

mettefaghi@qom.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۴/۱۳ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۱/۲۴)

QED

QED

$\frac{\pi}{2}$

ناجابه‌جایی و $\theta_{\mu\nu}$ ماتریسی حقیقی، ثابت و پادمتقارن است. برای ساختن نظریه میدان ناجابه‌جایی، طبق تناظر ویل-مویال اگر ضرب‌های معمولی با ضرب ستاره‌ای که به شکل زیر تعریف می‌شود، جایگزین شوند می‌توان یک تابع معمولی را به جای تابع متناظرش در فضای ناجابه‌جایی استفاده کرد:

$$f(x) * g(x) = f(x) \exp\left(\frac{i}{4} \bar{\partial}_{\mu} \theta^{\mu\nu} \bar{\partial}_{\nu}\right) g(x) . \quad (2)$$

بر اساس این تناظر، علاوه بر تصحیح برهم‌کنش ذرات باردار، یک ذره ختشی نیز در فضای ناجابه‌جایی می‌تواند با میدان پیمانه‌ای گروه $U(1)$ در نمایش همیوگ جفت شود. برخی از اثرهای این جفت‌شدگی جدید در مقاله‌های [۲-۶] بررسی شده است. نوترینوها نیز به عنوان ذرات ختشی می‌توانند با فوتون در

به علت انگیزه‌هایی که به طور عمده از نظریه ریسمان سرچشمه می‌گیرند [۱]، نظریه میدان در فضای ناجابه‌جایی در سال‌های اخیر به شدت مورد توجه قرار گرفته است. مقالات [۲-۱۲] نمونه‌ای از صدها مقاله در این زمینه است. در نظریه‌های میدان ناجابه‌جایی مختصات فضا-زمان به صورت عملگرهایی در نظر گرفته می‌شوند که از جبر جابه‌جایی تبعیت نمی‌کنند. به عنوان مثال در نسخه کانونیک فضا-زمان ناجابه‌جایی، مختصات از رابطه زیر پیروی می‌کنند:

$$[\hat{x}_{\mu}, \hat{x}_{\nu}] = i\theta_{\mu\nu} , \quad (1)$$

به طوری که علامت کلاه نشان‌دهنده مختصات در فضا-زمان

پراکندگی نوترینوی میونی از روی الکترون قطبیده در فضا- زمان ناجابه جایی اختصاص داده شده است. سرانجام در بخش پایانی مقاله یک جمع بندی از نتایج حاصل ارایه خواهیم داد.

QED

در نظریه های پیمانه ای برای حفظ تقارن پیمانه ای، باید مشتق های معمولی در لاگرانژی را با مشتق هموردا به شکل: $D_\mu \psi = \partial_\mu \psi - ie A_\mu \psi$ جایگزین کنیم، که در آن e ، A_μ و ψ به ترتیب ضریب جفت شدگی، میدان پیمانه ای و میدان مادی را نشان می دهند. در فضا- زمان جابه جایی که ضرب معمولی بین توابع وجود دارد، ترتیب نوشتن A_μ و ψ در نظره پیمانه ای $U(1)$ مهم نیست. در حالی که در فضا- زمان ناجابه جایی که در آن ضرب ستاره جایگزین ضرب معمولی می شود سه امکان برای آن وجود دارد: $e A_\mu * \psi$ ، $e \psi * A_\mu$ و یا $e(A_\mu * \psi - \psi * A_\mu)$. می توان نشان داد که دو جمله اول مزدوج بار یکدیگرند اما جمله سوم مزدوج بار خودش است [۱۱]. بنابراین برای یک ذره خنثی یک جفت شدگی سومی وجود دارد که مشتق هموردا برای آن به شکل زیر تعریف می شود:

$$\hat{D}_\mu \hat{\psi} = \partial_\mu \hat{\psi} - ie(\hat{A}_\mu * \hat{\psi} - \hat{\psi} * \hat{A}_\mu), \quad (3)$$

علامت کلاه اشاره می کند که این میدان ها در فضا- زمان ناجابه جایی تعریف شده اند. لذا میدان های فرمیونی خنثی در چارچوب QED ناجابه جایی می توانند با فوتون جفت شوند. کنش مربوط به چنین نظریه هایی به شکل زیر خواهد بود:

$$S = \int d^4x (\bar{\psi} * i \gamma^\mu \hat{D}_\mu \hat{\psi} - m \bar{\psi} * \hat{\psi}). \quad (4)$$

با استفاده از نگاشت های سایبرگ- ویتن می توان میدان های ناجابه جایی را بر اساس میدان های معمولی نوشت. این نگاشت ها در مورد میدان های فرمیونی و پیمانه ای در نظریه $U(1)$ تا مرتبه اول θ به قرار زیر خواهند بود [۹]:

$$\hat{\psi} = \psi + \theta^{\mu\nu} A_\nu \partial_\mu \psi, \quad (5)$$

$$\hat{A}_\mu = A_\mu + e \theta^{\nu\rho} A_\rho [\partial_\nu A_\mu - \frac{1}{\rho} \partial_\mu A_\nu]. \quad (6)$$

پس از استفاده از نگاشت های سایبرگ- ویتن بالا و بسط دادن

نظریه QED در فضای ناجابه جایی به طور مستقیم جفت شوند [۳]. لازم به ذکر است که این جفت شدگی جدید برای نوترینوهای چپ دست، در مدل استاندارد ناجابه جایی ای که بر مبنای گروه تقارن پیمانه ای $U(1) \times U(2) \times U(3)$ نوشته شده است [۷]، وجود دارد در حالی که در مدل استاندارد ناجابه جایی ای که بر مبنای گروه تقارن پیمانه ای $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ نوشته شده [۸]، وجود ندارد [۴].

در فضا- زمان عادی نوترینوها از طریق تصحیحات کوانتومی در صورتی که جرم دار باشند، می توانند با فوتون جفت شوند. مطالعه ویژگی های الکترومغناطیسی نوترینوها در فیزیک ناشناخته آنها از اهمیت زیادی برخوردار است. یکی از مهم ترین فرآیندهایی که می توان با آن این نوع ویژگی های نوترینو را مطالعه کرد، فرآیند پراکندگی الکترون- نوترینو است. چه الکترون های هدف قطبیده باشند و چه نباشند، سهم مربوط به ممان مغناطیسی نوترینوها متناسب با $\frac{1}{T}$ (انرژی پس زنی الکترون است) است. اگر الکترون های هدف را قطبیده در نظر بگیریم، در فضای عادی به ازای بعضی از مقادیر زاویه پراکندگی سهم ناشی از قطبش، سهم اصلی ناشی از برهم کنش های الکتروضعیف را کم رنگ می کند. به این ترتیب سهم مربوط به ممان مغناطیسی نوترینو که هیچ تصحیحی ناشی از قطبش الکترون نمی پذیرد، اثر خود را بهتر نشان می دهد [۱۳]. حد بالایی که برای ممان مغناطیسی نوترینو از طریق پراکندگی غیر قطبیده به دست می آید، از مرتبه $10^{-10} \mu_B$ (مغناطش بور است) است و از طریق پراکندگی قطبیده از مرتبه $10^{-13} \mu_B$ است.

سهم QED ناجابه جایی در پراکندگی نوترینو از روی الکترون غیر قطبیده مشابه سهم مربوط به ممان مغناطیسی نوترینو است: یعنی با $\frac{1}{T}$ متناسب است [۱۰]. در این مقاله ما سهم QED ناجابه جایی در پراکندگی نوترینو میونی از روی الکترون قطبیده را بررسی خواهیم کرد. بخش های مختلف مقاله به این شکل دسته بندی شده اند: در بخش بعد به طور خلاصه QED ناجابه جایی را برای ذرات خنثی مرور خواهیم کرد. بخش سوم به محاسبه سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی برای

دارد که از طریق مبادله فوتون رخ می دهد (شکل ۱).

اگر دامنه پراکندگی نمودار اول را با M_C و دامنه پراکندگی نمودار جدید را با M_{NC} نشان دهیم دامنه پراکندگی برای هر نمودار به شکل زیر است:

$$M_C = \frac{g^2}{4m_Z^2 \cos^2 \theta_W} [\bar{u}(p') \gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) u(p)] \times \quad (11)$$

$$[\bar{u}(k') \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u(k)],$$

$$M_C = \frac{-ie^2}{(k' - k)^2} [\bar{u}(p') \gamma_\mu u(p)] \times$$

$$[\bar{u}(k') (\theta^{\mu\nu} k_\nu \gamma^\rho q_\rho + \bar{\theta} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}') \gamma^\mu \quad (12)$$

$$+ \theta^{\rho\mu} q_\rho \gamma^\nu k_\nu) (1 - \gamma_5) u(k)],$$

که در آن g ، $g_A = -\frac{1}{2}$ و $g_V = 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}$ به ترتیب

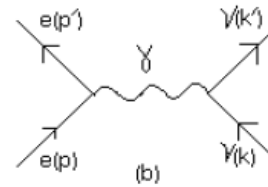
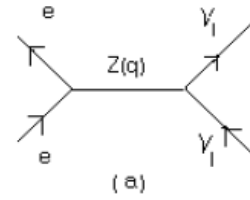
ثابت های جفت شدگی ضعیف، برداری و شبه برداری اند. به علاوه u و \bar{u} نماینده اسپینور و پاد اسپینورهای ذرات شرکت کننده در برهم کنشند. θ_W زاویه اختلاط ضعیف و m_Z جرم بوزون Z را نشان می دهند. بردار $\bar{\theta} = (\theta_{23}, \theta_{31}, \theta_{12})$ همچنین از اتحاد $\bar{\theta} \cdot \vec{k} \times \vec{k}' = \theta^{\mu\nu} k_\mu k'_\nu$ در طی محاسبات استفاده شده است.

لازم به ذکر است که در هر دو مدل استاندارد ناجابه جایی، مراجع [۷ و ۸]، رأس Z^0 با الکترون و Z^0 با نوترینو تصحیحاتی ناشی از ناجابه جا بودن فضا-زمان می پذیرند اما چون مرتبه این تصحیحات در سطح مقطع به صورت $\theta^2 G_F^2$ ثابت فرمی است) است و از مرتبه سهم ناشی از دیاگرام های در نظر گرفته شده کوچکتر است، از آنها صرف نظر شده است.

برای محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی در گام اول باید مجذور دامنه پراکندگی کل را حساب کنیم:

$$M_{tot}^2 = M_C^2 + M_C M_{NC}^* + M_{NC} M_C^* + M_{NC}^2. \quad (13)$$

به علت اینکه ما به دنبال سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی در فضای ناجابه جایی تا مرتبه اول هستیم، از جمله آخر در رابطه (۱۳) صرف نظر می کنیم. جمله اول سهم سطح مقطع در فضای جابه جایی را خواهد داد و دو جمله بعدی شامل تصحیحات ناجابه جایی تا مرتبه اول می باشند. برای محاسبه مجذور دامنه پراکندگی، باید توجه کرد که برای ذره قطبیده داریم:



شکل ۱. نمودارهای درختی پراکندگی نوترینوی میونی از روی الکترون در فضا- زمان ناجابه جایی.

ضرب ستاره تا اولین مرتبه θ ، کنش ذرات خنثی در نظریه QED ناجابه جایی به قرار زیر خواهد بود [۳]:

$$s = \int d^4 x \bar{\psi} ((i\gamma^\mu \partial_\mu - m) - \frac{e}{\gamma} \theta^{\nu\rho} [i\gamma^\mu (F_{\nu\rho} \partial_\mu + F_{\mu\nu} \partial_\rho + F_{\rho\mu} \partial_\nu) - m F_{\mu\rho}]) \psi, \quad (7)$$

که در آن $F_{\rho\mu}$ به صورت زیر است:

$$F_{\rho\mu} = \partial_\rho A_\mu - \partial_\mu A_\rho. \quad (8)$$

به این ترتیب عامل رأس فوتون- نوترینو در فضای ناجابه جایی به شکل زیر به دست خواهد آمد:

$$\Gamma^\mu (v\bar{\nu}\gamma) = -\theta^{\mu\nu\rho} \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) k_\nu q_\rho, \quad (9)$$

به طوری که:

$$\theta^{\mu\nu\rho} = \theta^{\mu\nu} \gamma^\rho + \theta^{\nu\rho} \gamma^\mu + \theta^{\rho\mu} \gamma^\nu. \quad (10)$$

در بخش بعد با استفاده از این قاعده فاینمن به محاسبه سطح مقطع پراکندگی نوترینو از روی الکترون قطبیده می پردازیم.

در فضا- زمان عادی پراکندگی نوترینوی میونی از الکترون تنها از طریق مبادله بوزون خنثی Z^0 امکان پذیر است. ولی وقتی جفت شدگی فوتون- نوترینو در فضای ناجابه جایی را در نظر می گیریم، در حد نمودارهای درختی یک نمودار جدید وجود

و

$$M_C M_{NC}^* + M_{NC} M_C^* = \frac{-i e^\gamma g^\gamma \bar{\theta} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}')}{m_Z^\gamma \cos^2 \theta_W (k' - k)^\gamma} \times m_e g_A (S_{e\alpha} p_\beta - p_\alpha S_{e\beta} + g_{\alpha\beta} (S_e \cdot p)) \times (k^\alpha k'^\beta - g^{\alpha\beta} (k \cdot k') + k^\beta k'^\alpha + i k_\mu k'_\rho \epsilon^{\alpha\mu\beta\rho}). \quad (18)$$

چاربردار قطبش S_μ که یک بردار فضاگونه است و در چارچوب ساکن نسبت به الکترون به صورت $S_\mu = (0, \hat{\eta}_e)$ است. دستگاه مختصات را طوری در نظر می‌گیریم که تکانه نوترینوی فرودی (k) در راستای محور Y ، $\hat{\eta}_e^\perp$ (مولفه‌ای از راستای محور Z و $\vec{k} \times \hat{\eta}_e^\perp$ در راستای X باشد).

مطابق با دستگاه مختصات نشان داده شده در شکل ۲ داریم:

$$\hat{\eta}_e = (\cos \delta \cos \gamma, \sin \delta \cos \gamma, \sin \gamma), \quad (19)$$

$$p = (m_e, 0, 0, 0), \quad (20)$$

$$k = (E_\nu, 0, E_\nu, 0), \quad (21)$$

$$p' = (T + m_e, |\vec{p}'| \sin \theta_{e'} \sin \varphi_{e'}, |\vec{p}'| \cos \theta_{e'}, |\vec{p}'| \sin \theta_{e'} \cos \varphi_{e'}), \quad (22)$$

$$p' = (E_\nu - T, -|\vec{p}'| \sin \theta_{e'} \sin \varphi_{e'}, E_\nu - |\vec{p}'| \cos \theta_{e'}, -|\vec{p}'| \sin \theta_{e'} \cos \varphi_{e'}), \quad (23)$$

$$S_e = (0, \hat{\eta}_e), \quad (24)$$

که در آن:

$$|\vec{p}'| = \sqrt{T^2 + 2Tm_e} = E_\nu \sqrt{y^2 + 2y \frac{m_e}{E_\nu}}, \quad (25)$$

است.

بنابراین:

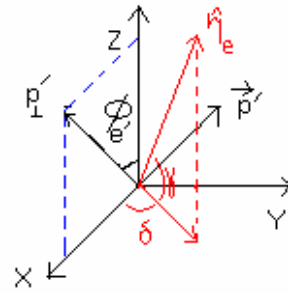
$$S_e \cdot k = -E_\nu (\hat{\eta}_e \cdot \hat{k}), \quad (26)$$

$$S_e \cdot k' = -(E_\nu - T) (\hat{\eta}_e \cdot \hat{k}'), \quad (27)$$

$$S_e \cdot p = 0, \quad (28)$$

$$S_e \cdot p' = -\sqrt{T^2 + 2Tm_e} (\hat{\eta}_e \cdot \hat{p}'). \quad (29)$$

چون فرض ما این است که تنها مولفه Z اسپین الکترون اولیه مشخص است، روی زاویه δ ، که در شکل ۲ نشان داده شده است، از 0 تا 2π انتگرال خواهیم گرفت. بنابراین δ صفر می‌شود. به راحتی و با استفاده از قانون بقای تکانه می‌توان دید:



شکل ۲. دستگاه مختصات انتخابی برای محاسبه سطح مقطع پراکندگی نوترینو از روی الکترون قطبیده.

$$\sum_{r=1,2} u_r(p) \bar{u}_r(p) = (1 + \gamma_5 S_e^\mu \gamma_\mu) (p^\rho \gamma_\rho + m_e), \quad (14)$$

که در آن S_e^μ چاربردار قطبش است. در پراکندگی مورد بحث تنها قطبش الکترون اولیه مشخص است. به این ترتیب سهم مربوط به فضای جابه‌جایی به صورت زیر داده می‌شود:

$$|M_C|^2 = \frac{G_F^2}{4} \text{Tr}(\gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) (1 + \gamma_5 S_e^\mu \gamma_\mu) \times (p^\rho \gamma_\rho + m_e) (g_V + g_A \gamma_5) \gamma_\beta (p'^\delta \gamma_\delta + m_e)) \times \text{Tr}(\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) k_\mu \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \gamma^\beta k'_\rho \gamma^\rho), \quad (15)$$

و سهم مربوط به فضای ناجابه‌جایی به صورت زیر داده می‌شود:

$$M_C M_{NC}^* + M_{NC} M_C^* = \frac{i e^\gamma g^\gamma \bar{\theta} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}')}{2m_Z^\gamma \cos^2 \theta_W (k' - k)^\gamma} \times \{ \text{Tr}(\gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) (1 + \gamma_5 S_e^\mu \gamma_\mu) \times (p^\rho \gamma_\rho + m_e) \gamma_\beta (p'^\delta \gamma_\delta + m_e)) - \text{Tr}(\gamma_\alpha (1 + \gamma_5 S_e^\mu \gamma_\mu) (p^\rho \gamma_\rho + m_e) \times (g_V + g_A \gamma_5) \gamma_\beta (p'^\delta \gamma_\delta + m_e)) \} \times \text{Tr}(\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) k_\mu \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \gamma^\beta k'_\rho \gamma^\rho) \quad (16)$$

بعد از عمل ردگیری، سهم فضای جابه‌جایی و ناجابه‌جایی به ترتیب به صورت زیر در می‌آیند:

$$|M_C|^2 = 16 G_F^2 \{ g_V^\gamma \{ (p \cdot k)(p' \cdot k') + (p \cdot k')(p' \cdot k) - m_e^2 (k \cdot k') + m_e (S_e \cdot k)(p \cdot k') - m_e (S_e \cdot k')(p \cdot k) - m_e (S_e \cdot k)(p' \cdot k') + m_e (S_e \cdot k')(p' \cdot k) \} + 2 g_V g_A \{ (p \cdot k)(p' \cdot k') - (p \cdot k')(p' \cdot k) - m_e (S_e \cdot k)(p' \cdot k') + m_e (S_e \cdot k')(p' \cdot k) \} + g_A^\gamma \{ (p \cdot k)(p' \cdot k') + (p \cdot k')(p' \cdot k) + m_e^2 (k \cdot k') - m_e (S_e \cdot k)(p \cdot k') + m_e (S_e \cdot k')(p \cdot k) - m_e (S_e \cdot k)(p' \cdot k') + m_e (S_e \cdot k')(p' \cdot k) \} \}, \quad (17)$$

برای محاسبه سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی $\frac{d\sigma}{dyd\varphi_{e'}}$ در چارچوب ساکن الکترون فرودی، کافی است رابطه (۳۱) و (۳۳) را در فرمول زیر قرار دهیم:

$$\frac{d\sigma}{dyd\varphi_{e'}} = \frac{1}{64\pi^2 m_e E_V} \times \left| M_C(\cos\theta_{e'} = \frac{y + \frac{m_e}{E_V} y}{\sqrt{y^2 + 2y \frac{m_e}{E_V}}}) \right|^2 \quad (34)$$

به این ترتیب سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی برای پراکندگی نوترینوی میونی از روی الکترون قطبیده در فضا- زمان ناجابه جایی به شکل زیر در می آید:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dyd\varphi_{e'}} &= \frac{G_F^2 m_e E_V}{4\pi^2} \{ [(g_V^2 + g_A^2)(2 + y^2 - 2y) \\ &- (g_V^2 - g_A^2)y \frac{m_e}{E_V} + 2g_V g_A y(2 - y)] \\ &+ |\eta_e^\perp| \sqrt{y \frac{m_e}{E_V} (2 - y(2 + \frac{m_e}{E_V}))} \cos\varphi_{e'} [-yg_V^2 \\ &+ (2 - y)g_A^2 + 2g_V g_A (y - 1)] \} \\ &+ \frac{g_A e^2 \theta G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} m_e E_V \sin^2\varphi_{e'} \sin\lambda \eta_e^\perp \\ &\times (2 - \frac{m_e}{E_V} y - 2y). \end{aligned} \quad (35)$$

نکاتی که در مورد سهم ناشی از فضا-زمان ناجابه جایی طبق رابطه (۳۵) باید مورد توجه قرار گیرند، به قرار زیر هستند:

۱. جمله قطبشی که مستقل از فضا-زمان ناجابه جایی است به علت نوع وابستگی اش نسبت به زاویه پراکندگی، می تواند هم اثرهای سازنده به ازای $\cos\varphi_{e'} > 0$ و هم اثرهای ویرانگر به ازای $\cos\varphi_{e'} < 0$ داشته باشد. از این خاصیت برای تعیین حد بهتر برای دو قطبی مغناطیسی نوترینو استفاده شده است زیرا جمله ناشی از دو قطبی مغناطیسی سهم قطبشی ندارد [۱۳]. اما از رابطه اخیر دیده می شود که سهم قطبشی ناشی از فضا-زمان ناجابه جایی به اندازه $\frac{\pi}{4}$ با سهم ناشی از فضا-زمان عادی اختلاف فاز دارد و برای همه زاویه های پراکندگی مثبت است. به عبارت دیگر به ازای زاویه هایی که سهم قطبش فضا-زمان عادی چه سازنده و

$$(\hat{\eta}_e \cdot \hat{k}') = -\frac{\sqrt{T^2 + 2Tm_e}}{E_V - T} (\hat{\eta}_e \cdot \hat{p}') \quad (30)$$

$$= -\frac{\sqrt{y^2 + 2y \frac{m_e}{E_V}}}{1 - y} (\hat{\eta}_e \cdot \hat{p}'),$$

که $y = \frac{T}{E_V}$ است و T انرژی جنبشی الکترون پس زده شده و E_V انرژی نوترینوی فرودی را نشان می دهند.

با استفاده از روابط بالا، مجذور دامنه پراکندگی برای فضای ناجابه جایی به شکل زیر در می آید [۱۴]:

$$\begin{aligned} \left| M_C(\cos\theta_{e'} = \frac{y + \frac{m_e}{E_V} y}{\sqrt{y^2 + 2y \frac{m_e}{E_V}}}) \right|^2 &= \\ &= 64 \frac{G_F^2}{4} (m_e E_V) (g_V^2 (2 + y^2 \\ &- y(\frac{m_e}{E_V} + 2)\sqrt{y^2 + 2y \frac{m_e}{E_V}} (\hat{\eta}_e \cdot \hat{p}')) \\ &+ g_A^2 (2 + y \frac{m_e}{E_V} + y(y - 2)) \\ &+ (2 - y)\sqrt{y^2 + 2y \frac{m_e}{E_V}} (\hat{\eta}_e \cdot \hat{p}')) \\ &+ 2g_V g_A (y(2 - y) \\ &+ (y - 1)\sqrt{y^2 + 2y \frac{m_e}{E_V}} (\hat{\eta}_e \cdot \hat{p}'))), \end{aligned} \quad (31)$$

و برای سهم تصحیحات ناجابه جایی داریم:

$$M_C M_{NC}^* + M_{NC} M_C^* = \frac{2e^2 g_V^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W} \frac{\vec{\theta} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}')}{(k' - k)^2} \quad (32)$$

$\times m_e g_A (S_{e\alpha} P_\beta - P_\alpha S_{e\beta}) k'_\mu k'_\nu \epsilon^{\alpha\mu\beta\rho}$.
با توجه به جهت گیری های انتخاب شده و انتخاب محور y می توان سهم ناجابه جایی را به صورت زیر ساده تر کرد:

$$\begin{aligned} M_C M_{NC}^* + M_{NC} M_C^* &= \frac{2e^2 g_V^2 m_e g_A}{m_Z^2 \cos^2\theta_W} \\ &\times \frac{\theta E_V \sin^2\theta_{e'} \sin^2\varphi_{e'} \sin\lambda \eta_e^\perp}{2y} E_V (y^2 + 2y \frac{m_e}{E_V}). \end{aligned} \quad (33)$$

الکتروضعیف مقایسه می‌شود. لذا حدی که از این طریق بر روی این کمیت به دست می‌آید (از مرتبه $10^{-10} \mu_B$) در مقایسه با مقدار نظری آن (از مرتبه $10^{-19} \mu_B$) بسیار بزرگ‌تر است و از این رو تلاش می‌شود که سهم الکتروضعیف را کم رنگ‌تر کنند. اگر الکترون‌های اولیه قطبیده باشند، به ازای بعضی از مقادیر زاویه پراکندگی، جملات ناشی از قطبش در سطح مقطع پراکندگی باعث کاهش پراکندگی جملات غیر قطبیده می‌شود. این در حالی است که به جملات ناشی از ممان مغناطیسی نوترینو هیچ تصحیحی به خاطر قطبش الکترون اولیه اضافه نمی‌شود. بنابراین مطالعه ممان مغناطیسی نوترینو با استفاده از پراکندگی نوترینو از روی الکترون قطبیده منجر به حد قوی‌تری بر روی این کمیت نسبت به مورد غیر قطبیده می‌شود (از مرتبه $10^{-13} \mu_B$) [۱۳]. از طرفی در فضا-زمان ناجابه‌جایی، نوترینوها به عنوان ذراتی که از نظر الکتریکی خنثی هستند در QED ناجابه‌جایی با فوتون جفت می‌شوند. در این مقاله ما تصحیحات ناشی از QED ناجابه‌جایی بر روی سطح مقطع پراکندگی نوترینو میونی از روی الکترون قطبیده را حساب کرده‌ایم. این تصحیحات متناسب با قطبش الکترون و از مرتبه اول نسبت به پارامتر ناجابه‌جایی است. از نظر وابستگی نسبت به زاویه پراکندگی، تصحیحات ناشی از ناجابه‌جایی دارای اختلاف فاز $\frac{\pi}{4}$ با جملات ناشی از قطبش در فضای عادی است. لذا به ازای مقادیری از زاویه پراکندگی که سهم الکتروضعیف کاهش یافته است، سهم ناجابه‌جایی هم صفر می‌شود. بنابراین حد $10^{-13} \mu_B$ همچنان برای ممان مغناطیسی نوترینو صحیح است. نکته دیگر که از این محاسبه قابل توجه است، این است که سهم ناجابه‌جایی به زاویه بین بردار $\vec{\theta}$ و راستای نوترینوی فرودی بستگی دارد. به این ترتیب یک جهت مرجح که همان بردار $\vec{\theta}$ است، در فضا مشخص می‌شود.

چه ویرانگر بیشینه است، سهم قطبشی ناشی از فضا زمان ناجابه‌جایی صفر است و بر عکس. بنابراین سهم ناجابه‌جایی باعث جبران کاهش پراکندگی می‌شود و همچنان می‌توان با استفاده از پراکندگی نوترینوی میونی از روی الکترون قطبیده حد قوی‌تری در مقایسه با مورد غیر قطبیده بر روی ممان مغناطیسی نوترینو به دست آورد. ولی باید به این نکته توجه کرد که به ازای مقادیری از زاویه پراکندگی که سهم ناجابه‌جایی بیشینه است، قسمت قطبیده سهم الکتروضعیف صفر است. بنابراین سهم ناجابه‌جایی با سهم غیر قطبیده الکتروضعیف با هم حضور دارند. در صورتی که مقیاس ناجابه‌جایی از مرتبه مقیاس الکتروضعیف باشد، سهم قطبیده ناجابه‌جایی از مرتبه سهم غیر قطبیده الکتروضعیف خواهد بود.

۲. جمله قطبشی فضا-زمان ناجابه‌جایی وابسته به زاویه بین بردار ناجابه‌جایی و بردار تکانه نوترینوی ورودی است. لذا با تابش نوترینو به الکترون قطبیده در بعضی جهات می‌توان اثر ناجابه‌جایی بودن فضا-زمان را دید و در بعضی جهات دیگر این اثر دیده نمی‌شود (البته اگر پارامتر ناجابه‌جایی به قدر کافی بزرگ باشد). این موضوع از دو جهت قابل اهمیت است: یکی تشخیص دادن سهم ناجابه‌جایی و دیگر تعیین جهت بردار ناجابه‌جایی که به نوعی نماینده نقض تقارن لورنتس است [۱۲].

بررسی ممان مغناطیسی نوترینوها یکی مسایل مهم در فیزیک نوترینوها است. یکی از فرآیندهایی که در آن اثرات ممان مغناطیسی نوترینو به خوبی نمایان است، پراکندگی نوترینو از روی الکترون است. اگر الکترون هدف غیر قطبیده باشد، سهم ممان مغناطیسی نوترینو باید با سهم ناشی از برهم‌کنش‌های

115007.

3. P Schupp, J Trampetic, J Wess and G Raffelt, *Eur. Phys. J. C* **36** (2004) 405.
4. M Haghghat, M M Etefaghi and M Zeinali, *Phys.*

1. M R Douglas and N A Nekrasov, *Rev. Mod. Phys.* **73** (2002) 977.
2. H Grosse, and Y Liao, *Phys. Lett. B* **520** (2001) 63; H Grosse, and Y Liao, *Phys. Rev. D* **64** (2001)

- Schupp and J Wess, *Eur. Phys. J. C* **17** (2000) 521; B Jurčo, L Möller, S Schraml, P Schupp and J Wess, *Eur. Phys. J. C* **21** (2001) 383; L. Möller, *JHEP* **10** (2004) 063.
10. M M Ettefaghi and T Shakouri, *JHEP* **11** (2010) 131.
 11. M M Sheikh-Jabbari, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5265.
 12. S M Carroll, J A Harvey, V A Kostelecky, C D Lane, T. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 141601.
 13. T I Rashba and V B Semikoz, *Phys. Lett. B* **479** (2000) 218.
 14. S Ciechanowicz, W Sobk'ow and M Misiaszek, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 093006.
 5. M Ettefaghi, and M Haghghat, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 056009.
 6. M M Ettefaghi, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 065022; M Haghghat, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 025011.
 7. M Chaichian, P Presnajder, M M Sheikh-Jabbari and A Tureanu, *Eur. Phys. J. C* **29** (2003) 413.
 8. X Calmet, B Jurčo, P Schupp, J Wess and M Wohlgenannt, *Eur. Phys. J. C* **23** (2002) 363; B Melic, K Passek-Kumerivcki, J Trampetic, P Schupp and M Wohlgenannt, *Eur. Phys. J. C* **42** (2005) 483.
 9. J Madore, S Schraml, P Schupp and J Wess, *Eur. Phys. J. C* **16** (2000) 161; B Jurčo, S Schraml, P