

## تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای

سعیده زریونی\*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بوعلی سینا، همدان، ایران

### چکیده

ضرایب تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای متقارن سرد تا مرتبه چهارم بسط، در چارچوب روش وردشی پایین‌ترین مرتبه فید (LOCV) با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیته و با استفاده از برهم‌کنش  $V_{14}$  که به‌طور نسبیته با داده‌های پراکندگی نوکلئون-نوکلئون برآزش شده است و نیز با پتانسیل  $AV_{14}$  مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. در این بررسی تصحیحات نسبیته مربوط به انرژی خوشه‌های تک‌تایی، دوتایی و تصحیحات مربوط به برهم‌کنش خیز در نظر گرفته شده‌اند. به‌علاوه ضرایب تراکم‌ناپذیری ایزوباری ماده هسته‌ای نامتقارن در چگالی اشباع به‌صورت تابعی از پارامتر عدم تقارن  $\alpha$  محاسبه شده‌اند. ضریب تراکم‌ناپذیری ایزوباری ماده هسته‌ای نامتقارن با افزایش پارامتر عدم تقارن تقریباً به‌طور خطی کاهش می‌یابد. نتایج به‌دست آمده با پیش‌گویی‌های تجربی و محاسبات بس ذره‌ای دیگر قابل مقایسه است.

### کلیدواژگان: ماده هسته‌ای، تراکم‌ناپذیری، نسبیته

### مقدمه

تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای متقارن ( $K_0$ ) در چگالی اشباع  $\rho_0$  به‌طور تجربی با استفاده از تحلیل تشدیدهای تک قطبی جیانت هسته‌ای (GMR) در حدود  $240 \pm 20 \text{ MeV}$  به‌دست آمده است [۴].  $K_0$ ، نماینده پایداری ماده هسته‌ای در برابر فشردگی است و تعیین دقیق آن، مستلزم تعیین صحیح معادله حالت ماده هسته‌ای است. معادله حالتی که تراکم‌ناپذیری را بزرگتر از  $240 \pm 20 \text{ MeV}$  به‌دست دهد معادله حالت سخت و معادله حالتی که آن را کوچکتر به‌دست دهد معادله حالت نرم نامیده می‌شود. تراکم‌ناپذیری را می‌توان از مشتق دوم انرژی بستگی بر نوکلئون ماده هسته‌ای متقارن در چگالی اشباع  $\rho_0$  به‌صورت زیر به‌دست آورد:

$$K_0 = 9\rho_0^2 \left. \frac{d^2 E_0}{d\rho^2} \right|_{\rho_0} \quad 1$$

ضرایب تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای با استفاده از روش‌های ماکروسکوپی و میکروسکوپی تعیین شده‌اند. در روش ماکروسکوپی، تراکم‌ناپذیری در گستره  $100-400 \text{ MeV}$  به‌دست آمده است [۶و۵]. در

تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای در درک گستره وسیعی از پدیده‌ها، از خواص هسته‌ها (شعاع، جرم، و ...) گرفته تا برخورد یون‌های سنگین، ماده پایدار در برابر واپاشی بتا، ستاره‌های نوترونی و انفجارهای ابرنواختران نقش مهمی ایفا می‌کند [۱-۳]. به‌همین دلیل، تعیین تراکم‌ناپذیری با استفاده از یک محاسبه بس ذره‌ای میکروسکوپی به روش نسبیته و غیرنسبیته بسیار جالب توجه خواهد بود.

ماده هسته‌ای یک سیستم نامحدود فرضی متشکل از بینهایت نوکلئون برهم‌کنش‌کننده است که در آن نوکلئون‌ها تنها از طریق نیروهای قوی هسته‌ای با یکدیگر برهم‌کنش می‌کنند و از نیروی الکترومغناطیسی بین پروتون‌ها صرف نظر می‌شود.

دو نوع ماده هسته‌ای وجود دارد. ماده هسته‌ای متقارن (که در آن چگالی پروتون‌ها و نوترون‌ها یکسان است) و ماده هسته‌ای نامتقارن (که در آن چگالی پروتون‌ها و نوترون‌ها برابر نیست).

به طوری که  $E_0(\rho) = E(\rho, \alpha = 0)$  انرژی بستگی بر نوکلئون،  $E_{sym}(\rho)$  انرژی تقارنی، و  $E_{sym,4}(\rho)$  انرژی تقارنی مرتبه چهار نامیده می‌شود و به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$E_{sym}(\rho) = \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 E(\rho, \alpha)}{\partial \alpha^2} \Big|_{\alpha=0} \quad ۳$$

$$E_{sym,4}(\rho) = \frac{1}{4!} \frac{\partial^4 E(\rho, \alpha)}{\partial \alpha^4} \Big|_{\alpha=0}$$

عدم وجود جمله‌های مرتبه فرد  $\alpha$  در معادله ۲ به دلیل استقلال بار نیروهای هسته‌ای است. انرژی تقارنی، ضرایب جمله با پایین‌ترین مرتبه  $\alpha$  است. ضرایب جملات مرتبه‌های چهارم  $\alpha$  به بالا بسیار کوچک و قابل صرف نظرند. با صرف نظر از جملات مرتبه‌های بالاتر در معادله ۲ به قانون سهمی تجربی معروف برای معادله حالت ماده هسته‌ای نامتقارن می‌رسیم. با یک تخمین سهمی خوب می‌توان انرژی تقارنی را به صورت تفاضل دو وضعیت حدی، یعنی ماده هسته‌ای متقارن ( $\alpha = 0$ ) و ماده نوترونی ( $\alpha = 1$ )، به صورت زیر نوشت:

$$E_{sym}(\rho) \cong E(\rho, \alpha = 1) - E_0(\rho, \alpha = 0) \quad ۴$$

در ماده هسته‌ای متقارن، انرژی بستگی بر نوکلئون  $E_0(\rho)$  را می‌توان حول  $\rho_0$  به صورت زیر بسط داد [۱۲ و ۱۳]:

$$E_0(\rho) = E_0(\rho_0) + L_0 \chi + \frac{K_0}{2!} \chi^2 + \frac{J_0}{3!} \chi^3 + \frac{I_0}{4!} \chi^4 + \dots$$

به طوری که  $\chi$  متغیر بدون بعدی است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\chi = (\rho - \rho_0) / 3\rho_0 \quad ۶$$

و  $L_0, J_0, K_0, I_0$  به ترتیب پارامترهای شیب، انحنا و سومین و چهارمین مرتبه ضرایب تراکم ناپذیری ماده هسته‌ای متقارن هستند و به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$L_0 = 3\rho_0 \frac{dE_0}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho_0}, \quad K_0 = 9\rho_0^2 \frac{d^2 E_0}{d\rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0} \quad ۷$$

مطالعات میکروسکوپی به روش هارتری-فوک بر اساس تخمین فازی کاتوره‌ای و با استفاده از برهم‌کنش‌های پدیده شناختی اسکرم [۸ و ۷]، و گوگنی [۹] به روش غیرنسبیتی، مقدار تراکم ناپذیری در گستره  $210-220 \text{ MeV}$  تعیین شده است، در حالی که در محاسبات میدان متوسط نسبیتی که بر روی تخمین فازی کاتوره‌ای پایه‌گذاری شده است، مقدار تراکم ناپذیری به روش نسبیتی در محدوده  $280-350 \text{ MeV}$  پیش‌گویی شده است [۱۰].

به علاوه، در چارچوب روش غیرنسبیتی با فرمالیزم LOC V و با استفاده از پتانسیل‌های حقیقی دو نوکلئونی مانند  $UV_{14}$ ،  $UV_{14}$  با برهم‌کنش سه جسمی ( $TNI$ ) و  $AV_{18}$  تراکم ناپذیری ماده هسته‌ای در محدوده  $200-300 \text{ MeV}$  به دست آمده است [۱۱].

با توجه به مباحث فوق، در این مقاله، ضرایب تراکم ناپذیری ماده هسته‌ای سرد را با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی در چارچوب روش LOC V تا مرتبه چهارم بسط به دست آورده و با سایر روش‌ها و برهم‌کنش‌ها مقایسه می‌کنیم. بنابراین در این مقاله، تراکم ناپذیری به طور مختصر در بخش دوم توصیف می‌شود. بخش سوم به تصحیحات نسبیتی در چارچوب روش LOC V اختصاص داده شده است. بحث و نتیجه‌گیری نیز در بخش چهارم مورد بررسی قرار می‌گیرد.

## تراکم ناپذیری

انرژی بستگی بر نوکلئون ماده هسته‌ای نامتقارن را می‌توان به صورت بسطی از توانهای مختلف پارامتر عدم تقارن  $\alpha = (\rho_n - \rho_p) / \rho$  بیان کرد که در آن  $\rho = \rho_n + \rho_p$ ، و  $\rho_n$  و  $\rho_p$  به ترتیب چگالی‌های پروتون و نوترون هستند. انرژی بستگی تا مرتبه چهارم  $\alpha$  به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$E(\rho, \alpha) = E_0(\rho) + E_{sym}(\rho)\alpha^2 + E_{sym,4}(\rho)\alpha^4 + \dots \quad ۲$$

باشد. از آنجا که اهمیت تصحیحات نسبی اگر به اندازه نیروهای سه جسمی نباشد حداقل قابل مقایسه با آن‌هاست و همان‌طور که در نظر گرفتن نیروهای سه جسمی می‌تواند به بهبود مقادیر انرژی بستگی، چگالی اشباع و... کمک کند، بررسی اثرات نسبی نیز می‌تواند ما را در درک صحیح‌تر معادله حالت ماده هسته‌ای کمک کند.

به‌طور قراردادی ضریب تراکم‌ناپذیری ایزوباری ماده هسته‌ای نامتقارن به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$K_{sat} = 9\rho_{sat}^2 \left. \frac{\partial^2 E(\rho, \alpha)}{\partial \rho^2} \right|_{\rho=\rho_{sat}} \quad ۱۳$$

که  $\rho_{sat}$  چگالی اشباع وابسته به پارامتر عدم تقارن  $\alpha$  است. ضریب تراکم‌ناپذیری  $K_{sat}$  می‌تواند در مورد خواص اشباع ماده هسته‌ای نامتقارن و وابستگی ایزواسپینی آن اطلاعات مفیدی به دست دهد. این ضریب را می‌توان برحسب توان‌های مختلف  $\alpha$  به صورت زیر بسط داد [۱۲ و ۱۳]:

$$K_{sat}(\alpha) = K_0 + K_{sat,2}\alpha^2 + K_{sat,4}\alpha^4 + \dots \quad ۱۴$$

که در آن

$$K_{sat,2} = K_{sym} - 6L - \frac{J_0}{K_0}L \quad ۱۵$$

$$K_{sat,4} = K_{sym,4} - 6L_{sym,4} - \frac{J_0}{K_0}L_{sym,4} + \frac{9L^2}{K_0} \quad ۱۶$$

$$- \frac{J_{sym}L}{K_0} + \frac{I_0L^2}{2K_0^2} + \frac{J_0K_{sym}L}{K_0} + \frac{3J_0L^2}{K_0^2} - \frac{3J_0^2L^2}{2K_0^3}$$

به‌طوری که  $I_{sym,4}, J_{sym,4}, K_{sym,4}, L_{sym,4}$  به ترتیب پارامترهای شیب، انحنا و ضرایب سومین و چهارمین مرتبه از چهارمین مرتبه انرژی تقارنی  $E_{sym,4}(\rho)$  در  $\rho_0$  هستند.

اگر تخمین سهموی در مورد معادله حالت ماده هسته‌ای متقارن به کار رود پارامتر  $K_{sat,2}$  را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$K_{sat,2} = K_{asy} - \frac{J_0}{K_0}L \quad ۱۷$$

که

$$K_{asy} = K_{sym} - 6L \quad ۱۸$$

$$J_0 = 27\rho_0^3 \left. \frac{d^3 E_0}{d\rho^3} \right|_{\rho=\rho_0} \quad I_0 = 81\rho_0^4 \left. \frac{d^4 E_0}{d\rho^4} \right|_{\rho=\rho_0} \quad ۸$$

بدیهی است که  $L_0 = 0$  است و  $K_0$  تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای متقارن نامیده می‌شود. از جملات مرتبه‌های بالاتر در معادله ۵ می‌توان چشم‌پوشی کرد و تخمین سهموی معادله حالت ماده هسته‌ای متقارن را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$E_0(\rho) = E_0(\rho_0) + \frac{K_0}{2}\chi^2 + \dots \quad ۹$$

به‌طور مشابه  $E_{sym}$  را می‌توان حول  $\rho_0$  تا مرتبه چهارم بسط داد:

$$E_{sym}(\rho) = E_{sym}(\rho_0) + L\chi + \frac{K_{sym}}{2!}\chi^2 + \frac{J_{sym}}{3!}\chi^3 + \frac{I_{sym}}{4!}\chi^4 + \dots \quad ۱۰$$

به‌طوری که  $I_{sym}, J_{sym}, K_{sym}, L$  به ترتیب پارامترهای شیب، انحنا و سومین و چهارمین مرتبه ضرایب انرژی تقارنی در  $\rho_0$  هستند و به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$L = 3\rho_0 \left. \frac{dE_{sym}}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_0} \quad K_{sym} = 9\rho_0^2 \left. \frac{d^2 E_{sym}}{d\rho^2} \right|_{\rho=\rho_0}, \quad ۱۱$$

$$I_{sym} = 81\rho_0^4 \left. \frac{d^4 E_{sym}}{d\rho^4} \right|_{\rho=\rho_0},$$

$$J_{sym} = 27\rho_0^3 \left. \frac{d^3 E_{sym}}{d\rho^3} \right|_{\rho=\rho_0} \quad ۱۲$$

ضرایب  $I_{sym}, J_{sym}, K_{sym}, L$  وابستگی به چگالی انرژی تقارنی را حول  $\rho_0$  مشخص می‌کنند و اطلاعات مهمی درباره خواص انرژی تقارنی ماده هسته‌ای در چگالی‌های بالا و پایین به دست می‌دهند.

از آنجا که مقدار انرژی تقارنی فقط در چگالی اشباع به‌طور تجربی تعیین شده است و طرز رفتار آن در سایر نقاط و نیز وابستگی آن به ایزواسپین معلوم نیست، پارامتر شیب  $L$  می‌تواند در مورد آهنگ تغییر انرژی تقارنی در چگالی‌های بالاتر و پایین‌تر از چگالی اشباع اطلاعات مفیدی را به دست دهد. پارامتر انحنا  $K_{sym}$  نیز می‌تواند در مورد شکل و میزان تحدب و یا تقعر نمودار انرژی تقارنی در اطراف نقطه اشباع، سودمند

نظریه بسط خوشه‌ای با حفظ تنها دو جمله اول و تابع

موج حدسی رابطه ۱۹ عبارت است از [۱۵]

$$E = \frac{1}{A} \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = E_1 + E_2 + \dots \quad 25$$

که  $E_1$  انرژی جنبشی تک ذرات و  $E_2$  انرژی خوشه‌های دو ذره‌ای است و می‌توان آنها را به صورت زیر نوشت:

$$E_1 = \frac{1}{A} \sum \langle i | T | i \rangle \quad 26$$

$$E_2 = \frac{1}{2A} \sum \langle ij | W(12) | ij \rangle_a \quad 27$$

به طوری که

$$W_2(12) = [f(12), [T_1 + T_2, f(12)]] + f(12)V(12)f(12) \quad 28$$

$T_i$  انرژی جنبشی ذره  $i$ ام است. با استفاده از هامیلتونی غیر نسبی،  $W(12)$  به صورت زیر به دست می‌آید

۲۹

$$W_{NR}(12) = -\frac{\hbar^2}{2m} [f(r), [\nabla^2, f(r)]] + f(r)V(r)f(r)$$

با کمینه کردن انرژی جنبشی دو ذره‌ای و به کار بردن قید بهنجارش یک دسته معادلات اوایلر لاگرانژ به دست می‌آید. با حل این معادلات توابع همبستگی و از آنجا انرژی خوشه‌های دو ذره‌ای به دست می‌آید.

هامیلتونی نسبی در نظریه میکروسکوپی به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۶]:

$$H_R = \sum_{i=1}^A [(p_i^2 c^2 + m_i^2 c^4)^{1/2} - m_i c^2 + \sum_{i(j)} [\tilde{v}_{ij} + \delta v(P_{ij})]] \quad 30$$

به طوری که  $\tilde{v}_{ij}$  پتانسیل دو جسمی در چارچوب در حال سکون دو ذره (چارچوبی که تکانه کل شان  $P_{ij} = P_i + P_j$  صفر می‌شود) و  $\delta v(P_{ij})$  برهم کنش خیز نامیده می‌شود و وابسته به تکانه کل ذرات برهم کنش کننده است. بدیهی است:

$$\delta v(P_{ij} = 0) = 0 \quad 31$$

به این ترتیب، با حل معادلات اوایلر-لاگرانژ و با استفاده از پتانسیل‌های  $AV_{14}$ ،  $\tilde{v}_{14}$  و افزودن تصحیحات نسبی انرژی جنبشی یک جسمی و دو جسمی به صورت زیر:

اگر مقدار پارامتر شیب  $L$  کوچک باشد و یا سومین مرتبه مشتق انرژی ماده هسته‌ای متقارن  $J_0$  قابل صرف نظر باشد از آنجا که مشتقات مرتبه‌های بالاتر انرژی  $I_0$  سهمی در  $K_{sat,2}$  ندارند می‌توان به چگونگی تأثیر جمله  $J_0$  بر روی  $K_{sat,2}$  پی برد. در حالی که برای تعیین ضرایب تراکم ناپذیری ایزوباری تا مرتبه چهار  $\alpha$  باید ۸ ضریب  $K_{sym}, L, I_0, J_0, K_0$  مرتبه چهار  $\alpha$  باید ۸ ضریب  $K_{sym,4}, L_{sym,4}, J_{sym,4}$  را تعیین نماییم.

### تصحیحات نسبی در روش LOCv

روش وردشی پایین‌ترین مرتبه قید، یک روش وردشی کاملاً خودسازگار است که بر اساس نظریه بسط خوشه‌ای پایه‌گذاری شده است و قادر است با پتانسیل‌های حقیقی مختلفی کار کند. در این روش تابع موج حدسی سیستم  $\psi$  به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۴]:

$$\psi = F\phi \quad 19$$

که  $\phi$  در مینان اسلیر توابع موج  $A$  نوکلئون مستقل (تابع موج گاز فرمی ایدال)، و  $F$  عملگر همبستگی  $A$  ذره‌ای است که می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$F = \prod_{i(j)} f(ij) \quad 20$$

هامیلتونی بس ذره‌ای غیر نسبی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$H_{NR} = \sum_{i=1}^A p_i^2 / 2m + \sum_{i(j)} v_{ij} \quad 21$$

که برهم کنش دو نوکلئونی  $v_{ij}$  عبارت است از:

$$v_{ij} = \sum v_{\alpha}^{(p)}(12) O_{\alpha}^{(p)}(12) \quad 22$$

به طوری که  $\alpha = \{J, L, S, T, M_T\}$ ،  $v_{\alpha}^{(p)}(12)$  پتانسیل هر کانال و  $O_{\alpha}^{(p)}(12)$  عبارتند از:

$$O_{ij}^{p=2n-1} = 1, \sigma_i \cdot \sigma_j, S_{ij}, L \cdot S, L^2, L^2 \sigma_i \cdot \sigma_j, L \cdot S^2 \quad 23$$

$$O_{ij}^{p=2n} = O_{ij}^{p=2n-1} \tau_i \cdot \tau_j \quad 24$$

با  $n = 1, \dots, 7$ . مقدار چشمداشتی هامیلتونی با استفاده از

در نظر گرفتن تصحیحات نسبیته،  $16.36 MeV$  - و با پتانسیل  $AV_{14}$  به روش غیر نسبیته،  $19.78 MeV$  - به دست آمده است. همچنین بررسی نسبیته (غیر نسبیته) مقدار  $0.24 fm^{-3}$  (  $0.30 fm^{-3}$  ) را برای چگالی اشباع پیش‌بینی کرده است. بررسی نسبیته و غیرنسبیته تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای متقارن نیز به ترتیب مقادیر ۲۸۳ و ۳۰۸ را به دست داده است. نتایج بردبار و مدرس (BM) با پتانسیل  $AV_{18}$  در چارچوب روش LOCV [۱۱]، چن و همکاران (C, et al.) با برهم‌کنش اصلاح شده وابسته به تکانه گوگنی [۱۲] و برهم‌کنش  $SLy_4$  به روش اسکر-هارتری-فوک (SHF) [۱۲]، ویرینگا، فیکس و فابروسینی (WFF) با برهم‌کنش  $UV_{14}$  به روش ابرزنجیره وردشی (VHC) [۱۸]، باسو و همکاران (BCS) با برهم‌کنش وابسته به چگالی  $(DDM3Y) M3Y$  [۱۹]، تودروتل و پیکارویکس (TP) [۲۰]، و پیکارویکس و سنتلس (PC) [۲۱] با برهم‌کنش  $NL3$  به روش تخمین میدان متوسط نسبیته (RMF) و مدل هیبرید نیز برای مقایسه آورده شده‌اند. به وضوح مشاهده می‌شود که مقادیر به دست آمده برای چگالی اشباع، انرژی بستگی و تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای نامحدود متقارن با استفاده از هامیلتونی نسبیته (رابطه ۳۰) و برهم‌کنش  $\tilde{v}_{14}$  سازگاری بیشتری با مقادیر تجربی  $\rho_0 = 0.17 fm^{-3}$  دارد.  $E_0 = -16 MeV$  و  $K_0 = 240 \pm 20 MeV$  دارد. همچنین اثرات مرتبه‌های بالاتر بسط را روی خواص ماده هسته‌ای نامتقارن هنگامی که این ماده برحسب پارامتر عدم تقارن  $\epsilon$  و کمیت بی‌بعد  $\chi$  در چگالی اشباع  $\rho_0$  بسط داده می‌شود مورد مطالعه قرار داده‌ایم. سپس مقادیر انرژی تقارنی  $E_{sym}$  و پارامترهای مشخصه  $I_{sym}, J_{sym}, K_{sym}, L$  را که با استفاده از پتانسیل  $\tilde{v}_{14}$  ( $AV_{14}$ ) و با در نظر گرفتن اثرات نسبیته (بدون در نظر گرفتن آن) در چارچوب روش LOCV به دست

$$\delta E_{1R} = C_R \left( -\frac{18\pi^2 \rho}{7\nu} k_F \right) \quad 32$$

$$\delta E_{2R} = \frac{1}{2A} \sum \langle ij | \delta W_R(12) | ij \rangle_a \quad 33$$

انرژی سیستم را محاسبه کردیم. در روابط بالا  $\nu$  درجه تبهگنی،  $\rho$  چگالی ماده هسته‌ای،  $k_F$  تکانه فرمی است و  $C_R = \hbar^4 / 8m^3 c^2$  عبارت است از:

$$\delta W_R(12) = -\frac{\hbar^4}{8m^3 c^2} [f(r), [\nabla^4, f(r)]] \quad 34$$

با جایگزینی رابطه بالا در رابطه ۳۳ و انجام مقدار زیادی محاسبات جبری، تصحیح نسبیته انرژی خوشه‌های دو تایی به دست می‌آید. آخرین تصحیح نسبیته، تصحیح برهم‌کنش خیز است که از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$[17]$$

$$35$$

$$\delta v(P_{ij}) = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{8(mc)^2} (-P_{jk}^2 v_{jk}^s + [\vec{P}_{jk} \cdot \vec{r}_{jk} \vec{P}_{jk} \cdot \vec{V}_{jk}, v_{ij}^s])$$

که  $v_{ij}^s$  قسمت استاتیک پتانسیل است.

## بحث و نتیجه‌گیری

در این بخش، نتایج عددی تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای را معرفی کرده‌ایم. در این مقاله، علاوه بر برهم‌کنش  $AV_{14}$  که از داده‌های پراکندگی غیرنسبیته به دست می‌آید، یک مدل حقیقی از پتانسیل  $\tilde{v}_{14}$  را نیز در نظر گرفته‌ایم که به‌طور نسبیته با جابه‌جایی‌های فاز  $NN$  برازش می‌شود.

بنابراین، در ابتدا معادلات اولر-لاگرانژ را که از روش پایین‌ترین مرتبه قید به دست می‌آیند برای دو نوع پتانسیل مختلف  $\tilde{v}_{14}, AV_{14}$  به ترتیب با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیته و بدون در نظر گرفتن آن حل کرده‌ایم. سپس نتایج به دست آمده برای چگالی اشباع، انرژی بستگی، تراکم‌ناپذیری و سومین و چهارمین ضریب تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای را در جدول ۱ آورده‌ایم.

همان‌طور که مشاهده می‌شود مقدار انرژی بستگی بر نوکلئون برای ماده هسته‌ای متقارن با پتانسیل  $\tilde{v}_{14}$  و با

جدول ۱. چگالی اشباع  $\rho_0$  و پارامترهای مشخصه  $E_0(\rho_0), K_0, J_0, I_0$  برای ماده هسته‌ای متقارن با روش‌های مختلف.

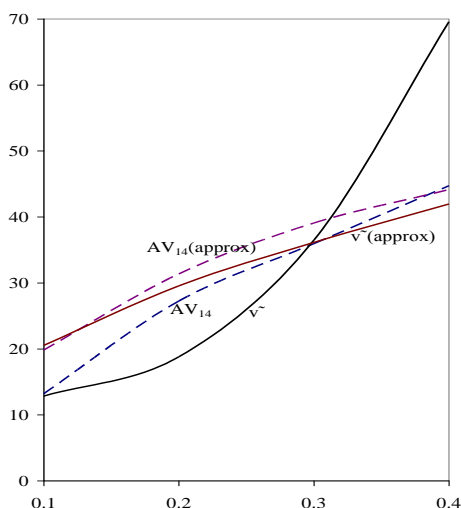
پتانسیل	مدل	مؤلف	$\rho_0$	$E(\rho_0)$	$K_0$	$J_0$	$I_0$
AV18	LOCV	BM[11]	۰٫۳۱۰	-۱۸٫۴۶	۳۰٫۲	-	-
MDI	SHF	C et al[12]	۰٫۱۶۰	-۱۶٫۲	۲۱۲٫۵	-۴۴٫۶	۲۱۶۰٫۸
SLy4	SHF	C et al[12]	۰٫۱۶۰	-۱۶٫۰	۲۳۰	-۳۶٫۱	۱۵۸۶٫۹
UV14	VHC	WFF[19]	۰٫۳۱۹	-۱۵٫۶۰	۲۰٫۵	-	-
DDM3Y	RMF	BCS[20]	۰٫۱۵۳	-۱۵٫۲۶	۲۷۴٫۷	-۲۷٫۵	-
FSUGold	RMF	TP[21]	۰٫۱۴۸	-۱۶٫۳۰	۲۳۰	-۵۲٫۴	-
NL3	RMF	PC[22]	۰٫۱۴۸	-۱۶٫۳۰	۲۷۱٫۵	۲۰٫۴۲	-
NL3	Hybrid	PC[23]	۰٫۱۴۸	-۱۶٫۲۴	۲۳۰	-۷۱٫۵	-
AV14	LOCV	این مقاله	۰٫۳	-۱۹٫۷۸	۳۰٫۸	-۳۳۵	۱۷۹۱٫۵
$\tilde{v}14$	RLOCV	این مقاله	۰٫۲۴	-۱۶٫۳۶	۲۸۳	-۳۸۸	۱۷۴۵٫۴
	تجربی		۰٫۱۷۰	۱۶٫۰۰	۲۴۰	-	-

آمده‌اند به همراه نتایج سایر روش‌ها و برهم‌کنش‌ها در جدول ۲ آورده‌ایم.

همان‌طور که از جدول ۲ مشاهده می‌شود مقدار انرژی تقارنی در چگالی اشباع به روش غیر نسبیتی با استفاده از پتانسیل  $AV_{14}$ ،  $39.08MeV$  و با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی و با استفاده از پتانسیل  $\tilde{v}_{14}$  که با داده‌های پراکندگی نسبیتی نوکلئون-نوکلئون برازش شده است،  $32.43MeV$  به دست آمده است که به مقدار تجربی انرژی تقارنی در چگالی اشباع ( $32MeV$ ) نزدیکتر است. به علاوه پارامتر شیب  $L$  در هر دو مورد مثبت است. به عبارت دیگر در هر دو مورد در چگالی اشباع، با افزایش چگالی، انرژی تقارنی افزایش می‌یابد، اما آهنگ این افزایش، با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی، بیشتر است. پارامتر انحنا نیز با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی  $712.7$  و به روش غیر نسبیتی  $-97.8$  به دست آمده است. به عبارت دیگر نحوهٔ تغير منحنی در دو روش یکسان نیست.

گرچه مقادیر به دست آمده سازگاری قابل قبولی را با نتایج چن و همکاران (C et al.) [۱۲]، باسو و همکاران (BCS) [۲۰]، تودروئل و پیکارویکس (TP) [۲۱]، و پیکارویکس و سنتلس (PC) [۲۲] نشان می‌دهد. اما پارامترهای مشخصه  $L$  و  $K_{sat,2}$  از مقادیر تجربی  $46 \leq L \leq 111$  و  $K_{sat,2} = -550 \pm 100MeV$  اخیراً از اندازه‌گیری‌های GMR [۲۳] به دست آمده‌اند کوچکترند.

مشاهده می‌شود در هر دو مورد انرژی تقارنی با افزایش چگالی افزایش می‌یابد، اما تخمین سهموی انرژی تقارنی در بررسی غیرنسبیتی تقریب نسبتاً بهتری را نشان می‌دهد.



شکل ۱. انرژی تقارنی به صورت تابعی از چگالی با در نظر گرفتن اثرات نسبیتی (خط توپر) و بدون در نظر گرفتن آن (خط چین).

همچنین تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای نامتقارن را به صورت تابعی از نسبت چگالی پروتون‌ها به نوترون‌ها  $(R = \rho_p / \rho_n)$  برای دو نوع پتانسیل  $\tilde{v}_{14}$  ( $AV_{14}$ ) با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی (بدون در نظر گرفتن آن) در شکل ۲ رسم کرده‌ایم. همان‌طور که انتظار داریم با افزایش پارامتر عدم تقارن  $R = \rho_p / \rho_n$  تراکم‌ناپذیری افزایش می‌یابد. نتایج (BM) در چارچوب روش غیرنسبیتی LOCV و با استفاده از پتانسیل‌های  $UV_{14}$  و  $AV_{18}$  [۱۱]، [۲۴] BL، و VP با پتانسیل اسکرم و روش تخمینی بروکنر-هارتری-فوک برای مقایسه رسم شده‌اند [۲۵]. نتایج به دست آمده سازگاری قابل قبولی با سایر روش‌ها و پتانسیل‌ها دارند.

سرانجام، تراکم‌ناپذیری را در چگالی اشباع به صورت تابعی از  $\alpha^2$  برای دو پتانسیل مذکور با و بدون در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی در شکل ۳ رسم کرده‌ایم.

جدول ۲. پارامترهای مشخصه  $E_{sym}(\rho_0), L, K_{sym}, K_{asy}, K_{sat,2}$  برای ماده هسته‌ای نامتقارن با روش‌های مختلف:

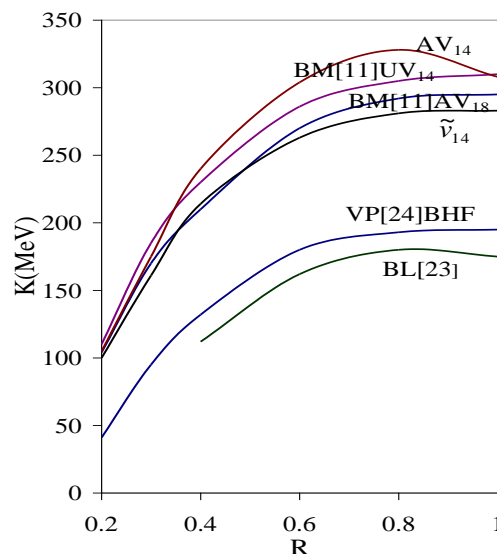
پتانسیل	مدل	مؤلف	$E_{sym}$	L	$K_{sym}$	$K_{asy}$	$K_{asy,2}$
MDI	SHF	C et al[12]	۳۰٫۵	۱۴٫۷	-۳۶۴٫۰	-۳۵۷٫۰	-۳۳۱٫۱
SLy4	SHF	C et al[12]	۳۱٫۸	۴۵٫۴	-۱۱۹٫۹	-۳۹۲٫۱	-۳۲۰٫۵
DDM3Y	RMF	BCS[20]	۳۰٫۷۱۱	۴۵٫۱۱	-۱۸۳٫۷	-۴۵۴٫۴	-۴۰۸٫۹۷
FSUGold	RMF	TP[21]	۳۲٫۵۹	۶۰٫۵	-۵۱٫۳	-۴۱۴٫۳	-۲۷۶٫۷۷
NL3	RMF	PC[22]	۳۷٫۲۹	۱۱۸٫۲	۱۰۰٫۹	-۶۰۸٫۳	-۶۹۷٫۳۶
NL3	Hybrid	PC[22]	۳۷٫۳۰	۱۱۸٫۶	۱۱۰٫۹	-۶۰۰٫۷	-۵۳۳٫۸۶
AV14	LOCV	این مقاله	۳۹٫۰۸	۷۸٫۲	-۹۷٫۸	-۵۶۷	-۴۸۲٫۰
$\tilde{v}^{14}$	RLOCV	این مقاله	۳۲٫۴۳	۱۲۰٫۲	۷۱۲٫۷	-۳۳۰	-۲۷۵٫۳
	تجزیی		۳۲	$< 111 < L < 66$	-	-	-۵۵۰

همچنین انرژی تقارنی ماده هسته‌ای نامتقارن با استفاده از رابطه ۳ و تخمین سهموی (رابطه ۴) و نیز با در نظر گرفتن اثرات نسبیتی (خط توپر) و بدون در نظر گرفتن آن (خط چین) در شکل ۱ رسم شده‌اند. همان‌طور که

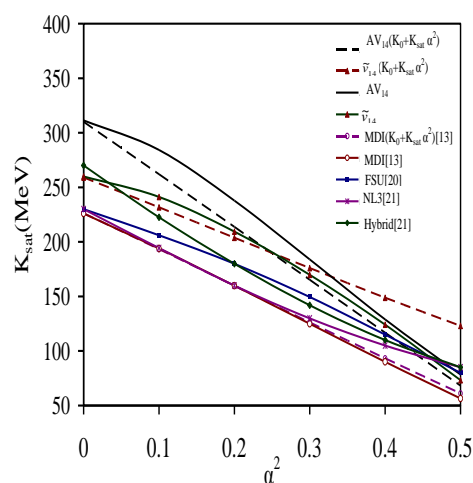
شود نتایج به دست آمده سازگاری قابل قبولی با سایر روش‌ها و برهم‌کنش‌ها دارد.

### مراجع

- [1] G.F. Bertsch, S. Das Gupta, A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions, *Physics Reports* 160 (1988) 189.
- [2] M. Prakash, I. Bombaci, P.J. Ellis, R. Knorren, J.M. Lattimar, Composition and structure of protoneutron stars, *Physics Reports* 280 (1997) 1.
- [3] J.M. Lattimer, C. J. Pethick, M. Prakash, P. Haensel, Direct URCA process in neutron stars, *Physical Review Letters* 66 (1991) 2701.
- [4] G. Colo, N.V. Giai, Theoretical understanding of the nuclear incompressibility, *Nuclear Physics A* 731 (2004) 15.
- [5] S. Shlomo, D.H. Youngblood, Nuclear matter compressibility from isoscalar giant monopole resonance, *Physical Review C* 47 (1993) 529.
- [6] J. M. Pearson, The incompressibility of nuclear matter and the breathing mode, *Physics Letters B* 271 (1991) 12.
- [7] G. Colo, P.F. Bortignon, N. Van Giai, A. Bracco, R.A. Broglia, Damping Properties of the Breathing Mode in 208Pb, *Physics Letters B* 276 (1992) 279.
- [8] I. Hamamoto, H. Sagawa, H.Z. Zhang, Giant monopole resonances in nuclei near stable and drip lines, *Physical Review C* 56 (1997) 3121.
- [9] J.P. Blaizot, J.F. Berger, J. Decharge, N.Girod, Microscopic and macroscopic determinations of nuclear compressibility, *Nuclear Physics A* 591 (1995) 435.
- [10] Z. Ma, N. Van Giai, H. Toki, Spins in Nuclear and Hadronic Reactions, *Physical Review C* 55 (1997) 2385.
- [11] G.H. Bordbar, M. Modarres, Nuclear Matter calculation with New Charge Dependent Potential, *Physical Review C* 57 (1998) 714.
- [12] L.W. Chen et al., Higher-order effects on the incompressibility of isospin asymmetric nuclear matter, *Physical Review C* 80 (2009) 014322.
- [13] L.W. Chen, B.J. Cai, C. Shen, Higher-order effects on nuclear incompressibility in isospin



شکل ۲. تراکم ناپذیری ماده هسته‌ای نامتقارن به صورت تابعی از پارامتر عدم تقارن  $R = \rho_p / \rho_n$ .



شکل ۳. مقایسه ضرایب تراکم ناپذیری ماده هسته‌ای نامتقارن به صورت تابعی از  $\alpha^2$ .

مشاهده می‌شود که  $K_{sat}$  با افزایش پارامتر عدم تقارن  $\alpha$  کاهش می‌یابد و همبستگی خطی مقبولی با  $\alpha^2$  دارد. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که  $K_{sat,4}(\alpha)$  در معادله ۱۴ اهمیت زیادی ندارد. نتایج (CCS) با برهم‌کنش اصلاح شده وابسته به تکانه گونگی [۱۳]، (TP) [۲۱] و (PC) [۲۲] با برهم‌کنش NL3 به روش تخمین میدان متوسط نسبیتی (RMF) و مدل هیبرید نیز برای مقایسه آورده شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می



Hamiltonian, *European Physical Journal A* 43 (2010) 283.

[19] R.B. Wiringa, V.Ficks, A. Fabrocini, Equation of state for dense nucleon matter, *Physical Review C* 58 (1988) 1010.

[20] D.N. Basu, P.Roy Chowdhury, C. Samanta, Isobaric incompressibility of isospin asymmetric nuclear matter, *Physical Review C* 80 (2009) 057304.

[21] B.G. Todd-Rutel, J. Piekarewicz, Neutron-rich nuclei and neutron stars: a new accurately calibrated interaction for the study of neutron-rich matter, *Physical Review Letters*. 95 (2005) 122501.

[22] J. Piekarewics, M. Centelles, Incompressibility of neutron-rich matter, *Physical Review C* 79 (2009) 054311.

[23] T. Li et al., Isotopic Dependence of the Giant Monopole Resonance in the Even-A Sn112–124 Isotopes and the Asymmetry Term in Nuclear Incompressibility, *Physical Review Letters* 99 (2007) 162503.

asymmetric matter, *International Journal of Modern Physics E* 19(2010) 1675.

[۱۴] غ. بردبار، ف. شاکر، محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی مایع هلیوم-۳ دو بعدی، نشریه پژوهش سیستم های بس ذره ای، دوره ۳ شماره ۶ (۱۳۹۲) ۱-۷.

[15] J.C. Owen, R.F. Bishop, J.M. Irvine, Constrained variation in Jastrow method at high density, *Annals of Physics (New York)* 102 (1976) 170.

[16] S. Zaryouni, H.R. Moshfegh, Relativistic corrections to the nuclear and neutron matter energy in the LOCV framework, *International Journal of Modern Physics E* 14 (2005) 297.

[17] S. Zaryouni, EOS of nuclear matter with a new relativistic potential, *Nuclear Physics A* 834 (2010) 564.

[18] H.R. Moshfegh, S. Zaryouni, LOCV calculation of nuclear matter with relativistic