفعلي للفيفاطرون انطلق سنة 1992 و انتهى سنة 1996 [79] و قد اطلق على هذه المرحلة اسم التشغيل الاول Tevatron RUN I . تفاصيل هذا التشغيل موضحة موضحة بالجدول 2.1 [80 , 81] خلال هذا التشغيل تم جمع حوالي  $(109 \text{ pb}^{-1})$  من البيانات في ال CDF و  $(125 \text{ pb}^{-1})$  في ال D0 . [82]



شكل 1.1: رسم تخطيطي يوضح بنية الشيفاترون

### 3.0.1 التشغيل الثاني

التشغيل الثاني للشيفاترون Tevatron RUN II كان خلال الفترة 2011 – 2001 , تفاصيل هذا التشغيل موضحة بالجدول 3.1 [67, 80] . خلال التشغيل الثاني تم في كل كاشف من الكاشفين جمع ما يقارب ال  $10 \text{ fb}^{-1}$  من البيانات [82].

### 1.1 انجازات الشيفاترون

اهم انجازات الشيفاترون يمكن تلخيصها فيمايلي :

- اكتشاف الكوارك طوب .
- تحديد خصائص الكوارك طوب.

التشغيل	الفترة	$\sqrt{s}$ (TeV)	الكثافة الكلية	الكثافة
Run Ia	1992 – 1993	1.8	$19.65 \pm 0.71 \text{ pb}^{-1}$	$\simeq 3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Run Ib	1993 – 1995	1.8	$86.34 \pm 3.52 \text{ pb}^{-1}$	$\simeq 9 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Run Ic	1995 – 1996	1.26	$0.576 \pm 0.025 \text{ pb}^{-1}$	$\simeq 2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

جدول 1.1: مراحل التشغيل الاول

- القياس الدقيق لكتلة البوزون  $W$ .
- الحصر الدقيق لكتلة البوزون هيغز .
- رصد اهتزازات  $B_S$  و هي ظاهرة تحول الميزون  $B_S(\bar{b}s)$  الى مضاده  $\bar{B}_S(b\bar{s})$ .

0.9 T eV	طاقة الرزمة ( الباقة )
0.15 T eV	طاقة الحقن
$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	كثافة الشعاع ( الحزمة )
$6p, 6\bar{p}$	عدد الباقات ( الرزم ) بكل شعاع ( حزمة )
$\approx 10^{11} p, \approx 5 \times 10^{10} \bar{p}$	شدة تيار الرزم
$0^\circ$	زاوية تقاطع الرزم
50 cm	طول الرزمة ( الباقة )
$\approx 25 \mu\text{m}$	نصف قطر الرزمة
290 K Hzm	تردد تقاطع الرزم ( الباقات )
3.5 $\mu\text{s}$	الفاصل الزمني بين تقاطع الرزم

جدول 2.1: مواصفات التشغيل الاوّل للثيفاترون

0.96 T eV	طاقة الرزمة
$2.92 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	كثافة الشعاع
$36p, 36\bar{p}$	عدد الباقات بكل شعاع
$250 - 300 \times 10^9$	عدد البروتونات بكل باقة
$40 - 100 \times 10^9$	عدد البروتونات المضادة بكل باقة
38 cm	طول الحزمة ( الباقة )
$\approx 15 \mu\text{m}$	نصف قطر الرزمة
2.5 M Hzm	تردد تقاطع الرزم ( الباقات )
396 ns	الفاصل الزمني بين الرزم

جدول 3.1: مواصفات التشغيل الثاني للثيفاترون

## الملاحق ب

### تصادمات الجسيمات الثقيلة

#### ب.1 تصادمات الجسيمات الثقيلة

– الجسيمات الثقيلة ( البروتونات , النيوترونات , .. ) هي جسيمات تملك بنية تحتية فهي تتكون من مجموعة من البارتونات ( كواركات تكافؤ , كواركات بحرية و غلوونات ) لذلك فإنها اثناء التصادمات ذات الطاقات العالية تتصرف و كأنها جملة من الجسيمات ( البارتونات ) الشبه مستقلة و عليه فان التصادمات ما بين الجسيمات الثقيلة هي في الواقع تصادمات ما بين البارتونات . تقسم تصادمات الجسيمات الثقيلة عادة حسب كمية الطاقة المتبادلة فيما بينها الى نوعين :

• العمليات الصلدة هي العمليات التي يتم فيها تبادل قدر كبير من الطاقة بين البارتونين المتصادمين و تتم على مسافات قصيرة . الجسيمات الناتجة عن هذه العمليات تبرز بالنسبة لمحور التصادم بزوايا كبيرة اي باندفاع عرضي كبير ( $P_T$  كبيرة) .

• العمليات اللينة و هي العمليات التي يتم فيها تبادل قدر قليل من الطاقة بين البارتونين المتصادمين و تتم عادة بين البارتونات المتبقية من الجسيمات التي ساهمت في التصادمات الصلدة او اي بارتونات اخرى . هذه العمليات تحدث على مسافات كبيرة نسبيا و تؤدي الى انتاج جسيمات تبرز صانعة زوايا صغيرة مع محور التصادم ( $P_T$  صغيرة) . هذه العمليات تسمى ايضا بالحوادث الخفية عادة يضاف اليها عمليات اشعاع غلوونات من البارتونات الابتدائية او النهائية .

النظرية التي تشرح تصادمات الجسيمات الثقيلة عالية الطاقة هي نظرية الديناميك الكومومي اللوني . مع العلم ان التصادمات الصلدة تفسر و بشكل جيد باستخدام الديناميك الكومومي اللوني الاضطرابي اما التصادمات اللينة فهي تفسر باستخدام الديناميك الكومومي اللوني الغير اضطرابي .

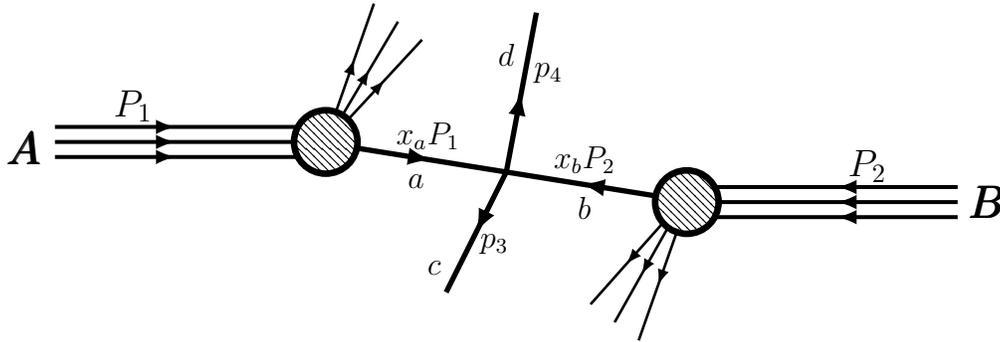
– المقطع العرضي لانتاج اي جسيمين (c) و (d) نتيجة للتصادم الصلد بين اي جسيمتين ثقيلتين (A) و (B) (الشكل ب.1) يعطى وفقا لنظرية التحليل العواملي Factorization theory [83, 84, 85] (المقاطع العرضية يمكن التعبير عنها على شكل جداء معاملات كل واحد منها يتضمن الظواهر التي تبرز عند القيم المختلفة للطاقة المتبادلة) بالصيغة التالية :

$$\sigma_{AB \rightarrow cd} = \sum_{a,b=g,q} \int_{x_a}^1 \int_{x_b}^1 dx_i dx_j f_{a/A}(x_a, \mu_F) f_{b/B}(x_b, \mu_F) \hat{\sigma}_{(ab \rightarrow cd)}(\hat{s}, \mu_F, \mu_R, \alpha_s(\mu_R)) \quad (1.ب)$$

حيث  $\hat{\sigma}$  هي المقطع العرضي البارتنوني اي المقطع العرضي للتفاعل  $a + b \rightarrow c + d$  و هو يحسب باستخدام نظرية الديناميك الكمومي اللوني الاضطرابي [87] بالصيغة التالية :

$$\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd} = \alpha_s^k(\mu_R) \left\{ \hat{\sigma}^{LO} + \alpha_s(\mu_R) \hat{\sigma}^{NLO} + \alpha_s^2(\mu_R) \hat{\sigma}^{NNLO} + \dots \right\} \quad (2.ب)$$

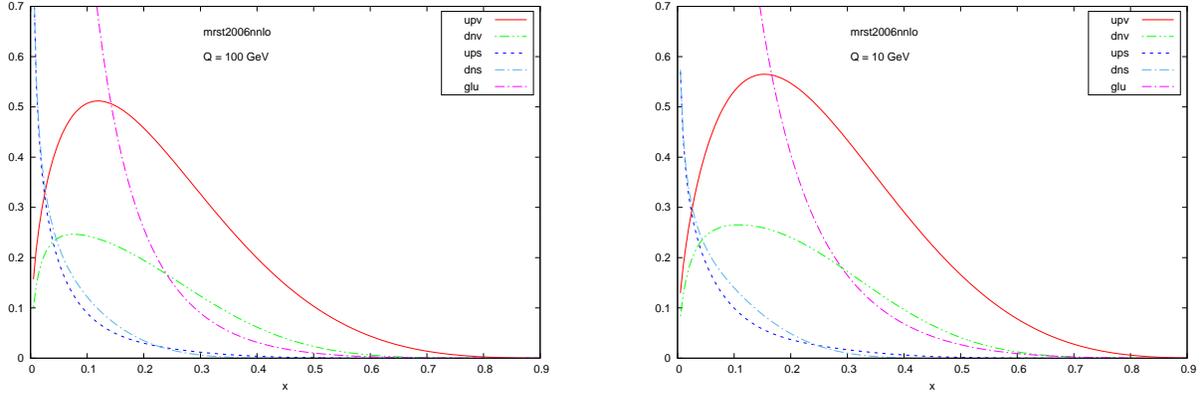
حيث  $k = 0, 2, \dots$  يمثل الرتبة المراد بلوغها في العملية الحسابية .



شكل ب.1: التصادمات على المستوى البارتنوني

العوامل  $f_{a/A}(x_a, \mu_F)$  هي دوال التوزيع البارتنوني Partons distribution function و هي تمثل احتمال امتلاك البارتون (a) نسبة قدرها  $(x_a)$  من اندفاع الجسيم الاب (A) , هذه الدوال هي دوال كونية اي انها لا تتعلق بنوع التصادم و يتم حساب قيمها بالاعتماد على تجارب التصادمات ذات الطاقات العالية . في الشكل ب.2 نجد تغيرات هذه الدوال بالنسبة للمقدار  $x = p/P$  من اجل قيمتين لطاقة التصادم 10 GeV و 100 GeV .  $\mu_F$  يسمى عتبة التحليل العواملي Factorization scale و هو المقدار الذي يسمح بالتمييز بين العمليات البارتنونية (صلدة ام لينة) . المقدار  $\mu_R$  هو العتبة التي عندها تبدأ عملية اعادة التنظيم Renormalization scale . اما  $\alpha_s$  فهو ثابت البنية القوية و هو في الحقيقة ليس ثابتا بمعنى الكلمة لانه يتعلق بطاقة التصادم كما هو موضح بالشكل ب.3

دراسة الحركة في التصادمات ذات الطاقات العالية تتم عادة في نظام احداثيات يميني يكون فيه المحور (Oz) منطبقا على محور التصادم (محور الحزم المتصادمة) كما هو مبين بالشكل ب.4 و موجه عكس حركة عقارب الساعة , المحورين (Ox)



شكل ب.2: دوال التوزيع للبارتونات

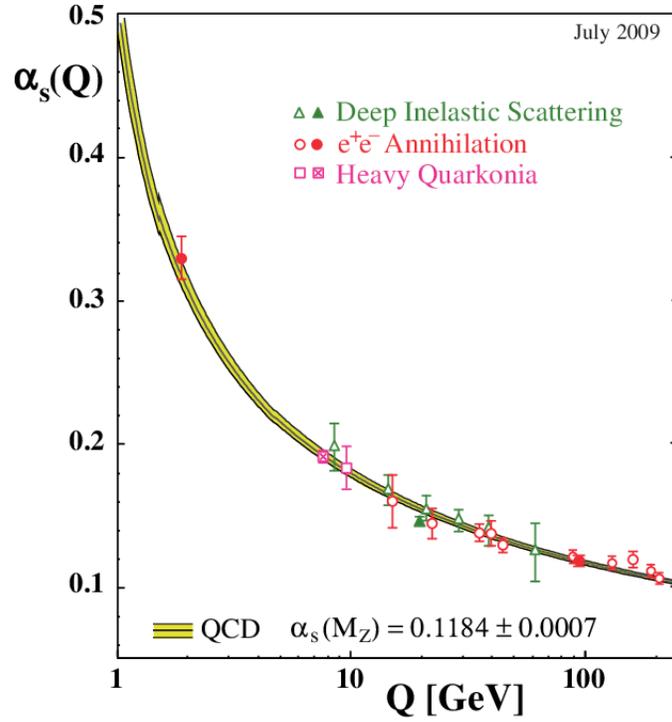
يكون موجه نحو مركز حلقة المصادم و ( $Oy$ ) يكون موجه نحو الاعلى . نظام مركز الكتلة المرتبط بالجسيمات الناتجة عن التصادم يكون متحركا بالنسبة للمخبر لذلك فانه يتم استخدام متغيرات صامدة ازاء تحويلات لورنتز عند حساب المقطع العرضي للتصادم و هذه المتغيرات هي العجلة **Rapidity** و تعرف كمايلي :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{p^0 + p^3}{p^0 - p^3} \quad (3.ب)$$

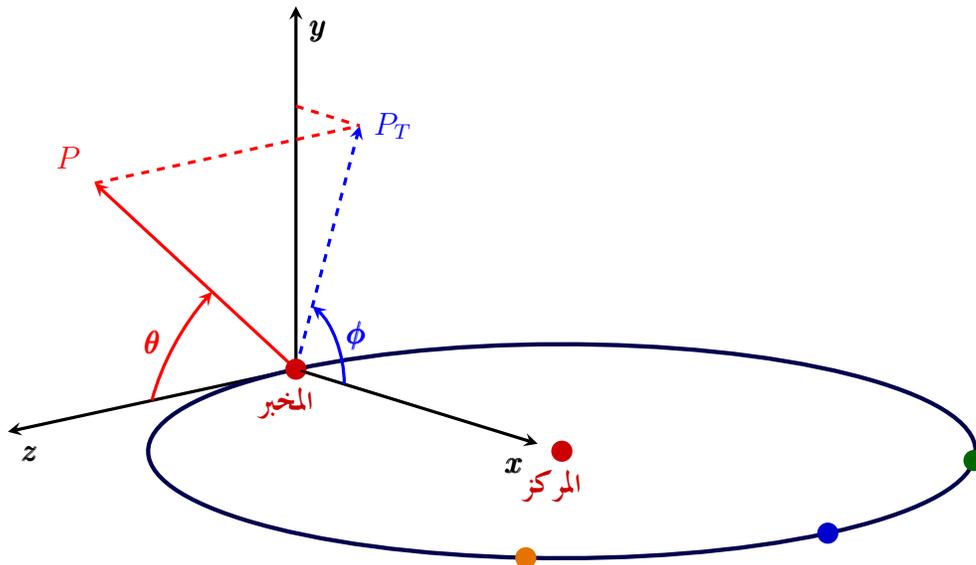
الاندفاع العرضي **Transverse Momentum** و يعرف كمايلي :

$$p_T = p \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (4.ب)$$

و الزاوية السميتية ( $\phi$ )

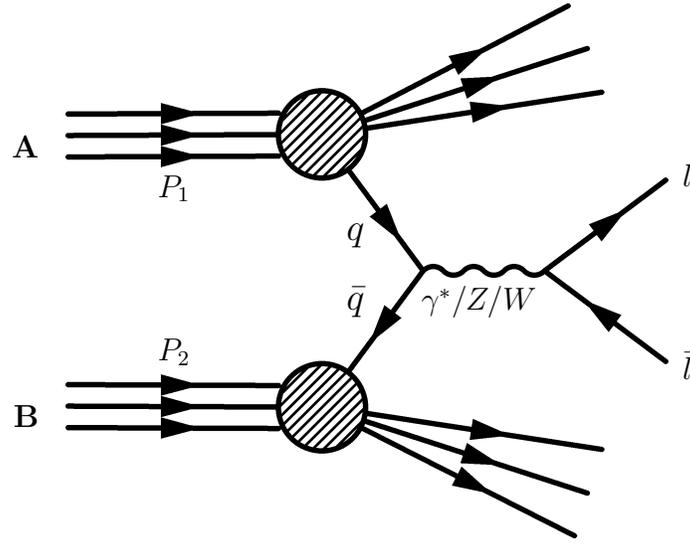


شكل ب.3: تغيرات ثابت البنية القوية بدلالة طاقة التصادم



شكل ب.4: نظام الاحداثيات في المصادمات الدائرية

## ب.1.1 تفاعلات دريل - يان



شكل ب.5: عمليات دريل - يان

المقصود بعمليات دريل - يان هي تلك العمليات التي تؤدي الى انتاج زوجا لبتونيا ( $e^+ e^-$ ,  $\mu^+ \mu^-$ ) في التصادمات ما بين الجسيمات الثقيلة عن طريق انصهار كوارك و مضاده (الشكل ب.5). عملية انصهار الكوارك و مضاده تؤدي الى انتاج فوتونا افتراضيا يتحول الى زوجا لبتونيا و يمكن ان نعبّر عن ذلك كمايلي ( $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ l^-$ ). في التصادمات ذات الطاقات العالية كتلك التي تحدث في الثيفاترون و المصادم الهادروني الكبير يكون هناك ما يكفي من طاقة لانتاج البوزونات ( $W$ ) و ( $Z$ ) و عليه فان عمليات دريل - يان يمكن ان تتم بالشكل التالي ايضا ( $q\bar{q} \rightarrow W/Z \rightarrow l^+ l^-$ ) المقطع العرضي الباروتوني لانتاج زوجا لبتونيا يعطى بالصيغة التالية [54]:

$$\hat{\sigma}(q_i \bar{q}_i \rightarrow l^+ l^-) = \frac{Q_i^2}{3} \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \quad (5.ب)$$

حيث ( $Q_i$ ) هي شحنة الكوارك ( $q_i$ ).

## ب.2.1 انتاج الزخات الجسيمية Jets production

الزخات هي مجموعة من الجسيمات الثقيلة التي تنتج بشكل متتابع نتيجة لتحويل احد الغلوونات الناتج من التصادمات الصلدة الى زوج من الكواركات . المقطع العرضي التفاضلي لانتاج زختين هو :

$$d\sigma = \sum_{abcd} dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd}}{d\Phi_2} d\Phi_2 \quad (6.ب)$$

مع :

$$d\Phi_2 = \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3 2p_c^0} 2\pi \delta((p_a + p_b - p_c)^2) \quad (7.ب)$$

في نظام مركز كتلة البارتونات النهائية :

$$d\Phi_2 = \frac{1}{2(2\pi)^2} d^2 p_T dy 2 \delta(\hat{s} - (p_c^0)^2) \quad , \quad p_T = p_c \sin \theta \quad (8.ب)$$

مع :

$$y = \frac{y_1 - y_2}{2} \quad (9.ب)$$

حيث  $y_1$  و  $y_2$  عجلتي البارتونين النهائيين . في الجدول ب.1 قائمة باهم العمليات البارتونية التي تؤدي الى انتاج الزخات  
اضافة الى سعة التصادم المقابلة لكل عملية [1, 86] مع :

$$\hat{s} = (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2$$

$$\hat{t} = (p_a - p_c)^2 = (p_b - p_d)^2$$

$$\hat{u} = (p_a - p_d)^2 = (p_b - p_c)^2$$

التصادم	$ M ^2/g_s^4$
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$gg \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}}$

جدول ب.1: المقطع العرضي للتصادمات الصلدة



---

# المراجع

## – The First Chapter

- [1] L. Favart, *Physique des interactions fortes*, Cours de MA1 ou MA2 en physique (Université Libre de Bruxelles) .
- [2] Particle Data Group, C. Amsler *et al*, Phys. Lett. B667 (2008) 1.
- [3] A. Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics*, Cambridge University Press (2008) .
- [4] Y. Nagashima, *Elementary Particle Physics*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2010) .
- [5] E. Noether and M. Tavel, *Invariante Variations probleme*,Gott. Nachr. (1918) 235.
- [6] E. Noether and M. Tavel, *Invariant Variation Problems*,Transp. Theory Statist. Phys.1 (1971) 186, arXiv:physics/0503066.
- [7] P.W. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields* Phys. Lett. 12 (1964) 132.
- [8] P.W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons* Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508

- [9] P.W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons* Phys. Lett.145 (1966) 1156.
- [10] D.J. Griffiths, *Introduction to elementary particle Physics*, JOHN WILEY & SONS INC (1987) .
- [11] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [12] A. Salam and J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions* , Phys. Lett. 13 (1964) 168 .
- [13] S. Weinberg, *Phys.A Model of Leptons*, Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz AND F. Zetsche, *Particles and Nuclei*, Springer (Fifth Edition).
- [15] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.
- [16] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [17] F. Mandl, G. Shaw, *Quntum Field Theory*, John Wiley & Sons (1986)
- [18] A. Das, T. Ferbel, *Introduction To Nuclear and Particle Physics*, World Scientific (2nd Edition) .
- [19] C. P. Burgess and G. D. Moore, *The Standard Model: A Primer* , Cambridge University Press( 2007) .
- [20] P. Ramond, *Journeys Beyond The Standard Model* , Perseus Books (1999) .
- [21] P. Langacker, *The Standard Model and Beyond*, CRC Press (2010) .
- [22] J. R. Incandela, A. Quadt, *status and prospects of top quark physics*, arXiv:0904.2499v3

- [23] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC , Phys. Lett. B 716 (2012) 1–29
- [24] The CMS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC* , Phys. Lett. B 716 (2012) 30–61
- [25] S. Weinberg, *Dreams of a Final Theory: The Scientist’s Search for the Ultimate Laws of Nature*, Vintage, 1994.
- [26] R. Mann, *An Introduction to Particle Physics and The Standard Model*, CRC Press ( 2010 ).
- [27] B. R. Martin, G. Shaw, *Particle Physics* , WILEY ( 2008 ).
- [28] Croon D, Gonzalo TE, Graf L, Kosnik N and White G, *GUT Physics in the Era of the LHC* ., Front. Phys. 7 ( 2019 )76.

## – The Second Chapter

- [29] K. V. Meyenn, editor ,” *Wolfgang Pauli, Scientific Correspondence* ” , volume II. Springer Verlag (1985).
- [30] H. S. Snyder, *Quantized spacetime*, Phys. Rev. 71 (1947) 38.
- [31] S. Doplicher, K. Fredenhagen, and J. E. Roberts , *Space-time quantization induced by classical gravity*, Phys. Lett. B331 (1994) 39–44.
- [32] T. Filk. , *Divergences in a field theory on quantum space*, Phys. Lett. B376 (1996) 53–58.
- [33] N. Seiberg And E. Witten , *String Theory and Noncommutative Geometry*, JHEP, 09:032, 1999. hep-th/9908142.
- [34] I. M. Gel’fand and M. A. Naimark. , *On the embedding of normal linear rings into the ring of operators in Hilbert space*. Mat. Sbornik 12 (1943) 197.

- [35] M. Chaichian, P. P. Kulish, K. Nishijima, and A. Tureanu ,*On a Lorentz-invariant interpretation of noncommutative space-time and its implications on noncommutative QFT*. Phys. Lett. B603 (2004) 98–102.
- [36] X. Calmet, B. Jurco, P. Schupp, J. Wess, M. Wohlgenannt ,*The Standard Model on Non-Commutative Space-Time* hep-ph/0111115v3.
- [37] G. Barnich, F. Brandt, and M. Grigoriev ,*Local BRST cohomology and Seiberg-Witten maps in noncommutative Yang-Mills theory* Nuclear Physics B 677 (2004) 503.
- [38] R. J. Szabo, *Quantum Field Theory on Noncommutative Spaces*, hep-th/0109162.
- [39] J. Madore, S. Schraml, P. Schupp, J. Wess, "Gauge Theory on Noncommutative Spaces" , Eur. Phys. J. C16 (2000) 161 [hep-th/0001203].
- [40] B. Jurco, L. Moller, S. Schraml, P. Schupp, J. Wess, "Construction of non-Abelian gauge theories on noncommutative spaces" ,Eur. Phys. J. C21 (2001) 383 [hep-th/0104153].
- [41] P. Aschieri , M. Dimitrijevic, P. Kulish, F. Lizzi and J. Wess ,*Noncommutative Spacetimes Symmetries in Noncommutative Geometry and Field Theory* Lecture Notes in Physics.774 (Springer, Berlin Heidelberg 2009).
- [42] B. Jurco, S. Schraml, P. Schupp, J. Wess ,*Enveloping algebra valued gauge transformations for non-abelian gauge groups on non-commutative spaces* Eur. Phys.J. C17 (2000) 521 [hep-th/0006246].
- [43] M. Wohlgenannt ,*Introduction to a Non-Commutative Version of the Standard Model*, The XIV International Hutsulian Workshop , Oct 28 - Nov 2, 2002, Chernivtsi, Ukraine , arXiv:hep-th/0302070v1 .
- [44] B. Melic, K. Passek-Kumericki ,J. Trampetic, P. Schupp And M. Wohlgenannt ,*The Standard Model on Non-Commutative Space-Time:Electroweak Currents and the Higgs Sector*, arXiv:hep-ph/0502249v2.

- [45] B. Melic, K. Passek-Kumericki, J. Trampetic, P. Schupp And M. Wohlgenannt, *The Standard Model on Non-Commutative Space-Time: Strong Interactions Included*, arXiv:hep-ph/0503064v2.
- [46] S. Godfrey and M.A. Doncheski, *Signals for non-commutative qed in  $e\gamma$  and  $\gamma\gamma$  collisions*, arXiv:hep-ph/0108268v1, Aug 2001.
- [47] J. L. Hewettl, F. J. Petriello, and T. G. Rizzo, *Signals for noncommutative qed at high energy  $e^+e^-$  colliders*, hep-ph/0201275v1, jan 2002.
- [48] A. Prakash, A. Mitra, and P. K. Das,  *$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  scattering in the ncsm*, Phys. Rev. D82 (2010) 055020.
- [49] The OPAL collaboration, *Test of non-commutative QED in the process  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  at LEP*, Phys. Lett. B 568 (2003) 181.
- [50] A. Alboteanu, T. Ohl, and R. Ruckl, *Probing the noncommutative standard model at hadron colliders*, Phys. Rev. D74 (2006) 096004.
- [51] S. R. Coleman and S. L. Glashow, *High-energy tests of Lorentz invariance*, Phys. Rev. D59 (1999) 116008, [hep-ph/9812418].
- [52] W. Behr, N.G. Deshpande, G. Duplancic, P. Schupp, J. Trampetic And J. Wess, *The  $Z \rightarrow \gamma\gamma$  Decays in the Noncommutative Standard Model*, hep-ph/0202121.
- [53] J. Trampetic, *Rare and forbidden decays*, CERN-TH/2002-308, hep-ph/0212309.

### –The Third Chapter

- [54] J. M. Campbell, J. W. Huston and W. J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics*, hep-ph/0611148v1
- [55] R. Vogt, *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*, Elsevier (2007).

- [56] J.H. Kuhn and G. Rodrigo, *Charge asymmetry in hadroproduction of heavy quarks*, arXiv:hep-ph/9802268v2 20 Jul 1998
- [57] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 202001.
- [58] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 142002.
- [59] L.G. Almeida, G. Sterman, and W. Vogelsang. Phys. Rev. D78 (2008) 014008.
- [60] J. A. Aguilar-Saavedra. , *Overview of models for the  $t\bar{t}$  asymmetry*, arXiv:1202.2382v1 [hep-ph] 10 Feb 2012.
- [61] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D87 (2013) 092002 .
- [62] V.M. Abazov *et al.* (D0 Collab.). Phys. Rev. D90 (2014) 072011 . Feb 2012.
- [63] M. Czakon, P. Fiedler, and A. Mitov, Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 5, 052001, arXiv:1411.3007[hep-ph].
- [64] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C38 (2014) and 2015 update 090001.
- [65] J.A. Aguilar-Saavedra, D. Amidei, A. Juste and M. Pérez-Victoria , *Asymmetries in top quark pair production at hadron colliders*, arXiv:1406.1798v3 [hep-ph] 5 Mar 2015
- [66] CDF and D0 Collaborations. Combination of measurements of the top-quark pairproduction cross section from the tevatron collider. Phys. Rev. D 89 (2014) 072001.
- [67] M.A. Pleier, *review of properties of the top quark from measurements at the tevatron* arXiv:0810.5226v2.
- [68] M. Cacciari *et al.*, *The  $t\bar{t}$  cross-section at 1.8 and 1.96 TeV : a study of the systematics due to parton densities and scale dependence*, JHEP 0404 (2004) 068.

- [69] M. Chaichian, M. M. Sheikh-Jabbari and A. Tureanu, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2716 .
- [70] W. Behr, N. G. Deshpande, G. Duplancic, P. Schupp, J. Trampetic and J. Wess , *The  $Z \rightarrow \gamma\gamma$  and  $gg$  Decays in the Noncommutative Standard Model*, Eur.Phys.J. C 29 (2003) 441.
- [71] N. Mahajan,  *$t \rightarrow Wb$  in Noncommutative Standard Model*, Phys. Rev. D 68 (2003) 095001.
- [72] M. Buric, D. Latas, V. Radovanovic, and J. Trampetic, *Nonzero ,  $Z \rightarrow \gamma\gamma$  decays in the renormalizable gauge sector of the noncommutative standard model*, Phys. Rev. D 75 (2007) 097701.
- [73] J. A. Conley and J. L. Hewett , *Effects of the Noncommutative Standard Model in  $W W$  scattering*, arXiv:0811.4218 [hep-ph]SLAC-PUB-13471 (2008).
- [74] P. Mathews , *Compton scattering in noncommutative space-time at the NLC*, Phys. Rev. D 63 (2001) 075007.
- [75] J. L. Hewett, F. J. Petriello, and T. G. Rizzo , *Signals for Non-Commutative Interactions at Linear Colliders*, Phys. Rev. D 64 (2001) 075012.
- [76] T. Ohl and J. Reuter,, *Testing the noncommutative standard model at a future photon collider*, Phys. Rev. D 70 (2004) 076007.
- [77] S. Baek et al, *Signatures of noncommutative QED at photon colliders*, Phys. Rev. D 64 (2001) 056001.

## –The Appendices

- [78] Stephen D. Holmes and Vladimir D. Shiltsev, *The Legacy of the Tevatron in the Area of Accelerator Science* Rev. Nucl. Part. Sci. 2013.63:435-465.
- [79] V. Tano, *A study of QCD processes at low momentum transfer in hadron-hadron collisions*, PhD. Thesis , Lanciano university italy, ( 2001) .

- [80] S. Strandberg , *Measurements of the Top Quark Pair Production Cross Section and an Estimate of the  $D\phi$  Silicon Detector Lifetime*, Doctoral Dissertation (2007).
- [81] P. C. Bhat, H. B. Prosper And S.S. Snyder , *Top Quark Physics At The Tevatron*, hep-ex/9809011 v2 .
- [82] Y. Peters , *Tevatron Legacy*, arXiv:1202.6196v1
- [83] J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman, *Heavy Particle Production in High-Energy Hadron Collisions*, Nucl. Phys. B 263 (1986) 37.
- [84] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R. Webber , *QCD and Collider Physics, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology*, Cambridge Univ. Press (1996) .
- [85] S. D. Drell and Tung-Mow Yan , *Partons and Their Applications at High Energies* Annals of Physics : 66 (1971) 578-623.
- [86] M.L. Mangano, *QCD and the physics of hadronic collisions*, lectures (CERN, Geneva, Switzerland) .
- [87] P. Barnreuther, *Top Quark Pair Production at the LHC*, PhD. Thesis ( 2012).

## ملخص

النموذج القياسي الغير تبديلي هو احد اهم النماذج التي طرحت من اجل التغلب على الصعوبات التي واجهت النموذج القياسي العادي . حضي هذا النموذج في العقدين الاخيرين باهتمام كبير من قبل الفيزيائيين لسببين رئيسيين اولهما هو ان الفضاء الغير تبديلي اعم من الفضاء العادي و بالتالي فانه من المنطقي بناء هذا النموذج اي ان النموذج القياسي الغير تبديلي هو امتداد طبيعي للنموذج القياسي العادي , و ثانيهما هو سبب ذاتي يتمثل في قدرة هذا النموذج على شرح الظواهر الجديدة اذ انما تظهر فيه كنتيجة مباشرة لتشوه الفضاء . عملية تطوير هذا النموذج مازالت مستمرة و بموازاتها انجزت العديد من الدراسات الظواهرية من اجل اختياره . في هذه المذكرة قمنا بدراسة عملية انتاج ازواج الكوارك طوب في مصادمات الجسيمات الثقيلة باستخدام هذا النموذج من اجل البحث عن الاثار المترتبة عن تشوه الفضاء في هذه العملية . لقد وجدنا ان تشوه الفضاء يؤدي الى انكسار التناظر بالنسبة لمحور التصادم و يظهر ذلك على التوزيع الزاوي  $\frac{d\sigma}{d\phi}$  كما يؤدي ايضا الى انكسار التناظر خلف - امام حيث يكون عدد الجسيمات المنتجة في اتجاه ما غير مساو لعدد الجسيمات المنتجة في الاتجاه المعاكس . اضافة الى تحديد الاثار المترتبة عن تشوه الفضاء قمنا ايضا بحصر عتبة الهندسة الغير تبديلية  $\Lambda_{NC}$  و ذلك باستخدام النتائج المتحصل عليها من خلال تحليل البيانات الكلية التي تم جمعها في التيفاترون .

الكلمات المفتاحية : مابعد النموذج القياسي , النموذج القياسي الغير تبديلي , مصادمات الجسيمات الثقيلة , الكوارك طوب .

## abstract

The non-commutative standard model is the standard model extension in the non-commutative space and it is one of the models that was proposed in order to overcome the difficulties faced by the normal standard model. In the last two decades, this model has been occupied with great interest by physicists for two main reasons :The first is that the non-commutative space is more general than ordinary space So it makes sense to build this model The second is that new phenomena appear in this model as a direct result of the deformation of space.The process of developing this model is still ongoing, and in parallel with it many phenomenological studies have been completed using this model in order to test it and help in its development.In this thesis we study the top quark pairs production at hadron colliders using this model in order to research the implications of space deformation in this process.We have found that the deformation of space break the symmetry with respect to the collision axis and this is evident on the angular distribution  $\frac{d\sigma}{d\phi}$ . It also leads to the forward-backward asymmetry where the number of top quark (antitop) produced in one direction is not equal to the number of top quark ( antitop ) produced in the opposite direction.In addition to determining the effects of space deformation, we have also limited the threshold for non-commutative geometry  $\Lambda_{NC}$ This is done by using the results obtained through the analysis of the total data collected at the Tevatron .

Keywords : BSM , NCSM , hadron collider , Top quark .

## resumé

Le modèle standard non commutatif est le modèle standard normal qui est construit dans l'espace non commutatif et c'est l'un des modèles qui a été proposé afin de surmonter les difficultés rencontrées par le modèle standard normal. Au cours des deux dernières décennies, ce modèle a été occupé avec un grand intérêt par les physiciens pour deux raisons principales :Le premier est que l'espace non commutatif est plus général que l'espace ordinaire Il est donc logique de construire ce modèle La seconde est que de nouveaux phénomènes apparaissent dans ce modèle comme conséquence directe de la déformation de l'espace . Le processus de développement de ce modèle est toujours en cours, et en parallèle de nombreuses études phénoménologiques ont été menées à l'aide de ce modèle afin de le tester et d'aider à son développement.Dans cette note, nous étudions le processus de production de paires de quarks au collisionneur des hadron à l'aide de ce modèle afin de rechercher les implications de la déformation spatiale dans ce processus.Nous avons constaté que la déformation de l'espace conduit à une brisure de symétrie par rapport à l'axe de collision et cela est évident sur la distribution angulaire  $\frac{d\sigma}{d\phi}$ .Elle conduit également à la brisure de la symétrie d'arrière en avant, où le nombre de particules produites dans un direction n'est pas égal au nombre de particules produites dans le sens opposé.En plus de déterminer les effets de la déformation spatiale, nous avons également limité le seuil de géométrie non commutative  $\Lambda_{NC}$  Cela se fait en utilisant les résultats obtenus par l'analyse du total des données collectées dans le Tevatron .

Mots-clés: BSM , NCSM , collisionneur de hadrons , Top quark .