

به نام خالق هستی



دانشکده‌ی علوم

گشتاور مغناطیسی الکترون در فضا زمان ناجابه جایی

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد فیزیک ذرات بنیادی

نسیم مرتضوی

استادهای راهنما

محسن بیگدلی

منصور حقیقت

۱۳۸۹

تقدیم به آنان که

عشق را برایم معنا می کنند...

پدر و مادر نازنینم

از زحمات استاد گران قدرم، جناب آقای دکتر حقیقت از دانشگاه صنعتی

اصفهان، کمال تشکر را دارم.

<u>صفحه</u>	<u>عنوان</u>
پنج	فهرست مطالب
۱	چکیده
۲	فصل اول
۳	۱.۱ گشتاور مغناطیسی الکترون
۴	۲.۱ ناهنجاری گشتاور مغناطیسی
۴	۱.۲.۱ ناهنجاری گشتاور مغناطیسی الکترون
۷	۲.۲.۱ ناهنجاری گشتاور مغناطیسی میون
۱۰	۳.۱ آزمایش‌های انجام گرفته
۱۰	۳.۲ اندازه‌گیری الکترون
۱۲	۲.۳.۱ اندازه‌گیری میون
۱۳	۴.۱ مطالعه‌های گذشته
۱۴	فصل دوم
۱۴	۱.۲ تاریخچه‌ی نظریه‌ی ناجابه‌جایی
۱۵	۲.۲ فضازمان ناجابه‌جایی، تعریف و رهیافت‌ها
۱۶	۱.۲.۲ تعریف نظریه
۱۸	۲.۲.۲ معرفی رهیافت‌ها
۱۹	۳.۲ الکترودینامیک کوانتومی ناجابه‌جایی
۲۱	۴.۲ پدیده‌شناسی ناجابه‌جایی
۲۴	فصل سوم
۲۶	۱.۳ تابع راس الکترون در نظریه‌ی معمولی QED
۲۹	۱.۱.۳ محاسبه‌ی تابع راس الکترون-فوتون

۳۰	۲.۳ تابع راس الکترون-فوتون ناجابه‌جایی
۳۶	۳.۳ بازبینجارش
۴۰	۱.۳.۳ انواع بازبینجارش و به‌سازی
۴۲	۴.۳ بازبینجارش در ناجابه‌جایی
۴۵	فصل چهارم
۴۶	۱.۴ ناهنجاری لپتون در نظریه‌ی ناجابه‌جایی
۴۷	۲.۴ مطالعه‌های گذشته بر ناهنجاری لپتون در نظریه‌ی ناجابه‌جایی
۴۹	پیوست
۵۲	مراجع

چکیده

g فاکتور لپتون‌های باردار توسط بسیاری از فیزیکدان‌های تجربی و نظری همواره مورد توجه بوده است. از این میان، g فاکتور میون و الکترون نقش اساسی در آزمودن نظریه‌ی الکترودینامیک کوانتومی بازی می‌کند. در سال‌های اخیر، با طراحی و انجام آزمایش‌های بسیار دقیق، فاکتور g میون و الکترون تا دقت قابل توجهی اندازه‌گیری شده است و اختلافی میان مقدار پیشگوئی مدل استاندارد ضریب ناهنجاری گشتاور مغناطیسی میون و مقدار اندازه‌گیری‌شده‌ی تجربی آن از مرتبه‌ی $10^{-10} \times (25.5 \pm 8.0)$ مشاهده شده است. از این رو فاکتور g بهترین موضوع برای مطالعه‌ی فیزیک جدیدی فراتر از مدل استاندارد است.

در این رساله، به محاسبه‌ی ضریب گشتاور مغناطیسی الکترون در نظریه‌ی ناجابه‌جایی به عنوان یکی از مدل‌های فیزیک جدید پرداخته‌ایم. در نظریه‌ی معمولی، شوئینگر با در نظر گرفتن برهمکنش الکترون با میدان خلا، اولین تصحیح فاکتور g را از محاسبه‌ی راس تک‌حلقه به دست آورد و نشان داد که این ضریب نسبت به آنچه از معادله‌ی نسبیتی دیراک به دست می‌آید، از مرتبه‌ی هزارم اختلاف دارد. در نظریه‌ی ناجابه‌جایی، در مرتبه‌ی تک‌حلقه برهم‌کنش اضافه‌تری ناشی از ناجابه‌جا گرفتن فضا-زمان، نسبت به نظریه‌ی معمولی وجود دارد. بنابراین، با محاسبه‌ی تابع راس کل تک‌حلقه در این نظریه، سهم فیزیک ناجابه‌جایی در تصحیح ضریب گشتاور مغناطیسی را به دست می‌آوریم. در آخر، با مقایسه‌ی آخرین مقدارهای آزمایشگاهی و نظری برای ضریب گشتاور مغناطیسی میون و الکترون، حد جدیدی بر پارامتر ناجابه‌جایی می‌گذاریم. حد محاسبه شده، در مقایسه با حدهای به دست آمده از آزمایش‌های اتمی مانند طیف سنجی اتم هیدروژن، حد قابل ملاحظه‌ای است.

فصل اول

مقدمه

الکترون به عنوان سبک ترین ذره شناخته شده ی بنیادی در طبیعت، همواره مورد مطالعه بوده است. یکی از ویژگی های مهم الکترون، ضریب گشتاور مغناطیسی آن است که از نظر اندازه گیری و نیز محاسبه های نظری، بسیار مورد توجه می باشد و همان طور که به آن پرداخته خواهد شد، دقت بالای اندازه گیری ها و مطابقت آن با مقادیر نظری تخمین زده شده، نشان گر بنیادی بودن نتایج حاصل از مطالعه ی آن است. محاسبه های نظری دقیق- تر برای نزدیک شدن به مقادیر اندازه گیری همچنان ادامه دارد. به طوری که با مشاهده ی اختلاف میان مقادیرهای آزمایشگاهی و نظری ضریب گشتاور مغناطیسی لپتون ها، مطالعه ی سهم فیزیک جدید در این اختلاف مورد توجه قرار گرفته است [۱].

در این فصل، ابتدا تعریفی از گشتاور مغناطیسی الکترون به عنوان مهمترین لپتون باردار را ارائه می‌دهیم و با توجه به اهمیت اندازه‌گیری‌های انجام گرفته بر روی آن، تاریخچه‌ای از محاسبه‌های نظری و آزمایشگاهی را توضیح می‌دهیم. از آنجائی که در انتها برای حد گذاری بر پارامتر ناجابه‌جایی از مقدارهای اندازه‌گیری شده و محاسبه شده‌ی فاکتور g میون نیز استفاده خواهیم کرد، در آخر بخش دوم از این فصل، به گونه‌ای مختصر به میون نیز خواهیم پرداخت.

۱-۱ گشتاور مغناطیسی الکترون

وقتی الکترونی در یک میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی قرار می‌گیرد، از طریق بار الکتریکی و تکانه‌ی زاویه‌ای اسپینی اش با آن میدان برهم کنش می‌کند. گشتاور مغناطیسی و تکانه زاویه‌ای الکترون، به شکل زیر با هم رابطه دارند:

$$\vec{\mu} = -g \frac{e}{2m} \vec{s}, \quad (1-1)$$

در این رابطه، $\vec{\mu}$ گشتاور مغناطیسی الکترون، e ، m و s به ترتیب بار الکتریکی، جرم و اسپین الکترون هستند و g ضریب بدون بعد لانده^۱ نام دارد.

مطالعه‌ی g فاکتور الکترون، اهمیت زیادی دارد. از نظر نظری، معادله‌ی دیراک برای فرمیون آزاد، g را برابر ۲ به دست می‌آورد [۲]. اما در آزمایشگاه، با اندازه‌گیری مقدار g ، مقدار انحراف آن را از ۲ مشاهده نمودند و برای

سادگی در محاسبه‌ها آن را ناهنجاری گشتاور مغناطیسی یعنی؛ $a \equiv \frac{g-2}{2}$ نامیدند. در ادامه به پاسخ این سوال

خواهیم پرداخت که چگونه با نظریه‌ی الکترو دینامیک کوانتومی^۲ این اختلاف تا دقت قابل توجهی، پیشگویی می‌شود.

^۱ Lande

^۲ Quantum Electrodynamics(QED)

اهمیت اندازه‌گیری فاکتور g چند دلیل عمده دارد [۳]. اولین کاربرد مهم آن، تعیین α ثابت ساختار ریز است. این ثابت وقتی از محاسبه‌های QED به دست می‌آید، عدم قطعیتی ۱۰ مرتبه کوچکتر از هر شیوه دیگری دارد [۴].

دومین کاربرد مهم فاکتور g ، آزمونی بر درستی QED است که از تطابق محاسبه‌های نظری و مقدار تجربی g ، برمی‌آید. یکی از نتیجه‌های قابل توجه مطالعه‌ی گشتاور مغناطیسی الکترون در سال‌های اخیر، مطالعه‌ی الکترون به‌عنوان ذره‌ای غیر بنیادی و تشکیل شده از ساختارهای دیگر است [۵].

لپتون‌های باردار علی‌الاصول، از طریق فوتون در برهم‌کنش‌های الکترومغناطیسی و از طریق بوزون‌های سنگین مانند Z و W در برهم‌کنش‌های ضعیف شرکت می‌کنند. حلقه‌های هادرونی نیز ناشی از برهم‌کنش‌های هادرونی فوتون‌ها وجود دارد [۶]. بنابراین هر یک از این برهم‌کنش‌ها در a_e سهم دارند و به طور کلی می‌توان نوشت:

$$a = a_{QED}(\alpha) + a_{hadronic} + a_{weak} + a_{new} \quad (2-1)$$

a_{new} سهم فیزیک جدید در ناهنجاری الکترون (لپتون باردار) است.

در سال ۱۹۴۸، شوئینگر پائین‌ترین مرتبه از تصحیح‌های کوانتومی را برابر $\frac{\alpha}{2\pi}$ محاسبه نمود [۷]. از آن موقع، این مقدار را عبارت شوئینگر می‌نامند.

۲.۱ ناهنجاری گشتاور مغناطیسی

۱.۲.۱ ناهنجاری گشتاور مغناطیسی الکترون

رابطه‌ی (۲-۱)، یک رابطه‌ی کلی برای تمامی لپتون‌هاست. اما سهم برهم‌کنش‌های مختلف بر لپتون-

های مختلف متفاوت است. برای الکترون به‌عنوان سبک‌ترین لپتون شناخته شده در طبیعت، سهم ناشی از تصحیح‌های تابشی بیشترین مقدار را دارد و در عوض سهم‌های برهم‌کنش‌های هادرونی و ضعیف، بسیار کوچک هستند. به عبارتی، دیاگرام‌هایی که شامل بوزون‌های سنگین Z و W هستند، به‌علت کوچکی جرم الکترون ممنوع می‌شوند [۶].

جمله‌های برهم‌کنشی الکترون با سایر لپتون‌ها را می‌توان به شکل توابعی از جرم‌های دیگر نوشت. به این ترتیب، می‌توان شکل کلی ناهنجاری الکترون ناشی از تصحیح‌های تابشی را به صورت زیر نوشت:

$$a_e^{QED} = \sum_{n=1}^5 A_{2n} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n + [B_2(e, \mu) + B_2(e, \tau)] \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + B_3(e, \mu) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + \dots, \quad (1-2-1)$$

در این رابطه، $B_n(l, l')$ توصیف می‌کند که چگونه حلقه‌هایی شامل لپتون l' (میون و یا تائولپتون) روی a_l اثر می‌گذارد. البته به علت جرم کوچک الکترون در مقایسه با لپتون‌های دیگر، دیاگرام‌های لپتونی دیگر با نسبت توانی جرم الکترون به جرم آن لپتون $0 \rightarrow \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)$ ، ممنوع می‌شوند.

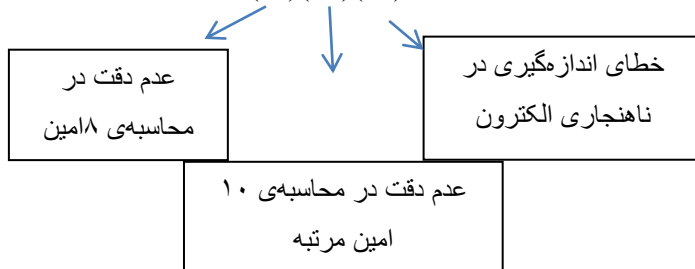
بنابراین، سهم عمده‌ی مدل استاندارد در تصحیح ناهنجاری الکترون، جمله‌ی عمومی $\sum_{n=1}^5 A_{2n} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n$ است

که ضریب $A_2 = \frac{1}{2}$ ، ضریب جمله‌ی شوئینگر است. ضرایب مختلف A_{2n} برخی به صورت تحلیلی و برخی به صورت عددی محاسبه شده است. طبق آخرین مقاله‌ی منتشر شده در سال (۲۰۱۱) a_e^{10} ، نیز از ۱۲۶۷۲ دیاگرام با کد نویسی فورترن، محاسبه شده است. از آخرین محاسبه‌ها، مقدار تخمینی برای a_e^{th} به صورت زیر است [۸].

در این تخمین از آخرین مقدار به دست آمده از ثابت ساختار ریز از آزمایش‌های اتمی روبدیم $\alpha^{-1}(Rb10) = 137.035999037(91)$ ، استفاده کرده‌اند.

α^{-1} که از محاسبه‌های QED و مدل استاندارد به دست می‌آید، در حال حاضر دقیق‌ترین است [۸]:

$$\alpha^{-1} = 137.035999085(12)(37)(33).$$



اگرچه سهم برهم کنش های هادرونی و ضعیف در ناهنجاری الکترون ناچیز است، اما محاسبه شده اند [۹]:

$$a_e^{had} = (16.85 \pm 0.21) \times 10^{-13}, \quad (2-2-1)$$

$$a_e^{EW} = (0.385 \pm 0.004) \times 10^{-13}. \quad (3-2-1)$$

$$a_e^{th} = 1159652181.13(0.11)(0.37)(.077) \times 10^{-12}. \quad (4-2-1)$$

طبق آخرین اندازه گیری های آزمایش گاهی که در سال ۲۰۰۸ انجام گرفت، داریم [۳]:

$$a_e(\text{exp}) = 1159652180.73(0.28) \times 10^{-24}.$$

بنابراین اختلاف مقدار نظری و آزمایش گاهی به دست آمده برای a_e به صورت زیر است:

$$a_e^{\text{exp}} - a_e^{th} = -0.40(0.88) \times 10^{-12}. \quad (5-2-1)$$

برای الکترونی مقید در هسته ی اتم نیز، آزمایش ها و محاسبه هایی با دقت های خوب انجام گرفته است. شکل

این محاسبه ها به علت اثر بستگی اتم ها و یون ها در فاکتور g ، متفاوت است.

در سال ۱۹۲۸، بریت [۱۰] راه حل تحلیلی برای فاکتور g الکترون مقید در حالت پایه ی سیستم های هیدروژن

مانند، نوشت:

$$g = \frac{2}{3} \left(1 + 2 \left[1 - (Z\alpha)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right) \quad (6-2-1)$$

$$= 2 \left[1 - \frac{1}{3}(Z\alpha)^2 - \frac{1}{12}(Z\alpha)^4 - \dots \right],$$

به طور ویژه در یون های هیدروژن مانند، الکترون مقید میدان الکتریکی قوی را تجربه می کند که بر مشخصات آن

اثر می گذارد. برای حالت مقید، شکل رابطه ی (۱-۲-۱) تغییر می کند و پارامتر بسط $(Z\alpha)$ نوشته می شود که Z

بار هسته است. به این ترتیب داریم [۱۱]:

$$g = 2 \left[C_0(Z\alpha) + C_2(Z\alpha) \left(\frac{Z\alpha}{\pi} \right) + C_4(Z\alpha) \left(\frac{Z\alpha}{\pi} \right)^2 + \dots \right], \quad (7-2-1)$$

این رابطه برای اتم‌های هیدروژن مانند اتم‌های سنگین استفاده می‌شود [۱۱].

۲.۲.۱ ناهنجاری گشتاور مغناطیسی میون

برهم کنش‌های میون هم مانند الکترون است اما به چند دلیل محاسبه‌ی a_μ بیشتر مورد توجه است.

۱- نوسانات کوانتومی به علت ذرات سنگین‌تر یا سهم‌هایی از انرژی بالاتر متناسب است با [۱۲]:

$$\frac{\delta a_l}{a_l} \propto \frac{m_l^2}{M^2} ; M \gg m_l.$$

که M جرم ذره‌ی سنگین‌تر در مدل استاندارد یا ذره‌ای فراتر از مدل استاندارد می‌باشد و δa_l تغییر a_l نسبت به مدل استاندارد است.

۲- حساسیت نسبت به فیزیک جدید، به صورت توان دو با جرم لپتون رشد می‌کند. به این معنی که اثرات مورد

نظر ما در a_μ نسبت به a_e با فاکتور $\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2$ تقویت می‌شود [۱۳].

بنابراین، چون میون از الکترون سنگین‌تر است ($\frac{m_\mu}{m_e} \approx 207$)، ذرات سنگین مانند هادرون‌ها و بوزون‌های

الکتروضعیف بر ویژگی‌های آن اثرگذاری بیشتری دارند و نیز احتمال پیداکردن فیزیک جدید از محاسبه‌های

میون بیشتر است. برای نمونه اختلاف میان پیشگویی مدل استاندارد و مقدار تجربی را به فیزیک ناشناخته‌ای مانند

ابرتقارن^۴ نسبت می‌دهند [۱۲].

بیشتر سهم ناهنجاری میون، از الکترودینامیک با دیاگرام‌های فوتونی و لپتونی می‌آید که در رابطه‌ی زیر آمده

است و C_n ثابت عمومی بین الکترون و میون است.

$$(a_\mu)^{QED} = \sum c_n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n, \quad (A-2-1)$$

^۴ super symmetry

فیزیک ناهنجاری میون، کاملاً با الکترون متفاوت است.

سهم QED مرتبه‌ی بالاتر ناهنجاری میون، از دیاگرام‌های شامل حلقه‌های الکترونی می‌آید به‌طور قابل توجهی

افزایش می‌یابد. منع این افزایش، لگاریتم مربع نسبت جرم میون به الکترون است؛ یعنی: $\ln\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \approx 11$.

اختلاف دیگر ناهنجاری میون و الکترون، اثر قوی‌تر حلقه‌های هادرونی بر محاسبه‌ی ناهنجاری میون است. این

سهم، بیشتر عدم قطعیت مدل استاندارد را در a_μ می‌دهد. به‌این ترتیب، سهم ناهنجاری مغناطیسی میون از

تصحیح‌های هادرونی مقدار زیر است [۱۴]:

$$a_\mu^{had} = 6956(75) \times 10^{-11}. \quad (9-2-1)$$

منع دیگر تصحیح‌های مدل استاندارد به ناهنجاری میون، برهم‌کنش‌های الکتروضعیف است که به‌طور اختلالی

قابل محاسبه می‌باشند. اثرهای الکتروضعیف، در تک حلقه ظاهر می‌شود، یعنی؛ مانند دیاگرام تک حلقه‌ی QED

یک حلقه‌ی بوزون Z وجود دارد و یک سهم w با میون و نوترینو داریم. به نسبت سهم QED، این واکنش به-

صورت زیر متوقف می‌شود:

$$a_\mu^{EW} \sim \frac{m_\mu^2}{m_w^2} a_\mu^{QED} \approx 200 \times 10^{-11},$$

و بنابراین آخرین محاسبه از سهم برهم‌کنش‌های الکتروضعیف، عدد زیر حاصل شده است.

$$a_\mu^{EW} = 154(1)(2) \times 10^{-11}. \quad (10-2-1)$$

البته، دیاگرام تک حلقه‌ی بوزون هیگز هم وجود دارد که از آن صرف‌نظر می‌کنیم. بنابراین سهم کلی مدل

استاندارد در پیشگویی ناهنجاری مغناطیسی میون به‌صورت زیر می‌شود:

$$a_\mu^{SM} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{had} + a_\mu^{EW}. \quad (11-2-1)$$

آخرین مقدارهای محاسبه شده نشان می‌دهد که سهم تصحیح QED از ناهنجاری میون نسبت به الکترون مقدار

کوچکی است، زیرا سهم فیزیک جدید در محاسبه‌ی میون، قابل توجه است.

$$a_\mu^{QED} = 116584718.09(0.15) \times 10^{-11}. \quad (12-2-1)$$

$$a_{\mu}^{SM} = 116591834(2)(41)(26) \times 10^{-11}. \quad (13-2-1)$$

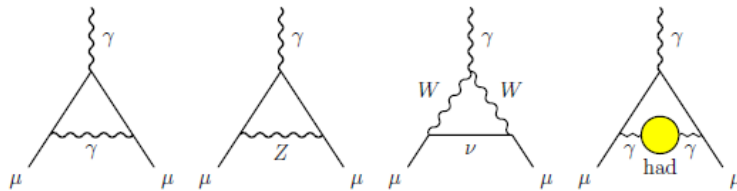
جدول شماره ۱- مقایسه‌ی مقدارهای ناهنجاری الکترون و میون. با توجه به سنگین تر بودن جرم میون نسبت به الکترون، سهم وابسته به جرم ناشی از QED سهم بزرگ‌تری است. نیز سهم برهم کنش‌های ضعیف و هادرونی برای آن بزرگ‌تر است. (ppm) بر یک میلیون و (ppb) بر یک میلیارد است.

ناهنجاری میون	ناهنجاری الکترون	
994 623 ppm	999 999 996 ppb	مستقل از جرم QED
5313 ppm	2.3 ppb	وابسته به جرم QED
60 ppm	1.4 ppb	سهم هادرونی
1 ppm	0.03 ppb	سهم برهم کنش ضعیف

به این ترتیب، اختلاف میان سهم مدل استاندارد در ناهنجاری میون و آخرین مقدار آزمایشگاهی آن، به صورت

زیر است [۱۲]:

$$a_{\mu}^{\text{exp}} - a_{\mu}^{SM} = 255(63)(49) \times 10^{-11}. \quad (14-2-1)$$



شکل ۱. از سمت چپ، اولین دیاگرام برهم کنش الکترومغناطیسی میون، دومین برهم کنش ضعیف با بوزون Z و سومین برهم کنش ضعیف با بوزون W با نوترینو و آخرین دیاگرام برهم کنش هادرونی.

۳.۱ آزمایش‌های انجام گرفته

۱.۳.۱ اندازه‌گیری الکترون

از نظر تاریخی، آزمایش‌های مختلفی برای اندازه‌گیری ضریب لانده الکترون آزاد صورت گرفته است. اولین آزمایش‌ها روی اتم گالیوم بین سال‌های ۱۹۴۷ و ۱۹۵۱ توسط کوش و فولی^۵ انجام گرفت و انحراف از ۲ را اندازه گرفت: $g = 2(1.00119 \pm 0.00005)$. در سال ۱۹۴۸ که شوئینگر مقدار تصحیح تابشی الکترون را تا پائین‌ترین مرتبه $\frac{\alpha}{2\pi} \approx 0.0011614$ محاسبه نمود، مقدار ناهنجاری را در توافق با آزمایش کوش و فولی محاسبه نمود.

در سال ۱۹۷۳ در دستگاه penning trap اندازه‌گیری ضریب لانده برای الکترون تنها توسط دهملت^۶ و همکارانش انجام گرفت. ویژگی این آزمایش، دقت بالای اندازه‌گیری گشتاور مغناطیسی الکترون با محاسبه‌ی جهش کوانتومی از ترازهای گسیلی بود که دهملت آن را اثر اشترن-گرلاخ نامید و کلید اصلی برای گرفتن جایزه‌ی نوبل وی در سال ۱۹۸۹ شد. این آزمایش براساس این واقعیت بود که در یک میدان مغناطیسی غیریکنواخت، فرکانس نوسان الکترون بسته به جهت چرخش اسپین الکترون نسبت به میدان مغناطیسی برای trapping بود.

در واقع دستگاه penning trap، شبیه‌سازی هسته‌ی پروتونی است که در برهم‌کنش با الکترون آزاد است. به این ترتیب، اتم دست‌ساز ما با الکترونی محدود در محفظه‌ی حدود ۱ سانتی‌متر ساخته می‌شود (دستگاه penning trap) و در خارج از آن، میدان مغناطیسی اعمال می‌شود. این میدان مغناطیسی، برای مقید نمودن الکترون آزاد برای مدت زمان اندازه‌گیری، است. بستگی الکترون به هسته‌ی ساختگی، باید آن‌چنان ضعیف باشد که تغییر گشتاور مغناطیسی اتم ساختگی، بر الکترون اثری نداشته باشد [۱۵].

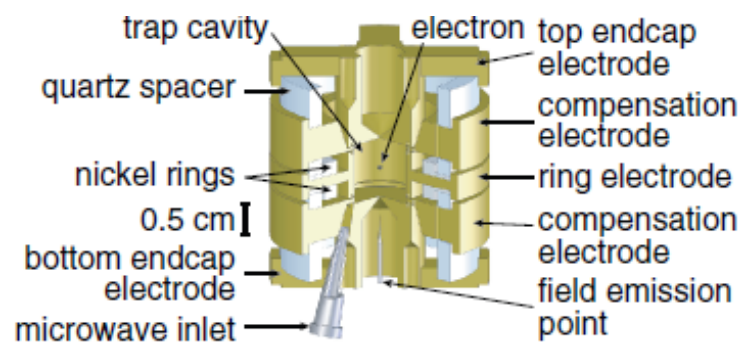
^۵ Kusch and Fouly

^۶ Dehmelt

این شیوه‌ی اندازه‌گیری برای فاکتور g لپتون میون که طول عمر کوتاهی دارد، امکان‌پذیر نیست.

شیوه‌ی جدید در اندازه‌گیری ضریب گشتاور مغناطیسی، در سال ۲۰۰۶ در گروه هاروارد توسط گروه گابریلز^۷ با طراحی گفته‌شده برای الکترون آزاد در آزمایشی انجام گرفت و دقیق‌ترین مقدار اندازه‌گیری ضریب g را پس از سال ۱۹۸۷ تا به امروز در سال ۲۰۰۸ اعلام کرد که در محاسبه‌ها از نتایج آن استفاده کرده‌ایم. تمامی مشخصه‌های این دستگاه، امکان شبیه‌سازی اتم ساده‌ای مانند هیدروژن را برای ما ممکن ساخت [۳].

$$g_{\text{exp}} - 2 = 0.001\ 159\ 652\ 180\ 73(28). \quad (1-3-1)$$



شکل (۳) - دستگاه Penning-trap سیکلوترونی در آزمایشگاه هاروارد که از طراحی

جدیدی نسبت به گذشته برخوردار است و دقیق‌ترین اندازه‌ی ضریب گشتاور مغناطیسی

الکترون آزاد از سال ۱۹۸۷ تا به امروز را داده است.

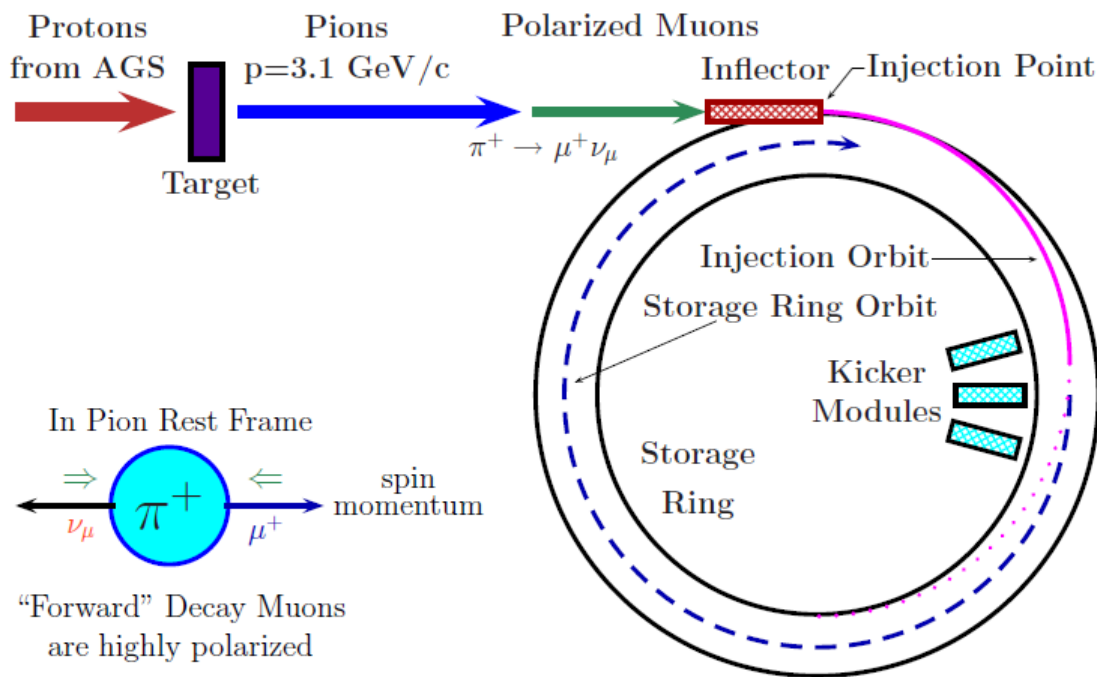
^۷ Gabrieleles

۲.۳.۱ اندازه‌گیری میون

اولین اندازه‌گیری a_μ در سال ۱۹۶۰ در کلمبیا^۸ انجام گرفت. حدود ۱ سال بعد در آزمایشگاه سرن تعیین دقیق a_μ به شیوه‌ی حلقه‌ی ذخیره‌ی ذره امکان‌پذیر شد [۱۶].

در سال ۲۰۰۲ گشتاور مغناطیسی میون در آزمایش E821 در آزمایشگاه بروکهاون^۹ تا دقت بسیار خوبی انجام گرفت که در محاسبه‌ها از این مقدار استفاده می‌کنیم [۱۷].

$$a_\mu^{\text{exp}} = (11\,659\,208.9 \pm 6.3) \times 10^{-10}. \quad (۲-۳-۱)$$



شکل ۴- دستگاه اندازه‌گیری ضریب گشتاور مغناطیسی میون. تکانه‌ی میون در حلقه‌ی شتابدهنده حدود ۳ گیگا الکترون ولت

است که حدوداً ثابت می‌ماند [۱۷].

^۸ Colombia

^۹ Brookhaven labratotary

۴.۱ مطالعه‌های گذشته

در سال ۲۰۰۰ ریاد و شیخ جباری^{۱۰} در مقاله‌ای [۱۸] سهم ناهنجاری الکترون را در فضا زمان ناجابه‌جایی محاسبه نمودند. نتیجه‌ای که در این جا به دست خواهیم آورد، متفاوت از نتیجه‌ای است که آن‌ها به دست آورده‌اند. در فصل آخر، به بررسی و تحلیل نتایج این فصل و کارهای دیگران خواهیم پرداخت.

در این پایان نامه ابتدا در فصل دوم، فیزیک جدید فضا زمان ناجابه‌جایی را معرفی کرده‌ایم و توضیح داده‌ایم که برهم‌کنش هر لپتون در یک میدان مغناطیسی خارجی را می‌توان در این نظریه نوشت. از این رو در فصل سوم، به‌طور ویژه به تصحیح‌های تابشی ناشی از برهم‌کنش لپتون در یک میدان الکترومغناطیسی خارجی در مرتبه‌ی تک‌حلقه، پرداخته‌ایم. نخست، به این برهم‌کنش‌ها در نظریه‌ی معمولی فضا زمان اشاره کرده‌ایم و سپس این برهم‌کنش‌ها را در فضا زمان ناجابه‌جایی نوشته‌ایم. از آن‌جایی که در انجام محاسبه‌ها به واگرایی برمی‌خوریم، به موضوع بازبهنجارش اشاره نموده و محاسبه‌ها را به‌نچار کرده‌ایم. به این ترتیب سهم تصحیح ناجابه‌جایی را در ضریب گشتاور مغناطیسی به دست آورده‌ایم. در آخر با استفاده از آخرین نتایج تجربی و نظری فاکتور g ، حدی برای پارامتر ناجابه‌جایی پیدا کرده‌ایم. در فصل آخر، به تحلیل و بررسی مطالعه‌های گذشته پیرامون این محاسبه، خواهیم پرداخت.

^{۱۰} Lhab. Riad , M.M. sheikh-jabbari

فصل دوم

فضازمان ناجابه جایی

۱.۲ تاریخچه ی نظریه ی ناجابه جایی

این واقعیت که سهم عمده ای از پیشرفت های مهم در فهم فیزیکی طبیعت، جدال دو اصل مهم از نظریه های فیزیکی است، غیر قابل انکار است. نظریه های نسبیت انیشتین نتیجه ی متحد کردن مکانیک نیوتونی و ناوردایی سرعت نور در نظریه ی الکترومغناطیس ماکسول است. نظریه ی مدل استاندارد نیز نتیجه ی در کنار هم قرار دادن مکانیک کوانتومی و نسبیت خاص است. برای فواصل دور، نظریه ی نسبیت عام را داریم که به زیبایی، اعمال نیروی گرانشی در فاصله های دور را توصیف می کند درحالی که برای فواصل کوتاه، نظریه ی کوانتومی مدل استاندارد ذرات بنیادی را داریم که با دقت، سه نیروی دیگر بنیادی طبیعت را توصیف می کند. از این رو، پیدا کردن نظریه ای کوانتومی خوش تعریفی که بتواند نیروی گرانشی را در فواصل کوتاه تعریف کند، موضوع مورد توجهی است که در صورت موفقیت، انقلاب آینده ی علم خواهد بود [۱۹].