

مطالعه انتشار همدوس لپتون‌های باردار ناشی از واپاشی پایون و W بوزون در مکانیک بوهمی

حمید عزیزاکرم، محمد مهدی اتفاقی و سید وحید موسوی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم، قم

پست الکترونیکی: mettefaghi@qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۲/۱۱/۲۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۳/۱۱/۲۸)

چکیده

توجه عدم تغییر طعم لپتون‌های باردار در حال انتشار در مقایسه با نوسان نوترینو که اکنون به عنوان یک واقعیت فیزیکی پذیرفته شده است، مورد توجه می‌باشد. در این مقاله با محاسبه مسیرهای بوهمی لپتون‌های باردار الکترون و میون ناشی از واپاشی پایون و بوزون W مشاهده می‌کنیم که حتی اگر تولید آنها همدوس باشد (یعنی عدم قطعیت در انرژی بزرگ‌تر از تفاوت جرم الکترون و میون باشد و تابع موج اولیه آنها همپوشانی داشته باشد)، پس از مدت زمان کوتاهی همدوسی از بین خواهد رفت.

واژه‌های کلیدی: لپتون‌های باردار، مکانیک کوانتومی بوهمی، برهم‌نهی همدوس، نوسان

۱. مقدمه

می‌شوند، می‌توانند به برهم‌نهی‌های خطی دیگری نوسان کنند. با آزمودن خواص همدوسی حالت لپتون‌های باردار تولید شده در برهم‌کنش‌های ضعیف، در چارچوب مکانیک کوانتومی معمولی می‌توان به این سؤال پاسخ داد [۶]. از طرف دیگر فرمالیزم مکانیک کوانتومی دارای مشخصه‌هایی است که اعتراض برانگیز هستند. آن‌ها ذهنی انگاری و ناموجوبیت هستند. فرمالیزم مکانیک کوانتومی تنها به خواص سیستم آن گونه که در اندازه‌گیری ظاهر می‌شود، می‌پردازد. در مقابل یک توصیف عینی باید یک توصیف مستقل از اندازه‌گیری از خواص سیستم ارائه دهد. اگر یک نظریه موجبیتی باشد، از حالت فعلی سیستم،

از زمانی که ایده نوسانات نوترینو پا به میان گذاشت، این سؤال که آیا لپتون‌های باردار نیز می‌توانند دستخوش نوسانات شوند، مورد بحث بوده است. در حالی که بسیاری از پژوهشگران معتقدند که چنین نوساناتی امکان پذیر نیست [۳، ۲، ۱]، برخی دیگر نتیجه‌ای مخالف این را باور دارند [۵، ۴]. اکثر استدلال‌های مبنی بر عدم نوسان لپتون‌های باردار بر پایه این حقیقت هستند که ویژه حالت‌های جرمی نوسان نمی‌کنند. هرچند این دلیل جوابی بر این سؤال نمی‌تواند باشد که آیا برهم‌نهی‌های خطی معینی از لپتون‌های باردار که در برهم‌کنش‌های ضعیف تولید

است که در آن

$$\hat{H} = -i\hbar\vec{\alpha}\vec{\nabla} + \beta mc^2. \quad (2)$$

$\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)^T$ جواب کلی این معادله است که برای تکانه $\vec{p}$ و انرژی E مفروض به صورت زیر است:

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \frac{N}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int U(p) \psi(p; p_a, \sigma_p) e^{\frac{i}{\hbar}(p\mathbf{x} - E(p)t)} dp, \quad (3)$$

که در آن $E(p) = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ و $U(p)$ اسپینور دیراک آزاد است و $\psi(p; p_a, \sigma_p)$ بسته موج در فضای تکانه می باشد. N در رابطه (۳)، ضریب بهنجارش بوده که از شرط بهنجارش تعیین می شود.

جریان پایسته دیراک به صورت

$$J^k = c\psi^\dagger \hat{\alpha}^k \psi, \quad (4)$$

است که در آن $\gamma^\mu = (\hat{\beta}, \hat{\beta}\hat{\alpha}^i)$ ماتریس های دیراک هستند. بنابراین، مسیرهای بوهمی ذرات با حل معادله راهنمای زیر [۷] به دست می آید:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{J(\mathbf{x}, t)}{J^0(\mathbf{x}, t)}, \quad (5)$$

که در آن $J = (j^1, j^2, j^3)$ است.

حال در رابطه (۳)، بسته موج در فضای تکانه رابه صورت گاوسی زیر در نظر می گیریم:

$$\psi(p; p_a, \sigma_p) = \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{\frac{1}{4}}} \exp\left[-\frac{(p - p_a)^2}{4\sigma_p^2}\right], \quad (6)$$

که در آن p_a تکانه میانگین بسته موج مورد نظر بوده و از رابطه $E_a(p_a) = \sqrt{p_a^2 c^2 + m^2 c^4}$ تعیین می شود که در آن E_a انرژی میانگین بسته موج σ_p پهنای تکانه بسته موج است. با در نظر گرفتن ذراتی که تنها شامل انرژی های مثبت می باشند، ۴ اسپینور دیراک آزاد $U(p)$ در معادله (۳) به صورت زیر است:

$$U(p) = \left(1, 0, \frac{pc}{mc^2 + E(p)}, 0\right)^T, \quad (7)$$

با جایگذاری معادلات (۶) و (۷) در معادله (۳)، مؤلفه های دوم و چهارم این تابع موج برابر صفر شده و خواهیم داشت:

حالت آن در لحظات بعدی قابل پیش بینی است. در صورتی که در مکانیک کوانتومی در اندازه گیری نتایج فقط به صورت احتمالاتی قابل پیش بینی است. هدف از گسترش نظریه های حاوی متغیرهای نهان این است که فرمالیسمی ارائه شود که اگر چه به لحاظ تجربی با مکانیک کوانتومی استاندارد معادل است، ولی فاقد دو مشخصه مذکور باشد. مکانیک بوهمی به عنوان یک نظریه متغیر نهان، یکی از تعابیر ممکن و به اعتقاد بسیاری بهترین تعبیر مکانیک کوانتومی است. در این رهیافت، یک توصیف مبتنی بر مسیر از پدیده ها داده می شود که در سطح آماری با مکانیک کوانتومی معادل است. به عبارت دیگر تعبیر بوهمی مکانیک کوانتومی به منظور ارائه توصیفی علی از مکانیک کوانتومی معمولی ایجاد شده است. لذا هر چند که پدیده هایی مثل آزمایش دو شکافی یانگ در چارچوب مکانیک کوانتومی استاندارد قابل توجیه هستند، ولی مطالعه دوباره آنها در چارچوب مکانیک کوانتومی بوهمی دارای اهمیت است. در این راستا مطالعه پدیده نوسان نوترینو در چارچوب نظریه های متغیر نهان مثل مکانیک کوانتومی بوهمی هم دارای اهمیت است. در این مقاله به جای نوسان نوترینو با جرم های نامعلوم، نوسان لپتون های باردار را در چارچوب مکانیک کوانتومی بوهمی مطالعه می کنیم. در تعبیر بوهمی مکانیک کوانتومی، با استفاده از توابع موج حاصل از مکانیک کوانتومی نسبیتی، مسیرهای بوهمی برای ذره فرمیونی آزاد نسبیتی تعیین می شود [۷]. ما با ارائه توصیف علی از معادله دیراک، مسیرهای بوهمی را برای ذرات فرمیونی نسبیتی آزاد به دست آورده و خواص همدوسی حالت های لپتونی باردار تولید شده در برهم کنش های ضعیف را با توجه به این مسیرهای بوهمی بررسی کرده و توصیف علی از خواص همدوسی این ذرات به دست می آوریم. نشان داده می شود که تعبیر بوهمی از مکانیک کوانتومی، در این مورد سازگار با مکانیک کوانتومی استاندارد است.

۲. توصیف علی معادله دیراک

معادله دیراک به صورت

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi, \quad (1)$$

عدم قطعیت‌های آنها، می‌توانیم مجذور جرم ذره را با یک عدم قطعیت σ_{m^2} تعیین کنیم.

در فرآیند واپاشی $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu$ ، انرژی و تکانه لپتون‌های باردار تولیدی و عدم قطعیت‌های کوانتومی مربوطه‌شان، به وسیله شرایط موجود در واپاشی تعیین می‌شوند. چنانچه عدم قطعیت در جرم لپتون باردار، σ_{m^2} ، در رابطه زیر صدق کند:

$$\sigma_{m^2} < m_\mu^2 - m_e^2, \quad (10)$$

در این صورت لپتون باردار تولیدی، یک ترکیب ناهمدوس از e و μ است. اگر، برعکس

$$\sigma_{m^2} > m_\mu^2 - m_e^2, \quad (11)$$

در این صورت تعیین اینکه کدام ویژه حالت جرمی تولید شده، امکان‌پذیر نخواهد بود یعنی حالت لپتون باردار ساطع شده برهم‌نهی همدوسی از e و μ خواهد بود.

از رابطه نسبیتی بین جرم، انرژی و تکانه یک ذره آزاد داریم:

$$\sigma_{m^2} = \left[(2E\sigma_E)^2 + (2p\sigma_p)^2 \right]^{1/2}, \quad (12)$$

که در آن σ_E ، عدم قطعیت در انرژی لپتون‌های باردار تولیدی در واپاشی‌های $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu$ بوده و برابر است با:

$$\sigma_E \approx \Gamma_\pi = \frac{\Gamma_\pi^0}{\gamma}, \quad (13)$$

که $\gamma = \frac{1}{2(1-\beta^2)}$ ضریب لورنتس پایون و

$$\Gamma_\pi^0 \approx 2.5 \times 10^{-8} \text{ eV}, \quad (14)$$

پهنای واپاشی در چارچوب سکون آن است.

عدم قطعیت در تکانه یک ذره تولید شده در واپاشی، به طور تقریبی توسط معکوس عدم قطعیت مکانی آن، σ_x ، داده می‌شود که در اصل همان سرعت ذره در طول عمر ذره ما در آن است. بنابراین، برای لپتون‌های باردار تولید شده در واپاشی پایون داریم:

$$\sigma_p \approx \left[\left(\frac{p}{E} \right) \tau_\pi \right]^{-1} = \left(\frac{E}{p} \right) \Gamma_\pi. \quad (15)$$

با جایگذاری روابط (۱۴) تا (۱۶) در رابطه (۱۳)، در نهایت خواهیم داشت:

$$\sigma_{m^2} \approx 2\sqrt{2} E \sigma_E, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \psi_1(z, t) = & \frac{N}{(2\pi)^{\frac{3}{4}} \sigma_p^{\frac{1}{2}}} \int \exp \left[-\frac{(p-p_a)^2}{4\sigma_p^2} \right] \exp \left[i \left(pz - \sqrt{p^2 + m^2} t \right) \right] dp \\ \psi_3(z, t) = & \frac{N}{(2\pi)^{\frac{3}{4}} \sigma_p^{\frac{1}{2}}} \\ & \int \exp \left[\frac{(p-p_a)^2}{4\sigma_p^2} \right] \exp \left[i \left(pz - \sqrt{p^2 + m^2} t \right) \right] \\ & \left[\frac{p}{m + \sqrt{p^2 + m^2}} \right] dp, \end{aligned} \quad (8)$$

مقادیر c و $\hbar$ یک فرض شده‌اند.

با جایگذاری معادلات (۸) و (۹) در معادله (۴)، چگالی جریان چهار مؤلفه‌ای ذرات فرمیونی نسبیتی آزاد با انرژی مثبت به صورت زیر خواهد بود:

$$\begin{aligned} J^0(z, t) &= \psi_1^* \psi_1 + \psi_3^* \psi_3 \\ J(z, t) &= j_z(z, t) = \psi_3^* \psi_1 + \psi_1^* \psi_3 \end{aligned} \quad (9)$$

حال با جایگذاری روابط (۱۰) در معادله (۵)، و حل معادله دیفرانسیل منتهی به شرایط اولیه مشخص، می‌توان مسیره‌های بوهمی را تعیین کرد. طبق اصول موضوعه مکانیک بوهمی، توزیع اولیه ذرات با تابع موج اولیه داده می‌شود. بنابراین مکان-های اولیه ذرات به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که منطبق بر توزیع اولیه (۳) باشند. احتمال اینکه در لحظه t در المان d^3x حول مکان x باشد، برابر کمیت اسکالر $J^0 d^3x$ است. مسیره‌ها با مکان اولیه خود از هم تمیز داده می‌شوند، چرا که خاصیت تک مقداری بودن میدان سرعت مانع از قطع کردن مسیره‌ها توسط یکدیگر می‌شود.

۳. خواص همدوسی حالت‌های لپتون باردار

در بعضی فرآیندهای واپاشی، انرژی E و تکانه p یک ذره تولید شده، دارای عدم قطعیت‌های کوانتومی σ_E و σ_p می‌باشند. این عدم قطعیت‌ها، در حالت خاص، نشان می‌دهند که ذره تولیدی باید به جای موج تخت، با بسته موجی به پهنای فضایی $\sigma_x \sim 1/\sigma_p$ توصیف شود. با اندازه‌گیری انرژی و تکانه ذره و

می‌کنیم. در این مقاله همدوسی e و μ ناشی از واپاشی $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu$ و $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu$ در چارچوب مکانیک بوهمی بررسی شده و نتایج آن با آنچه در بخش قبل با استفاده از مکانیک کوانتومی به دست آمد، مقایسه می‌شود. در مکانیک بوهمی، ناهمدوسی به منزله عدم همپوشانی دسته مسیرهای بوهمی مربوط به ویژه حالت‌های جرمی ذرات مورد بحث است. چنانچه فاصله جدایی مسیرهای بوهمی ذرات، از مرتبه بزرگترین عدم قطعیت در مکان آنها باشد، همدوسی‌شان از بین می‌رود.

به عنوان اولین مسئله، واپاشی پایون را در نظر می‌گیریم. بر اساس نتایج به دست آمده از مکانیک کوانتومی در بخش قبل، انتظار داریم به دلیل اختلاف نسبتاً بزرگ مربع جرمی ویژه حالت‌های جرمی لپتون‌های باردار ناشی از واپاشی پایون، از همان ابتدا، انتشار ناهمدوسی از e و μ را مشاهده کنیم.

حال مسیرهای بوهمی e و μ ناشی از این واپاشی را با استفاده از رابطه به دست آمده برای مسیرهای بوهمی در بخش اول، به دست می‌آوریم. با در نظر گرفتن مقادیر مربوط به عدم قطعیت‌های تکانه و انرژی لپتون‌های باردار تولیدی در واپاشی پایون و نیز انرژی میانگین 70 MeV و 110 MeV به ترتیب برای الکترون و میون و جایگذاری این مقادیر در روابط به دست آمده برای این واپاشی در بخش قبل، مجموعه مسیرهای بوهمی این دو ذره به دست می‌آید که در شکل ۱ نشان داده شده است. در این شکل، مسیرهای بوهمی که با رنگ قرمز نشان داده شده‌اند مربوط به الکترون و رنگ سبز مربوط به میون است. محورهای افقی و عمودی به ترتیب محورهای زمانی و مکانی است که در واحد eV^{-1} رسم شده است. همان طور که مشاهده می‌کنیم مسیرهای بوهمی این دو ذره از همان زمان ایجاد، از هم جدا هستند لذا از واپاشی پایون، ترکیب همدوسی از الکترون و میون نمی‌تواند ایجاد شود. این نتیجه طبیعی است زیرا به علت تفاوت جرم زیاد الکترون و میون در مقایسه با انرژی، همپوشانی تابع موج آنها سریعاً از بین می‌رود. همچنین مطابق این شکل، با گذشت زمان به دلیل جرم نسبتاً سنگین میون نسبت به الکترون (حدود 200 برابر) الکترون بسیار

بنابراین، عدم قطعیت در تعیین جرم لپتون‌های باردار تولیدی در واپاشی پایون در چارچوب سکون آن برابر:

$$\sigma_{m^2} \approx 2\sqrt{2}\Gamma_\pi^\circ \approx 2\sqrt{2} \times 90\text{ MeV} \times 2/5 \times 10^{-8} \text{ eV} \approx 6/4 \text{ eV}^2, \quad (17)$$

خواهد بود که $\bar{E} \approx 90\text{ MeV}$ میانگین انرژی لپتون‌های باردار تولیدی در واپاشی‌های پایون در حال سکون می‌باشد.

با مقایسه این کمیت با $(106\text{ MeV})^2 = m_\mu^2 - m_e^2$ آشکارا مشاهده می‌کنیم که شرط موجود در معادله (۱۱) با اختلاف بسیاری برقرار است و این یعنی ویژه حالت‌های جرمی مختلف لپتون‌های باردار به صورت ناهمدوس ساطع می‌شوند. در بررسی خواص همدوسی لپتون‌های باردار ناشی از واپاشی بوزون $W^\pm \rightarrow \ell_a^\pm \nu (\ell_a = e, \mu, \tau)$ داریم:

$$\Gamma_W^\circ \rightarrow \ell_a \nu \approx \frac{G_F m_W^3}{6\sqrt{2}\pi} \approx 230\text{ MeV} \quad (18)$$

که در آن G_F ثابت فرمی و $m_W \approx 80/4\text{ GeV}$ جرم بوزون W است. بنابراین، برای واپاشی W در حالت سکون تقریب زیر را برای عدم قطعیت در جرم لپتون باردار داریم:

$$\sigma_{m^2} \approx 2\sqrt{2}E\sigma_E \approx 2\sqrt{2} \times 40\text{ GeV} \times 230\text{ MeV} \approx (5\text{ GeV})^2, \quad (19)$$

در این صورت خواهیم داشت،

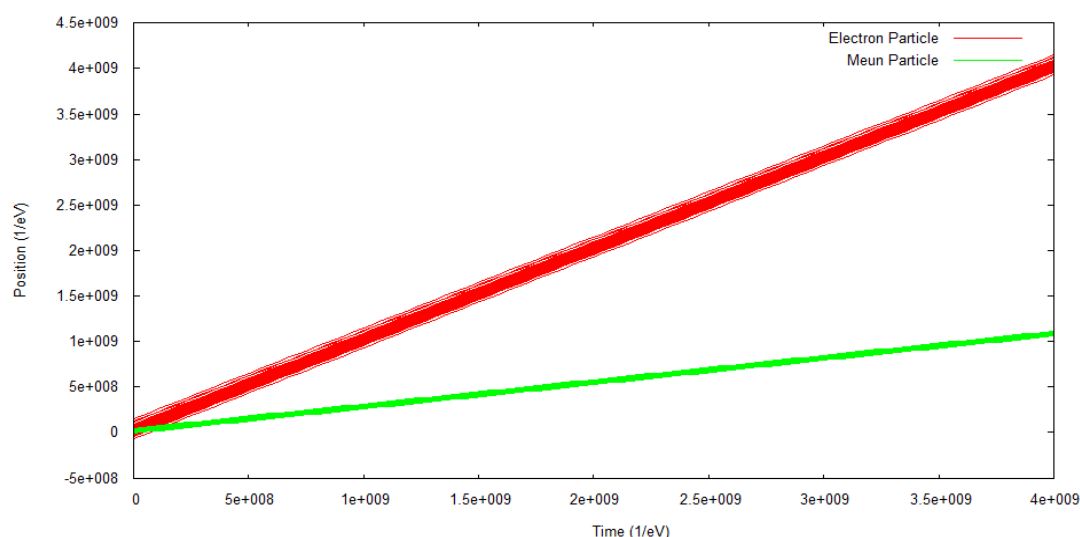
$$\sigma_{m^2} > m_\tau^2 - m_\mu^2 \approx (1/77\text{ GeV})^2 \sigma_{m^2} \gg m_\mu^2 - m_e^2, \quad (20)$$

یعنی شرط موجود در معادله (۱۲) برقرار بوده و لپتون‌های باردار در واپاشی $W^\pm$ به صورت برهم‌نهی همدوسی از ویژه حالت‌های جرمی ساطع می‌شوند. اگرچه لپتون‌های باردار در واپاشی $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu$ به صورت برهم‌نهی همدوسی از ویژه حالت‌های جرمی ساطع می‌شوند، ولی می‌توان نشان داد که همدوسی آنها به محض انتشار تا حدود 10^{-8} cm از مکان تولیدشان از بین می‌رود [۶].

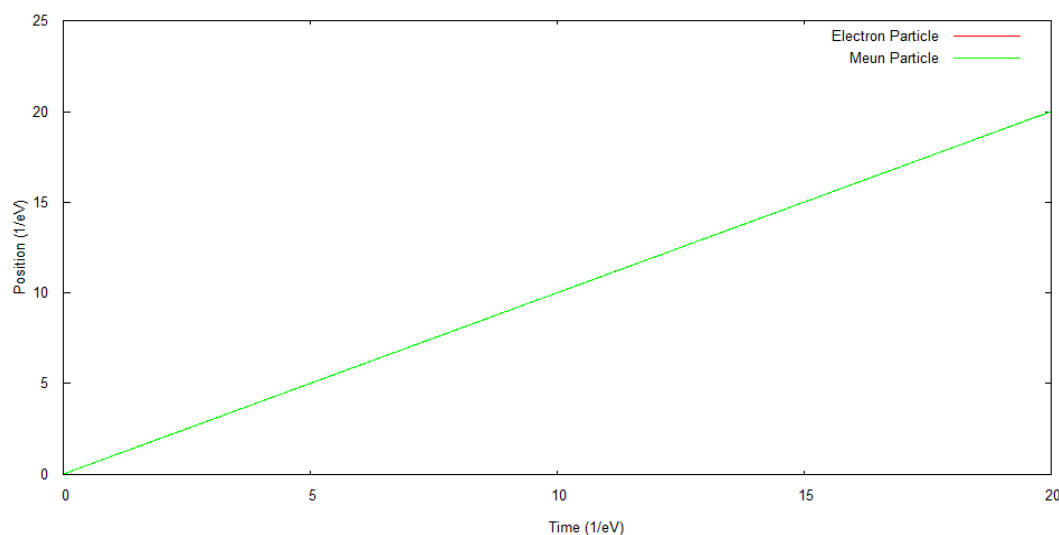
۴. مسیرهای بوهمی و خواص همدوسی الکترون و

میون ناشی از واپاشی π و W

در ادامه با استفاده از نتایج به دست آمده در بخش‌های قبل، مسیرهای بوهمی لپتون‌های باردار نسیتی را به دست آورده و حفظ همدوسی آنها را در چارچوب مکانیک بوهمی بررسی



شکل ۱. مسیرهای بوهمی لپتون‌های بارداری (الکترون و میون) ناشی از واپاشی پایون.

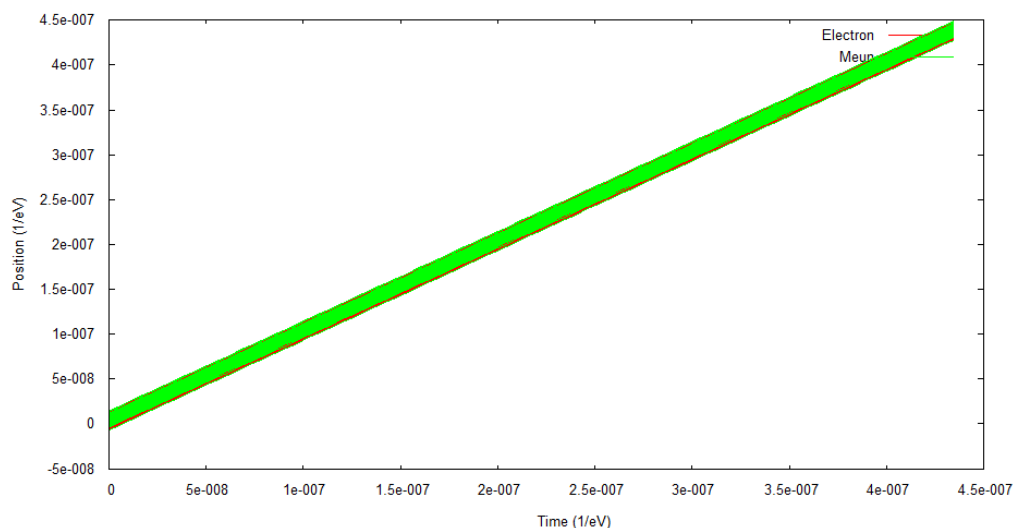


شکل ۲. مسیرهای بوهمی لپتون‌های بارداری (الکترون و میون) ناشی از واپاشی بوزون W .

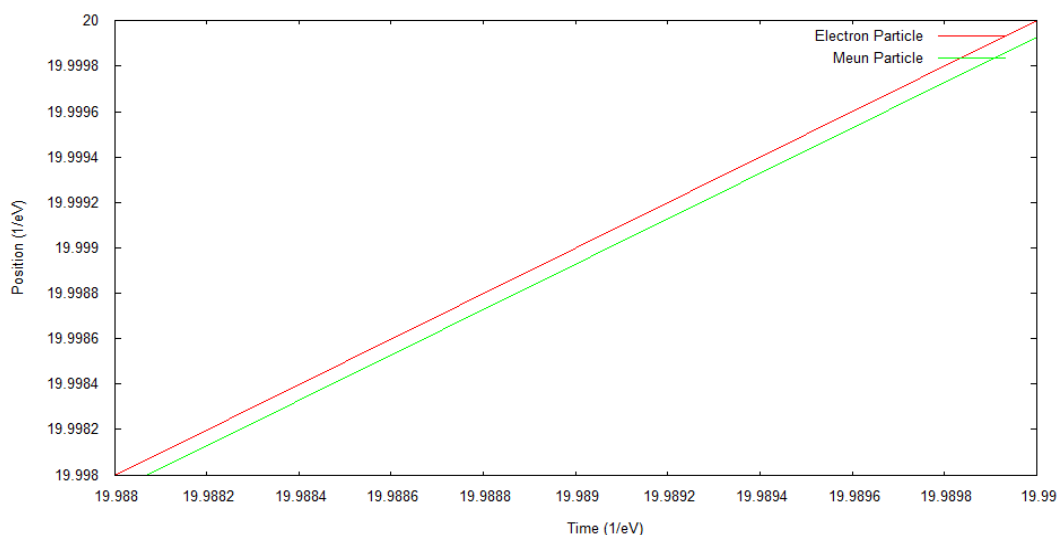
نسبتاً کوتاهی از مرتبه 10^8 cm از مکان تولیدشان از بین می‌رود. با در نظر گرفتن مقادیر مربوط به عدم قطعیت‌های تکانه و انرژی لپتون‌های بارداری تولیدی در واپاشی بوزون W و نیز انرژی میانگین 40 GeV برای الکترون و میون و جای گذاری این مقادیر در روابط به دست آمده برای واپاشی W در بخش قبل، مجموعه مسیرهای بوهمی e و μ ناشی از واپاشی بوزون W به دست می‌آید که در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طوری که مشاهده می‌کنیم در این واپاشی به دلیل انرژی بسیار زیادی که لپتون‌های بارداری نسبت به جرم‌شان دارند،

سریع‌تر از میون منتشر می‌شود. نتایج به دست آمده در این مورد، کاملاً منطبق بر نتایج مربوط به رهیافت مکانیک کوانتومی (تولید و انتشار ناهمدوس لپتون‌های بارداری) است که در بخش قبلی بررسی کردیم.

حال به بررسی واپاشی بوزن W می‌پردازیم. در این مورد بر اساس نتایج به دست آمده از مکانیک کوانتومی در بخش قبل، انتظار داریم به دلیل عدم قطعیت بالای مربع ویژه حالت‌های جرمی لپتون‌های بارداری تولید شده در این واپاشی، لپتون‌های بارداری به طور همدوس تولید شده ولی همدوسی در فاصله



شکل ۳. مسیرهای بوهمی لپتون‌های باردار (الکترون و میون) ناشی از واپاشی بوزون W در مقیاس کوچک‌تر و در بازه مکانی کوچک‌تر از طول همدوسی‌شان.



شکل ۴. مسیرهای بوهمی لپتون‌های باردار (الکترون و میون) ناشی از واپاشی بوزون W در مقیاس کوچک‌تر و در بازه مکانی فراتر از طول همدوسی‌شان.

(شکل ۳) و سپس در بازه‌ای که همدوسی دو ذره تولیدی از بین رفته است یعنی بعد از طول همدوسی (شکل ۴).

بنابر پیش‌بینی مکانیک کوانتومی، در بازه مکانی قبل از طول همدوسی، می‌بایست انتشار همدوسی از لپتون‌های باردار تولیدی داشته باشیم که این همدوسی در مکانیک بوهمی، مطابق شکل ۳، به صورت انطباق کامل مسیرهای بوهمی این دو ذره نشان داده می‌شود. به عبارت دیگر، در این حالت فاصله جدایی مسیرهای بوهمی این دو ذره کمتر از مقدار عدم قطعیت

جدایی مسیرهای بوهمی این دو ذره بسیار نامحسوس بوده و در این مقیاسی که نمودار رسم شده قادر به مشاهده جدایی این دو دسته مسیر نخواهیم بود و عملاً دو ذره بر روی هم منطبق می‌شوند. به منظور مشاهده جدایی این دو دسته مسیر الکترون و میون، باید شکل مورد نظر را بزرگنمایی کنیم تا قادر به مشاهده جداشدگی باشیم. بزرگنمایی در دو بازه متفاوت خواهد بود: ابتدا در بازه‌ای که همدوسی دو ذره تولیدی حفظ می‌شود یعنی قبل از طول همدوسی، که تقریباً برابر 10^8 cm است

مکانی بسته موج بوده و در نتیجه لپتون‌های باردار تولیدی به صورت کاملاً همدوس منتشر می‌شوند.

شکل ۴، بزرگنمایی دسته مسیرهای بوهمی این دو ذره را در بازه‌ای فراتر از طول همدوسی‌شان نشان می‌دهد که بنابر پیش‌بینی مکانیک کوانتومی که در بخش قبل بررسی کردیم، همدوسی لپتون‌های باردار تولیدی در این واپاشی از بین رفته و دو ذره انتشار ناهمدوسی را تجربه خواهند کرد. همان طوری که در این شکل مشاهده می‌کنیم، این ناهمدوسی در چارچوب مکانیک بوهمی، به صورت جدایی دسته مسیرهای بوهمی نشان داده می‌شود. به عبارت دیگر، با گذشت زمان، فاصله جدایی دسته مسیرهای بوهمی لپتون‌های باردار تولید شده در واپاشی بوزون W افزایش یافته، به طوری که بعد از طول همدوسی مربوط به این دو ذره، فاصله جدایی، از عدم قطعیت مکانی بسته‌های موج دو ذره فراتر رفته و بنابراین همدوسی‌شان از بین می‌رود. بنابراین با توجه به اینکه در نمایش ذرات از بسته موج استفاده شده است، مسیرهای مربوط به این ذرات دارای پهنایی از مرتبه 10^{-8} cm در فضای مکان هستند که در شکل ۱ نشان داده شده است. وقتی میزان جدادگی مسیرهای بوهمی از این میزان پهن

شدگی فراتر رود می‌گوییم همدوسی از بین رفته است.

۵. نتیجه‌گیری

با توجه به رهیافت مکانیک بوهمی نسبیتی، مسیرهای بوهمی را برای الکترون و میون ناشی از واپاشی پایون و بوزون W به دست آوردیم. در واپاشی پایون بنابر پیش‌بینی مکانیک کوانتومی استاندارد تولید ناهمدوسی از حالت‌های لپتون باردار خواهیم داشت و همان طوری که مشاهده کردیم مطابق مکانیک کوانتومی بوهمی مسیرهای بوهمی مربوط به این ذرات از همان لحظه تولید جدایی‌شان از عدم قطعیت بسته موج بیشتر شده و همدوسی خود را از دست می‌دهند. در واپاشی بوزون W بنابر مکانیک کوانتومی استاندارد تولید همدوسی از حالت‌های لپتونی باردار خواهیم داشت ولی با طی فاصله زمانی کوتاهی از مرتبه اتمی این همدوسی از بین خواهد رفت. در این مورد نیز مکانیک بوهمی سازگار با مکانیک کوانتومی استاندارد است و مسیرهای بوهمی رسم شده پس از طی بازه مکانی بسیار کوتاهی، همپوشانی خود را از دست داده و همدوسی‌شان از بین خواهد رفت.

مراجع

1. S Pakvasa, *Lett. Nuovo Cim.*, **31**(1981) 497.
2. J Rich, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 4318.
3. A D Dolgov, A Y Morozov, L B Okun, and M G Shchepkin; *Nucl. Phys. B*, **502** (1997) 3.
4. E Sassaroli, et al., *Z. Phys. C* **66** (1995) 601.
5. J H Field, *Eur. Phys. J. C* **37** (2004) 359.
6. E Kh Akhmedov, *JHEP*, **09** (2007) 116.
7. P R Holland, "The Quantum Theory of Motion", Cambridge University Press (1993).