

پتانسیل مدل ادغامی با برهم کنش مؤثر LOCv-DDAEI برای تحلیل پراکندگی کشسان

$^{16}O - ^{16}O$

مرضیه رحمت

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه زنجان، زنجان

پست الکترونیکی: m.rahmat@znu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۰۵/۱۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۲/۰۷/۱۹)

چکیده:

در این کار، توزیع زاویه‌ای سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان $^{16}O - ^{16}O$ در گستره انرژی‌های ۷۵–۴۸۰ MeV در چارچوب مدل ادغامی با استفاده از برهم کنش مؤثر دو جسمی وابسته به چگالی LOCv، تحلیل شده است. بدین منظور با استفاده از روش LOCv، مؤلفه‌های مستقیم و تبدیلی برهم کنش مؤثر میانگین وابسته به چگالی، برای ماده هسته‌ای متقارن با پتانسیل ورودی راید ۶۸ استخراج شده است و سپس بخش‌های شعاعی و وابسته به چگالی این پتانسیل جهت استفاده در مدل ادغامی از هم تفکیک شده است. برای این که توصیف بهتری از پراکندگی یون‌های سنگین به دست آید، یک عامل جدید وابسته به انرژی به LOCv-DDAEI افزوده شده است. نشان داده خواهد شد که با معرفی یک تابع وابسته به انرژی خطی، سرعت همگرایی روش تکرار در ارزیابی بخش تبدیلی پتانسیل اپتیکی افزایش می‌یابد و از این رو زمان محاسبات به طور قابل توجهی کاهش می‌یابد. مقایسه سطح مقطع دیفرانسیلی محاسبه شده برای پراکندگی کشسان $^{16}O - ^{16}O$ در گستره انرژی‌های مورد بررسی با داده‌های تجربی، توافق نسبتاً خوبی را نشان می‌دهد.

واژه‌های کلیدی: روش LOCv، پتانسیل مدل ادغامی، پراکندگی کشسان، پتانسیل راید ۶۸

۱. مقدمه

توزیع چگالی حالت پایه دو هسته تولید می‌شود. برهم کنش واقعی NN به دست آمده از اندازه‌گیری پراکندگی NN، خیلی قوی‌تر از آن است که بتواند مستقیماً در مدل ادغامی به کار برده شود و معمولاً از یک برهم کنش مؤثر استفاده می‌شود. با توجه به بحث فوق، مرسوم است که به جای برهم کنش‌های واقعی NN، از برهم کنش‌های میانگین یا مؤثر پدیده شناختی استفاده می‌شود که نوعاً به چگالی ماده هسته‌ای وابسته هستند [۱]. در واقع ما نیاز به یک برهم کنش مؤثر NN داریم که از یک سو خواص اساسی ماده هسته‌ای (مثل چگالی و انرژی اشباع) را باز تولید کند و از سوی دیگر به عنوان یک ورودی مهم برای

در سال‌های اخیر، پیشرفت‌های چشمگیری در درک پتانسیل اپتیکی بین دو یون سنگین^۱ (HI) داشته‌ایم، که عمدتاً ناشی از اندازه‌گیری دقیق و گسترده سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان است. بسیاری از سامانه‌های HI توسط پارامتریز تجربی پتانسیل هسته‌ای توصیف می‌شوند اما مطلوب است که پتانسیل هسته-هسته را به پتانسیل نوکلئون-نوکلئون (NN) مرتبط کنیم. در همین راستا پتانسیل مدل ادغامی^۲ به طور وسیعی برای توصیف پراکندگی HI به کار برده شده است. در این روش پتانسیل از ادغام یک برهم کنش مؤثر نوکلئون-نوکلئون روی

¹ Heavy ion

² Folding Model

به همین علت در این مقاله، ما به بررسی پراکندگی کشسان $^{16}O-^{16}O$ در انرژی‌های میانی خواهیم پرداخت. این مقاله شامل بخش‌های زیر است: در بخش دوم فرمول‌بندی مدل ادغامی به طور مختصر توضیح داده خواهد شد. در بخش سوم، به استخراج برهم‌کنش موثر میانگین وابسته به چگالی در روش LOCv پرداخته خواهد شد. نتایج به دست آمده و بحث و نتیجه‌گیری در بخش چهارم خواهد آمد و در پایان، بخش پنجم، به جمع‌بندی اختصاص خواهد یافت.

۲. فرمول‌بندی مدل ادغامی

پتانسیل برهم‌کنش بین دو هسته به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$U(R) = U_C(R) + U_N(R), \quad (1)$$

که R فاصله جدایی بین دو هسته و $U_C(R)$ و $U_N(R)$ به ترتیب برهم‌کنش‌های کولنی و هسته‌ای بین دو هسته است. پتانسیل کولنی بین دو هسته را معمولاً به طور دقیق می‌توان تعیین کرد. در اینجا پتانسیل کولنی به صورت برهم‌کنش ساده بین یک بار نقطه‌ای و کره باردار به شعاع R_C در نظر گرفته می‌شود [۱۷]:

$$U_C(R) = Z_p Z_t e^2 \begin{cases} \frac{1}{R} & R > R_C \\ \frac{1}{2R_C} \left[3 - \left(\frac{R}{R_C} \right)^2 \right] & R < R_C, \end{cases} \quad (2)$$

که $e^2 = 1/4\pi MeV \cdot fm$ و $R_i = 1/16 Z_i^{1/3} - 0.96 fm$ و $R_C = R_p + R_t$ و $i=p, t$

بخش هسته‌ای پتانسیل HI، $U_N(R)$ ، در چارچوب مدل اپتیکی بررسی می‌شود و شامل دو جمله مستقیم و تبادلی است:

$$U_N(E, R) = U_D(E, R) + U_{Ex}(E, R), \quad (3)$$

که هر دو مؤلفه در چارچوب مدل ادغامی محاسبه می‌شود.

در این بخش به طور خلاصه به محاسبه و استخراج پتانسیل مدل ادغامی پرداخته می‌شود. توصیف کامل‌تر این مدل در مراجع [۱۸-۲۱] یافت می‌شود. در چارچوب مدل ادغامی مؤلفه‌های

مستقیم و تبادلی پتانسیل را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$U_D(E, R) = \int dr_p \int dr_t \rho_p(\mathbf{r}_p) \rho_t(\mathbf{r}_t) v_D(\rho, E, s), \quad (4)$$

توصیف کمیت‌های تجربی به کار رود [۲]. استخراج یک برهم‌کنش مؤثر NN از برهم‌کنش‌های واقعی NN، هنوز یک چالش در نظریه بس ذره‌ای هسته‌ای است. محاسبات پیچیده بروکنر-هارتری-فوک^۱ (BHF) که نیروهای دو و سه نوکلئونی را شامل می‌شود هنوز قادر نیستند که به طور هم‌زمان انرژی و چگالی اشباع ماده هسته‌ای سرد را توصیف کنند. البته در نظر گرفتن همبستگی‌های مراتب بالاتر و نیز اثرات نسبیتی، موقعیت را بهبود می‌بخشد. از این‌رو، محاسبات میکروسکوپی هسته‌ای تاکنون از انواع گوناگون برهم‌کنش مؤثر NN در محیط بهره برده‌اند.

در بین انواع گوناگون برهم‌کنش‌های مؤثر، برهم‌کنش ${}^3Y M[3]$ و نسخه‌های گوناگون وابسته به چگالی آن [۴-۶] به طور وسیع و موفقیت‌آمیزی در محاسبات مدل ادغامی به کار رفته است. در این کار ما قصد داریم از مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش مؤثر میانگین وابسته به چگالی روش LOCv، که به اختصار به صورت LOCv-DDAEI نشان داده خواهد شد، به منظور توصیف پراکندگی یون‌های سنگین، در مدل ادغامی استفاده کنیم. بدین منظور بخش‌های شعاعی و وابسته به چگالی برهم‌کنش LOCv-DDAEI، از هم تفکیک می‌شود [۷-۹] و یک پارامتر جدید برای عامل وابسته به انرژی برهم‌کنش تعریف می‌شود. خواهیم دید که با در نظر گرفتن این تابع جدید وابسته به انرژی، همگرایی سریع‌تر در محاسبه بخش تبادلی پتانسیل ادغامی حاصل می‌شود و به میزان زیادی در زمان محاسبات صرفه‌جویی می‌شود.

روش LOCv^۲، به معنی روش وردشی پایین‌ترین مرتبه مقید، یک روش میکروسکوپی مبتنی بر بسط خوشه‌ای [۱۰] است. اعتبار روش LOCv و کاربردش به ماده هسته‌ای و هسته معین توسط مدرس و همکارانش [۱۱-۱۳] مورد بررسی قرار گرفته است. اخیراً این روش برای محاسبه سطح مقطع نوترون-نوترون و خواص ترابرد ماده ستاره نوترونی [۱۴ و ۱۵] و خواص هلیوم-۳ مایع نرمال [۱۶] به کار رفته است.

با توجه به این که واکنش $^{16}O-^{16}O$ یکی از واکنش‌های کلیدی تشکیل عناصر سنگین‌تر در فرایند تشکیل هسته‌ها است، بررسی‌های تجربی زیادی روی پراکندگی آنها انجام شده است و داده‌های تجربی در گستره وسیعی از انرژی‌ها موجود است.

۱. Bruckner- Hartree-Fock

۲. Lowest Order Constrained Variation

بخش تبدالی پتانسیل HI در هر نقطه شعاعی، با یک مسئله خودسازگار مواجه هستیم که معمولاً به روش تکرار حل می‌شود و $U_D(E, R)$ به عنوان پتانسیل آغازین در نظر گرفته می‌شود. در نهایت همگرایی به دست آمده در روش تکرار، نتیجه نهایی را تضمین می‌کند.

با محاسبه مؤلفه‌های مستقیم و تبدالی پتانسیل ادغامی، می‌توان بخش حقیقی پتانسیل اپتیکی را محاسبه کرد. پتانسیل اپتیکی یک بخش موهومی نیز دارد که از جفت‌شدگی کانال‌های غیرکشسان ناشی می‌شود و معمولاً به شکل پدیده‌شناختی وودز-ساکسون (حجمی و سطحی) در نظر گرفته می‌شود. بنابراین به طور کلی پتانسیل HI را می‌توانیم به صورت زیر بنویسیم:

$$U_N(E, R) = N_R [U_D(E, R) + U_{Ex}(E, R)] - iW_V \left(1 + \exp\left(\frac{R - R_V}{a_V}\right) \right)^{-1} + iW_D a_D \frac{d}{dR} \left(1 + \exp\left(\frac{R - R_D}{a_D}\right) \right)^{-1}, \quad (10)$$

که ضریب بهنجارش N_R ، برای در نظر گرفتن اثرات تبادل چند نوکلئونی و پتانسیل قطبش دینامیکی^۳ (DPP)، مورد نیاز است. ضریب بهنجارش N_R و پارامترهای بخش موهومی طوری پارامتری می‌شوند که بهترین برازش برای داده‌های پراکندگی HI حاصل شود و کمیت χ^2 را که به صورت زیر تعریف می‌شود، کمینه کنند.

$$\chi^2 = \frac{1}{N_\sigma} \sum_{i=1}^{N_\sigma} \left(\frac{\sigma_{th} - \sigma_{ex}}{\Delta\sigma_{ex}} \right)^2, \quad (11)$$

که σ_{ex} و σ_{th} به ترتیب سطح مقطع دیفرانسیلی تئوری و تجربی را نشان می‌دهد و $\Delta\sigma_{ex}$ خطا در سطح مقطع تجربی است. N_σ تعداد کل زوایایی است که اندازه‌گیری روی آنها انجام می‌شود.

همان‌طور که از معادلات (۴) و (۵) دیده می‌شود، دو کمیت ورودی مهم در مدل ادغامی وجود دارد: چگالی حالت پایه دو هسته برهم‌کنش کننده و برهم‌کنش مؤثر NN. در اینجا توزیع‌های چگالی به صورت توزیع دو پارامتری فرمی در نظر گرفته شده است

$$U_{Ex}(E, R) = \int d\mathbf{r}_p \int d\mathbf{r}_t \rho_p(\mathbf{r}_p; \mathbf{r}_p + \mathbf{s}) \rho_t(\mathbf{r}_t; \mathbf{r}_t - \mathbf{s}) v_{Ex}(\rho, E, s) e^{i(k_{rel} \cdot \mathbf{s} / A_{red})}, \quad (5)$$

در این معادلات، v_{Ex} و v_D ، $s = R + r_p - r_t$ ، چگالی‌های مستقیم و تبدالی برهم‌کنش مؤثر NN، ρ_p و ρ_t ، چگالی‌های هسته‌های هدف و پرتابه و $k_{rel}(R)$ تکانه حرکت نسبی است. $k_{rel}(R) = 2m_n A_{red} [E_{c.m.} - U_N(E, R) + U_C(E, R)] / \hbar^2$ ،

که $A_{red} = \frac{A_p A_t}{A_p + A_t}$ عدد جرمی کاهش یافته و m_n جرم واقعی نوکلئون است. $E_{c.m.}$ انرژی مرکز جرم و E انرژی پرتابه در چارچوب آزمایشگاه است.

به منظور ساده‌سازی محاسبات عددی، ماتریس چگالی با استفاده از روش بسط ماتریس چگالی [۲۲ و ۲۳] تقریب زده می‌شود:

$$\rho(\mathbf{R}, \mathbf{R} + \mathbf{s}) \cong \rho\left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{s}}{2}\right) \hat{j}_1\left(k_F\left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{s}}{2}\right) \cdot \mathbf{s}\right), \quad (7)$$

که $k_F(R)$ ، تکانه فرمی میانگین موضعی با استفاده از تقریب توماس-فرمی تعمیم یافته^۱ [۲۴] به دست می‌آید

$$k_F(\mathbf{r}) = \left\{ \left[\frac{3}{2} \pi^2 \rho(\mathbf{r}) \right]^{2/3} + \frac{5C_s |\nabla \rho(\mathbf{r})|^2}{3\rho^2(\mathbf{r})} + \frac{5\nabla^2 \rho(\mathbf{r})}{36\rho(\mathbf{r})} \right\}^{3/2}, \quad (8)$$

که C_s شدت جمله وایتسکر است و برای سامانه فرمی محدود $C_s = \frac{1}{4}$ است [۲۵].

به منظور تعیین چگالی همپوشانی در هنگام برخورد HI، از روش به کار رفته در مرجع [۱۹]، تقریب چگالی منجمد شده^۲ (FDA) استفاده کرده‌ایم. در این روش چگالی همپوشانی به صورت مجموع چگالی‌های هدف و پرتابه در نقطه میانی فاصله بین دو نوکلئونی در نظر گرفته می‌شود

$$\rho = \rho_p\left(\mathbf{r}_p + \frac{\mathbf{s}}{2}\right) + \rho_t\left(\mathbf{r}_t - \frac{\mathbf{s}}{2}\right), \quad (9)$$

همان‌طور که از رابطه (۶) دیده می‌شود، عدد موج حرکت نسبی $k_{rel}(R)$ به پتانسیل کل HI بستگی دارد. بنابراین ما در محاسبه

۱. Extended Thomas-Fermi approximation

۲. Frozen density approximation

۳. Dynamic Polarization Potential

به انرژی $g(E)$ نیز در پتانسیل وارد شود، که در نسخه‌های مختلف برهم‌کنش $M\bar{\nu}Y$ به صورت یک ضریب خطی $g(E) = (1 - k(E/A))$ در نظر گرفته می‌شود، که برای برهم‌کنش $M\bar{\nu}Y$ -Reid، $k = 0.002 \text{ MeV}^{-1}$ و برای برهم‌کنش $M\bar{\nu}Y$ -Paris، $k = 0.003 \text{ MeV}^{-1}$ است [۱۷]. همانطور که اشاره شد هیچ‌کدام از این برهم‌کنش‌ها از هامیلتونی ناشی از محاسبات میکروسکوپی بس ذره‌ای به دست نیامده‌اند؛ آن‌طور که بخش‌های وابسته به چگالی و انرژی، صرفاً به منظور بازتولید خواص ماده هسته‌ای و داده‌های پراکندگی اضافه شده‌اند. در این کار قصد داریم از برهم‌کنش مؤثر میانگین دو ذره‌ای وابسته به چگالی که از روش میکروسکوپی LOCv استخراج شده‌اند، به‌عنوان برهم‌کنش مؤثر NN در مدل ادغامی (معادلات (۴) و (۵)) استفاده کنیم و کاربرد آن را در توصیف پراکندگی کشسان HI بررسی کنیم. به همین منظور در بخش بعد به نحوه استخراج این برهم‌کنش پرداخته می‌شود. جزئیات مربوط به روش LOCv در مراجع [۷ و ۸] یافت می‌شود.

۳. برهم‌کنش مؤثر روش LOCv

در روش LOCv می‌توان بخش‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش‌های مؤثر میانگین وابسته به چگالی را برای ماده هسته‌ای متقارن استخراج کرد. چنین برهم‌کنشی می‌تواند به‌عنوان یک پتانسیل هارتری-فوک گونه پادمقارن با استفاده از برهم‌کنش‌های مؤثر دو ذره‌ای $w_r(12)$ به صورت زیر بیان شود:

$$\bar{v}_D^{LOCv} + \bar{v}_{Ex}^{LOCv} = \sum_{ij} [\langle ij | w_r(12) | ij \rangle - \langle ij | w_r(12) | ji \rangle], \quad (16)$$

که $|i\rangle$ و $|j\rangle$ توابع موج تک ذره‌ای در ماده هسته‌ای هستند و برهم‌کنش‌های مؤثر دو ذره‌ای $w_r(12)$ ، بر حسب توابع همبستگی $f(r_r)$ و پتانسیل دو ذره‌ای $v(12)$ ، به صورت زیر تعریف می‌شود [۸]:

$$w_r(12) = \frac{\hbar^2}{m} (\nabla f(r_r))^2 + f^2(r_r) v(12) \quad (17)$$

در اینجا ما از پتانسیل رایید 68^1 ، به عنوان برهم‌کنش ورودی $v(12)$ ، استفاده کرده‌ایم. پس از انجام پاره‌ای از محاسبات جبری، بخش‌های مستقیم و تبادلی را می‌توانیم به صورت زیر بنویسیم:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)}, \quad (12)$$

که پارامترهای ρ_0 ، R_V و a_V به ترتیب چگالی اشباع، شعاع و پخشیدگی سطحی، از مرجع [۲۶] در محاسبات وارد شده‌اند. تاکنون از برهم‌کنش‌های مؤثر NN گوناگونی در مدل ادغامی استفاده شده است که از رایج‌ترین آنها $M\bar{\nu}Y$ -Reid و $M\bar{\nu}Y$ -Paris هستند که بخش‌های مستقیم و تبادلی آنها در مرجع [۲۱] تعریف شده است. برای این که توصیف بهتری از پراکندگی HI، با استفاده از این برهم‌کنش‌ها به دست بیاید، برهم‌کنش اصلی $M\bar{\nu}Y$ در یک عامل وابسته به چگالی و یک عامل وابسته به انرژی ضرب می‌شود و فرض بر این است که بخش شعاعی و بخش وابسته به چگالی و عامل وابسته به انرژی مستقل از همدیگر باشند

$$v_{D(Ex)}(\rho, E, r) = g(E) F(\rho) v_{D(Ex)}(r), \quad (13)$$

در واقع هیچ توجیه تئوری برای این عامل‌بندی وجود ندارد و صرفاً برای سازگاری با نتایج تجربی در نظر گرفته شده است [۲۱]. تابع $F(\rho)$ وابستگی‌های مختلف پتانسیل به چگالی را نشان می‌دهد. شکل‌های متنوعی برای $F(\rho)$ پیشنهاد شده است که شامل پارامترهایی است که به طور پدیدارشناختی تعیین می‌شوند. با توجه به شکل تابع $F(\rho)$ ، نسخه‌های مختلفی از برهم‌کنش‌های $M\bar{\nu}Y$ وجود دارد، از جمله $DDM\bar{\nu}Y_1$ و $BDM\bar{\nu}Y_n(n=0-3)$ که در برهم‌کنش‌های $BDM\bar{\nu}Y_n$ وابستگی توانی به چگالی در نظر گرفته می‌شود

$$F(\rho) = C(1 - \alpha\rho^\beta), \quad (14)$$

در برهم‌کنش‌های $DDM\bar{\nu}Y_1$ و $CDM\bar{\nu}Y_n(n=1-6)$ شکل زیر برای وابستگی به چگالی فرض شده است:

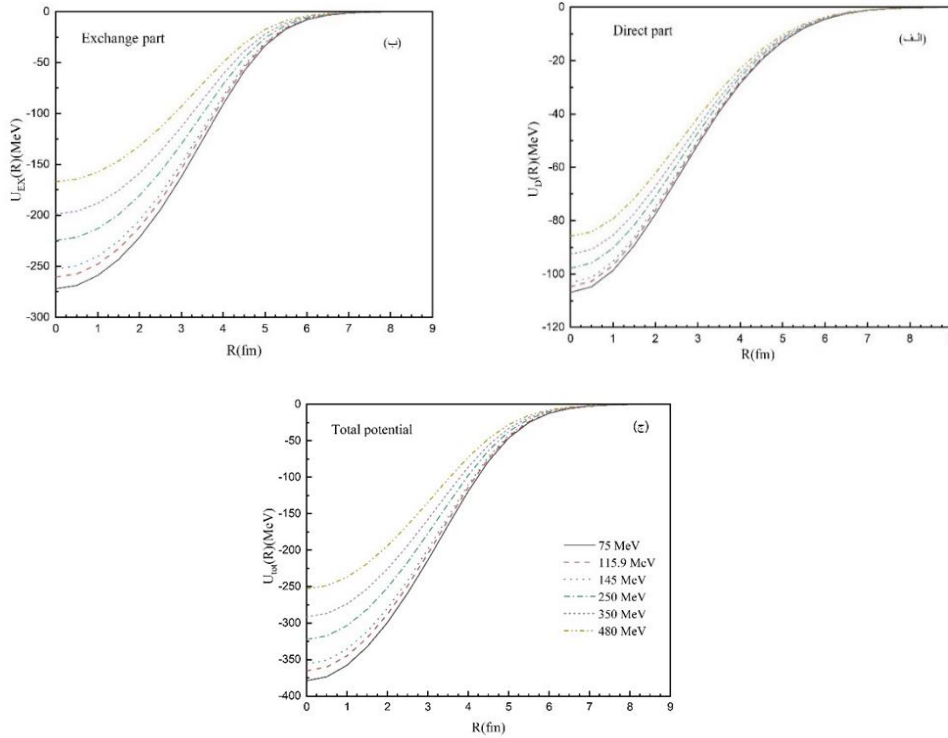
$$F(\rho) = C(1 + \alpha \exp(-\beta\rho) - \gamma\rho), \quad (15)$$

پارامترهای برهم‌کنش‌ها طوری تنظیم می‌شوند که شرط اشباع برای ماده هسته‌ای متقارن سرد در $E/A \approx 16 \text{ MeV}$ و $\rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$ برآورده شود.

به منظور کاربرد به داده‌های پراکندگی، لازم است یک وابستگی

جدول ۱. پارامترهای $F(\rho)$ برای مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش LOCV-DDAEI.

	C	α	β
مؤلفه مستقیم	۰/۳۸	۵/۰۳	۳/۲۲
مؤلفه تبادلی	۱۳/۵۷	-۰/۹	۰/۱۲



شکل ۱. مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی و پتانسیل کل ادغامی محاسبه شده با برهم کنش LOCV-DDAEI برای پراکندگی $^{16}O-^{16}O$ در انرژی‌های فرودی مختلف.

$$\bar{v}_{D(Ex)}^{LOCV}(r, \rho) = v_{D(Ex)}(r) F_{D(Ex)}(\rho), \quad (20)$$

تمام وابستگی به چگالی در $F_{D(Ex)}(\rho)$ نهفته است و $v_{D(Ex)}(r)$ به نحوی برازش می‌شود که شکل شعاعی $\bar{v}_{D(Ex)}^{LOCV}$ را به طور تقریبی بازتولید کند. شکل‌های متنوعی برای $F_{D(Ex)}(\rho)$ می‌تواند به کار رود که معادله حالت ماده هسته‌ای متقارن^۱ (SNM) به دست آید، اما مناسب‌ترین شکلی که هم معادله حالت SNM را بازتولید کند و هم بتواند در مدل ادغامی به کار رود، شکل وابستگی نمایی به چگالی است:

$$F_{D(Ex)}(\rho) = C_{D(Ex)} \left(1 + \alpha_{D(Ex)} \exp(-\beta_{D(Ex)} \rho) \right), \quad (21)$$

که ρ در برهم‌کنش‌های LOCV در محاسبات ماده هسته‌ای،

$$\bar{v}_D^{LOCV}(r, \rho) = \frac{\sum_{\alpha, i, j} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \frac{1}{\nu} v_{\alpha}^{i, j}(r, \rho) a_{\alpha}^{(i)\nu}(r, \rho)}{\sum_{\alpha, k} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \frac{1}{\nu} a_{\alpha}^{(k)\nu}(r, \rho)}, \quad (18)$$

$$\bar{v}_{Ex}^{LOCV}(r, \rho) = \frac{\sum_{\alpha, i, j} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \left(\frac{(-1)^{L+S+T}}{\nu} \right) v_{\alpha}^{i, j}(r, \rho) a_{\alpha}^{(i)\nu}(r, \rho)}{\sum_{\alpha, k} (\nu T + 1)(\nu J + 1) \left(\frac{(-1)^{L+S+T}}{\nu} \right) a_{\alpha}^{(k)\nu}(r, \rho)}, \quad (19)$$

که $\alpha = \{JLST\}$. به منظور استفاده از این برهم‌کنش‌ها در مدل ادغامی، آنها را به صورت حاصلضرب دو قسمت مجزای شعاعی و وابسته به چگالی در نظر می‌گیریم:

نظر گرفتن عامل وابسته به انرژی به صورت خطی $g(E) = \zeta - k \left(\frac{E}{A} \right)$ با پارامترهای $k = 0.003 \text{ MeV}^{-1}$ و $\zeta = 0.4$ ، سرعت همگرایی روش تکرار در محاسبه U_{Ex} به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد و در نتیجه زمان محاسبات تا حد زیادی کاهش می‌یابد. به عنوان مثال در مرجع [۸] گزارش شده است که در فواصل بین هسته‌ای کوچک، تعداد تکرارهای مورد نیاز برای محاسبه U_{Ex} ، در حدود ۱۵۰ تا ۲۰۰ است، اما با تعریف $g(E)$ با پارامترهای جدید در این کار، این تعداد به ۸۰ تا ۹۰ کاهش می‌یابد. این باعث افزایش زیادی در سرعت همگرایی در محاسبه در تمام فواصل بین هسته‌ای می‌شود.

در شکل‌های ۱. الف و ۱. ب، مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی پتانسیل ادغامی محاسبه شده با برهم‌کنش LOCVD-DAEI برای سامانه $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ در گستره انرژی‌های $480\text{ MeV}-75$ ترسیم شده است (برای وضوح بهتر نمودارها، فقط در چند انرژی، جهت مقایسه ارائه شده است). در شکل ۱. ج، پتانسیل ادغامی کل ترسیم شده است. با توجه به شکل ۱. ب، ملاحظه می‌شود که بخش تبادلی پتانسیل، در فواصل شعاعی کوچک، به طور قابل ملاحظه‌ای نسبت به تغییرات انرژی پرتابه فرودی، تغییر می‌کند، در حالی که در بخش مستقیم پتانسیل، تغییر زیادی در شیب و شدت پتانسیل نسبت به تغییرات انرژی پرتابه دیده نمی‌شود. بنابراین می‌توان اینطور نتیجه گرفت که بیشتر وابستگی به انرژی پتانسیل اپتیکی HI، ناشی از مؤلفه تبادلی پتانسیل است. همچنین مقایسه مؤلفه تبادلی پتانسیل با مؤلفه مستقیم در هر انرژی نشان می‌دهد که سهم بخش وابسته به چگالی پتانسیل اپتیکی ناشی از مؤلفه تبادلی است. با توجه به این که، در فواصل شعاعی کوچک که منطبق بر چگالی همپوشانی بالا ($\rho > \rho_0$) است، مؤلفه تبادلی پتانسیل عمیق‌تر از مؤلفه مستقیم است. به ویژه در انرژی‌های پایین، در حالی که در ناحیه سطحی که مربوط به چگالی همپوشانی پایین است، سهم U_D ، تقریباً به اندازه U_{Ex} است. از شکل ۱. ج مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی پرتابه، عمق پتانسیل ادغامی در فواصل کوچک کاهش می‌یابد

چگالی ماده هسته‌ای است. اما در محاسبات مدل ادغامی، ρ برهم‌نهی چگالی‌های هسته و پرتابه است. پارامترهای مختلف $F_{D(Ex)}(\rho)$ برای برهم‌کنش ورودی رایید ۶۸، در جدول ۱ آمده است. حال می‌توان $\bar{V}_{D(Ex)}^{LOCV}$ باز فرمول‌بندی شده را در معادلات (۴) و (۵) برای محاسبه بخش مستقیم U_D و تبادلی U_{Ex} پتانسیل‌های اپتیکی HI به کار برد.

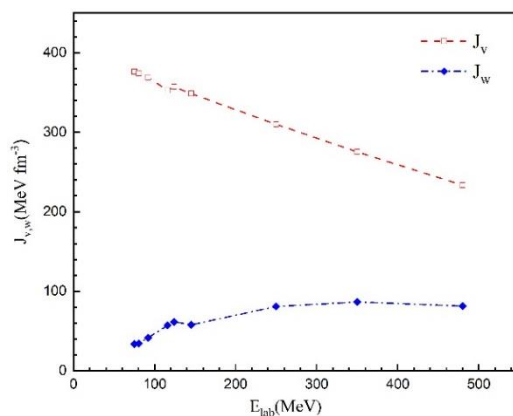
همانطور که گفته شد هنگام کاربرد LOCVD-DAEI به داده‌های پراکندگی هسته-هسته، لازم است یک عامل صریح وابستگی به انرژی نیز در محاسباتمان در نظر بگیریم به گونه‌ای که بهترین برازش به داده‌های پراکندگی حاصل شود. با بررسی شکل‌های مختلف برای این تابع، ما دریافته‌ایم که این عامل می‌تواند به صورت یک وابستگی خطی به انرژی پرتابه در نظر گرفته شود.

$$g(E) = \zeta - k \left(\frac{E}{A} \right), \quad (22)$$

در مراجع [۸ و ۹] $k = 0.003 \text{ MeV}^{-1}$ و $\zeta = 1$ در نظر گرفته شده بود، اما در این کار، دریافته‌ایم که با در نظر گرفتن $\zeta = 0.4$ و $k = 0.003 \text{ MeV}^{-1}$ توصیف بهتری از پراکندگی HI در انرژی‌های مختلف به دست می‌آید.

۴. بحث و نتیجه‌گیری

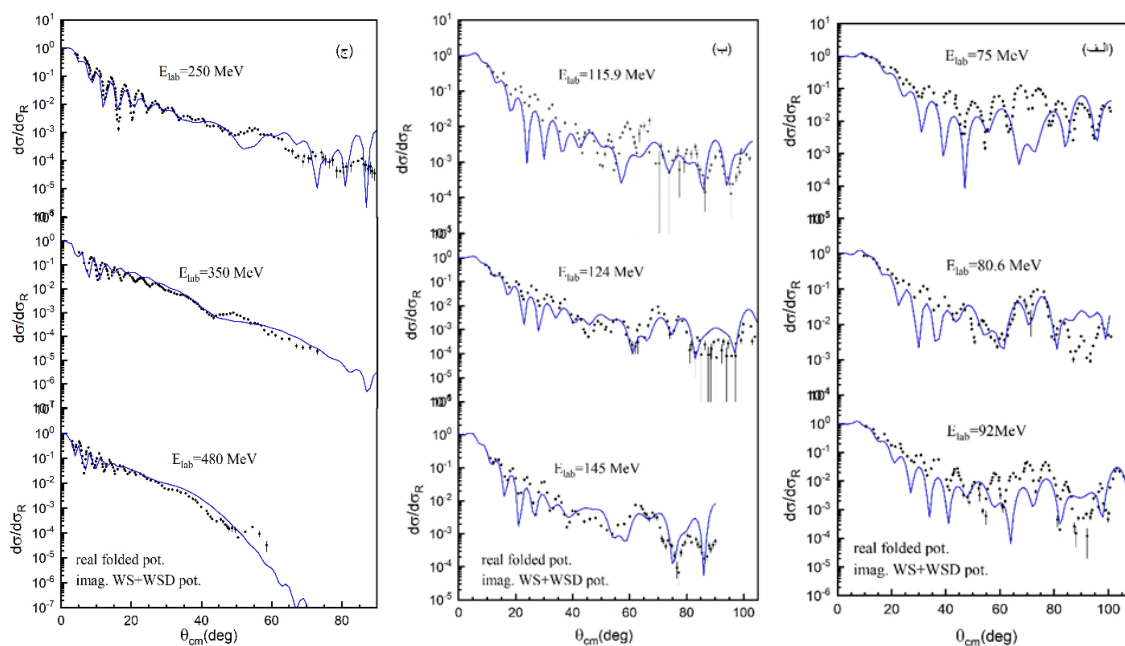
به منظور محاسبه بخش حقیقی پتانسیل اپتیکی در چارچوب مدل ادغامی برای پراکندگی کشسان $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ در گستره انرژی‌های $480\text{ MeV}-75$ ، مؤلفه‌های مستقیم و تبادلی برهم‌کنش LOCVD-DAEI را به عنوان برهم‌کنش مؤثر NN در انتگرال‌های ادغامی روابط (۴) و (۵) به کار می‌بریم و از توزیع دو پارامتری فرمی برای توزیع‌های چگالی هسته‌های هدف و پرتابه استفاده می‌کنیم. همانطور که قبلاً اشاره شد، به واسطه وابستگی $k_{rel}(R)$ به بخش تبادلی پتانسیل اپتیکی U_{Ex} با یک مسئله خودسازگار مواجه هستیم، بنابراین روش تکرار برای ارزیابی بخش تبادلی به کار می‌رود. با مقایسه کار حاضر با کارهای قبلی ما [۸ و ۷]، ملاحظه می‌شود که با در



شکل ۲. بخش‌های حقیقی و موهومی انتگرال حجمی پتانسیل اپتیکی سامانه $^{16}O-^{16}O$ بر حسب انرژی پرتابه فرودی.

جدول ۲. پارامترهای بخش پتانسیل موهومی برای پراکندگی $^{16}O-^{16}O$ در انرژی‌های مختلف.

E_{lab} (MeV)	N_R	W_V (MeV)	R_V (fm)	a_V (fm)	W_D (MeV)	R_D (fm)	a_D (fm)	J_V	J_W	χ^2
۷۵	۰/۸۸۴	۸/۱۷	۶/۰۴	۰/۷۰	۰/۸۱	۲/۶۲	۰/۵۳	۳۷۵/۹۵	۳۳/۷۴	۵۷/۴۲
۸۰/۶	۰/۹۹۵	۹/۱۲	۵/۷۹	۰/۷۰	۰/۹۶	۲/۵۲	۰/۵۳	۳۷۴/۲۹	۳۴/۴۳	۵۲/۸۰
۹۲	۰/۹۷۳	۱۰/۷۷	۶/۱۴	۰/۷۵	۱/۰۳	۲/۵۲	۰/۵۲	۳۶۹/۳۱	۴۱/۵۷	۵۹/۱۸
۱۱۵/۹	۰/۹۴۹	۱۳/۴۴	۶/۰۹	۰/۷۰	۱/۶۰	۲/۵۲	۰/۵۵	۳۵۲/۶۶	۵۶/۹۹	۳۹/۷۶
۱۲۴	۱/۰۳۵	۱۴/۵۰	۶/۰۵	۰/۸۰	۲/۲۲	۲/۶۲	۰/۴۵	۳۵۷/۲۲	۶۱/۵۰	۵۳/۶۲
۱۴۵	۰/۹۴۰	۱۴/۱۰	۵/۹۵	۰/۸۰	۲/۳۲	۲/۵۲	۰/۵۲	۳۴۸/۶۱	۵۷/۷۴	۵۲/۸۳
۲۵۰	۰/۹۸۸	۲۲/۷۰	۵/۶۹	۰/۷۵	۲/۸۲	۲/۵۲	۰/۳۸	۳۱۰/۰۲	۸۰/۷۱	۳۷/۳۱
۳۵۰	۰/۹۵۷	۳۲/۵۰	۵/۱۹	۰/۶۰	۳/۹۰	۲/۶۲	۰/۴۳	۲۷۵/۲۳	۸۶/۴۹	۳۸/۲۱
۴۸۰	۰/۹۶۶	۳۶/۸۰	۴/۶۱	۰/۸۲	۴/۷۰	۳/۰۲	۰/۵۰	۲۳۳/۴۴	۸۱/۳۹	۳۲/۶۴



شکل ۳. سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان $^{16}O-^{16}O$ در انرژی‌های مختلف. نقاط توپر داده‌های تجربی است.

به منظور بررسی وابستگی پتانسیل اپتیکی به انرژی پرتابه فرودی، انتگرال حجمی پتانسیل اپتیکی محاسبه می‌شود [۱۸]

$$J_E(E) = \frac{-4\pi}{A_p A_t} \int U_E(r) r^2 dr = J_V(E) + iJ_W(E), \quad (23)$$

در این تعریف، علامت منفی به این دلیل وارد شده است که J برای پتانسیل‌های جاذب، مثبت باشد. معمولاً انتگرال‌های حجمی پتانسیل‌های هسته‌ای را می‌توان توسط داده‌های تجربی بهتر از خود پتانسیل تعیین کرد [۱۸]. از این رو تعیین مقدار J_V ، اغلب به عنوان معیاری برای رسیدن به پتانسیل اپتیکی واقعی در نظر گرفته می‌شود.

با توجه به تعریف فوق برای بخش‌های حقیقی و موهومی انتگرال حجمی پتانسیل، مقادیر J_V و J_W برای پراکندگی $^{16}O-^{16}O$ در هر انرژی محاسبه و در جدول ۲ وارد شده است. شکل ۲، مقادیر J_V و J_W محاسبه شده را بر حسب انرژی پرتابه فرودی نشان می‌دهد. همانطور که قبلاً بیان شد، در اینجا بخش موهومی پتانسیل اپتیکی HI به صورت مجموع جملات حجمی و سطحی در نظر گرفته شده است. مقادیر J_V به دست آمده با در نظر گرفتن پارامترهای جدید برای تابع $g(E)$ برهم‌کنش LOCVDAAEI، به مقادیر J_V محاسبه شده با برهم‌کنش‌های M^{3Y} ، نزدیک هستند.

از شکل ۲ مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی، J_V به طور خطی کاهش پیدا می‌کند که این نتایج در توافق با نتایج J_V به دست آمده با برهم‌کنش‌های M^{3Y} است [۱۸ و ۲۷]. با توجه به این که برای یک سامانه خاص در یک انرژی معین، همه انواع پتانسیل‌های حقیقی، باید رفتار مشابهی را برای انتگرال حجمی پیش‌بینی کنند، می‌توان نتیجه گرفت که پارامترهای جدید برای تابع $g(E)$ در برهم‌کنش LOCVDAAEI، به طور مناسبی وابستگی به انرژی پتانسیل اپتیکی را نشان می‌دهد. همچنین وابستگی به انرژی J_W مشاهده شده در شکل ۲، مشابه با شکل ۶.۷ در مرجع [۱۸] و شکل ۱۷ در مرجع [۲۷] است.

به منظور بررسی وابستگی پتانسیل اپتیکی به انرژی پرتابه فرودی، انتگرال حجمی پتانسیل اپتیکی محاسبه می‌شود [۱۸]

$$J_E(E) = \frac{-4\pi}{A_p A_t} \int U_E(r) r^2 dr = J_V(E) + iJ_W(E), \quad (23)$$

در این تعریف، علامت منفی به این دلیل وارد شده است که J برای پتانسیل‌های جاذب، مثبت باشد. معمولاً انتگرال‌های حجمی پتانسیل‌های هسته‌ای را می‌توان توسط داده‌های تجربی بهتر از خود پتانسیل تعیین کرد [۱۸]. از این رو تعیین مقدار J_V ، اغلب به عنوان معیاری برای رسیدن به پتانسیل اپتیکی واقعی در نظر گرفته می‌شود.

با توجه به تعریف فوق برای بخش‌های حقیقی و موهومی انتگرال حجمی پتانسیل، مقادیر J_V و J_W برای پراکندگی $^{16}O-^{16}O$ در هر انرژی محاسبه و در جدول ۲ وارد شده است. شکل ۲، مقادیر J_V و J_W محاسبه شده را بر حسب انرژی پرتابه فرودی نشان می‌دهد. همانطور که قبلاً بیان شد، در اینجا بخش موهومی پتانسیل اپتیکی HI به صورت مجموع جملات حجمی و سطحی در نظر گرفته شده است. مقادیر J_V به دست آمده با در نظر گرفتن پارامترهای جدید برای تابع $g(E)$ برهم‌کنش LOCVDAAEI، به مقادیر J_V محاسبه شده با برهم‌کنش‌های M^{3Y} ، نزدیک هستند.

از شکل ۲ مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی، J_V به طور خطی کاهش پیدا می‌کند که این نتایج در توافق با نتایج J_V به دست آمده با برهم‌کنش‌های M^{3Y} است [۱۸ و ۲۷]. با توجه به این که برای یک سامانه خاص در یک انرژی معین، همه انواع پتانسیل‌های حقیقی، باید رفتار مشابهی را برای انتگرال حجمی پیش‌بینی کنند، می‌توان نتیجه گرفت که پارامترهای جدید برای تابع $g(E)$ در برهم‌کنش LOCVDAAEI، به طور مناسبی وابستگی به انرژی پتانسیل اپتیکی را نشان می‌دهد. همچنین وابستگی به انرژی J_W مشاهده شده در شکل ۲، مشابه با شکل ۶.۷ در مرجع [۱۸] و شکل ۱۷ در مرجع [۲۷] است.

۵. جمع‌بندی

در این مقاله، داده‌های تجربی پراکندگی کشسان $^{16}O-^{16}O$ در گستره انرژی‌های ۴۸۰-۷۵ MeV، در چارچوب مدل اپتیکی با استفاده از برهم‌کنش مؤثر دو جسمی وابسته به چگالی LOCVDAAEI، تحلیل شده است. مؤلفه‌های مستقیم و تبدالی برهم‌کنش LOCVDAAEI، از محاسبات روش LOCV برای ماده هسته‌ای متقارن با پتانسیل راید ۶۸ استخراج شده است و سپس بخش‌های شعاعی و وابسته به چگالی این پتانسیل به منظور استفاده در مدل ادغامی از هم تفکیک شده است. پارامترهای جدیدی برای بخش وابسته به انرژی برهم‌کنش، $g(E)$ ، هنگام توصیف داده‌های پراکندگی به کار رفته است. تابع جدید $g(E)$ باعث می‌شود که تعداد تکرارهای مورد نیاز برای محاسبه بخش تبدالی پتانسیل ادغامی تا حد زیادی کاهش

محاسبات بس‌ذره‌ای با پتانسیل‌های پدیده‌شناختی NN، بدون هیچ تقریبی، استخراج شده‌اند و بر خلاف برهم‌کنش‌های M^3Y ، بخش وابسته به چگالی برهم‌کنش ما مستقیماً از محاسبات خودسازگار LOCv ناشی می‌شوند، منبع مورد اطمینانی در محاسبات برخورد‌های هسته-هسته و تحلیل پراکندگی HI هستند.

با توجه به بحث‌های فوق، به علت این که برهم‌کنش‌های LOCv-DDAEI، توصیف خوبی هم برای ماده‌هسته‌ای و هم داده‌های پراکندگی HI ارائه می‌دهند، می‌توانند به خوبی به عنوان تقریبی از پتانسیل NN در محاسبات ماده‌هسته‌ای و هسته‌های معین به کار روند.

یابد که این به نوبه خود موجب صرفه‌جویی در زمان محاسبات می‌شود و همچنین به پیش‌بینی صحیحی از رفتار انتگرال حجمی پتانسیل اپتیکی بر حسب انرژی پرتابه فرودی منجر می‌شود.

ملاحظه می‌شود که با استفاده از پتانسیل ادغامی به دست آمده از برهم‌کنش مؤثر LOCv-DDAEI و تنها با تنظیم پارامترهای بخش موهمومی پتانسیل اپتیکی و ضریب بازبهنجارش، توصیف نسبتاً خوبی از داده‌های پراکندگی تجربی سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان $^{16}O-^{16}O$ در انرژی‌های مورد بررسی، حاصل می‌شود. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که با توجه به این که برهم‌کنش‌های LOCv-DDAEI بر اساس

مراجع

1. B Singh, M Bhuyan, S K Patra, and R K Gupta, *J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.* **39** (2012) 025101.
2. D T Khoa, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 34.
3. G Bertsch, J Borysowicz, H McManus, and W G Love, *Nucl. Phys. A.* **284** (1977) 399.
4. D T Khoa and W von Oertzen, *Phys. Lett. B* **304** (1993) 8.
5. D T Khoa, W von Oertzen and A A Ogloblin, *Nucl. Phys. A* **602** (1996) 98.
6. D T Khoa, G R Satchler and W von Oertzen, *Phys. Rev. C* **56** (1997) 954.
7. M Modarres and M Rahmat, *Nucl. Phys. A* **934** (2015) 148.
8. M Rahmat and M Modarres, *Phys. Rev. C* **97** (2018) 034611.
9. M Rahmat and M Modarres, *Nucl. Phys. A* **997** (2020) 121715.
10. J W Clark, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **2** (1979) 89.
11. J C Owen, R F Bishop, and J M Irvine, *Ann. Phys. (NY)* **102** (1976) 170.
12. M Modarres and J M Irvine, *J. Phys. G* **5** (1979) 511.
13. M Modarres and G H Bordbar, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 2781.
14. M Modarres and M Rahmat, *Nucl. Phys. A* **903** (2013) 40.
15. M Modarres and M Rahmat, *Nucl. Phys. A* **921** (2014) 19.
16. M Modarres and M Rahmat, *Physica A* **466** (2017) 396.
17. G L Zhang, H Liu, and X Y Le, *Chin. Phys. B* **18** (2009) 136.
18. M E Brandan and G R Satchler, *Phys. Rep.* **285** (1997) 143.
19. D T Khoa, W von Oertzen and H G Bohlen, *Phys. Rev. C* **49** (1994) 1652.
20. K Amos, *et al.*, *Avd. Nucl. Phys.* **25** (2000) 275.
21. G R Satchler and W G Love, *Phys. Rep.* **55** (1979) 183.
22. J W Negele and D Vautherin, *Phys. Rev. C* **5** (1972) 1472.
23. X Campi and A Bouyssy, *Phys. Lett. B* **73** (1978) 263.
24. P Ring and P Schuch, “*The Nuclear Many-Body Problem*”, Springer-Verlag, New York (1980).
25. R Baltin, *Z. Naturforsch.* **27A** (1972) 1176.
26. M El-Azab Farid and G R Satchler, *Nucl. Phys. A* **438** (1985) 525.
27. D T Khoa, W von Oertzen, H G Bohlen, and F Nuoffer, *Nucl. Phys. A* **672** (2000) 387 .
28. I Thompson, www.fresco.org.uk.
29. M P Nicoli, *et al.*, *Phys. Rev. C* **60** (1999) 064608.
30. Y Sugiyama, *et al.*, *Phys. Lett. B* **312** (1993) 35.
31. E Stiliaris, *et al.*, *Phys. Lett. B* **223** (1989) 291.
32. H G Bohlen, *et al.*, *Z. Phys. A* **346** (1993) 189.
33. G Bartnitzky, *et al.*, *Phys. Lett. B* **365** (1996) 23.