پژوهشگاه دانش‌های بنیادی

شماره مقاله : ۳۵

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

تشدید دوفوتون و قیدهای ماده تاریک در مدل‌هایی با کوارک‌های برداری- مانند

سید پیمان ذاکری [۱و۲]، سید یاسر ایازی [۲] و احمد محمدنژاد [۲]

[۱] دانشگاه یزد

[۲] پژوهشگاه دانش‌های بنیادی

چکیده

در این مقاله، ما این احتمال را بررسی می‌کنیم که تشدید دو فوتون ناشی از واپاشی یک شبه اسکالر سنگین با جرم ۷۵۰ GeV باشد. این شبه اسکالر بوسیله برهم‌کنش یوکاوا با یک ماده تاریک فرمیونی و کوارک‌های برداری- مانند (VLQs) به قطاع تاریک مدل استاندارد مربوط می‌شود. در ادامه نشان می‌دهیم که مدلمان می‌تواند به چگالی باقیمانده صحیحی از ماده تاریک در گستره‌ای از پارامترهایی دست پیدا کند که سازگاری خوبی با تشدید دوفوتون در LHC دارند.

معرفی مدل

در این بخش، با در نظر گرفتن یک تعمیم از مدل استاندارد بوسیله شبه- اسکالر، مدل را توصیف می‌کنیم. فرض می‌کنیم که شبه- اسکالرِ ϕ، با جرم ۷۵۰ GeV و واپاشی ٤٥ GeV، مسئول دوفوتون اضافی در LHC باشد. به علاوه، ما N کوارکِ بردار- گونه تبهگنِ ψ و یک اسپینورِ دیراکِ χ در نقش ماده تاریک را معرفی می‌کنیم. تبدیل میدان‌های جدید تحت گروه‌های پیمانه‌ای SM در جدول ۱ به صورت خلاصه بیان شده است. در این حالت، پتانسیل بازبهنجارش‌پذیری که تحت تقارنِ پیمانه‌ای Z_2 ناوردا باشد بر حسب میدان‌های جدید به صورت زیر است:

$$V(\phi,\psi,\chi) = -ig_{\phi\chi}\phi\bar{\chi}\gamma^5\chi + ig_{\phi\psi}\phi\bar{\psi}\gamma^5\psi - Q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu + g_s\bar{\psi}\lambda^a\gamma^\mu\psi G^a_\mu$$
$$-\frac{1}{2}\mu_\phi^2\phi^2 - \frac{1}{4!}\lambda_\phi\phi^4 - \lambda_{\phi H}\phi^2 H^\dagger H \qquad (1)$$

که در آن Q بار الکترومغناطیسی، g_s ثابت جفت‌شدگیِ قوی و λ^a ماتریس‌های گلمن هستند. انتخاب ϕ به عنوان شبه- اسکالر باعث می‌شود مدلمان در مقایسه با دیگر مدل‌ها دارای برهم‌کنش کمینه باشد. تقارن Z_2 نیز پایداری ذرات را تضمین می‌کند. چون می‌خواهیم مدلمان ناوردای CP باشد، فرض می‌کنیم که بعد از شکستِ خودبه‌خود تقارن، ϕ مقدار چشم داشتی خلاءِ غیر صفر بگیرد. بنابراین انتظار داریم بعد از شکست خودبه‌خود تقارن، ماتریس جرمیِ میدان‌های اسکالرِ ϕ و هیگز مدل استاندارد قطری باشد. در نهایت، علاوه بر پارامترهای مدل استاندارد، ما چهار پارامتر جدیدِ m_χ ، m_ψ ، $g_{\phi\chi}$ و $g_{\phi\psi}$ را به عنوان پارامترهای آزادِ مستقلِ مدل درنظر می‌گیریم.

جدول۱ : تبدیل میدان‌های جدید تحت گروه‌های پیمانه‌ای SM و تقارن Z_2

میدان‌ها	SU(۳)	SU(۲)	U(1)Y	Z_2
ϕ	۱	۱	۰	+
χ	۱	۱	۰	-
ψ	۳	۱	۲/۳	-

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

تشدید دوفوتون

آزمایش‌های CMS و ATLAS فزونی دوفوتون را به ترتیب با انحراف‌های 3.6σ و 2.6σ در GeV ۷۵۰ مشاهده کرده‌اند [۱و۲] . این بدان معناست که $\sigma(pp\to\phi\to\gamma\gamma)$ در مرتبه fb ۱۰- ۵ با ترکیبی از هر دو آزمایش سازگاری دارد. در سطح مقطع تولید شبه– اسکالرِ ϕ ، هم‌جوشیِ گلوئون غالب است. این سطح مقطع در $\sqrt{s}$ = ۱۳ GeV را می‌توان با پهناهای واپاشی به صورت زیر توصیف کرد:

$$\sigma(pp\to\phi\to\gamma\gamma)=\sigma(pp\to\phi)Br(pp\to\phi\to\gamma\gamma)=\frac{C_{gg}}{sm_\phi\Gamma_{tot}}\Gamma(\phi\to gg)\Gamma(\phi\to\gamma\gamma) \qquad (۲)$$

که در آن $\sqrt{s}$انرژی در چارچوب مرکزجرم، Γ_{tot} پهنای واپاشیِ کل میدان ϕ و C_{gg} تابع توزیع پارتونی گلوئون است:

$$C_{gg}=\frac{\pi^2}{8}\int_{M^2/s}^1\frac{dx}{x}g(x)g\left(\frac{M^2}{sx}\right) \qquad (۳)$$

پهناهای واپاشی شبه- اسکالر عبارت‌اند از:

$$\Gamma(\phi\to gg)=\frac{\alpha_s^2m_\phi^3}{128\pi^3}\left|\frac{g_{\phi\psi}}{m_\psi}A_{1/2}(\tau_\psi)\right|^2 \qquad (٤)$$

$$\Gamma(\phi\to\gamma\gamma)=\frac{\alpha_e^2m_\phi^3}{1024\pi^3}\left|2N_cQ^2\frac{g_{\phi\psi}}{m_\psi}A_{1/2}(\tau_\psi)\right|^2 \qquad (٥)$$

که در آن $\tau_\psi=\frac{4M_\psi^2}{M_\phi^2}$ و $A_{1/2}(\tau_\psi)$ عامل شکل کوارک‌های برداری مانند است.

پهنای واپاشی بزرگ دوفوتون که توسط ATLAS گزارش شده، این انگیزش را ایجاد می‌کند که احتمال واپاشی شبه- اسکالر به ذرات جدید را نیز در نظر بگیریم. در اصل، ϕ می‌تواند به کوارک‌های برداری مانند و ذرات ماده تاریک واپاشی کند. در این حالت، پهنای واپاشی کل به صورت زیر داده می‌شود:

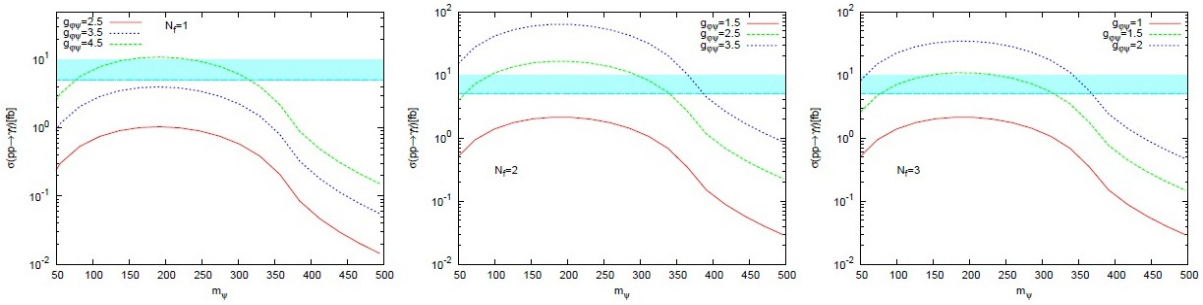
$$\Gamma_{tot}=\Gamma(\phi\to\psi\psi)+\Gamma(\phi\to\chi\chi)+\Gamma(\phi\to gg)+\Gamma(\phi\to\gamma\gamma) \qquad (٦)$$

که در آن $\Gamma(\phi\to\chi\chi)$ و $\Gamma(\phi\to\psi\psi)$ با عبارت‌های زیر تعریف می‌شوند:

$$\Gamma(\phi\to\chi\chi)=\frac{m_\phi g_{\phi\chi}^2}{8\pi}\left(1-4m_\chi^2/m_\phi^2\right)^{1/2} \qquad (٧)$$

$$\Gamma(\phi\to\psi\psi)=\frac{m_\phi g_{\phi\psi}^2}{8\pi}\left(1-4m_\psi^2/m_\phi^2\right)^{1/2} \qquad (٨)$$

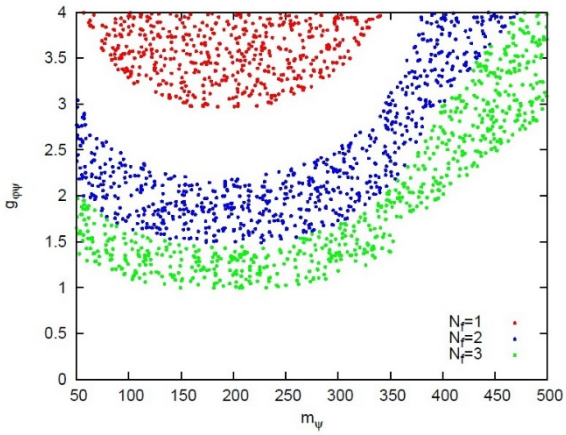
در شکل ۱، سطح مقطع تولید دوفوتون را رسم کرده‌ایم. نوار فیروزه‌ای رنگ سطح مقطع در LHC را در محدوده fb ۱۰- ۵ نشان می‌دهد. فرض کرده‌ایم که VLQs دارای جرم‌های مساوی و جفت‌شدگی‌های یکسان با ϕ باشند. با توجه به شکل، برای تعداد بیشتری از نسل‌های VLQ، حد LHC در مقادیر کوچک $g_{\phi\psi}$ پوشش داده می‌شود.



شکل۱ : سطح مقطع $\sigma(\mathrm{pp}\to\gamma\gamma)$ بصورت تابعی از جرم *VLQ* برای تعداد متفاوتی از *VLQ*

چگالی باقیمانده

در این بخش، با بکارگیری کد میکروأُمِگا [۳] چگالی باقیمانده را محاسبه می‌کنیم. در صفحه m_ψ و $g_{\phi\psi}$ به دنبال محدوده‌ای از این فضای پارامتری هستیم تا بتوانیم به چگالی باقیمانده صحیحی از ماده تاریک که توسط آزمایش‌های WMAP و پلانک [٤] گزارش شده دست یابیم [شکل ۲].



شکل۲ : نقاط پراکنده مرزهایی از فضای پارامتر را نشان می‌دهد که چگالی باقیمانده صحیحی از ماده تاریک موجود در عالم را بدهد.

آشکارسازی مستقیم و غیرمستقیم

در این مدل، ما یک ماده تاریک فرمیونیِ تکتایی را در نظر می‌گیریم. چون ماده تاریکِ اسپینوری تنها با شبه اسکالرِ واسطه برهم‌کنش می‌کند و ϕ با هیگز مدل استاندارد آمیخته نمی‌شود، نتایج قابل توجه این است که هیچ سهم جدیدی در سطح مقطع پراکندگی کشسانِ ماده تاریک- نوکلئون وجود نداشته و پارامترهای جدید مدل ما، قیدهای آشکاسازی مستقیم را قبول نمی‌کنند. در مواجه با آشکارسازی مستقیم، ما سهم ممکن از مدلمان را در نابودی ماده تاریک به $\gamma\gamma$ محاسبه می‌کنیم:

$$<\sigma v>=\frac{\alpha_e^2 g_W^2 s^2 g_{\phi\chi}^2 g_{\phi\psi}^2}{64\pi^3 M_W^2 M_\psi^2}\frac{1}{\left(s-M_\phi^2\right)^2+M_\phi^2\Gamma_\phi^2}\left|\mathrm{A}_{1/2}\left(\tau_\psi\right)\right|^2 \qquad (۹)$$

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

در حد ثابت‌های جفت‌شدگی برزگ مقیاس، سطح مقطعِ متوسط بالا نمی‌تواند از مقدار $۱۰^{-۳۱}\mathrm{cm}^{۳}\mathrm{s}^{-۱}$ تجاوز کند و این خیلی کوچک‌تر از حدی است که آزمایش Fermi-LAT اخیراً گزارش کرده است [۵]. به عبارت دیگر مدل‌هایی که کوارک‌های بردار-گونه را شامل می‌شوند، اگرچه می‌توانند تشدید دو فوتون در LHC را توجیه کنند، اما نمی‌توان آن‌ها را با رهیافت‌های غیرمستقیم رصد کرد.

نتیجه گیری

با بهره گرفتن از نتایجی که اخیراً آزمایش‌های ATLAS و CMS ارائه داده‌اند، در ورای مدل استاندارد مدلی را معرفی کردیم که بتواند با بکارگیری کوارک‌های برداری مانند، در دستگاه مرکز جرمِ برخورد دو پروتون، سطح مقطع پراکندگی و پهنای واپاشی لازم را برآورد و ماده تاریکی با فراوانی مطلوب تولید کند. در مقایسه با قیدهای آزمایشگاهی، برای این که به حد LHC برای فزونی دوفوتون دست پیدا کنیم به تعداد بیشتری از نسل‌های VLQs نیاز داریم. هم‌چنین، این دسته از مدل‌های ماده تاریک، قیدهای آشکارسازی مستقیم و غیرمستقیم را برآورد نمی‌سازند.

مرجع‌ها

1. The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2015-081.
2. CMS Collaboration [CMS Collaboration], collisions at 13TeV,"CMS-PAS-EXO-15-04.
3. P. A. R. Ade et al. [Planck Collaboration], arXiv:1303.5076.
4. G. Blanger et al. *Comput. Phys. Commun.* **192** (2015) 322.
5. M. Ackermann et al. [Fermi-LAT Collaboration], *Phys. Rev. D* **91** (2015) 12, 122002.