پژوهشگاه دانش‌های بنیادی

شماره مقاله : ۷۹

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

جایگزیده کردن میدان اسکالری و پیمانه ای در مدل جهان شامه ی هیبریدی

معصومه موذن سرخی

دانشگاه کوثر بجنورد

چکیده

در این مقاله به بررسی جایگزیده کردن میدان های اسکالری و پیمانه ای بر روی شامه ای می پردازیم که توسط کینک های کامپکتون-وار ساخته شده است و تحت عنوان شامه هیبریدی شناخته می شود. ما نشان خواهیم داد که میدان اسکالری با اسپین صفر روی شامه هیبریدی جایگزیده می شود در حالیکه میدان پیمانه ای جایگزیده نمی گردد. با استفاده از مکانیزم CHH، میدان پیمانه ای بر روی شامه هیبریدی قادر به جایگزیده شدن خواهد بود.

مکانیزم جایگزیده کردن میدان ها بر روی شامه، موضوعات جالب و قابل توجهی هستند، از این رو که آنها در مورد ساختار شامه ها نتایج جالبی را می دهند [٤,٢]. اخیرا نویسندگان مرجع [١] مکانیزمی را توسعه دادند که به آرامی از کینک تا کامپکتون را درون چارچوب نظریه میدان نسبیتی داخل نموده است. کنش انیشتین - هیلبرت برای یک میدان اسکالری پنج بعدی φ در مدل جهان شامه ای، با رابطه ی زیر داده می شود[١]

$$S=\int d^5x\sqrt{|g|}\left(-\frac{1}{4}R+\mathcal{L}(\varphi,X)\right) \tag{١}$$

که R انحنای اسکالری پنج بعدی و $g\equiv\det(g_{MN})$ است. چگالی لاگرانژین $\mathcal{L}(\varphi,\partial_\mu\varphi)$ میدان اسکالری را توصیف می کند و با رابطه $\mathcal{L}_n=\frac{1}{2}\partial_\mu\varphi\partial^\mu\varphi-V_n(\varphi)$ تعریف می شود که در آن $V_n(\varphi)=\frac{1}{2}(1-\varphi^{2n})^2$ و n اعداد صحیح بزرگتر از یک است. در مدل جهان شامه ی هیبریدی، پتانسیل $V_n(\varphi)$ می تواند با استفاده از یک مفهوم ابر پتانسیل $W_n(\varphi)$ به صورت $V_n(\varphi)=\frac{1}{2}\left(\frac{dW_{n(\varphi)}}{d\varphi}\right)^2$ تعریف گردد که $W_n(\varphi)=\varphi-\frac{\varphi^{2n+1}}{2n+1}$. متریک تابدار فضای پنج بعدی را به فرم $ds^2=e^{2A(y)}g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu-dy^2$ در نظر می گیریم که در آن M,N=0,1,2,3,4 و نمادگزاری انحنای شامه چهاربعدی $g_{\mu\nu}=(+---)$ و $\mu,\nu=0,1,2,3$ می باشد. بعد از حل معادلات حرکت به دست امده از کنش فوق، نتیجه زیر را برای فاکتور خمش خواهیم داشت[١]

$$A(y)=-\frac{1}{3}\frac{\varphi^2}{2n+1}-\frac{2n}{3}\varphi^2\frac{{}_2F_1\left(1,\frac{1}{n},1+\frac{1}{n},\varphi^2\right)}{2n+1} \tag{٢}$$

که ${}_2F_1\left(1,\frac{1}{n},1+\frac{1}{n},\varphi^2\right)$ یک تابع هایپرجئومتریک ا ست. حال به مکانیزم جایگزیده کردن میدان ا سکالری ا سپین صفر روی شامه هیبریدی می پردازیم. یک میدان اسکالری بدون جرم $\Phi(x,y)$ را بر روی شامه در نظر می گیریم که از طریق کنش زیر با گرانش جفت می گردد

$$S_0=\int d^5x\sqrt{g}\,g^{MN}\partial_M\Phi\partial_N\Phi \tag{٣}$$

و می توانیم معادله ی حرکت زیر را ازکنش فوق برای بخش وابسته به y میدان اسکالری $\Phi(x,y)$ به دست آوریم

$$4\dot{A}\frac{\partial\chi}{\partial y}+\frac{\partial^2\chi}{\partial^2 y}+e^{-2A(y)}m^2\chi=0 \tag{٤}$$

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

که در آن از جداسازی $\Phi(x,y) = \phi(x)\chi(y)$ و $g^{\mu\nu}\partial_\mu\partial_\nu\phi = -m^2\phi$ استفاده نمودیم. لازم به ذکر است که نقطه به معنای مشتق گیری نسبت به بعد اضافه y است. به ازای $m^2 = 0$ پاسخ مد صفر میدان اسکالری از معادله ی قبلی به دست می آید که فرم $\chi(y) = \chi_0$ را دارد و χ_0 یک مقدار ثابت است. اگر χ_0 بهنجار پذیر باشد یعنی مدصفر جایگزیده است. اکنون به بررسی شرط بهنجار پذیری می پردازیم که از قرار دادن مد صفر در کنش (۳) به انتگرال زیر برای بخش وابسته به بعد اضافی y منجر می گردد

$$I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{2A(y)}dy \qquad (۵)$$

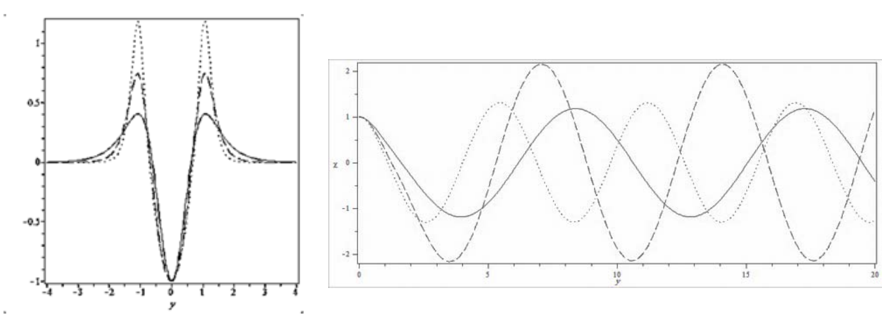
اگر I_0 متناهی باشد مد صفر جایگزیده است. بدین منظور رفتار مجانبی انتگرالده را در $y \to \pm\infty$ بررسی می نماییم. زمانی که $y \to \pm\infty$ آنگاه $\varphi \to \pm 1$ در نتیجه $W_n\big(\varphi(y \to \pm\infty)\big) = 1 - \frac{1}{2n+1}$. لذا رفتار مجانبی فاکتور خمش از معادلات حرکت به صورت $A(y \to \pm\infty) \to -k|y|$ حاصل می شود و بیانگر این مطلب است که در $y \to \pm\infty$ $A(y)$ مانند فاکتور خمش مدل رندال – ساندروم است و انتگرالده I_0 یک تابع گوسی شکل است و حاصل I_0 متناهی می باشد در نتیجه مد صفر میدان اسکالری بر روی شامه هیبریدی جایگزیده است. برای مطالعه ی مد های جرم دار میدان اسکالری از تبدیل همدیس متریک به فرم $ds^2 = e^{2A(y)}\left(g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - dz^2\right)$ استفاده می کنیم که در آن $dz = e^{-A}dy$. با استفاده از تبدیل همدیس، معادله حرکت میدان اسکالری می تواند در فرم معادله ای شبیه به معادله شرویدینگر نوشته شود

$$\left(-\frac{d^2}{dz^2} + V(z)\right)\tilde{\chi}(z) = m^2\tilde{\chi}(z) \qquad (٦)$$

که در آن $\chi(y) = e^{-\frac{3}{2}A(y)}\tilde{\chi}(z)$ و پتانسیل موثر به صورت زیر است

$$V(z) = \frac{3}{2}\left(\partial_z^2 A + \frac{3}{2}(\partial_z A)^2\right) \qquad (۷)$$

رفتار مجانبی پتانسیل (۷) جهت وجود یا عدم وجود شکاف در مد های جرم دار اسکالری، باید مورد بررسی قرار بگیرد. محاسبه ی فرم دقیق پتانسیل امری مشکل است لذا ما به صورت عددی آن را بررسی کردیم که در شکل ۱ به ازای مقادیر مختلف n رسم شده است. همان طور که در شکل دیده می شود پتانسیل دارای یک شکل آتشفشانی با یک چاه به ازای مقادیر مختلف n است که با افزایش n ارتفاع پتانسیل زیادتر می شود و از انجایی که به ازای $z \to \pm\infty$ پتانسیل به صفر میل می کند لذا شکافی که مد صفر را از مد های برانگیخته جدا کند، وجود ندارد. در شکل ۱ (راست) مدهای جرم دار اسکالری به ازای مقادیر مختلف n رسم شده است.



شکل ۱: پتانسیل موثر (چپ) و مدهای جرمدار میدان اسکالری (راست) به ازای $n = 1$(خط ممتد) و $n = 2$(خط چین) و $n = 3$(خط نقطه چین)

حال به بررسی میدان های پیمانه ای بر روی شامه هیبریدی می پردازیم و مکانیزم جایگزیده شدن مد صفر آنها را بررسی می کنیم. یک میدان پیمانه ای $U(1)$ در کنش زیر صدق می کند

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

$$S = -\frac{1}{4}\int d^5x\sqrt{g}g^{MN}g^{RS}F_{MR}F_{NS} \quad (۸)$$

که در آن $F_{MN} = \partial_M A_N - \partial_N A_M$. معادله حرکت بخش وابسته به y میدان پیمانه ای $A(x,y)$ به فرم زیر است که برای به دست آوردن آن از جداسازی $A(x,y) = a_\mu(x)\rho(y)$ و شرایط $A_4 = 0$ و $\partial_\mu A_\mu = 0$ استفاده کردیم

$$2\dot{A}\frac{\partial\rho}{\partial y} + \frac{\partial^2\rho}{\partial^2 y} + e^{-2A(y)}m^2\rho = 0 \quad (۹)$$

به ازای $m^2 = 0$، $\rho(y) = \rho_0$ مد صفر میدان پیمانه ای است که با قرار دادن در کنش (۸) نتیجه می دهد

$$S = -\frac{1}{4}\rho_0^2\int_{-\infty}^{\infty}dy\int d^4x g^{\mu\nu}g^{\alpha\beta}f_{\mu\nu}f_{\alpha\beta} \quad (۱۰)$$

که در آن $f_{\mu\nu} = \partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu$. از آنجایی که فاکتور انحنای متوقف کننده در انتگرال فوق وجود ندارد لذا بخش وابسته به y در انتگرال فوق واگرا و مد صفر میدان پیمانه ای نمی تواند جایگزیده گردد. برای جایگزیده نمودن این میدان پیمانه ای از روش پیشنهاد شده توسط مرجع [۳] که به مکانیزم CHH مشهور است، بهره می گیریم. با استفاده از یک تابعی میدان اسکالری $G(\varphi)$ در کنش میدان پیمانه ای، $-\frac{1}{4}\int d^5x\sqrt{g}g^{MN}g^{RS}G(\varphi)F_{MR}F_{NS}$، معادله ی حرکت بخش وابسته به y به صورت زیر به دست می آید

$$\left(2\dot{A} + \frac{\dot{G}}{G}\right)\frac{\partial\rho}{\partial y} + \frac{\partial^2\rho}{\partial^2 y} + e^{-2A(y)}m^2\rho = 0 \quad (۱۱)$$

مجددا مد صفر میدان پیمانه ای به ازای $m^2 = 0$، برابر با $\rho(y) = \rho_0$ که باقراردادن در کنش جدید، نتیجه می دهد

$$S = -\frac{1}{4}\rho_0^2\int_{-\infty}^{\infty}G(\varphi)dy\int d^4x g^{\mu\nu}g^{\alpha\beta}f_{\mu\nu}f_{\alpha\beta} \quad (۱۲)$$

از رابطه فوق بر می آید که جهت داشتن یک مد صفر میدان پیمانه ای جایگزیده بر روی شامه با دینامیک تعمیم یافته باید تابعی $G(\varphi)$ روی کل فضای بعد اضافه هنجار پذیر باشد. ما با استفاده از روش پیشنهاد شده توسط مرجع [۳]، تابعی $G(\varphi)$ را به فرم زیر به دست آورده ایم

$$G(\varphi) = (1-\varphi^{2n})^{2\kappa} \quad (۱۳)$$

که κ یک مقدار ثابت و مثبت است . به ازای $\varphi \to 0$ $G(\varphi) = 1$ و به ازای $\varphi \to \pm\infty$ $G(\varphi) = 0$ یعنی تابعی $G(\varphi)$ گوسی شکل است و به ازای همه مقادیر مثبت n, k انتگرال آن روی کل فضای بعد اضافه y هم گرا است. در نتیجه مد صفر پیمانه ای می تواند روی شامه هیبریدی جایگزیده گردد.

نتیجه گیری

در این مقاله به مطالعه مکانیزم جایگزیده ساختن میدان اسکالری و پیمانه ای بر روی شامه هیبریدی پرداختیم. ما نشان دادیم که میدان اسکالری روی شامه جایگزیده می گردد در حالی که میدان پیمانه ای بر روی شامه هیبریدی قابلیت جایگزیده شدن را ندارد. بمنظور جایگزیده ساختن میدان پیمانه ای از یک تابعی اسکالری $G(\varphi) = (1-\varphi^{2n})^{2\kappa}$ استفاده کردیم ودریافتیم که مد صفر میدان پیمانه ای روی شامه جایگزیده می شود.

مراجع

[1] D. Bazeia, L. Losano M.A.Marques and R. Menezes, *Phys. Lett*. **B 736** (2014) 515.
[2] D. F. S. Veras, W. T. Cruz, R. V. Maluf, C. A. S. Almeida, Phys.Lett. **B754** (2016) 201.
[3] A. E. R. Chumbes, J. M. H. da Silva, and M. B. Hott, *Phys. Rev*. **D 85** (2012) 085003.
[4] Y. Z. Du, L. Zhao, Y. Zhong, Ch. E. Fu and H. Guo, *Phys. Rev*. **D 88** (2013) 024009.