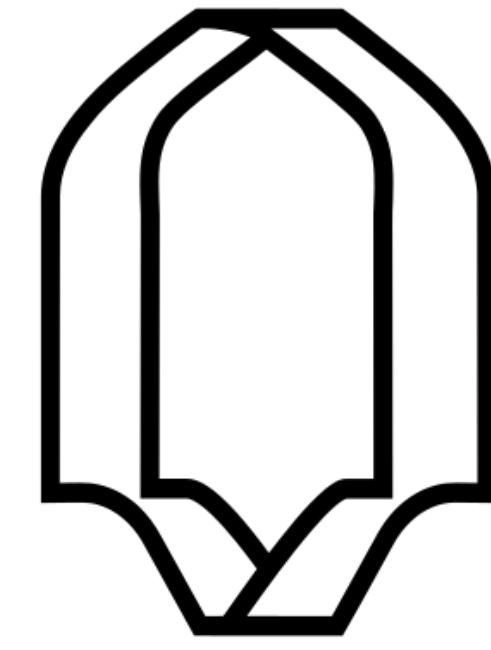




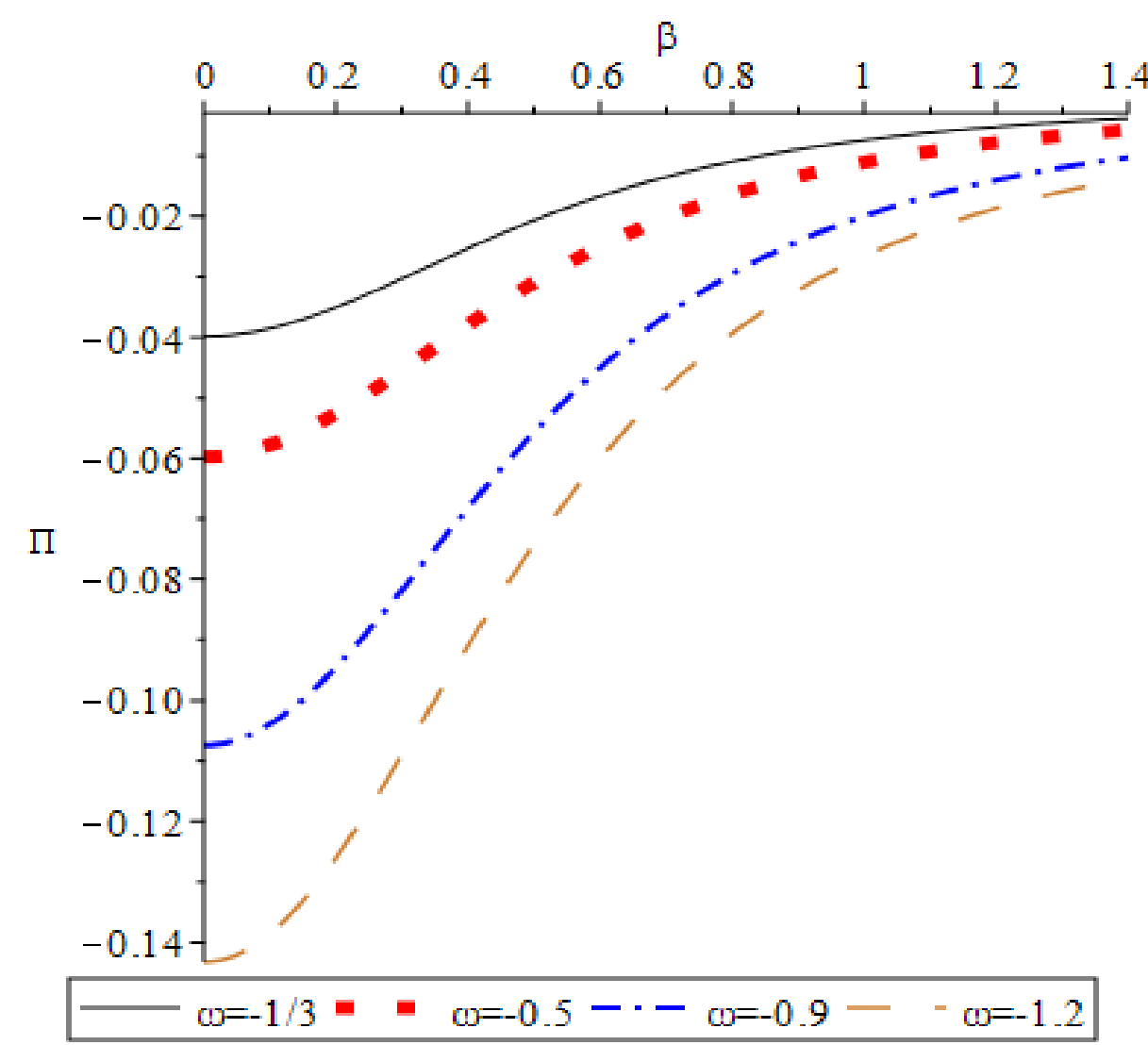
دانشگاه مازندران



دانشگاه مازندران

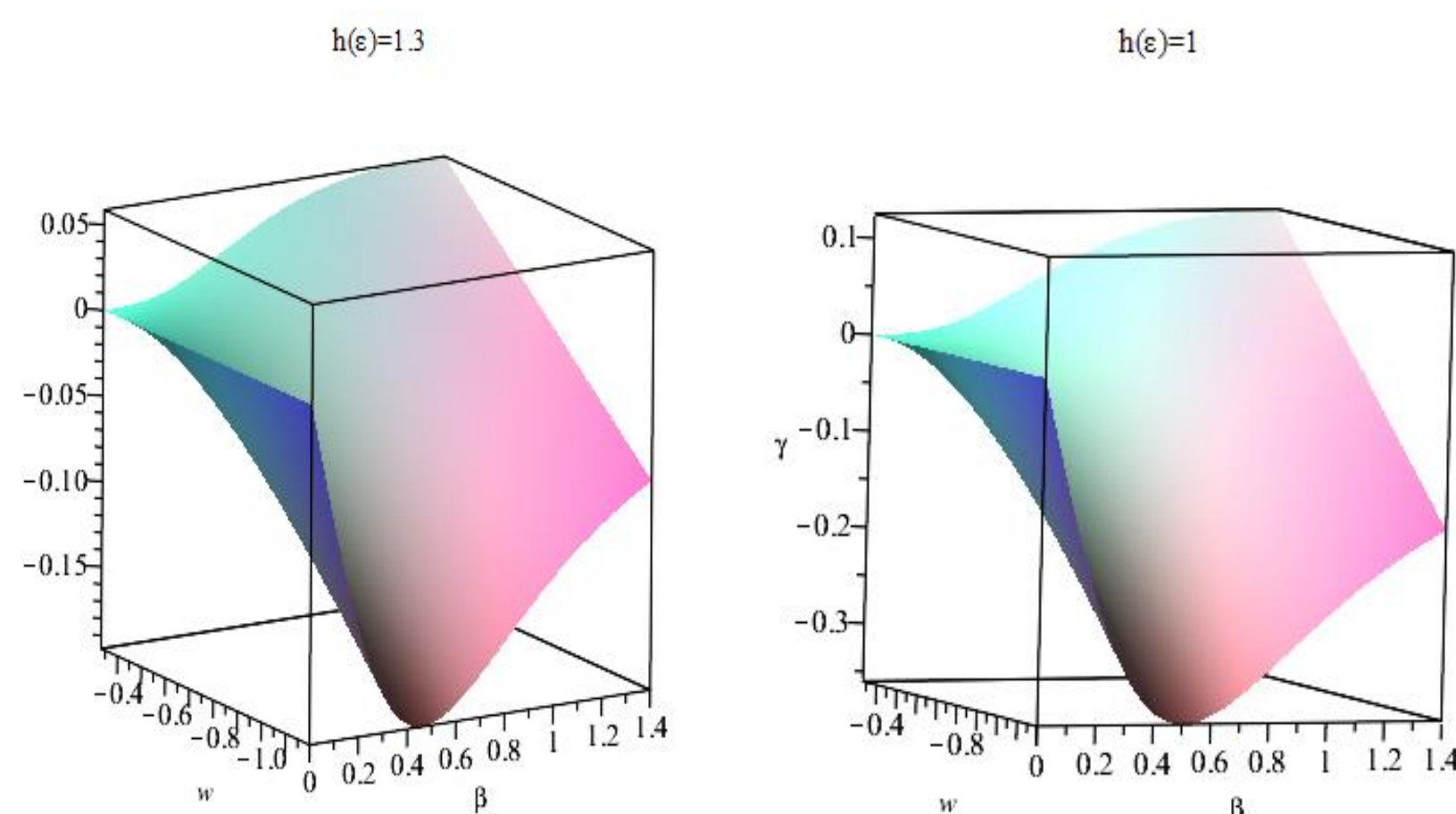
بحث و بررسی

فشار، بر حسب فاصله به ازای مقادیر مختلف ω در شکل (۱) رسم شده است. این فشار منفی که خاصیت انرژی تاریک است، مانع رمبش گرانشی ستاره می‌شود و از به وجود آمدن تکینگی در مرکز جلوگیری می‌کند. هرچه پارامتر انرژی تاریک به محدوده فانتوم نزدیک‌تر می‌شود، نیروی ناشی از این فشار از لحاظ اندازه بزرگتر می‌شود.

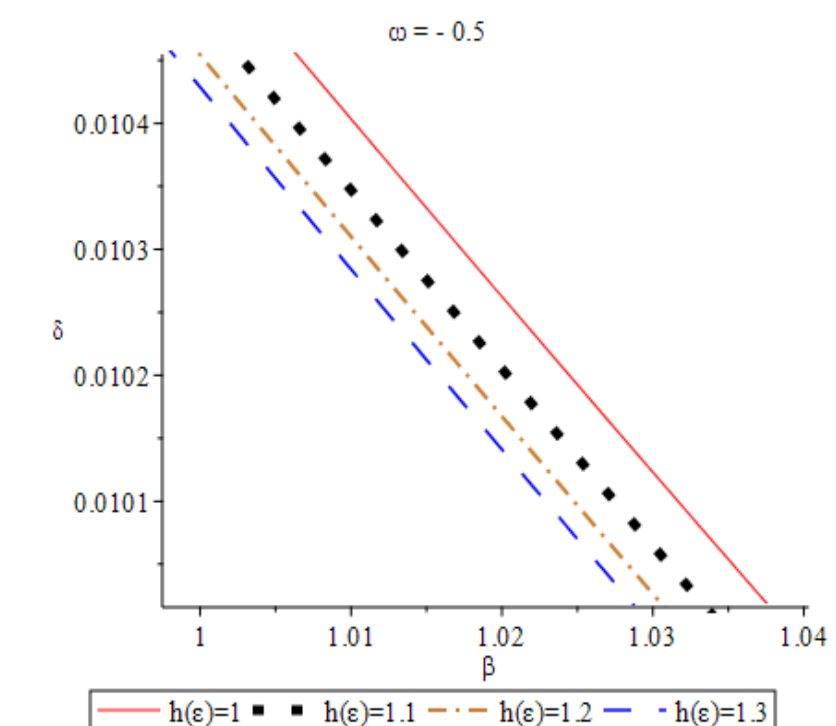


شکل ۱: فشار شعاعی بی‌بعد شده

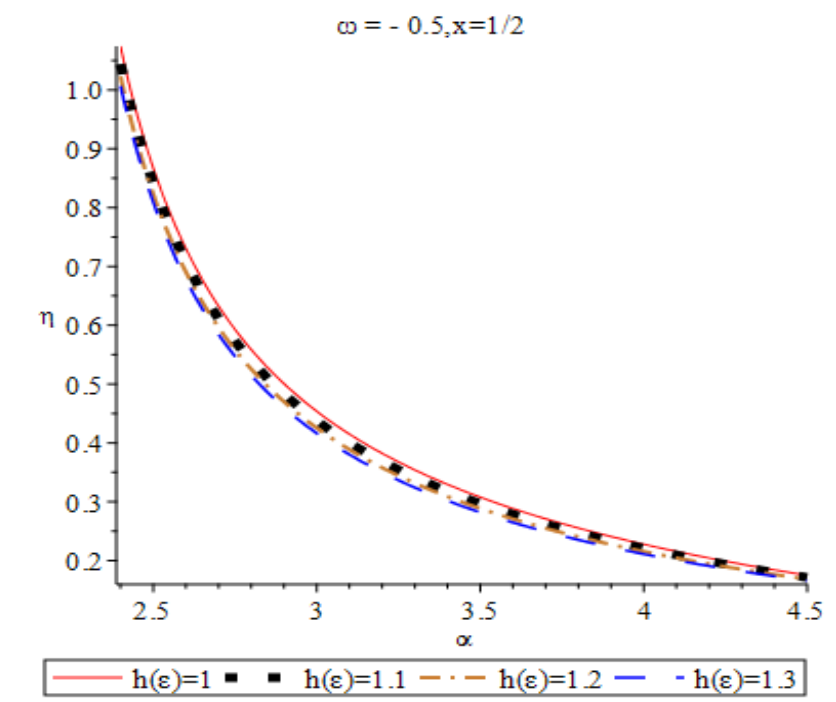
شکل (۲) پروفایل گرانشی بر حسب فاصله تا مرکز به ازای مقادیر $h(\varepsilon) = 1$ و $h(\varepsilon) = 1.3$ (رنگین کمان گرانشی) را نشان می‌دهد. از آنجایی که پروفایل گرانشی منفی یکی از ویژگی‌های ستاره انرژی تاریک است، مشاهده می‌شود که در رنگین کمان گرانشی، ناحیه با مقادیر مثبت، کوچکتر از ناحیه مثبت در گرانش اینشتین است. از این رو مدل به حالت استاندارد خود نزدیکتر شده است. عامل دیگر ناهمسانگردی $\Delta = \mathbf{p}_t - \mathbf{p}_r$ است که اگر مثبت باشد، باعث ایجاد نیروی به سمت خارج ستاره می‌شود. شکل (۳) پارامتر ناهمسانگردی را نشان می‌دهد. همچنین پایداری دینامیکی پوسته نازک سطح شکل (۴) مشاهده کرد.



شکل ۲: پروفایل گرانشی بی‌بعد شده



شکل ۳: فاکتور ناهمسانگردی بی بعد شده



شکل ۴: نواحی پایداری پوسته نازک

نتیجه‌گیری

به طور کلی می‌توان نتیجه گرفت که در مدل ارائه شده از ستاره‌های انرژی تاریک، جواب‌ها مستقل از تابع رنگین کمان $l(\varepsilon)$ هستند و نقش اصلی را $h(\varepsilon)$ بازی می‌کند. با مقایسه بین گرانش اینشتین و رنگین کمان گرانشی، دیده می‌شود که نتایج در رنگین کمان گرانشی به فرم استاندارد نظریه ستاره انرژی تاریک نزدیکتر است. همچنین پایداری پوسته نازک جایی که گذار فاز در نزدیکی آن اتفاق می‌افتد را با افزایش $h(\varepsilon)$ ، تضمین می‌کند. در مرجع [۸] شرایط اتصال و همچنین شرایط انرژی را برای این مدل ارائه داده‌ایم که نشان می‌دهد به جز شرط انرژی قوی، سایر شرایط، ارضاء می‌شوند.

مراجع

- [1] G. Chapline, Dark energy stars, *arXiv:astro-ph* /0503200.
- [2] F. S. Lobo, *Class. Quantum Gravity* **23** (2006) 1525.
- [3] G. Panotopoulos, and A. Rincón, I. Lopes, *Phys. Dark Universe* **34** (2021) 100885.
- [4] M. F. A. Ranga Sakti, and A. Sulaksono, *Phys. Rev. D* **103** (2021) 084042.
- [5] C. R. Ghezzi, *Astrophys. Space Sci.* **333** (2011) 437.
- [6] P. Bhar, *Phys. Dark Universe* **34** (2021) 100879.
- [7] J. Magueijo, and L. Smolin, *Class. Quantum Gravity* **21** (2004) 1725.
- [8] A. B. Tudescki, G. H. Bordbar, and B. Eslam Panah, *Phys. Lett. B* **835** (2022) 137523.

مقدمه

مفهوم ستاره انرژی تاریک اولین بار توسط چپلین معرفی شد [۱]. تصویر جدیدی که برای جرم فشرده در این ایده ارائه شد اینگونه است که فضا-زمان داخلی جسم فشرده شبیه فضا-زمان معمولی است با این تفاوت که انرژی خلاء بسیار بزرگتر از انرژی خلاء کیهانی است. همچنین هیچ تکینگی در فضای داخلی و مرکز آن وجود ندارد. در واقع ستاره انرژی تاریک یک نظریه‌ی جایگزین سیاهچاله است که مرحله نهایی تکامل ستاره‌ای را توصیف می‌کند. مطالعات متعددی روی این مدل ستاره ای انجام شده است [۲،۳،۴،۵،۶]. به نظر می‌رسد که استفاده از گرانش اصلاح شده در هر مدل ستاره‌ای، راه حلی برای رفع مشکلات نظریه باشد. رفتارهای گرانشی و کوانتومی در لایه گذار فاز ستاره انرژی تاریک می‌تواند دلیل خوبی برای استفاده از گرانش اصلاح‌شده باشد. در مرجع [۷]، دوگانی در فضای تکانه پیشنهاد شد که برای چنین دوگانی، متریک فضا-زمان وابسته به انرژی است. این منجر به ایجاد وابستگی به انرژی مواردی از قبیل انحنا، افق و یک اصلاح ساده در معادلات اینشتین می‌شود که به رنگین کمان گرانشی معروف است. ما در اینجا با معرفی فضا-زمان وابسته به انرژی، خواص ستاره‌های انرژی تاریک را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

معادلات میدان و تعادل هیدروستاتیک ستاره انرژی تاریک ناهمسانگرد در رنگین کمان گرانشی

یک فضا-زمان کروی ایستای متقارن وابسته به انرژی ε و توابع رنگین کمان توسط المان خطی زیر تعریف می‌شود [۷]:

$$ds_{\pm}^2 = -\frac{e^{2\phi_{\pm}(r_{\pm})}}{l^2(\varepsilon)} dt^2 + \frac{e^{2\lambda_{\pm}(r_{\pm})}}{h^2(\varepsilon)} dr^2 + \frac{r_{\pm}^2}{h^2(\varepsilon)} (d\theta_{\pm}^2 + \sin^2\theta_{\pm} d\varphi_{\pm}^2)$$

معادله حرکت و تانسور انرژی تکانه ناهمسانگرد در رنگین کمان گرانشی با وابستگی انرژی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$G_{\mu\nu}(\varepsilon) = \frac{8\pi G(\varepsilon)}{c^4(\varepsilon)} T_{\mu\nu}(\varepsilon) \quad \text{و} \quad T_{\nu}^{\mu} = \text{diag}(-\rho(r), p_r(r), p_t(r), p_t(r))$$

معادله تولمن-اوپنهاইمر-ولکوف اصلاح شده برای یک توزیع ناهمسانگرد در رنگین کمان گرانشی:

$$\frac{dp_r(r)}{dr} = -\frac{(4\pi r^3 p_r(r) + M_{eff} h^2(\varepsilon))(p_r(r) + \rho(r))}{r(r - 2M_{eff})h^2(\varepsilon)} + \frac{2}{r}(p_t(r) - p_r(r))$$

$$M_{eff}(r, \varepsilon) = \int \frac{4\pi r^2 \rho(r) dr}{h^2(\varepsilon)} = m(r)/h^2(\varepsilon) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{مدل تابع جرمی: } M_{eff}(r, \varepsilon) = \frac{b_0 r^3}{2(1 + 2b_0 r^2)h^2(\varepsilon)} \\ \text{پروفایل گرانشی: } g(r, \varepsilon) = \frac{(M_{eff} + r\omega M'_{eff})}{r(r - 2M_{eff})} \\ \text{معادله حالت انرژی تاریک: } p_r = \omega \rho \end{array} \right.$$

پوسته نازک سطحی

اگر سطح ستاره، یک ابر سطح باشد، متریک در یک فضا-زمان سه بعدی مربوط به پوسته نازک سطحی Σ به فرم :

$$ds^2_{\Sigma} = -d\tau^2 + \frac{a^2(\tau)}{h^2(\varepsilon)} (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$$

$$s_j^i = \text{diag}(-\sigma, P, P) \quad \text{تانسور انرژی-استرس سطحی:}$$

بنابراین چگالی انرژی سطحی و فشار سطحی رنگین کمان گرانشی به فرم زیر است:

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi a} (\sqrt{h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda_+(r)} + \dot{a}^2} - \sqrt{h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda_-(r)} + \dot{a}^2})$$

$$P = \frac{1}{8\pi a} \left[\frac{(1 + \phi' a)(h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda(r)} + \dot{a}^2) + a\ddot{a} + \lambda' a \dot{a}^2}{\sqrt{h^2(\varepsilon)e^{-2\lambda(r)} + \dot{a}^2}} \right]_{-}^{+}$$

τ زمان همراه و a شعاع اتصال نامیده می‌شوند و علامت نقطه نماینده مشتق نسبت به زمان همراه است.

در نهایت جرم کل ستاره با استفاده از جرم داخلی موثر و جرم پوسته m_s در شعاع اتصال ایستا a_0 به صورت:

$$M = M_{eff}(a_0) + m_s(a_0) \left(\sqrt{h^2(\varepsilon) - \frac{2M_{eff}(a_0)h^2(\varepsilon)}{a_0}} - \frac{m_s(a_0)h^2(\varepsilon)}{2a_0} \right)$$