مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية_ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (7) العدد (4) 2023

Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (7) No. (4) 2023

البحث عن مركبات النيوترينو (مضاد النيوترينو) عند تشتتها على الإلكترون في حقل مغناطيسي ثابت ومتجانس

د. آصف محسن يوسف*

(تاريخ الإيداع 9/2 / 2023 – تاريخ النشر 7/ 12/ 2023)

□ ملخّص □

تمّ في هذا العمل استخراج العلاقة التي تحدد المقطع العرضي الفعال σ لتشتت النيوترينو (مضاد النيوترينو) بواسطة الالكترون في حقلٍ مغناطيسيٍ خارجي متجانس و ثابت. ثمّ درسنا تأثير استقطاب النيوترينو (مضاد النيوترينو) على قيمة المقطع العرضي الفعّال ، آخذين بعين الاعتبار، العلاقة بين اتجاه اندفاع النيوترينو $\vec{p}_k$ واتجاه الحقل المغناطيسي $\vec{H}$ ، حيث أظهرنا أهمية قياس طاقة الالكترون بعد التشتت لمعرفة نوع مركبة النيوترينو (مضاد النيوترينو) الوارد على الالكترون، وبالتالي إمكانية إثبات وجود المركبتين المفقودتين ، المركبة اليمينية للنترينو ν_R ، والمركبة اليسارية لمضاد النيوترينو $\overline{\nu_L}$ ، مما يؤكد أن كتلة النيوترينو الالكتروني السكونية غير معدومة $m_\nu \neq 0$ ويدعم فكرة توسيع النموذج المعياري أو ما يسمى "نموذج عبد السلام – واينبرغ"

كلمات مفتوحة:تشتت النيوترينو–تشتت مضاد النيوترينو–مركبات النيوترينو

*أستاذ مساعد في قسم الفيزياء– جامعة طرطوس

مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية_ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (7) العدد (4) 2023

Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (7) No. (4) 2023

Searching for the components of neutrinos they are scattered by a electron in a constant and homogeneous magnetic field.

Dr. Asef Mohsen Youssef*

(Received 2/9/2023.Accepted 7/12/2023)

□**ABSTRACT** □

In this work, the relationship that determines the effective cross section of the neutrino (Anti neutrino) scattering by an electron in a homogeneous and constant external magnetic field was extracted. In addition we studied the effect of the polarization on the value of the effective cross section, taking into account the direction of the magnetic field. We showed, the importance of measuring the energy of the electron after scattering to know the type of neutrino (Anti neutrino) falling on the electron. These results lead to prove the existence of the two missing components: the right component of the neutrino and the left component of the antineutrino, which confirms that the rest mass of the neutrino is non-zero, and this supports the idea of expanding the standard model (SM) or the " Abdel salam-Weinberg model".

Key word:neutrino scattring-antneutrino scattring- neutrino components

*prof. Assistant in section physic – tartous uni

أهمية البحث وأهدافه

تكمن أهمية هذا البحث في محاولة إثبات وجود المركبات الأربع للنيوترينو والتي تقدمها حلول معادلة ديراك ، الذي بدوره يؤدي إلى إثبات وجود كتلة سكونية للنيوترينو الالكتروني ، مما يلغي مفهوم الخلاء في الكون ويساهم في الإجابة عن بعض الأسئلة قي فيزياء الكون مثل الكتلة المفقودة ، كما يدعو الى ضرورة توسيع النموذج المعياري عبد السلام– واينبرغ

أدوات البحث :

بحث في الفيزياء النظرية (فيزياء النيوترينو)، نستخدم لإنجازه نظرية الحقول الكمية (النظرية الكوانتية الكهروضعيفة) أو ما يسمى بالنموذج المعياري لعبد السلام – واينبرغ بمساعدة مخططات فاينمان

آلية حساب المقطع العرضي التفاضلي $d\sigma$ لتشتت النيوترينو في حقل مغناطيسي

نستخدم لدراسة هذه الظاهرة تمثيل فاري (Furry) حيث يُعبَّر عن الحقل المغناطيسي بالتابع الموجي للإلكترون ويمثل الحل الدقيق لمعادلة ديراك في حقل مغناطيسي متجانس أما التابع الموجي للنيوترينو فنحصل عليه من حل معادلة ديراك لجسيم حر [1] .

تُكتب معادلة ديراك في حقل مغناطيسي خارجي بالصيغة التالية [2] :

$$i\frac{\partial}{\partial x}\gamma\psi_e(\vec{r},t) = [(\vec{\alpha}\vec{p} + \beta m_e)]\psi\ \ (\vec{r}\,,t) \qquad (1)$$

حيث $\psi\ \ (\vec{r}\,,t)$ التابع الموجي لجسيم ديراك و ψ_e التابع الموجي للإلكترون

$$\overrightarrow{\alpha_\iota} = \begin{pmatrix} 0 & \overrightarrow{\sigma_\iota} \\ \overrightarrow{\sigma_\iota} & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$$

كما أن : m_e – كتلة الالكترون ; σ_i – مصفوفات باولي ; I – المصفوفة الواحدية قياس 2x2 ; ٠ – المصفوفة الصفرية قياس ٢X٢ ، ويعبر عن هاملتوني ديراك بالعلاقة:

$$\widehat{H}_D = \vec{\alpha}\vec{P} + \beta m_e = \vec{\alpha}\left(i\nabla + e\vec{A}\right) + \beta m_e \qquad (2)$$

كما يكتب التابع الموجي لجسيم ديراك بالصيغة المكافئة التالية [3] :

$$\psi(\vec{r},t) = \psi(\vec{r})e^{\frac{-iE_e t}{\hbar}} \quad (3)$$

يكتب التابع الموجي (٣) في الاحداثيات الاسطوانية ،حيث يوجه المحور $\overrightarrow{oz}$ وفق اتجاه الحقل المغناطيس الخارجي $\vec{H}$ بالصيغة التالية [4]:

$$\psi_e(\vec{r}) = \psi_e(r,\varphi\,,z) = f(r\,,\varphi\,)e^{ik_3 z}e^{i\left(l-\frac{1}{2}\right)\varphi} \qquad (4)$$

حيث k_3 القيمة الخاصة لمؤثر مسقط اندفاع الالكترون على محور الحقل المغناطيسي $\vec{H}$، ℓ العدد الكمي المداري ، الذي يصف مسقط العزم الكلي $\hat{J}$ للحركة وفق محور الحقل حيث :

$$\hat{J}_z\psi_e(\vec{r}) = (l-1/2)\psi_e(\vec{r})\,,$$

$$f(r,\varphi) = \sqrt{2\gamma}\begin{pmatrix} C_1 I_{n-1,s}(\rho)e^{-i\frac{\varphi}{2}} \\ iC_2 I_{n,s}(\rho)e^{i\frac{\varphi}{2}} \\ C_3 I_{n-1,s}(\rho)e^{-i\frac{\varphi}{2}} \\ iC_4 I_{n,s}(\rho)e^{i\frac{\varphi}{2}} \end{pmatrix} \qquad (5)$$

هنا $I_{n,s}(\rho)$ تابع لاغير *(Laguerre)* ، n,s أعداد كمية ويُعرف التابع بالصيغة التالية [٥] :

$$I_{n,s}(\rho)=\frac{1}{\sqrt{n!\,s!}}e^{\frac{\rho}{2}}\rho^{-\frac{(n-s)}{2}}\frac{d^s}{d\rho^s}(\rho^n e^{-\rho}) \quad (6)$$

$$\rho=\gamma r^2 \;;\gamma=\frac{eH}{2}=\frac{m_e^2}{2}\frac{H}{H_0} \quad ;\; H_0=\frac{m_e^2C^3}{e\hbar}$$ حيث

تحدد المعاملات C_μ اتجاه سبين الجسيمات بالنسبة للحقل المغناطيسي [6]:

$$\begin{pmatrix}C_1\\C_2\\C_3\\C_4\end{pmatrix}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1+\frac{m_e}{E_0}}\left\{\begin{pmatrix}1\\0\\K_3/(E+m_e)\\\sqrt{4n\gamma}/(E+m_e)\end{pmatrix}D_1+\begin{pmatrix}0\\1\\\sqrt{4n\gamma}/(E+m_e)\\-K_3/(E+m_e)\end{pmatrix}D_{-1}\right\} \quad (7)$$

$$E=\sqrt{K_3+m_e^2+4n\gamma}=\sqrt{K_3+m_e^2+2m_e^2n\frac{H}{m_0}}$$ حيث

تمثل n سوية الالكترون، $n=/+\nu$ العدد الطاقي ، ν العدد الكوانتي القطري ، n,ν $=0,1,2,3\ldots\ldots$ كما يحقق التابع الموجي الشرط الإضافي التالي:

$$\sigma_3^0\psi=\xi\psi \quad ;\; \sigma_3^0=\varrho_3\sigma_3+\frac{K_3}{E+m_e}(\varrho_1-i\varrho_2)$$

حيث $\xi=\pm1$ ، عندما $\xi=+1$ تكون $D_1=1,\quad D_{-1}=0,$ (السبين موجه باتجاه الحقل المغناطيسي)، أما عندما $\xi=-1$ تكون $D_1=0,\quad D_{-1}=1$ (السبين موجه باتجاه معاكس لاتجاه الحقل المغناطيسي) ، إذاً وفق ما تقدم نلاحظ أن حالة الإلكترون في حقل مغناطيسي خارجي متجانس وثابت تصفها جملة الأعداد الكمية التالية: n,K_3,ν,ξ .

يحقق التابع الموجي للنيوترينو معادلة ديراك [7] للجسيم الحر

$$\psi_\nu(\vec{r},t)=U\big(\vec{K}_\nu,\epsilon_\nu,s_\nu\big)e^{-i(\epsilon_\nu Kt-\vec{K}_\nu\vec{r})} \quad (8)$$

حيث : $E_\nu=\epsilon_\nu K=\epsilon_\nu\sqrt{\vec{K}_\nu{}^2+m_\nu^2}$ طاقة النيوترينو حيث $\varepsilon_\nu=+1\,(-1)$ طاقة النيوترينو (مضاد النيوترينو) ، m_ν كتلة النيوترينو ، φ_ν,θ_ν الزوايا الكروية لاندفاع النيوترينو $\vec{K}_\nu$:

$$\vec{K}_\nu=(K_\nu\sin\theta_\nu\cos\varphi_\nu,K_\nu\sin\theta_\nu\sin\varphi_\nu,K_\nu\cos\theta_\nu)$$

$s_\nu=\pm1$ تحدد اتجاه سبين النيوترينو (مضاد النيوترينو) بالنسبة لاندفاعه ويحدد بالعلاقة التالية:

$$\hat{s}=-i\frac{(\vec{\sigma}\nabla)}{K_\nu}$$

يعطى المقطع العرضي التفاضلي لتشتت النيوترينو على الالكترون بالعلاقة التالية [٨] :

$$d\sigma_{i\to f}=2\pi|M|^2_{i\to f}\delta(E'_\nu+E'-E_\nu-E)\frac{d^3K'_\nu}{(2\pi)^3} \quad (9)$$

هنا E_ν, E'_ν , طاقة النيوترينو قبل وبعد التشتت $\left|\vec{K}_\nu{}'\right| = \sqrt{E'_\nu{}^2 - m_\nu^2}$, اندفاع النيوترينو بعد التشتت.

نكتب العناصر المصفوفية $M_{i\to f}$ بالصيغة التالية [9]:

$$M_{i\to f} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\mu=1}^{4} T_\mu I_\mu \qquad (١٠)$$

حيث G_F ثابت فيرمي للتأثيرات المتبادلة الضعيفة .

$T_\mu = \bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)u$; سبينورات ديراك u ,$\bar{u}$

$$I_\mu = \frac{1}{2\pi L} \int_{-l/2}^{l/2} e^{i(K_3 - K'_3)z} dz \int_0^{2\pi} e^{i(l-l')\varphi} d\varphi \int_0^{\infty} r dr + \Phi_\mu f e^{i(\vec{K}_\nu - \vec{K}'_\nu)\vec{r}} \qquad (11)$$

حيث $\Phi_\mu = \bar{\eta}\gamma_\mu(g_V + \gamma_5 g_A)\eta$

$\bar{\eta}$ المرافق الهرميتي للتابع الموجي بعد التشتت. K_3, K'_3 مسقط اندفاع الإلكترون باتجاه الحقل المغناطيسي قبل وبعد التشتت . L طول الدور

$$\psi_e(r,\varphi,z+L) = \psi_e(r,\varphi,z)$$

عند إجراء تكامل العلاقة(١١) نستخدم الإحداثيات الاسطوانية والعلاقات التالية [10] :

1) $\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{-i\chi r \sin\theta_\chi \sin\varphi + i(l-l')\varphi} d\varphi = J_{l-l'}(\chi r \sin\theta_\chi)$,

2) $\int_0^{\infty} J_{l-l'}\left(2\sqrt{x\rho}\right) I_{n',s'}(\rho) I_{n,s}(\rho) d\rho = I_{n,n'}(x) I_{s,s'}(x) \qquad (12)$

حيث $\vec{\chi} = \overrightarrow{K'_\nu} - \overrightarrow{K_\nu}$ تغير اندفاع النيوترينو و $J_{l-l'}(\chi r \sin\theta_\chi)$ توابع بيسل و $I_{n,s}(x)$ توابع لاجير حيث $x = \chi^2 sin^2\theta_\chi / 4\gamma$

ندرس الحالة المحققة للشرط التالي [11,12]:

$$\left(\frac{\chi}{m_e}\right)^2 \ll \frac{H}{H_0} \ll 1 \qquad (١٣)$$

الذي يعني أن تغير اندفاع النيوترينو بالنسبة لكتلة الالكترون صغير جداً، كما أن قيمة الحقل المغناطيسي H أصغر من قيمة H_0 . عندئذٍ قيمة $x \ll 1$

في هذه الحالة تكون من خصائص تابع لاجير $I_{n_1 \acute{n}}(x) = \delta_{n_1 \acute{n}}$

بإجراء الحسابات السابقة، وبالتعويض في العلاقة (٩) نحصل على العبارة الرياضية للاحتمال التفاضلي لانتقال الإلكترون من السوية n إلى السوية $n' = n-1$

$$d\sigma_{n\to n-1} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} g_A^2 \left(1 - s_\nu{}' \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{E'_\nu{}^2}}\right) * \left(1 - s_\nu \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{E_\nu^2}}\right) * (1 + s'_\nu \cos\theta'_\nu)\ (1 - s_\nu \cos\theta_\nu) K'_\nu E'_\nu d\Omega'_\nu \qquad (14)$$

حيث $E'_\nu = E_\nu + \frac{m_e H}{H_0}$ أما في حالة انتقال الإلكترون من السوية n إلى السوية $n' = n+1$ فنجد [13,14]:

$$d\sigma_{n\to n+1} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} g_A^2 \left(1 - s'_\nu \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{{E'_\nu}^2}}\right)\left(1 - s_\nu \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{E_\nu^2}}\right)$$

$$(1 - s'_\nu \cos\theta'_\nu)(1 + s_\nu \cos\theta_\nu) K'_\nu E'_\nu d\Omega'_\nu \qquad (15)$$

حيث $E'_\nu = E_\nu - \frac{m_e H}{H_0}$

نشير إلى أننا أهملنا ظواهر استقطاب الإلكترون في دراستنا هذه ، لذلك لا نلاحظ وجود حدود تحوي سبين الإلكترون s_e في العلاقتين (١٤) (١٥) . وللحصول على احتمال التشتت التام $\sigma_{n\to n'}$ نجري التكامل وفق الزاوية المجسمة $d\Omega'_\nu = \sin\theta'_\nu d\theta'_\nu d\varphi'_\nu$ لاندفاع النيوترينو باستخدام العلاقة التالية :

$$\sigma_{n\to n'} = \int_0^{\pi} d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi'_\nu \sin\theta'_\nu \; d\sigma_{n\to n'} \qquad (١٦)$$

وبإجراء تجميع على مساقط سبين النيوترينو الخارج من التفاعل $s'_\nu = \pm 1$ (إهمال حالة استقطاب النيوترينو المُتشتت ν') نجد :

$$\sigma_{n\to n-1} = \frac{G_F^2}{2\pi} g_A^2 \left(1 - s_\nu \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{E_\nu^2}}\right)$$

$$(1 - s_\nu \cos\theta_\nu)\; (E_\nu + \frac{m_e H}{H_0}) \sqrt{\left(E_\nu + \frac{m_e H}{H_0}\right)^2 - m_\nu^2} \qquad (17) \qquad G_A = -\frac{1}{2}$$

ثابت التيار الحيادي

$$\sigma_{n\to n+1} = \frac{G_F^2}{2\pi} g_A^2 \left(1 - s_\nu \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{E_\nu^2}}\right)$$

$$(1 + s_\nu \cos\theta_\nu)(E_\nu - \frac{m_e H}{H_0}) \sqrt{\left(E_\nu - \frac{m_e H}{H_0}\right)^2 - m_\nu^2} \qquad (18)$$

بإجراء تكامل العلاقتين (١٧) (١٨) وفق الزاوية المجسمة $d\Omega'_\nu$ نجد :

$$W_{n\to n-1} = \frac{G_F^2}{2\pi} g_A^2 \left(1 - s'_\upsilon \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{(E_\nu + m_e H/H_0)^2}}\right)$$

$$* \left(1 - s_\nu \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{m_\upsilon^2}{E_\nu^2}}\right) *$$

$$(1 - s_\nu \cos\theta_\nu)\; (E_\nu + \frac{m_e H}{H_0}) \sqrt{\left(E_\nu + \frac{m_e H}{H_0}\right)^2 - m_\nu^2} \qquad (19)$$

$$\mathrm{W_{n\to n+1}} = \frac{\mathrm{G_F^2}}{2\pi} \mathrm{g_A^2} \left(1 - \mathrm{s'_\upsilon} \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{\mathrm{m_\upsilon^2}}{(\mathrm{E_\nu - m_e H/H_0})^2}}\right)$$

$$* \left(1 - \mathrm{s_\nu} \epsilon_\upsilon \sqrt{1 - \frac{\mathrm{m_\upsilon^2}}{\mathrm{E_\nu^2}}}\right) *$$

$$(1+s_\nu\cos\theta_\nu)\ (E_\nu-\frac{m_eH}{H_0})\sqrt{\left(E_\nu-\frac{m_eH}{H_0}\right)^2-m_\nu^2} \qquad (20)$$

بإهمال استقطاب النيوترينو الخارج من التفاعل تتحول العلاقتان (١٩ و٢٠) للصيغ التالية:

$$W_{n\to n-1}=\frac{G_F^2}{2\pi}g_A^2\left(1-s_\upsilon\epsilon_\upsilon\sqrt{1-\frac{m_\upsilon^2}{(E_\nu)^2}}\right)$$
$$(1-s_\nu\cos\theta_\nu)\ (E_\nu+\frac{m_eH}{H_0})\sqrt{\left(E_\nu+\frac{m_eH}{H_0}\right)^2-m_\nu^2} \qquad (21)$$

$$W_{n\to n+1}=\frac{G_F^2}{2\pi}g_A^2\left(1-s_\nu\epsilon_\upsilon\sqrt{1-\frac{m_\upsilon^2}{E_\nu^2}}\right)$$
$$(1+s_\nu\cos\theta_\nu)(E_\nu-\frac{m_eH}{H_0})\sqrt{\left(E_\nu-\frac{m_eH}{H_0}\right)^2-m_\nu^2} \qquad (22)$$

لندرس باستخدام العلاقتين(٢١) و (٢٢) تأثير استقطاب النيوترينو (مضاد النيوترينو) على المقطع العرضي الفعّال للتشتت σ حيث نميز حالتين :

١-اندفاع النيوترينو (مضاد النيوترينو) يوازي ويساير اتجاه الحقل المغناطيسي الخارجي $\vec{H}$ أي $(\vec{P}_k\uparrow\uparrow\vec{H})$

$cos\theta_\upsilon=+1$

$a)\quad s_{\upsilon_L}=-1$

$\vec{s}_\upsilon\uparrow\downarrow\vec{P}_k$: $\sigma_{n\to n-1}\neq0$ و $\sigma_{n\to n+1}=0$ (نترينو ذو استقطاب يساري)

$b)\quad s_{\upsilon_R}=+1$

$\vec{s}_\upsilon\uparrow\uparrow\vec{P}_k$: $\sigma_{n\to n-1}=0$ و $\sigma_{n\to n+1}\neq0$ (نترينو ذو استقطاب يميني)

$c)\quad s_{\overline{\upsilon}_L}=-1\quad\Rightarrow\sigma_{n\to n-1}\neq0$ و $\sigma_{n\to n+1}=0$

$d)\quad s_{\overline{\upsilon}_R}=+1\quad\Rightarrow\sigma_{n\to n-1}=0$ و $\sigma_{n\to n+1}\neq0$

٢- اندفاع النيوترينو (مضاد النيوترينو) يوازي ويعاكس اتجاه الحقل المغناطيسي الخارجي $(\vec{P}_k\uparrow\downarrow\vec{H})$ أي $\vec{H}$ وبالتالي: $cos\theta_\nu=-1$

$a)\quad s_{\upsilon_L}=-1\quad\Rightarrow\sigma_{n\to n-1}=0$ و $\sigma_{n\to n+1}\neq0$

$b)\quad s_{\upsilon_R}=+1\quad\Rightarrow\sigma_{n\to n-1}\neq0$ و $\sigma_{n\to n+1}=0$

$c)\quad s_{\overline{\upsilon}_L}=-1\quad\Rightarrow\sigma_{n\to n-1}=0$ و $\sigma_{n\to n+1}\neq0$

$d)\quad s_{\overline{\upsilon}_R}=+1\quad\Rightarrow\sigma_{n\to n-1}\neq0$ و $\sigma_{n\to n+1}=0$

المناقشة :

تساعدنا النتائج السابقة بتحديد تأثير استقطاب النيوترينو (مضاد النيوترينو) على التفاعل المدروس وسنناقش الحالتين السابقتين:

أولاً- $(\vec{P}_k \uparrow\uparrow \vec{H})$ إذا كانت طاقة الالكترون أكبر بعد التشتت $(n \to n+1)$ فإن المركبة اليمينية للنيوترينو ν_R أولمضاد النيوترينو $\bar{\nu}_R$ تساهم في التفاعل.

ثانياً- $(\vec{P}_k \uparrow\downarrow \vec{H})$ نلاحظ عكس النتائج السابقة حيث تساهم المركبة اليسارية للنيوترينو ν_Lأو لمضاد النيوترينو $\bar{\nu}_L$ في التفاعل، عندما تكون طاقة الالكترون أكبر بعد التشتت$(n \to n+1)$ أما المركبة اليمينية للنيوترينو ν_R و لمضاد النيوترينو $\bar{\nu}_R$ فهي التي تساهم في التفاعل عندما تتناقص طاقة الالكترون بعد التفاعل $(n \to n-1)$

النتيجة :

إن قياس طاقة الالكترون بعد التفاعل يحدد نوع استقطاب النيوترينو (مضاد النيوترينو) المشارك في التفاعل ، وبالتالي يساعد في الكشف عن وجود المركبتين ν_R ، $\bar{\nu}_L$ في الطبيعة والمرتبطتان بكتلة النيوترينو (الالكتروني) مباشرة أي $m_{\nu_e} \neq 0$ وهذا ما يتفق مع نتائج العمل [16,15]

المراجع:

[1]- F.Close (2010).*neutrino.oxford University press*. ISBN978-0-19-957459-9

[2]- Glashow *S.L. partial-symmetries of* Weak interactions //Nucl. phy- 1961-V.22-p.579-588.

[3]- Weinberg S.A.*Model of Leptons,phsy.Rev*.Lett.-1967-V.19-p.1264-1266.

[4]-Salam A. *Eelmentary particles theory*,- Stokholm, 1968,-P.367-377

[5] – Yang C.N.,and Mills R. L. – *Conservation of isotopic Spin and istopic gauge invariance – phys*.Rev.,1954,V.96-p.191-195.

[6]-Higgs P.W *Broken Symmetries and masses of Gauge Bosons - Phys.rev*.Lett., 1964,v.13,p508-509.

[7]- Bergkvist K.E.-A High- *Luminosity,High-Resolution study of the end point behaviour of the tritium β-spectrum* ,Nucl.Phys.-1972.-V.B39-P.317-370.

[8]-Kundig W. A. *Upper limit for the electron antineutrino mass from tritum β-decay* , Neutrino Phys. proc. int. workshop, Heidelberg Oct .20-22, 1987.Berlin etc., 1988.-p.126-134.

[9]- Arnett W.A, Rosner J.L. , *Neutriuo mass limits From SN 1987 A-Phs*. Rev. Lett.,1987,v.58-p.1906-l909.

[10]-Bonn J.al., *Nucl.Phys.proc*.Suppl.gl., 2002.273.

[11]- Maltoni M. et. al.,(2004*). Status of global fits to neutrino oscillation*,NJP 06:122.doi:10.1088/1367,2630/6/1/122 .arxiv:hep-ph/0405172.

[12] -Karagiorgi G.,et. al.,Shaevitz (2007*), Leptonic CP violation studies at MiniBooNe in the (3+2)sterile neutrino oscillation hypothesis "*. Phys. Rev. D.27 (013011)

[13] –Takaaki kajitu and Arthur Mc Donald, *Neutriuo oscillation nab nobel prize. Aps Advancing phys. November* ,2015,V.24, No.10.

[14) – Alexander Kuznetsov and Vasiliy savin Neutrino - electron *Scattering in a dense strongly magnetized plasma* . All issues (2017). https://doi.org//10.1051/epj conf. 2017 /15805007.

15-Vishvos Pandey *Potential constraints to Neutrino- Nucleus Interactions Based on Electron Scattering Data, Phys*. Sci. Forum 2023,8. http://doi. Org/10.3390/psf 202300800
16-Roshan Mammen Abraham, *Saeid Foroughi-Abar Felix Klin*g , and Yu-Dai tsai ,Neutrino Electro- magnetic Properties and the weak Mixing Angle at the LHC Forward Physics Facility , arxiv :
2301.10254v1 /hep-ph/24 jan 2023