

THỂ QUANG HỌC NUCLEON PHI ĐỊNH XỬ VÀ KHỐI LƯỢNG HIỆU DỤNG

Doãn Thị Loan, Đào Tiên Khoa, Nguyễn Hoàng Phúc

*Viện Khoa học và Kỹ thuật hạt nhân
179 Hoàng Quốc Việt, Cầu Giấy, Hà Nội
Email: loandoan87@gmail.com*

Tóm tắt Trường trung bình hạt nhân hay thể đơn hạt là một đại lượng quan trọng xác định tính chất đơn hạt của proton và neutron trong chất hạt nhân cũng như trong hạt nhân hữu hạn. Mẫu folding được sử dụng để tính thể quang học nucleon-hạt nhân dựa trên tính toán Hartree-Fock (HF) cho chất hạt nhân sử dụng tương tác CDM3Yn. Thành phần trao đổi của thể folding được xác định chính xác trong khuôn khổ tính toán HF là thành phần thể xuyên tâm phi định xử. Phương pháp R -matrix được áp dụng để giải phương trình tán xạ với thể quang học phức phi định xử, phân tích tán xạ đàn hồi nucleon lên các hạt nhân $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr , và ^{208}Pb tại các năng lượng khác nhau. Dựa trên phép gần đúng định xử đối với thành phần thể trao đổi của thể folding, đại lượng khối lượng hiệu dụng m^* được xác định thông qua sự phụ thuộc xung lượng của thể quang học. Kết quả m^* thu được tại mật độ gần bằng mật độ bão hòa ρ_0 phù hợp với kết quả tính toán HF cho CHN sử dụng cùng phiên bản tương tác NN hiệu dụng phụ thuộc mật độ.

Từ khóa: *Mẫu folding, thể quang học, phi định xử, R-matrix, khối lượng hiệu dụng.*

1. Mở đầu

Chuyển động của nucleon trong môi trường hạt nhân được mô tả bởi trường trung bình hạt nhân, được biết đến như thể hạt nhân theo mẫu vỏ cho trạng thái liên kết và thể quang học cho trạng thái tán xạ. Trường trung bình hay thể đơn hạt cũng là đại lượng quan trọng trong nghiên cứu hệ nhiều hạt phương trình trạng thái (EOS) của chất hạt nhân (CHN) cũng như cấu trúc hạt nhân hữu hạn. Những tiên đoán về trường trung bình đối với thể quang học (OP) của tán xạ đàn hồi nucleon trong CHN cung cấp thông tin đầu vào quan trọng để xác định thể OP của hạt nhân hữu hạn theo tính toán vi mô, đặc biệt là các phiên bản khác nhau của mẫu folding [1-4].

Những nghiên cứu vi mô hệ nhiều hạt CHN đã chỉ ra vai trò quan trọng của hiệu ứng ngoại trừ Pauli cũng như đóng góp của các số hạng bậc cao trong tương tác NN tại những giá trị mật độ cao của CHN [5]. Những hiệu ứng trung bình này là nguồn gốc vật lý đưa đến sự phụ thuộc mật độ của tương tác NN hiệu dụng được sử dụng trong nghiên cứu cấu trúc hạt nhân và phản ứng hạt nhân. Trong đề tài này, chúng tôi tập trung chủ yếu vào phiên bản tương tác phụ thuộc mật độ CDM3Yn [6] được xây dựng dựa trên tương tác M3Y-Paris [7]. Tương tác CDM3Yn đã được sử dụng thành công trong tính toán HF cho CHN [8,9] cũng như trong các tính toán folding thể quang học nucleon-hạt nhân và hạt nhân-hạt nhân tại năng lượng thấp và trung bình [10-14]. Sự phụ thuộc mật độ của tương tác CDM3Yn ($n=1-6$) đã được tham số hóa lần đầu tiên để mô tả được tính chất bão hòa của CHN [7]. Gần đây, sự phụ thuộc mật độ của tương tác CDM3Y3 và CDM3Y6 đã được hiệu chỉnh lại khi tính đến đóng góp của số hạng tái chỉnh hợp (*rearrangement term*-RT) của thể trung bình hạt nhân trong các tính toán folding thể OP nucleon [1]. Sự đóng góp đáng kể của thành phần RT vào thể OP nucleon định xử đã được thể hiện qua kết quả mô tả tán xạ đàn hồi neutron lên ^{208}Pb tại năng lượng 30.4 và 40 MeV theo mẫu quang học [1].

Trong số những phiên bản khác nhau của tương tác CDM3Yn [6], tương tác CDM3Y6 được sử dụng phổ biến nhất trong các tính toán folding thể OP nucleon-hạt nhân và hạt nhân-hạt nhân [6,11-12]. Trong đó, thành phần trao đổi của thể folding được đưa về dạng định xử. Tuy nhiên, khi xét đến hiệu ứng phi phản xứng hóa của hệ nucleon-hạt nhân, thành phần trao đổi của thể folding có dạng phi định xử trong không gian tọa độ [4]. Do đó, việc đánh giá vai

trò quan trọng của thành phần RT trong mô tả tán xạ đàn hồi nucleon theo mẫu quang học sử dụng dạng chính xác phi định xứ của thế OP là nghiên cứu cần được thực hiện. Với mục đích đó, mẫu folding mở rộng cho thế OP nucleon được áp dụng trong đề tài này khi tính đến số hạng RT dựa trên tính toán HF cho CHN sử dụng cùng phiên bản tương tác CDM3Yn [1].

Việc giải phương trình tán xạ theo mẫu quang học với thế folding phi định xứ đưa đến phương trình vi-tích phân, phức tạp hơn so với giải phương trình vi phân thông thường chỉ chứa thế định xứ. Gần đây, chúng tôi áp dụng phương pháp R -matrix [15,16] để giải phương trình tán xạ với thế OP phi định xứ [17]. Phương pháp này sau đó cũng được áp dụng để giải phương trình tán xạ đàn hồi nucleon sử dụng thế OP phi định xứ theo mẫu folding.

2. Phương pháp nghiên cứu

2.1. Thế quang học phi định xứ theo mẫu folding

Sự phản xứng hóa hàm sóng của hệ tương tác bao gồm nucleon tới và những nucleon trong hạt nhân bia đưa đến thành phần trao đổi của thế tương tác nucleon-hạt nhân. Khi đó, thế folding bao gồm thành phần thế trực tiếp định xứ (local) và thành phần trao đổi phi định xứ (nonlocal) [4]. Phương trình Schrödinger mô tả tán xạ đàn hồi nucleon-hạt nhân có dạng:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_D(\mathbf{R}) + V_C(\mathbf{R}) + V_{SO}(\mathbf{R})/l \cdot \boldsymbol{\sigma} \right] \chi(\mathbf{k}, \mathbf{R}) + \int V_{EX}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \chi(\mathbf{k}, \mathbf{R}) d\mathbf{r} = E \chi(\mathbf{k}, \mathbf{R}) \quad (1)$$

Trong mẫu folding đơn, thành phần xuyên tâm của thế quang học cho tán xạ của nucleon loại τ (proton hoặc neutron) lên hạt nhân bia có dạng tương tự như thế Hartree-Fock bao gồm thành phần trực tiếp $V_D(\mathbf{R})$ và trao đổi $V_{EX}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ được xác định như sau,

$$\begin{aligned} U_D^{(\tau)}(\mathbf{R}) &= \sum_{\tau'} \rho_{\tau'}(\mathbf{r}) v_D(s, \rho) \\ U_{EX}^{(\tau)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) &= \sum_{\tau'} \rho_{\tau'}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) v_{EX}(s, \rho) \end{aligned} \quad (2)$$

với $s = |\mathbf{r} - \mathbf{R}|$ và

$$\begin{aligned} \rho_{\tau'}(\mathbf{r}) &= \sum_{nljm_j} \varphi_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\tau}') \varphi_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\tau}') \\ \rho_{\tau'}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) &= \sum_{nljm_j} \varphi_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\tau}') \varphi_i(\mathbf{R}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\tau}'), \end{aligned} \quad (3)$$

trong đó $i \equiv \{ \tau', n, l, j, m_j \}$ và $\varphi_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\tau})$ là hàm sóng đơn hạt của nucleon liên kết trong hạt nhân bia.

$$\varphi_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\tau}) = \frac{u_{n_l j_i}(r)}{r} Y_{l_j m_j}(\hat{\mathbf{r}}, \boldsymbol{\sigma}) \chi(\boldsymbol{\tau}) \quad (4)$$

Với đóng góp quan trọng của hiệu ứng tái chỉnh hợp (RT) trong nghiên cứu trường trung bình CHN sử dụng tương tác CDM3Yn [1], sự đóng góp của thành phần RT trong OP nucleon-hạt nhân cũng cần được khảo sát cụ thể trong khuôn khổ mẫu folding mở rộng. Thành phần xuyên tâm trực tiếp và trao đổi $v_{D(EX)}(s, \rho)$ của tương tác CDM3Yn khi tính đóng góp của số hạng RT có dạng

$$v_{D(EX)}(s, \rho) = [F_0(\rho) + \Delta F_0(\rho)] v_{00}^{D(EX)}(s) + [F_1(\rho) \pm \Delta F_1(\rho)] v_{01}^{D(EX)}(s) \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\tau}', \quad (5)$$

trong đó dấu (+) khi nucleon tới là neutron, dấu (-) khi nucleon tới là proton. Thành phần phụ thuộc bán kính $v_{00(01)}^{D(EX)}(s)$ có dạng tổng của ba hàm Yukawa [8]

$$v_{00(01)}^{D(EX)}(s) = \sum_{\nu=1}^3 Y_{00(01)}^{D(EX)}(\nu) \frac{\exp(-\mu_\nu s)}{\mu_\nu s} \quad (6)$$

Cường độ $Y_{00(01)}^{D(EX)}$ và khoảng tương tác μ_ν của hàm Yukawas được đưa trong Bảng 1 của tài liệu [10]. Như đã được giới thiệu trong [11], hàm phụ thuộc mật độ của tương tác có dạng,

$$F_{0(1)}(\rho) = C_{0(1)} \left[1 + \alpha_{0(1)} \exp(-\beta_{0(1)}\rho) + \gamma_{0(1)}\rho \right] \quad (13)$$

Thành phần phụ thuộc mật độ $\Delta F_{0(1)}(\rho)$ của số hạng RT có được xác định cụ thể trong tài liệu

[1]. Hàm Yukawa $f_v(s) = \frac{\exp(-\mu_v s)}{\mu_v s}$ có thể được khai triển theo hệ hàm harmonic cầu như

sau

$$f_v(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} f_{\lambda}^{(v)}(r, r') Y_{\lambda\mu}^*(\hat{r}) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}') \quad (7)$$

Nhân cả hai vế của phương trình (1) với các hàm harmonic cầu và lấy tích phân theo góc khối \hat{R} và \hat{k} ta thu được phương trình phụ thuộc bán kính cho hàm sóng riêng phần $\chi_{lj}(k, R)$

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \chi_{lj}(k, R) + \left[V_D(r) + V_C(r) + A_{ij} V_{SO}(r) \right] \chi_{lj}(k, R) \\ + \int V_{EX}^{ij}(R, r) \chi_{lj}(k, r) dr = E \chi_{lj}(k, R) \end{aligned} \quad (8)$$

Phương trình (8) có thể được giải bằng phương pháp R-matrix [19, 20].

2.2. Khối lượng hiệu dụng

Với thể quang học phi định xứ, bài toán tán xạ cần giải là phương trình vi tích phân (1) phức tạp và khó giải hơn so với phương trình vi phân thông thường, do đó người ta thường dùng các phương pháp xấp xỉ để đưa thể quang học phi định xứ về định xứ. Sóng tán xạ $\chi(\vec{r})$ ở phương trình (1) được xấp xỉ về dạng sóng phẳng theo gần đúng Brieva-Rook như sau.

$$\chi(\vec{r}) = \chi(\vec{R} + \vec{s}) \approx \chi(\vec{R}) \exp[i\vec{k}(\mathbf{R})\vec{s}] \quad (9)$$

Trong đó xung lượng của nucleon tới chuyển động trong trường trung bình của hạt nhân bia được xác định từ phần thực của thể quang học

$$k(\mathbf{R}) = \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_C(\mathbf{R}) - \text{Re}U(\mathbf{R})) \right]^{1/2}, \quad (10)$$

Khi đó thành phần trao đổi của thể OP nucleon-hạt nhân có dạng định xứ phụ thuộc vào xung lượng k của nucleon. Một đại lượng vật lý quan trọng liên quan đến sự phụ thuộc xung lượng của thể OP là khối lượng hiệu dụng m_{τ}^* được xác định như sau

$$\frac{m_{\tau}^*(\rho, \delta, k)}{m} = \left[1 + \frac{m}{\hbar^2 k} \frac{\partial U_{\tau}(\rho, \delta, k)}{\partial k} \right]^{-1}, \quad (11)$$

trong đó m là khối lượng của nucleon tự do. Trong khuôn khổ tính toán HF, khối lượng hiệu dụng của nucleon được xác định trong mỗi liên hệ với hiệu ứng phi định xứ của thể trung bình mà nucleon cảm nhận khi chuyển động trong môi trường hạt nhân. Những thông tin về khối lượng hiệu dụng nucleon trong CHN, đặc biệt là độ tách khối lượng hiệu dụng, rất cần thiết để xác định các đại lượng quan trọng liên quan đến EOS của CHN giàu neutron như năng lượng đối xứng E_{sym} và độ dốc L [18,19]. Độ tách khối lượng hiệu dụng m_{n-p}^* của neutron và proton được xác định như sau

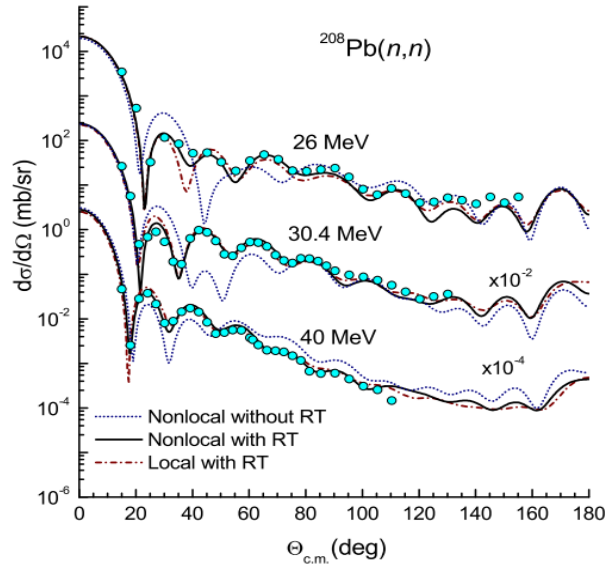
$$m_{n-p}^* = (m_n^* - m_p^*) / m \quad (12)$$

Những thông tin về độ tách khối lượng hiệu dụng còn có vai trò quan trọng để xác định tỷ lệ neutron và proton trong quá trình tiến hóa hay nguội đi của tiền sao neutron [18]

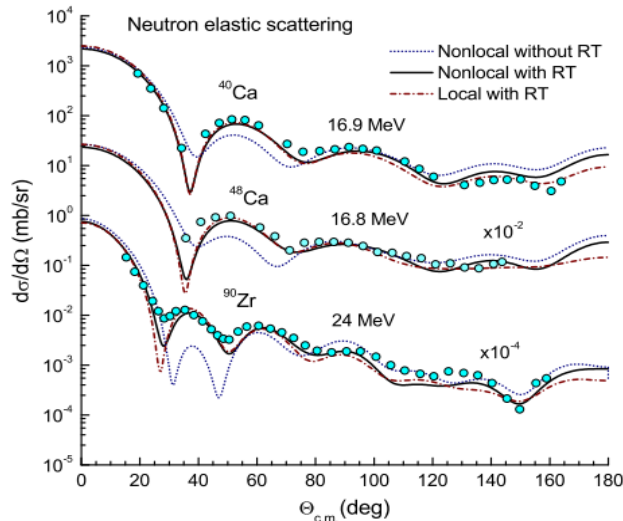
3. Kết quả và thảo luận

3.1. Tán xạ đàn hồi nucleon lên hạt nhân $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr và ^{208}Pb

Trong báo cáo này, những kết quả tính toán cho thể quang học nucleon được sử dụng để mô tả tán xạ đàn hồi nucleon-hạt nhân trên các bia $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr , ^{208}Pb ở năng lượng thấp và trung bình sử dụng thể quang học phi định xứ có so sánh với trường hợp sử dụng thể định xứ theo gần đúng Brieva-Rook để đánh giá ảnh hưởng của hiệu ứng phi định xứ.



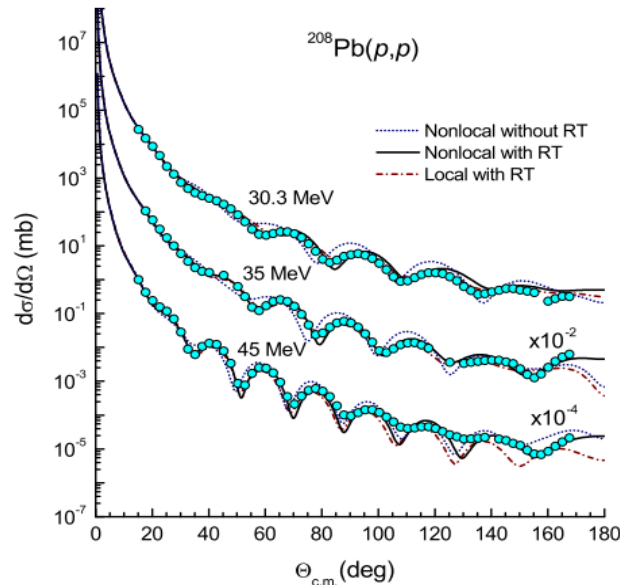
Hình 1. Số liệu tiết diện tán xạ đàn hồi $n+^{208}\text{Pb}$ tại năng lượng 26, 30.4 và 40 MeV của neutron tới [20-22] được mô tả theo mẫu quang học với thể folding phi định xứ sử dụng tương tác CDM3Y6, trong hai trường hợp có và không có đóng góp của thành phần RT. Kết quả thu được so sánh với trường hợp sử dụng thể định xứ theo gần đúng BR có đóng góp của thành phần RT.



Hình 2. Tương tự như Hình 1 nhưng đối với tán xạ đàn hồi neutron lên các bia $^{40,48}\text{Ca}$ và ^{90}Zr [23-25] được đo tại năng lượng 12 và 24 MeV

Để khảo sát sự đóng góp của thành phần RT trong tính toán folding OP nucleon-hạt nhân, tán xạ đàn hồi của neutron-hạt nhân là sự lựa chọn thích hợp nhất khi không chịu ảnh hưởng của thể Coulomb. Hình 1 mô tả tiết diện tán xạ đàn hồi của neutron lên hạt nhân ^{208}Pb tại năng lượng 26, 30.4 và 40 MeV của neutron tới, kết quả thu được đối với OP phi định xứ trong hai trường hợp có (with RT) và không có (without RT) đóng góp của số hạng tái chỉnh hợp RT được so sánh với trường hợp OP định xứ có đóng góp của số hạng RT. Những tham số phần thực của tương tác CDM3Y6 được hiệu chỉnh để mô tả được các tính chất cơ bản của CHN theo phương pháp HF, do đó để đánh giá chính xác vai trò đóng góp của số hạng RT, những tham số này được sử dụng để xác định thành phần thể folding thực mà không cần tái chuẩn lại. Kết quả tiết diện tán xạ theo mẫu quang học được so sánh với số liệu thực nghiệm [20-22] thể hiện trên Hình 1 cho thấy OP phi định xứ với thành phần thực được xác định theo

mẫu folding mở rộng khi có thêm đóng góp của thành phần RT giúp mô tả tốt hơn số liệu thực nghiệm. Khi không có đóng góp của tương tác Coulomb, tiết diện tán xạ đàn hồi neutron tại những góc nhỏ chỉ có thể được mô tả tốt khi có đóng góp của thành phần RT. Kết quả so sánh tiết diện tán xạ đàn hồi $n+^{208}\text{Pb}$ sử dụng thể folding định xứ và phi định xứ trên Hình 1 cũng cho thấy phép gần đúng định xứ áp dụng cho thành phần trao đổi của thể là khá phù hợp, và OP định xứ với sự đóng góp của số hạng RT cũng cho mô tả tốt số liệu thực nghiệm. Sự đóng góp quan trọng của thành phần RT và tính chính xác của phương pháp định xứ cũng được thể hiện qua kết quả thu được đối tán xạ đàn hồi neutron lên các hạt nhân trung bình $^{40,48}\text{Ca}$ và ^{90}Zr (Hình 2).



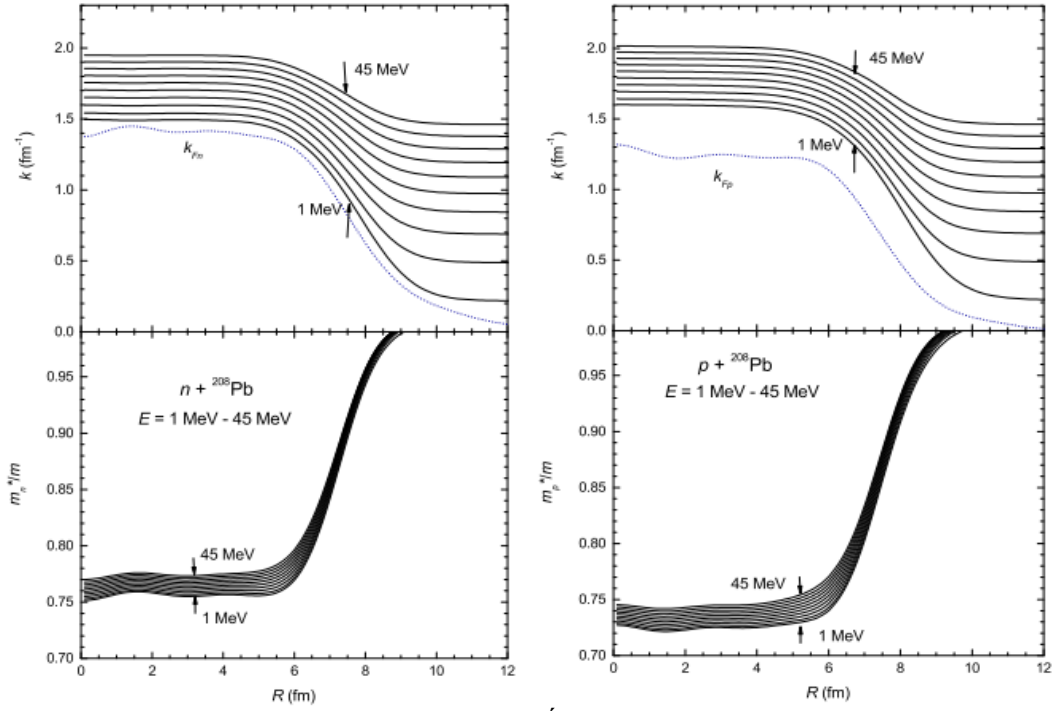
Hình 3. Tương tự như Hình 1 nhưng đối với tán xạ đàn hồi $p+^{208}\text{Pb}$ được đo tại năng lượng 30, 35, và 45 MeV [26, 27].

Tán xạ đàn hồi $p+^{208}\text{Pb}$ được đo tại năng lượng 30.4, 35, và 45 MeV [26,27] được so sánh trên Hình 3 với kết quả thu được từ mẫu quang học sử dụng ba dạng thể folding như đã thảo luận trên Hình 1. Tại những giá trị góc nhỏ, hiệu ứng RT bị ảnh hưởng một phần bởi thành phần tán xạ Coulomb nên không thể hiện rõ nét như đối với tán xạ neutron. Tuy nhiên, sự đóng góp của thành phần RT vẫn rất quan trọng khi mô tả số liệu tán xạ trên khoảng giá trị còn lại của phân bố góc (theo Hình 3). Cả hai phiên bản định xứ và phi định xứ của thể folding đều cho cùng kết quả tiết diện tán xạ đàn hồi $p+^{208}\text{Pb}$ tại góc nhỏ và trung bình, trong khi số liệu tán xạ tại góc lớn được mô tả tốt hơn bởi thể folding phi định xứ, đặc biệt tại năng lượng 45 MeV.

Như vậy, đối với hạt nhân bia magic có khối lượng trung bình, kết quả phân tích tiết diện tán xạ theo mẫu folding đã chỉ ra vai trò quan trọng của thành phần RT và hiệu ứng phi định xứ của thể OP nucleon.

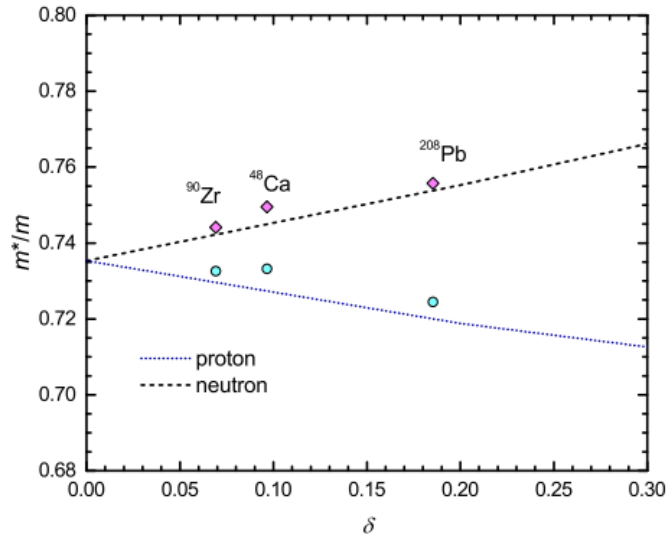
3.2. Khối lượng hiệu dụng

Những nghiên cứu về khối lượng hiệu dụng neutron và proton đã được thực hiện từ nhiều năm qua dựa trên những tính toán cấu trúc hạt nhân cho nucleon ở trạng thái liên kết ($k_{\tau} < k_{F\tau}$). Tuy nhiên, sự phụ thuộc tường minh vào độ bất đối xứng của m_{τ}^* hay độ tách khối lượng hiệu dụng từ những nghiên cứu cấu trúc vẫn khó xác định được. Do đó, trong đề tài này chúng tôi xác định sự phụ thuộc độ bất đối xứng của khối lượng hiệu dụng từ sự phụ thuộc độ bất đối xứng của thể OP nucleon sau khi đã sử dụng thành công thể OP này để mô tả số liệu tán xạ đàn hồi nucleon tại những năng lượng khác nhau. Dựa trên sự so sánh giữa kết quả sử dụng thể OP nucleon định xứ và phi định xứ theo mẫu folding, phép gần đúng định xứ BR được khẳng định là phép xấp xỉ khá tốt. Do đó, thể OP định xứ có thể được sử dụng để xác định khối lượng hiệu dụng qua hệ thức (11).



Hình 4. Sự phụ thuộc của xung lượng và khối lượng hiệu dụng neutron (hình trái) và proton (hình phải) vào khoảng cách R từ nucleon tới đến hạt nhân bia, tại những giá trị của nucleon tới $E=1-45$ MeV.

Thế OP nucleon định xứ phụ thuộc vào khoảng cách R giữa nucleon tới và hạt nhân bia nên xung lượng và khối lượng hiệu dụng của nucleon được xác định theo các hệ thức (10) và (11) cũng phụ thuộc vào khoảng cách R . Mối liên hệ giữa xung lượng và khối lượng hiệu dụng neutron và proton với R được thể hiện trong Hình 4, với năng lượng của nucleon tới $E = 1 \sim 45$ MeV. Để thấy rằng, xung lượng của nucleon giảm từ $1.6 \sim 2$ fm^{-1} tại tâm đến $0.2 \sim 1.5$ fm^{-1} tại bề mặt và lớn hơn xung lượng Fermi. Trong cùng khoảng R trên, khối lượng hiệu dụng m_n^* tăng từ $0.75 \sim 0.78$ đến 1.0 tại bề mặt và m_p^* tăng từ $0.73 \sim 0.75$ đến 1.0 tại bề mặt. Sự thay đổi của m^* theo R cũng đã được thể hiện trong những tính toán cấu trúc.



Hình 5. Khối lượng hiệu dụng neutron và proton theo tính toán HF cho nucleon liên kết trong CHN phi đối xứng tại $\rho = \rho_0$; $k_\tau = k_\tau^F$, tại các giá trị khác nhau của độ bất đối xứng δ . Những điểm tròn (hình thoi) là khối lượng hiệu dụng của neutron (proton) thu được từ thế folding cho hạt nhân hữu hạn tại $\rho \approx \rho_0$, tại năng lượng $E=0.05$ MeV của nucleon tới.

Sự khác nhau giữa m_n^* và m_p^* tại tâm của các hạt nhân bia với $\rho \approx \rho_0$, và độ bất đối xứng $\delta = (\rho_n - \rho_p) / \rho$ ($\delta \approx 0.185$ đối với hạt nhân ^{208}Pb) có thể được so sánh với kết quả thu được trong trường hợp CHN tại xung lượng Fermi k^F_τ . Do đó để so sánh với trường hợp CHN, m^* được xác định từ thế OP nucleon tại năng lượng 0.05 MeV đối với các hạt nhân ^{48}Ca , ^{90}Zr và ^{208}Pb , khi đó xung lượng của nucleon gần hơn với xung lượng Fermi. Kết quả được thể hiện trên hình 5 cho thấy m^*/m phụ thuộc tuyến tính theo độ bất đối xứng δ và có xu hướng khác nhau đối với neutron và proton, tương tự như trường hợp CHN. Độ tách khối lượng hiệu dụng $m_{n-p}^*(\rho_0, \delta) \approx (0.167 \pm 0.018)\delta$ vẫn nằm trong khoảng bán thực nghiệm $m_{n-p}^*(\rho_0, \delta) \approx (0.27 \pm 0.25)\delta$ xác định được từ những thí nghiệm vật lý hạt nhân và quan sát thiên văn [28]. Tuy nhiên, kết quả này lại thấp hơn so với giá trị $m_{n-p}^*(\rho_0, \delta) \approx (0.41 \pm 0.15)\delta$ thu được từ thế OP hiện tượng luận dùng trong mô tả tán xạ đàn hồi nucleon [29].

Tài liệu tham khảo

1. D.T. Loan, B.M. Loc, and D.T. Khoa, *Phys. Rev. C*. 2015, 92, 034304.
2. D.T. Khoa, E. Khan, G. Colò, and N.V. Giai, *Nucl. Phys. A*. 2002, 706, 61.
3. D. T. Khoa, H. S. Than, and D. C. Cuong, *Phys. Rev. C*. 2007 76, 014603.
4. Kosho Minomo et al, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 2010, 37, 085011.
5. M. Baldo, G.F. Burgio, H.J. Schulze, and G. Taranto, *Phys. Rev. C*. 2014, 89, 048801.
6. D.T. Khoa, G.R. Satchler, and W. von Oertzen, *Phys. Rev. C*. 1997 56, 954.
7. N. Anantaraman, H. Toki, and G.F. Bertsch, *Nucl. Phys. A*. 1983, 398, 269.
8. H. S. Than, D. T. Khoa, and N. V. Giai, *Phys. Rev. C*. 2009, 80, 064312.
9. D. T. Loan, N. H. Tan, D. T. Khoa, and J. Margueron, *Phys. Rev. C*. 2011, 83, 065809.
10. D.T. Khoa and W. von Oertzen, *Phys. Lett. B*. 1995, 342, 6.
11. D.T. Khoa, E. Khan, G. Colò, and N.V. Giai, *Nucl. Phys. A*. 2002, 706, 61.
12. D.T. Khoa, H.S. Than, and D.C. Cuong, *Phys. Rev. C*. 2007, 76, 014603.
13. N.D. Chien and D.T. Khoa, *Phys. Rev. C*. 2009, 79, 034314.
14. D.T. Khoa, B.M. Loc, and D.N. Thang, *Eur. Phys. J. A*. 2014, 50, 34.
15. P. Descouvemont and D. Baye, *Rep. Prog. Phys.* 2010 73, 36301.
16. P. Descouvemont, *Comp. Phys. Comm.* 2016, 200, 199.
17. D.T. Loan, N.H. Phuc, and D.T. Khoa, *Com. Phys.* 2018, 28, 323.
18. B.A. Li, B.J. Cai, L.W. Chen, and J. Xu, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 99, 29 (2018).
19. C. J. Horowitz, E. F. Brown, Y. Kim, W. G. Lynch, R. Michaels, A. Ono, J. Piekarewicz, M. B. Tsang, and H. H. Wolter, *J. Phys. G* 41, 093001 (2014)
20. R. W. Finlay, J. R. M. Annand, T. S. Cheema, J. Rapaport, and F. S. Dietrich, *Phys. Rev. C*. 1984, 30, 796.
21. J. Rapaport, T. S. Cheema, D. E. Bainum, R. W. Finlay, and J. D. Carlson, *Nucl. Phys. A*. 1979, 313, 1.
22. R. P. DeVito, D. T. Khoa, S. M. Austin, U. E. P. Berg, and B. M. Loc, *Phys. Rev. C*. 2012, 85, 024619.
23. G. M. Honoré, W. Tornow, C. R. Howell, R. S. Pedroni, R. C. Byrd, R. L. Walter, and J. P. Delaroche, *Phys. Rev. C*. 1986, 33, 1129.
24. J. M. Mueller, R. J. Charity, R. Shane, L. G. Sobotka, S. J. Waldecker, W. H. Dickhoff, A. S. Crowell, J. H. Esterline, B. Fallin, C. R. Howell, C. Westerfeldt, M. Youngs, B. J. Crowe, III, and R. S. Pedroni, *Phys. Rev. C*. 2011, 83, 064605.
25. Y. Wang and J. Rapaport, *Nuclear Physics A*. 1990, 517, 301.
26. W. T. H. van Oers, Huang Haw, N. E. Davison, A. Ingemarsson, B. Fagerstrm, and G. Tibell, *Phys. Rev. C*. 1974, 10, 307.
27. L. N. Blumberg, E. E. Gross, A. VAN DER Woude, A. Zucker, and R. H. Bassel, *Phys. Rev.* 1966, 147, 812.
28. B.A. Li and X. Han, *Phys. Lett. B* 727, 276 (2013).
29. B.A. Li and L.W. Chen, *Modern Physics Letters A* 30, 1530010 (2015).

THE NONLOCAL NUCLEON OPTICAL POTENTIAL AND NUCLEON EFFECTIVE MASS

Doan Thi Loan, Dao Tien Khoa, Nguyen Hoang Phuc

Institute for Nuclear Science and Technology

Email: loandoan87@gmail.com

Abstract:

The nucleon mean-field potential or single-particle potential is the most important quantity determining the single particle properties of protons and neutrons in nuclear matter as well as in finite nuclei. In this study, the folding model is used to calculate the nucleon-nucleus optical potential (OP) based on Hartree-Fock study of nuclear matter limit using the density dependent CDM3Yn interaction. The exchange part of the folded potential is treated exactly in the HF manner, leading to a nonlocal central term of the nucleon OP. To solve the optical model (OM) equation with a complex nonlocal OP, the calculable R -matrix method has been used in our OM analysis of the elastic neutron and proton scattering on $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr , and ^{208}Pb targets at different energies. The OM results given by the complex nonlocal folded OP are also compared with those given by the global parametrization of the nonlocal nucleon OP deduced recently using the nonlocal form factor suggested by Perey and Buck. Based on a realistic local approximation for the exchange term of the folded nucleon OP, a simple method is suggested to determine the nucleon effective mass m^* at sub-saturation densities ($\rho \leq \rho_0$) from the in-medium momentum dependence of the nucleon OP. The obtained results for m^* agree reasonably with those of the HF calculation of nuclear matter using the same density dependent NN interaction.

Keywords: Folding model, optical potential, nonlocal, R-matrix, effective mass.