مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية _ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (28) العدد (1) 2006
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research- Basic Science Series Vol. (28) No (1) 2006

تأثير كتلة النيوترينو على المقطع العرضي لتشتته المرن على الالكترون ودورها في الانحراف عن النموذج المعياري للجسيمات الأولية في مجالي الطاقات المنخفضة والعالية

الدكتور نزيه حيدر *
الدكتور رزق قرفول**

(قبل للنشر في 2006/4/18)

□ الملخّص □

تم حساب المقطع العرضي التفاضلي للتشتت المرن للنيوترينو (مضاد النيوترينو) على الإلكترون ، وتمت دراسة تأثير كتلة النيوترينو المختلفة عن الصفر على هذا المقطع العرضي للتشتت ($\upsilon e^- (\overline{\upsilon} e^-$) من خلال التفاعلات الفرميونية رباعية التمثيل بين المجالين:(V , A) و(S , P) وتبيّن أن هناك انحرافاً عن النموذج المعياري للجسيمات الأولية جدير بالاهتمام.كتلة النيوترينو غير المعدومة أسهمت في هذا الانحراف.

الكلمات المفتاحية: نيوترينو، مقطع عرضي، تفاعلات فرميونية – رباعية، نموذج معياري، نظريةV-A.

* أستاذ في قسم الفيزياء–كلية العلوم–جامعة تشرين– اللاذقية– سوريا.
**مدرس في قسم الفيزياء–كلية العلوم–جامعة تشرين– اللاذقية– سوريا.

مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية _ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (28) العدد (1) 2006
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research- Basic Science Series Vol. (28) No (1) 2006

Effect of Neutrino Mass on the Cross Section of Elastic Neutrino-Electron Scattering, and Its Role in the Deviation from the Standard Model of Elementary Particles in Low and High Energy Ranges

Dr. Nazih Haider [*]
Dr.Rizek Karfoul**

(Accepted 18/4/2006)

□ ABSTRACT □

The differential cross section of elastic scattering of neutrino (antineutrino) on the electron was calculated. The influence of non zero neutrino mass on the elastic υe^{-} ($\overline{\upsilon}\, e^{-}$)- scattering cross section was investigated in the framework of general four – fermions interaction (V, A) and (S, P) fields. The deviation of the results obtained from those predicted by the standard model of elementary particles was explained. The non zero mass of neutrino tacked part in the deviation.

Keywords: neutrino, cross section, four-fermions interaction, standard model V-A theory

[*]**Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.**
****Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.**

1. فرضية النيوترينو:

اقترحها الفيزيائي باولي Pauli لأول مرة في عام 1930 نتيجة دراسته لتفكك بيتا حيث لاحظ أن الإلكترون الخارج من تفكك بيتا يحمل طاقة تختلف من تفكك لآخر، وهي في النهاية أقل مما يجب وفقاً للحسابات النظرية، وهذا يتعارض مع قانوني حفظ الطاقة وحفظ العزم الزاوي. دفع ذلك باولي للاقتراح بأن جسيما آخر عديم الشحنة الكهربائية وعديم الكتلة (أو كتلته صغيرة جدا) وضعيف التفاعل مع المادة يجب أن يصدر عن النواة مرافقاً للإلكترون يحمل الطاقة المفقودة ومن الصعب اكتشافه، وقد عرض باولي فكرته هذه في مؤتمر انعقد في روما في عام 1931 [1]. أدرك الفيزيائي فيرمي Fermi في عام 1933 أهمية هذه الفرضية فأدخلها كعنصر أساسي في نظرية ابتكرها لشرح التفاعل النووي الضعيف (القوة الأساسية المسؤولة عن النشاط الإشعاعي لتفكك بيتا) وأطلق على هذا الجسيم المقترح اسم النيوترينو(neutrino) والذي يعني باللغة الإيطالية:الجسيم الحيادي الصغير [2].ظل النيوترينو جسيمًا غامضًا حتى عام 1956 عندما اكتشف كوان Cowan زملاؤه مضاد النيوترينو (antineutrino) حول المفاعل النووي في سافانا رايفر بالولايات المتحدة الأمريكية [3] ، وبرهن على وجود النيوترينو. في عام 1968 اكتشف فريق يقوده ليدرمان Lederman وشوارتز Schwartz وشتاينبرغر Steinberger وجود نوعين من النيوترينوات على الأقل. تم تحديد هوية النيوترينو الميوني υ_μ المواكب للميون، وكذلك النيوترينو الإلكتروني υ_eوفي عام 1970 تم اكتشاف النوع الثالث υ_τالمرافق للبيتون تاو ويقال الآن إن هناك نوعاً رابعاً يسمى النيوترينو العقيم (sterile neutrino) . تتمتع النيوترينوات بخاصة مميزة وهي أنها تتطابق مع مضاداتها(نيوترينو ماجورانا) وفي حال عدم التطابق فنحن إزاء نيوترينو ديراك. إن الحوادث التي يتشكل فيها النيوترينو قليلة الاحتمال وتحصل في نواة الأرض (مضاد نيوترينو أرضي)، وفي الجو (نيوترينو جوي)، وفي قلب الشمس (نيوترينو شمسي) ، وفي الكون (نيوترينو كوني) ، وفي المفاعلات (مضاد نيوترينو مفاعلي)....

2. النيوترينو والنموذج المعياري:

تتفاعل النيوترينوات مع جسيمات النموذج المعياري الذي لم تنقضه أية تجربة حتى الآن في مجال فيزياء الجسيمات الأولية. هذا النموذج يوحد بين القوى الضعيفة والقوى الكهرومغناطيسية ويطمح إلى تفسير بنيان الطبيعة وكيفية عملها. يعتبر هذا النموذج النيوترينوات عديمة الكتلة تماماً، وقد تكون هذه النظرة نقطة ضعفه الأساسية. النيوترينوات إما أن تكون يسارية الاستقطاب υ_L أو مضاداتها يمينية الاستقطاب $\overline{\upsilon}_R$ [3] . بالرغم من أن النموذج المعياري لا يستطيع أن يتنبأ بكتلة للنيوترينو إلا أنه يقدم الآلية التي وفقها تكتسب الجسيمات الأولية كتلة. إذاً النيوترينو جسيم أولي ينتمي إلى عائلة الليبتونات، ليست له كتلة أو يمكن أن تكون له كتلة بالغة الصغر بالنسبة لكتل الليبتونات المشحونة، و شحنته اللونية معدومة. أظهرت التجارب التي أجريت على النيوترينو أنه يشارك في التفاعلات الضعيفة وفي التفاعلات التثاقلية وأن النموذج المعياري لا يصف فقط النيوترينو وإنما يصف كل المسائل المتعلقة بتفكك بيتا وتشتت النيوترينو على الالكترونات وعلى النوكليونات. يلعب النيوترينو دوراً مهماً في الدراسات الكونية، وفي فيزياء الجسيمات الأولية ويمتاز بقدرة نفاذ عالية فهو يجتاز كل شئ حتى نواة الأرض بحرية وهذا ما يجعل مهمة التقاطه صعبة جداً. ولو تمكنا من التقاط النيوترينو لحصلنا على معلومات هائلة لا يمكن أن نحصل عليها بطرق أخرى فهو يتولد في الشمس ويجتاز الهالة الشمسية بسهولة لذلك فهو قادر على تزويدنا بالمعلومات حول التفاعلات التي تجري في لب الشمس.

3. كتلة النيوترينو:

هل للنيوترينو كتلة ؟ هذا سؤال تفتح الإجابة عنه آفاقا رحبة للفيزياء الكونية والفيزياء الفلكية وفيزياء الجسيمات الأولية. يمكن أن يكون للنيوترينو كتلة محددة مثل الإلكترون والميون والجسيمات الأخرى ذات السبين $s = 1/2$ وقد قام التجريبيون بالتحقق من كتلة النيوترينو وتعيين مقدارها[4,5] . يبين الجدول (1) كتلة النيوترينو الإلكتروني حسب التجارب المختلفة بين عامي1991 – 2002:

الجدول (1): كتلة النيوترينو الالكتروني وفق التجارب المختلفة خلال الفترة 1991 - 2002

مكان واسم التجربة	$m_\upsilon(eV)$	العام
Tokyo(INS)	13.1	1991
Zurich(SIN)	11.7	1992
Los Alamos(LANL)	17	1995
China	12.4	1995
Troitsk	2.5	2002
Mains	2.2	2002

ومن الأدلة المهمة على امتلاك النيوترينو كتلة هي ظاهرة اهتزازه التي يتحول بموجبها النيوترينو من صنف إلى آخر.أما أسطع البراهين على وجود كتلة للنيوترينو هي حركته بسرعة قريبة من سرعة الضوء فلولم تكن له كتلة لكانت سرعته مساوية لسرعة الضوء.

4- هدف البحث وأهميته:

أولاً: ينحصر هدف البحث في النقاط الرئيسة الآتية:

a- حساب المقطع العرضي التفاضلي للتشتت المرن للنيوترينو الكتلوي على الالكترون بمساهمة التأثيرات الضعيفة للتيار الحيادي والمشحون من خلال التفاعلات الفرميونية رباعية التمثيل بين المجالين:(S,P),(V,A).

b- تبيان أثر كتلة النيوترينو المختلفة عن الصفر في الانحراف عن النموذج المعياري لفيزياء الجسيمات الأولية من خلال تأثيرها على المقطع العرضي التفاضلي للتفاعل المدروس في مجال الطاقات المنخفضة.

c- تبيان نوع التفاعل الذي يتم بين المجالين :(S,P),(V,A) من خلال المقطع العرضي التفاضلي للتفاعل $(\overline{\upsilon}\, e^-)$ υe^- .

d- دراسة الانحراف عن النموذج المعياري لفيزياء الجسيمات الأولية في مجال الطاقات العالية من خلال المقطع العرضي التفاضلي للتفاعل المدروس والتحقق فيما إذا كان لكتلة النيوترينو المختلفة عن الصفر دورا في هذا الانحراف.

ثانياً: تكمن أهمية البحث في إيجاد انحراف عن النموذج المعياري للجسيمات الأولية عند أخذ كتلة النيوترينو بالحسبان وهذا يتطلب النظر في توسيع هذا النموذج كي يشمل ضمن إطاره النيوترينو الكتلوي ويستبعد عنه صفة الاستثناء في عالم الجسيمات الأولية كما ينظر له حتى الآن.

5. العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي للتشتت المرن للنيوترينو على الإلكترون:

ننطلق من التفاعلات الممكنة الآتية[6]:

$$(i) \qquad \upsilon_\mu e \to \upsilon'_\mu e'$$

$$(ii) \qquad \overline{\upsilon}_\mu e \to \overline{\upsilon}'_\mu e'$$

$$(iii) \qquad \upsilon_e e \to \upsilon'_e e'$$

$$(iv) \qquad \overline{\upsilon}_e e \to \overline{\upsilon}'_e e'$$

بالنسبة للتفاعلين الأول والثاني [8,7] يساهم فيهما التيار الحيادي .

يكتب مطال التفاعل (i) وفق قواعد فاينمان كالآتي:

$$M_{Z_0}(\upsilon_\mu e) =$$

$$\left[\frac{-ig}{4Cos\theta_W}\overline{U}_{\upsilon'}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)U_\upsilon\right]\frac{g^{\lambda\delta}-q^\lambda q^\sigma/m_Z^2}{q^2-m_Z^2}\left[\frac{-ig}{2Cos\theta}\overline{U}_{e'}\gamma_\delta(g_V-g_A\gamma_5)U_e\right] \qquad (1)$$

حيث θ_W زاوية واينبرغ، $g_A=-\frac{1}{2}$, $g_V=-\frac{1}{2}+2Sin^2\theta_W$ ثوابت الاقتران وفق النموذج المعياري (GWS) (غلاشو–واينبرغ– عبد السلام).

لتبسيط الأمر نأخذ الحالة $q^2\langle\langle m_Z^2$ حيث q يمثل الاندفاع المنقول فتؤول العلاقة (1) إلى الشكل الآتي:

$$M(\upsilon_\mu e)=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\overline{U}_{\upsilon'}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)U_\upsilon\right]\left[\overline{U}_{e'}\gamma^\lambda(g_V-g_A\gamma_5)U_e\right] \qquad (2)$$

بإجراء توسيط على سبين إلكترون الدخل وتجميع على سبين إلكترون الخرج واستخدام خواص مصفوفات ديراك نجد أن العنصر المصفوفي النووي بالتمثيل الرباعي يأخذ الشكل الآتي:

$$\left|\overline{M(\upsilon_\mu e)}\right|^2 =$$

$$\frac{G_F^2}{64m_\upsilon^2m_e^2}\left[(k'p')(kp)(g_V+g_A)^2+(k'p)(kp')(g_V-g_A)^2+\left(g_A^2-g_V^2\right)m_e^2(kk')\right] \quad (3)$$

حيث p' ، p اندفاع إلكترون الدخل واندفاع إلكترون الخرج على الترتيب. وأما k' ، k فهما اندفاع نيوترينو الدخل واندفاع نيوترينو الخرج على الترتيب.

من العلاقة(3) يمكن إيجاد العنصر المصفوفي النووي للتفاعل(ii) بواسطة التحويل $k \to k'$ فنجد:

$$\left|\overline{M(\overline{\upsilon}_\mu e)}\right|^2 =$$

$$\frac{G_F^2}{64m_\upsilon^2m_e^2}\left[(k'p')(kp)(g_V-g_A)^2+(k'p)(kp')(g_V+g_A)^2+(g_A^2-g_V^2)m_e^2(kk')\right] \qquad (4)$$

بالنسبة للتفاعلين(iv),(iii) يسهم فيهما التيار الحيادي والتيار المشحون معا.

يكتب المطال الكلي للتفاعل(iv) بالصيغة الآتية[9]:

$$M_W(\overline{\upsilon}_e e) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\overline{U}_{\upsilon}\gamma_{\lambda}(1-\gamma_5)U_{\upsilon'}\right]\left[\overline{U}_{e'}\gamma^{\lambda}(g'_V - g'_A\gamma_5)U_e\right] \qquad (5)$$

حيث: $g'_V = g_V + 1 \quad , \quad g'_A = g_A + 1$

يعطى العنصر المصفوفي النووي للتفاعل(iv) بالعلاقة الآتية:

$$\left|\overline{M(\overline{\upsilon}_e e)}\right|^2 =$$

$$\frac{G_F}{64 m_{\upsilon}^2 m_e^2}\left[(k'p')(kp)(g'_V - g'_A)^2 + (k'p)(kp')(g'_V + g'_A)^2 + m_e^2(g'^{\,2}_A - g'^{\,2}_V)(kk')\right] \quad (6)$$

وبإجراء التحويل $k \to k'$ نستطيع الحصول على العنصر النووي للتفاعل(iii).

نفـــرض أن : $P = (E,\vec{P})$ ، $P' = (E',\vec{P}')$ ، $k = (\varepsilon,\vec{k})$ ، $k' = (\varepsilon',\vec{k}')$ ، $y = T/\varepsilon$ حيـــث E ، E' طاقتي إلكترون الخرج وإلكترون الدخل و ε ، ε' طاقتي نيوترينو الخرج ونيوترينو الدخل ، T الطاقة الحركية لإلكترون الخرج.

بتعويض قيم المقادير رباعية التمثيل في العلاقة (6) بعد إهمال كتلة النيوترينو واستخدام عبارة المقطع العرضي التفاضلي في الجملة المخبرية[10] نجد الآتي:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{4\pi^2}\frac{g_L m_e^2 \varepsilon(1-y)^2 + g_L g_R m_e^3 y}{m_e \varepsilon' E'}\delta^4(p' + k' - p - k)d^3p'd^3k' \qquad (7)$$

حيث أن قيم الثوابت g_L ، g_R ، $g_L g_R$ للتفاعلات الأربعة المدروسة مبينة في الجدول (2)

الجدول(2):قيم الثوابت g_L ، g_R ، g_{LR} للتفاعلات المدروسة

التفاعل	g_L	g_R	$g_L g_R$
$\upsilon_\mu e \to \upsilon'_\mu e'$	$(g_V + g_A)^2$	$(g_V - g_A)^2$	$g_A^2 - g_V^2$
$\overline{\upsilon}_\mu e \to \overline{\upsilon}' e'$	$(g_V - g_A)^2$	$(g_V + g_A)^2$	$g_A^2 - g_V^2$
$\upsilon_e e \to \upsilon'_e e'$	$(g'_V + g'_A)^2$	$(g'_V - g'_A)^2$	$g'^2_A - g'^2_V$
$\overline{\upsilon}_e e \to \overline{\upsilon}'_e e'$	$(g'_V - g'_A)^2$	$(g'_V + g'_A)^2$	$g'^2_A - g'^2_V$

6.حساب المقطع العرضي للتشتت المرن للنيوترينو على الإلكترون في المجال (V,A):

نكامل العلاقة (7) أولاً بالنسبة لـ p' وثانياً بالنسبة لـ E' فنجد الآتي:

$$\frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy} = \frac{G_F^2 m_e \varepsilon}{4\pi}\left[g_L + g_R(1-y)^2 + g_L g_R \frac{m_e y}{\varepsilon}\right] \qquad (8)$$

نكامل أخيراً بالنسبة للمتغير y في المجال $0\langle y\langle 1$ فنجد عبارة المقطع الكلي:

$$\sigma_{tot} = \frac{G_F^2 m_e \varepsilon}{4\pi}\left[g_L + \frac{1}{3} g_R + g_L g_R \frac{m_e}{2\varepsilon} \right] \qquad (9)$$

نلاحظ من هذه العلاقة أنه في حالة $\varepsilon \rangle\rangle m_e$ فإن الحد الأخير صغير جداً ويمكن إهماله وهذا يوافق تماماً النيوترينوات الناتجة في المسرعات ذات الطاقات العالية. غير أننا لا نعلم بأية زاوية يمكن للنيوترينو أن يتشتت، ولذلك نعود الآن إلى العلاقة (8) ونعيد كتابتها من خلال الزاوية θ (زاوية تشتت النيوترينو في جملة إحداثيات مركز الكتل) حيث $y = Cos\theta$ و ω تمثل طاقة النيوترينو في هذه الجملة عندئذ يمكن الحصول على العلاقات الآتية:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} = \begin{cases} \dfrac{G_F^2 \omega^2}{\pi^2}; & \upsilon_e e \to \upsilon_e' e' \\ \dfrac{G_F^2}{\pi^2}(1+Cos\theta)^2, & \overline{\upsilon}_e e \to \overline{\upsilon}_e' e' \end{cases} \qquad (10)$$

حيث : $d\Omega_{e'} = Sin\theta d\theta d\varphi$

كما هو واضح من العلاقات (10) نجد أنه في حالة $(\upsilon_e e)$ توجد إمكانية للتشتت بأية زاوية بينما بالنسبة للحالة $(\overline{\upsilon}_e e)$ لا توجد إمكانية للتشتت إلى الخلف مثلاً $(\theta = \pi)$.

7. دور كتلة النيوترينو في التأثيرات المتبادلة بين المجالين (V,A) , (S,P) من خلال التشتت المرن للنيوترينو على الإلكترون:

لحساب المقطع العرضي التفاضلي ننطلق من علاقة المطال الآتية [11,12] :

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A,S,P,T} g_i \left[\overline{U}_{e'} \hat{O}_i U_e \right] \left[\overline{U}_{\upsilon'} \hat{O}_i (1-\gamma_5) U_\upsilon \right] \qquad (11)$$

حيث يعرف المؤثر المصفوفي $\hat{O}_i$ كما يلي:

$$\hat{O}_V = \gamma_\mu, \hat{O}_A = \gamma_\mu \gamma^5, \hat{O}_P = \gamma^5, \hat{O}_\sigma = \frac{i}{2}(\gamma_\mu \gamma_\upsilon - \gamma_\upsilon \gamma_\mu)$$

حيث G_F ثابت فيرمي، g_i ثوابت الاقتران وتحدد من التجربة.

نفرض الآن أن كتلة النيوترينو غير معدومة $m_\upsilon \neq 0$ وأن النيوترينو غير مستقطب ونكتب المقطع التفاضلي للتشتت على شكل ثلاثة حدود[13] كما يلي:

$$\frac{d\sigma^{(V,A,S,P)}}{dy} = \frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy} + \frac{d\sigma^{(S,P)}}{dy} + \frac{d\sigma^{\text{int}}}{dy} \qquad (12)$$

حيث يكتب العنصر المصفوفي للتفاعل بالشكل الآتي:

$$\left|M\right|^2_{\upsilon e(\overline{\upsilon} e)} = \left|M^{V,A}\right|^2 + \left|M^{S,P}\right|^2 + \left|M^{INTERACTION}\right|^2$$

بعد حساب الحدود في العلاقة (12) بشكل مستقل فنجد الآتي:

$$\frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy}=\frac{G_F^2}{4\pi}m_e\varepsilon\frac{1}{1-\frac{m_\upsilon^2}{\varepsilon^2}}\left[g_L+g_R(1-y)^2+g_{LR}\frac{m_e}{\varepsilon}(y-\frac{m_\upsilon^2}{m_e\varepsilon})\right]$$

$$=\frac{\sigma_0}{1-\delta^2}\left[g_L+g_R(1-y)^2+g_{LR}(\frac{y}{\omega}-\delta^2)\right] \qquad (13)$$

$$\frac{d\sigma^{(S,P)}}{dy}=\frac{G_F^2m_e.\varepsilon}{8\pi}\frac{1}{1-\frac{m_\upsilon^2}{\varepsilon^2}}(y+\frac{m_\upsilon^2}{m_e\varepsilon})\left[(g_S^2+g_P^2)y+\frac{2}{\omega}g_S^2\right]$$

$$=\frac{\sigma_0}{2(1-\delta^2)}(y+\omega\delta^2)\left[(g_S^2+g_P^2)y+\frac{2}{\omega}g_S^2\right] \qquad (14)$$

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

حيث: $\sigma_0=G_F^2m_e.\varepsilon/4\pi \quad , \quad \delta=m_\upsilon/\varepsilon$

أي أن العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي تأخذ الشكل الآتي:

$$\frac{d\sigma^{(V,A),(S,P)}}{dy}=\frac{\sigma_0}{(1-\delta^2)}\left[g_L+g_R(1-y)^2+g_{LR}(\frac{y}{\omega}-\delta^2)\right]+$$

$$\frac{\sigma_0}{2(1-\delta^2)}(y+\omega\delta^2)\left[(g_S^2+g_P^2)y+\frac{2g_S^2}{\omega}\right]+$$

$$\frac{\sigma_0\delta}{(1-\delta^2)}\left[(g_V^2+g_A^2)+(g_Ag_P-g_Vg_S)(1-y)\right] \qquad (16)$$

8.النتائج والمناقشة:

أولا: من العلاقة الأخيرة نجد أنه في حال انعدام كتلة النيوترينو ($m_\upsilon=0$) نجد أن المقطع العرضي للتشتت يأخذ الشكل الآتي:

$$\frac{d\sigma^{tot}}{dy}=\frac{d\sigma^{(V,A)}}{dy}=\sigma_0\left[g_L+g_R(1-y^2)+g_{LR}\frac{y}{\omega}\right] \qquad (17)$$

وهذا يتوافق كلياً مع النموذج المعياري (انظر العلاقة 8) حيث $g_{LR}=g_Lg_R$. من جهة أخرى نجد أن الحد $\frac{d\sigma^{\text{int}}}{dy}=0$ وهذا يعني أن التفاعل هدام بين المجالين (V,A),(S,P) في هذه الحالة مما يجعل التطابق محققا مع النموذج المعياري لفيزياء الجسيمات الأولية.

ثانيا: لنبحث الآن عن الانحراف عن النموذج المعياري في حال كان للنيوترينو كتلة مختلفة عن الصفر ($m_\upsilon\neq0$)ولنرمز لهذا الانحراف بالرمز Δ فنجد:

$$\Delta = [(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2(1-y)^2]\left[\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 - m_\upsilon^2} + (g_V^2 - g_A^2)\frac{m_\upsilon^2}{\varepsilon^2 - m_\upsilon^2}\right] \qquad (18)$$

نعلم أن المتغير y يأخذ قيمه ضمن المجال $0\langle y\langle 1$ ولذلك سنلقي الضوء على الحالتين الآتيتين:

الحالة الأولى: عندما $y \to 1$ (أي عندما تقترب y من القيمة العظمى) نجد أن الانحراف يساوي :

$$\Delta_1(y \to 1) = (g_V + g_A)^2 \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 - m_\upsilon^2} + (g_V^2 - g_A^2)\frac{m_\upsilon^2}{\varepsilon^2 - m_\upsilon^2}$$

$$= \frac{1}{1-\delta^2}\left[(g_V + g_A)^2 + \delta^2(g_V^2 - g_A^2)\right] \qquad (19)$$

الحالة الثانية:_عندما $y \to 0$ (أي تقترب y من القيمة الصغرى) نجد أن الانحراف يساوي:

$$\Delta_2(y \to 0) = (g_V^2 + g_A^2)\frac{2\varepsilon^2}{\varepsilon^2 - m_\upsilon^2} + (g_V^2 - g_A^2)\frac{m_\upsilon^2}{\varepsilon^2 - m_\upsilon^2}$$

$$= \frac{1}{1-\delta^2}\left[2(g_V^2 + g_A^2) + \delta^2(g_V^2 - g_A^2)\right] \qquad (20)$$

متوسط الانحراف في المجال المذكور يعطى بالعلاقة:

$$\overline{\Delta} = \frac{1}{1-\delta^2}\left[\frac{3}{2}(g_V^2 + g_A^2) + g_V g_A + \delta^2(g_V^2 - g_A^2)\right] \qquad (21)$$

نلاحظ من العلاقة الأخيرة أن لكتلة النيوترينو دوراً مهماً في الانحراف عن النموذج المعياري للجسيمات الأولية وهذا ملاحظ من العامل $\frac{1}{1-\delta^2}$ من جهة ومن الحد الثالث في العلاقة المذكورة أيضاً.

لنحدد الآن مقدار هذا الانحراف في مجال الطاقات العالية $\varepsilon\rangle\rangle m_\upsilon$. في هذه الحالة نجد أن العبارة الأخيرة تصبح على الشكل الآتي:

$$\overline{\Delta}(\varepsilon >> m_\upsilon) = \frac{3}{2}(g_V^2 + g_A^2) + g_V g_A \qquad (22)$$

وهذه النتيجة تبين أن الانحراف عن النموذج المعياري في مجال الطاقات العالية لا يتعلق بكتلة النيوترينو وإنما يتعلق فقط بثوابت الاقتران g_A, g_V وإذا اعتمدنا ثابت المزج $Sin^2\theta_w = 0.23$[9] نجد أن هذا الانحراف يصل إلى حوالى 35% وهو جدير بالاهتمام ويدفع بنا إلى ضرورة تطوير أو توسيع النموذج المعياري للجسيمات الأولية كي لا ينظر إلى النيوترينو في إطاره وكأنه جسيم استثنائي ونحن نعلم إمكانية توسيعه لأنه نظرية قابلة للاستنظام.

المراجع:

1. Brown L.M.-*The idea of the neutrino*.PhysToday. 31, September,(1978) , pp.23-28.
2. Fermi E. -*Versuch liner theories* der B-Strahlen.Z.phys.88,(1934) ,p p.161-177
3.. Cowan C.L., Reins F., Hanrison F.B.-*Detection of the free neutrino a confirmation*, Science,124, (1956),pp.103-104.
4.Weinheimer Ch., presented at the neutrino conference, Munich, http://neutrino2002. ph.tum.de/Germany, May(2002)
5..Bonn J.- Nucl.Phys.Proc.Su, (2002). pp l91-273.
6. Commins E.D., Bucks Baum P.H.-*Weak interaction of leptons and quarks*. Cambridge University press.(1983).
7. Zatcepin G.T, Smirnov A.V- *Neutrino and astrophysical neutrino*, State Moscow University, press, (1984).
8.Wilkerson J.E,Bowles T.J- *Limit on Muon neutrino mass for free molecular tritium beta decay*, Nucl.Phys0. V. A478, (1988)p p.439-446.
9. Nazih Haider, Awad Widaa, Nadia Al Atta-*Scattering cross section dependence on neutrino's mass in the neutrino- electron interaction*, journal of Science and Technology, Sudan University of Science and Technology, Khartoum, vol. 5, no. 1, Jan., (2004). pp. 25 -31.
10. نزيه حيدر، سافين م.يا، كريموف ب.ك- *التبعثر المرن للنيوترينو والنيوترينو المضاد المفاعلي على الالكترون والعزوم الكهرومغناطيسية للنيوترينو*.أكاديمية العلوم السوفيتية، سلسلة الفيزياء، مجلد 58 عدد(1988) ، 1ص. 140 – 136 (باللغة الروسية).
11. Anselman R.- *GALLEX results from the first 30 solar neutrino runs*, Phys. Lett. B (1994), pp. 327 – 395.
12. Barger V., Whisnawt K., and Phillips R.J.- *Realistic calculation of solar neutrino oscillations*, phys. Rev. D 24, (1881), pp. 538 – 541.
13. Glashow S.L., and Krawss L.M.- *Just so oscillations*, phys. Lett. B 190, (1987), pp.199 – 541.
14. نزيه حيدر- *الطاقة المنبعثة من النجوم الحارة والانحراف عن النموذج المعياري من خلال التفاعل* $e^+e^- \to \upsilon\overline{\upsilon}$.
مجلة العلوم والتقانة، جامعة السودان للعلوم والتكنولوجيا،الخرطوم، جمهورية السودان، مجلد 4 عدد 2 (2003)، ص. 105 – 94 .