

ضخامت پوسته ستاره نوترونی

میترا فرهدنیا^۱، کاظم بی تقصیر فدافن^{۱*}، سید علی اصغر علوی^۲

۱. دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، میدان هفت تیر، شاهرود

۲. گروه فیزیک، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار

پست الکترونیکی: bitaghshir@shahroodut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۴/۱۱/۲۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۵/۰۴/۲۴)

چکیده:

در این مقاله، ساختار پوسته ستاره‌های نوترونی در چارچوب یک الگوی هولوگرافی مبتنی بر تناظر پیمانه-گرانش بررسی شد. تمرکز این مطالعه بر توصیف ماده هسته‌ای چگال در ناحیه گذار بین فاز یکنواخت و خلأ است. هدف اصلی، تحلیل فازهای ناهمگن در قالب آرایش‌های هندسی مختلف در ناحیه مخلوط است. برای این منظور، از مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو به عنوان یکی از الگوهای مؤثر QCD در انرژی‌های پایین استفاده می‌شود. با محاسبه انرژی آزاد و مقایسه پایداری ترمودینامیکی پیکربندی‌های هندسی گوناگون، ناحیه ظهور فاز مخلوط و ساختارهای متناظر با آن تعیین می‌شوند. نتایج نشان می‌دهد که ساختارهای میله‌ای در گستره وسیع‌تری از پتانسیل شیمیایی پایدار بوده و سهم مؤثرتری در تعیین ضخامت پوسته دارند. همچنین بررسی وابستگی انرژی آزاد به ضریب کشش سطحی نشان می‌دهد که این پارامتر به عنوان یک عامل کنترلی در پایداری فازهای ناهمگن عمل کرده و افزایش آن منجر به کاهش ناحیه ترجیح داده شده برای پیکربندی‌های هندسی می‌شود. این یافته‌ها تصویری منسجم از نقش ساختارهای هندسی در تعیین ویژگی‌های ترمودینامیکی پوسته ستاره‌های نوترونی در چارچوب هولوگرافی ارائه می‌دهند.

واژه‌های کلیدی: ستاره نوترونی، پوسته، فاز مخلوط، مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو

۱. مقدمه

در پوسته بیرونی تا چگالی‌های نزدیک به چگالی هسته‌ای اشباع را در مرز پوسته و هسته نشان می‌دهد.

یکی از نواحی کلیدی در این ساختار، پوسته درونی است که در آن گذار بین ماده هسته‌ای ناهمگن و ماده یکنواخت هسته‌ای رخ می‌دهد. همان‌گونه که در شکل ۱. (ب) به صورت کلی نمایش داده شده است، این ناحیه شامل آرایش‌های هندسی متفاوتی از ماده چگال و رقیق است که در بازه‌ای از چگالی‌ها و در مقیاس طولی ده‌ها تا صدها متر پایدار می‌شوند. این ساختارها حاصل رقابت میان برهم‌کنش قوی کوتاه‌برد (که تمایل به همگن‌سازی ماده دارد) و نیروی کولنی بلندبرد (که جدایش بار را ترجیح می‌دهد) هستند [۳].

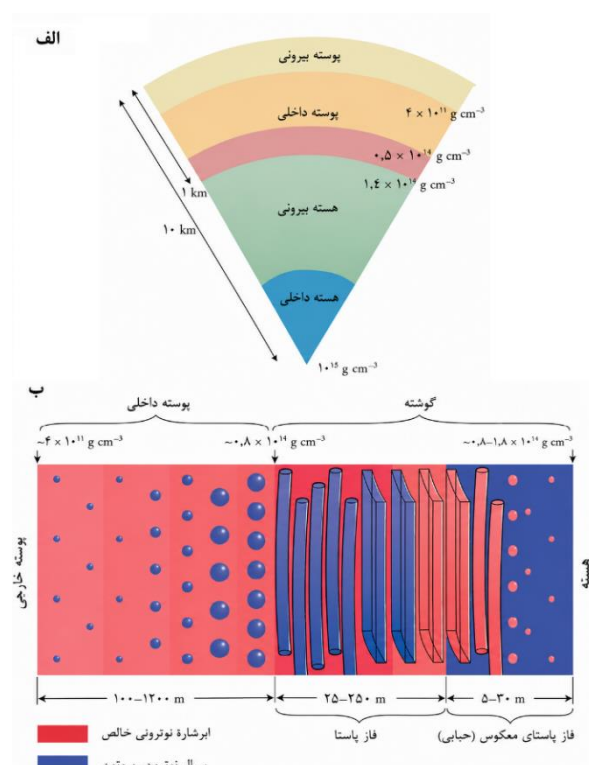
ستاره‌های نوترونی به عنوان یکی از چگال‌ترین اجرام شناخته شده در کیهان، آزمایشگاهی طبیعی برای مطالعه ماده هسته‌ای در چگالی‌های فوق‌هسته‌ای فراهم می‌کنند. ساختار درونی این اجرام، همان‌گونه که در شکل ۱ نشان داده شده است، به صورت لایه‌لایه و برحسب چگالی ماده سامان یافته است؛ از پوسته بیرونی شامل شبکه‌ای بلوری از هسته‌ها و الکترون‌ها، تا پوسته درونی که در آن نوترون‌های چکه کرده ظاهر می‌شوند، و در نهایت هسته مرکزی که می‌تواند شامل نوترون‌ها، پروتون‌ها، لپتون‌ها و احتمالاً فازهای برهم‌کنشی پیچیده‌تر باشد [۱]. بازه‌های چگالی مشخص شده در شکل ۱، گذار تدریجی

برهم‌کنش‌های کولنی در تعیین پیکربندی‌های پایدار فاز غیریکنواخت است [۵۴].

توصیف نظری این فازها معمولاً با استفاده از الگوهای مؤثر ماده هسته‌ای انجام می‌شود. با این حال، در ناحیه چگالی‌های میانی، که نه کاملاً کم‌انرژی و نه کاملاً پرانرژی است، استفاده از چارچوب‌های مبتنی بر QCD مؤثر با چالش‌هایی همراه است. در این راستا، رویکرد هولوگرافی مبتنی بر تناظر AdS/CFT ابزار جایگزینی فراهم می‌کند که امکان بررسی دینامیک غیراختلالی QCD را در انرژی‌های پایین فراهم می‌سازد [۶-۱۰]. بر اساس تناظر AdS/CFT، گرانش کوانتومی (نظریه ریسمان) در پس زمینه AdS_{d+1} توسط یک نظریه میدان کوانتومی QFT_d غیرگرانشی با d بعد توصیف می‌شود. بسته به d و جزئیات مسئله یا درجات آزادی نظریه گرانش کوانتومی در انرژی‌های کم، دوگان QFT مربوطه متفاوت خواهد بود. این رویکرد به‌طور ویژه در مطالعه پلاسمای کوارک-گلوئون در برخورد‌های یون‌های سنگین، پراکندگی ناآشکار عمیق در رژیم x کوچک، و اخیراً نیز در بررسی ماده چگال باریونی درون ستاره‌های نوترونی مورد استفاده قرار گرفته است [۱۱-۱۳].

علاوه بر مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو که در این مطالعه به کار گرفته می‌شود، پیکربندی‌های هولوگرافی دیگری نیز برای شبیه‌سازی QCD ارائه شده‌اند [۱۴، ۱۵]؛ از جمله مدل $D3-D7$ که امکان بررسی سامانه‌های با طعم‌های سنگین و نقش جرم کوارک‌ها را فراهم می‌آورد، و نیز مدل QCD هولوگرافی بهبودیافته^۱ که با معرفی پتانسیل‌های دیلاتونی مناسب، تطابق بهتری با داده‌های طیف‌سنجی QCD و رفتار مقیاس‌گذاری در انرژی‌های میانی نشان می‌دهد [۱۶-۱۸]. با این حال، مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو به دلیل بازتولید خودبه‌خودی شکست تقارن دست‌سان و ساختار مزونی، گزینه مناسبی برای بررسی گذارهای فاز در ماده هسته‌ای چگال به شمار می‌رود [۱۹].

لازم به تأکید است که چارچوب هولوگرافی به‌کاررفته در این پژوهش به‌عنوان یک الگوی مؤثر برای بررسی کیفی ماده چگال



شکل ۱. (الف) ساختار لایه‌ای درونی یک ستاره نوترونی به همراه بازه‌های چگالی جرمی در هر ناحیه، از پوسته بیرونی تا هسته مرکزی. (ب) نمایش کلی آرایش‌های هندسی ناهمگن در پوسته درونی شامل ساختارهای صفحه‌ای، میله‌ای و حبابی در ناحیه فاز مخلوط، همراه با مقیاس‌های طولی تقریبی هر ناحیه [۲].

در این چارچوب، آرایش‌های ناهمگن بر حسب بُعد مؤثر هندسی d دسته‌بندی می‌شوند و شامل ساختارهای صفحه‌ای ($d=1$)، میله‌ای ($d=2$) و حبابی ($d=3$) هستند.

در چگالی‌های پایین‌تر ناحیه غیر یکنواخت پوسته درونی، ماده هسته‌ای چگال به‌صورت نواحی تقریباً کروی در زمینه‌ای رقیق توزیع می‌شود. با افزایش تدریجی چگالی باریونی، این ساختارها به آرایش‌های استوانه‌ای (میله‌ای) گذار می‌کنند که در آن‌ها ماده چگال به‌شکل رشته‌هایی کشیده در محیطی کم‌چگال قرار دارد. در چگالی‌های بالاتر فاز آمیخته، ساختارهای صفحه‌ای پدیدار می‌شوند که شامل لایه‌های متناوبی از ماده چگال و رقیق هستند. با نزدیک‌شدن به چگالی گذار به فاز همگن، توپولوژی ساختار وارونه شده و نواحی کم‌چگال به‌صورت حفره‌هایی (حبابی) در دل ماده چگال ظاهر می‌شوند. این توالی هندسی بازتابی از رقابت میان انرژی سطحی و

در این چارچوب، درجات آزادی گرانشی در فضای با ابعاد بالاتر، متناظر با دینامیک نظریه پیمانه‌ای جفت‌شدگی قوی در چهار بعد فضا-زمان هستند. باریون‌ها در این الگو به صورت پیکربندی‌های توپولوژی میدان‌های پیمانه‌ای روی شامه‌های طعم ظاهر می‌شوند و می‌توان آن‌ها را به عنوان اجزای سازنده ماده هسته‌ای در نظر گرفت [۲۰].

برای مطالعه ماده هسته‌ای چگال، پتانسیل شیمیایی باریونی به عنوان پارامتر کنترل وارد الگو می‌شود و کمیت‌های ترمودینامیکی نظیر انرژی آزاد از کنش مؤثر هولوگرافی استخراج می‌گردند. این رویکرد امکان مقایسه مستقیم پایداری فازهای مختلف ماده را فراهم می‌کند.

۳. روش محاسبات

با ساده‌ترین نسخه مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو شروع می‌کنیم. همان‌گونه که در مقالات اولیه [۲۱ و ۲۲] انجام شده است، در این بخش هندسه حبس‌شده را در نظر می‌گیریم؛ جایی که زیر فضای آن توسط مختصه تمام‌نگاری u و X_4 پوشانده شده است. کنش شامه‌های طعم شامل یک بخش S_{DBI} و یک بخش S_{CS} است [۲۲-۲۴]، که به صورت زیر است:

$$S = S_{DBI} + S_{CS} \quad (۱)$$

که در آن کنش DBI معادل است با:

$$S_{DBI} = \gamma T_\Lambda V_\tau \int d^4x \int_{u_{kk}}^\infty du e^{-\vartheta} \text{Str} \sqrt{\det(g + \gamma \pi \alpha' F)}$$

با کنش $T_\Lambda = 1/(\gamma \pi^4 l_s^4)$ و حجم کره چهاربعدی $V_\tau = 8\pi^2/3$. همچنین میدان دیلاتون $e^{-\vartheta} = g_s(u/R)^{3/4}$ است که در آن $\alpha' = l_s^2$ ، $g_s = \lambda/(\gamma \pi N_c M_{kk} l_s)$ و متریک القایی هستند. N_c عدد رنگ و برابر با ۳ است و M_{kk} جرم کالوزا-کلین است [۲۳ و ۲۵]. همچنین ثابت جفت‌شدگی متناظر است با $\lambda_* = \lambda/4\pi$. شدت میدان F برای میدان پیمانه‌ای $\mathcal{A}$ برابر است با:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu + i [\mathcal{A}_\mu, \mathcal{A}_\nu] \quad (۳)$$

با $\mu, \nu \in \{0, 1, 2, 3, u\}$. میدان پیمانه‌ای $U(2)$ به بخش آبلی و غیرآبلی تجزیه می‌شود:

$$\mathcal{A}_\mu = \hat{A}_\mu + A_\mu, \quad A_\mu = A_\mu^a \sigma_a \quad (۴)$$

در رژیم جفت‌شدگی قوی در نظر گرفته می‌شود و هدف آن ارائه توصیف میکروسکوپی کامل از برهم‌کنش‌های هسته‌ای در پوسته ستاره نوترونی نیست. در واقع، این رویکرد بیشتر امکان بررسی ساختارهای ترمودینامیکی و روندهای کلی را در قالبی مشابه با نظریه‌های QCD فراهم می‌سازد و نتایج آن در این چارچوب مورد ارزیابی قرار می‌گیرند.

در این مقاله، با بهره‌گیری از مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو به بررسی ساختار پوسته ستاره نوترونی می‌پردازیم. تمرکز این مطالعه بر تحلیل فازهای مختلف ماده و شرایط ترمودینامیکی آن‌ها قرار دارد. با محاسبه پتانسیل ترمودینامیکی در حضور اصلاحات سطحی و کولنی، و با استفاده از انرژی آزاد استخراج‌شده از این الگوی هولوگرافی، پایداری هندسه‌های مختلف در فاز مخلوط و گذارهای بین آن‌ها در چگالی‌های مختلف بررسی می‌شود.

در مقایسه با مطالعات پیشین که عمدتاً بر یک هندسه خاص از فاز مخلوط تمرکز داشته‌اند، در این پژوهش تحلیل ترمودینامیکی به صورت منسجم برای هر سه هندسه صفحه‌ای، میله‌ای و حبابی انجام شده است. به طور خاص، انرژی آزاد برای ساختارهای میله‌ای و صفحه‌ای نیز به طور صریح محاسبه و با فازهای رقیب مقایسه شده است؛ امری که امکان تعیین دقیق‌تر بازه پایداری هر پیکربندی هندسی را فراهم می‌کند. افزون بر این، در این مطالعه ضریب کشش سطحی به عنوان یک پارامتر کنترلی به صورت نظام‌مند تغییر داده شده و حساسیت انرژی آزاد نسبت به آن بررسی شده است. این تحلیل، تصویری جامع‌تر از سازوکارهای مؤثر در تعیین ساختار پوسته ستاره نوترونی در چارچوب هولوگرافی ارائه می‌دهد.

۲. مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو

مدل ویتن-ساکائی-سوگیموتو یکی از معروف‌ترین الگوهای هولوگرافی برای توصیف QCD در انرژی‌های پایین است. این مدل بر پایه پیکربندی خاصی از شامه‌های D در نظریه ریسمان نوع IIA بنا شده و قادر است ویژگی‌هایی نظیر شکست خودبه‌خودی تقارن دست‌سان و ظهور مزون‌ها و باریون‌ها را به طور طبیعی بازتولید کند [۲۰].

$$\frac{3}{2}(u^{5/2}\sqrt{f}h')' - \frac{9\lambda_* h^2 \bar{n}_B Q}{2u^{5/2}\sqrt{f}} = \frac{\lambda_*^2 h(3h^2 - 4a_*^2)}{u^{1/2}\sqrt{f}} \quad (14)$$

که در آن $Q(u) \equiv 1 - h^2(u)/h_c^2$ و مقدار مرزی h_c برابر با $h_c \equiv h(u_{kk}) = -[4\bar{n}_B/(3\lambda_*)]^{1/3}$ است [۲۳]. این معادلات به صورت عددی و با در نظر گرفتن شرایط مرزی $h(\infty) = 0, a_*'(u_{kk}) = 0$ و انتخاب مقادیر $\bar{\mu}_I = 0/15$ و $\bar{\mu}_B = 0/4$ در $\lambda = 10$ حل شده و در شکل ۲ بازتولید شده است.

شکل ۲ نمایه توابع میدان شامل $a_*(z), \hat{a}_*(z)$ و تابع متریک مؤثر $h(z)$ را در راستای هولوگرافی z نشان می‌دهد. رفتار این توابع بیانگر ساختار توزیع بار باریونی و چگالی مؤثر در بعد هولوگرافی است. به‌ویژه، تغییرات تند در نزدیکی $z=0$ نشان‌دهنده ناحیه‌ای است که در آن سهم برهم‌کنش‌های قوی بیشینه بوده و پاسخ میدان پیمانه نسبت به چگالی باریونی به‌شدت غیرخطی می‌شود.

این منحنی‌ها داده پایه برای استخراج کمیت‌های ترمودینامیکی نظیر پتانسیل شیمیایی و چگالی عددی هستند و در واقع مبنای محاسبه نمودارهای فازی بعدی را تشکیل می‌دهند.

با استفاده از پاسخ‌های معادله می‌توان پتانسیل شیمیایی باریونی و چگالی عددی آیزواسپینی را به صورت زیر به‌دست آورد:

$$\bar{\mu}_B = \frac{u_{kk}^2 h_{(1)}}{2\sqrt{3}\lambda_* h_c^2} + \int_{u_{kk}}^{\infty} du \frac{\bar{n}_B Q}{u^{5/2}\sqrt{f}} \quad (15)$$

$$\bar{n}_I = 2\lambda_*^2 \int_{u_{kk}}^{\infty} du \frac{h^2 a_*}{u^{1/2}\sqrt{f}} \quad (16)$$

که در آن $h_{(1)}$ از رابطه بسط عددی $h(u) = h_c + h_{(1)}\sqrt{u - u_{KK}} + \dots$ به‌دست می‌آید.

با جایگذاری پاسخ‌ها در کنش، چگالی انرژی آزاد به‌صورت زیر خواهد بود:

$$\bar{\Omega}_B = \int_{u_{kk}}^{\infty} du \frac{u^{5/2}}{2\sqrt{f}} \left[g_1 + g_2 + \frac{(\bar{n}_B Q)^2}{u^5} + \frac{2\lambda_*^2 \bar{\mu}_I h^2 a_*}{u^2} \right] - \bar{\mu}_B \bar{n}_B - \bar{\mu}_I \bar{n}_I \quad (17)$$

اکنون با داشتن معادلات بالا می‌توان نمودارهای $n_B - \mu_B$ و $n_I - \mu_I$ را رسم کرد؛ که این نمودارها در مرجع [۲۳] رسم شده‌اند و در این پژوهش نیز در شکل ۳ بازتولید شده‌اند.

با ماتریس‌های پائولی $\sigma_a, a = 1, 2, 3$ برای شدت میدان نیز داریم:

$$F_{\mu\nu} = \hat{F}_{\mu\nu} + F_{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^a \sigma_a \quad (5)$$

که:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{A}_\nu - \partial_\nu \hat{A}_\mu$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - 2\epsilon_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (6)$$

کنش CS نیز برحسب مولفه‌های آبلی و غیر آبلی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$S_{CS} = -i \frac{N_c}{12\pi^2} \int d^4x \int_{u_{kk}}^{\infty} du \left\{ \frac{3}{2} \hat{A}_\mu (F_{\nu\rho}^a F_{\sigma\lambda}^a + \frac{1}{3} \hat{F}_{\nu\rho} \hat{F}_{\sigma\lambda}) + 2\partial_\mu [\hat{A}_\nu (F_{\rho\sigma}^a A_\lambda^a + \frac{1}{4} \epsilon_{abc} A_\rho^a A_\sigma^b A_\lambda^c)] \right\} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma\lambda} \quad (7)$$

پس از جمع کردن دو کنش S_{CS} و S_{DBI} و اعمال ساده‌سازی‌های لازم، کنش مؤثر به صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$S = N N_f \frac{V}{T} \int_{u_{kk}}^{\infty} \frac{u^{5/2}}{2\sqrt{f}} (g_1 - f \hat{a}_*'^2 - f a_*'^2 + g_2 - g_3) - \frac{4}{3} \lambda_* \hat{a}_* h^2 h' du \quad (8)$$

پرایم در رابطه بالا نشان‌دهنده مشتق نسبت به u حجم فضایی، T دما و N_f عدد طعم است که ما در محاسبات خود آن را برابر با ۲ در نظر گرفته‌ایم [۱۶]. همچنین، داریم:

$$N = \frac{N_c M_{KK}^2 \lambda_*^2}{6\pi^2} \quad (9)$$

روابط مختصر شده g معادل هستند با:

$$g_1 \equiv \frac{3f h'^2}{2}, \quad g_2 \equiv \frac{3\lambda_*^2 h^2}{2u^2}, \quad g_3 \equiv \frac{2\lambda_*^2 h^2 a_*^2}{u^2}$$

در کنش بالا عامل متریک f به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$f = 1 - \frac{u_{kk}^2}{u^2}, \quad u^2 \equiv u_{kk}^2 + u_{kk}^2 z^2 \quad (10)$$

که در آن u_{KK} برابر است با $u_{kk} = \frac{4}{9}$. کنش به مولفه گرمایی $\hat{a}_*$ میدان پیمانه‌ای آبلی $U(1)$ و مولفه گرمایی a_* میدان غیرآبلی $SU(2)$ با شرایط مرزی $\bar{\mu}_I = 0$ و $\bar{\mu}_B = \hat{a}_*(\infty)$ وابسته است، که در آن $\bar{\mu}_I$ و $\bar{\mu}_B$ به ترتیب پتانسیل‌های شیمیایی باریونی و آیزواسپینی نامیده می‌شوند.

با استفاده از معادلات لاگرانژ-اوایلر:

$$\frac{\partial L}{\partial p} - \partial_u \frac{\partial L}{\partial p} = 0 \quad (11)$$

معادلات حرکت برای $\hat{a}_*, a_*, h'$ را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\hat{a}_*' = \frac{\bar{n}_B Q}{u^{5/2}\sqrt{f}} \quad (12)$$

$$(u^{5/2}\sqrt{f} a_*')' = \frac{2\lambda_*^2 h^2 a_*}{u^{1/2}\sqrt{f}} \quad (13)$$

به‌طور مستقیم برای تعیین مرزهای فازی و مقایسه انرژی آزاد شاخه‌های مختلف به‌کار می‌روند.

۴. ساختن پوسته هولوگرافی

اکنون لازم است برای دستیابی به توصیفی واقع‌بینانه از ماده ستاره نوترونی، علاوه بر بخش باریونی، لپتون‌ها نیز به سامانه افزوده شوند [۱۶]. درون ستاره نوترونی، برهم‌کنش‌های الکتروضعیف نظیر واپاشی بتا و جذب الکترون برقرار بوده و در نتیجه، ماده در حالت تعادل بتا قرار می‌گیرد.

این امر قیدی بین پتانسیل‌های شیمیایی گونه‌های مختلف ایجاد می‌کند؛ به‌گونه‌ای که پتانسیل شیمیایی نوترون، پروتون و الکترون (و در چگالی‌های بالاتر، میونون) طبق رابطه زیر به یک‌دیگر وابسته می‌شوند:

$$\mu_e = \mu_\mu, \quad \mu_n = \mu_p + \mu_e \quad (18)$$

از آن‌جا که ستاره نوترونی در مقیاس ماکروسکوپی از نظر بار الکتریکی خنثی است، شرط خنثی بودن بار نیز باید اعمال شود. این شرط ایجاب می‌کند که چگالی بار مثبت ناشی از پروتون‌ها با چگالی بار منفی ناشی از الکترون‌ها و میونون‌ها موازنه گردد. بنابراین، افزودن لپتون‌ها نه تنها از نظر فیزیکی ضروری است، بلکه به‌طور مستقیم بر ساختار ترمودینامیکی سامانه نیز اثر می‌گذارد. بنابر این شرط خنثی بودن بار به صورت معادله زیر در مسئله ظاهر می‌شود:

$$\frac{\bar{n}_B - \bar{n}_I}{\gamma} - \bar{n}_l = 0 \quad (19)$$

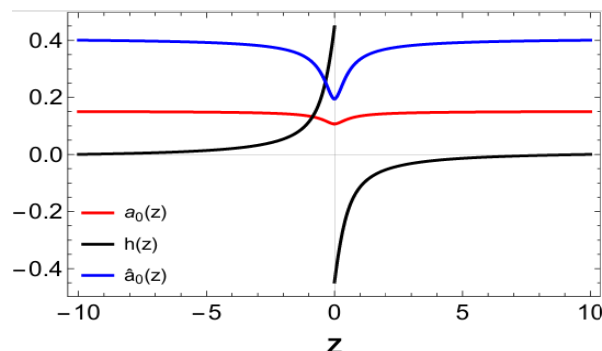
که در آن $\bar{n}_l$ چگالی لپتونی بی‌بعد است. برای کاربرد در ستاره‌های فشرده، همچنین لازم است چگالی انرژی محاسبه شود:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \Omega + \mu_n n_n + \mu_p n_p + \mu_e n_e + \mu_\mu n_\mu \\ &= \Omega + \mu_n (n_n + n_p) \\ &= \epsilon_0 \bar{\epsilon} \end{aligned} \quad (20)$$

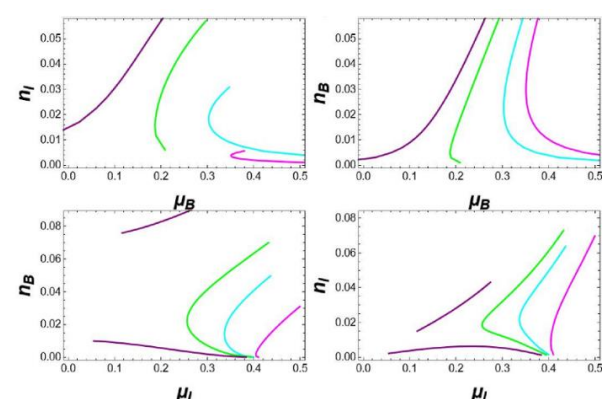
که در آن $\bar{\epsilon}$ چگالی انرژی بدون بعد است و ϵ_0 برابر است با:

$$\epsilon_0 = N N_f \cong 1/319 \times 10^4 \lambda_0^3 \left(\frac{M_{KK}}{\text{GeV}} \right)^4 \frac{\text{MeV}}{\text{fm}^3} \quad (21)$$

در چارچوب هولوگرافی، سهم لپتون‌ها معمولاً به‌صورت یک گاز فرمی آزاد در نظر گرفته می‌شود که با بخش باریونی از



شکل ۲. معادلات حرکت برای a_0' ، $\hat{a}_0'$ و h' بر حسب z . در این نمودار پتانسیل‌های شیمیایی به عنوان شرایط مرزی برابرند با: $\mu_I = 0/15$ و $\mu_B = 0/4$.



شکل ۳. ردیف بالا: چگالی عددی آیزواسپینی و باریونی بر حسب پتانسیل شیمیایی باریونی. ردیف پایین: چگالی عددی باریونی و آیزواسپینی بر حسب پتانسیل شیمیایی آیزواسپینی.

شکل ۳، وابستگی چگالی‌های عددی، از جمله چگالی باریونی n_B و چگالی آیزواسپینی n_I ، را بر حسب پتانسیل‌های شیمیایی μ_I و μ_B نشان می‌دهد. هر شاخه منحنی نمایانگر یک حل مشخص از معادلات میدان در بازه‌ای معین از پارامترها است و می‌تواند به یک حالت ترمودینامیکی پایدار یا شبه‌پایدار نسبت داده شود.

وجود شاخه‌های چندگانه برای مقادیر یکسان از پتانسیل شیمیایی بیانگر امکان گذار فاز مرتبه اول در سامانه است. نقاط بازگشتی^۱ در منحنی‌ها به ناپایداری ترمودینامیکی مربوط بوده و با تغییر علامت تراکم‌پذیری مؤثر سامانه همراه هستند. افزون بر این، تغییر در شیب منحنی‌ها اطلاعات مستقیمی درباره پاسخ ماده چگال نسبت به تغییرات پتانسیل شیمیایی ارائه می‌دهد و

بار الکتریکی باشد). معادلات بالا تاکنون هیچ اطلاعاتی درباره ساختار هندسی خاص فاز مخلوط ندارند. این ساختار زمانی اهمیت پیدا می کند که اثرات سطحی و کولنی در نظر گرفته شوند.

باید توجه داشت که جمله های سطحی و کولنی در این چارچوب هولوگرافی به صورت پدیدارشناختی به الگو افزوده شده اند. این رویکرد در الگوی هولوگرافی متداول است و در این جا هم در مطالعه فیزیک پوسته ستاره های نوترونی به کار می رود، زیرا استخراج کامل این اثرات از یک نظریه بنیادی همچنان با چالش هایی همراه است.

در چارچوب هولوگرافی لحاظ کردن این اثرات به صورت دینامیکی نیز نیازمند توسعه بیشتر نظری است. با در نظر گرفتن این آثار بخش جدیدی به چگالی انرژی آزاد اضافه خواهد شد:

$$\Delta\Omega = \frac{\gamma}{\gamma} (\rho_1 - \rho_2)^{\gamma/\gamma} \Sigma^{\gamma/\gamma} (1 - \chi) [d^\gamma f_d (1 - \chi)]^{1/\gamma} \quad (25)$$

که در آن $\rho_1 = \frac{e\lambda_*^\gamma M_{kk}^\gamma}{\gamma\pi^\gamma} (\frac{\bar{n}_B - \bar{n}_l}{\gamma} - \bar{n}_l)$ چگالی بار فاز باریونی و $\rho_2 = -\frac{e\lambda_*^\gamma M_{kk}^\gamma}{\gamma\pi^\gamma} \bar{n}_l$ چگالی بار فاز لپتونی است [۱۶].

کسر حجم اشغال شده توسط فاز لپتونی را با χ نشان می دهیم و برای $f_d(\chi)$ داریم:

$$f_d(\chi) = \begin{cases} \frac{(\chi-1)^\gamma}{\gamma\chi} & \text{for } d = 1 \\ \frac{\chi-1-\ln\chi}{\gamma} & \text{for } d = 2 \\ \frac{\gamma+\chi-\gamma\chi^{1/\gamma}}{\gamma} & \text{for } d = 3 \end{cases} \quad (26)$$

که d در آن معرف ابعاد فضایی در فاز مخلوط ستاره نوترونی است. اکنون با استفاده از رابطه (۲۵) می توان نمودار انرژی آزاد بر حسب μ_n را رسم کرد. رسم این نمودار امکان مقایسه مستقیم انرژی آزاد فازهای مختلف را در یک چارچوب ترمودینامیکی واحد فراهم می سازد. به طور خاص، نقاطی که در آن ها اختلاف انرژی آزاد فاز مخلوط با فازهای رقیب صفر می شود، مرزهای گذار فازی را مشخص می کنند.

منحنی مشکی رنگ در شکل ۴ فاز هسته ای خالص را نشان می دهد. منحنی آبی رنگ مربوط به چگالی انرژی آزاد بدون در

طریق شرط تعادل بتا و خنثی بودن بار جفت می شود [۱۶]، اما برهم کنش قوی مستقیمی با آن ندارد. در نتیجه، انرژی آزاد کل سامانه برابر مجموع سهم هولوگرافیک باریونی و سهم فرمی لپتونی است:

$$\bar{\Omega} = \bar{\Omega}_B + \bar{\Omega}_l \quad (22)$$

چگالی انرژی آزاد غیر برهم کنشی الکترون ها و میوئون ها در فشار صفر برای یک گاز فرمی به صورت زیر است:

$$\bar{\Omega}(m, \mu) \equiv -\frac{\Theta(\mu-m)}{\gamma\pi^\gamma N_f N} [(2\mu^\gamma - 5m^\gamma)\sqrt{\mu^\gamma - m^\gamma} + \ln \frac{\sqrt{\mu^\gamma - m^\gamma} + \mu}{m}] \quad (23)$$

که آن را بر ضریب $N N_f$ تقسیم کرده ایم تا از شکل بی بعدی که توسط ساختار هولوگرافی دیکته می شود استفاده کنیم.

۵. اضافه کردن آثار سطحی و کولنی به پوسته

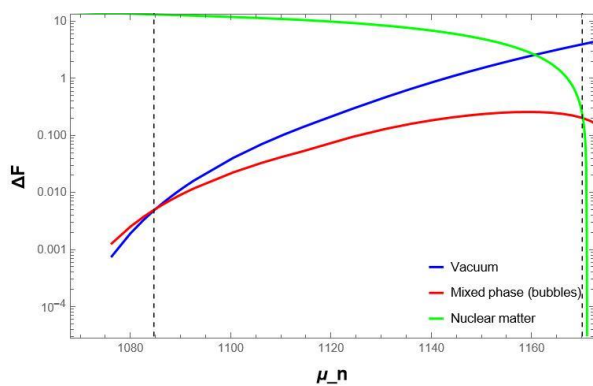
برای بازسازی پوسته ستاره نوترونی در چارچوب هولوگرافی، لازم است گذار میان ماده هسته ای ناهمگن و ماده یکنواخت چگال الگوسازی شود. در رویکرد هولوگرافی، ابتدا انرژی آزاد ماده هسته ای همگن به عنوان تابعی از پتانسیل شیمیایی محاسبه می شود. سپس برای توصیف فاز مخلوط، سامانه به دو ناحیه مجزا با چگالی های متفاوت تقسیم می شود که به صورت تناوبی در کنار یکدیگر قرار دارند.

برای محاسبه معادله حالت فاز آمیخته، کسر حجمی اشغال شده توسط فاز لپتونی را با $\chi \in [0, 1]$ نشان می دهیم، به طوری که کسر حجمی فاز باریونی (نوکلئون ها به همراه لپتون ها) برابر $1 - \chi$ است.

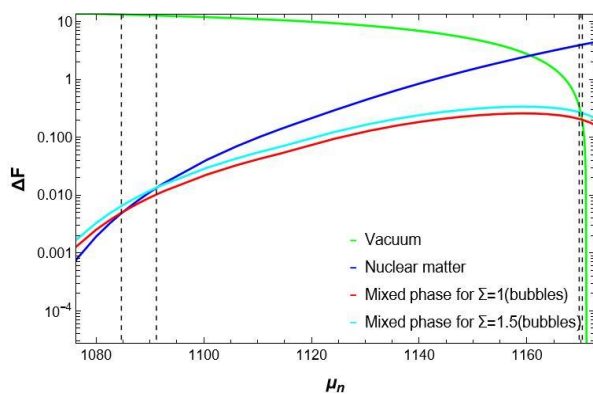
آنگاه شروطی برای فاز آمیخته به صورت زیر داریم:

$$\bar{\Omega}_B = 0 \\ (1 - \chi) \left(\frac{\bar{n}_B - \bar{n}_l}{\gamma} - \bar{n}_l \right) - \chi \bar{n}_l = 0 \quad (24)$$

معادله اول شرط یکسان بودن فشار با فاز لپتونی است؛ چرا که در ساختار ما هر دو فاز باید پتانسیل شیمیایی الکترونی یکسان و بنابراین $\bar{\mu}_l$ یکسانی داشته باشند [۱۶]. در نتیجه، فشار در هر دو جزء فاز مخلوط با فشار لپتونی یکسان است و فشار جزء باریونی باید برای هر چگالی باریونی و هر کسر پروتونی که در پوسته رخ می دهد، صفر باشد. معادله دوم شرط خنثی بودن سراسری است (به هر فاز اجازه می دهد به طور جداگانه دارای



شکل ۵. اختلاف انرژی آزاد ΔF بر حسب پتانسیل شیمیایی نوترونی برای هندسه‌ی حبابی ($d=3$) در مقیاس لگاریتمی. منحنی آبی فاز خلأ، منحنی سبز ماده‌ی هسته‌ای همگن و منحنی قرمز فاز مخلوط را نشان می‌دهد.



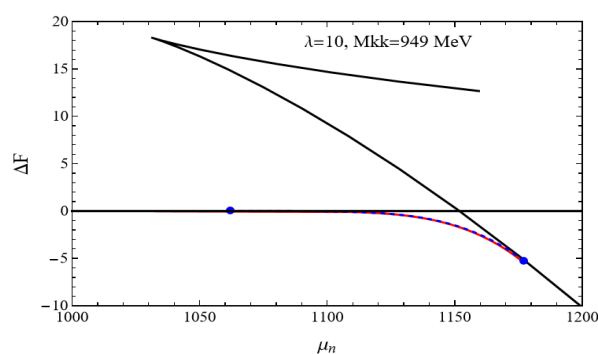
شکل ۶. مقایسه‌ی اختلاف انرژی آزاد ΔF برای هندسه‌ی حبابی در دو مقدار متفاوت از کشش سطحی ۱، $\Sigma = 1/5$ (در واحدهای مناسب الگو).

۶. ساختار پوسته و تحلیل هندسه‌های فاز آمیخته

۶-۱. هندسه‌ی حبابی ($d=3$)

در این بخش، پیکربندی فاز مخلوط با هندسه‌ی حبابی ($d=3$) مورد بررسی قرار می‌گیرد.

در این ساختار، نواحی کم‌چگال یا تقریباً خلأ به صورت حفره‌هایی کروی در دل زمینه‌ای از ماده‌ی هسته‌ای چگال شکل می‌گیرند. این آرایش معمولاً در چگالی‌های پایین‌تر پوسته ظاهر می‌شود، جایی که رقابت میان انرژی سطحی و برهم‌کنش کولنی منجر به تشکیل ساختارهایی با بیشترین تقارن فضایی می‌شود. با کمینه‌سازی انرژی آزاد کل نسبت به پارامترهای هندسی و اعمال شروط تعادل مکانیکی و خشی بودن بار، بازه‌ی پایداری این هندسه بر حسب پتانسیل شیمیایی تعیین می‌شود. تحلیل

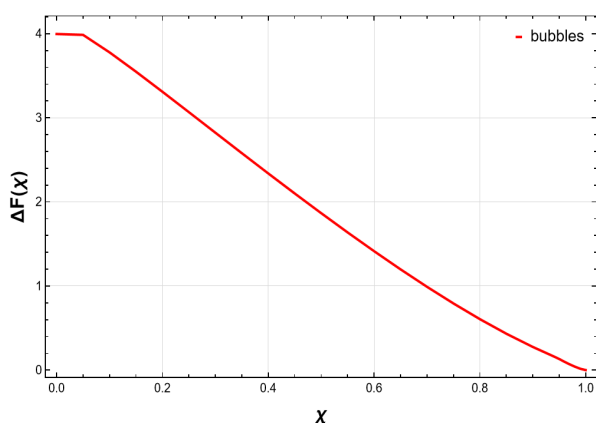


شکل ۴. چگالی انرژی آزاد بدون بعد به عنوان تابعی از پتانسیل شیمیایی نوترونی μ_n با در نظر گرفتن تعادل بتایی و افزودن آثار سطحی و کولنی برای حباب‌ها در $\lambda = 10$.

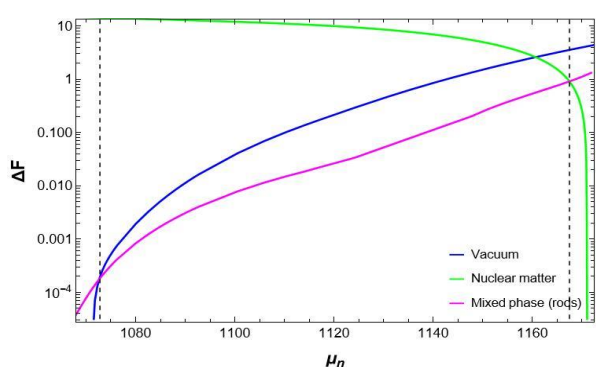
نظر گرفتن آثار سطحی و کولنی است و منحنی قرمز رنگ این چگالی را با در نظر گرفتن آثار سطحی و کولنی نشان می‌دهد. از آنجا که تفاوت بین نمودارهای آبی و قرمز رنگ در شکل بالا به خوبی مشخص نیست برای مشخص شدن این تفاوت نمودار لگاریتمی آن را برای سه هندسه‌ی متفاوت رسم و تحلیل می‌کنیم. برای هر هندسه‌ی مشخص (با بعد مؤثر $d=1, 2, 3$)، انرژی سطحی و کولنی وابستگی متفاوتی به کسر حجمی و مقیاس طولی ساختار دارند. با کمینه‌سازی انرژی آزاد کل نسبت به پارامترهای هندسی (مانند اندازه‌ی خوشه‌ها یا ضخامت لایه‌ها)، پایداری پیکربندی در هر مقدار از پتانسیل شیمیایی تعیین می‌شود.

مرزهای پایداری پوسته از طریق مقایسه‌ی انرژی آزاد فاز مخلوط با فازهای رقیب، یعنی خلأ و ماده‌ی هسته‌ای همگن، به دست می‌آیند. نقاطی که در آن‌ها انرژی آزاد دو فاز برابر می‌شود، نشان‌دهنده‌ی گذار فازی بوده و محدوده‌ی ظهور هر هندسه را مشخص می‌کنند. بدین ترتیب، با استفاده از الگوی هولوگرافی، می‌توان ساختار لایه‌به‌لایه پوسته‌ی ستاره‌ی نوترونی و توالی هندسی فازهای مخلوط را به صورت سازگار با قیود ترمودینامیکی بازسازی کرد.

در این مطالعه، ساختارهای هندسی فاز مخلوط شامل پیکربندی‌های حبابی، میله‌ای و صفحه‌ای بر اساس نتایج شناخته‌شده در فیزیک پوسته‌ی ستاره‌های نوترونی انتخاب شده‌اند. لازم به ذکر است که این هندسه‌ها در چارچوب حاضر به صورت دینامیکی از الگوی هولوگرافی استخراج نمی‌شوند، بلکه به عنوان ورودی فیزیکی در نظر گرفته شده و پایداری ترمودینامیکی آن‌ها در این چارچوب بررسی می‌شود.



شکل ۷. اختلاف انرژی آزاد $\Delta F(x)$ برای هندسه حبابی بر حسب کسر حجمی فاز لپتونی x .



شکل ۸. اختلاف انرژی آزاد ΔF بر حسب پتانسیل شیمیایی μ_n برای هندسه میله‌ای ($d=2$) در مقیاس لگاریتمی. منحنی‌های آبی، سبز و ارغوانی به ترتیب فاز خلأ، ماده هسته‌ای همگن و فاز مخلوط میله‌ای را نشان می‌دهند.

نامطلوب شده و سامانه ترجیح می‌دهد به‌طور مستقیم به فاز همگن گذار کند.

این نتیجه اهمیت تعیین دقیق مقدار کشش سطحی در الگوهای پوسته ستاره نوترونی را برجسته می‌کند، زیرا تغییرات آن می‌تواند به‌طور مستقیم بر ضخامت پوسته و گستره حضور فازهای مخلوط اثر بگذارد.

همان‌گونه که در شکل ۷ مشاهده می‌شود، انرژی آزاد با افزایش کسر حجمی لپتونی x کاهش می‌یابد. از آن‌جا که لپتون‌ها به‌صورت گاز فرمی آزاد در نظر گرفته شده‌اند و سهمی از برهم‌کنش قوی ندارند، افزایش x عملاً موجب کاهش سهم باریونی در انرژی کل می‌شود.

در مقادیر کوچک x ، سهم انرژی سطحی و کولنی بیشینه است، زیرا ناهمگنی فضایی شدیدتر بوده و اختلاف چگالی میان دو

رفتار انرژی آزاد در این هندسه مبنایی برای مقایسه با ساختارهای با بعد مؤثر پایین‌تر فراهم می‌کند.

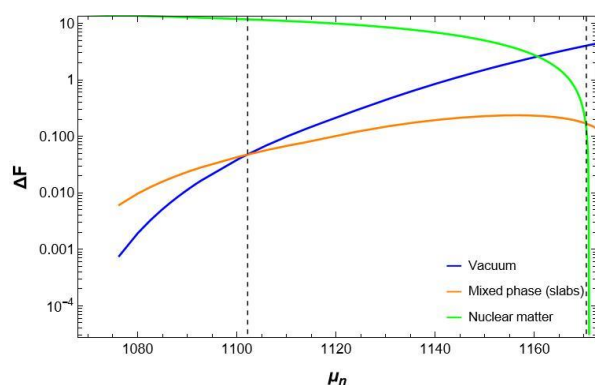
همان‌گونه که در شکل ۵ مشاهده می‌شود، در مقادیر پایین پتانسیل شیمیایی، انرژی آزاد فاز خلأ کمینه است و در نتیجه فاز باریونی تشکیل نمی‌شود. با افزایش μ_n منحنی مربوط به فاز مخلوط (حبابی) به‌تدریج کاهش یافته و در نقطه‌ای با فاز ماده هسته‌ای هم‌ارزش می‌شود که این نقطه آغاز تشکیل ساختار ناهمگن در پوسته است.

نمایش لگاریتمی محور عمودی نشان می‌دهد که اختلاف‌های انرژی در این ناحیه کوچک اما تعیین‌کننده‌اند؛ بدین معنا که حتی تغییرات اندک در جمله‌های سطحی و کولنی می‌تواند بازه پایداری این هندسه را به‌طور محسوسی جابه‌جا کنند.

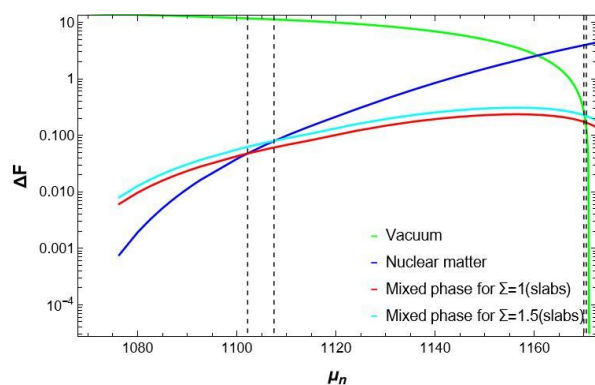
افزون بر بررسی پایداری هندسه‌های مختلف، حساسیت نتایج نسبت به مقدار ضریب کشش سطحی نیز مطالعه شده است. کشش سطحی یکی از پارامترهای کلیدی در تعیین اندازه و پایداری ساختارهای فاز مخلوط به‌شمار می‌رود، زیرا مستقیماً در سهم انرژی سطحی ظاهر می‌شود و از این طریق بر کمینه انرژی آزاد اثر می‌گذارد. با تغییر مقدار Σ و محاسبه مجدد انرژی آزاد برای هر هندسه، نقش آن در تعیین بازه پایداری فاز مخلوط بررسی می‌شود. این تحلیل نشان می‌دهد که افزایش کشش سطحی می‌تواند ساختارهای ناهمگن را از نظر ترمودینامیکی کمتر مطلوب سازد و در نتیجه مرزهای پایداری پوسته را جابه‌جا کند.

نتایج شکل ۶ نشان می‌دهد که افزایش ضریب کشش سطحی موجب افزایش یکنواخت انرژی آزاد فاز مخلوط در کل بازه پتانسیل شیمیایی می‌شود. از آن‌جا که سهم سطحی به‌طور مستقیم متناسب با Σ است، افزایش این پارامتر هزینه انرژی تشکیل ساختار ناهمگن را بالا می‌برد.

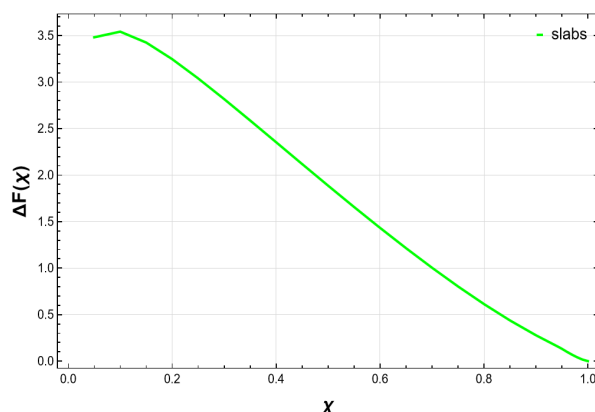
در نتیجه، بازه پایداری هندسه حبابی کاهش یافته و نقاط تبهگن با فازهای رقیب به مقادیر متفاوتی از μ_n منتقل می‌شوند. این رفتار نشان می‌دهد که کشش سطحی به‌عنوان یک پارامتر کنترلی عمل می‌کند: اگر مقدار آن بیش از حد بزرگ شود، تشکیل فاز مخلوط از نظر ترمودینامیکی



شکل ۱۱. اختلاف انرژی آزاد ΔF بر حسب پتانسیل شیمیایی نوترون μ_n در مقیاس لگاریتمی برای هندسه صفحه‌ای ($d=1$). منحنی‌های آبی، سبز و نارنجی به ترتیب فاز خلأ، ماده هسته‌ای همگن و فاز مخلوط صفحه‌ای را نشان می‌دهند.

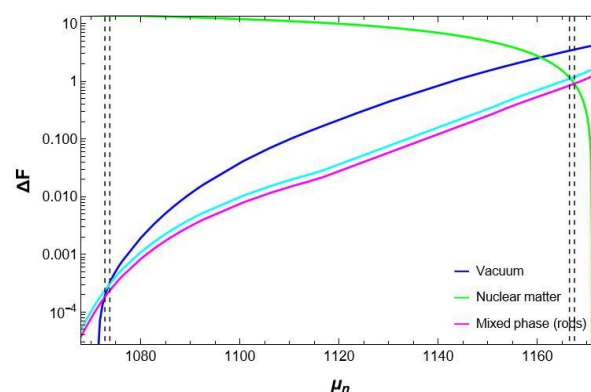


شکل ۱۲. مقایسه اختلاف انرژی آزاد ΔF برای هندسه صفحه‌ای در دو مقدار متفاوت از کشش سطحی Σ .

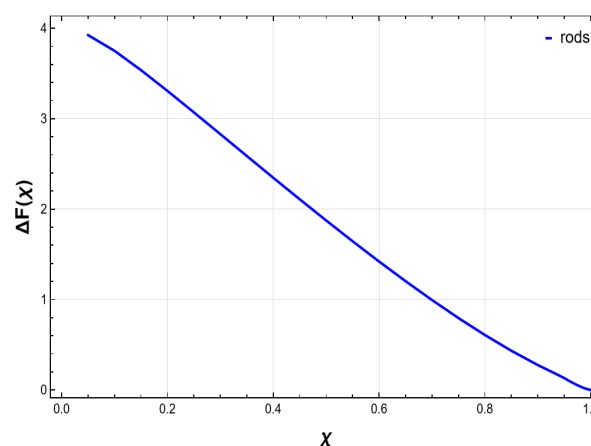


شکل ۱۳. اختلاف انرژی آزاد $\Delta F(x)$ برای هندسه صفحه‌ای بر حسب کسر حجمی فاز لپتونی x .

هندسه تعادلی متفاوت بین سهم سطحی و کولنی برقرار می‌کند. در این بخش، با محاسبه صریح انرژی آزاد و مقایسه آن با فازهای رقیب، گستره حضور ساختار میله‌ای و نقش آن در تعیین ضخامت پوسته تحلیل می‌شود.



شکل ۹. مقایسه اختلاف انرژی آزاد ΔF برای هندسه میله‌ای در دو مقدار متفاوت از کشش سطحی.



شکل ۱۰. اختلاف انرژی آزاد $\Delta F(x)$ برای هندسه میله‌ای بر حسب کسر حجمی فاز لپتونی x .

فاز بیشتر است. با افزایش x ، این اختلاف کاهش یافته و در نتیجه هزینه انرژی تشکیل ساختار کاهش می‌یابد. رفتار یکنواخت و نزولی منحنی نشان می‌دهد که سامانه تمایل دارد در صورت امکان به سمت توزیع یکنواخت‌تر حرکت کند، مگر آنکه قیود تعادل بنا و ختشی بودن بار آن را در بازه‌ای مشخص از x تثبیت کنند.

این نتیجه تأیید می‌کند که مقدار بهینه x از طریق کمینه‌سازی انرژی آزاد تعیین می‌شود و مستقیماً به تعادل میان سهم‌های حجمی، سطحی و کولنی وابسته است.

۲-۶. هندسه میله‌ای ($d=2$)

در ادامه، ساختار میله‌ای با بعد مؤثر $d=2$ بررسی می‌شود. در این پیکربندی، ماده هسته‌ای به صورت رشته‌های استوانه‌ای در یک زمینه رقیق توزیع می‌شود که از نظر هندسی حالتی میانی بین حباب‌ها و صفحات را نشان می‌دهد. از دیدگاه انرژی، این

با توجه به شکل ۱۱ مشاهده می‌شود که مقدار انرژی آزاد فاز صفحه‌ای در مقایسه با میله‌ها و حباب‌ها اندکی بالاتر است، به‌ویژه در نزدیکی مرز گذار به ماده هسته‌ای همگن. این امر نشان می‌دهد که اگرچه ساختارهای صفحه‌ای در توالی هندسی فاز مخلوط ظاهر می‌شوند، اما از نظر ترمودینامیکی نسبت به هندسه میله‌ای کمتر مطلوب‌اند.

از دیدگاه فیزیکی، در بعد مؤثر $d=1$ ، تعادل میان سهم کولنی و سطحی به شکلی برقرار می‌شود که کمینه انرژی آزاد حالت صفحه‌ای از کمینه حالت میله‌ای بیشتر است.

در این هندسه نیز مانند قبل افزایش کشش سطحی موجب بالا رفتن انرژی آزاد هندسه صفحه‌ای می‌شود. در نتیجه، اگر کشش سطحی از مقدار بحرانی فراتر رود، این ساختار دیگر به‌عنوان حالت بهینه انتخاب نخواهد شد. این رفتار نقش پارامتر Σ را به‌عنوان یک عامل کنترلی کلیدی در تعیین حضور یا حذف ساختارهای هندسی در پوسته ستاره نوترونی برجسته می‌سازد. در این‌جا نیز همانند دو هندسه دیگر، انرژی آزاد با افزایش χ کاهش می‌یابد، زیرا سهم حجمی فاز باریونی کاهش پیدا می‌کند.

۷. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، ساختار پوسته ستاره نوترونی در چارچوب الگوی هولوگرافی ویتن-ساکائی-سوگیموتو با در نظر گرفتن اصلاحات سطحی و کولنی به‌صورت نظام‌مند مورد بررسی قرار گرفت. برخلاف مطالعات پیشین [۱۶] که بر یک هندسه خاص تمرکز داشته‌اند، در این پژوهش تحلیل ترمودینامیکی برای هر سه پیکربندی هندسی صفحه‌ای ($d=1$)، میله‌ای ($d=2$) و حبابی ($d=3$) به‌طور مستقل انجام شد و بازه پایداری هر یک از آن‌ها در فضای پتانسیل شیمیایی نوترونی تعیین شد.

نتایج نشان می‌دهد که هندسه میله‌ای در گستره وسیع‌تری از پتانسیل شیمیایی پایدار باقی می‌ماند و بنابراین سهم قابل‌توجه‌تری در تعیین ضخامت پوسته ایفا می‌کند. در مقابل، ساختارهای حبابی و صفحه‌ای در بازه‌های محدودتری ظاهر می‌شوند و نسبت به تغییرات پارامترهای ترمودینامیکی حساس‌ترند.

در هندسه میله‌ای، همانند حالت حبابی، فاز مخلوط در بازه‌ای از پتانسیل شیمیایی پایدار می‌شود؛ با این تفاوت که گستره پایداری در این حالت وسیع‌تر است.

همان‌گونه که از شکل ۸ مشاهده می‌شود، نقطه هم‌ارزی با فاز خلأ در مقدار پایین‌تری از μ_n رخ می‌دهد و گذار به ماده همگن نیز در مقدار بالاتری نسبت به هندسه حبابی اتفاق می‌افتد. این امر نشان می‌دهد که ساختارهای میله‌ای در بازه طولانی‌تری از پوسته حضور دارند.

از نظر فیزیکی، این رفتار ناشی از مقیاس‌گذاری متفاوت سهم کولنی و سطحی در بعد مؤثر $d=2$ است که منجر به تعادل بهینه‌تری بین این دو سهم نسبت به حالت کروی می‌شود.

همانند هندسه قبلی، افزایش کشش سطحی موجب افزایش یکنواخت انرژی آزاد فاز میله‌ای می‌شود. نکته مهم این است که حتی با افزایش متوسط کشش سطحی، هندسه میله‌ای همچنان در بازه قابل‌توجهی از پتانسیل شیمیایی پایدار باقی می‌ماند؛ موضوعی که نقش غالب‌تر این ساختار در ضخامت پوسته را تقویت می‌کند.

رفتار $\Delta F(\chi)$ در هندسه میله‌ای نیز روند نزولی یکنواختی را نشان می‌دهد. با افزایش χ ، سهم باریونی کاهش یافته و در نتیجه انرژی کل سامانه کاهش می‌یابد.

۳-۶. هندسه صفحه‌ای ($d=1$)

در نهایت، هندسه صفحه‌ای $d=1$ مورد بررسی قرار می‌گیرد که در آن ماده هسته‌ای و نواحی کم‌چگال به‌صورت لایه‌های تقریباً تخت و متناوب سازمان می‌یابند. این ساختار معمولاً در چگالی‌های بالاتر پوسته و در نزدیکی گذار به فاز هسته‌ای همگن ظاهر می‌شود. کاهش انحنای سطح در این هندسه موجب تغییر در سهم انرژی سطحی شده و تعادل جدیدی میان جمله‌های سطحی و کولنی برقرار می‌شود. تحلیل این پیکربندی امکان بررسی رفتار سامانه در آستانه همگن‌شدن ماده را فراهم کرده و تصویر کامل‌تری از توالی هندسی فازهای مخلوط ارائه می‌دهد.

در هندسه صفحه‌ای، فاز مخلوط در بازه‌ای از پتانسیل شیمیایی پایدار می‌شود که از مقدار هم‌ارزی با خلأ آغاز شده و تا رسیدن به برابری انرژی با ماده همگن ادامه می‌یابد.

تقریب در الگوی هولوگرافی راه تازه‌ای برای مطالعه‌ی سطح ستاره نوترونی باز می‌کند.

در پایان تأکید می‌شود که نتایج این پژوهش در چارچوب توسعه‌ی یک الگوی مؤثر هولوگرافی تفسیر می‌شوند. اگرچه این رویکرد قادر به بازتولید برخی ویژگی‌های کلی ساختار پوسته ستاره‌های نوترونی است، اما نباید آن را به‌عنوان جایگزینی برای الگوهای فیزیک هسته‌ای در نظر گرفت. با این حال، این چارچوب می‌تواند به‌عنوان ابزاری مکمل برای بررسی رفتار ماده چگال در رژیم‌های جفت‌شدگی قوی مورد استفاده قرار گیرد.

سپاس‌گزاری

از راهنمایی‌های ارزشمند و حمایت‌های بی‌دریغ جناب آقای دکتر آندریاس اشمیت در طول انجام این پژوهش، صمیمانه سپاسگزاریم.

تحلیل وابستگی انرژی آزاد به کشش سطحی آشکار ساخت که این پارامتر به‌عنوان یک کمیت کنترلی عمل می‌کند؛ به‌گونه‌ای که افزایش آن موجب افزایش انرژی آزاد و محدود شدن ناحیه پایداری فاز مخلوط می‌شود. در نتیجه، کشش سطحی نمی‌تواند به‌صورت دلخواه بزرگ باشد، زیرا در آن صورت سامانه از دیدگاه ترمودینامیکی فاز مخلوط را انتخاب نخواهد کرد.

به‌طور کلی، این مطالعه نشان می‌دهد که چارچوب هولوگرافی نه‌تنها قادر به بازتولید کیفی توالی فازهای مخلوط در پوسته ستاره نوترونی است، بلکه امکان بررسی حساسیت ساختار پوسته نسبت به پارامترهای مؤثر میکروسکوپی را نیز فراهم می‌کند. این نتایج می‌تواند مبنایی برای مطالعات پیشرفته‌تر در جهت اتصال الگوهای هولوگرافی به کمیت‌های رصدی مانند گشتاور لختی، مدهای لرزه‌ای و رفتار حرارتی ستاره‌های نوترونی باشد. البته بایستی دقت کرد که الگوی هولوگرافی با تقریب اولیه به خوبی کار می‌کند و نیاز است که گذار فاز از خود الگو نتیجه شود. اما بازهم امکان مطالعه پوسته با این

مراجع

1. N Chamel and P Haensel, *Living Rev. Relativ.* **11** (2008) 10.
2. W G Newton, M Gearheart, J Hooker and B A Li, *Astrophys. Space Sci. Libr.* **457** (2018) 1.
3. D G Ravenhall, C J Pethick and J R Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 2066.
4. K Oyamatsu, *Nucl. Phys. A* **561** (1993) 431.
5. J M Lattimer and M Prakash, arXiv:astro-ph/0405262 (2004).
6. J M Maldacena, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1988) 231.
7. S S Gubser, I R Klebanov and A M Polyakov, *Phys. Lett. B* **428** (1998) 105.
8. E Witten, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1988) 253.
9. L Bartolini and S B Gudnason, *JHEP* **08** (2023) 209.
10. K. Bitaghsir Fadafan, *Iran. J. Phys. Res.* **19** (2019) 51.
11. E Biglar and F Loran, *Iran. J. Phys. Res.* **5** (2006) 179.
12. J Casalderrey-Solana, H Liu, D Mateos, K Rajagopal and U A Wiedemann, "Gauge/String Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collisions", Cambridge University Press, Cambridge (2014).
13. K Bitaghsir Fadafan and S Mojarad Laman Jouee, *Iran. J. Phys. Res.* **18** (2008) 190.
14. N Jokela, M Järvinen and J Remes, *JHEP* **03** (2019) 041.
15. M Järvinen, *Eur. Phys. J. C* **82** (2022) 282.
16. N Kovensky, A Poole and A Schmitt, *Phys. Rev. D* **105** (2022) 034022.
17. K Bitaghsir Fadafan, J Cruz Rojas and N Evans, *Phys. Rev. D* **101** (2020) 126005.
18. K Bitaghsir Fadafan, J Cruz Rojas and N Evans, *Phys. Rev. D* **103** (2021) 026012.
19. F Kazemian, PhD thesis, Shahrood University of Technology, Shahrood (2020) (in Persian).
20. M Rozali, H H Shieh, M Van Raamsdonk and J Wu, *JHEP* **01** (2008) 053.
21. E Witten, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 505.
22. T Sakai and S Sugimoto, *Prog. Theor. Phys.* **113** (2005) 843.

23. N Kovensky and A Schmitt, *SciPost Phys.* **11** (2021) 029 .
24. F Preis and A Schmitt, *JHEP* **07** (2016) 001.
25. K Bitaghsir Fadafan, F Kazemian and A Schmitt, *JHEP* **03** (2019) 183.