مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (39) العدد (5) 2017
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (39) No. (5) 2017

حساب التصحيحات الإشعاعية في التفاعلات اللاقياسية (NSI) للنيوترينو مع الإلكترون خارج اطار النموذج القياسي

الدكتور جبور جبور [*]
الدكتور جهاد ملحم [**]
خولة حسين [***]

(تاريخ الإيداع 5 / 6 / 2017. قُبِل للنشر في 10 / 9 /2017)

□ ملخّص □

تم في هذا البحث حساب المقطع العرضي التفاضلي الفعّال للتفاعل المدروس داخل اطار النموذج القياسي وخارجه وحسبت التصحيحات الإشعاعية الناجمة عن ادخال المركبات السلمية وشبه السلمية والتنسورية في مطال التفاعل بطريقتين مختلفتين وتبيّن أنها متعلقة فقط بمربعات ثوابت الاقتران $(g_S^2),(g_p^2)$، (g_T^2).

ناقش البحث مدى صمود النموذج القياسي أمام توسيع مطال التشتت المرن للنيوترينو على الالكترون مستفيدين من القيم التجريبية لثوابت الاقتران المتحصل عليها مؤخرا من تجربتي TEXONO , LSND.

الكلمات المفتاحية: تفاعلات قياسية– تفاعلات لاقياسية– تصحيحات اشعاعية– مركبات تنسورية

[*] **استاذ ، قسم الفيزياء ،كلية العلوم ،جامعة تشرين، سورية**
[**] **استاذ ، قسم الفيزياء ،كلية العلوم ،جامعة تشرين، سورية**
[***] **طالبة دكتوراه ، قسم الفيزياء ،كلية العلوم ، جامعة تشرين، سورية**

مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (39) العدد (5) 2017
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (39) No. (5) 2017

Calculation the radiative corrections in the Non Standard Interaction (NSI) of neutrino with electron Outside the standard model

Dr.Jabbour Jabbour *
Dr. Jehad Mulhem**
Khawla Hossain***

(Received 5 / 6 / 2017. Accepted 10 / 9 /2017)

□ ABSTRACT □

The effective differential cross-section of the studied interaction was calculated within and outside the standard model. radiative corrections resulting from the introduction of scalar (S), pseudo scalar (P) and tensor (T) components into amplitude of interaction were calculated in two deferent ways. It show that it is only related with square of coupling constants $(g_p^2),(g_S^2),\ (g_T^2)$. The study discussed the durability of the standard model to expand the amplitude of elastic scattering of neutrino on the electron, using the experimental values of the newly obtained coupling constants from the TEXONO, LSND experiments.

Keywords: Standard Interaction, Non Standard Interaction (NSI), radiative corrections, tensor components

*Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Syria
**Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Syria
***Postgraduate Student , Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Syria

مقدمة:

ما هو المقصود بالتصحيحات الإشعاعية؟. هذا التعبير تاريخي يتضمن المفهوم التصويبي إلى جانب المفهوم الإشعاعي لمسألة ما يراد ايجاد حلاً لها بدقة متناهية .

عندما نريد حل مسألة ما استناداً إلى ميكانيك الكم يكون أمامنا العديد من الأساليب المتاحة وأبرزها أسلوب نظرية الاضطراب حيث ننطلق في حل المسألة من اعتبار الآثار الكمية للمسألة المطروحة صغيرة وبالتالي يمكن إهمالها لحين بهدف تبسيط الحل وتسهيله وبعد ذلك نضيف الآثار الكمية بشكل جزئي وبالتتالي حتى نصل إلى الحل النهائي وبالدقة المطلوبة ويدعى هذا العمل الذي يأخذ بعين الاعتبار التأثيرات الكمية واحدة تلو الأخرى مع زيادة الدقة في الحل بالتصحيح أو التصويب .

بالعودة إلى الأيام الأولى لولادة ميكانيك الكم عام 1920 كان هناك أمامه تحديا كبيراً متمثلاً بوصف الذرات . في الذرات كانت معظم التصحيحات الكمية تنطوي على مفهوم أن الإلكترون في ذرة ما إما أن يصدر (يشع) فوتون أو أن يمتص فوتون وبسبب ذلك سميت التصحيحات وقتئذٍ بالتصحيحات الإشعاعية علما أن عبارة التصحيحات الكمية كانت أكثر دقة ومن ذلك الوقت وحتى الآن درجت العادة على تسمية التصحيحات الكمية بالتصحيحات الإشعاعية والتي يقصد بها تلك الإضافة الكمية التي تظهر من خلال المقطع العرضي التفاضلي الفعال لتفاعل النيوترينو مع الإلكترون والناتجة عن توسيع مطال التفاعل خارج اطار نظرية التأثيرات الضعيفة(V–A).

تشير التطورات الأخيرة في فيزياء النيوترينو على وجود كتلة للنيوترينو مرتبطة بظاهرة اهتزازه وبالتالي مازالت هذه الجسيمة تلعب دوراً مهماً في فيزياء الجسيمات وتعتبر حجر الأساس في التأكد من اكتمال النموذج القياسي (المعياري) SM [1].

يعرف النموذج القياسي لفيزياء الجسيمات بأنه النظرية التي تهتم بالتفاعلات النووية القوية والنووية الضعيفة والتفاعلات الكهراطيسية التي تحدث بين الجسيمات دون الذرية. وقد تطورت هذه النظرية خلال القرن المنصرم (القرن العشرين) ومرت بمراحل عدة وكانت التجارب المخبرية تخطو بها خطوات متقدمة تدعمها الأفكار النظرية الفائقة الأهمية. إنه مزيج من تضافر الجهود والإحساس العالي عبر القارات امتد لعقود من الزمن وانتهى بترجمته إلى المعادلات الرياضية الحالية التي انتهى العمل بها في منتصف السبعينات والتي تم تأكيد صحتها بإثبات وجود جسيمات دون ذرية تسمى كواركات تتكون منها الجسيمات المعروفة لدينا كالبروتونات والنترونات التي تتكون منها نواة الذرة.

نتيجة للنجاح الذي حققته نظرية النموذج القياسي في شرح الاختلافات التي أظهرتها التجارب المخبرية فقد أطلق على النموذج القياسي في فترة ما بنظرية كل شيء، ورغم هذه الاشادة لم يصل إلى درجة الكمال لأنه لم يتمكن من دمج النظرية الكاملة للجاذبية كما وصفتها النسبية العامة لآينشتاين ضمن اطاره. كما أنه لم يتوقع وبشكل صحيح التذبذبات التي تحصل لجسيم النيوترينو أو وجود كتلة غير صفرية له. كذلك هناك العديد من الخواص غير الطبيعية التي صاحبت النموذج القياسي ظهرت كأحاجي غير متفقة مع التجربة ولم يعط لها النموذج القياسي حسابات دقيقة . أبعد من ذلك لم يفسر هيمنة المادة على المادة المضادة في الكون.

من هنا ظهرت فيزياء جديدة سميت بفيزياء ماوراء النموذج القياسي [2] وشقت طريقها الى المصادم الهادروني الكبير LHC وظهرت في صيغة اقتران شملت النيوترينوات وتعرف الآن بـ تفاعلات النيوترينو غير القياسية Non Standard Interactions (NSI_s) ومن المتوقع منها أن تقدم دقة أكبر فيما يخص تحويلات النكهة وبارامترات الاهتزاز.

ينظر الى الفيزياء اللاجسيمية على أنها نظرية فكرية تخمن شكلا للمادة التي لايمكن تفسيره وفق الاطار الجسيمي باستخدام النموذج القياسي لفيزياء الجسيمات. اقترحت الفيزياء اللاجسيمية من أجل شرح الشذوذ في مواد فائقة الناقلية [3].

تأتي هذه الدراسة كحلقة في سلسلة طويلة لدراسات سابقة قياسية [4 –7] وأخرى لاقياسية (NSI) [8–11] تناولت تفاعل النيوترينو(النيوترينو المضاد) مع الالكترون حيث تم ادخال المركبات السلمية (S) وشبه السلمية (P) والتنسورية (T) سواء بشكل افرادي أو بشكل جمعي إلى جانب المركبتين: المتجهة (V) والمحورية (A) في مطال التشتت المرن للنيوترينو(النيوترينو المضاد) على الإلكترون، و حساب التصحيحات الاشعاعية الناجمة عن ذلك. إن مايميز هذه الدراسة عن الدراسات السابقة هو ادخال القيود التجريبية الجديدة الموضوعة حديثاً على ثوابت الاقتران السلمية (g_S) وشبه السلمية (g_P) والتنسورية(g_T)والتي أتت بها تجربتي:TEXONO ،، LSND وعلاقتها بالتصحيحات الاشعاعية.

نشير هنا بأن تجربة TEXONO قامت على تفاعل النيوترينو الالكتروني المضاد مع الالكترون في مجال الطاقات المنخفضة وذلك باستخدام كواشف مختلفة متموضعة في Kuo–Sheng Reactor Neutrino Laboratory (KSRNL) بينما قامت التجربةLSND على تفاعل النيوترينو الالكتروني مع الالكترون في مجال الطاقات العالية وذلك باستخدام مسرع النيوترينو وكان الهدف من هاتين التجريبيتين ايجاد قيود جديدة على ثوابت اقتران التفاعل اللاجسيمية للنيوترينو (النيوترينو المضاد) مع الالكترون اعتمادا على نموذج فيزيائي لاجسيمي بمركبات سلمية وشبه سلمية وتنسورية.

ان دراسة تفاعل النيوترينو مع الالكترون مهمة ليس فقط ظواهريا ، بل تجريبيا [12]. حيث يؤمن هذا التفاعل قناة مريحة جداً لاختبار النموذج القياسي للنظرية الكهروضعيفة [13–18] . سوف نتعامل في هذا البحث مع نيوترينونات المفاعل $\overline{\upsilon}_e$ حيث المفاعلات هي مصادر ممتازة للنيوترينو الالكتروني المضاد $\overline{\upsilon}_e$ مع تدفق عالٍ للنيوترينو. من جهة أخرى توفر المقارنة بين حالتي التشغيل والاغلاق للمفاعل نموذج لطريقة مستقلة لطرح الخلفية. ومن جهة اخرى فإن طيف النيوترينو المضاد المفاعلي مدروس ومعروف. وبالتالي، توفر هذه المزايا حساسية تجريبية أفضل.

نبيّن في بحثنا هذا مدى صمود النموذج القياسي أمام توسيع مطال التشتت المرن للنيوترينو على الإلكترون ليشمل المركبات السلمية وشبه السلمية والتنسورية الى جانب المركبات المتجهة والمحورية التي تأخذ بها النظرية (V–A) الضعيفة. نبيّن أيضاً علاقة كتلة النيوترينو بالتصحيحات الاشعاعية ودور القيم التجريبية لثوابت الاقتران التي تم الحصول عليها من خلال تجربتي TEXONO , LSND [19].

أهمية البحث وأهدافه:

تكمن أهمية هذا العمل في طريقة حساب التصحيحات الإشعاعية الناجمة عن إدخال الكميات السلمية وشبه السلمية و التنسورية معاً في مطال التشتت المرن للنيوترينو الكتلي على الالكترون على أساس نظرية التفاعلات الضعيفة (V–A) ، ومن ثم تحديد مقدار الانحراف الحاصل عن النموذج القياسي، و دراسة العلاقة بين التصحيحات الإشعاعية وكل من كتلة النيوترينو وثوابت الاقتران.

طرائق البحث ومواده:

نقصد بالتفاعل مجازاً التشتت المرن للنيوترينو الكتلي على الإلكترون ونعبر عنه بالعلاقة:

$$e+\upsilon \rightarrow e'+\upsilon' \qquad (1)$$

تكتب العبارة العامة لمطال التشتت المرن للنيوترينو الكتلي على الإلكترون (وفق قوانين فيرمي) بالعلاقة:

$$M_i = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i g_i \left[\overline{U}_{e'} \hat{O}_i U_e\right] \left[\overline{U}_{\upsilon'} \hat{O}_i (1+\gamma^5) U_\upsilon\right]$$

$$i = V, A, S, P, T \qquad (2)$$

حيث: $\hat{O}_i$ مؤثر مصفوفي يأخذ الصيغ التالية:

$$\hat{O}_S = I, \hat{O}_P = \gamma^5, \hat{O}_V = \gamma^\mu . \hat{O}_A = \gamma^\mu \gamma^5 . \hat{O}_T = \sigma_{\mu\upsilon} - \gamma^\upsilon \gamma^\mu$$

g_i : تعبر عن ثوابت الاقتران في التفاعلات الضعيفة

G_F : تعبر عن ثابت فيرمي

المرحلة الأولى من البحث: ندخل أولاً المركبات السلمية وشبه السلمية الى جانب المركبات المتجهة والمحورية في مطال التفاعل ونكتب عبارة المطال في هذه الحالة بالشكل التالي:

$$M^{(V,A,S,P)} = M^{(V,A)} + M^{(S,P)} \qquad (3)$$

حيث:

$$M^{(V.A)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\overline{U}_{e'} \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma^5) U_e\right] \left[\overline{U}_{\upsilon'} \gamma^\mu (1+\gamma^5) U_\upsilon\right]$$

$$M^{(S,P)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\overline{U}_{e'} \gamma_\mu (g_S + g_P \gamma^5) U_e\right] \left[\overline{U}_{\upsilon'} (1+\gamma^5) U_\upsilon\right]$$

$$g_V = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W \ , \ g_A = -\frac{1}{2} \quad for \quad \upsilon_\mu$$

$$g_V = +\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W \ \ g_A = +\frac{1}{2} \quad for \quad \upsilon_e$$

لكي تظهر التصحيحات السلمية وشبه السلمية بصورة مباشرة ودون عناء سوف نكتب عبارة المقطع العرضي التفاضلي الكلي بالصورة التالية:

$$d\sigma^{(V,A,S,P)} = d\sigma^{(V,A)} + d\sigma^{(S.P)} + d\sigma^{\text{int}} \qquad (4)$$

وبالتالي العنصر المصفوفي الكلي المقابل يكتب بالصيغة التالية:

$$\left|M^{(V,A,S,P)}\right|^2 = \left|M^{(V,A)}\right|^2 + \left|M^{(S,P))}\right|^2 + 2\,\text{Re}\left[(M^{(V,A)})(M^{(S,P)})^*\right] \qquad (5)$$

نفرض أن التفاعل المدروس يجري في الجملة المخبرية (L S) كما نفرض أن k', p', k, p تمثل اندفاعات الجسيمات (الكترون ، نيوترينو) الداخلة والخارجة من التفاعل وأن E'_e, E_e تمثل طاقتي الإلكترون الداخل والخارج على الترتيب وبالتشابه تمثل E'_υ, E_υ طاقتي النيوترينو الداخل والخارج على الترتيب.

لحساب الحد الأول من العلاقة (4) يجب أن نحسب العنصر المصفوفي المقابل لذلك:

$$\left|M_Z^{(V,A)}\right|^2 = \left(M_Z^{V,A}\right)\left(M_Z^{V,A}\right)^* = \frac{G_F^2}{2} Tr\left[(\hat{p}' + m_e)\gamma_\mu(g_V + g_A\gamma^5)\frac{1}{2}(\hat{p} + m_e)\gamma_\alpha(g_V + g_A\gamma^5)\right].$$

$$. Tr\left[(\hat{k}' + m_\upsilon)\gamma_\mu(1+\gamma^5)\frac{1}{2}(\hat{k} + m_\upsilon)\gamma_\alpha(1+\gamma^5)\right] =$$

$$= 8G_F^2\left[(g_V + g_A)^2(p'k')(pk) + (g_V - g_A)^2(p'k)(pk') - m_e^2(g_V^2 - g_A^2)(k'k)\right] \quad (6)$$

حيث:

$$g_V = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W \ , \ g_A = -\frac{1}{2} \quad for \quad \upsilon_\mu$$

$$(k'p') = (kp) = m_e E_\upsilon$$
$$(k'p) = (kp') = m_e(E_\upsilon - T_e)$$
$$(k'k) = m_e T_e + m_\upsilon^2 \quad (7)$$

T_e الطاقة الحركية للإلكترون. بتعويض (7) في (6) بعد الإفتراض أن $y = T_e / E_\upsilon = \frac{E_e' - m_e}{E_\upsilon}$ علماً أن

مجال تحول y يعبر عنه بالعلاقة: $0 \le y \le y_{\max} = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{2E_\upsilon}}$ نجد:

$$\left|M_Z^{(V,A)}\right|^2 = 8G_F^2\, m_e^2 E_\upsilon^2\left[(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2(1-y)^2 - (g_V^2 - g_A^2)\frac{m_e}{E_\upsilon}(y - \frac{m_\upsilon^2}{m_e^2})\right] \quad (8)$$

نفرض أيضاً أن: $\delta = m_\upsilon / E_\upsilon$, $\omega = E_\upsilon / m_e$, $\sigma_0 = G_F^2 m_e E_\upsilon / 4\pi$ وبالتعويض في (8) ومن ثم في العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي:

$$(\frac{d\sigma}{dy})_{L.S} = \frac{1}{1 - \frac{m_\upsilon^2}{E_\upsilon}} \times (\frac{|M|^2}{32\pi m_e E_\upsilon}) \quad (9)$$

نجد:

$$\frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy} = \frac{\sigma_0}{1-\delta^2}\left[(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2(1-y)^2 - (g_V^2 - g_A^2)(\frac{y}{\omega} - \delta^2)\right] \quad (10)$$

لحساب المقطع العرضي التفاضلي $d\sigma^{(S,P)}$ لدينا:

$$M^{(S,P)} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\overline{U}_{e'}\gamma_\mu(g_S + g_P\gamma^5)U_e\right]\left[\overline{U}_{\upsilon'}(1+\gamma^5)U_\upsilon\right]$$

$$(M^{(S,P)})^* = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\overline{U}_{e'}\gamma_\mu(g_S + g_P\gamma^5)U_e\right]^*\left[\overline{U}_{\upsilon'}(1+\gamma^5)\,U_\upsilon\right]^*$$

وبالتالي نجد:

$$\left|M^{(S,P)}\right|^2 = \left(M^{(S,P)}\right)\left(M^{(S,P)}\right)^* = \frac{G_F^2}{2} Tr\left[(\hat{p}' + m_e)(g_S + g_p\gamma^5)\frac{1}{2}(p + m_e)(g_S - g_p\gamma^5)\right].$$

$$.Tr\left[(\hat{k}' + m_\upsilon)(1+\gamma^5)\frac{1}{2}(\hat{k} + m_\upsilon)(1-\gamma^5)\right] = 4G_F^2(k'k)\left[(p'p)(g_S^2 + g_p^2) + m_e^2(g_S^2 - g_p^2)\right]$$

نعوض في العلاقة الأخيرة القيم التالية:

$$(k'k) = m_e E_\upsilon y + m_\upsilon^2 \quad , \quad (p'p) = m_e E_E = m_e(m_e + E_\upsilon y)$$

فنحصل على:

$$\left|M^{(S,P)}\right|^2 = 4G_F^2 m_e E_\upsilon (m_e E_\upsilon y + m_\upsilon^2)\left[(g_S^2 + g_P^2)y + \frac{2g_S^2}{\omega}\right] \qquad (11)$$

بتعويض (10) في العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي في الجملة المخبرية (9) نجد:

$$\frac{d\sigma^{(S,P)}}{dy} = \frac{\sigma_0}{1-\delta^2}\frac{\omega\delta^2 + y}{2}\left[(g_S^2 + g_P^2)y + \frac{2g_S^2}{\omega}\right] \qquad (12)$$

لحساب المقطع العرضي التداخلي $d\sigma^{\text{int}}$ نحسب أولاً العنصر المصفوفي المقابل والمتمثل بالعلاقة التالية:

$$\left|M^{\text{int}}\right|^2 = 2\,\text{Re}(M^{(V,A)})(M^{(S,P)})^* = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\overline{U}_{e'}\gamma^\mu(g_V + g_A\gamma^5)U_e\right]\left[\overline{U}_{\upsilon'}\gamma_\mu(1+\gamma^5)U_\upsilon\right].$$

$$.\frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\overline{U}_e(g_S - g_P\gamma^5)U_{e'}\right]\left[\overline{U}_\upsilon(1-\gamma^5)U_{\upsilon'}\right]$$

$$= G_F^2 Tr\left[(\hat{p}' + m_e)\gamma^\mu(g_V + g_A\gamma^5)\frac{1}{2}(\hat{p} + m_e)(g_S - g_p\gamma^5)\right].$$

$$.Tr\left[(\hat{k}' + m_\upsilon)\gamma_\mu(1+\gamma^5)\frac{1}{2}(\hat{k} + m_\upsilon)(1-\gamma^5)\right] =$$

$$= 8G_F^2 m_e m_\upsilon\left[(g_V g_S + g_A g_P)(pk) + (g_V g_S - g_A g_P)(p'k)\right] \qquad (13)$$

بتعويض قيمة كل من (pk)و $(p'k)$ في العلاقة (13) نجد:

$$\left|M^{\text{int}}\right|^2 = 8G_F^2 m_e^2 E_\upsilon m_\upsilon\left[(g_V g_S + g_A g_P) + (1-y)(g_V g_S - g_A g_P)\right] \qquad (14)$$

بتعويض (14) في العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي الفعّال (9) نحصل على:

$$\frac{d\sigma^{\text{int}}}{dy} = \sigma_0\frac{\delta}{1-\delta^2}\left[(g_V g_S + g_A g_P) + (g_V g_S - g_A g_P)(1-y)\right] \qquad (15)$$

أخيراً نكتب المقطع العرضي التفاضلي الكلي للتفاعل المدروس بالصيغة النهائية:

$$\frac{d\sigma_{e\upsilon}^{Total}}{dy}=\frac{\sigma_0}{1-\delta^2}\left\{\begin{array}{l}\left[(g_V+g_A)^2+(g_V-g_A)^2(1-y)^2+(g_V^2-g_A^2)(\frac{y}{\omega}-\delta^2)\right]+\\+\frac{y+\omega\delta^2}{2}\left[(g_S^2+g_P^2)y+\frac{2g_S^2}{\omega}\right]+\\+\delta\left[(g_V g_S+g_A g_P)+(g_V g_S-g_A g_P)(1-y)\right]\end{array}\right\}$$

$$\equiv\frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy}+\frac{d\sigma^{(S,P)}}{dy}+\frac{d\sigma^{\text{int}}}{dy} \qquad (16)$$

تصبح هذه العلاقة ضمن اطار النموذج القياسي بالصيغة التالية:

$$\frac{d\sigma_{e\upsilon}^{Total}}{dy}=\sigma_0\left\{\begin{array}{l}\left[(g_V+g_A)^2+(g_V-g_A)^2(1-y)^2+(g_V^2-g_A^2)\frac{y}{\omega}\right]+\\+\frac{y}{2}\left[(g_S^2+g_P^2)y+\frac{2g_S^2}{\omega}\right]\end{array}\right\}\equiv\frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy}+\frac{d\sigma^{devia.}}{dy} \qquad (17)$$

المرحلة الثانية من البحث:

ندخل المركبة التنسورية (T) الى جانب المركبة المتجهة (V) والمركبة المحورية (A) في المطال ونبحث عن المقطع العرضي التفاضلي للتفاعل المدروس بالشكل التالي:

$$\frac{d\sigma^{(V,A,T)}}{dy}=\frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy}+\frac{d\sigma^{(T)}}{dy}+\frac{d\sigma^{(\text{int})}}{dy} \qquad (18)$$

نحسب العنصر المصفوفي $\left|M^{(T)}\right|^2$ كما يلي:

$$\left|M^{(T)}\right|^2=\left(M^{(T)}\right)\left(M^{(T)}\right)^*=\frac{G_F^2}{2}g_T^2\ Tr\left[(\hat{p}'+m_e)\sigma_{\alpha\beta}\frac{1}{2}(\hat{p}+m_e)\sigma^{\alpha\beta}\right].$$

$$.\ Tr\left[(\hat{k}'+m_\upsilon)\sigma_{\mu\upsilon}(1+\gamma^5)\frac{1}{2}(\hat{k}+m_\upsilon)\sigma^{\mu\upsilon}(1-\gamma^5)\right]=\frac{G_F^2}{2}g_T^2\,T_1.T_2 \qquad (19)$$

نحسب كل من T_1 و T_2 بشكل منفصل:

$$T_1=\frac{1}{2}Tr(\hat{p}'+m_e)(g_{\mu\upsilon}-\gamma_\upsilon\gamma_\mu)(\hat{p}+m_e)(g_{\alpha\beta}-\gamma_\beta\gamma_\alpha)=$$

$$=2\left\{\begin{array}{l}\left[(p'p)+m_e^2\right](g^{\upsilon\alpha}g^{\mu\beta}-g^{\upsilon\beta}g^{\mu\alpha})+(p'_\upsilon p_\beta+p'_\beta p_\upsilon)g^{\mu\alpha}+(p'_\beta p_\mu+p'_\mu p_\beta)g^{\upsilon\alpha}+\\+(p'_\mu p_\alpha-p'_\alpha p_\mu)g^{\upsilon\beta}+(p'_\alpha p_\upsilon-p'_\upsilon p_\alpha)g^{\mu\beta}+2p'_\alpha p_\beta g^{\upsilon\mu}+2p'_\mu p_\upsilon g^{\beta\alpha}\end{array}\right\}$$

(20)

$$T_2=\frac{1}{2}Tr\left[(\hat{k}'+m_\upsilon)(g_{\mu\upsilon}-\gamma_\upsilon\gamma_\mu)(1+\gamma^5)(\hat{k}+m_\upsilon)(g_{\alpha\beta}-\gamma_\beta\gamma_\alpha)(1-\gamma^5)\right]=$$

$$=4\begin{bmatrix}(k'k)(g_{\upsilon\alpha}g^{\mu\beta}-g_{\upsilon\beta}g^{\mu\alpha})(k'_\upsilon k_\beta+k'_\beta k_\upsilon)g_{\mu\alpha}+(k'_\mu k_\beta-k'_\beta k_\mu)g_{\upsilon\alpha}+\\+(k'_\alpha k_\mu-k'_\mu k_\alpha)g_{\upsilon\beta}+(k'_\alpha k_\upsilon-k'_\upsilon k_\alpha)g^{\mu\beta}+2k'_\mu k_\upsilon g^{\alpha\beta}+2k'_\alpha k_\beta g^{\upsilon\mu}+\\+ik'_\rho k_\sigma(g_{\mu\upsilon}\varepsilon^{\rho\mu\alpha\upsilon}+g^{\alpha\beta}\varepsilon^{\rho\upsilon\sigma\mu}+g_{\mu\beta}\varepsilon^{\alpha\rho\sigma\upsilon}-g^{\mu\alpha}\varepsilon^{\rho\sigma\upsilon\beta}+g^{\beta\alpha}\varepsilon^{\rho\sigma\upsilon\mu}-\\-g^{\rho\sigma}\varepsilon^{\upsilon\mu\beta\alpha}+g^{\rho\upsilon}\varepsilon^{\mu\beta\alpha\sigma}-g^{\sigma\upsilon}\varepsilon^{\mu\beta\alpha\rho}\end{bmatrix}$$

(21)

نعوض (20) , (21) في (19) فنجد:

$$\left|M^T\right|^2=32G_F^2g_T^2\left\{m_e^2(k'k)+2\left[(p'k')(pk)+(p'k)(pk')\right]\right\} \qquad (22)$$

نعوض العنصر المصفوفي(22) في العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي (9) فنحصل على المقطع العرضي التفاضلي التنسوري:

$$\frac{d\sigma^{(T)}}{dy}=8\sigma_0\left(\frac{1}{1-\delta^2}\right)g_T^2\left[2+2(1-y)^2+\frac{y}{\omega}+\delta^2\right] \qquad (23)$$

لحساب الجزء التداخلي من المقطع العرضي التفاضلي الكلي بين المجالين (T) , (V,A,) نحسب أولاً العنصر المصفوفي الموافق باستخدام العلاقة:

$$\left|M^{(\mathrm{int})}\right|^2=2\,\mathrm{Re}(M^{(V,A)})(M^{(T)})^*$$

ومن ثم نعوضه في العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي(9) فنحصل على الآتي:

$$\frac{d\sigma^{(\mathrm{int})}}{dy}\equiv\frac{d\sigma^{(V,A),T}}{dy}=12\sigma_0\left(\frac{\delta}{1-\delta^2}\right)g_T(g_V+g_A)(y-1) \qquad (24)$$

الآن نستطيع كتابة المقطع العرضي التفاضلي الكلي اللاقياسي NSI للتفاعلين:

$$\upsilon_\mu(\overline{\upsilon}_\mu)+e\to\upsilon'_\mu(\overline{\upsilon}'_\mu)+e'$$

الناشئ عن ادراج المركبة التنسورية (T) إلى جانب المركبة المتجهة (V)والمركبة المحورية (A) بالصيغة التالية:

$$\left(\frac{d\sigma^{V.A,T}_{Total}}{dy}\right)=$$

$$=\sigma_0\frac{1}{1-\delta^2}\left[(g_V\pm g_A)^2+(g_V\mp g_A)^2(1-y)^2+(g_V^2-g_A^2)\left(\frac{y}{\omega}-\delta^2\right)\right]+$$

$$+8\sigma_0\frac{1}{1-\delta^2}g_T^2\left[2+2(1-y)^2+\frac{y}{\omega}+\delta^2\right]+12\sigma_0\frac{\delta}{1-\delta^2}g_T(g_V\mp g_A)(y-1) \qquad (25)$$

النتائج والمناقشة:

أولاً: المرحلة الأولى من البحث:

1- إذا أخذنا بعين الاعتبار الجزء المشحون من التيار الناشئ عن مساهمة البوزون $W^{\pm}$ فإن ثوابت الاقتران g_v , g_A تتحول إلى g'_V , g'_A كما يلي:

$$g_V\rightarrow g'_V=g_V+1$$
$$g_A\rightarrow g'_A=g_A+1$$

وتصبح المقاطع العرضية التفاضلية في (10),(12),(15), تعبر عن التفاعل: $\upsilon_e+e\rightarrow\upsilon'_e+e'$.

2- إذا بادلنا بين موضعي المقدارين: $(g_V+g_A)^2$, $(g_V-g_A)^2$ في عبارة المقطع العرضي التفاضلي (15) فسوف نكون بصدد دراسة التفاعل: $\overline{\upsilon}_\mu+e\rightarrow\overline{\upsilon}'_\mu+e'$ آخذين بعين الاعتبار الجزء الحيادي الناشئ عن مساهمة البوزون Z_0 أو بصدد دراسة التفاعل: $\overline{\upsilon}_e+e\rightarrow\overline{\upsilon}'_e+e'$ آخذين بعين الاعتبار الجزء المشحون من التيار الناشئ عن مساهمة البوزون $W^{\pm}$.

3- إذا أخذنا بعين الاعتبار اطار النموذج القياسي $(m_\upsilon=0)$ فإن الحد التداخلي بين المجالين: $(V\ ,\ A)$ و $(S\ ,\ P)$ يختفي ويبقى الحد التصحيحي التالي:

$$\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=\sigma_0\left[\frac{1}{2}(g_S^2+g_P^2)y^2+\frac{g_S^2}{\omega}y\right] \qquad (26)$$

حتى يختفي هذا الحد التصحيحي يجب أن يكون:

$$\left[\frac{1}{2}(g_S^2+g_P^2)y^2+\frac{g_S^2}{\omega}y\right]=0 \qquad (27)$$

هذه معادلة من الدرجة الثانية بالنسبة للمتحول y . لهذه المعادلة جذران: الأول $y=0$ وينتمي إلى المجال $0\le y\le1$ ويجعل الحد التصحيحي معدوماً والحل الثاني $y=-\frac{2g_S^2}{\omega(g_S^2+g_P^2)}$ لاينتمي إلى المجال $0\le y\le1$ وبالتالي مرفوض. نستنتج أن الحد التصحيحي أعلاه يمكن اهماله فقط من أجل القيمة الصغرى للمتحول y وبالتالي لا تأثير للمركبات السلمية وشبه السلمية التي أدرجناها في مطال التفاعل على المقطع العرضي الفعال للتفاعل المدروس في هذه الحالة وهذ يتفق مع نظرية $(V-A)$ للتفاعلات الضعيفة وفق النموذج القياسي. تلك النظرية التي

تأخذ بعين الاعتبار المركبات المتجهة والمحورية فقط في تكوين مطال التفاعل. لنناقش هذا التصحيح الاشعاعي من اجل القيمة العظمى للمتحول $y_{\max}=1$:

$$\frac{d\sigma^{devia}}{dy}(y_{\max}=1)=\sigma_0\left[(\frac{m_e}{E_\upsilon}+\frac{1}{2})g_S^2+g_P^2\right] \qquad (28)$$

نأخذ بعين الإعتبار طاقة النيوترينو المفاعلي (القادم من المفاعل النووي) $E_\upsilon \le 10\,MeV$ فيكون الحد $\frac{m_e}{E_\upsilon}=0.0511$ فيصبح الحد التصحيحي بالشكل:

$$\frac{d\sigma^{devia}}{dy}(y_{\max}=1)=\sigma_0\left[0.5511g_S^2+g_P^2\right] \qquad (29)$$

باستخدم قيم ثوابت الاقتران التجريبية لتجريبتي LSND , TEXONO [19] وتعويضها في العلاقة الأخيرة نجد الحد التصحيحي لكل حالة . نرتب النتائج في جدول كالتالي:

الجدول(1): قيم ثوابت الاقتران وفق المرجع [19] وقيم التصحيح الاشعاعي على المقطع العرضي التفاضلي

	TEXONO	LSND
a)	$g_p=0, g_S\le 0.112$ $\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=6.9\times10^{-3}\,\sigma_0$	$g_p=0, g_S\le 0.88$ $\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=0.42\,\sigma_0$
b)	$g_S=0, g_p\le 0.314$ $\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=9.8\times10^{-2}\,\sigma_0$	$g_S=0, g_p\le 0.642$ $\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=0.41\,\sigma_0$
c)	$g_p=g_S\le 0.100$ $\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=1.5\times10^{-2}\,\sigma_0$	$g_p=g_S\le 0.375$ $\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=22\times10^{-2}\,\sigma_0$

نلاحظ من الجدول ان قيمة الحد التصحيحي غير مهملة.

إذا خرجنا من اطار النموذج القياسي أي إلى اطار التفاعلات اللاقياسية NSI وأخذنا بعين الاعتبار طاقة النيوترينو المفاعلي $E_{\bar\upsilon}\le 10\,MeV$ بالنسبة للتفاعل $\bar\upsilon_e+e\to\bar\upsilon_e'+e'$ فإننا نجد أن $\delta^2=4.4\times10^{-14}$, $\delta=2.2\times10^{-7}$ (حيث اعتمدنا القيمة الحديثة لكتلة النيوترينو الالكتروني $m_\upsilon=2.2eV$ [20] وبالتالي فإن المضروب $\frac{1}{1-\delta^2}\to 1$ نظراً لصغر δ^2 أمام الواحد في مقام الكسر وهذا يقودنا إلى القول بأن التصحيحات الإشعاعية تتمثل بشكل رئيسي بالحدين الثاني والثالث من العلاقة (15) مضافاً اليهما الجزء $(g_A^2-g_V^2)\delta^2$ من الحد الأول أي:

$$\frac{d\sigma_{Total}^{devia}}{dy}=\sigma_0\left\{\begin{array}{l}\left[(g_A^2-g_V^2)\delta^2\right]+\frac{y+\omega\delta^2}{2}\left[(g_S^2+g_P^2)y+\frac{2g_S^2}{\omega}\right]+\\ +\delta\left[(g_Vg_S+g_Ag_P)+(g_Vg_S-g_Ag_P)(1-y)\right]\end{array}\right\} \qquad (30)$$

وهو الحد التصحيحي الكلي الناشئ عن ادخال المركبات السلمية وشبه السلمية في مطال التفاعل المدروس.

ثانياً: المرحلة الثانية من البحث:

1-إذا توسط البوزون المشحون $W^{\pm}$ التفاعل نكون أمام التفاعل $\upsilon_e(\overline{\upsilon_e})+e\to\upsilon_e'(\overline{\upsilon_e'})+e'$ وبالتالي فإن ثوابت الاقتران الضعيفة g_A, g_V يجب أن تخضع للتحويل الاتي:

$$g_V \to g_V+1$$
$$g_A \to g_A+1$$

وهذا بدوره يتطلب اجراء التعديل التالي:

$$(g_V+g_A)^2 \to (g_V+g_A+2)^2$$
$$(g_V^2-g_A^2) \to (g_V-g_A)(g_V+g_A+2)$$

في عبارة المقطع العرضي التفاضلي (25). تشير الإشارة العليا في العبارة (25) إلى النيوترينو بينما تشير الإشارة الدنيا إلى النيوترينو المضاد.

2-في اطار النموذج القياسي ($\delta=0$) تصبح عبارة المقطع العرضي التفاضلي الكلي (25) بالشكل التالي:

$$\frac{d\sigma^{(V,A,T)}}{dy}=\sigma_0\left[(g_V\pm g_A)^2+(g_V\mp g_A)^2(1-y)^2-(g_V^2-g_A^2)(\frac{y}{\omega})\right]+$$
$$8\sigma_0\ g_T^2\left[2+2(1-y)^2+\frac{y}{\omega}+\right] \qquad (31)$$

نلاحظ ظهور حد تصحيحي واحد:

$$\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=8\ \sigma_0\ g_T^2\left[2+2(1-y)^2+\frac{y}{\omega}\right] \qquad (32)$$

وظهوره يعود إلى ادراج المركبة التنسورية في مطال التفاعل المدروس الى جانب المركبتين: المتجهة والمحورية. لمناقشة أهمية هذه التصحيحات نبدأ بحدود المتحول y :

أولاً: من أجل $y_{\min}=0$ نجد

$$\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=32\,g_T^2\sigma_0$$

ثانيا: من أجل $y_{\max}=1$ نجد

$$\frac{d\sigma^{devia}}{dy}=8\ \sigma_0\ g_T^2\ (2+\frac{1}{\omega})$$

نستخدم المعطيات التجريبية [19] مع الإشارة الى أن $\sin^2\theta_W=0.23$ [21] فنجد الآتي:

جدول (2): قيم ثابتة الاقتران التنسورية وفق المرجع [19] وقيم التصحيح الاشعاعي على المقطع العرضي التفاضلي

$(\frac{d\sigma^{devia}}{dy})_{y=0} =$	$1.81\sigma_0$	$g_T \le 0.238$	TEXONO
	$5.14\sigma_0$	$g_T \le 0.401$	LSND
$(\frac{d\sigma^{devia}}{dy})_{y=1} =$	$9.76\sigma_0$	$g_T \le 0.238$	TEXONO
	$27.72\sigma_0$	$g_T \le 0.401$	LSND

نلاحظ من الجدول السابق أن قيم الانحراف تتزايد مع تزايد قيم y وهي قيم لا يمكن اهمالها ولتبيان ذلك نعود الى العلاقة (32) ونكتب الآتي:

$$\left[2+2(1-y)^2+\frac{y}{\omega}\right]=0$$

هذه معادلة من الدرجة الثانية بالنسبة لـ y ولها جذران يقعان خارج مجال تحول y ولذلك لايمكن أن ينتهي الحد التصحيحي الى الصفر وهو قائم وقيمه يوضحها الجدول الأخير وفق تجربتي TEXONO وLSND . نستنتج مما سبق أن التصحيحات الإشعاعية هي حقيقة واقعة وملموسة ويمكن الاسترشاد بها لحساب مقدار الانحراف عن النموذج القياسي.

الاستنتاجات والتوصيات:

1- قيم التصحيح الاشعاعي متعلقة بقيم ثوابت الاقتران كما هو واضح من الجدولين (1) و (2)

2- تزايد قيمة الحد التصحيحي الاشعاعي بتناقص قيمة طاقة النيوترينو والعكس صحيح وذلك في الحالتين: $g_p = 0$ و $g_p = g_s$ بينما تبقى قيمته لامتغيرة في الحالة $g_S = 0$ مهما تغيرت طاقة النيوترينو صعوداً او هبوطاً.

3-تبيّن الحدود التصحيحية أن ثوابت الاقتران من الدرجة الاولى لا تساهم في الانحراف عن النموذج القياسي على عكس ثوابت الاقتران من الد رجة الثانية التي ترتبط مباشرة بالحدود التصحيحية.

4-مساهمة الحد التصحيحي التنسوري في الانحراف عن النوذج القياسي اكبر بكثير من مساهمة الحدين السلمي وشبه السلمي كما يشير الجدولين (1) و (2).

5-في الحالة التنسورية يوجد انحراف عند القيمة الدنيا لـ y ويتزايد بتزايد y في حين يمكن اهمال هذا الانحراف في الحالتين السلمية وشبه السلمية عند القيمة نفسها.

نوصي في الأعمال القادمة بضرورة ادخال المركبات السلمية وشبه السلمية والتنسورية في آن واحد الى جانب المركبتين: المتجهة والمحورية في مطال التفاعل المدروس وحساب التصحيحات الاشعاعية الكلية المترتبة على ذلك.

المراجع:

[1] KING, S.F. *Journal of Physics G*: *Nuclear and Particle Physics* 42(12) , 123001 (2015).

[2]TOMMY OHLSSON. *Phenomenology of Non-Standard Neutrino Interactions*, Particle and Astroparticle theory Seminar MPTK, Heidelberg, Germany, October 12, 2009

[3]HOWARD GEORGI. *Unparticle Physics*, phys.Rev.Lett. 98(22):22160 (2007)

[4] DENIZ, M. et al. , *Phys. Rev*. D 82 , 033004 (2010).

[5] BILMIS. S. et al. , *Phys. Rev*. D 85 , 073011 (2012).

[6] CIECHANOWICZ, S. and SOBKOF, W. *Scattering of neutrinos on a polarized electron target as a test for new physics beyond the Standard Mode*, arXiv:hep-ph/0309286v2 10 Jan 2005.

[7] JOHN, N. BAHCALL, *Solar Neutrinos: Radiative Corrections in Neutrino-Electron Scattering Exp eriments*, ASTRO-PH-9502003

[8] Gaitan, R., GARCES, E . A, MIRANDA, O . G. and Montes de Oca, J .H. *Scalar-pseudoscalar interactions in neutrino-electron scattering* arXiv:1307.1096v2 [hep-ph] 28 Sep 2013.

[9] SEVDA, B., DENIZ, M., KERMAN, S., SINGH, L., WONG, H.T., and ZEYREK, *M. Constraints on Scalar-Pseudoscalar and Tensorial Non-Standard Interaction and Tensorial Unparticle Couplings from Neutrino-Electron Scattering* arXiv:1611.07259v1 [hep-ex] 22 Nov 2016

[10] PANMAN, J. *inprecision tests of the standard electroweak* ed. LANGACK, P. 504-544, World Scientic (1995); MARCIANO, W.J. and PARSA, Z., J. Phys. G29 , 2ER629 (2003).

[11] Nilsson, T. *Reports on Progress in Physics* 76(4) , 044201(2013).

[12] MIRANDA, O.G. and NUNOKAWA, H. *New Journal of Physics* 17(9) , 095002 (2015).

[13] ERLER, J. and LANGACKER, P. *Phys. Lett*. B 667 , 125 (2008).

[14] CHEN, J.W. , CHI, H.C. , LI, H.B. , LIU, C.P. , SINGH L., WONG, H.T., WU, C.L. and WU, C.P. *Phys. Rev.* D 90 , 011301(R) (2014).

[15] BILMIS, S., TURAN, I.,. ALIVE, T.M, DENIZ, M., SINGH, L. and WONG, H.T. *Phys. Rev*. D92 , 033009 (2015).

[16] WONG, H.T. et al. *Phys. Rev*. D75 , 012001(2007).

[17] DENIZ, M. et al. , *Phys. Rev*. D 81 , 072001 (2010).

[18] ESTELA A. GARCES, J. BARRANCO, Bola~nos, A. , MIRANDA, O. G.

Neutrino-electron scattering and tensor couplings, Journal of Physics: Conference Series 378 (2012) 012017

[19] DENIZ, M., SEVDA, KERMAN, B., S., AJJAQ, A. L., SINGH, H.T. WONG, and ZEYREK, M. *Constraints on scalar-pseudoscalar and tensorial nonstandard interactions and tensorial unparticle couplings from neutrino-electron scattering*, arXiv:1611.07259v3 [hep-ex] 14 Feb 2017 (Dated: February 15, 2017).

[20] AUERBACH, L.B. et al, *Phys. Rev*. D63 , 112001 (2001).

[21] WILLIAM J . MACIAN and ZOHREH PASA, *Neutrino -Electron Scattering Theory*, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York11973, arXiv:hep-ph/0403168v115 Mar 2004.