

ماده تاریک آنابولی در مدل استاندارد تعمیم یافته و مدل استاندارد ناجابه جایی

مهری رحیمی^۱ و منصور حقیقت^{۲،۳}

۱. دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

۲. دانشگاه شیراز

۳. پایگاه استنادی علوم جهان اسلام شیراز ایران

پست الکترونیکی: mehri.rahimi@ph.iut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۴/۰۴/۲۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۱۱/۱۱)

چکیده

در نظریه ماده تاریک آنابولی، ماده تاریک از طریق ممان آنابول با ماده معمولی برهم کنش آنابول انجام می دهد. در این نظریه ماده تاریک، فرمیون مایورانای اسپین ۱/۲ است، بنابراین تنها از طریق عامل شکل آنابول برهم کنش الکترومغناطیسی انجام می گیرد. لاگرانژی این برهم کنش به صورت یک لاگرانژی پدیده شناختی نوشته شده؛ ولی در مورد نظریه های بنیادی که این جمله لاگرانژی را می توان از آن به دست آورد ایده ای داده نشده است. ما برهم کنش الکترومغناطیسی نوترینوی مایورانا را در مدل استاندارد در فضا- زمان ناجابه جایی و مدل استاندارد تعمیم یافته با نقض لورنتس بررسی کردیم، توانستیم لاگرانژی آنابول را در این دو نظریه بیابیم و در نهایت با تطبیق حدهای داده های تجربی و پیش بینی های نظری حد 0.5 TeV را برای پارامتر ناجابه جایی و حد 0.04 را برای d^{**} یکی از مؤلفه های پارامتر نقض لورنتس به دست آوردیم.

واژه های کلیدی: آنابول، ماده تاریک، مدل استاندارد در فضا- زمان ناجابه جایی، مدل استاندارد تعمیم یافته با نقض لورنتس

۱. مقدمه

در حد غیرنسبیتی می توان هامیلتونی آنابول را به صورت

$$H_I \propto -\vec{\sigma} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}), \quad (2)$$

به دست آورد. بنابراین زمانی که یک میدان مغناطیسی چرخشی باشد، $\vec{\nabla} \times \vec{B} \neq 0$ ، می توان ممان آنابول داشت.

آنابول یک مفهوم کوانتومی است و شبیه کلاسیکی ندارد. نباید آن را با چند قطبی اشتباه گرفت. البته برای توضیح آنابول از مفهوم ممان دوقطبی چنبره^۱ استفاده می شود. مثال کلاسیکی چنبره، سیملوله ای است که دو سر آن را به هم متصل شده است؛ با عبور جریان در راستای محور چنبره، میدان مغناطیسی چرخشی تولید

ماده تاریک آنابولی

در نظریه ماده تاریک آنابولی -ADM- که در [۱] مطرح شده، ماده تاریک، فرمیون مایورانای اسپین ۱/۲ است که از طریق ممان آنابول با ماده باریونی برهم کنش الکترومغناطیسی انجام می دهد. و لاگرانژی مؤثر آن به صورت

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I &= \frac{g}{\Lambda^2} \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \psi \partial_\nu F^{\mu\nu} \\ &= \frac{g}{\Lambda^2} \bar{\psi} \{ \gamma_\mu \gamma_5 (g_\nu^\mu q^\nu - q^\mu q_\nu) \} \psi A^\nu, \end{aligned} \quad (1)$$

می باشد. در معادله (۱)، Λ یک مقیاس قطع است [۱].

۱. Toroidal diopole moment

می‌شود. لاگرانژی برهم‌کنشی چنبره به صورت زیر است:

$$\mathcal{L}_I \propto \psi_1(p', \lambda') \gamma_\mu \gamma_5 \psi_2(p, \lambda) j^{\mu}. \quad (3)$$

در این لاگرانژی برهم‌کنشی اگر $\psi_1 = \psi_2$ باشد. برهم‌کنش آناپول داریم. در واقع آناپول یک حالت خاص از چنبره است. تفاوت‌های آناپول و چنبره را می‌توان در [2] دید.

لاگرانژی (1) واپاشی ماده‌تاریک به دو فرمیون و همچنین به دو بوزون پیمانه‌ای w را پیش‌بینی می‌کند. با مقایسه سطح مقطع استخراج شده از (1) با مقادیر تجربی، حد پایین جرم ماده تاریک $m_\chi < 100 \text{ GeV}$ و مرتبه بزرگی مقیاس انرژی $\Lambda \sim 0.5 \text{ TeV}$ به دست می‌آید [3].

در این نظریه پارامتر Λ صرفاً به عنوان یک مقیاس انرژی که از یک نظریه بنیادی آمده معرفی شده است. در ادامه می‌خواهیم با معرفی مدل استاندارد تعمیم یافته -SME- و مدل استاندارد در فضا-زمان ناجابه‌جایی ارتباط این مقیاس را با پارامتر نقض لورنتس و پارامتر ناجابه‌جایی به دست آوریم.

2. مدل استاندارد تعمیم یافته

نظریه مدل استاندارد ذرات بنیادی به تقارن لورنتس احترام می‌گذارد. در مدل استاندارد تعمیم یافته مدل‌هایی را بررسی می‌کنیم که در آنها نقض تقارن لورنتس داریم. بنابراین لاگرانژی ذرات در SME نسبت به مدل استاندارد توسعه پیدا می‌کند. برای مثال قسمت فرمیونی QED به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\mathcal{L}_{fermion} = \frac{1}{\gamma} i \bar{\psi} \Gamma^\nu \bar{D}_\nu \psi - M \bar{\psi} \psi, \quad (4)$$

که در آن

$$\Gamma^\nu = \gamma^\nu + c^{\mu\nu} \gamma_\mu + d^{\mu\nu} \gamma_5 \gamma_\mu \\ M = m + a_\mu \gamma^\mu + b_\mu \gamma_5 \gamma^\mu + \frac{1}{\gamma} H^{\mu\nu} \sigma_{\mu\nu}, \quad (5)$$

می‌باشد [4]. در این حالت عمومی‌ترین جریانی که با شرط هموردای لورنتس بودن و برقراری اتحاد وارد می‌توان نوشت عبارت است از:

$$\langle \psi(p', \lambda', \theta) | J_\mu^{em} | \psi(p, \lambda, \theta) \rangle = \bar{u}(p') \\ \{ F_1 [\gamma_\mu + \gamma_5 \gamma^\nu d_{\nu\mu}] + F_2 i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{\gamma m} \\ + F_3 \left[(q_\mu - \frac{q^\nu}{\gamma m} \gamma_\mu) \gamma_5 + \frac{q^\nu}{\gamma m} d_{\nu\mu} \gamma^\nu \right] \\ + F_4 \sigma_{\mu\nu} \frac{q^\nu}{\gamma m} \gamma_5 + \mathcal{F}_d \} u(p), \quad (6)$$

که $q_\mu = p'_\mu - p_\mu$ می‌باشد. F_1 بار الکتریکی، F_2 دو قطبی مغناطیسی، F_3 آناپول و F_4 دو قطبی الکتریکی است. \mathcal{F}_d نیز معرف همه عوامل شکل جدیدی است که در $d=0$ ، صفر می‌شوند [5].

در نظریه مدل استاندارد در حد نمودار درختی برای برهم‌کنش الکترومغناطیسی، جمله آناپول نداریم. اما همان‌طور که در (6) نشان داده شده، عامل شکل آناپول در SME مخالف صفر است، با توجه به این که جریان (6) در حد پارامترهای نقض لورنتس به سمت صفر باید به جریان معمولی مدل استاندارد تبدیل شود F_3 در حد مرتبه صفر بسط بر حسب $d_{\nu\mu}$ ، صفر است.

لاگرانژی مؤثری که می‌توان از روی معادله (6) برای فرمیون مایورانا نوشت عبارت است از:

$$\mathcal{L}_I = F_3 \bar{\chi} \left[(q_\mu - \frac{q^\nu}{\gamma m} \gamma_\mu) \gamma_5 + \frac{q^\nu}{\gamma m} d_{\nu\mu} \gamma^\nu \right] A^\nu \chi. \quad (7)$$

با توجه به $p\chi = m\chi$ و $p\gamma_5 = -\gamma_5 p$ و با باز تعریف

$$F_3 \rightarrow F_3 \frac{F_3}{\gamma m}$$

را شبیه به لاگرانژی ADM در آورد

$$\mathcal{L}_I = F_3 \bar{\chi} \left[(q_\mu \not{q} - q^\nu \gamma_\mu) \gamma_5 + q^\nu d_{\nu\mu} \gamma^\nu \right] A^\nu \chi. \quad (8)$$

به راحتی می‌توان دید که F_3 در (8) بعد عکس مجذور انرژی دارد، بنابراین F_3 که یک اسکالر لورنتسی است باید به صورت زیر نوشته شود

$$F_3 \propto \frac{p \cdot d \cdot p}{m_\chi^2}. \quad (9)$$

هر چند که معادله (8) در مقایسه با (1) جمله‌ای متناسب با $d_{\mu\nu}$ را اضافه دارد ولی با توجه به معادله (5) تا پایین‌ترین مرتبه از پارامتر $d_{\mu\nu}$ این جمله تأثیری در محاسبات سطح مقطع نخواهد داشت. بنابراین

$$\mathcal{L}_I = F_3 \bar{\chi} \left[(q_\mu \not{q} - q^\nu \gamma_\mu) \gamma_5 \right] A^\nu \chi, \quad (10)$$

می‌باشد.

اکنون با مقایسه (10) با (1) خواهیم داشت:

$$\frac{g}{\Lambda^2} \sim \frac{p \cdot d \cdot p}{m_\chi^2}, \quad (11)$$

که با فرض $g \sim 1$ ، در حد غیرنسبیتی داریم:

اگر معادلهٔ فوق را با معادلهٔ (۱) مقایسه کنیم؛ می‌توان دید

$$G_1 \sim g / \Lambda_{ADM}^2, \quad (17)$$

پس با فرض $g \sim 1$ ،

$$G_1 \sim 1 / \Lambda_{ADM}^2, \quad (18)$$

در پایین‌ترین مرتبه G_1 را وابسته به $\theta_{\mu\nu}$ حدس می‌زنیم

$$G_1 \sim |\theta^{\mu\nu}|, \quad (19)$$

در الکترودینامیک کوانتومی رأس آنابول نداریم. بنابراین در

بسط G_1 بر حسب $\theta_{\mu\nu}$ ضریب جمله مرتبه صفرم

$-\theta_{\mu\nu}$ - ضریب جمله ثابت - صفر خواهد شد.

به دست آوردن ضریب تناسب نیازمند محاسبات دقیق‌تر

است. بنابراین از عوامل و ضرایب تناسب صرف نظر می‌کنیم.

طبق رابطهٔ

$$\theta^{\mu\nu} = \frac{1}{\Lambda_{NC}^2} c^{\mu\nu}, \quad (20)$$

و تقریب فوق:

$$G_1 \sim \frac{1}{\Lambda_{NC}^2}, \quad (21)$$

به وضوح خواهیم دید که:

$$\Lambda_{NC} \sim \Lambda_{ADM}. \quad (22)$$

در [۲] $\Lambda_{ADM} \geq 0.5 \text{ TeV}$ محاسبه شده است. بنابراین

$$\Lambda_{NC} > 0.5 \text{ TeV}. \quad (23)$$

۴. نتیجه‌گیری

با توجه به این که در لاگرانژی SME و NCSM برخلاف مدل

استاندارد، جملاتی که منجر به برهم‌کنش‌های آنابول می‌شود

وجود دارد، به مطالعهٔ این دو نظریه و اثر آن بر روی ماده

تاریک آنابولی پرداختیم. در این راستا ابتدا جملهٔ برهم‌کنشی

آنابول را از SME و NCSM به صورت معادلهٔ (۸) و (۱۶) به

دست آوردیم؛ سپس با مقایسهٔ لاگرانژی برهم‌کنشی ADM و

جمله‌های به دست آمده از SME و NCSM حدی از مرتبهٔ

0.4 روی پارامتر $d^{\circ\circ}$ و حدی از مرتبه 0.5 TeV روی پارامتر

ناجابه‌جایی گذاشتیم.

$$\frac{g}{\Lambda^2} \sim \frac{p_\mu d^{\circ\circ} p_\mu}{m_\chi^4} \Rightarrow \frac{d^{\circ\circ}}{m_\chi^2} = \frac{1}{\Lambda^2}. \quad (12)$$

همان‌طور که می‌بینیم پارامتر نقض لورنتس برای جرم‌ها و

انرژی‌های مختلف، تفاوت می‌کند. برای حد پایین جرم

$m_\chi < 100 \text{ GeV}$ و $\Lambda \sim 0.5 \text{ TeV}$ به دست می‌آید:

$$\frac{1}{(0.5 \text{ TeV})^2} = \frac{d^{\circ\circ}}{(0.1 \text{ TeV})^2} \Rightarrow d^{\circ\circ} = 0.04. \quad (13)$$

باید توجه داشت این حد، اولین حد بر روی پارامتر نقض

لورنتس مادهٔ تاریک است.

۳. مدل استاندارد در فضا-زمان ناجابه‌جایی

در مدل استاندارد کلی‌ترین شکل جریان الکترومغناطیسی را

طوری می‌نویسیم که هموردای لورنتس باشد و در اتحاد وارد

صدق کند

$$\begin{aligned} \langle \psi(p', \lambda') | J_\mu^{em} | \psi(p, \lambda) \rangle &= \bar{\psi}(p', \lambda') \\ & \{ \gamma_\mu F_1(q^2) - \gamma_\lambda \gamma_\delta (g_\mu^\lambda q^\lambda - q^\lambda q_\mu) G_1(q^2) \\ & + \sigma_{\mu\nu} q^\nu [F_2(q^2) - \gamma_\delta G_2(q^2)] \} \psi(p, \lambda). \end{aligned} \quad (14)$$

در نظریهٔ میدان ناجابه‌جایی پارامتر ناجابه‌جایی $\theta_{\mu\nu}$ دو اندیس

لورنتس اضافه نسبت به فضای جابه‌جایی دارد. بنابراین تعداد

جملاتی که می‌توان با شرط هموردای لورنتس بودن نوشت

افزایش پیدا می‌کند. در حالت کلی داریم:

$$\begin{aligned} \langle \psi(p', \lambda', \theta) | J_\mu^{em} | \psi(p, \lambda, \theta) \rangle &= \\ \bar{u}(p', \lambda') \{ & \gamma_\mu F_1 - \gamma_\lambda \gamma_\delta (g_\mu^\lambda q^\lambda - q^\lambda q_\mu) G_1 \\ & + \theta_{\mu\nu} \gamma^\nu (F_2 + \gamma_\delta G_2) + \sigma_{\mu\nu} q^\nu (F_3 - \gamma_\delta G_3) \\ & + \theta_{\mu\nu} q^\nu (F_4 + \gamma_\delta G_4) + F_5 (\theta_{\mu\nu} \sigma^{\nu\rho} - \theta^{\rho\nu} \sigma_{\nu\mu}) q_\rho \\ & + G_5 (\theta_{\mu\nu} \sigma^{\nu\rho} - \theta^{\rho\nu} \sigma_{\nu\mu}) \gamma_\delta q_\rho \} u(p, \lambda), \end{aligned} \quad (15)$$

G_i ها و F_i ها عامل ساختارها هستند.

عوامل شکل باید ناوردای لورنتس باشند. بنابراین به عواملی

مثل q^2 یا $q^\mu \theta_{\mu\nu} p^\nu$ بستگی خواهند داشت [۶].

در حالت کلی می‌توان F_i ها و G_i ها را به صورت بسطی

از $\theta_{\mu\nu}$ نوشت. می‌دانیم در پایین‌ترین مرتبهٔ $\theta_{\mu\nu}$ ، تنها عامل

شکل مجاز برای ذرهٔ مایورانای اسپین $1/2$ ممان آنابول است.

بنابراین

$$\begin{aligned} \langle \chi(p', \lambda', \theta) | J_\mu^{em} | \chi(p, \lambda, \theta) \rangle &= \\ \bar{u}(p', \lambda') \gamma_\lambda \gamma_\delta (g_\mu^\lambda q^\lambda - q^\lambda q_\mu) G_1 u(p, \lambda). \end{aligned} \quad (16)$$

۱. $c^{\mu\nu}$ یک ماتریس 4×4 پاد متقارن، بدون بعد و ثابت است

مراجع

- ۱۸۹ (۱۳۹۰)
4. S Aghababaei and M Haghghat, *Iranian Journal of Physics Research* **11** 2 (2011) 20.
 5. M Haghghat, I Motie, and Z Rezaei, *Int. J. Mod. Phys. A* **28** 24 (2013) 1350115.
 6. M Mm Etefaghi and M Haghghat, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 056009.
 1. C M Ho and R J Scherrer, *Phys. Lett. B* **722** (2013) 341.
 2. V M Dubovik and V E Kuznetsov, *Int. J. Mod. Phys. A* **13** (1998) 5257.
 3. Yu Gao, Chiu Man Ho, and Robert J. Scherrer, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 045006.
 ۴. س آقابابايي و م حقيقت، مجله پژوهش فيزيك ايران ۲۱۱