مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

بررسی جواب‌های سیاهچاله‌ای باردار در گرانش شبه-توپولوژیک مرتبه ٤ در حضور میدان بورن-اینفلد

محمد قناعتیان[۱]،افسانه بذرافشان[۲]، علی بلند پرواز[۳]

[۱و۳] دانشگاه پیام نور مرکز جهرم، گروه فیزیک

[۲] دانشگاه جهرم، گروه فیزیک

چکیده

در این مقاله، سیاهچاله‌های شبه-توپولوژیک مرتبه ٤ در حضور یک میدان الکترومغناطیسی غیرخطی بورن-اینفلد بررسی می‌شوند. با استفاده از پارامترهای متریک، جوابهای سیاهچاله‌ای باردار در این تئوری محاسبه می‌شوند.

مقدمه

بعضی از مدل‌های گرانشی در ابعاد بالاتر در چندین سال گذشته ارائه شده است. یکی از شناخته شده‌ترین این مدل‌ها که کنش اینشتین-هیلبرت را به فضا-زمان با ابعاد بالاتر تعمیم می‌دهد، کنش لاولاک می‌باشد [۱]. از آنجا که تئوری شبه-توپولوژیک شامل مشتقات متریک تا مرتبه ۲ می‌باشد، کوانتش این تئوری خطی به اصطلاح خالی از روح کافی است. بنابراین، طبیعی است که تاثیرات این جملات انحنای بالاتر بر روی خواص ترمودینامیکی سیاهچاله‌ها و سیاه‌لایه‌ها مطالعه و بررسی شوند.

به منظور بررسی میدان ماکسول جفت شده با یک کنش گرانشی، که می‌تواند شامل تصحیحات تعمیم یافته ریسمانی در مراتب بالاتر باشد، طبیعی است که تصحیحات تعمیم یافته ریسمانی را برای کنش میدان الکترومغناطیسی بررسی کنیم. این مساله شناخته شده است که جملات بورن-اینفلد بعنوان تصحیحات مراتب بالاتر کنش مالسول ظاهر می‌شوند. در حقیقت بررسی مقایسه میان جملات شبه-توپولوژیک و بورن-اینفلد، ارزش بررسی تصحیحات همزمان این دو را ایجاد می‌کند. در این مقاله، گرانش مرتبه ٤ شبه-توپولوژیک در حضور میدان غیرخطی الکترومغناطیسی بررسی می‌شود و جواب‌های سیاهچاله‌ای این تئوری محاسبه می‌شوند.

کنش شبه-توپولوژیک بورن-اینفلد

کنش گرانش مرتبه ٤ شبه-توپولوژیک در $(n+1)$ بعد در حضور یک میدان الکترومغناطیسی غیرخطی بورن-اینفلد می‌تواند بصورت زیر نوشته شود:

$$I_G = \int d^{n+1}\sqrt{-g}[2\Lambda + \mathcal{L}_1 + \mu_2\mathcal{L}_2 + \mu_3\mathcal{L}_3 + \mu_4\mathcal{L}_4 + L(F)] \quad (۱)$$

که $\mathcal{L}_1 = R$ همان اسکالر ریچی هست، $\mathcal{L}_2 = R_{\mu\nu\lambda\delta}R^{\mu\nu\lambda\delta} - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R^2$ لاگرانژی گوس-بونه می‌باشد و $\Lambda = \frac{n(n-1)}{2l_2}$ ثابت کیهان شناسی است. $\mathcal{L}_3$ و $\mathcal{L}_4$ لاگرانژی مرتبه سوم و چهارم گرانش شبه توپولوژیک می‌باشند [۲و۳]. در کنش (۱)، L(F) لاگرانژی بورن-اینفلد هست که به صورت زیر است [۴-۹]:

$$L(F) = 4\beta^2(1 - \sqrt{1 + \frac{F^2}{2\beta^2}}) \quad (۲)$$

که $F = F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ و $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ که تانسور میدان الکترومغناطیسی هست و A_μ پتانسیل برداری می‌باشد. در حد $\beta \to 0$ این لاگرانژی بورن-اینفلد به شکل استاندارد ماکسول تقلیل می‌یابد.

حل‌های سیاهچاله‌ای باردار مربوط به این گرانش شبه-توپولوژیک را در حضور میدان بورن-اینفلد با متریک زیر بررسی می‌کنیم:

$$ds^2 = -f(\rho)dt^2 + \frac{d\rho^2}{f(\rho)} + \rho^2 d\Omega^2 \quad (۳)$$

با استفاده از این متریک و تعریف زیر برای پتانسیل برداری:

$$A_\mu = h(\rho)\delta_\mu^0 \quad (٤)$$

و همچنین با تعریف پارامترهای بدون بعد زیر:

$$\Lambda = -\frac{n(n-1)}{2l^2},\ \hat{\mu}_2 = \frac{(n-2)(n-3)}{l^2}\mu_2,\ \hat{\mu}_3 = \frac{(n-2)(n-5)(3n^2-9n+4)}{8(2n-1)l^4}\mu_3,$$
$$\hat{\mu}_4 = \frac{n(n-1)(n-2)^2(n-3)(n-7)(n^5-15n^4+72n^3-156n^2+150n-42)}{l^6}\mu_4 \quad (۵)$$

می‌توان نشان داد که کنش در واحد حجم به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$I_G = \frac{(n-1)}{16\pi l^2}\int dtd\rho[N(\rho)[\rho^n(1 + \psi + \hat{\mu}_2\psi^2 + \hat{\mu}_3\psi^3 + \hat{\mu}_4\psi^4)]' + \frac{4l^2\beta^2\rho^{n-1}(1-\sqrt{1-\frac{h'^2}{\beta^2}})}{(n-1)}] \quad (٦)$$

که $\psi = -l^2\rho^{-2}(k - f)$ می‌باشد.

از وردش کنش نسبت به ψ داریم:

$$(1+2\hat{\mu}_2\psi+3\hat{\mu}_3\psi^2+4\hat{\mu}_4\psi^3)\frac{dN(\rho)}{d\rho}=0 \quad (۷)$$

این رابطه نشان می دهد که $N(\rho)$ باید یک ثابت باشد که آن را می‌توان مساوی با یک در نظر گرفت. با وردش کنش نسبت به $h(\rho)$ و جایگذاری $N(\rho)=1$ داریم:

$$\rho h''\beta^2+3h'(\beta^2-h'^2)=0 \quad (۸)$$

و بنابراین

$$h(\rho)=-\sqrt{\frac{n-1}{2n-4}}\frac{q}{\rho^{n-2}}\Gamma(\eta) \quad (۹)$$

که q ثابت انتگرال گیری است که به پارامتر بار بستگی دارد و

$$\eta=\frac{(n-1)(n-2)q^2}{2\beta^2\rho^{2n-2}} \quad (۱۰)$$

با وردش کنش نسبت به $N(\rho)$ معادله حرکت بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\kappa+\psi+\hat{\mu}_2\psi^2+\hat{\mu}_3\psi^3+\hat{\mu}_4\psi^4=0 \quad (۱۱)$$

که

$$\kappa=\hat{\mu}_0-\frac{m}{\rho^n}+\frac{4l^2\beta^2}{n(n-1)}\left[1-\sqrt{1+\eta}-\frac{\eta}{n-2}F(\eta)\right] \quad (۱۲)$$

که m ثابت انتگرال‌گیری می‌باشد که با جرم فضا-زمان مرتبط می‌باشد.

برای بدست آوردن جواب‌های سیاهچاله‌ای، دو دسته جواب برای $f(\rho)$ انتخاب می‌شود:

$$f_1(\rho)=k+\frac{\rho^2}{l^2}\left(\frac{\hat{\mu}_3}{4\hat{\mu}_4}+\frac{1}{2}R-\frac{1}{2}E\right) \quad (۱۳)$$

$$f_2(\rho)=k+\frac{\rho^2}{l^2}\left(\frac{\hat{\mu}_3}{4\hat{\mu}_4}-\frac{1}{2}R+\frac{1}{2}K\right) \quad (۱٤)$$

که

$$R=\sqrt{\frac{\hat{\mu}_3{}^2}{4\hat{\mu}_4{}^2}-\frac{\hat{\mu}_2}{\hat{\mu}_4}+y_1} \quad (۱۵)$$

$$E=\sqrt{\frac{3\hat{\mu}_3{}^2}{4\hat{\mu}_4{}^2}-R^2-\frac{2\hat{\mu}_2}{\hat{\mu}_4}-\frac{1}{4R}\left(\frac{4\hat{\mu}_2\hat{\mu}_3}{\hat{\mu}_4{}^2}-\frac{8}{\hat{\mu}_4}-\frac{\hat{\mu}_3{}^3}{\hat{\mu}_4{}^3}\right)} \qquad (۱۶)$$

$$K=\sqrt{\frac{3\hat{\mu}_3{}^2}{4\hat{\mu}_4{}^2}-R^2-\frac{2\hat{\mu}_2}{\hat{\mu}_4}+\frac{1}{4R}\left(\frac{4\hat{\mu}_2\hat{\mu}_3}{\hat{\mu}_4{}^2}-\frac{8}{\hat{\mu}_4}-\frac{\hat{\mu}_3{}^3}{\hat{\mu}_4{}^3}\right)} \qquad (۱۷)$$

و y_1 ریشه معادله زیر است:

$$y^3-\frac{\hat{\mu}_2 y^2}{\hat{\mu}_4}+\left(\frac{\hat{\mu}_3}{\hat{\mu}_4{}^2}-4\frac{\kappa}{\hat{\mu}_4}\right)y-\frac{\hat{\mu}_3{}^2\kappa}{\hat{\mu}_4{}^3}+\frac{4\hat{\mu}_2\kappa}{\hat{\mu}_4{}^2}-\frac{1}{\hat{\mu}_4{}^2}=0 \qquad (۱۸)$$

تابع $f(\rho)$ در غیاب بار $(q=0)$ در کل ناحیه $0\le\rho<\infty$ حقیقی است. اما برای جواب‌های باردار بایستی فضا را به ناحیه $\rho\ge r_0$ محدود کنیم، که r_0 بزرگترین ریشه معادله زیر می‌باشد:

$$\Delta_0=\Delta(\kappa_0=\kappa_0)\ ,\ R_0=R(\kappa_0=\kappa_0)\ ,\ E_0=E(\kappa_0=\kappa_0) \qquad (۱۹)$$

که

$$\kappa_0=\hat{\mu}_0-\frac{m}{r_0{}^n}+\frac{4l^2\beta^2}{n(n-1)}\left[1-\sqrt{1+\eta_0}-\frac{\eta_0}{n-2}F(\eta_0)\right] \qquad (۲۰)$$

نتیجه گیری

در این مقاله، گرانش شبه-توپولوژیک مرتبه ٤ را در حضور میدان بورن-اینفلد که یک میدان الکترومغناطیسی غیرخطی است ایجاد نمودیم و حل‌های سیاهچاله‌ای باردار این تئوری را محاسبه نمودیم. این حل‌ها نشان‌دهنده یک سیاهچاله با یک یا دو افق یا تکینگی نول وابسته به مقادیر پارامترهای جرم و بار می‌باشد.

مرجع‌ها

[١] D. Lovelock, *J. Math. Phys.* **12**, 498 (1971).

[٢] R. C. Myers and B. Robinson, *J. High Energy Phys.* **08**, 067 (2010).

[٣] M. H. Dehghani, A. Bazrafshan, R. Mann, M. Mehdizadeh, M. Ghanaatian, and M. Vahidinia, *Phys. Rev. D* **85**, 104009 (2012).

[٤] M. Hassaine and C. Martinez, *Phys. Rev. D* **75**, 027502 (2007).

[٥] M. Hassaine and C. Martinez, *Classical Quantum Gravity* **25**, 195023 (2008).

[٦] W. G. Brenna, M. H. Dehghani, and R. B. Mann, *Phys. Rev. D* **84**, 024012 (2011).

[٧] M. H. Dehghani and M. H. Vahidinia, *Phys. Rev. D* **84**, 084044 (2011).

[٨] W. G. Brenna and R. B. Mann, *Phys. Rev. D* **86**, 064035 (2012).

[٩] A. Bazrafshan, M. H. Dehghani, M. Ghanaatian, *Phys. Rev. D* **86**, 104043 (2012).