الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

جامعة محمد الصديق بن يحي – جيجل-

كلية العلوم الدقيقة والإعلام الآلي

قسم الفيزياء

مذكرة لنيل شهادة الماستر في الفيزياء

تخصص: فيزياء نظرية

مقدمة من طرف الطالبة:

بوبعة حورية

بعنوان:

المادة المظلمة السلمية والفرميونية في المصادمات الخطية

نوقشت يوم:05 /2020/11

أمام اللجنة:

الرئيسة:	أستاذة	بلغبسي زوينة
المشرف:	أستاذ محاضر- ب -	بعوش نبيل
الممتحنة:	أستاذة مساعدة - أ -	قيتو بشرى

الفهرس

إهداء

الحمد لله المنعم علينا بالنعم، الذي علم بالقلم، وجعلنا من خير الأمم، أنزل علينا كتابه مجمع الحكم، وأشهد أن لا إله إلا الله، وأشهد أن محمد رسول الله عليه أفضل الصلاة وأزكى التسليم.

أهدي عملي هذا إلى نبع الحنان أمي الغالية أطال الله عمرها، إلى أبي حفظه الله، إلى كل إخوتي كل بإسمه، إلى كل من يذكرهم قلبي ونسيهم قلمي.

إلى كل من علمني حرفا من معلمين وأساتذة، إلى كل من ساعدني من قريب أو من بعيد.

... وشكرا...

شكر وعرفان

إن الشكر لله وحده لاشريك له الذي ساعدني وأنار طريقي ويسرلي أمري في مشواري الدراسي.

أتقدم بالشكر الجزيل لكل من ساهم في هذا العمل من بعيد أو من قريب وأخص بالذكر: الأستاذ بعوش نبيل الذي أشرف على هذا العمل، البروفيسور بلغبسي زوينة و هي أستاذة بجامعة جيجل، الأستاذة قيتو بشرى وهي أستاذة مساعدة بجامعة جيجل على قبولهم مناقشة هذه المذكرة.

إلى كل من ساعدني في إنجاز هذه المذكرة.

الباب ١

المقدمة

خلال القرن العشرين تم بناء ما يعرف بالنموذج المعياري للجسيمات الذرية، و يعد هذا النموذج الأكثر نجاحا في وصف الجسيمات الأولية وتفاعلاتها و القوى الخاضعة لها، أهم ما يميزه هو التأكد تجريبيا من أغلب تنبآته وإكتشاف جسيماته وأخر ما تم إكتشافه بوزون هيغز سنة 2012 ﴿$2,1$﴾، لكن بالرغم مما حققه من نجاح مميز إلا أنه عجز عن تفسير مايعادل 95% من بنية الكون، فمن بين المشاكل التي لم يستطع تفسيرها النموذج المعياري، المادة المظلمة، الطاقة المظلمة، عدم التماثل الباريوني في الكون ، إمتلاك النوترينوهات لكتلة صغيرة إذ تعتبر نتائج تجارب تذبذب النوترينوهات في اليابان و تشوز ﴿3﴾ دليل تجريبي قوي على ضرورة توسيع النموذج المعياري للجسيمات الذرية. إن آلية توليد الكتل طبيعيا عن طريق التصحيحات الإشعاعية تمكننا من إدخال كتلة النوترينوهات في النموذج المعياري لشرح ضعفها، ففي هذه آلية النوترينوهات ليس لها كتلة على مستوى حد الشجرة[١]، بسبب التناظر الكلي المتقطع Z_2 بينما تمكننا من الحصول على كتلة صغير للنوترينوهات بشكل طبيعي إشعاعيا عن طريق توليدها على مستوى حلقة واحدة ﴿$12, 11, 10, 9, 8, 7, 6, 5, 4$﴾ إن البعض من هذه النماذج، تعالج أيضا مشكلة المادة المظلمة، حيث يمكن لأخف النوترينوهات اليمينية الثقيلة ذات كتلة تتراوح بين GeV إلى TeV، أن تكون مرشح مثالي للعب دور المادة المظلمة ﴿$18, 17, 16, 15, 14, 13, 12, 11, 10, 9, 6$﴾ ففي المرجعين الاخيرين تم سبر تفاعلات النوترينوهات اليمينية الثقيلة مع اللبتونات المشحونة عن طريق الجسيمة المشحونة الأحادية السلمية في مصادمات الإلكترون البوزيترون ، حيث تناولت الدراسة عدة حالات نهائية مثل: $\ell\ell + \not{E}_T$، $\ell\ell + \gamma + \not{E}_T$ ، $\gamma + \not{E}_T$،$e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$.

[١]نقصد بحد الشجرة الحد الأدنى في تصحيحات بورن.

أين تم إحترام جميع القيود التجريبية الحديثة مثل العمليات التي تنتهك العدد اللبتوني، العزم المغناطيسي الشاذ للميون [19]، الكثافة المتبقية للمادة المظلمة بالإضافة إلى الأبحاث السلبية للفوتون الذاتي في تجربة المصادم إلكترون-بوزيترون الكبير الثانية [20]. كما توجد مقاربة أخرى للتعامل مع مشكلة المادة المظلمة عن طريق بوابة أو جسر هيغز [21] و ذلك عن طريق توسيع النموذج المعياري ليشمل جسيمة سلمية أحادية و مرشحة لتكون المادة المظلمة، و لضمان إستقرارها، يجب أن تخضع للتناظر الكلي Z_2 المتقطع [23,22].

الإشارة المدروسة في كامل المذكرة هي $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$، أين استخدمنا مجموعة من التخفيضات من أجل التقليل من الخلفية دون المساس بالإشارة ثم لجأنا إلى استعمال خاصية الحزم المستقطبة من أجل تحديد طبيعة المادة المظلمة، فرميونية؟ أم سلمية؟ و ذلك باستخراج الفروقات الموجودة في التوزيعات المقننة لجميع النماذج مقارنة أيضا مع الخلفية و هذه الخاصية أي خاصية الحزم المستقطبة تتميز بها المصادمات الليبتونية دون غيرها، أين تم اقتراح بناء المصادم الخطي الدولي الذي تصل فيه طاقة مركز الكتل إلى غاية $1\,TeV$ [26,25,24] أين تبلغ درجة الإستقطاب لحزمة الإلكترونات 80% أما البوزيترونات فتبلغ 30% و التي يمكن تحسينها إلى غاية 60% في المصادم الخطي المدمج الذي تصل فيه طاقة مركز الكتل إلى $3\,TeV$ مع شدة سطوع عالية [27].

ترصد المادة المظلمة في المصادمات الليبتونية بعد إنتاج أزواجها $\not{E}_T = DM + DM$ على شكل طاقة ضائعة مهما كانت طبيعتها إذا أخذنا بعين الاعتبار الحالة النهائية للتفاعل المدروس هي $jj + \not{E}_T$ في المصادمات إلكترون بوزيترون ، أين الطاقة العرضية المفقودة تتمثل في زوج المادة المظلمة، الذي يأتي من البوزون المعياري γ^*/Z و من بوزون هيغز h أو من بوزون هيغز فقط، و ذلك حسب النموذج المدروس : النموذج المعياري أو نموذج المادة المظلمة الفرميونية أو السلمية. و عليه إذا كانت $di - jet$ آتية من بوزون هيغز h سوف يتم قمعها ماعدا الكوارك ($Bottom$) و بالتالي في كامل المذكرة نعتبر ان $di - jet$ هي كواركات ($Bottoms$) آتية من البوزون المعياري γ^*/Z أو من بوزون هيغز وفقا للنماذج المدروسة.

سنقوم بعرض الإطار النظري للنموذج المعياري في الفصل الثاني، بداية من التفاعلات الكهروضعيفة، آلية هيغز و إكتساب الجسيمات الذرية لكتلتها كما قمنا بدراسة بعض الحالات لإضمحلال الهيغز، التفاعلات القوية، سننهي الفصل بذكر نجاحات و قصور النموذج المعياري للجسيمات الذرية.

الفصل الثالث سنعطي لمحة عن: المصادمات الدوارنية و الخطية و مبدأ التشغيل و

المفاضلة بينهما، مصادم الهادرونات الكبير وكواشفه، في نهاية الفصل سنقوم بعرض المتغيرات الديناميكية المستعملة في المصادمات الخطية.

و في الفصل الرابع، نعطي لمحة تاريخية عن المادة المظلمة ثم نستعرض نموذجين للمادة المظلمة، وهما نموذج المادة المظلمة السلمية و الفرميونية و القيود التجريبية الواجب احترامها كما سنتطرق لكيفية تحسين الإشارة، بهدف معرفة طبيعة المادة المظلمة من خلال دراسة الحالة النهائية $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$، إذ يتم ذلك بإستعمال تخفيضات على المتغيرات الحركية وذلك بالإعتماد على المرجع ﴿18﴾، كما يتم تحسين الإشارة بإستعمال خاصية الإستقطاب $P\left(e^-, e^+\right) = [+0.8, -0.3]$ و في الأخير قمنا بتلخيص مجمل النتائج في الخاتمة.

الباب ٢

النموذج المعياري للجسيمات الأولية

١ مقدمة

يقدم النموذج المعياري وصفا كاملا للجسيمات الأولية وتفاعلاتها، إذ يعتبر النموذج الأكثر نجاحا في ذلك إذ تم من خلاله توحيد القوى الأساسية في الكون بإستثناء قوى الجاذبية، كأي نظرية فإن النموذج المعياري تم بناءه بالإعتماد على عدة أسس وعدة مراحل، وهذا ماسنشير إليه في هذا الفصل، ففي البداية سنتكلم بإيجاز على الإلكتروديناميك الكمي، ثم نعرف التفاعلات الضعيفة ونتكلم على نظرية فارمي وأهم المشاكل التي واجهت النظرية، بعدها سنتعرف على النموذج الذي جمع بينهما أو مايعرف بنمودج غلاشو-وينبرغ- عبد السلام، وهو نمودج إعتمد على أعمال بيتر هيغز حول آلية الإنكسار التلقائي للتناظر، مما أدى إلى نجاح توحيد القوة الكهرومغناطيسية مع التفاعل الضعيف، من أهم ميزات هذا النموذج عدم إعترافه بالتناظر يمين - يسار حيث تمثل الفرميونات ذات الإستقطاب اليساري بشعاع مزدوج، أما الفرميونات ذات الإستقطاب يمين تملك تمثيل وحيد، بعدها نتعرف على نظرية الكروموديناميك الكمي، والتي تم دمجها مع التفاعلات الكهروضعيفة و إكتمال النموذج المعياري، وفي نهاية الفصل نشير إلى بعض النجاحات والإخفاقات لهذا النموذج.

النموذج المعياري عبارة عن نظرية معيارية ترتكز على التناظر المحلي للزمر $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ حيث C، L و Y هي شحنة اللون، الإزوسبين الضعيف و الشحنة الفائقة على الترتيب.

$SU_C\,(3)$: زمرة تصف تناظر اللون للكواركات وتفاعلاتها القوية

$SU_L\,(2) \otimes U_Y\,(1)$: تصف التناظر الكهروضعيف، $U_Y\,(1)$ زمرة التناظر التي تصف

التفاعلات الكهرومغناطيسية في إطار نظرية QED و $SU_L(2)$ زمرة التناظر التفاعلات الضعيفة.

الجسيمات الأساسية المكونة للنموذج المعياري هي الفرميونات والبوزونات فالفرميونات هي جسيمات ذات سبين نصف صحيح تخضع لمبدأ الإستبعاد لباولي وتعرف بجسيمات المادة، تنقسم الفرميونات إلى قسمين الليبتونات والكواركات وكلاهما يصنف في ثلاثة مجموعات أساسية.

أما البوزونات فهي جسيمات ذات سبين صحيح لاتخضع لمبدأ الستبعاد لباولي، فيمكن ان تتواجد في نفس الحالة الكمية وبنفس الأعداد الكمية ماجعلها تلعب دور الوسائط وتعرف بحاملات القوى، في الجدول (١.٢) نستعرض فرميونات النموذج المعياري للجسيمات الذرية و بعض من خصائصها:

العائلات	الفرميونات	الرمز	الاسم	الكتلة(GeV)	الشحنة	بوزونات الاقتران
الاولى	الليبتونات	e	الالكترون	$5.11 * 10^{-4}$	-1	$\gamma, W^{\pm}/Z$
		ν_e	النوثرينو الكثرونيك	$2 * 10^{-6} >$	0	$W^{\pm}/Z$
	الكواركات	u	العلوي	$2.27 * 10^{-3}$	$\frac{2}{3}$	$\gamma, W^{\pm}/Z, G$
		d	السفلي	$4.78 * 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$	$\gamma, W^{\pm}/Z, G$
الثانية	الليبتونات	μ	الميون	0.1056	-1	$\gamma, W^{\pm}/Z$
		ν_μ	النوثرينو الميونيك	$1.9 * 10^{-9}$	0	$W^{\pm}/Z$
	الكواركات	c	الساحر	1.275	$\frac{2}{3}$	$\gamma, W^{\pm}/Z, G$
		s	الغريب	$9.43 * 10^{-2}$	$-\frac{1}{3}$	$\gamma, W^{\pm}/Z, G$
الثالثة	الليبتونات	τ	التاو	1.7768	-1	$\gamma, W^{\pm}/Z$
		ν_τ	النوثرينو التاو	$1.82 * 10^{-2}$	0	$W^{\pm}/Z$
	الكواركات	t	القمي	174.3	$\frac{2}{3}$	$\gamma, W^{\pm}/Z, G$
		b	القعري	4.18	$-\frac{1}{3}$	$\gamma, W^{\pm}/Z, G$

جدول ١.٢ : فرميونات النموذج المعياري للجسيمات الذرية و بعض من خصائصها﴿28﴾

حيث وسائط التفاعلات الكهرومغناطيسية والقوية والضعيفة المشحونة والسالبة والمحايدة هي $(Z^0, W^{\pm}, g, \gamma)$، بالإضافة إلى بوزون هيغز والمسؤول عن كسر التناظر الكهروضعيف و منح الجسيمات كتل على حسب شدة تفاعلها مع حقله السلمي في الجدول(٢.٢) نستعرض بوزونات النموذج المعياري للجسيمات الذرية و بعض من خصائصها:

البوزونات	الكتلة(GeV)	التفاعل	شدة التفاعل	مدى التفاعل	السبين	الشحنة
γالفوتون	0	الكهرومغناطسي	10^{-2}	لانهائي	1	0
W^{+}	80.358 ± 0.015	الضعيف	10^{-13}	اقل من 10^{-16}سم	1	$+1$
W^{-}	80.358 ± 0.015					-1
Z	91.1876 ± 0.0021					0
G	0	القوي	1	10^{-13}سم	1	0
H	125.09 ± 0.24	الية هيغز	\	\	0	0

جدول ٢.٢ : حاملات القوة للنمودج المعياري《28》

شكل ١.٢ : القوى الاساسية الموجودة في الطبيعة

٢ اقسام النموذج المعياري

١.٢ النظرية الكهروضعيفة

١.١.٢ الإلكتروديناميك الكمومي

إن الإلكتروديناميك الكمومي ما هي إلاّ نظرية معيارية تبديلية ترتكز على التناظر المحلي للزمرة $U(1)_Q$، و التي تصف تفاعل الفرميونات مع البوزون المعياري A_μ عديم الكتلة و الحامل للقوة الكهرومغناطيسية، إن لاغرنجي ديراك $(Dirac)$ الذي يصف

تفاعلات الفرميونات الحرة له الشكل التالي:

$$\mathcal{L}_0 = \overline{\psi}(x)\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi(x), \qquad (٢.١)$$

ين $\overline{\psi} = \psi^+\gamma^0$ و γ^μ مصفوفات ديراك . اذا خضعنا لاغرنجي ديراك الحر (١.٢) لتحويل المعياري العالمي التالي:

$$\begin{cases} \psi(x) \to e^{i\alpha}\psi(x) & , \\ \overline{\psi}(x) \to e^{-i\alpha}\overline{\psi}(x) & . \end{cases} \qquad (٢.٢)$$

أين α لا تتعلق بالإحداثيات، فإنه يبقى صامدا أما اذا طبقنا عليه التحويل المعياري المحلي اين α تتعلق بالاحدثيات:

$$\begin{cases} \psi(x) \to e^{i\alpha(x)}\psi(x) & , \\ \overline{\psi}(x) \to e^{-i\alpha(x)}\overline{\psi}(x) & , \end{cases} \qquad (٢.٣)$$

فنه لن يبقى صامدا، نتيجة ظهور حد جديد:

$$\delta\mathcal{L}_0 = -\overline{\psi}(x)\left(\gamma^\mu \partial_\mu \alpha(x)\right)\psi(x) \qquad (٢.٤)$$

لكي يحقق اللاغرنجي التناظر المعياري المحلي يجب إدخال حقل معياري A_μ و الذي يتحول وفق المعادلة التالية:

$$A_\mu \to A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x). \qquad (٢.٥)$$

كما نغير المشتق العادي ∂_μ بالمشتق اللامتغير D_μ الذي يعرف كمايلي

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu, \qquad (٢.٦)$$

و الذي يتحول مثل تحول الحقل الفرميوني:

$$D_\mu\psi(x) \to e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi(x). \qquad (٢.٧)$$

و عليه لاغرنجي التفاعلات الكهرومغناطسية يصبح على الشكل التالي:

$$\mathcal{L}_{QED} = \overline{\psi}(x)(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi(x) + e\overline{\psi}(x)\gamma^{\mu}A_{\mu}\psi(x) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \quad (٢.٨)$$

حيث $F^{\mu\nu}$ هو تونسور الحقل الكهرومغنطسي المعرف ب $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$، بينما الحد الأول يمثل لاغرنجي ديراك للفرميونات الحرة أما الحد الثاني يمثل التفاعل بين الحقول الفرميونية و بوزون المعياري الفوتون γ و بمان الزمرة تبديلية فنلاحظ عدم وجود الإقتران الخطي الذاتي للفوتون.

٢.١.٢ التفاعلات الضعيفة

إقتران البوزونات المعيارية مع الفرميونات ينتج عنه تفاعل ضعيف، وهو تفاعل قصير المدى ويصنف إلى نوعين من التفاعلات، تفاعلات تيار مشحون وتفاعلات تيار متعادل ففي عام 1932 أسس فارمي نظريته ﴿29﴾، بحيث إعتمد فيها على أعمال ديراك في الإكترودديناميك الكمومي، حققت النظرية نجاح في مجال الطاقات المنخفضة لكن لم تنجح في مجال الطاقات العالية، فبالرغم من إجراء تحسينات على النظرية إلآ أنها خلفت عيوب لم تستطع حلها، مثل إنتهاك الزوجية، بالإضافة إلى أنها غير قابلة للتقنين. إقترح فارمي لاغرنج التالي من أجل اضمحلال β:

$$\mathcal{L}_F = G_F\left(\bar{\psi}_P\gamma^{\mu}\psi_n\right)\left(\bar{\psi}_e\gamma^{\mu}\psi_{\nu_e}\right), \quad (٢.٩)$$

حيث G_F: ثابت فارمي. النيوترينوهات جسيمات يسارية ولذلك وجب إحداث التغيير التالي في اللاغرانجي $\gamma \to \frac{1}{2}\gamma^{\mu}\left(1-\gamma^5\right)$:

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left(\bar{\psi}_P\gamma^{\mu}\left(1-\gamma^5\right)\psi_n\right)\left(\bar{\psi}_e\gamma^{\mu}\left(1-\gamma^5\right)\psi_{\nu_e}\right) \quad (٢.١٠)$$

٣.١.٢ نمودج غلاشو وينمبرغ عبد السلام

في عام 1961 ﴿30﴾ إقترح غلاشو أنه من أجل بناء نظرية معيارية تتضمن التفاعلات الكهرومغناطيسية والضعيفة يجب العمل على نظرية معيارية تعتمد على التناظر

المحلي للزمرة $SU_L(2)\otimes U_Y(1)$ بالإضافة إلى أربعة حقول معيارية $(B^\mu, A_a^\mu (a=1,2,3))$، وقدإعتمد غلاشو في نظريته على نجاح النظرية المعيارية في وصف التفاعلات الكهرومغناطيسية بإستعمال التناظر المحلي $U_Y(1)$، فتناظر الزمرة $SU_L(2)$ غير تبديلي ويتضح ذلك من خلال علاقة الربط لمولداته:

$$[I_a, I_b] = i\varepsilon_{abc} I_c, \quad (٢.١١)$$

حيث I هو الإيزوسبين و ε_{abc} هو ثابت البنية التركيبية للزمرة $SU(2)_L$ و $a = 1, 2, 3$. أما الزمرة $U(1)_Y$ فهي تبديلية $[Y,Y]=0$ و ترتبط بالزمرة $SU(2)_L$ بواسطة علاقة جالمان-نيشيجيما:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (٢.١٢)$$

حيث Q الشحنة الكهربائية، I_3 المركبة الثالثة للإزوسبين، Y الشحنة الفائقة.

المشكل الذي واجه غلاشو هو إنعدام كتل البوزونات Wو Z ، مما أدى بكل من وينبرغ وعبد السلام عام 1967 ﴿32, 31﴾ بتطبيق آلية هيغز على نظرية غلاشو وإكتملت به النظرية الكهروضعيفة، السؤال المطروح هو كيف يتم إدراج حقول المادة في هذا النمودج؟ للإجابة على ذلك نعرف مايسمى الكيرالية اليمينية والكيرالية اليسارية ومركباتها هي :

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi; \bar{\psi}_{L,R} = \frac{1}{2}\bar{\psi}(1 \mp \gamma_5).$$

بحيث الحدود التي يمكنها أن تجمع بين المركبات اليمينية واليسارية تمثل الحدود الكتلية الفرميونية ونكتبها على الشكل التالي :

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R.$$

في حين الحدود التي لايمكنها الجمع بين المركبات اليمينية واليسارية تمثل التيارات المعيارية.

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_L\psi_L + \bar{\psi}_R\psi_R.$$

التيارات التي لها دور مهم في التفاعلات الضعيفة هي التيارت المشحونة (تفاعل الفرميونات مع البوزونات $W^\pm$)التي تحتوي على المركبات اليسارية، وحقول المادة في هذا النموذج تكون على شكل ثنائية من المركبات اليسارية ونظيراتها على شكل مركبات يمينية. المركبات اليسارية: اللبتونات:

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L ; L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L ; L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

الكواركات:

$$Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L ; Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L ; Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

المركبات اليمينية: اللبتونات:

$$e_{R_3} = \tau_R^-; e_{R_2} = \mu_R^-; e_{R_1} = e_R^-$$

الكواركات :

$$u_{R_1} = u_R, d_{R_1} = d_R; u_{R_2} = c_R, d_{R_2} = s_R; u_{R_3} = t_R, d_{R_3} = b_R$$

في الجدول٣.٢ نلخص بعض القيم الذاتية للمؤثرات Q،Y،I_3،I لفرميونات العائلة الأولى للمركبات الثنائية والأحادية:

الفرميونات	الازوسبينI	I_3	الشحنة الفائقة Y	الشحنة Q
لبثونات ثنائية $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$1/2$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
لبثونات أحاديةe_R	0	0	-2	-1
كوركات ثنائية $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$1/2$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$1/3$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
كواركات أحاديةu_R	0	0	$4/3$	$2/3$
كواركات احاديةd_R	0	0	$-2/3$	$-1/3$

القيم الذاتية للمؤثرات Q،Y،I_3،I لفرميونات العائلة الاولى للمركبات الثنائية والاحادية : ٣.٢ جدول

سنقوم الآن بتعريف الحقول البوزونية المعيارية:

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu - g\epsilon^{abc} W^b_\mu W^c_\nu \quad (٢.١٣)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (٢.١٤)$$

كما نعرف المشتق اللامتغير كمايلي:

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a W_\mu^a - ig'\frac{Y}{2}B_\mu. \quad (٢.١٥)$$

g و $g\prime$ يمثلا ثابتا الربط للزمرتين $SU_L(2)$ و $U_Y(1)$، تخضع حقول المادة في هذا النمودج لتحويل المعرف كمايلي:

$$L(x) \longrightarrow L'(x) = \exp\left(i\alpha(x)T^a + i\beta Y\right)L(x), \quad (٢.١٦)$$

$$R(x) \longrightarrow R'(x) = \exp\left(i\beta(x)Y\right)R(x), \quad (٢.١٧)$$

$$\overrightarrow{W_\mu} \longrightarrow W_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu\overrightarrow{\alpha}(x) - \overrightarrow{\alpha}(x)\overrightarrow{W_\mu}; B \longrightarrow B_\mu - \frac{1}{g'}\partial_\mu B(x), \quad (٢.١٨)$$

أين: $W_\mu = \frac{T^a}{2}W_\mu^a$، و τ^a تمثل مصفوفات باولي.

يعطى لاغرانج التفاعلات الكهروضعيفة حسب العلاقة التالية:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{gauge} = & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \overline{L}_i iD_\mu\gamma^\mu L_i + \overline{e}_{R_i} iD_\mu\gamma^\mu e_{R_i} + \\ & \overline{Q}_i iD_\mu\gamma^\mu Q_i + \overline{u}_{R_i} iD_\mu\gamma^\mu u_{R_i} + \overline{d}_{R_i} iD_\mu\gamma^\mu d_{R_i},\end{aligned} \quad (٢.١٩)$$

من خلال هذا اللاغرانج نلاحظ أنه يصف الحدود الحركية للحقول الفرميونية والبوزونية وتفاغلاتها الممكنة فالحدين الأول والثاني يصفان الحقول البوزونية الحرة أما الحدود المتبقية فتصف الحدود الفرميونية وتفاعلاتها مع الحقول البوزونية في حين الحدود التي تصف الكتلة فلاتوجد وذلك راجع لأنها تخل بصمود اللاغرانج، وهذا ما لم تستوعبه النظرية.

الآن سندرس تفاعل الحقول الفرميونية مع الحقول المعيارية البوزونية، كما سنقتصر الدراسة على العائلة الأولى للفرميونات، وبتعوض D_μ بمايساويها في العلاقة (٥١.٢) نتحصل على الاغرنجي التالي :

$$\mathcal{L}_I = \overline{L}_1\left(gT_a W_\mu^a + g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\gamma^\mu L_1 + \overline{e}_{R_1}\left(g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\gamma^\mu e_{R_1} + \overline{Q}_1\left(gT_a W_\mu^a + g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\gamma^\mu Q_1 +$$

$$\overline{u}_{R_1}\left(g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\gamma^\mu u_{R_1}+\overline{d}_{R_1}\left(g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\gamma^\mu d_{R_1}. \qquad (٢.٢٠)$$

بأخذ الجزء اللبتوني، فإننا نتحصل على لاغرنجي من الشكل التالي :

$$\mathcal{L}_I^\ell=-\frac{1}{2}\left(\bar{\nu}_e,\bar{e}\right)_L\gamma^\mu\begin{pmatrix} gW_\mu^3-g\prime B_\mu & g(W_\mu^1-iW_\mu^2)\\ g(W_\mu^1+iW_\mu^2) & -gW_\mu^3-g\prime B_\mu\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L+g\prime\bar{e}_R\gamma^\mu B_\mu e_R, \qquad (٢.٢١)$$

إذن يمكن أن نميز الجزء الذي يصف التيارات المشحونة وهي تيارات تحتوي على W_μ^1 وW_μ^2، والتيارات الحيادية أو المتعادلة تحتوي على B_μ و W_μ^3

$$\mathcal{L}_{Icnc}^\ell=-\frac{g}{2}\left\{\bar{\nu}_{e_L}\gamma^\mu(W_\mu^1-iW_\mu^2)e_L+\bar{e}_L\gamma^\mu(W_\mu^1+iW_\mu^2)\nu_{e_L}\right\}, \qquad (٢.٢٢)$$

$$\mathcal{L}_{Icnc}^\ell=-\frac{1}{2}\left\{\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu\left(gW_\mu^3-g'B_\mu\right)_e\nu_{eL}-\bar{e}_L\gamma^\mu\left(gW_\mu^3+g'B_\mu\right)e_L+g'\bar{e}_R\gamma^\mu B_\mu e_R\right\}. \qquad (٢.٢٣)$$

نستعمل تعريف البوزونات الفيزيائية التالية:

$$W_\mu^\pm=\frac{W_\mu^1\pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \qquad (٢.٢٤)$$

$$\begin{cases} A_\mu=\cos\theta_w B_\mu+\sin\theta_w W_\mu^3 & ,\\ Z_\mu=-\sin\theta_w B_\mu+\cos\theta_w W_\mu^3 & . \end{cases} \qquad (٢.٢٥)$$

حيث $\theta_w=\arctan\left(\frac{g\prime}{g}\right)$(زاوية وينبرغ)

$$\begin{cases} W_\mu^3=\sin\theta_w A_\mu+\cos\theta_w Z_\mu & ,\\ B_\mu=\cos\theta_w A_\mu-\sin\theta_w Z_\mu & . \end{cases} \qquad (٢.٢٦)$$

بتعويض $\psi_{L,R}=\frac{1}{2}\left(1\pm\gamma_5\right)\psi$ فإن لاغرانج التيارات المشحونة سيصبح:

$$\mathcal{L}_{Icc}^{\ell} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} J_{W^-,\ell}^{\mu} W_{\mu}^{-} + hc, \qquad (٢.٢٧)$$

حيث:

$$J_{W^-,\ell}^{\mu} = \bar{\nu}_e \gamma^{\mu}(1-\gamma^5)e, \qquad (٢.٢٨)$$

أما بتعويض (٩٤.٢) في لاغرنج التيارات الحيادية سيصبح :

$$\mathcal{L}_{Icnc}^{\ell} = -\frac{g}{2\cos\theta_W} J_{Z,\ell}^{\mu} Z_{\mu} + e J_{\gamma,\ell}^{\mu} A_{\mu}, \qquad (٢.٢٩)$$

أين:

$$\begin{cases} J_{Z,\ell}^{\mu} = 2g_L^{\nu}\bar{\nu}_{eL}\gamma^{\mu}\nu_{eL} + 2g_L^{\ell}\bar{e}_L\gamma^{\mu}e_L + 2g_R^{\ell}\bar{e}_R\gamma^{\mu}e_R & , \\ J_{\gamma,\ell}^{\mu} = -\bar{e}\gamma^{\mu}e & , \end{cases} \qquad (٢.٣٠)$$

حيث:

$g_R^f = -Q^f \sin^2\theta_W$ ؛ $g_L^f = I_3^f - Q^f \sin^2\theta_W$ ؛$g\sin\theta_W = \grave{g}\cos\theta_W = e$

أما بأخذ جزء الكواركات، فإننا نتحصل على لاغرانجي من الشكل:

$$\mathcal{L}_{I,Q} = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix} \overline{u}, & \overline{d} \end{pmatrix}_L \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} gW_{\mu}^3 - \frac{1}{3}g'B_{\mu} & g\left(W_{\mu}^1 - iW_{\mu}^2\right) \\ g\left(W_{\mu}^1 + iW_{\mu}^2\right) & -gW_{\mu}^3 - \frac{1}{3}g'B_{\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L -$$

$$\frac{2}{3}g'\overline{u}_R\gamma^{\mu}B_{\mu}u_R + \frac{1}{3}g'\overline{d}_R\gamma^{\mu}B_{\mu}d_R. \qquad (٢.٣١)$$

يمكننا الحصول على عبارتي لاغرنج للتيارات المشحونة و المتعادلة بإتباع نفس الخطوات السابقة عبارة.

إدن لاغرنجي التيارات المشحونة:

$$\mathcal{L}_{I,Q} = \frac{g}{2\sqrt{2}} J_{W^-,Q}^{\mu} W_{\mu}^{-} + hc, \qquad (٢.٣٢)$$

عبارة لاغرانجي التيارات المتعادلة:

$$\mathcal{L}_{I,Q} = \frac{g}{2\cos\theta_W} J^{\mu}_{Z,Q} Z_{\mu} + e J^{\mu}_{\gamma,Q} A_{\mu}, \tag{٢.٣٣}$$

حيث $J^{\mu}_{W^-,Q}$ و $J^{\mu}_{Z,Q}$ و $J^{\mu}_{\gamma,Q}$ تمثل التيار المشحون والتيارات المحايدة والمعرفة كمايلي :

$$\begin{cases} J^{\mu}_{W^-,Q} = \bar{u}\gamma^{\mu}\left(1-\gamma^5\right)d & , \\ J^{\mu}_{Z,Q} = \bar{u}\gamma^{\mu}\left(g_V^U - g_A^U\gamma^5\right)u + \bar{d}\gamma^{\mu}\left(g_V^D - g_A^D\gamma^5\right)d & , \\ J^{\mu}_{\gamma,Q} = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^{\mu}u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^{\mu}d & , \end{cases}$$

٢.٢ آلية هيغز

من بين المشاكل التي واجهت النظرية المعيارية للزمرتين $SU_L(2)\otimes U_Y(1)$ عدم إستيعابها للحدود الكتلية المسؤولة عن إختلال صمود اللاغرانجي، لحل هذه المشكلة طرح هيغز 1964 فرضيته ﴿33﴾، التي تنص على أنه من أجل أن يكون لاغراجي صامدا، يجب حدوث إختلال تلقائي ولحظي للفراغ، كما أن هذه الآلية تمنح كتلة للبوزونات المعيارية و الفرميونات من خلال إمتصاص بوزونات غولدستون الناتجة عن الإنكسار التلقائي للتناظر، كما أن الفراغ مملوء بحقل سلمي يحتوي على جسيمات هيغز، التي تلعب دور معرقل لحركة الجسيمات و التي تكتسب كتلتها من خلال تفاعلها مع هذا الحقل أما التي لا تتفاعل معه فتبقى دون كتلة مثل الفوتون و يتحرك بسرعة الضوء.

يعرف الحقل السلمي Φ بثنائية :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{٢.٣٤}$$

ϕ^+ : الحقل السلمي المشحون ، ϕ^0 الحقل المتعادل

في الجدول (٤.٢) نستعرض بعض من خصائصه:

يعرف لاغرانج الحقل السلمي كمايلي :

$$\mathcal{L}_{\Phi} = \left(D_{\mu}\Phi\right)\left(D^{\mu}\Phi\right) - \mathtt{V}\left(\Phi\right), \tag{٢.٣٥}$$

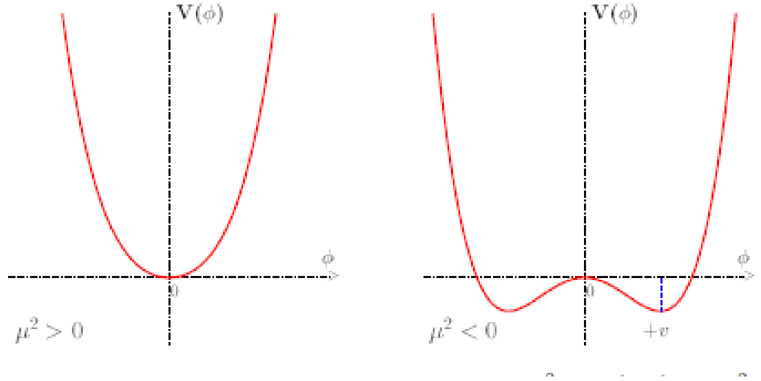
Q	Y	I_3	I	
$\begin{pmatrix} +1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$+1$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$1/2$	ثنائية هيغز $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

جدول ٤.٢ : القيم الذاتية للمؤثرات I،I_3،Y،Q لثنائية هيغز

$V(\Phi)$ هو كمون هيغز :

$$V(\Phi) = \mu^2\Phi^+\Phi + \lambda\left(\Phi^+\Phi\right)^2 \tag{٢.٣٦}$$

حيث λ معامل موجب، وهذا من أجل الحصول على كمون محدود من الأسفل .
μ^2 معامل يلعب دور الكتلة $(m = -\mu^2)$ فمن أجل $\mu^2 \geq 0$ فإنه لا يحدث إنكسار للتناظر، ومن أجل حصول الانكسار التلقائي للتناظر (من التناظر $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ إلى التناظر $U_Q(1)$) مما يسمح للبوزونات المعيارية والفرميونات بإكتساب الكتلة فإن $\mu^2 \leq 0$.



شكل ٢.٢ : الكمون $V(\Phi)$ بدلالة Φ من اجل $\mu^2 \geq 0$(اليسار) و $\mu^2 \leq 0$ (اليمين)

$$< \Phi^+\Phi > \equiv < 0 \mid \Phi^+\Phi \mid 0 > = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{\vartheta^2}{2} \tag{٢.٣٧}$$

حيث القيمة المتوقعة للفراغ هي : $\vartheta = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$
إذن الإنكسار التلقائي للتناظر عن طريق القيمة المتوقعة للفراغ VEV يعطي :

$$Q < \Phi >_0 = (I + \frac{Y}{2}) < \Phi >_0 = < \Phi >_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\vartheta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = 0, \quad (٢.٣٨)$$

شحنة الفراغ معدومة وهذا يعني أن حالة الفراغ صامدة خلال التحويل المعياري للزمرة $U_Q(1)$ (لا يحدث الإنكسار التلقائي للتناظر لأنه ليس بحاجة إلى كتلة ($< m_\gamma = 0 >$).

$$\exp(i\alpha Q) < \Phi >_0 = (1 + i\alpha Q) < \Phi >_0 = < \Phi >_0 \quad (٢.٣٩)$$

$$< \Phi >_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta + H(x) \end{pmatrix}. \quad (٢.٤٠)$$

بحيث $H(x)$ حقل الهيغز .

٣.٢ لاغراجي التفاعلات الكهروضعيفة:

يعطى لاغرانج التفاعلات الكهروضعيفة :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yuk}. \quad (٢.٤١)$$

- **اللاغرانجي المعياري** $\mathcal{L}_{gauge}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{gauge} &= -\frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu e_{R_i} \\ &+ \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_I} i D_\mu \gamma^\mu d_{R_i}. \end{aligned} \quad (٢.٤٢)$$

من خلال لاغرانج في العبارة (٢٤.٢) نلاحظ أنه يصف الحدود الحركية للحقول الفرميونية والبوزونية وتفاغلاتها الممكنة فالحدين الأول والثاني يصفان الحقول البوزونية الحرة أما الحدود المتبقية فتصف الحدود الفرميونية وتفاعلاتها مع الحقول

البوزونية في حين الحدود التي تصف الكتلة فلاتوجد وذلك راجع لأنها تخل بصمود لاغرانج في العبارة (١٤.٢)، وهذا ما لم تستوعبه النظرية .

الآن سندرس تفاعل الحقول الفرميونية مع الحقول المعيارية البوزونية، كما سنقتصر الدراسة على العائلة الأولى للفرميونات، وبتعوض D_μ بمايساويها في العلاقة(٥١.٢) نتحصل على الاغرنجي التالي :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I &= \bar{L}_1 \left(gT_a W_\mu^a + g\prime \frac{Y}{2} B_\mu \right) \gamma^\mu L_1 + \bar{e}_{R_1} \left(g\prime \frac{Y}{2} B_\mu \right) \gamma^\mu e_{R_1} + \bar{Q}_1 \left(gT_a W_\mu^a + g\prime \frac{Y}{2} B_\mu \right) \\ &+ \bar{u}_{R_1} \left(g\prime \frac{Y}{2} B_\mu \right) \gamma^\mu u_{R_1} + \bar{d}_{R_1} \left(g\prime \frac{Y}{2} B_\mu \right) \gamma^\mu d_{R_1}, \end{aligned} \tag{٢.٤٣}$$

بأخد الجزء اللبتوني، فإننا نتحصل على لاغرنجي من الشكل التالي :

$$\mathcal{L}_I^\ell = -\frac{1}{2} \left(\bar{\nu}_e, \bar{e} \right)_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} gW_\mu^3 - g\prime B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 - g\prime B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + g\prime \bar{e}_R \gamma^\mu B_\mu e_R, \tag{٢.٤٤}$$

إذن يمكن أن نميز الجزء الذي يصف التيارات المشحونة وهي تيارات تحتوي على W_μ^1و W_μ^2، والتيارات الحيادية أو المتعادلة تحتوي على B_μو W_μ^3

$$\mathcal{L}_{Icnc}^\ell = -\frac{g}{2} \left\{ \bar{\nu}_{e_L} \gamma^\mu (W_\mu^1 - iW_\mu^2) e_L + \bar{e}_L \gamma^\mu (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \nu_{e_L} \right\}, \tag{٢.٤٥}$$

$$\mathcal{L}_{Icnc}^\ell = -\frac{1}{2} \left\{ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \left(gW_\mu^3 - g' B_\mu \right)_e \nu_{eL} - \bar{e}_L \gamma^\mu \left(gW_\mu^3 + g' B_\mu \right) e_L + g' \bar{e}_R \gamma^\mu B_\mu e_R \right\}. \tag{٢.٤٦}$$

نستعمل تعريف البوزونات المعيارية التالية من أجل إيجاد B_μ و W_μ^3حيث :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \tag{٢.٤٧}$$

$$
\begin{cases}
A_\mu = \cos\theta_w B_\mu + \sin\theta_w W_\mu^3 & , \\
Z_\mu = -\sin\theta_w B_\mu + \cos\theta_w W_\mu^3 & .
\end{cases} \tag{٢.٤٨}
$$

حيث $\theta_w = \arctan\left(\frac{g\prime}{g}\right)$ (زاوية وينبرغ)

$$
\begin{cases}
W_\mu^3 = \sin\theta_w A_\mu + \cos\theta_w Z_\mu & , \\
B_\mu = \cos\theta_w A_\mu - \sin\theta_w Z_\mu & .
\end{cases} \tag{٢.٤٩}
$$

بتعويض $\psi_{L,R} = \frac{1}{2}\left(1 \pm \gamma_5\right)\psi$ فإن لاغرانج التيارات المشحونة سيصبح :

$$
\mathcal{L}_{Icc}^{\ell} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} J_{W^-,\ell}^{\mu} W_\mu^- + hc, \tag{٢.٥٠}
$$

حيث :

$$
J_{W^-,\ell}^{\mu} = \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1-\gamma^5) e, \tag{٢.٥١}
$$

أما بتعويض (٩٤.٢) في لاغرنج التيارات الحيادية سيصبح :

$$
\mathcal{L}_{Icnc}^{\ell} = -\frac{g}{2\cos\theta_W} J_{Z,\ell}^{\mu} Z_\mu + e J_{\gamma,\ell}^{\mu} A_\mu, \tag{٢.٥٢}
$$

أين :

$$
\begin{cases}
J_{Z,\ell}^{\mu} = 2g_L^{\nu}\bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu \nu_{eL} + 2g_L^{\ell}\bar{e}_L\gamma^\mu e_L + 2g_R^{\ell}\bar{e}_R\gamma^\mu e_R & , \\
J_{\gamma,\ell}^{\mu} = -\bar{e}\gamma^\mu e & ,
\end{cases} \tag{٢.٥٣}
$$

حيث :

$g\sin\theta_W = \grave{g}\cos\theta_W = e$ ؛ $g_L^f = I_3^f - Q^f\sin^2\theta_W$ ؛ $g_R^f = -Q^f\sin^2\theta_W$

أما بأخد جزء الكواركات، فإننا نتحصل على لاغرانجي من الشكل :

$$\mathcal{L}_{I,Q} = -\frac{1}{2}\left(\bar{u},\bar{d}\right)_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} gW_\mu^3 - \frac{1}{3}\grave{g}B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 - \frac{1}{3}\grave{g}B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L - \frac{2}{3}\grave{g}\bar{u}_R\gamma^\mu B_\mu u_R + \frac{1}{3}\grave{g}\bar{d}_R\gamma^\mu B_\mu d_R, \quad (٢.٥٤)$$

بإتباع نفس الخطوات السابقة نتحصل على عبارتي لاغرنج للتيارات المشحونة والمتعادلة :

عبارة لاغرنجي التيارات المشحونة :

$$\mathcal{L}_{I,Q} = \frac{g}{2\sqrt{2}} J^\mu_{W^-,Q} W^-_\mu + hc, \quad (٢.٥٥)$$

عبارة لاغرانجي التيارات المتعادلة :

$$\mathcal{L}_{I,Q} = \frac{g}{2\cos\theta_W} J^\mu_{Z,Q} Z_\mu + eJ^\mu_{\gamma,Q} A_\mu, \quad (٢.٥٦)$$

حيث $J^\mu_{W^-,Q}$ **و** $J^\mu_{Z,Q}$ **و** $J^\mu_{\gamma,Q}$ **تمثل التيار المشحون والتيارات المحايدة والمعرفة كمايلي :**

$$\begin{cases} J^\mu_{W^-,Q} = \bar{u}\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right)d & , \\ J^\mu_{Z,Q} = \bar{u}\gamma^\mu\left(g_V^U - g_A^U\gamma^5\right)u + \bar{d}\gamma^\mu\left(g_V^D - g_A^D\gamma^5\right)d & , \\ J^\mu_{\gamma,Q} = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^\mu d & , \end{cases}$$

٤.٢ كتلة البوزونات الفيزيائية

نحاول في هذه الفقرة استخراج كتلة البوزونات الفيزيائية و ذلك من خلال تفاعلها مع حقل هيغز و الذي يميز بلاغرانجي التالي:

$$\mathcal{L}_\Phi = \left(D_\mu\Phi\right)^+\left(D^\mu\Phi\right) - V\left(\Phi\right). \quad (٢.٥٧)$$

حيث :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^+ \Phi + \lambda \left(\Phi^+ \Phi\right)$$

بتعويض المشتق اللامتغير في الحد الحركي نتحصل على:

$$D^\mu \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) & -i\frac{g}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -i\frac{g}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu - \frac{i}{2}(g'W_\mu^3 - gB_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta + H(x) \end{pmatrix}, \quad (٢.٥٨)$$

بتبسيط الحد الحركي وتعويضه في عبارة لاغرنج نتحصل على لاغرنجي من الشكل التالي:

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 + \frac{g^2}{8}(\vartheta + H)^2 \left(W_\mu^1 - iW_\mu^2\right)\left(W^{\mu 1} + iW^{\mu 2}\right) +$$
$$\frac{1}{8}(\vartheta + H)^2 \left(gW_\mu^3 - g'B_\mu\right)^2 - \lambda\vartheta^2 H^2 - \lambda\vartheta H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4. \quad (٢.٥٩)$$

تعرَف الحقول الفزيائية $W^\pm$ و Z_μو A_μ بالعلاقات التالية:

$$W^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}}; Z = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}; A = \frac{g'W_\mu^3 - gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (٢.٦٠)$$

بالتعويض نتحصل على لاغرانجي من الشكل التالي:

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 - \lambda\vartheta^2 H^2 - \lambda\vartheta H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 + \frac{g^2}{4}\left(\vartheta + H\right)^2 W^{+\mu}W_\mu^- + \frac{1}{8}\left(\vartheta + H\right)^2\left(g^2 + g'^2\right) Z_\mu Z^\mu, \quad (٢.٦١)$$

بتبسيط العبارة (١٦.٢) نتحصل على الاغرنجي التالي والذي من خلاله نلاحظ إكتساب البوزونات Wو Z للكتلة

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 - \frac{1}{2}M_H H^2 - \lambda\vartheta H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 + \frac{g^2\vartheta^2}{4}W^{\mu+}W_\mu^- + \frac{\left(g^2 + g'^2\right)\vartheta^2}{8}Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2\vartheta}{2}HW^{+\mu}W_\mu^- +$$
$$\frac{g^2}{4}H^2 W^{+\mu}W_\mu^- + \frac{\left(g^2 + g'^2\right)\vartheta}{4}HZ_\mu Z^\mu + \frac{\left(g^2 + g'^2\right)}{8}H^2 Z_\mu Z^\mu. \quad (٢.٦٢)$$

حيث:

$$M_W = \frac{g\vartheta}{2}; M_Z = \frac{\vartheta\sqrt{g^2 + g'^2}}{2\sqrt{2}}; M_A = 0 \qquad (٢.٦٣)$$

يمثل الحد الأول والحد الثاني من العبارة (٢.٢٦)، الحدالحركي والحد الكتلي لحقل هيغز حيث كتلته هي $M_H = \sqrt{2\lambda\vartheta^2}$ والحدان الثالث والرابع يصفان الإقتران الخطي الثلاثي والرباعي لبوزون هيغز مع نفسه أما السطر الثاني يمثل الحدود الكتلية للبوزونات المعيارية، والحدود المتبقية تصف أنواع الإقتران بين بوزون هيغز والبوزونات الأخرى.

٥.٢ لاغرنجي يوكاوا و كتلة الفرميونات

يكتب الحد الكتلي في لاغرانج ديراك على الشكل $m\bar{\psi}\psi = m\left(\bar{\psi}_L\psi_R - \bar{\psi}_R\psi_L\right)$ هذا الحد ليس صامد تحت التحويل المعياري المحلي مما يخل بصمود لاغرانجي التفاعل، ولكي تكتسب الفرميونات الكتلة يجب إقترانها مع حقل الهيغز وذلك من خلال لاغرانج صامد وهو لاغرنجي يوكاوا والمعرف كما يلي:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -\lambda_{e_i}\bar{L}_i\Phi e_{R_i} - \lambda_{d_i}\bar{Q}_i\Phi d_{R_i} - \lambda_{u_i}\bar{Q}_i\tilde{\Phi}u_{R_i} + hc, \qquad (٢.٦٤)$$

أين λ_{e_i}، λ_{d_i}، λ_{u_i} هي ثوابت يوكاوا للبثونات، الكوارك d_i و الكوارك u_i حيث $i = 1, 2, 3$ و $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$. سوف نقتصر على إستخراج كتلة العائلة الأولى للفرميونات فقط:

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_e\overline{L}_1\Phi e_{R_1} - \lambda_d\overline{Q}_1\Phi d_{R_1} - \lambda_u\overline{Q}_1\tilde{\Phi}u_{R_1} + hc. \qquad (٢.٦٥)$$

$$\mathcal{L}_F = -\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}\bar{L}_1\begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta + H(x) \end{pmatrix} e_{R_1} - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}}\bar{Q}_1\begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta + H(x) \end{pmatrix} d_{R_1} - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}}\bar{Q}_1\begin{pmatrix} \vartheta + H(x) \\ 0 \end{pmatrix} u_{R_1} + hc, \qquad (٢.٦٦)$$

بالتبسيط نتحصل على اللاغرانجي التالي واللذى من خلاله تتضح كتل الفرميونات، بالإضافة إلى الاقتران الخطي لبوزون هيغز مع الفرميونات :

$$\mathcal{L}_F = -\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}\vartheta\bar{e}e - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}}\vartheta\bar{d}d - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}}\vartheta\bar{u}u - \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}H\bar{e}e - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}}H\bar{d}d - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}}H\bar{u}u, \tag{٢.٦٧}$$

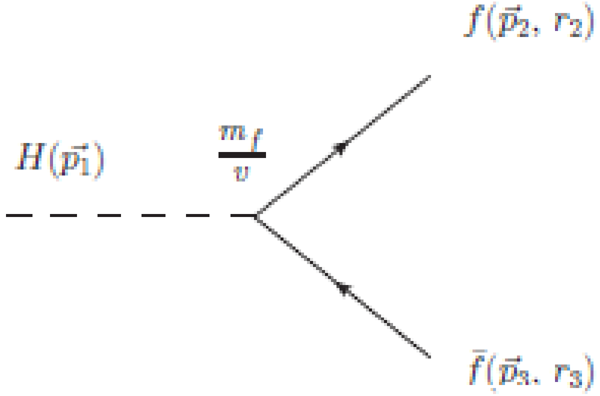
٦.٢ تهافت الهيغز

إكتشاف بوزون هيغز تجريبيا سنة 2012 أكد آلية هيغز وفسر كيفية إكتساب الجسيمات الأولية لكتلها، فمن أجل فهم ومعرفة خصائصه يقوم الفزيائيون بالبحث ودراسة تحلله في مصادم الهادرونات، هذا الجسيم يمكن أن يتحلل لجسيمات النموذج المعياري بنسب مختلفة، كما أن إضمحلال الهيغز يكون على عدة أنماط، منها مايكون على مستوى الشجرة، مثل إضمحلال الهيغز لفرميونين $H(p_1) \to f(p_2)\bar{f}(p_3)$، إضمحلال الهيغز إلى بوزونين معياريين $H(p_1) \to Z(p_2)Z(p_3)/W(p_2)W(p_3)$، ومنها مايكون عبر حلقة وذلك بسبب إنعدام الكتلة في حالة إضمحلال الهيغز إلى غليوونين $H(p_1) \to gg$ او فوتونيين $H(p_1) \to \gamma\gamma$، سنكتفي بحساب معدل إضمحلال الهيغز إلى فرميونين، بوزونين عياريين، فوتونيين. من الناحية التجريبية فإن دراسة التهافت تتم من قبل تعاون $ATLAS$و CMS في مصادم الهادرونات الكبير، فآخر ماتمت ملاحظته هو إضمحلال الهيغز إلى ميونين وذلك في أوت 2020، هذا الإضمحلال كان من الصعب ملاحظته لأن الميونات تتفاعل بشكل ضعيف، إذ يمكن إعتبار هذه الملاحظة نجاح جديد للنموذج المعياري ونجاح كبير لمصادم الهادرونات الكبير، فهذه الملاحظة تفتح أبواب جديدة وآمال كبيرة في ملاحظة ماهو أدق من الميونات، والبحث عن فيزياء جديدة والتي غالبا ماينظر إلى أن جسيم هيغز بوابتها.

- إضمحلال الهيغز إلى فرميون وفرميون مضاد : $\big(H(p_1) \to f(p_2)\bar{f}(p_3)\big)$

يتم إعطاء السعة الإجمالية لهذا التفكك كمايلي :

$$M_{H\to f\bar{f}} = \frac{m_f}{v}\bar{u}(p_2)v(p_3), \tag{٢.٦٨}$$



شكل ٣.٢ : إضمحلال الهيغز إلى الفرميونات

$$M^{+}_{H\to f\bar{f}} = \frac{m_f}{v}\bar{v}(p_2)u(p_3), \tag{٢.٦٩}$$

مربع السعة الإجمالية هو :

$$\sum_{r_2,r_3} \left|M_{H\to f\bar{f}}\right|^2 = N_C\frac{m_f^2}{v^2}Tr\left\{(p_2+m_f)(p_3-m_f)\right\} = N_C\frac{4m_f^2}{v^2}(p_2p_3-m_f), \tag{٢.٧٠}$$

حيث : $N_C = 1$ **بالنسبة للبتونات و** $N_C = 3$ **بالنسبة للكواركات (** N_C **عدد الألوان)**

في معلم مركز الكتلة لدينا :

$$p_1^\mu = (M_H, 0)\,, p_2^\mu = (E_f, \vec{p_2})\,, p_3^\mu = (E_f, -\vec{p_2})\,.$$

من قوانين إنحفاظ الدفع و الطاقة نتحصل على $M_H = 2E_F$ **و** $p = |\vec{p}|\,, E_F^2 = p^2 + m_f^2$

و بالتبسيط يصبح لدينا:

$$p_1p_2 - m_f^2 = \frac{1}{2}M_H^2\left(1 - \frac{4m_f}{M_H}\right); p = \frac{1}{2}M_H\left(1 - \frac{4m_f}{M_H}\right)^{\frac{1}{2}},$$

بتعويض في العبارة(٢.٧٠)يصبح لدينا:

$$\sum_{r_2,r_3}\left|M_{H\to f\bar{f}}\right|^2 = N_c\frac{2m_f^2}{v^2}M_H^2\left(1 - \frac{4m_f}{M_H}\right), \quad (٢.٧١)$$

معدل الإضمحلال للهيغز يعطى بالعبارة التالية:

$$\Gamma_{H\longrightarrow f\bar{f}} = \frac{1}{2M_H}\int\frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2}\frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3}(2\pi)^4\delta^4(p_1 - p_2 - p_3)\sum_{r_2,r_3}\left|M_{H\to f\bar{f}}\right|^2, \quad (٢.٧٢)$$

بإستعمال العبارة

$$\int\frac{d^3p_2}{2E_2} = \int d^4p\delta^+\left(p_2^2 - m_f\right); p_2 = p_1 - p_3.$$

يصبح لدينا:

$$\Gamma_{H\longrightarrow f\bar{f}} = \frac{1}{2M_H(2\pi)}\int\frac{d^3p_3}{2E_3}\delta^+\left[(p_1 - p_3)^2 - m_f\right]\sum_{r_2,r_3}\left|M_{H\to f\bar{f}}\right|^2. \quad (٢.٧٣)$$

حيث:

$$d^3p_3 = |\vec{p_3}|^2\, dp_3 d\Omega$$

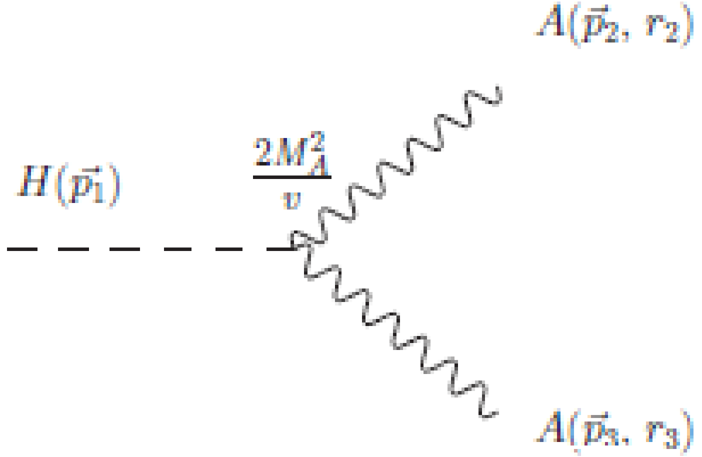
$$(p_1 - p_3)^2 - m_f = M_H^2 + m_f^2 - m_{\bar{f}}^2 - 2p_1p_3$$

$$p_1p_3 = M_H E_3, p = m_f^2 = E_3^2 - |\vec{p_3}|, E_3 = \sqrt{m_f^2 + |\vec{p_3}|}$$

بالتعويض والتبسيط نتحصل على :

$$\Gamma_{H\longrightarrow f\bar{f}} = N_c \frac{M_H}{8\pi}\frac{m_f^2}{v^2}\left(1-\frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (٢.٧٤)$$

• **إضمحلال الهيغز إلى البوزونات الضعيفة :** $(H(p_1) \to Z(p_2)Z(p_3)/W(p_2)W(p_3))$.



شكل ٤.٢ : إضمحلال الهيغز إلى البوزونات

حساب السعة الإجمالية لتفكك الهيغز للبوزونات الضعيفة :

$$M_{H\to AA} = \epsilon_\mu^*(p_2)(\frac{2M_A^2}{v}g^{\mu\nu})\epsilon_\nu^*(p_3), \quad (٢.٧٥)$$

$$M_{H\to AA}^+ = \epsilon_{\mu'}(p_2)(\frac{2M_A^2}{v}g^{\mu'\nu'})\epsilon_{\nu'}(p_3), \quad (٢.٧٦)$$

حيث :

$$\sum_{r_2,r_3}\epsilon_{\mu'}(p_2)\epsilon_\mu^*(p_2) = \left(g_{\mu\mu'} - \frac{p_{2\mu}p_{2\mu'}}{M_A^2}\right).$$

ومنه مربع السعة يعطي بالعلاقة التالية:

$$\sum_{r_2,r_3}|M_{H\to AA}|^2 = \left(\frac{2M_A^2}{v}\right)^2\left(3+\frac{1}{4}\frac{M_H^4}{M_A^4}-\frac{M_H^2}{M_A^2}\right), \quad (٢.٧٧)$$

بالتبسيط نتحصل على معدل تهافت الهيغز حسب العلاقة التالية:

$$\Gamma_{H\to AA}=\frac{\delta_A}{4v^2\pi}\frac{M_A^4}{M_H}\left(1-\frac{4M_A^2}{M_H^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(3+\frac{1}{4}\frac{M_H^4}{M_A^4}-\frac{M_H^2}{M_A^2}\right).$$ (٢.٧٨)

حيث المعامل $\delta_A=1$ من أجل Z و $\delta_A=2$ من أجل W

- إضمحلال الهيغز إلى فوتونين $H(p_1)\to\gamma\gamma$:

الفوتونات جسيمات عديمة الكتلة، و لذلك إضمحلال الهيغز للفوتونات لا يتم مباشرة بل يمكن فقط بواسطة حلقة فرميونات، أو عبر حلقة بوزونات ضعيفة، هذا التفاعل لايحدث على مستوى الشجرة.

لدينا مخططين لإضمحلال الهيغز عبر الفرميونات، و ثلاث مخططات عبر حلقة البوزن W، إذا فالسعة الإجمالية للإضمحلال هي المجموع

$$|M_{H\longrightarrow\gamma\gamma}|^2=|M_f(H\longrightarrow\gamma\gamma)+M_W(H\longrightarrow\gamma\gamma)|^2$$ (٢.٧٩)

$M_f(H\longrightarrow\gamma\gamma)$ السعة بالنسبة للتفكك عبر حلقة الفرميونات بحيث $M_f(H\longrightarrow\gamma\gamma)=M_1+M_2$

$M_W(H\longrightarrow\gamma\gamma)$ السعة بالنسبة للتفكك عبر حلقة W حيث $M_W(H\longrightarrow\gamma\gamma)=M_3+M_4+M_5$

$$\begin{aligned}M_1(H\longrightarrow\gamma\gamma)=&-\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\left[(-iQ_f\gamma^\mu)\left[i\frac{[(k+p_2)+m]}{(k+p_2)^2-m^2}\right]\left(\frac{m_f}{v}\right)\left[i\frac{[(k-p_3)+m]}{(k+p_3)^2-m^2}\right]\right.\\&(-iQ_f\gamma^\nu)\frac{i\,[k+m]}{(k^2-m^2)}\epsilon_\mu(k)\,\epsilon_\nu(k),\\=&\left(-i\frac{m_f}{v}Q_f^2\right)\int\frac{d^4K}{(2\pi)^4}\left[\frac{tr\gamma^\mu\left([(k+p_2)+m]\,[(k-p_3)+m]\,\gamma^\nu\,[k+m]\right)}{[(k+p_2)^2-m^2]\,[(k+p_3)^2-m^2]\,[k^2-m^2]}\right]\epsilon_\mu(k)\,\epsilon_\nu(k)\,.\end{aligned}$$ 1

(٢.٨٠)

حيث:

$$\begin{aligned}tr\left\{\gamma^\mu(k+p_2+m)(k-p_3+m)\gamma^\nu(k+m)\right\}&=4m(p_3^\mu p_2^\nu+4k^\mu k^\nu-2k^\mu p_3^\nu+2p_2k^\nu\\&\quad-p_2^\mu p_3^\nu+g^{\mu\nu}\left(m^2-p_2p_3\right)-g^{\mu\nu}k^2)\\&=4mN^{\mu\nu},\end{aligned}$$ (٢.٨١)

قبل إجراء التكامل نبسط المقام بإستعمال معامل فاينمان المعرف كما يلي:

$$\frac{1}{ABC} = \int_0^1 ydy \int_0^1 dx \frac{2}{[Ax + By + Cz]^3}. \qquad (٢.٨٢)$$

حيث $A = k^2 - m^2$ ؛ $B = (k + p_1)^2 - m^2$ ؛ $C = (k - p_2)^2 - m^2$. **أي** $D = Ax + By + Cz$ **بتعويض** A **و** B **و** C **والتبسيط نتحصل على**

$$D = (k + p_2y - p_3z)^2 + 2(p_2p_3)yz - m^2.$$

نقوم بالتحويل المتغير $k \to k + p_2y - p_3z$ **و** $a^2 = m^2 - 2(p_2p_3)yz$ **نجد** $D = k^2 - a^2$ **وبتبديل المتغير** k**في عبارة** $N^{\mu\nu}$ **وتبسيطها نتحصل على**

$$\begin{aligned} N'^{\mu\nu} &= 4k^\mu k^\nu - g^{\mu\nu}k^2 + p_3^\mu p_2^\nu(1 - 4yz) + p_2^\mu p_3^\nu(-1 - 4yz + 2y + 2z) + \\ &\quad + p_3^\mu p_3^\nu(4z^2 - 2z) + p_2^\mu p_2^\nu(4y^2 - 2y) + g^{\mu\nu}(m - p_2p_3 + 2p_2p_3yz), \end{aligned} \qquad (٢.٨٣)$$

نعوض D **و** $N'^{\mu\nu}$**في العبارة (٢.٨٠) نتحصل على**

$$M_1(H \longrightarrow \gamma\gamma) = -i\frac{m_f}{v}Q_f^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^1 dz \frac{8mN'^{\mu\nu}}{(k^2 - a^2)^3}, \qquad (٢.٨٤)$$

نضع :

$$I^{\mu\nu} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{8mN'^{\mu\nu}}{(k^2 - a^2)^3}. \qquad (٢.٨٥)$$

لحساب هذا التكامل نستعمل العلاقات التالية :

$$\begin{aligned} J\left(D, \alpha, \beta, a^2\right) &= \int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D} \frac{(k^2)^\alpha}{(k^2 - a^2)^\beta}, \\ &= \frac{i}{(4\pi)^{\frac{D}{2}}} \left(a^2\right)^{\frac{D}{2}} \left(-a^2\right)^{\alpha-\beta} \frac{\Gamma\left(\beta - \alpha - \frac{D}{2}\right)\Gamma\left(\alpha + \frac{D}{2}\right)}{\Gamma(\beta)\,\Gamma\left(\frac{D}{2}\right)}, \end{aligned} \qquad (٢.٨٦)$$

حيث $\alpha = 0$ و $\beta = 3$و $D = 4$ تصبح

$$J\left(4, 0, 3, a^2\right) = -\frac{i}{32\pi^2 a^2}. \tag{٢.٨٧}$$

تناظر لورنتز

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\left(k^2\right)^\alpha k^\mu k^\nu}{\left(k^2 - a^2\right)^\beta} = \frac{g^{\mu\nu}}{D} J\left(D, \alpha + 1, \beta, a^2\right). \tag{٢.٨٨}$$

نطبق هذه الخاصية على الحد $4k^\mu k^\nu - g^{\mu\nu} k^2$ في عبارة $N'_{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned}
\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{4k^\mu k^\nu - g^{\mu\nu} k^2}{\left(k^2 - a^2\right)^\beta} &= \left(\frac{4}{D} - 1\right) g^{\mu\nu} J\left(D, 1, 3, a^2\right) \\
&= \left(\frac{4}{D} - 1\right) g^{\mu\nu} \frac{i}{(4\pi)^{\frac{D}{2}}} \left(a^2\right)^{\frac{D}{2}} \frac{D}{4} \Gamma\left(2 - \frac{D}{2}\right)
\end{aligned} \tag{٢.٨٩}$$

نضع $(D = 4 + 2\varepsilon)$من أجل التخلص من التقارب

$$\left(\frac{4}{D} - 1\right) \frac{D}{4} = -\frac{\varepsilon}{2},$$

$$\Gamma\left(2 - \frac{D}{2}\right) = -\Gamma\left(-\varepsilon\right) = -\frac{1}{\varepsilon} - \gamma_E + 0\left(\varepsilon^2\right).$$

γ_E ثابت أولر

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{4k^\mu k^\nu - g^{\mu\nu} k^2}{\left(k^2 - a^2\right)^3} = \frac{i}{32\pi^2} g^{\mu\nu}. \tag{٢.٩٠}$$

نعوض في عبارة $I^{\mu\nu}$ فنتحصل على العبارة التالية :

$$\begin{aligned} I^{\mu\nu} &= \frac{8im}{32\pi^2}\int_0^1\int_0^{1-y}\frac{dydz}{(-a^2)} \\ &[p_2^\mu p_2^\nu\left(4y^2-2y\right)+p_3^\mu p_3^\nu\left(4z^2-2z\right)+p_3^\mu p_2^\nu\left(1-4yz\right) \\ &+p_2^\mu p_3^\nu\left(-4yz+2y+2z-1\right)+g^{\mu\nu}\left(4p_2p_3yz-p_2p_3\right)], \end{aligned} \quad (٢.٩١)$$

بإستعمال الخاصية $\xi_\mu p^\mu = 0$

$$\begin{aligned} I^{\mu\nu} &= \frac{8im}{32\pi^2}\int_0^1\int_0^{1-y}\frac{dydz}{(-a^2)}\left[p_3^\mu p_2^\nu\left(1-4yz\right)+g^{\mu\nu}\left(4p_2p_3yz-p_2p_3\right)\right], \\ &= \frac{8im}{32\pi^2}\int_0^1\int_0^{1-y}\frac{dydz}{(-a^2)}\left(1-4yz\right)\left(p_3^\mu p_2^\nu-g^{\mu\nu}p_2p_3\right), \end{aligned} \quad (٢.٩٢)$$

نضع $C = \int_0^1\int_0^{1-y}\frac{dydz}{(-a^2)}\left(1-4yz\right)$

$$I^{\mu\nu} = \frac{8im}{32\pi^2}C\left(p_3^\mu p_2^\nu-g^{\mu\nu}p_2p_3\right). \quad (٢.٩٣)$$

بالتعويض في عبارة $M_1(H \longrightarrow \gamma\gamma)$ **نتحصل على :**

$$M_1(H \longrightarrow \gamma\gamma) = -i\frac{m_fQ_f^2}{2v}I^{\mu\nu}\epsilon_\mu\left(k\right)\epsilon_\nu\left(k\right). \quad (٢.٩٤)$$

بالنسبة للمخطط الثاني فإن $p_2 = -p_3$ **في المخطط الأول ومنه فإن**
$M_1(H \longrightarrow \gamma\gamma) = M_2(H \longrightarrow \gamma\gamma)$ **أي** $M_f(H \longrightarrow \gamma\gamma) = 2M_1(H \longrightarrow \gamma\gamma)$
إذن السعة تكتب كمايلي:

$$M_f(H \longrightarrow \gamma\gamma) = -i\frac{2Q_fm_f}{v}I^{\mu\nu}\epsilon_\mu\left(k\right)\epsilon_\nu\left(k\right). \quad (٢.٩٥)$$

⋆⋆⋆⋆⋆⋆

اضمحلال الهيغز عبر حلقة البوزون W

$$M_3 = i\frac{2m_W}{v}\int \frac{d^dk}{(2\pi)^d}\frac{A}{\left((k-p_3)^2-m_W^2\right)\left(k^2-m_W^2\right)\left((k+p_2)^2-m_W^2\right)}, \tag{٢.٩٦}$$

حيث :

$$\begin{aligned}A &= (-ig^{\sigma a})\{-ie\left[g_{a\nu}(2p_3-k)_b+g_{ab}(2k-p_3)_\nu+g_{\nu b}(-k-p_3)_a\right](-ig^{bc})\\ &\quad \left[g_{c\mu}(p_2-k)_d+g_{cd}(2k+p_2)_\mu+g_{\mu d}(-k-2p_2)_c\right](-ie)\}(-ig^{d\sigma'})g_{\sigma\sigma'}\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3),\end{aligned}$$

بعد تبسيط عبارة A تصبح

$$A = -ie^2(10k_\mu k_\nu+4p_{3\mu}p_{2\nu}-p_{3\mu}k_\nu+g_{\mu\nu}(2k^2-5p_3p_2-k(p_2-p_3))\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3)),$$

الآن نقوم بنفس الخطوات السابقة من أجل تبسيط المقام وبإستعمال معامل فاينمان
$\frac{1}{ABC}=\int_0^1 ydy\int_0^1 dx\frac{2}{[Ax+By+Cz]^3}$.
نجد $D=[\ell^2-a^2]$ **حيث** $\ell \longrightarrow k+p_2y-p_3z$
و $a^2=m_W^2-2p_2p_3yz$.
نقوم بتبديل المتغير ℓفي عبارة A نتحصل على مايلي :

$$A=-ie^2\left[10\ell_\mu\ell_\nu+(-10yz+4+y+z)p_{2\mu}p_{3\nu}+((z+y-4yz-5)p_2p_3+2\ell^2)g_{\mu\nu}\right]\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3).$$

بالتعويض في عبارة M_1 نتحصل على

$$\begin{aligned}M_3 &= \frac{4m_W^2e^2}{v}\int\frac{d^d\ell}{(2\pi)^d}\int dydz(10\ell_\mu\ell_\nu+(-10yz+4+y+z)p_{2\mu}p_{3\nu}+((z+y-4yz-5)p_2p_3\\ &\quad +2\ell^2)g_{\mu\nu})/(\left[\ell^2-a^2\right]^3)\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3).\end{aligned} \tag{٢.٩٧}$$

في المخطط الثاني لدينا $p_2 \to -p_3$ و $p_3 \to -p_2$ ومنه $M_3 = M_4$

$$\begin{aligned} M_3 + M_4 &= \tfrac{8m_W^2 e^2}{v} \int \tfrac{d^d\ell}{(2\pi)^d} \int dydz(10\ell_\mu\ell_\nu + (-10yz + 4 + y + z)p_{2\mu}p_{3\nu} \\ &+((z + y - 4yz - 5)p_2p_3 + 2\ell^2)g_{\mu\nu})/([\ell^2 - a^2]^3)\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3). \quad (٢.٩٨) \end{aligned}$$

$$M_5 = i\frac{2m_W^2}{v} \int \frac{d^dk}{(2\pi)^d} \frac{A}{[(k - p_3)^2 - m_W^2]\,[(k + p_2)^2 - m_W^2]}, \quad (٢.٩٩)$$

أين:

$$\begin{aligned} A &= g^{\alpha\beta}(-ie^2)\,[2g_{\alpha\beta}g_{\mu\nu} - g_{\beta\nu}g_{\alpha\mu} - g_{\beta\mu}g_{\nu\alpha}]\,(-i^2)\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3), \\ &= 6ie^2 g_{\mu\nu}\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3). \quad (٢.١٠٠) \end{aligned}$$

من أجل تبسيط المقام نضرب في $\frac{k^2-m_W^2}{k^2-m_W^2}$ يصبح لدينا:

$$M_5 = i\frac{2m_W^2}{v} \int \frac{d^dk}{(2\pi)^d} \frac{A\,[k^2 - m_W^2]}{[(k - p_3)^2 - m_W^2]\,[k^2 - m_W^2]\,[(k + p_2)^2 - m_W^2]}, \quad (٢.١٠١)$$

الآن نقوم بنفس الخطوات السابقة من أجل تبسيط المقام نجد $D = [\ell^2 - a^2]^3$ ونقوم بالتغيير $\ell \longrightarrow k + p_2y - p_3z$

$$\begin{aligned} M_5 &= i\frac{2m_W^2}{v} \int \frac{d^d\ell}{(2\pi)^d} \int 2dydz \frac{A\,[\ell^2 - 2p_2p_3yz - m_W^2]}{[\ell^2 - a^2]^3}, \\ &= -\frac{24e^2m_W^2}{v} \int \frac{d^d\ell}{(2\pi)^d} \int dydz \frac{[\ell^2 - 2p_2p_3yz - m_W^2]\,g_{\mu\nu}}{[\ell^2 - a^2]^3}\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3). \quad (٢.١٠٢) \end{aligned}$$

السعة الاجمالية لتفكك الهيغز عبر حلقة البوزون

$$M_W(h \longrightarrow \gamma\gamma) = 2M_3 + M_5$$

$$\frac{8e^2m_W^2}{v}\int\frac{d^d\ell}{(2\pi)^d}\int dydz$$

$$[\frac{10\ell_\mu\ell_\nu+(-10yz+4+y+z)p_{2\mu}p_{3\nu}+((z+y-4yz-5)p_2p_3+2\ell^2)g_{\mu\nu}}{\left[\ell^2-a^2\right]^3}$$
$$-\frac{\left[\ell^2-2p_2p_3yz-m_W^2\right]g_{\mu\nu}}{\left[\ell^2-a^2\right]^3}\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3)], \quad (٢.١٠٣)$$

$$M_W(h\longrightarrow\gamma\gamma)=\frac{8e^2m_W^2}{v}\int\frac{d^d\ell}{(2\pi)^d}\int dydz[\frac{[10\ell_\mu\ell_\nu-\ell^2g_{\mu\nu}]}{\left[\ell^2-a^2\right]^3}+((z+y+2yz-5)p_2p_3g_{\mu\nu}+(-10yz$$
$$+4+y+z)p_{2\mu}p_{3\nu})/(\left[\ell^2-a^2\right]^3)-(m_W^2g_{\mu\nu})/(\left[\ell^2-a^2\right]^3)]\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3). \quad (٢.١٠٤)$$

الآن وبإستعمال التكاملات التالية نقوم بتبسيط عبارة $M_W(h\longrightarrow\gamma\gamma)$:

$$\int dydz\frac{1}{(m_W^2-yzm_H^2)^\epsilon}\sim\frac{1}{2}-\frac{\epsilon}{2}\ln m_W^2+\frac{\epsilon}{24}\frac{m_H^2}{m_W^2}+...,$$

$$\int dydz\frac{1}{(m_W^2-yzm_H^2)}\sim\frac{1}{2}\frac{1}{m_W^2}+\frac{1}{24}\frac{m_H^2}{m_W^4}+...,$$

$$\int dydz\frac{y}{(m_W^2-yzm_H^2)}=\int dydz\frac{z}{(m_W^2-yzm_H^2)}\sim\frac{1}{6}\frac{1}{m_W^2}+\frac{1}{60}\frac{m_H^2}{m_W^4}+...,$$

$$\int dydz\frac{yz}{(m_W^2-yzm_H^2)}\sim\frac{1}{24}\frac{1}{m_W^2}+\frac{1}{180}\frac{m_H^2}{m_W^4}+...,$$

نتحصل على العبارة التالية:

$$M_W \quad (H \longrightarrow \gamma\gamma) = \frac{8m_W^2 e^2}{v}\frac{i}{32\pi^2}[\frac{1}{2}(\frac{1}{\epsilon}-\gamma)(6\epsilon+\frac{m_H^2}{m_W^2}\epsilon)(\frac{1}{2}-\frac{\epsilon}{2}\ln m_W^2+\frac{\epsilon}{24}\frac{m_H^2}{m_W^2}+...)g_{\mu\nu}$$
$$-(\frac{8}{2}\frac{1}{m_W^2}+\frac{8}{24}\frac{m_H^2}{m_W^4}-\frac{12}{24}\frac{1}{m_W^2}-\frac{12}{180}\frac{m_H^2}{m_W^4}-\frac{2}{24}\frac{m_H^2}{m_W^4}+...)p_{2\mu}p_{3\nu}-(\frac{3}{24}\frac{m_H^2}{m_W^2}$$
$$+\frac{3}{180}\frac{m_H^4}{m_W^4}-\frac{7}{4}\frac{m_H^2}{m_W^2}-\frac{7}{48}\frac{m_H^4}{m_W^4}+\frac{1}{48}\frac{m_H^4}{m_W^4}+\frac{3}{2}+\frac{3}{24}\frac{m_H^2}{m_W^2}+...)]$$
$$\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3), \qquad (٢.١٠٥)$$

$$M_W(H \longrightarrow \gamma\gamma) \approx \frac{im_W^2 e^2}{4\pi^2 v}(\frac{7}{4}\frac{m_H^2}{m_W^2}g_{\mu\nu}-\frac{7}{2}\frac{p_{2\mu}p_{3\nu}}{m_W^2})\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3)$$
$$= -\frac{7}{2}\frac{im_W^2 e^2}{4\pi^2 v}(p_{2\mu}p_{3\nu}-\frac{m_H^2}{2}g_{\mu\nu})\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3), \qquad (٢.١٠٦)$$

الآن نقوم بتعويض كل من $M_W(H \longrightarrow \gamma\gamma)$ **و** $M_f(H \longrightarrow \gamma\gamma)$:

$$M_{H\longrightarrow\gamma\gamma} = M_f(H \longrightarrow \gamma\gamma) + M_W(H \longrightarrow \gamma\gamma)$$
$$= \frac{2i\alpha}{\pi v}(p_{2\mu}p_{3\nu}-\frac{m_H^2}{2}g_{\mu\nu})\left[Q_f^2 N_c I(\frac{m_H^2}{m_f^2})-K(\frac{m_H^2}{m_W^2})\right]\epsilon_\mu(p_2)\epsilon_\nu(p_3) \qquad (٢.١٠٧)$$

حيث :

$$I(\frac{m_H^2}{m_f^2}) = \int dydz\frac{1-4yz}{1-yz\frac{m_H^2}{m_f^2}}.$$

$$K(\frac{m_H^2}{m_W^2}) = \int dydz\frac{4-6yz-yz\frac{m_H^2}{m_f^2}}{1-yz\frac{m_H^2}{m_f^2}}.$$

معدل الإضمحلال يكتب :

$$\Gamma_{H\longrightarrow\gamma\gamma} = \frac{m_H^3\alpha^3}{16\pi^2 m_W^2}\left|Q_f^2 N_c I(\frac{m_H^2}{m_f^2})-K(\frac{m_H^2}{m_W^2})\right|^2.$$

٧.٢ التفاعلات القوية كروموديناميك

نظرية الكروموديناميك الكمي نظرية تم إقتراحها من طرف كل من العالمان موري جالمان و جورج زوايغ من خلال نموذج الكواركات بشكل مستقل ﴿$35, 34$﴾ و ذلك لشرح نماذج الهادرونات مثل البروتون و النوترون، حيث لاحظو أنها ليست جسيمات أولية بل هي عبارة عن تركيب لثلاث جسيمات، أُطلق عليها اسم الكوارك من طرف العالم موري جالمان، و في نفس العام اقترح الأمريكي أوسكار غرينبرغ، وجود أعداد كوانتية تتميز بها الكواركات و هي شحنة اللون (الأخضر، الأحمر و الأزرق) وجاءت نظريته لحل مشكل وجود الكواركات في نفس الحالة الكمية وذلك بالنسبة لبعض الباريونات مثل $(\Omega^- (sss))$. يمكن تعريف نظرية الكروموديناميك الكمي بأنها نظرية التفاعلات القوية تعتمد على التناظر المحلي لزمرة $SU_C(3)$.

كما يمكن أن نعرف أهم خاصيتين لنظرية الكروموديناميك الكمي وهما الحرية المقاربة وخاصية الحصر اللوني:

- الحرية المقاربة : تنص هذه الخاصية على أنه إذا كانت طاقة التفاعل عالية فإن التفاعل بين الكواركات والغليونات يكون ضعيف جدا.
- الحصر اللوني: تزداد القوة كلما إبتعدت الكواركات عن بعضها، ولذلك فصل الكواركات يتطلب قوة عالية جدا، ولذلك لا يمكن أن نجد الكواركات بشكل حر في الطبيعة أي نجد الكواركات مرتبطة مشكلة الهيدرونات .

إن اللاغرنجي الذي يصف التفاعلات الحرة للكواركات له الشكل التالإن اللاغرنجي الذي يصف التفاعلات الحرة للكواركات له الشكل التالي:

$$\mathcal{L} = \overline{q}_j(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_j)q_j, \tag{٢.١٠٨}$$

حيث $q_j = \begin{pmatrix} q_r, & q_b, & q_g \end{pmatrix}^T$ و المؤشر $j = 1..6$ يمثل ثلاثية الألوان لنكهات الستة للكواركات q. إن الاغرنجي السابق يجب أن يكون صامد خلال التحول المعياري المحلي لحقول الكواركات التالي:

$$q_j(x) \to q'_j(x) = e^{i\alpha_a(x)T^a} q_j(x), \tag{٢.١٠٩}$$

أين $T^a = \frac{\lambda^a}{2}$ هي المولدات الثمانية للزمرة اللونية $SU(3)_C$ و λ^a تمثل المصفوفات الثمانية لجالمان، و هي تحقق العلاقات التالية:

$$\begin{cases} \lambda_a = \lambda_a^+, \\ Tr\left(\lambda_a \lambda_b\right) = 2\delta_{ab}, \\ Tr\left(\lambda_a\right) = 0, \\ \left[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2}\right] = i f_{abc} \frac{\lambda_c}{2}. \end{cases} \quad (٢.١١٠)$$

إن الحقول الثمانية للغليونات G^a، التي تلعب دور حاملات القوة القوية تتحول وفق التحول المعياري التالي:

$$G_\mu^a\left(x\right) \to G_\mu^a\left(x\right) - \frac{1}{g_s}\partial_\mu \alpha^a\left(x\right) - f_{abc}\alpha^b\left(x\right) G_\mu^c\left(x\right), \quad (٢.١١١)$$

حيث f_{abc} هي ثوابت بنية الزمرة $SU(3)$ وهي ذات قيم حقيقية و عكسية التناظر. لكي يكون لاغرنجي (٢.١٠٨) صامد خلال التحول المعياري المحلي (٢.١١١)، لابد من استخدام المشتق اللامتغير التالي:

$$D^\mu = \partial^\mu + i g_s T^a G_a^\mu, \quad (٢.١١٢)$$

حيث g_s تمثل ثابت الاقتران للزمرة $SU(3)_C$. و عليه عبارة لاغرنجي الكروموديناميك الصامد بالتحويل المعياري المحلي لها الشكل التالي:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \overline{q}_j\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j\right) q_j - g_s \overline{q}\gamma^\mu T_a G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (٢.١١٣)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_a^\mu G_b^\nu, \quad (٢.١١٤)$$

تتفاعل الغوليونات فيما بينها نتيجة كون الزمرة التفاعلات القوية $SU(3)_C$ زمرة غير تبديلية.

٣ نجاحات و قصور النموذج المعياري للجسيمات الذرية

النموذج المعياري حقق نجاح باهرا في وصف طبيعة المادة وتفاعلاتها و القوى المؤثرة عليها، لكن في المقابل عجز النموذج المعياري عن تفسير العديد من الظواهر في الكون فالمادة التي يصفها تمثل فقط 5%من بنية الكون، لهذا في هذه الفقرة سوف نذكر أبرز نجاحات وإخفاقات النموذج المعياري .

- **نجاحات النموذج المعياري :**

(١). نجاح النموذج في التأكد تجريبيا من وجود مضاد النوترينو الإلكتروني $\bar{\nu}_e$ عام 1956﴾36﴿ .

(٢). إكتشاف النوترينو الميوني ν_μ عام 1962 والتأكد من وجود عائلتين مختلفتين للبتونات .

(٣). إكتشاف الكواركات (up) و $(down)$ و $(strang)$ عام 1968 والتأكد منها تجريبيا، و إكتشاف الكوارك $(charm)$عام 1974 والكوارك $(Bottom)$عام 1977﴾37﴿.

(٤). إكتشاف التاو τعام 1975وهو أثقل نوع من اللبتونات، ثم إكتشاف النوترينو التاوي سنة 1995، وإكتمال العائلة الثالثة للبتونات .

(٥). إكتشاف حاملات القوى النووية القوية والمتمثلة في الغليونات سنة 1979.

(٦). تنبأ العالم كوباياشي وماساكو عام 1973 ﴾38﴿ بوجود الكوارك Top، والتأكد من وجوده تجريبيا سنة 1995، وإكتمال العائلة الثالثة للكواركات .

(٧). إكتشاف البوزونات $W^{\pm}$ و Z المسؤولة عن حامل القوى الضعيفة سنة 1983﴾39﴿.

(٨). التأكد تجريبيا من وجود التيارات المشحونة والحيادية ﴾40﴿ التي تنبأ بوجودها غلاشو و وينبرغ وعبد السلام عام 1973﴾41﴿.

(٩). و إكتشاف جسيمات الهيغز سنة 2012 والتى تم رصدها في مصادم الهادرونات الكبير ﴾42﴿.

- **إخفاقات النموذج المعياري :**

(١). عجز النموذج عن تحديد الثوابت g_1 و g_2 و g_s للزمر $U(1)$ و $SU(2)$ و $SU(3)$ على الترتيب في ثابت واحد على عكس بعض النماذج التي أثبت إمكانية ذلك.

(٢). عجزالنموذج المعياري عن معرفة طبيعة المادة المظلمة و جسيماتها .

(٣). مشكل التسلسل الهرمي: تتعلق هذه المشكلة بالسؤال التالي، لماذا تملك كتل الجسيمات القيم التي هي عليها ؟ بالإضافة إلى العجز عن تفسير الإختلاف الكبير بين القوى الضعيفة وقوى الجادبية .

(٤). عجز النموذج المعياري في تفسيرالتباين الموجود بين المادة والمادة المضادة، إذ أن الكون في مجمله عبارة عن مادة، على عكس ماتنبأ به النموذج بتساوي كميتاهما ويملكان شحنة متعاكسة، إلا أن هذا الخرق في تناظر الشحنة-- الزوجية (CP) لا يفسر فائض المادة في الكون .

(٥). لم يستطيع النموذج توحيد جميع القوى الأساسية .

(٦). كتلة النوترينوهات: النوترينوهات في النموذج المعياري لها كتلة معدومة، عجز النموذج المعياري عن تفسير الكتلة الضعيفة للنوترينوهات التي أظهرتها التجارب .

(٧). حسب النموذج المعياري الكوسمولوجي: النموذج المعياري فسر نسبة ضعيفة من بنية الكون، إذ تمكن من التعرف على 5% من مكوناته فقط .

الباب ٣

فيزياء المصادمات

١ أنواع المصادمات

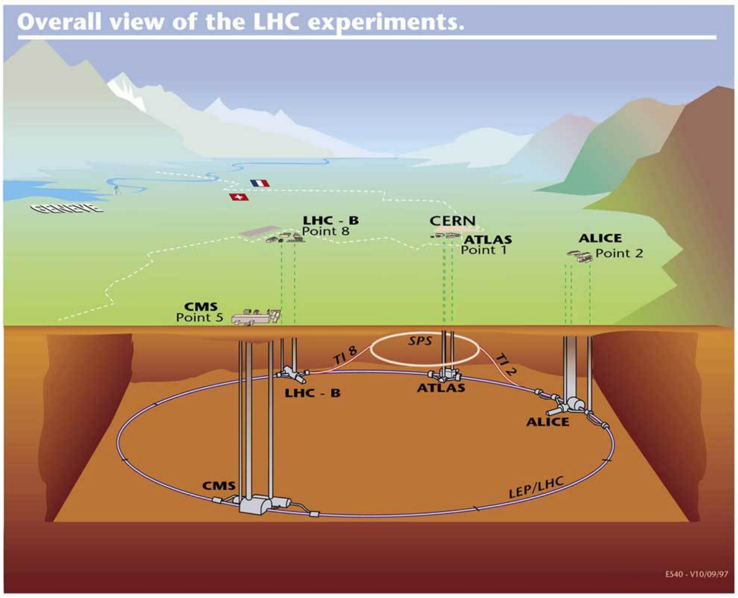
إن التعرف على خواص المادة والطاقة بشكل عميق يتطلب إجراء تصادمات للجسيمات الأولية فيما بينها، وذلك من خلال تجارب فيزياء الجسيمات في المصادمات و التي تصنف إلى نوعين:

- المصادمات الدوارنية: صمم مسرع السيكلوترون من أجل تسريع الجسيمات عبر مسار حلزوني، يتكون من تجويفان معدنيان نصف أسطوانيان، يشكلان دائرة مفرغة من الهواء، كما أنه مكون من مجموعة من المغانط من أجل المحافظة على مسار الجسيمات، وتجاويف الترددات الراديوية تعمل على زيادة سرعة الجسيمات، بالإضافة إلى الكواشف، عملية تسريع الجسيمات تقوم على وجود منبع للجسيمات المشحونة، يطبق عليها حقل كهربائي، من أجل الحفاظ على المسار المنحني يطبق على الجسيمات حقل مغناطيسي يكون ثابت ومنتظم و عمودى على شعاع السرعة الإبتدائية، من الإجابية هذا النوع من المصادمات تعدد إحتمالات حدوث التصادمات، أما السلبية الأساسية تتمثل في ضياع الطاقة على شكل إشعاعات سينكترون كما أنها تحتاج نصف قطر دوران كبير و هو أمر مكلف اي يساهم في زيادة تكلفة هذا النوع من التجارب [43].
- المصادمات الخطية: صمم هذا النوع من المصادمات من أجل تسريع الجسيمات المشحونة، وفق مسارات مستقيمة، تتكون هذه المصادمات من سلسلة من

الأنابيب الأسطوانية المفرغة من الهواء، مزودة بسلسلة إلكترودات أسطوانية ترتبط مع بعضها بواسطة مصدر جهد متناوب «44»، تكمن السلبية الأساسية في مثل هذه المصادمات في قلة إحتمال حدوث التصادم إلا أنها تتميز بخاصية الإستفطاب.

٢ مصادم الهادرونات الكبير

يعتبر مصادم الهادرونات الكبير أكبر وأقوى مسرع للجسيمات في العالم، يقع على الحدود السويسرية -الفرنسية، هذا المصادم عبارة عن أنبوب دائري مفرغ من الهواء، يقع على عمق 170 متر تحت سطح الأرض و قطر حلقته يقدر ب 27 كلم (من أجل منع وصول وتشويش الإشعاعات الكونية)، الهدف العام من إنشاء هذا المصادم هو معرفة أصل الكون، والتأكد من جسيمة الهيغز .



شكل ١.٣ : مخطط بسيط الهادرونات الكبير

من الناحية العملية فإن أقصى طاقة مركز الكتلة يبلغها المصادم هي $14TeV$، من خلال هذا المصادم يتم اصطدام ($p-p$) بالإضافة إلى إمكانية إصطدام الأيونات الثقيلة ($Pb-Pb$)، تبلغ إنارة المصادم $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ ، تتم عملية تسريع البروتونات

بواسطة حقل كهربائي، ومن أجل إبقاء الجسيمات في مسار منحني يتم تطبيق حقل مغناطيسي بحيث يحتوي المصادم على 1232 ثنائي قطب مغناطيسي ب 8.3 $Tesla$، عملية تسريع البروتونات تمر بمراحل، ففي البداية يتم تسريعها في مسرع خطي حيث تبلغ طاقتها $25\,GeV$، ثم تسرع بواسطة سينيكترون البروتون ps لتبلغ طاقتها $50\,GeV$، بعدها تسرع في سينكترون البروتون الفائق spsلترتفع طاقتها الى $450\,GeV$، وفي النهاية إلى lhc لتبلغ أقصى قيمة للطاقة $14\,TeV$، إصطدام البروتونات يتم في أربعة محطات أساسية أو مايعرف بكواشف ال lhc .

- كاشف أطلس $ATLAS$:

من حيث الحجم يعد كاشف أطلس هو الأكبر، يتم فيه اصطدام البروتونات $p-p$، تم بناءه تحت سطح الأرض بالقرب من موقع سيرن الرئيسي، يتكون كاشف أطلس من ثلاث وحدات كشف، وهي الكاشف الداخلي والجزء المسعر وكاشف الميون، من أهم ميزاته قدرته على إستيعاب كم هائل من البيانات بالإضافة إلى إعتماده على نظام تشغيل متقدم، من أهم أهداف هذا الكاشف هو البحث عن جسيمة الهيغز بالإضافة إلى البحث عن جسيمات يمكن أن تشكل المادة المظلمة .

- كاشف CMS:

أهم ميزة ينفرد بها هذا الكاشف هو الوحيد الذي تم بناءه على سطح الأرض وتم إنزاله، بالإضافة إلى أنه مبني حول مغناطيس ضخم يأخذ شكل أسطواني، كما يولد حقل مغناطيسي يبلغ 4 تسلا، بالرغم من أن لها نفس هدف تجربة أطلس إلا أنها تستخدم حلول تقنية مختلفة وتصميم مختلف لنظام المغناطيس .

- كاشف $LHcb$:

يتكون كاشف $LHcb$ من مطياف وكواشف مستوية، يبلغ طوله 21 متر و عرضه 13 متر و ارتفاعه 10 أمتار يقع على عمق 100 متر تحت سطح الأرض، تختص هذه التجربة في دراسة الإختلافات بين المادة والمادة المضادة وعدم التماثل (تناقض CP).

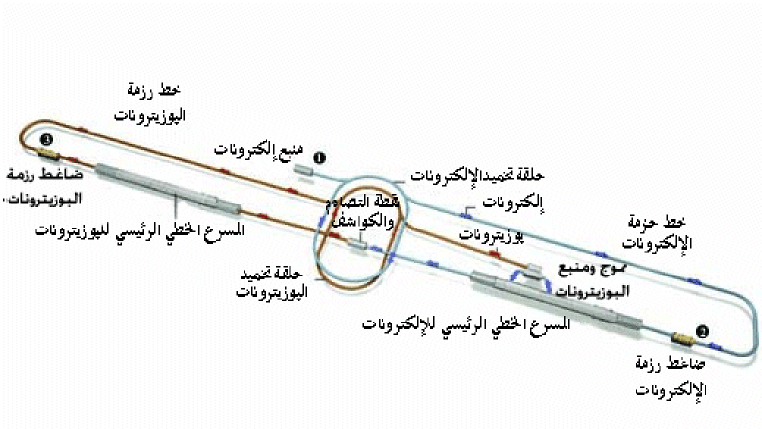
- كاشف $ALICE$:

من خلال هده التجربة يتم دراسة اصطدام الأيونات الثقيلة، تم تصميمه لدراسة فيزياء المادة الكثيفة شديدة التفاعل، كما أن هذا الكاشف يقوم بدراسة بلازما

الغليون - كوارك، وفهم خاصية الحصر في الكروموديناميك الكمي، الهدف الرئيسي لهذا الكاشف هو معرفة كيف ظهرت الجسيمات المكونة لكوننا.

٣ المصادم الخطي الدولي (ILC)

المصادم الخطي الدولي هو مشروع اشتركت في تمويليه عدة دول نتيجة تكلفته المرتفعة تم تقديم تصيممه في 2013، و هو عبارة عن منشأة لتسريع الإلكترونات و البوزيترونات في مسرعات طول كل واحد منهما 15 كم إلى الطاقات العليا إلى غاية 500 جيغاإلكترون فولط في اتجهين متعكسين ثم دراسة نواتج التصادم من خلال كاشفين مختلفين تكنولوجيا و تقع هذه المنشأة في شمال اليابان تحت الجبال «26, 25, 24» و ذلك لتجنب الإشعاعات الكونية و توفير بيئة مناسبة لاكتشاف جسيمات عجز مصادم الهادرونات الكبير عن اكتشافها.



شكل ٢.٣ : مخطط بسيط لمصادم الخطي الدولي

٤ الإنارة L و الدلالة الإحصائية S

تكمن أهمية الإنارة في المصادمات في أنه كلما زادت الإضاة زادت البيانات التي يمكن جمعها، و من خصائص مصادم الهادرونات قوة سطوعه.

يمكننا التعبير عن عدد الحوادث بالعلاقة التالية :

$$N = \mathcal{L}\sigma \qquad (٣.١)$$

حيث:

N: **عدد الحوادث .**

σ : **المقطع الفعال (يقيس إحتمال حدوث التفاعل).**

$\mathcal{L}_{int}$: **الإنارة المتكاملة .**

في LHC **الإنارة اللحظية تعرف:**

$$L = \frac{n_1 n_2}{F} f \qquad (٣.٢)$$

$f = b\nu$: f **تواتر تصادم الدفعات،** b **عدد الدفعات في الحزمة الواحدة،** ν**تواتر الدوران للدفعات .**

n_1**و** n_2 **عدد البروتونات في كل حزمة .**

F: **مساحة المقطع العرضي للدفعات، تقاس الإنارة بمقلوب المساحة في وحدة الزمن** $.m^{-2}s^{-1}$

كما تعرف الإنارة المتكاملة كمايلي :

$$\mathcal{L}_{int} = \int L dt \qquad (٣.٣)$$

هذه الإنارة المتكاملة ضرورية وذلك من أجل الحصول على عدد كبير للحوادث في التفاعلات النادرة. في هذه المذكرة استعملنا التعريف التالي للدلالة الإحصائية S **﴿45﴾، و هذا لما المقطع الفعّال للخلفية لا يكون كبير كفاية بالمقارنة مع المقطع العرض للإشارة**

$$\mathcal{S} = \sqrt{2 * [(N_S + N_{BG}) * log(1 + N_S/N_{BG}) - N_S]}, \qquad (٣.٤)$$

أين N_{BG} **و** N_S **هما عدد الأحداث للخلفية و الإشارة على الترتيب، و المعرفان وفق العلاقة التالية:**

$$N_{S,BG} = E^2.\mathcal{L}_{int}.\sigma_{S,BG}, \quad (٣.٥)$$

حيث E هو القدرة على تميز الجسيمات و هو أقل من واحد، في التفاعل المختار في هذه المذكرة E هو القدرة على تميز الكوارك ($Bottom$) و قيمته هي 0.8 ﴿46﴾.

٥ المتغيرات الحركية في فيزياء المصادمات

يتم وصف حركة جسيمات الحالة النهائية في المصادمات بواسطة متغيرات ديناميكية، هذه المتغيرات تخضع لنظام إحداثيات أسطواني وذلك للتوافق مع الشكل الهندسي لكواشف المصادم ، إذا نعرف هذه المتغيرات كمايلي :

- $Pseudo - Rapidity$ ﴿47﴾: تستعمل لوصف الزاوية θ المحصورة بين مسار الجسيمات و محور الحزمة Z، و هي عديم الوحدة:

$$\eta = -ln\left|tan\frac{\theta}{2}\right| = \frac{1}{2}ln\left(\frac{\left|\overrightarrow{P}\right| + P_z}{\left|\overrightarrow{P}\right| - P_z}\right), \quad (٣.٦)$$

حيث يمثل p_z الإسقاط لكمية الحركة وفق محور الحزمة. في النسبية الخاصة من أجل السروعات الكبيرة للغاية و القريبة من سرعة الضوء، تصبح $Pseudo - Rapidity$ مكافئة للسرعة y ($Rapidity$) و تصبح على الشكل التالي ﴿47﴾:

$$y = \frac{1}{2}ln\left(\frac{E + P_z}{E - P_z}\right) = \frac{1}{2}ln\left(\frac{(E + P_z)^2}{(E^2 - P_z^2)}\right) = ln\left(\frac{E + P_z}{M_T}\right). \quad (٣.٧)$$

نفضل$Pseudo - Rapidity$ و السرعة $Rapidity$على الزاوية θ، لأنهما متغيران ديناميكيان صامدان وفق تحويلات لورانتز.

- الدفع العرضي P_T والطاقة العرضية E_T :

متغيران ديناميكيان يستعملان في المصادمات اللبتونية، بحيث يبقيان صامدين تحت تحويل لورنتز .

تعطى عبارة الدفع العرضي بالعلاقة :

$$P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \qquad (٣.٨)$$

P_xو P_y يمثلان كمية الحركة العمودية على طول محور التصادم (OZ).

أما عبارة الطاقةالعرضية تعطى بالعلاقة «47»:

$$E_T = \sqrt{M^2 + P_T^2} \qquad (٣.٩)$$

تتساوى قيمة الطاقة العرضية و الدفع العرضي عند إنعدام كتلة الجسيمة.

- الكتلة الصامدة و الكتلة العرضية:

الكتلة الصامدة والكتلة العرضية كلاهما صامدتين تحت تحويل لورنتز على طول المحور (OZ).

تعطى الكتلة الصامدة بالعبارة :

$$M^2 = \left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1} \overrightarrow{P_i}\right)^2 \qquad (٣.١٠)$$

الكتلة العرضية تعطى بالعبارة «47»:

$$M_T^2 = M^2 - P_Z^2 \qquad (٣.١١)$$

حيث : $\left(P_Z^2 = -P_x^2 - P_y^2\right)$ P_x وP_yكمية الحركة العمودية على طول الأنبوب .

- نصف قطر فصل المخروطين: و يقصد بنصف قطر فصل المخروطين ΔR الكمية التي تعبر عن الفصل بين مخروطي الهدرونات التي تنتج عن طريق

التهدرن في المصادمات عالية الطاقة مثل المصادم الهدروني الكبير، يتم تجميع الكواركات و الغوليونات الحرة في هادرونات عبر ظاهرة تسمى التهدرن، أين يسمى المخروط الضيق الناتج Jet. **للكواركات و الغليونات في فيزياء الجسيمات، و يعرف بالعلاقة التالية**

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}, \tag{٣.١٢}$$

أين η **تمثل** $Pseudo - Rapidity$، Φ **تمثل زاوية السمت (**$Azimuthal$**).**

الباب ٤

نماذج المادة المظلمة

١ لمحة تاريخية

من بين أسرار الكون الأكثر غموضا ما يعرف بالمادة المظلمة سميت بهذا الإسم لأننا لا نعلم الكثير حولها، فهي مادة تمثل مايقارب 85% من بنية الكون، بالإضافة إلى صعوبة دراستها، بإعتبارها مادة لا تصدر و لا تمتص الضوء، و هي مستقرة لا تتهافت و إنما تأثيرها الجادبي هو دليل وجودها .

تعود فكرة المادة المظلمة للعالم الفلكي السويسري زويكي ﴿48﴾، ففي عام 1933 و من خلال مراقبته لمجموعة من المجرات في عنقود $(Coma)$ لاحظ أن المجرات تدور بسروعات عالية جدا، مما يؤدي إلى تباعدها و تناثرها، لكن ما لاحظه كان عكس ذلك، فالمجرات حافظت على إستقرارها، رغم قوة الطرد المركزي مما سمح له بالإستنتاج أنه لابد من وجود مادة غير مرئية تحيط بالمجرات لضمان إستقرارها و استطاع تقدير كتلتها، أطلق عليها إسم المادة المظلمة غير أن ملاحظاته لم تلق أي تشجيع لكون الفكرة جديدة جدا في دلك الوقت، إلا أن فيرا روبين أحيت فكرته عام 1970﴿49﴾، وذلك من خلال دراستها لدوران مجرة أندروميدا ومجرات أخرى، إذ توصلت إلى أن المجرات تدور بسرعة أكبر من التي تمنحها كتلتها المرئية، كما لاحظت أن سرعة الدوران متساوية بين مركز وحواف المجرة، وهذا ماخلف تناقض في قوانين نيوتن، لأنه كلما زادت المسافة قلت السرعة لهذا توصلت إلى أن المجرات تحيط بها كتلة غير مرئية تمثل حوالي 90% من كتلتها، تعمل على تماسكها، بالإضافة إلى تحليلات أرصاد الخلفية

الميكروية، إذ تبين ان الكون مسطح مكانيا، وهذا يعني أن كثافة المادة في الكون تساوي الكثافة الحرجة، وهذا مالم يتحقق إذ أظهرت الحسابات أن نسبة الكثافة المكونة للمادة المرئية في الكون لا تتجاوز 5%من كثافة المادة في الكون، فكل هذه الملاحظات الفلكية والكسمولوجية تؤيد فكرة وجود المادة المظلمة.

٢ المادة المظلمة السلمية

يعتبر نموذج المادة المظلمة السلمية توسيعة بسيطة للنموذج المعياري، و ذلك من خلال إدخال حقل سلمي أحادي $\phi \sim (1,1,0)$ معرف تحت التناظر $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$، كما أن هذا الحقل يخضع للتناظر الكلي $\mathbb{Z}_2$ و لا يطور القيمة المتوقعة للفراغ و بالتالي يمكن لجسيماته لعب دور المادة المظلمة، يتميز قطاع الهيغز بخاصية وهي إمكانية الإقتران مع القطاع المخفي والمرئي، عندما تفنى ذاتيا تعطي جسيمات النموذج المعياري في الحالة النهائية و ذلك من خلال بوابة الهيغز أو جسر هيغز ﴿21﴾.

يعطى لاغرنج التفاعل لهذا النموذج بالعبارة التالية:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2}\partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi, H), \quad (٤.١)$$

H: ثنائية الهيغز للنموذج المعياري

$V(\phi, H)$:الكمون السلمي الناتج عن إنكسار التناظر الكهروضعيف والمعرف كمايلي:

$$V(\phi, H) \supset \frac{1}{2}m_\phi^2 \phi^2 + \frac{c_s v}{2} h \phi^2, \quad (٤.٢)$$

m_ϕ: كتلة الجسيمة السلمية

c_s:ثابث الربط الرباعي للحد الكموني

h: حقل هيغز العادي للنموذج المعياري

v: القيمة المتوقعة للفراغ في النموذج المعياري، من الناحية التجريبية يمكن إنتاج الجسيمة السلمية في المصادمات إلكترون-بوزيترون، وذلك نتيجة إنصهار البوزون المعياري Z، $e^-e^+ \to e^-e^+h \to e^-e^+\phi\phi$، أو من خلال الإنتاج المرافق $e^-e^+ \to Zh \to Z\phi\phi$ ثم يتهافت ليتهدرن أساسا ﴿50﴾.

إذا كما ذكرنا سابقا فإن أهم خاصية تميز قطاع الهيغز هي إقترانه مع القطاع الخفي، فإذا كان بوزون هيغز يتحلل عبر قناة غير مرئية $h \longrightarrow \phi\phi$، فإن حساب معدل الإضمحلال في هذه الحالة يكون بالإعتماد على المتغيران الحران لهذا النموذج c_s و m_ϕ .

حساب معدل الإضمحلال لتفكك الهيغز عبر قناة غير مرئية

تكتب السعة الإجمالية كما يلي :

$$M_{h\longrightarrow\phi\phi} = c_s v, \qquad (٤.٣)$$

مربع السعة :

$$|M_{h\longrightarrow\phi\phi}|^2 = c_s^2 v^2,$$

نكتب معدل الإضمحلال كمايلي :

$$\Gamma_{inv}(h \longrightarrow \phi\phi) = \frac{1}{2m_h}\int dQ \sum |M_{h\longrightarrow\phi\phi}|^2, \qquad (٤.٤)$$

$$\int dQ = \int \frac{1}{(2\pi)^2}\left(\frac{p}{4m_h} d\Omega_{CM}\right),$$

من قوانين الإنحفاظ لدينا

$m_h = 2m_\phi$ و $p^2 = E_\phi^2 - m_\phi^2 \Rightarrow p^2 = \frac{1}{4}m_h^2 - m_\phi^2$

$$p = \frac{m_h}{2}\left(1 - \frac{4m_\phi^2}{m_h^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \int d\Omega = 4\pi$$

بالتعويض نتحصل على:

$$\begin{aligned}\Gamma_{inv}(h \longrightarrow \phi\phi) &= \frac{c_s^2 v^2}{2m_h}\frac{4\pi}{4(2\pi)^2(2m_h)}\frac{m_h}{2}\left(1 - \frac{4m_\phi^2}{m_h^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \\ &= \frac{c_s^2 v^2}{32\pi m_h}\left(1 - \frac{4m_\phi^2}{m_h^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (٤.٥)$$

كما يعطى القيد التجريبي على نسبة التفرع لتهافت بوزون هيغز غير المرئي بالعلاقة :

$$\mathcal{B}_{inv}(h \to \phi\phi) = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{inv} + \Gamma_{SM}^{tot}} \leq 0.16, \quad (٤.٦)$$

اين $\Gamma_{SM}^{tot} = 4.20\, MeV$ **يمثل معدل اضمحلال الكلي لبوزون هيغز في النمودج المعياري** ﴿51﴾**. هذا القيد التجريبي يمكن لنا ترجمته الى قيد على ثابث الاقتران** c_s **و كتلة الجسيمة السلمية** m_ϕ **على الشكل التالي** ﴿52﴾

$$c_s \leq 1.2882 * 10^{-2}\left(1 - \left(\frac{m_\phi}{62.5\ \text{GeV}}\right)^2\right)^{-\frac{1}{4}}. \quad (٤.٧)$$

سوف نركز على الحالة التي يتم فيها إنتاج أزواج الجسيمات السُلمية انطلاقا من تهافت بوزون هيغز. و هذا يعني أننا سوف نهتم بدراسة نماذج أين كتلة الجسيمة السلمية تحقق $m_\phi \leq m_h/2$، **اين نستعرض قيم المتغيرات الحرة للنمودجين في الجدول (١.٤)**﴿52﴾.

النماذج	المتغيرات الحرة
M_1	$\{m_\phi, c_s\} = \{10\ \text{GeV},\ 1.25 * 10^{-2}\},$
M_2	$\{m_\phi, c_s\} = \{60\ \text{GeV}, 2.35 * 10^{-2}\}.$

جدول ١.٤ : قيم المتغيرات الحرة للنمودج الأول و الثاني

٣ المادة المظلمة الفرميونية

١.٣ لاغرنجي النمودج

من بين النتائج الأكثر إثارة في فيزياء الجسيمات إكتشاف كتل النوترينوهات، وذلك من خلال ملاحظة التذبذبات في تجارب النوترينو في الغلاف الجوي والشمس، هذه النتائج فتحت الباب من أجل توسيع النموذج المعياري، من بين النماذج التي تتجاوز النموذج المعياري هي التي تبحث عن المادة المظلمة التي هي محل دراستنا، فنموذج المادة المظلمة الفرميونية هو الآخر يعتمد على إضافة حقل سلمي أحادي ومشحون $S^+ \, (1,1,2)$، وثلاث نوترينوهات يمينية ثقيلة $N_i \sim (1,1,0)$ حيث $i = 1,2,3$ ﴿9﴾، و لكي يكون أخف النوترينوهات اليمينية الثقيلة مستقر و مرشح جيد للمادة المظلمة، طبقنا التناظر $\mathbb{Z}_2$ الكلي المتقطع﴿53, 09﴾.

$$\mathbb{Z}_2 : \{S^+, N_i\} \longrightarrow \{-S^+, -N_i\} .$$

أما جميع الحقول الأخرى زوجية، يعطى لاغرانج التفاعل لهذا النموذج كمايلي ﴿54﴾:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \{g_{i\alpha} N_i^C \ell_{\alpha R} S^+ + \frac{1}{2} m_{N_i} N_i^C N_i + hc\} - V, \qquad (٤.٨)$$

حيث :

$g_{i\alpha}$ ثوابث الربط الجديدة ليوكاوا($\alpha = \mu, e, \tau$)

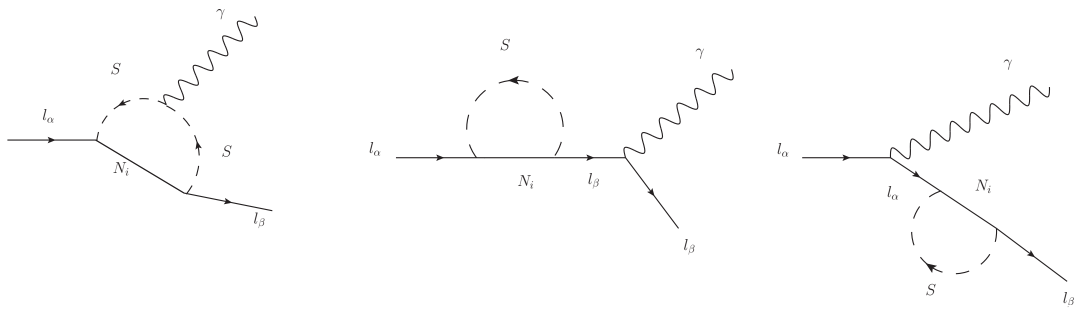
N_i^C نوترينوهات اليمينة (C تمثل مؤثر مرافق الشحنة ، $i = 1,2,3$)

$\ell_{\alpha R}$اللبتون اليميني المشحون

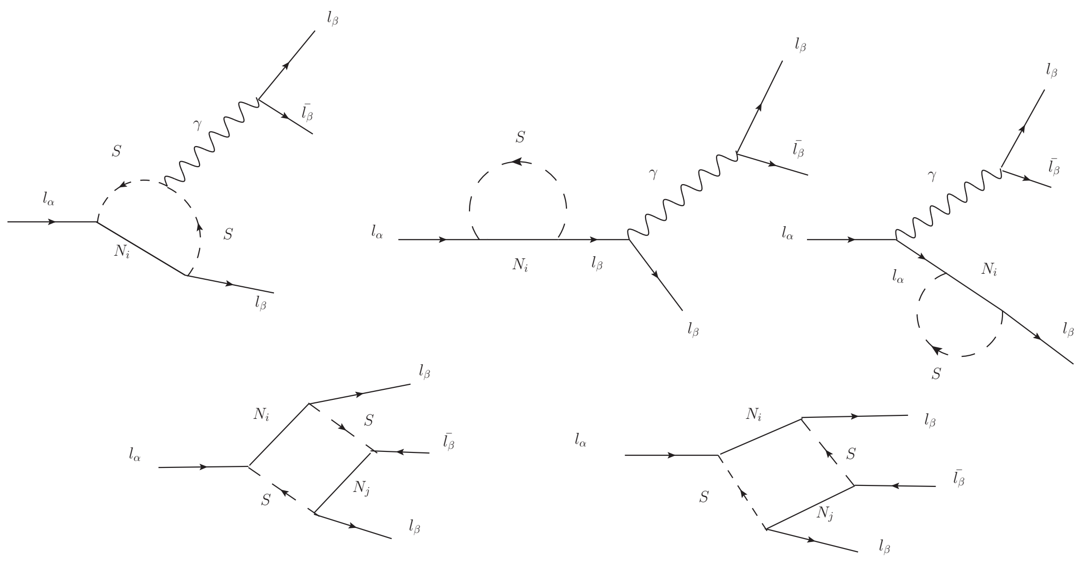
S^+الحقل السلمي المشحون

m_{N_i}كتلة النوترينوهات اليمينة الثقيلة

التفاعلات (٨.٤) تمنح مساهمات جديدة للعزم المغناطيسي للميون الشاذ والعمليات التي تنتهك العدد اللبتوني مثل $\ell_\alpha \to \ell_\beta + \gamma$ و $\ell_\alpha \to \ell_\beta + \bar{\ell_\beta} + \ell_\beta$والتي يتم توليدها جميعا بواسطة حلقة واحدة وبوساطة الجسيمة السلمية المشحونة $S^\pm$ والنوترينوهات اليمينية الثقيلة N_i، كما هو موضح في الشكلين التاليين:



شكل ١.٤ : مخططات فاينمان التي تساهم في العمايات $\ell_\alpha \to \ell_\beta + \gamma$.



شكل ٢.٤ : مخططات فاينمان التي تساهم في العمليات $\ell_\alpha \to \ell_\beta + \bar{\ell_\beta} + \ell_\beta$.

مساهمة التفاعلات (٨.٤) في نسبة التفرع $\ell_\alpha \to \ell_\beta + \gamma$ تعطى بالعلاقة[56, 55] :

$$ß(\ell_\alpha \to \ell_\beta + \gamma) = \frac{3(4\pi)^3\alpha_{em}}{4G_F^2}\,|A_D|^2 * ß(\ell_\beta \nu_\alpha \bar{\nu}_\beta), \qquad (٤.٩)$$

$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi^2}$ ثابت البنية الدقيق الكهرومغناطيسي

G_F: ثابت فارمي

$A_D = \sum_{i=1}^{3} \frac{g_{i\beta}^* g_{i\alpha}}{32\pi^2 m_S^2} F(x_i)$ مساهمة ثنائي القطب، حيث $x_i = \frac{m_{N_i}^2}{m_S^2}$ و $F(x)$ دالة حلقية تكتب على الشكل التالي :

$$F(x) = \frac{1}{6}\left[1 - 6x + 3x^2 + 2x^2 - 6x^2 \log x\right](1-x)^{-4} \qquad (٤.١٠)$$

أما نسبة التفرع للعمليات $\ell_\alpha \to \ell_\beta + \bar{\ell_\beta} + \ell_\beta$ تعرف بالعبارة التالية :

$$\begin{aligned} ß(\ell_\alpha \;\; &\to \;\; \ell_\beta + \bar{\ell_\beta} + \ell_\beta) = \frac{3(4\pi)^3\alpha_{em}}{8G_F^2} \sum |A_D|^2 + |A_D|^2\,(\frac{16}{3}\log(\frac{m_\alpha}{m_\beta}) - \frac{22}{3}) \\ &+ \frac{1}{6}|B|^2 + \frac{1}{3}\frac{m_\alpha^2 m_\beta^2(3\sin^4\theta_w + \sin^2\theta_w + \frac{1}{4})}{m_w \sin^4\theta_w}|A_D|^2 + (-2A_{ND}A_D^* + \\ &\frac{1}{3}A_{ND}B^* - \frac{2}{3}A_D B^* + hc) * ß(\ell_\alpha \to \ell_\beta \nu_\alpha \bar{\nu}_\beta), \qquad (٤.١١) \end{aligned}$$

حيث :

θ_w: زاوية وينبرغ

A_{ND} : مساهمة غير ثنائي القطب

B مخططات فاينمان المربعة

A_{ND}و B معرفتان كما يلي :

$$A_{ND} = \sum_{i=1}^{3} \frac{g_{i\alpha}^* g_{i\alpha}}{96\pi^2 m_s^2} * G(x_i), \qquad (٤.١٢)$$

$$B = \frac{1}{16\pi^2 e^2} \sum_{i,j=1}^{3} [\frac{1}{2} D_1(x_i, y_j) g^*_{j\beta} g_{j\alpha} g^*_{i\beta} g_{i\alpha} + \sqrt{x_i x_j} D_2(x_i, y_j) g^*_{j\beta} g^*_{j\alpha} g_{i\alpha} g_{i\beta}] \quad (٤.١٣)$$

حيث $G(x_i)$ و $D_1(x_i, y_j)$ ، $D_2(x_i, y_j)$ دوال حلقية معرفة كمايلي :

$$G(x) = \frac{1}{6}[2 - 9x + 18x^2 - 11x^3 + 6x^3 \log x](1-x)^{-4}, \quad (٤.١٤)$$

$$D_1(x,y) = -\frac{1}{(1-x)(1-y)} - \frac{x^2 \log x}{(1-x)^2(x-y)} - \frac{y^2 \log y}{(1-y)^2(y-x)}, \quad (٤.١٥)$$

$$D_2(x,y) = -\frac{1}{(1-x)(1-y)} - \frac{x \log x}{(1-x)^2(1-y)} - \frac{y \log y}{(1-y)^2(y-x)}. \quad (٤.١٦)$$

الأن نستعرض قيم المتغيرات الحرة للنموذجين في الجدول (٢.٤)[52]

٢.٣ القيود التجريبية الحالية للمادة المظلمة الفرميونية

١.٢.٣ القيد التجريبي بالمتعلق العزم المغناطسي الشاذ للميون

في هذا النموذج المدروس على العكس من بعض النماذج[57]، مساهمات العزم المغناطسي الشاذ للميون سلبية [14]:

$$\delta a_\mu = \frac{-m_\mu^2}{16\pi^2 m_s^2} \sum_i |g_{i\mu}|^2 F_2\left(\frac{m_{N_i}^2}{m_s^2}\right). \quad (٤.١٧)$$

مما لا يسد الفجوة بين القياسات التجريبية و توقعات النموذج المعياري [58] $\delta a_\mu = a_\mu^{exp} - a_\mu^{SM} = 288(63)(43) * 10^{-11}$.

النماذج	المتغيرات الحرة	القيم
M_3	$m_{N_i}\,(\mathrm{GeV})$	$25.788,\ 28.885,\ 36.274,$
	$m_S\,(\mathrm{GeV})$	$196.75,$
	$g_{i\alpha}/10^{-2}$	$\begin{pmatrix} 75.063 - i0.14367 & 0.0026819 - i0.015758 & -136.03i - 70.675 \\ -3.6203 - i35.9460 & -0.0035368 + i0.041316 & 120.47 - i286.100 \\ -3.0602 - i0.49553 & 0.057628 - i0.2462700 & -235.27 + i33.529 \end{pmatrix},$
M_4	$m_{N_i}\,(\mathrm{GeV})$	$62.184,\ 76.275,\ 95.736,$
	$m_S\,(\mathrm{GeV})$	$126.78,$
	$g_{i\alpha}/10^{-2}$	$\begin{pmatrix} -60.008 + i2.4015 & -0.55187 - i1.1133 & -32.641 + i41.313 \\ 5.0213 + i22.533 & 3.5209 - i2.2480 & -112.35 - i32.473 \\ 4.2829 + i3.7764 & -2.2562 + i2.3886 & -171.25 - i94.890 \end{pmatrix}.$

جدول ٢.٤ : قيم المتغيرات الحرة للنمودج الثالث و الرابع

٢.٢.٣ القيود التجريبية الحالية للتفاعلات التي تنتهك العدد الليبتوني

يجب على التفاعلات (٨.٤) أن تحقق و تحترم جميع القيود التجريبية الموضحة في الجدول (٣.٤)

العمليات	القيود الحالية
$\mathcal{B}\,(\mu \to e + \gamma)$	$4.2 * 10^{-13}$ [59]
$\mathcal{B}\,(\tau \to \mu + \gamma)$	$4.4 * 10^{-8}$ [60]
$\mathcal{B}\,(\tau \to e + \gamma)$	$3.3 * 10^{-8}$ [61]
$\mathcal{B}\,(\tau \to e^- + e^+ + e^-)$	$2.7 * 10^{-8}$ [62]
$\mathcal{B}\,(\mu \to e^- + e^+ + e^-)$	$1.0 * 10^{-12}$ [60]
$\mathcal{B}\,(\tau \to \mu^- + \mu^+ + \mu^-)$	$2.1 * 10^{-8}$ [61]

جدول ٣.٤ : القيود التجربية على العمليات المتعلقة بانتهاك العدد الليبتوني

٣.٢.٣ الكثافة المتبقية

الفرضية الأكثر شيوعا حول نشأة الكون هي نظرية الإنفجار العظيم، النظرية تنص على أن الكون كان عبارة عن نقطة عالية الضغط، الحرارة، الكثافة، بعد الإنفجار مر الكون بعدة مراحل (التضخم الكوني، التوسع، التخليق النووي، ...)، في اللحظات المبكرة من عمر الكون كان هناك توازن حراري، هذا التوازن سمح بخلق جسيمات ثقيلة، كما أن ذلك سمح بتفاعل المادة المظلمة بجسيماتها المضادة، هذا التفاعل يعطي أزواج من جسيمات النموذج المعياري، إذا هذه العملية تعرف بعملية الإفناء، العملية العكسية هي عملية الخلق، من خلالها يتم خلق لجسيمات المادة المظلمة عن طريق تصادم أزواج من جسيمات النموذج المعياري تحت درجات الحرارة العالية، أثناء التوازن الحراري (معدل الفناء معدل الخلق) يبقى عدد الجسيمات ثابت، نتيجة إستقرار جسيمات المادة المظلمة.

من المعروف أن الكون مر بمرحلة توسع، هذا التوسع رافقه انخفاظ في درجة الحرارة (إختلال التوازن الحراري)، نتج عنه تباعد جسيمات المادة المظلمة، مما أدى إلى عدم فنائها، كما أن نقص الطاقة الحركية لجسيمات النموذج المعياري لم يسمح بحدوث الإصدام أي عدم خلق جسيمات المادة المظلمة، تسمى هذه اللحظة بلحظة التجمد، فكيف يمكننا معرفة لحظة التجمد؟ وماهي الكثافة المتبقية؟

يمكن تعريف الكثافة المتبقية بأنها الكثافة العددية لجسيمات المادة المظلمة في لحظة التجمد وهي عدد جسيمات المادة المظلمة في وحدة الحجم، معرفة لحظة التجمد تكون من خلال حساب معدل التفاعل و نساويه مع معدل هابل للتوسع (H)، بعد لحظة التجمد الكون يستمر في التوسع بالمقابل عدد جسيمات المادة المظلمة يبقى ثابتا، هذا حتما يؤدي إلى تناقص لكثافة المادة المظلمة مع مرور الزمن، تتم دراسة هذا التناقص من خلال معادلة بولتزمان والمعرفة بالعبارة الآتية [63]:

$$\frac{dn_{DM}}{dt} = -3Hn_{DM} - < \sigma v > (n_{DM}^2 - n_{DM_{eq}}^2). \qquad (٤.١٨)$$

حيث H يمثل معدل هابل للتوسع، σالمقطع العرضي لإفناء المادة المظلمة، n_{DM}الكثافة العددية للمادة المظلمة، vالسرعة النسبية.

يجب على التفاعلات (٨.٤) أن تحترم القيود التجريبية الأخرى مثل الكثافة المتبقية للمادة المظلمة، إذا اعتبرنا N_1 هو المرشح للعب دور المادة المظلمة في هذه الحالة، القناة الرئيسية للإفناء، سوف تكون بوساطة الجسيمة السلمية المشحونة $S^{\pm}$ في العملية التالية $N_1 N_1 \to \ell_\alpha \ell_\beta$. في حالة وجود قنوات إفناء أخرى،[١] فإن مساهمة إضافية في المقطع الفعال الكلي للإفناء سوف تؤثر في قيمة الكثافة المتبقية. لذلك إذا أخذنا بعين الإعتبار هذه الحالة، يجب علينا ظبط المتغيرات الحرة للنموذج لضمان أن $\Omega_{DM} h^2 = 0.1186 \pm 0.0020$ ﴿28﴾.

٤.٢.٣ القيد المتعلق بتجربة $LEP - II$

ان الأبحاث المتعلقة بالفتون الأحادي و الطاقة المفقودة، و التي تمت في مصادم الكثرون بوزيثرون الكبير $LEP - II$ ، والتي ارتكزت عند طاقة مركز الكتل 189 و $209\, GeV$ و بقيم لمعان موافقة 176 و $130.2\, fb^{-1}$ على الترتيب، كانت ذات نتيجة سلبية للغاية ﴿64﴾. اين وجدوا ان المقطع العرضي للعملية $e^- e^+ \to \gamma + \not{E}_T$ و المحسوب بدقة عالية يتفق مع توقعات النمودج المعياري، الا أنهم لم يجدوا و لا دليل واحد يؤكد لهم انه يمكن إنتاج جسيمات ثقيلة في مصادم الكثرون بوزيثرون الكبير، و عدم تسجيل اي إنحراف عن النمودج المعياري ($S < 3$).

و استنادا إلى هذا البحث السلبي، وجب علينا تقيد متغيرات النموذج حيث لاحظنا انه عندما يكون القيد المتعلق بانتهاك العدد الليبتوني محقق فإن هذا القيد يكون محترم.

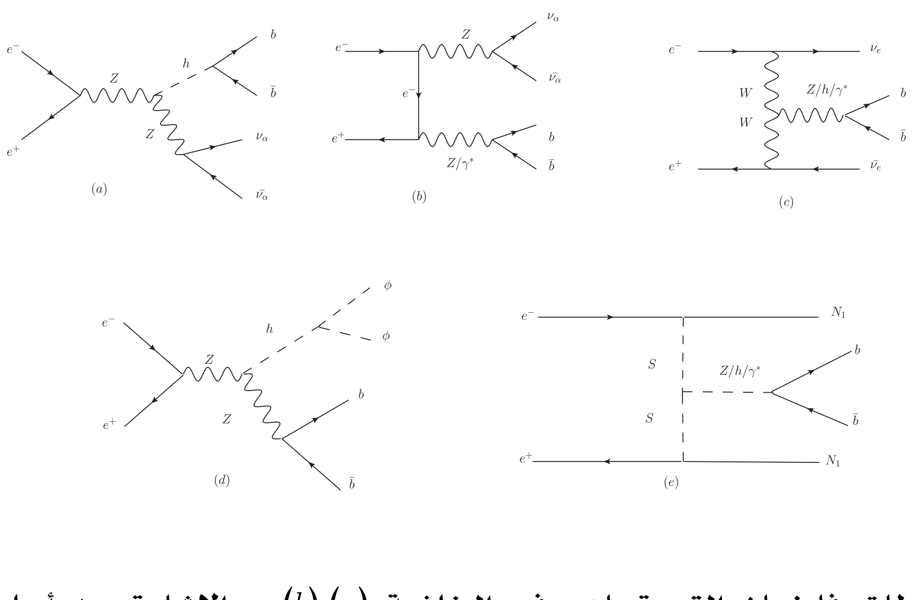
٣.٣ طرق تعزيز الإشارة

إن ما شجعنا على أخد $b\bar{b}$ كحالة نهائية للنماذج المدروسة هو نسبة التفرع الكبيرة لإضمحلال بوزون هيغز h إلى زوج $b\bar{b}$ و التي تقدر $\mathcal{B}\left(h \to b\bar{b}\right) = 57.7\%$، كما أن نسبة تفرع البوزون المعياري Z هي $\mathcal{B}\left(Z \to b\bar{b}\right) = 15.12\%$ و هي أيضا نسبة معتبرة كما أن اختيار القناة $b\bar{b} + \not{E}_T$ مثير للإهتمام لإن نسبة الكفاءة للكشف عن الكوارك ($Bottom$) تبلغ حوالي 80% بينما سوء التعرف على الكوارك

[١] على غرار الحالات في المرجع ﴿14﴾

c و $u/d/s$ تقدر بأقل من 10% و 1% على التوالي، في كل من المصادم الخطي الدولي (ILC)«65».

في هذه المذكرة، نهتم بدراسة العملية $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$ بإستخدام الحزم غير المستقطبة مع تخفيضات مناسبة ثم الحزم المستقطبة مع نفس التخفيضات، وذلك من أجل قيمتين مختلفتين لطاقة مركز الكتل $E_{c.m.} = 500$ GeV و 1 TeV، أين العملية المدروسة، يملك في النموذج المعياري ثلاث عمليات فرعية و الطاقة العرضية المفقودة أو الضائعة هي النوترينوهات الخفيفة للنموذج المعياري $\not{E}_T^{(SM)} \equiv \nu_\alpha \bar{\nu}_\alpha$، حيث $\alpha = \mu, e, \tau$. أما في النمودج المادة المظلمة ذات طبيعة فرميونية، فإن النوترينو الأخف من بين الثلاث النوترينوهات اليمينية الثقيلة هو المرشح الأفضل للعب دور المادة المظلمة، أما أثقلها، $N_{2,3}$، فيتم إنتاجها كزوج في المصادمات، ثم تتهافت إلى أزواج من اللبتونات المشحونة $\ell_{\alpha R}\ell_{\beta R}(\alpha, \beta = \mu, e, \tau)$ و زوج من المادة المظلمة $N_1 N_1$ عبر العمليات التي تتم بوساطة الجسيمة السلمية $S^\pm$، أما في النمودج المادة المظلمة ذات طبيعة السلمية فالجسيمة السلمية ϕ هي التي تلعب دور المادة المظلمة.



أهم مخططات فاينمان التي تساهم في الخلفية (a)،(b) و الإشارة من أجل العملية $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$. : ٣.٤ شكل

١.٣.٣ الطريقة الأولى استعمال التخفيضات

يمكن لتخفيضات المناسبة أن تعمل على خفض الخلفية و تعزيز الإشارة، هناك طريقتين لتحديد هذه التخفيضات، الطريقة الآلية حيث نستعمل بعض البرماجيات لاستخراج التخفيضات بشكل دقيق، كما يمكننا استعمال الطريقة الثانية التي تعتمد على العنصر البشري في إستخراج التخفيضات و ذلك باستعمال شعاع غير مستقطب من الالكترونات و البوزيثرونات، و هذا لتوليد المقطع العرضي التفاضلي لكل من الخلفية و الإشارة باستعمال مجموعة من التخفيضات تسمى التخفيضات الأولية ثم الحصول على توزيعات الخلفية و النمادج و مقارنتها ويتم ذلك عند طاقتي مركز ثقل مختلفين $E_{CM} = 500$ GeV و 1 TeV و اللعب على المتغيرات الحركية المستعملة في المصادمات الليبتونية الخطية أي أننا نستخرج المجالات التي تعمل على خفض الخلفية دون المساس بالإشارة بل تعمل على تعزيزها، كما تم ذلك في المرجع «52, 18»، إن النتائج المعروضة في هذه المذكرة في هذه الفقرة كلها استعملت مباشرة من المرجع المذكور سابقا.

بتطبيق المجموعة الكاملة من التخفيضات الموضحة في الجدول (٤.٤)،

E_{CM}	مجموعة التخفيضات
500	$15 < p_T^b$ ، $30 < \not{E}_T$ ، $71 < M^{b,\bar{b}} < 145$ ، $0.4 < \triangle R_{b,\bar{b}}$, $90 \leq E_T^{b,\bar{b}} \leq 230$, $210 \leq M_T^{b,\not{E}_T}$,
1000	$15 < p_T^b$, $30 < \not{E}_T$, $71 < M^{b,\bar{b}} < 145$, $0.4 < \triangle R_{b,\bar{b}}$,$125 \leq E_T^{b,\bar{b}}$, $240 \leq M_T^{b,\not{E}_T}$.

المجموعة الكاملة من التخفيضات من اجل التفاعل $e^- e^+ \rightarrow b\bar{b} + \not{E}_T$ عند طاقتي مركز الثقل $E_{CM} = 500$ GeV و $E_{CM} = 1$ TeV. حيث يمثل p_T^b كمية الحركة العرضية للكوارك القعري (b)، $\not{E}_T$ هي الطاقة المفقودة، $M^{b,\bar{b}}$ تمثل الكتلة الصامدة للكوارك القعري (b) و ضد الكوارك القعري $(\bar{b})$، $\triangle R_{b,\bar{b}}$هي زاوية المخروط الضيق. $E_T^{b,\bar{b}}$ الطاقة العرضية للكوارك القعري (b) و ضد الكوارك القعري $(\bar{b})$،$M_T^{b,\not{E}_T}$ تمثل الكتلة العرضية للكوارك القعري-الطاقة المفقودة. جميع الكتل و الطاقات تقدر بوحدة GeV. : ٤.٤ جدول

عند طاقتي مركز الثقل $E_{CM} = 500$ GeV و $E_{CM} = 1$ TeV، و باستعمالنا حزمة غير مستقطبة من الاكثرونات و البوزيترونات، تحصلنا على النتائج الموضحة في الجدول (٥.٤)

نلاحظ من خلال نتائج الجدول (٥.٤) ان المقطع العرضي للإشارة إنخفض قليلا

E_{CM} (GeV)	σ^{BG} (fb)	النمادج	σ^{S} (fb)	σ'^{BG} (fb)	σ'^{S} (fb)	$\mathcal{S}_{100}$	$\mathcal{S}_{500}$
500	108.19	M_1	1.475	17.804	0.520	0.9808	2.1936
		M_2	1.479		0.638	1.2024	2.6888
		M_3	1.425		0.956	1.7960	4.0168
		M_4	1.338		1.070	2.0088	4.4912
1000	233.27	M_1	0.352	49.072	0.282	0.3216	0.7192
		M_2	0.353		0.292	0.3328	0.7448
		M_3	1.265		0.942	1.0720	2.3976
		M_3	0.954		0.760	0.8656	1.9352

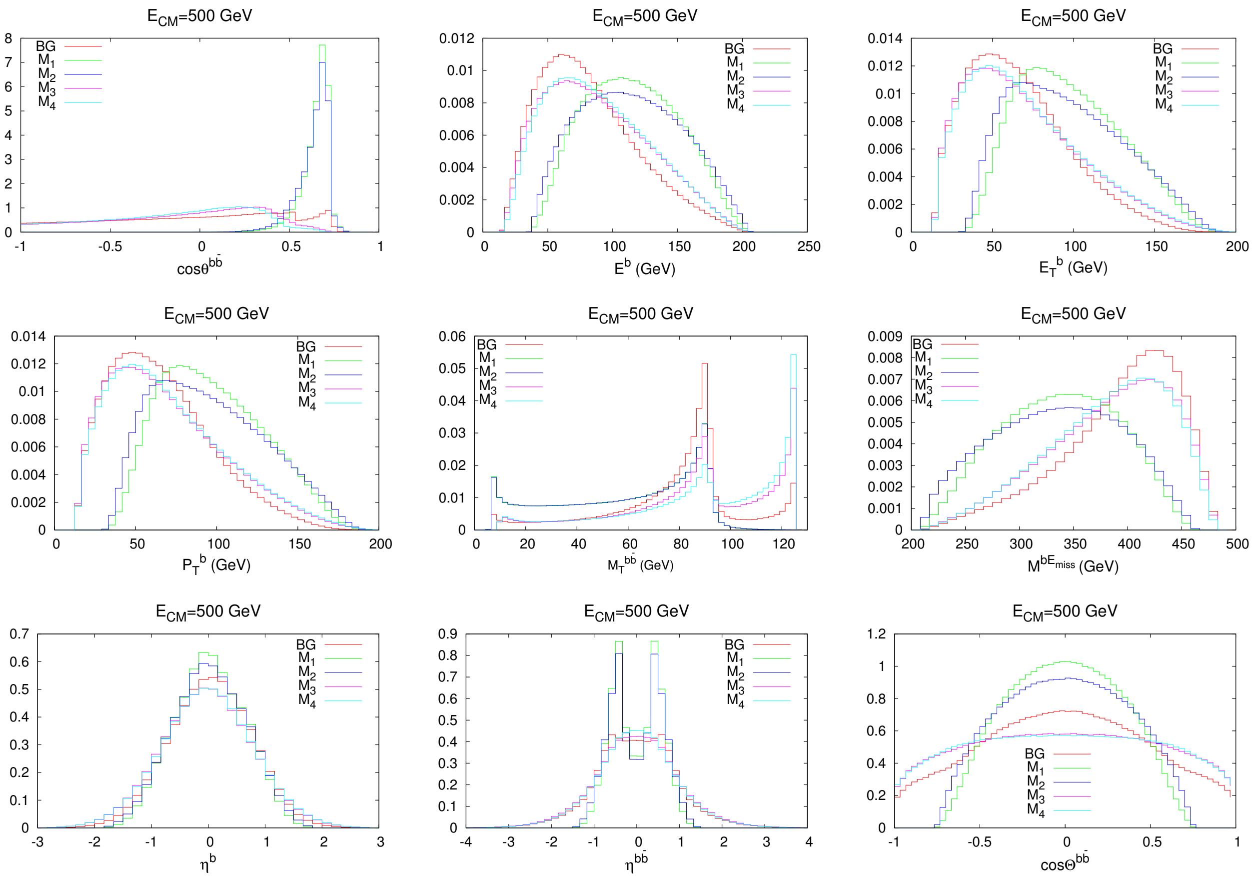
تعطى قيم المقطع العرضي للخلفية و الاشارة باستعمال التخفيضات الأولية σ^{S},σ^{BG}و بعد تطبيق المجموعة الكاملة من التخفيضات الموضحة في الجدول (٤.٤) σ'^{S},σ'^{BG} عند طاقتي مركز الثقل $E_{CM}=500$ GeV و 1 TeV. أهمية الاشارة $\mathcal{S}_{100}$ و $\mathcal{S}_{500}$ المتعلقة بالسطوع $L=\ 100\ fb^{-1}$ و $500\ fb^{-1}$ على الترتيب. : ٥.٤ جدول

بالنسبة لجميع النمادج المدروسة و عند طاقتي مركز الثقل $E_{CM}=500$ GeV و 1 TeV و ذلك لما استعملنا المجموعة الكاملة من التخفيضات الموضحة في الجدول (٤.٤) مقارنة بالحالة التي استعملنا فيها التخفيضات الاولية بينما إنخفض المقطع العرضي للخلفية بحوالي 83.5%(79%) **عند طاقة مركز الكتل** $E_{CM}=500$ GeV $(E_{CM}=\ 1$ TeV).

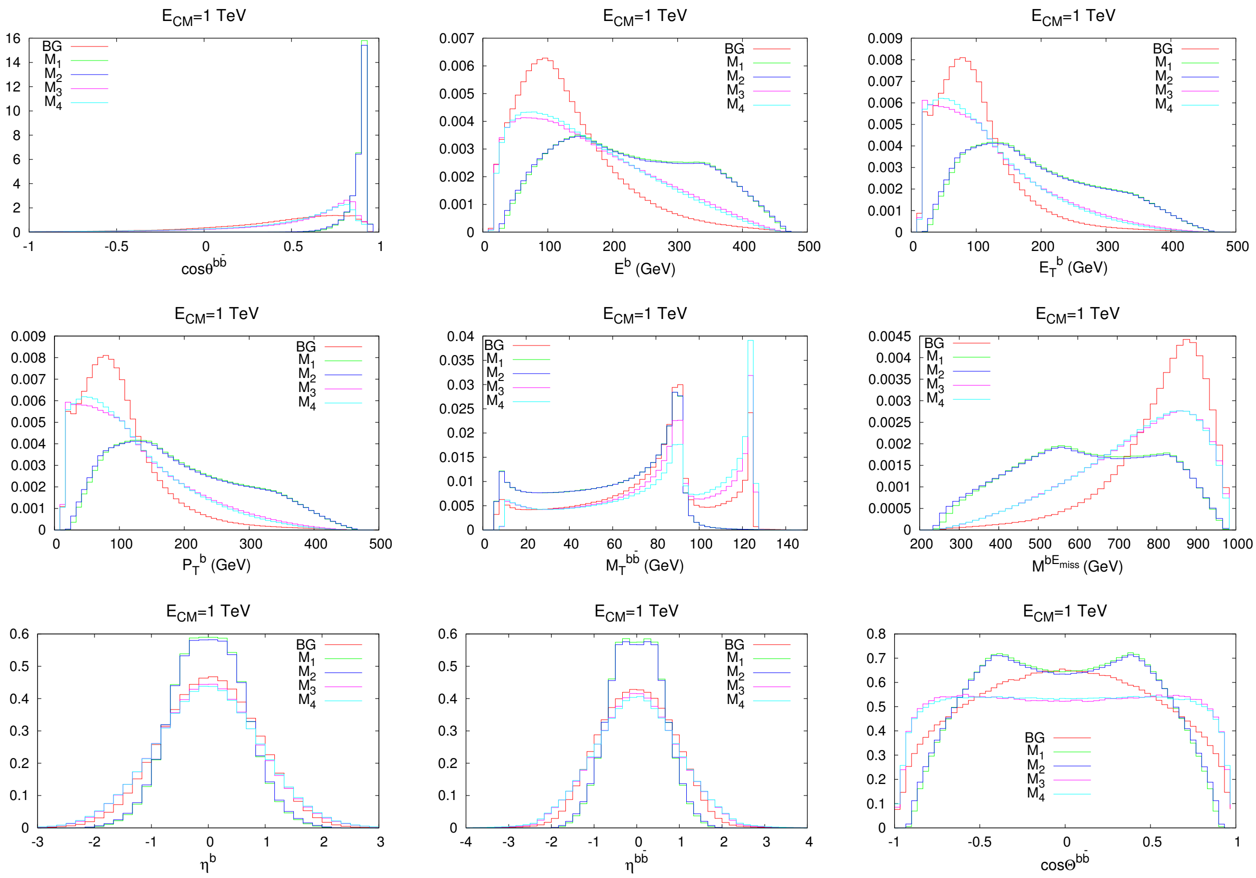
لا نشاهد أي إنحراف عن النموذج المعياري بالنسبة لجميع النمادج عند كلتا طاقة مركز الكتلة من أجل قيمة السطوع $L=100\ fb^{-1}$. بينما نلاحظ وجود إنحراف عن النموذج المعياري بالنسبة للنمودج الثالث و الرابع $M_{3,4}$ عند طاقة مركز الكتل $E_{CM}=500$ GeV من أجل قيمة السطوع $L=500\ fb^{-1}$. أما عند طاقة مركز الكتل $E_{CM}=1$ TeV و من أجل نفس قيمة السطوع فإننا لا نشاهد إنحراف عن النموذج المعياري لجميع النماذج.

الأن نستعرض مختلف التوزيعات في الشكل (٤.٤) و (٥.٤) من أجل قيم السطوع المرتفعة و التي تسمح لنا بمشاهدة الإشارة بوضوح من اجل طاقتي مركز الثقل $E_{CM}=500$ GeV و 1 TeV على الترتيب.

من خلال الشكل (٤.٤)، نلاحظ ان التوزيعات في حالة المادة المظلمة السلمية لها



شكل ٤.٤ : مختلف التوزيعات لتفاعل $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$ عند $E_{CM} = 500$ GeV



شكل ٥.٤ : مختلف التوزيعات لتفاعل $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$ عند $E_{CM} = 1$ TeV

أشكال مختلفة مقارنة بتوزيعات الخلفية و المادة المظلمة الفرميونية، خاصة من أجل التوزيعات التالية: E^b، $cos(\theta^{b,\bar{b}})$,الزاوية القطبية بين الكوارك b والكوارك المضاد ، E_T^b، p_T^b، $M^{b,\not{E}_T}$، $\eta^{b,\bar{b}}$ و $cos(\Theta^{b,\bar{b}})$. اما توزيعات المادة المظلمة الفرميونية فلها نفس الشكل مقارنة بتوزيعات الخلفية مع إنحراف بسيط. بينما من خلال الشكل (٥.٤)، فإننا يمكن التميز بسهولة بين المادة المظلمة السلمية و الفرميونية و دلك بسبب الإختلاف الواضح في شكل التوزيعات و هذا مقارنة حتى مع الخلفية.

٢.٣.٣ الطريقة الثانية استعمال الخاصية الإستقطاب

إن التجارب المستقبلية التي ستقام في المصادم الخطي الدولي ، قد تلجاء إلى استعمال خاصية الحزم المستقطبة للإلكترون و البوزيترون التي يمكن أن تصل إلى 80% معناه $|P(e^-)| < 0.80$، أما درجة الإستقطاب البوزيترونات يمكنها أن تصل إلى 30% أي $|P(e^+| < 0.30)$ ﴿26, 25, 24﴾، هذه الخاصية أو الميزة سوف تسمح لنا بتحديد طبيعة المادة المظلمة، هل هي فرميونية، سلمية أو شعاعية؟ كما تسمح بتقليل أو كبح الخلفية و تعزيز و تقوية الإشارة وفق تركيبات إستقطاب معينة، لأن في التفاعل المدروس الإلكترون ذو مركبة يمينية و البوزيترون ذو مركبة يسارية. إن استقطاب الإلكترون أو البوزيترون يعرف كمايلي:

$$P\,(f) = (N_{f_R} - N_{f_L})/(N_{f_R} + N_{f_L}), \qquad (٤.١٩)$$

حيث N_{f_R} و N_{f_L} هو عدد الفرميونات ذات المركبة اليمينية و اليسارية على الترتيب.

باستعمال خاصية الإستقطاب $P\,(e^-, e^+) = [+0.8, -0.3]$، و الإحتفاظ بالتخفيضات السابقة في الجدول(٤.٤) نعيد دراسة و تحليل نفس العملية السابقة عند نفس طاقات مركز الكتل، أين نستعرض النتائج في الجدول (٦.٤) و نقارنها مع تلك المتحصل عليها باستعمال الحزمة غير المستقطبة.

بالإعتماد على الجدول (٦.٤)، و بإجراء مقارنة بين الحالة التي لم نستعمل فيها خاصية الحزم المستقطبة مع التي استعملنا فيها هذه الخاصية، نلاحظ انخفض المقطع الفعال للخلفية σ^{BG}، بحوالي 72% و 80% من أجل طاقة مركز الكتل

	$P(e^-,e^+) = [0,0]$					$P(e^-,e^+) = [+0.8,-0.3]$			
$E_{c.m.}$ (GeV)	$\sigma^{BG}(fb)$	Models	$\sigma^S\ (fb)$	$\mathcal{S}_{100}$	$\mathcal{S}_{500}$	$\sigma^{BG}\ (fb)$	$\sigma^S\ (fb)$	$\mathcal{S}_{100}$	$\mathcal{S}_{500}$
500	17.804	M_1	0.520	0.9808	2.1936	5.061	0.558	1.9488	4.3584
		M_2	0.638	1.2024	2.6888		0.685	2.3832	5.3304
		M_3	0.956	1.7960	4.0168		2.166	7.2328	16.1736
		M_4	1.070	2.0088	4.4912		2.570	8.4944	18.9944
1000	49.072	M_1	0.282	0.3216	0.7192	9.950	0.303	0.7640	1.7096
		M_2	0.292	0.3328	0.7448		0.313	0.7896	1.7656
		M_3	0.942	1.0720	2.3976		5.472	12.8312	28.6912
		M_4	0.760	0.8656	1.9352		4.219	10.0520	22.4784

تعطى قيم المقطع الفعال للخلفية $\sigma^{BG}(fb)$ و الإشارة $\sigma^S(fb)$ باستعمال المجموعة الكاملة من التخفيضات الموضحة في الجدول (٤.٤) عند طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV باستعمال الحزم غير المستقطبة ($P(e^-,e^+) = [0,0]$) و باستعمال الحزم المستقطبة ($P(e^-,e^+) = [+0.8,-0.3]$) . الدلالة الإحصائية للإشارة $\mathcal{S}_{100}$ و $\mathcal{S}_{500}$ المتعلقة بالسطوع $L = 100\ fb^{-1}$ و $500\ fb^{-1}$ على الترتيب. : ٦.٤ جدول

.

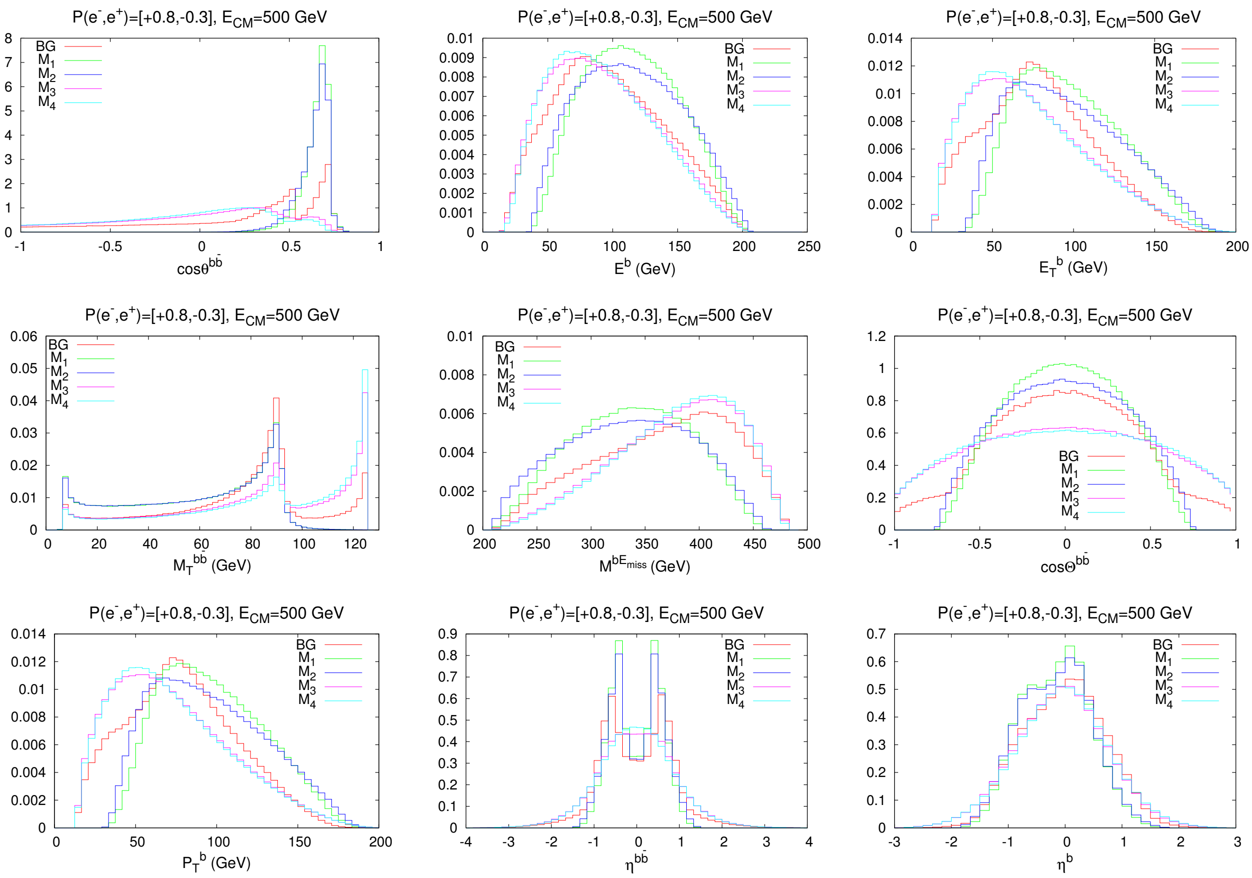
بحوالي σ^S للإشارة بينما ارتفع المقطع الفعال للإشارة σ^S بحوالي 7% من أجل النموذجين الأول و الثاني عند كل من طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV. مما ساهم في تعزيز الدلالة الإحصائية للإشارة $\mathcal{S}$ بحوالي 98% (137%) عند طاقة مركز الكتل (500 GeV 1 TeV) لكلا النموذجين. كما نسجل ارتفاع قيمة المقطع الفعال للنموذج الثالث (النموذج الرابع) بحوالي 127% (140%) و بحوالي 481% (455%) عند طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV، على التوالي. و هذا ما سمح برفع الدلالة الإحصائية $\mathcal{S}$ بحوالي 303% (323%) و بحوالي 1097% (1061%) من أجل النموذج الثالث M_3 (النموذج الرابع M_4) عند طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV، على الترتيب. عند اسعمالنا لخاصية الحزم المستقطبة $P(e^-,e^+) = [+0.8,-0.3]$، تم خفض المقطع العرضي للخلفية بشكل حاد و هذا راجع لإخماد أو كبح المفاصل التي تجمع بين الإلكترون، البوزيترون مع البوزون المعياري عكس تماما في حالة المادة المظلمة الفرمبونية أين يحصل تعزيز للمفاصل التي تجمع الجسيمة السلمية المشحونة مع فرميونات ماجورانا (النوترينوهات اليمينية الثقيلة) و اللبتونات المشحونة مما يؤدي إلى رفع من قيمة المقطع الفعال للإشارة.

نسجل وجود اكتشاف بالنسبة للنموذج الثالث و الرابع من أجل كلتا طاقة مركز الكتل و من أجل من أجل قيمة السطوع $L = 100\ fb^{-1}$، كما نلاحظ من أجل قيمة السطوع $L = 500\ fb^{-1}$ وجود إكتشاف من أجل جميع النماذج ماعدا النموذج الأول عند طاقة مركز الكتل $500\ \text{GeV}$. بينما عند طاقة مركز الكتل $1\ \text{TeV}$، و من أجل نفس قيمة السطوع، فإننا لا نرى أي إنحراف عن النموذج المعياري بالنسبة للنموذجين الأول و الثاني أين المادة المظلمة ذات طبيعة سلمية، و على العكس من ذلك، نرى بوضوح وجود إكتشاف من أجل النموذجين الثالث و الرابع . من أجل ذلك سوف نحتاج إلى قيم سطوع عالية ($1ab^{-1}$ أو أكثر) حتى نتمكن من مشاهدة إشارة النموذجين الأول و الثاني بوضوح، أين المادة المظلمة في هذه الحالة تكون ذات طبيعة سلمية.

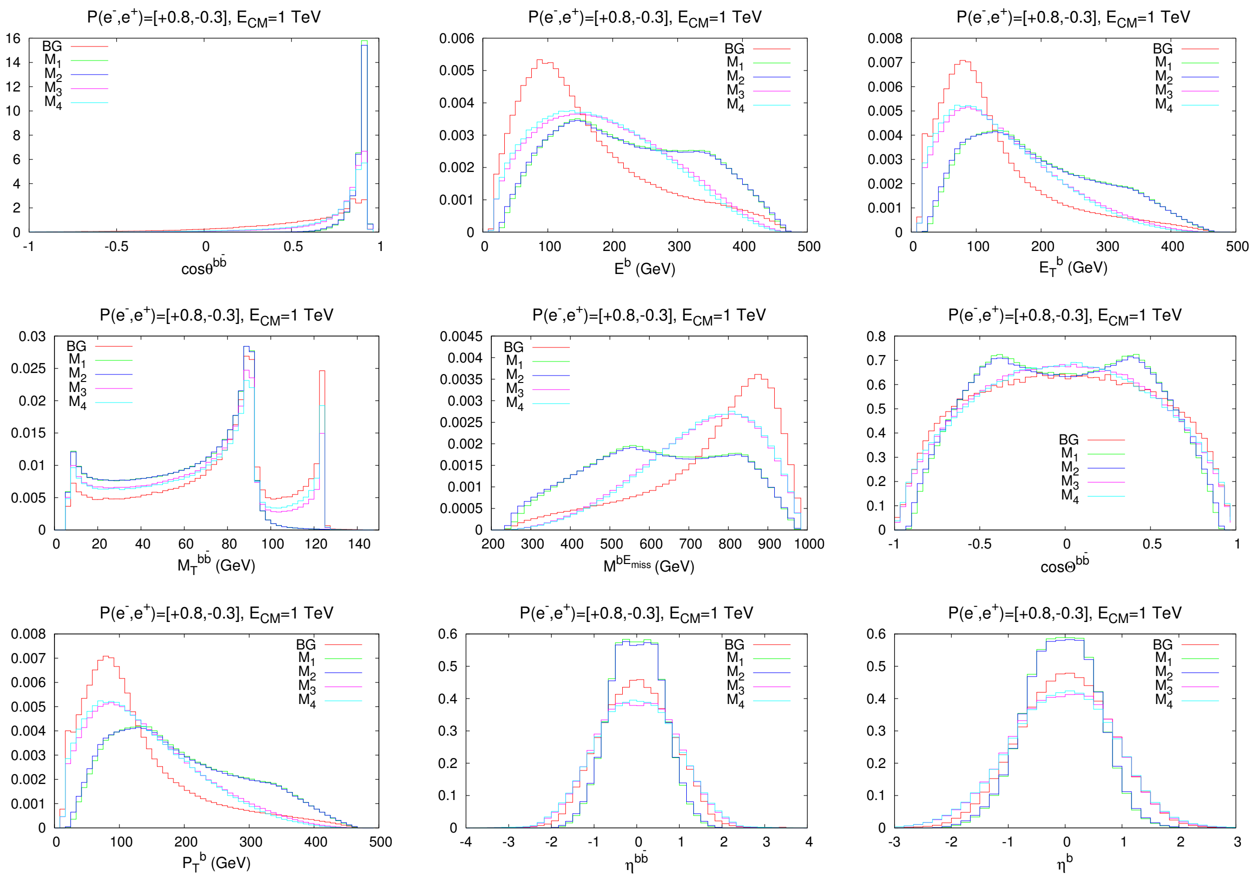
في الشكل (٦.٤) و (٧.٤) نستعرض الآن مختلف التوزيعات المقننة، باستعمال خاصية الحزم المستقطبة $P\left(e^{-}, e^{+}\right) = [+0.8, -0.3]$ و ذلك من أجل طاقة مركز الكتل $500\ \text{GeV}$ و $1\ \text{TeV}$ على الترتيب:

إستنادا إلى الشكل (٦.٤) أي من أجل طاقة مركز الكتل $500\ \text{GeV}$، نلاحظ أن التوزيعات في حالة المادة المظلمة ذات الطبيعة السلمية أي توزيعات النموذجين الأول و الثاني $M_{1,2}$ لها أشكال مختلفة مقارنة بتوزيعات الخلفية (النموذج المعياري)، خاصة من أجل المتغيرات الحركية التالية: E_T^b، p_T^b، $M^{b,\not{E}_T}$، η^b و $cos(\Theta^{b,\bar{b}})$. ومع ذلك، نلاحظ أيضا أن توزيعات النموذجين الثالث و الرابع $M_{3,4}$ أين المادة المظلمة ذات طبيعة فرميونية لها أشكال مختلفة مقارنة بتوزيعات الخلفية، خاصة من أجل المتغيرات الحركية التالية: $cos(\theta^{b,\bar{b}})$ الزاوية القطبية بين الكورك (b)والكوارك المضاد($\bar{b}$)، E^b طاقة الكوارك (b)، E_T^bالطاقة العرضية للكوارك (b)، p_T^bالدفع العرضي للكوارك (b)، $M^{b,\not{E}_T}$الكتلة الصامدة للطاقة المفقودة مع الكوارك(b)، $\eta^{b,\bar{b}}$ و $cos(\Theta^{b,\bar{b}})$ الزاوية القطبية بين الكورك (b)والكوارك المضاد($\bar{b}$)في تجاه الدفع.

من خلال الشكل (٧.٤) أي من أجل طاقة مركز الكتل $1\ \text{TeV}$، نلاحظ أن توزيعات المتغيرات الحركية التالية: E^b، E_T^b، p_T^b، $M^{b,\not{E}_T}$ و $cos(\Theta^{b,\bar{b}})$ لها أشكال مختلفة تماما مقارنة بين الخلفية، المادة المظلمة السلمية $M_{1,2}$ و المادة المظلمة الفرميونية $M_{3,4}$. كما يمكننا أن نلاحظ أن توزيعات الخلفية و المادة المظلمة الفرميونية لها نفس الشكل خاصة من أجل المتغيرات الحركية التالية: $cos(\theta^{b,\bar{b}})$، η^b و $\eta^{b,\bar{b}}$.



شكل ٦.٤ : مختلف التوزيعات لتفاعل $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$ عند $E_{CM} = 1$ TeV



شكل ٧.٤ : مختلف التوزيعات لتفاعل $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$ عند $E_{CM} = 1$ TeV

من خلال إجراء مقارنة بين النتائج المتحصل عليها عند طاقة مركز الكتل 500 GeV باستعمال الحزم المستقطبة في الشكل (٦.٤) مع تلك المتحصل عليها باستعمال الحزم غير المستقطبة في الشكل (٤.٤)، يمكننا ملاحظة وجود اختلاف واضح بينهما. على سبيل المثال، في حالة المادة المظلمة الفرميونية $M_{3,4}$، توزيعات المتغيرات الحركية التالية: E^b، E_T^b، p_T^b و $M^{b,\not{E}_T}$ تكون أعظمية من أجل الإنزياحات التالية: $30\ \text{GeV} < E^b < 70\ \text{GeV}$، $10\ \text{GeV} < E_T^b < 60\ \text{GeV}$، $15\ \text{GeV} < p_T^b < 65\ \text{GeV}$ و $350\ \text{GeV} < M^{b,\not{E}_T} < 465\ \text{GeV}$ على الترتيب. أما في حالة المادة المظلمة السلمية $M_{3,4}$، نجد أن توزيعات المتغيرات الحركية التالية: $cos(\Theta^{b,\bar{b}})$ و η^b تكون أعظمية من أجل الإنزياحات التالية: $|cos(\Theta^{b,\bar{b}})| < 0.65$ و $-1 < \eta^b < 0.2$ على التوالي. أما عند طاقة مركز الكتل 1 TeV و بمقارنة النتائج المتحصل عليها بإستعمال و بدون استعمال الحزم المستقطبة في الشكل (٧.٤) و (٥.٤)، و بالتركيز على حالة المادة المظلمة الفرميونية $M_{3,4}$، فإننا يمكن أن نلاحظ أن التوزيعات تكون أعظمية من أجل المتغيرات الحركية التالية: E^b، p_T^b، $M^{b,\not{E}_T}$ و $cos(\Theta^{b,\bar{b}})$ خلال الإنزياحات التالية: $160\ \text{GeV} < E_T^b < 380\ \text{GeV}$، $160\ \text{GeV} < p_T^b < 330\ \text{GeV}$ $450\ \text{GeV} < M^{b,\not{E}_T} < 780\ \text{GeV}$، $|cos(\Theta^{b,\bar{b}})| < 0.4$ على الترتيب.

في الجدول (٧.٤)، نلخص عدد الأحداث للخلفية والإشارة لمختلف النماذج بإستخدام الحزمة المستقطبة ($P(e^-, e^+) = [+0.8, -0.3]$) و بإستخدام حزمة غير مستقطبة ($P(e^-, e^+) = [0, 0]$)، عند كل من طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV.

النتائج المعروضة في الجدول (٧.٤)، تبين لنا بوضوح أن إستعمال الحزم المستقطبة $P(e^-, e^+) = [+0.8, -0.3]$ أدى إلى خفض عدد أحداث الخلفية N_{BG} بحوالي 72% و 80% من أجل طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV، على التوالي. في نفس الوقت، أدى إستعمالها أيضا إلى الرفع من عدد أحداث الإشارة N_S للنموذجين $M_{2,1}$ بحوالي 7.3% من أجل طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV. أما النموذجين M_3 (M_4) فإن عدد الأحداث إرتفع بحوالي 127%(140%) و بحوالي 481% (455%) من أجل طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV علي الترتيب. إن هذا الفائض من الأحداث ما هو إلاّ دليل واضح حول طبيعة المادة المظلمة، يعني هذا، أن المادة المظلمة تكون ذات طبيعة فرميونية لما الفائض في الأحداث يكون حوالي خمسة أضعاف أما إذا كان فائض الأحداث ضعفين فإن المادة المظلمة تكون ذات طبيعة سلمية.

	$P(e^-,e^+) = [0,0]$					$P(e^-,e^+) = [+0.8,-0.3]$			
$E_{c.m.}$ (GeV)	N_{BG}	Models	N_S	$\mathcal{S}_{100}$	$\mathcal{S}_{500}$	N_{BG}	N_S	$\mathcal{S}_{100}$	$\mathcal{S}_{500}$
500	1139.456	$M1$	33.2864	0.9808	2.1936	323.904	35.7120	1.9488	4.3584
		M_2	40.8320	1.2024	2.6888		43.8400	2.3832	5.3304
		M_3	61.1840	1.7960	4.0168		138.6368	7.2328	16.1736
		M_4	68.4800	2.0088	4.4912		164.4864	8.4944	18.9944
1000	3140.608	M_1	18.0608	0.3216	0.7192	636.8064	19.4048	0.7648	1.7104
		M_2	18.6944	0.3328	0.7448		20.0320	0.7896	1.7656
		M_3	60.2880	1.0720	2.3976		350.2080	12.8312	28.6912
		M_4	48.6528	0.8656	1.9360		270.0224	10.0528	22.4784

عدد أحداث الخلفية N_{BG} و الإشارة لمختلف النماذج N_S باستعمال المجموعة الكاملة من التخفيضات الموضحة في الجدول (٤.٤) عند طاقة مركز الكتل 500 GeV و 1 TeV بإستعمال الحزم غير المستقطبة ($P(e^-,e^+) = [0,0]$) و باستعمال الحزمة المستقطبة ($P(e^-,e^+) = [+0.8,-0.3]$). الدلالة الإحصائية للإشارة $\mathcal{S}_{100}$ و $\mathcal{S}_{500}$ المتعلقة بالسطوع $L = 100\ fb^{-1}$ و $500\ fb^{-1}$ على الترتيب. : ٧.٤ جدول

الباب ٥

الخاتمة

في هذه المذكرة، تناولنا النموذج المعياري بجميع أقسامه، نجاحاته و إخفقاته كما تطرقنا إلى آلية هيغز و تحلله إلى جسيمات النمودج المعياري و إكتساب الجسيمات كتلتها ثم درسنا المصادمات الدورانية و الخطية كما قمنا بالتحقيق في إمكانية الكشف عن أهمية الإشارة للمادة المظلمة و تحديد طبيعتها هل هي سلمية أم فرميونية، و التي يمكن إنتاجها في المصادمات إلكترون-بوزيترون الخطية المستقبلية مثل المصادم الخطي الدولي ILC ، لهذا قمنا بدراسة التفاعل التالي $e^-e^+ \to b\bar{b} + \not{E}_T$ من أجل طاقتي مركز ثقل مختلفين $E_{CM} = 500$ GeV و 1 TeV.

و من أجل ذلك اخترنا لكل حالة نموذجين إثنين، أين تحققنا من أن هذه النمادج المختارة تحترم القيود التجريبية الحالية مثل الإضمحلال غير المرئي لبوزون هيغز، العزم المغناطسي الشاذ للميون، إنتهاك النكهة الليبتونية (LFV)، الكثافة الأثرية للمادة المظلمة و القيود التجريبية المحتملة من تجربة المصادم اكترون-بوزيترون الكبير في سيرن $LEP-II$.

من أجل تحسين الإشارة قما أولا بتطبيق مجموعة من التخفيضات، حيث وجدنا انه عند استعمالنا لمجموعة التخفيضات المناسبة في الجدول (٤.٤)، إنخفضت قيمة المقطع العرضي للخلفية بشكل ملحوظ و ارتفعت أهمية الإشارة، خاصة في الحالة التي تكون فيها المادة المظلمة ذات طبيعة فرميونية حيث سجلنا وجود إنحراف عن النمودج المعياري عند طاقة مركز الكتل $E_{CM} = 500$ GeV و من أجل قيمة السطوع $L = 500\, fb^{-1}$. كما وجدنا أنه عند طاقة مركز الكتل

$E_{CM} = 500$ GeV، **يمكننا تميز و تحديد طبيعة المادة المظلمة من خلال توزيعات المتغيرات الحركية التالية** $cos(\theta^{b,\bar{b}})$, E^{b}، E_T^{b}، p_T^{b}، $M^{b,\not{E}_T}$، $\eta^{b,\bar{b}}$ **و** $cos(\Theta^{b,\bar{b}})$. **كما نسجل وجود إنزياح جلي لمعظم التوزيعات المقننة للمادة المظلمة ذات الطبيعة الفرميونية عن الخلفية. كما يمكننا التميز بسهولة تامة بين حالتي المادة المظلمة السلمية و الفرميونية من خلال اغلب التوزيعات وذلك عند مركز الثقل** $E_{CM} = 1$ TeV.

في الخطوة الثانية نعيد نفس الخطوات السابقة لكن مع استخدامنا لخاصية الحزم المستقطبة، لاحظنا ان قيمة المقطع العرضي للخلفية انخفضت بحوالي 80% **و على العكس من دلك تماما، فان قيمة المقطع العرضي للاشارة ارتفعت بحوالي** 480% **خاصة لما تكون المادة المظلمة ذات طبيعة فرميونية، من اجل طاقة مركز الكتل** $E_{CM} = 1$ TeV، **مما أدى إلى تعزيز قيمة اهمية الإشارة بشكل كبير و بالتالي سهولة إكتشافها و باستخدام قيم صغيرة للمعان مقارنة بالخطوة الأولى، حيث لسجلنا وجود اكتشاف من أجل النمودجين الثالث و الرابع** $M_{3,4}$، **من أجل قيمة السطوع** $L = 100\ fb^{-1}$. **مما جعل عدد أحداث الإشارة تضاعف خمس مرات من أجل المادة المظلمة الفرميونية بينما تضاعف مرتين في حالة المادة المظلمة السلمية مما أدى الى إختلاف واضح بين التوزيعات المتحصل عليها في الخطوة الأولى مقارنة مع الخطوة الثانية و ذلك عند كل من طاقة مركز الثقل** $E_{CM} = 500$ GeV **و** 1 TeV.

المصادر

[1] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].

[2] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 30 (2012) [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].

[3] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 5651 (2001) [hep-ex/0103032]. Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001) [nucl-ex/0106015].

[4] T. P. Cheng and L. F. Li, Phys. Rev. D **22**, 2860 (1980).

[5] A. Zee, Phys. Lett. **93B**, 389 (1980) Erratum: [Phys. Lett. **95B**, 461 (1980)].

[6] E. Ma, Phys. Rev. Lett. **81**, 1171 (1998) [hep-ph/9805219].

[7] A. Zee, Nucl. Phys. B **264**, 99 (1986).

[8] K. S. Babu, Phys. Lett. B **203**, 132 (1988).

[9] L. M. Krauss, S. Nasri and M. Trodden, Phys. Rev. D **67**, 085002 (2003) [hep-ph/0210389].

[10] M. Aoki, S. Kanemura and O. Seto, Phys. Rev. Lett. **102**, 051805 (2009) [arXiv:0807.0361 [hep-ph]]; M. Aoki, S. Kanemura and O. Seto, Phys. Rev. D **80**, 033007 (2009) [arXiv:0904.3829 [hep-ph]].

[11] M. Gustafsson, J. M. No and M. A. Rivera, Phys. Rev. Lett. **110**, no. 21, 211802 (2013) Erratum: [Phys. Rev. Lett. **112**, no. 25, 259902 (2014)] [arXiv:1212.4806 [hep-ph]].

[12] S. M. Boucenna, S. Morisi and J. W. F. Valle, Adv. High Energy Phys. **2014**, 831598 (2014) [arXiv:1404.3751 [hep-ph]]; Y. Cai, J. Herrero-Garcia, M. A. Schmidt, A. Vicente and R. R. Volkas, arXiv:1706.08524 [hep-ph].

[13] H. Okada and K. Yagyu, Phys. Rev. D **93**, no. 1, 013004 (2016) [arXiv:1508.01046 [hep-ph]]; L. G. Jin, R. Tang and F. Zhang, Phys. Lett. B **741**, 163 (2015) [arXiv:1501.02020 [hep-ph]]; K. Cheung, T. Nomura and H. Okada, arXiv:1610.04986 [hep-ph]; S. Baek, H. Okada and T. Toma, JCAP **1406**, 027 (2014) [arXiv:1312.3761 [hep-ph]]; S. Kashiwase, H. Okada, Y. Orikasa and T. Toma, Int. J. Mod. Phys. A **31**, no. 20n21, 1650121 (2016) [arXiv:1505.04665 [hep-ph]]; S. Kanemura, K. Nishiwaki, H. Okada, Y. Orikasa, S. C. Park and R. Watanabe, PTEP **2016**, no. 12, 123B04 (2016) [arXiv:1512.09048 [hep-ph]]; S. Kanemura, O. Seto and T. Shimomura, Phys. Rev. D **84**, 016004 (2011). E. Ma, Phys. Rev. D **73**, 077301 (2006) [hep-ph/0601225]. A. Ahriche, C. S. Chen, K. L. McDonald and S. Nasri, Phys. Rev. D **90**, 015024 (2014) [arXiv:1404.2696 [hep-ph]]. A. Ahriche, K. L. McDonald and S. Nasri, JHEP **1410**, 167 (2014) [arXiv:1404.5917 [hep-ph]]. L. Megrelidze and Z. Tavartkiladze, Nucl. Phys. B **914**, 553 (2017) [arXiv:1609.07344 [hep-ph]].

[14] A. Ahriche, K. L. McDonald and S. Nasri, JHEP **1602**, 038 (2016) [arXiv:1508.02607 [hep-ph]]. A. Ahriche, K. L. McDonald and S. Nasri, JHEP **1606**, 182 (2016) [arXiv:1604.05569 [hep-ph]].

[15] M. Aoki, S. Kanemura, K. Sakurai and H. Sugiyama, Phys. Lett. B **763**, 352 (2016) [arXiv:1607.08548 [hep-ph]]. P. Fileviez Perez, T. Han, G. Y. Huang, T. Li and K. Wang, Phys. Rev. D **78**, 071301 (2008) [arXiv:0803.3450 [hep-ph]]. C. S. Chen, C. Q. Geng, J. N. Ng and J. M. S. Wu, JHEP **0708**, 022 (2007) [arXiv:0706.1964 [hep-ph]]. J. Kersten and A. Y. Smirnov, Phys. Rev. D **76**, 073005 (2007) [arXiv:0705.3221 [hep-ph]]. A. Das and N. Okada, Phys. Rev. D **88**, 113001 (2013)

[arXiv:1207.3734 [hep-ph]]. D. Atwood, S. Bar-Shalom and A. Soni, Phys. Rev. D **76**, 033004 (2007) [hep-ph/0701005]. S. Antusch, E. Cazzato and O. Fischer, JHEP **1604**, 189 (2016) [arXiv:1512.06035 [hep-ph]]. S. Antusch, E. Cazzato and O. Fischer, Int. J. Mod. Phys. A **32** (2017) no.14, 1750078 [arXiv:1612.02728 [hep-ph]].

[16] A. Ahriche, S. Nasri and R. Soualah, Phys. Rev. D **89**, no. 9, 095010 (2014) [arXiv:1403.5694 [hep-ph]]. C. Guella, D. Cherigui, A. Ahriche, S. Nasri and R. Soualah, Phys. Rev. D **93**, no. 9, 095022 (2016) [arXiv:1601.04342 [hep-ph]]. D. Cherigui, C. Guella, A. Ahriche and S. Nasri, Phys. Lett. B **762**, 225 (2016) [arXiv:1605.03640 [hep-ph]].S. Y. Ho and J. Tandean, Phys. Rev. D **89**, 114025 (2014) [arXiv:1312.0931 [hep-ph]]. S. Kanemura, T. Nabeshima and H. Sugiyama, Phys. Rev. D **87**, no. 1, 015009 (2013) [arXiv:1207.7061 [hep-ph]].

[17] M. Chekkal, A. Ahriche, A. B. Hammou and S. Nasri, Phys. Rev. D **95**, no. 9, 095025 (2017) [arXiv:1702.04399 [hep-ph]].

[18] N. Baouche and A. Ahriche, Phys. Rev. D **96**, no.5, 055029 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.96.055029 [arXiv:1707.05263 [hep-ph]].

[19] M. Lindner, M. Platscher and F. S. Queiroz, arXiv:1610.06587 [hep-ph].

[20] P. Achard *et al.* [L3 Collaboration], Phys. Lett. B **587**, 16 (2004) [hep-ex/0402002].

[21] A. Birkedal, K. Matchev and M. Perelstein, Phys. Rev. D **70**, 077701 (2004) [hep-ph/0403004].

[22] Y. Mambrini, Phys. Rev. D **84**, 115017 (2011) [arXiv:1108.0671 [hep-ph]]. X. G. He and J. Tandean, Phys. Rev. D **84**, 075018 (2011) [arXiv:1109.1277 [hep-ph]]. G. Belanger, K. Kannike, A. Pukhov and M. Raidal, JCAP **1301**, 022 (2013) [arXiv:1211.1014 [hep-ph]]. J. M. Cline, K. Kainulainen, P. Scott and C. Weniger, Phys. Rev. D **88**, 055025 (2013) Erratum: [Phys. Rev. D **92**, no. 3, 039906 (2015)] [arXiv:1306.4710 [hep-ph]]. H. Han, J. M. Yang, Y. Zhang and S. Zheng,

Phys. Lett. B **756**, 109 (2016) [arXiv:1601.06232 [hep-ph]]. A. Abada, D. Ghaffor and S. Nasri, Phys. Rev. D **83**, 095021 (2011) [arXiv:1101.0365 [hep-ph]]. A. Abada and S. Nasri, Phys. Rev. D **85**, 075009 (2012) [arXiv:1201.1413 [hep-ph]].

[23] A. Ahriche and S. Nasri, Phys. Rev. D **85**, 093007 (2012) [arXiv:1201.4614 [hep-ph]].

[24] T. Behnke, C. Damerell, J. Jaros, A. Miyamoto et al. (ILC Collaboration), arXiv:0712.2356 [physics.ins-det].

[25] C. Adolphsen *et al.*, arXiv:1306.6328 [physics.acc-ph].

[26] H. Baer *et al.*, arXiv:1306.6352 [hep-ph].

[27] M. J. Boland *et al.* [CLIC and CLICdp Collaborations], arXiv:1608.07537 [physics.acc-ph].

[28] P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], Astron. Astrophys. **594**, A13 (2016) [arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO]].

[29] E. Fermi. Z. Phys. 88 (1934) 161 ; Nuovo Cim. 11 (1934) 1.

[30] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.

[31] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.

[32] A. Salam, Nobel Symposium n o 8 (N. Svartholm, ed.), Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968) 367.

[33] P.W. Higgs. Phys.Rev. Let. 13 (1964) 508.

[34] M. Gell-Mann, Physics Letters, vol. 8, p. 214, 1964.

[35] G. Zweig, Rap.tech. CERN Report 8419/TH.401, 1964.

[36] C. L. Cowan Jr. and F. Reines. 178:pp. 446-449, 1956. C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Science, 124(3212):pp. 103-104,1956.

[37] SLAC-SP-017, J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406-1408.

[38] M. Kobayashi, T. Maskawa . CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction Progress of Theoretical Physics. 49: 652.(1973).

[39] UA1 Collab., G. Arnison et al., Phys. Lett. B 122 (1983) 103.

[40] B. Degrange "Gargamelle et la dcouverte des courants neutres" Sminaire LLR 2009.

[41] S. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Physical Review D, vol. 2, p. 1285, 1970.

[42] Collaboration, Physics Letters B, vol. 716,no. 1, p. 1-29, 2012.

[43] Timothy Koeth, "USPAS Cyclotrons June 2011".

[44] CHEKKAL Meziane "La violation de la conservation du nombre leptonique dans des theories avec neutrino droit" Physics Doctoral Thesis, USTO-Oran 2018.

[45] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, Eur. Phys. J. C **71**, 1554 (2011) Erratum: [Eur. Phys. J. C **73**, 2501 (2013)] [arXiv:1007.1727 [physics.data-an]].

[46] T. Suehara and T. Tanabe, Nucl. Instrum. Meth. A **808**, 109 (2016) [arXiv:1506.08371 [physics.ins-det]].

[47] M. D. Schwartz," TASI Lectures on Collider Physics," arXiv:1709.04533 [hep-ph].

[48] F. Zwicky, APJ 86 (1937) 217.

[49] Y. Sofue and V. Rubin, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **39**, 137 (2001) [astro-ph/0010594].

[50] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], Chin. Phys. C **40**, no. 10, 100001 (2016).

[51] S. Heinemeyer *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group], arXiv:1307.1347 [hep-ph].

[52] BAOUCHE Nabil "Identifying the nature of dark matter at leptonic linear colliders " Physics Doctoral Thesis, ENS COUBA-Alger 2018.

[53] A. Ahriche, K. L. McDonald and S. Nasri, arXiv:1505.04320 [hep-ph].

[54] A. Ahriche and S. Nasri, JCAP **1307**, 035 (2013) [arXiv:1304.2055 [hep-ph]].

[55] T. Toma and A. Vicente, JHEP **1401**, 160 (2014) [arXiv:1312.2840 [hep-ph]].

[56] J. Hisano, T. Moroi, K. Tobe and M. Yamaguchi, Phys. Rev. D **53**, 2442 (1996) [hep-ph/9510309].

[57] C. W. Chiang, H. Okada and E. Senaha, Phys. Rev. D **96**, no. 1, 015002 (2017) [arXiv:1703.09153 [hep-ph]]. D. A. Dicus, H. J. He and J. N. Ng, Phys. Rev. Lett. **87**, 111803 (2001) [hep-ph/0103126]. T. Nomura, H. Okada and Y. Orikasa, Phys. Rev. D **94**, no. 5, 055012 (2016) [arXiv:1605.02601 [hep-ph]]. T. Nomura and H. Okada, Phys. Rev. D **94**, 075021 (2016) [arXiv:1607.04952 [hep-ph]]. K. S. Babu and J. Julio, Nucl. Phys. B **841**, 130 (2010) [arXiv:1006.1092 [hep-ph]]. S. Lee, T. Nomura and H. Okada, arXiv:1702.03733 [hep-ph].

[58] A. M. Baldini *et al.* [MEG Collaboration], Eur. Phys. J. C **76**, no. 8, 434 (2016) [arXiv:1605.05081 [hep-ex]].

[59] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 021802 (2010) [arXiv:0908.2381 [hep-ex]].

[60] K. Hayasaka *et al.*, Phys. Lett. B **687**, 139 (2010) [arXiv:1001.3221 [hep-ex]].

[61] U. Bellgardt *et al.* [SINDRUM Collaboration], Nucl. Phys. B **299**, 1 (1988).

[62] U. Bellgardt *et al.* [SINDRUM Collaboration], Nucl. Phys. B **299**, 1 (1988).

[63] J. Edsj¨o and P. Gondolo. Neutralino relic density including coannihilations. Phys. Rev. D, 56(1879), 1997.

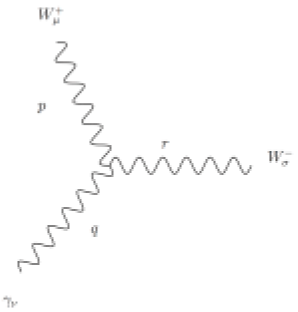
[64] P. Achard *et al.* [L3 Collaboration], Phys. Lett. B **587**, 16 (2004) [hep-ex/0402002].

[65] T. Suehara and T. Tanabe, Nucl. Instrum. Meth. A **808**, 109 (2016) [arXiv:1506.08371 [physics.ins-det]].

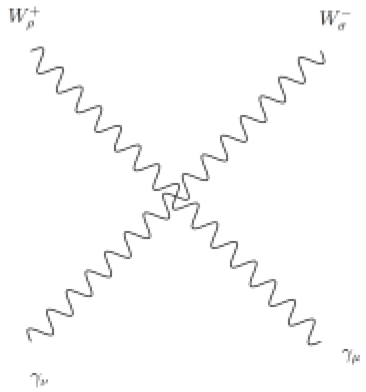
ملحق (ا)

قواعد فاينمان المستعملة في الحساب

the vertces



$$= -ie[g_{\mu\nu}(q-p)_\sigma + g_{\mu\sigma}(p-r)_\nu + g_{\nu\sigma}(r-q)_\mu]$$

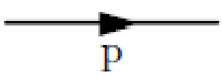


$$= -ie^2[2g_{\mu\nu}g_{\rho\sigma} - g_{\mu\rho}g_{\nu\sigma} - g_{\mu\sigma}g_{\nu\rho}]$$

قواعد فاينمان

Propagator

Fermion



$$i\,\frac{\not p + m}{p^2 - m^2 + i\,\epsilon}$$

Massless spin 1 boson (Feynman gauge)

$$-\,i\,\frac{g^{\mu\,\nu}}{k^2 + i\,\epsilon}$$

ملخص

في هذه المذكرة، تحققنا من إمكانية الكشف عن اهمية الاشارة للمادة المظلمة و تحديد طبيعتها هل هي سلمية ام فرميونية، و التي يمكن انتاجها في المصادمات الكترون-بوزيترون الخطية المستقبلية مثل المصادم الخطي الدولي ILC ، لهذا قمنا بدراسة التفاعل التالي $e^-e^+ \to b\bar{b} + E_T$ من اجل طاقتي مركز ثقل مختلفين $E_{CM} = 500$ GeV و 1 TeV.

أين اخترنا لكل حالة نمودجين اثنين، كما تحققنا من ان هذه النمادج تحترم القيود التجريبية الحديثة مثل الاضمحلال غير المرئي لبوزون هيغز، العزم المغناطيسي الشاذ للميون، انتهاك النكهة الليبتونية (LFV)، الكثافة الاثرية للمادة المظلمة و القيود التجريبية المحتملة من تجربة المصادم اكترون-بوزيترون الكبير في سيرن $LEP-II$.

و من أجل تحسين الإشارة، قما أولا بتطبيق مجموعة من التخفيضات، أين انخفضت قيمة المقطع العرضي للخلفية بشكل ملحوظ و ارتفعت اهمية الاشارة، خاصة في الحالة التي تكون فيها المادة المظلمة ذات طبيعة فرميونية حيث سجلنا وجود انحراف عن النمودج المعياري عند طاقة مركز الكتل $E_{CM} = 500$ GeV من اجل قيمة السطوع $L = 500\, fb^{-1}$. كما سجلنا وجود انزياح جلي لمعظم التوزيعات المقننة للمادة المظلمة ذات الطبيعة الفرميونية عن الخلفية. كما يمكننا التميز بسهولة تامة بين حالتي المادة المظلمة السلمية و الفرميونية من خلال اغلب التوزيعات وذلك عند مركز الثقل $E_{CM} = 1$ TeV.

في الخطوة الثانية نعيد نفس الخطوات السابقة لكن مع استخدامنا لخاصية الحزم المستقطبة، لاحظنا ان قيمة المقطع العرضي للخلفية انخفضت بحوالي 80% و على العكس من دلك تماما، فان قيمة المقطع العرضي للاشارة ارتفعت بحوالي 480% خاصة لما تكون المادة المظلمة ذات طبيعة فرميونية، من اجل طاقة مركز الكتل $E_{CM} = 1$ TeV، ، حيث سجلنا وجود اكتشاف من اجل النمودجين الثالث و الرابع ، من اجل قيمة السطوع $L = 100\ fb^{-1}$. مما جعل عدد احداث الاشارة تضاعف خمس مرات من اجل المادة المظلمة الفرميونية بينما تضاعف مرتين في حالة المادة المظلمة السلمية مما ادى الى اختلاف واضح بين التوزيعات المتحصل عليها في الخطوة الاولى مقارنة مع الخطوة الثانية و ذلك عند كل من طاقة مركز الثقل $E_{CM} = 500$ GeV و 1 TeV.

الكلمات المفتاحية : المادة المظلمة، المصادم الخطي الدولي، التفاعلات التى تنتهك النكهة اللبتونية، النوترينوات اليمينية، الدلالة الاحصائية.

Résumé

Dans cette thèse, nous avons étudié la possibilité de détecter la signification de signal pour la matière noire et d'identifier sa nature, aux future collisionneurs électron-positron tels que le collisionneur linéaire international et le collisionneur linéaire compact, a deux énergies différentes du centre de masse $E_{c.m.} = 500$ GeV et 1 TeV, a travers le processus $e^+ + e^- \rightarrow b\bar{b} + \not{E}_T$. Pour ce but, nous considérons deux types de modèles dans lesquels la matière noire pourrait etre soit un rèal scalaire soit un lourd neutrino droit semblable a de nombreus modèles motivés par la masse des neutrinos. Pour le premier modèle, nous prenons une extension très simple du modèle standard en ajoutant un réel scalaire singulet ϕ, pour le duxième modèle, le modèle standard a été étendu avec un scalaire singulet chargé éléctriquement $S^{\pm}$ et toirs neutrinos droits N_i, ou les leptons chargés sont couplés aux neutrinos droits via une interaction qui viole le saveur leptonique qui implique un scalare singulet chargé. Donc nous avons considéré deux ensembles de valeurs de de paramètres pour les deux modèles, et nous avons défini et étudié les différentes contraintes expérimentales récentes, comme la désintégration invisible de Higgs, le moment magnétique anormal du muon, la violation de saveur leptonique, la densité relique de la matière noire, et les contrainteset du LEP-II . Après cela, nous définissons un ensemble de coupures cinématiques qui suppriment le fond (le model standard), et générer des différentes distribution qui sont utiles pour identifier la nature de la matière noire. L'utilisation de faisceaux polarisés $P(e^-, e^+) = [+0.8, -0.3]$ au collisionneur linéaire international facilité la détection du signal et l'identification de la matière noire devient plus claire, ou la significance statistique est augmentée par deux fois (cinq fois) pour la matière noire scalaire (fermionique).

Mots-clés : la matière noire, le collisionneur linéaire international , le collisionneur linéaire compact, les process FLV, le champ scalaire singulet chargé $S^{\pm}$, les neutrino droit, la significance statistique.

abstract

In this thesis, we investigated the possibility of detecting the signal significance of dark matter and identifying its nature, at the future electron-positron colliders such as the International Linear Collider (ILC) and Compact Linear Collider (CLIC), at two different center-of-mass energies $E_{c.m.} = 500$ GeV and 1 TeV, through the process $e^+ + e^- \to b\bar{b} + \not{E}_T$. For this purpose, we consider two types of models in which the dark matter could be either a real scalar or a heavy right-handed neutrino similar to many models motivated by neutrino mass. For the first model, we take a very simple extension of standard model by adding a real singlet scalar ϕ, for the second model, the standard model was extended with an electrically charged singlet scalar filed $S^\pm$ and three right-handed neutrinos N_i, where the charged leptons are coupled to the right-handed neutrinos via a lepton flavor violating interaction (FLV) that involves a charged singlet scalar. So we considered two parameter values sets for both models, and we defined and investigated the different recent experimental constraints, like the Higgs invisible decay, the muon anomalous magnetic moment, lepton flavor violation, dark matter relic density, and the constraints from LEP-II. After that we define a set of kinematical cuts that suppress the background (the standard model), and generate different distributions that are useful in identifying the dark matter nature. The use of polarized beams $P(e^-, e^+) = [+0.8, -0.3]$ at the International Linear Collider makes the signal detection easier and the dark matter identification more clear, where the statistical significance gets enhanced by twice (five times) for scalar (fermionic) dark matter.

Keywords : dark matter, ILC, CLIC, FLV process, charged singlet scalar filed $S^\pm$, right-handed neutrinos, the statistical significance.