

# NGHIÊN CỨU PHẢN ỨNG BẮT BỨC XẠ $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ VÀ $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ TRÊN CƠ SỞ TRƯỜNG TRUNG BÌNH

NGUYỄN LÊ ANH<sup>1</sup>, NGUYỄN TRÍ TOÀN PHÚC<sup>2</sup>, LÊ HOÀNG CHIẾN<sup>2</sup>, NGUYỄN HOÀNG PHÚC<sup>3</sup>, DOÃN THỊ LOAN<sup>3</sup>, ĐÀO TIẾN KHOA<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Trường Đại học Sư phạm Tp. HCM

<sup>2</sup>Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, ĐHQG-HCM

<sup>3</sup>Viện Khoa học và Kỹ thuật Hạt nhân, Hà Nội

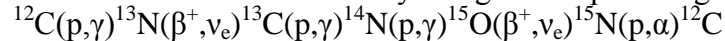
*anhnl@hcmue.edu.vn, nguyentritoanphuc@yahoo.com, chienlhphys@gmail.com, nguyenhoangphuc.phy@gmail.com, loandoan87@gmail.com, khoa@vinatom.gov.vn*

**Tóm tắt:** Phản ứng bắt proton bức xạ tại các năng lượng vật lý thiên văn là một trong những quá trình quan trọng nhất cho sự tổng hợp hạt nhân. Trong khuôn khổ này, chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng của thế tương tác nucleon-hạt nhân lên hai phản ứng đầu tiên của chu trình CNO và tính toán các đại lượng vật lý thiên văn như hệ số thiên văn  $S$  và tốc độ của các phản ứng này. Thế tương tác nucleon-hạt nhân được xây dựng bằng bộ tham số thế Woods-Saxon và mẫu folding sử dụng tương tác nucleon-nucleon hiệu dụng với các phiên bản tương tác CDM3Yn trên cơ sở trường trung bình hạt nhân. Kết quả chỉ ra rằng cả hai thế này đều mô tả phù hợp các phản ứng  $(p,\gamma)$  khi so sánh với dữ liệu thực nghiệm, từ đó có thể mô tả vi mô hai phản ứng này.

**Từ khóa:** *bắt bức xạ, hệ số thiên văn  $S$ , mẫu folding.*

## 1. GIỚI THIỆU

Các phản ứng tổng hợp hạt nhân trên các ngôi sao tạo ra một nguồn năng lượng để chống lại sự co sụp gây ra bởi trường hấp dẫn [1]. Trong các mô hình sao, chúng là chuỗi các phản ứng hạt nhân phụ thuộc vào tốc độ phản ứng, nhiệt độ và khối lượng của ngôi sao. Các ngôi sao có sự xuất hiện của C, N và O đều cung cấp quá trình nhiệt hạch hydrogen thành helium qua chu trình CNO. Chuỗi chu trình CNO này bao gồm các phản ứng



Trong môi trường plasma sao, năng lượng của các hạt tham gia phản ứng dưới dạng năng lượng chuyển động nhiệt không đủ vượt rào thế Coulomb để xảy ra phản ứng. Tuy nhiên, nhờ có các hiệu ứng lượng tử mà các hạt có thể xuyên rào thế để tham gia phản ứng. Tốc độ của các phản ứng trong chu trình CNO phụ thuộc mạnh vào nhiệt độ do nhiệt độ càng lớn xác suất xảy ra hiện tượng xuyên rào càng cao. Trong Mặt Trời, các phản ứng chu trình CNO cung cấp rất ít năng lượng giải phóng ra, tuy nhiên chúng lại đóng góp nhiều hơn trong các sao nóng và nặng hơn. Trong chu trình CNO này, các phản ứng bắt proton bức xạ  $(p,\gamma)$  là một mắt xích quan trọng không thể thiếu để hình thành một chu trình khép kín. Hai phản ứng bắt proton đầu tiên trong chu trình CNO là  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  và  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  đóng một vai trò quan trọng trong việc nghiên cứu tỉ số độ phổ biến  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  trong quá trình tiến hóa của sao và tổng hợp hạt nhân. Hơn nữa, thành phần  $^{13}\text{C}$  không những quan trọng cho sự tổng hợp hạt nhân trong chu trình CNO mà nó còn cần thiết cho phản ứng  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  như là nguồn cung cấp neutron chủ yếu trong sự tổng hợp hạt nhân của các nguyên tố trong quá trình s (quá trình bắt neutron chậm) cho các sao khổng lồ có khối lượng trung bình và thấp.

Các nghiên cứu lý thuyết phản ứng bắt proton bức xạ đã thu được nhiều kết quả phù hợp với dữ liệu thực nghiệm trong nhiều mô hình và phương pháp khác nhau. Thực chất, quá trình bắt proton bức xạ gamma là một bài toán liên quan quá trình chuyển dịch điện từ từ trạng thái tán xạ khi hạt nhân A bắt một proton để hình thành hạt nhân B rồi lập tức về trạng thái liên kết kèm phát xạ điện từ. Vì vậy, nhiệm vụ chính của bài toán này là giải phương trình hàm sóng cho các trạng thái tán xạ hay còn gọi là trạng thái liên tục và trạng thái liên kết với các thế hạt nhân cho trước, từ đó có thể tính được các yếu tố ma trận chuyển dịch điện từ.

Trong đó, xây dựng thể tương tác hạt nhân là một vấn đề khó khăn bởi tương tác hạt nhân có bản chất là tương tác mạnh trong bài toán hệ nhiều hạt rất phức tạp, khác với tương tác điện từ đã được giải một cách chính xác. Với bài toán này, thể tương tác chủ yếu được xây dựng dưới dạng hiện tượng luận bằng cách khớp nhiều tham số với thực nghiệm mà ít khi xuất phát ở mức độ vi mô từ tương tác nucleon-nucleon bởi mức độ phức tạp của nó. Về tổng quan, các mô hình lý thuyết sử dụng trong vật lý thiên văn hạt nhân có thể phân thành ba hướng chính [2]: Một là, các mẫu liên quan đến các tham số hiệu chỉnh, như là phương pháp R-matrix [3,4], các tham số này được khớp với dữ liệu thực nghiệm có sẵn và tiết diện được ngoại suy tại các năng lượng thấp; Hai là, các mẫu sử dụng cho các hạt nhân có mật độ mức lớn (hơn một vài mức trên 1 MeV), cụ thể cho các hạt nhân có số khối  $A > 20$ , lúc này các mẫu thống kê sẽ phù hợp hơn [5]; Cuối cùng là các mẫu mang bản chất vật lý hơn mà ở đó tiết diện được xác định từ các hàm sóng của hệ như là mẫu thể hay mẫu vi mô. Tuy nhiên, việc giải phương trình sóng Schrödinger liên quan đến hệ nhiều hạt là một bài toán không đơn giản, nó không có nghiệm giải tích chính xác một cách tường minh. Do đó, nhiều mẫu thể đơn giản được áp dụng cho các phản ứng hạt nhân năng lượng thấp [6]. Trong mẫu thể nucleon-hạt nhân, tương tác nucleon tới với hạt nhân bia có thể được thay thế bởi một thể hiệu dụng (trung bình) nucleon-hạt nhân, khi đó cấu trúc bên trong của hạt nhân có thể được bỏ qua. Mẫu thể đơn giản nhất cho bài toán này là mẫu hiện tượng luận với thể Woods-Saxon đi kèm một bộ các tham số được khớp với thực nghiệm. Ngoài ra, thể nucleon-hạt nhân cũng có thể được xây dựng một cách bán vi mô từ chính tương tác nucleon-nucleon (NN).

Trong nghiên cứu này, thể tương tác proton-hạt nhân được xây dựng trên cơ sở trường trung bình (TTB) hạt nhân. Khi đó, nucleon sẽ chuyển động trong một môi trường bị ảnh hưởng bởi TTB hạt nhân gây ra bởi các nucleon còn lại. TTB là cơ sở nền tảng của thể trung bình hạt nhân dùng trong mẫu vỏ để mô tả cấu trúc hạt nhân, cũng như thể quang học nucleon dùng để mô tả tán xạ nucleon-hạt nhân ở năng lượng thấp và trung bình. Trong đó, phương pháp Hartree-Fock (HF) đã và đang được sử dụng rộng rãi từ nhiều thập kỷ nay trong các nghiên cứu cấu trúc hạt nhân và phương trình trạng thái (PTTT) của chất hạt nhân (CHN). Tham số đầu vào cho các tính toán HF này là những phiên bản khác nhau của tương tác NN hiệu dụng [7-10]. Các tương tác NN hiệu dụng này được xây dựng phụ thuộc tường minh vào mật độ nucleon tại môi trường hạt nhân bao quanh hai nucleon tương tác. Những đóng góp bậc cao trong tương tác và tán xạ NN trong môi trường CHN chính là cơ sở vật lý dẫn đến sự phụ thuộc mật độ nucleon của tương tác NN hiệu dụng. Một trong những lựa chọn cho tương tác NN hiệu dụng là các phiên bản phụ thuộc mật độ CDM3Yn của tương tác M3Y được xây dựng từ các yếu tố G-matrix của tương tác NN tự do theo các mô hình Reid [11] và Paris [12]. Những phiên bản tương tác CDM3Yn này đã được sử dụng rất hiệu quả trong các tính toán vi mô thể tán xạ nucleon-hạt nhân và hạt nhân-hạt nhân theo mẫu folding [13-19]. Với mẫu thể folding này, chúng tôi thực hiện tính toán và phân tích tán xạ đàn hồi  $p + {}^{12}\text{C}$  tại một số năng lượng thấp mà thực nghiệm đo được. Sau đó, chúng tôi tiếp cận với vùng năng lượng thấp hơn trong vật lý thiên văn cho bài toán  $(p,\gamma)$ . Như vậy, việc sử dụng thành công thể folding được tính toán vi mô từ các bậc tự do nucleon trong việc mô tả các phản ứng  $(p,\gamma)$  là nhiệm vụ đặt ra đối với nghiên cứu này.

## 2. PHẢN ỨNG BẮT PROTON BỨC XẠ

### 2. 1. Các đại lượng vật lý thiên văn quan tâm

Tốc độ phản ứng  $\langle \sigma v \rangle$  tại một nhiệt độ T được cho bởi [20-22]

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE, \quad (1)$$

với  $\sigma(E)$  là tiết diện của phản ứng,  $\mu$  là khối lượng rút gọn, E là năng lượng tương đối của các thành phần tham gia phản ứng,  $k_B$  là hằng số Boltzmann và T là nhiệt độ.

Với các hạt mang điện có năng lượng dưới rào thế Coulomb, tiết diện phụ thuộc mạnh vào năng lượng. Để giảm sự phụ thuộc năng lượng, tiết diện thường được chuyển về hệ số thiên văn S được định nghĩa

$$S(E) = E \exp(2\pi\eta) \sigma(E), \quad (2)$$

với  $\eta$  là tham số Sommerfeld phụ thuộc năng lượng và điện tích của các hạt.

Lúc này, tốc độ phản ứng trong (1) có thể được viết lại theo hệ số thiên văn S

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - 2\pi\eta\right) dE. \quad (3)$$

## 2. 2. Tiết diện phản ứng

Phản ứng  $(p, \gamma)$  có thể thực hiện theo hai cơ chế là bất trực tiếp và hình thành hạt nhân hợp phần. Trong đó, quá trình bất trực tiếp thường xảy ra ở năng lượng thấp cho các hạt nhân nhẹ bởi khi đó mật độ mức của các hạt nhân này là rất ít dưới 1 MeV. Do đó, cơ chế bất trực tiếp đóng góp chủ yếu tại năng lượng thấp cho các phản ứng  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  và  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  trong nghiên cứu.

Để tính tiết diện phản ứng  $(p, \gamma)$ , ta cần xác định được các hàm sóng của các trạng thái đầu và trạng thái cuối. Các hàm sóng này thu được bằng cách giải phương trình Schrödinger, khi đó hàm sóng theo bán kính của chuyển động tương đối hai hạt được cho bởi phương trình

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(r)] \right\} \psi(r) = 0, \quad (4)$$

với  $V(r)$  là thế xuyên tâm bao gồm thế hạt nhân và thế Coulomb ( $V = V_N + V_C$ ),  $l$  là moment góc quỹ đạo tương đối và  $\psi(r)$  là nghiệm (hàm sóng) theo bán kính của phương trình. Thành phần thế hạt nhân có thể xét đến tương tác spin-quỹ đạo, khi đó thế hạt nhân gồm thành phần xuyên tâm ( $V_0$ ) và thành phần spin-quỹ đạo ( $V_{SO}$ ).

Tiết diện được lấy tổng theo các trạng thái cuối  $J_f$  và các đa cực điện EL.

$$\sigma(E) = \sum_{J_f, L} \sigma_{J_f, L}(E). \quad (5)$$

Ở đây, tiết diện hai phản ứng bất  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  và  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  đóng góp chính bởi chuyển dịch điện E1 về trạng thái cơ bản của hạt nhân N. Với phản ứng  $(p, \gamma)$  về trạng thái cơ bản có spin  $J_f$ , tiết diện với chuyển dịch điện E1 được cho bởi [21,22]

$$\sigma_{J_f}(E) = \frac{8\pi}{3} \frac{2J_f + 1}{(J_c + 1)(j_p + 1)} \frac{1}{Ek} \times \sum_{I_f, J_i, l_i, l_f} S_F k_\gamma^3 |M_{E1}|^2, \quad (6)$$

trong đó,  $k_\gamma$  là số sóng của photon phát ra với năng lượng photon và  $S_F$  là hệ số phổ. Ở đây, trạng thái cuối là trạng thái cơ bản của hạt nhân N có spin  $J_f$  và độ chẵn lẻ  $\pi_f$ . Ngoài ra, chúng tôi kí hiệu moment góc toàn phần của trạng thái đầu là  $J_i$  và độ chẵn lẻ trạng thái đầu là  $\pi_i$ . Quy tắc lọc lựa cho chuyển dịch giữa các trạng thái đầu và cuối được thể hiện qua hệ thức  $\vec{J}_i + \vec{L} = \vec{J}_f$ . Tổng trong biểu thức tiết diện (6) lấy theo spin kênh đầu  $I_i$ , moment góc quỹ đạo  $l_i$ , và moment góc toàn phần  $J_i$  của trạng thái đầu. Ngoài ra, tổng cũng được lấy theo spin kênh cuối  $I_f$  sao cho thỏa quy tắc lọc lựa.

Yếu tố ma trận  $M_{E1}$  trong (6) được cho bởi [21,22]

$$M_{E1} = e \left( Z_A \frac{m_p}{m_c} - \frac{m_c}{m_N} \right) \delta_{I_f, I_i} C_L^{if} \langle l_i l l_f | 000 \rangle I_L^{if}, \quad (7)$$

trong đó,  $\delta$  là kí hiệu Kronecker;  $C_L^{if}$  được viết tường minh như sau [21,22]

$$C_L^{if} = (-)^{J_i+I_i+L+I_f} i^{I_i-I_f} \sqrt{(2J_i+1)(2I_i+1)} \begin{Bmatrix} J_i & J_f & L \\ I_f & I_i & I_i \end{Bmatrix}, \quad (8)$$

với đại lượng trong ngoặc kép là biểu tượng 6j hay còn gọi là hệ số Racah; và thành phần tích phân xen phủ hai trạng thái theo bán kính được cho bởi

$$I_L^{if} = \int \phi(r) r^L \chi(E, r) dr, \quad (9)$$

với  $\phi$  và  $\chi$  là các hàm sóng liên kết (trạng thái cuối) và tán xạ (trạng thái đầu) thu được từ việc giải phương trình (4). Thông tin đầu vào quan trọng nhất cho phương trình (4) này chính là thế tương tác nucleon-hạt nhân.

## 2. 3. Thế tương tác nucleon-hạt nhân

### 2. 3. 1. Mẫu hiện tượng luận

Đối với kênh tán xạ đàn hồi và hạt tới là proton, thế Coulomb cho phân bố điện tích đồng nhất được xác định như sau [21,22]

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{r} & , r > R_C \\ \frac{Ze^2}{2R_C} \left[ 3 - \left( \frac{r}{R_C} \right)^2 \right] & , r \leq R_C \end{cases}, \quad (10)$$

với  $R_C$  là bán kính Coulomb là hàm phụ thuộc vào khối lượng hạt nhân bia [23].

Thế spin-quỹ đạo có thể được lấy theo dạng WS [24]

$$V_{so}(r) = -V_{so} \left( \frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{1 + \exp\left( \frac{r - R_{so}}{a_{so}} \right)} \right], \quad (11)$$

với các tham số thế được hiệu chỉnh để thu được phổ phù hợp với thực nghiệm.

Đối với thế hạt nhân xuyên tâm, dạng thể hiện tượng luận phổ biến nhất của mẫu đơn hạt độc lập để tính toán cấu trúc các trạng thái đơn nucleon trong hạt nhân là thế WS có dạng

$$V_0(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left( \frac{r - R_0}{a_0} \right)}, \quad (12)$$

trong đó,  $V_0$ ,  $R_0$  và  $a_0$  là các tham số về độ sâu, bán kính và độ nhòe của thế hạt nhân. Các tham số này được hiệu chỉnh sao cho kết quả của phổ phù hợp với các dữ liệu thực nghiệm.

### 2. 3. 2. Mẫu folding

Bên cạnh việc sử dụng thể hiện tượng luận trên, một trong những cách tiếp cận vi mô xuất phát từ các bậc tự do nucleon là sử dụng mẫu folding. Khi đó, thế nucleon-hạt nhân tại năng lượng  $E$  sử dụng tương tác NN hiệu dụng phụ thuộc mật độ CDM3Yn. Tương tác (hạt nhân)  $V$  được lấy theo tổng các tương tác NN hiệu dụng giữa nucleon bắn tới với các nucleon  $j$  bên trong hạt nhân bia  $C$ . Do tính phản đối xứng của hệ hạt fermion, thế nucleon-hạt nhân có dạng HF với các thành phần tương tác trực tiếp (D) và tương tác trao đổi (EX)

$$V = \sum_{j \in C} v_D + v_{EX}, \quad (13)$$

Thế folding có thể được viết một cách tường minh [14,15]

$$V_F = \int \left\{ \left[ \rho_n(\vec{r}) + \rho_p(\vec{r}) \right] v_{00}^D(E, \rho, s) + \left[ \rho_n(\vec{R}, \vec{r}) + \rho_p(\vec{R}, \vec{r}) \right] v_{00}^{EX}(E, \rho, s) j_0(k, s) \right\} d^3r, \quad (14)$$

với  $j_0$  là hàm cầu Bessel bậc 0,  $\rho$  là ma trận mật độ đơn hạt của hạt nhân bia với  $\vec{s} = \vec{r} - \vec{R}$  là khoảng cách giữa 2 nucleon và  $k$  là xung lượng của chuyển động tương đối có dạng

$$k(E, R) = \frac{\sqrt{2\mu [E - \text{Re } V_F(E, R) - V_C(R)]}}{\hbar}, \quad (15)$$

trong đó  $V_F$  là thế hạt nhân theo mẫu folding và  $V_C$  là thế tương tác Coulomb.

Tại năng lượng thấp, tương tác NN hiệu dụng trong môi trường CHN với các tham số tự do được xác định chuẩn để mô tả cấu trúc trạng thái cơ bản của hạt nhân cũng như tính chất bão hòa của CHN đối xứng tại mật độ  $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ . Tương tác NN hiệu dụng sử dụng trong nghiên cứu này là tương tác CDM3Y6 đã được sử dụng rất thành công trong các tính toán HF cho PTTT của CHN [15-17]. Tương tác này phụ thuộc vào mật độ có dạng như sau

$$v^{D(EX)}(\rho, s) = F_0(\rho) v_{00}^{D(EX)}(s), \quad (16)$$

với  $\rho$  là mật độ môi trường hạt nhân xung quanh. Phiếm hàm phụ thuộc mật độ  $F_0(\rho)$  được tham số hóa dưới dạng [15]

$$F_0(\rho) = C_0 [1 + \alpha_0 \exp(-\beta_0 \rho) + \gamma_0 \rho], \quad (17)$$

Thành phần  $v_{00}^{D(EX)}(s)$  được xác định từ tương tác M3Y-Paris theo ba hàm Yukawa [15-17]

$$v_{00}^{D(EX)}(s) = \sum_{v=1}^3 Y_{00}^{D(EX)}(v) \frac{\exp(-R_v s)}{-R_v s}, \quad (18)$$

### 3. KẾT QUẢ

#### 3.1. Tán xạ đàn hồi proton lên bia $^{12}\text{C}$ tại 17 MeV và 22 MeV

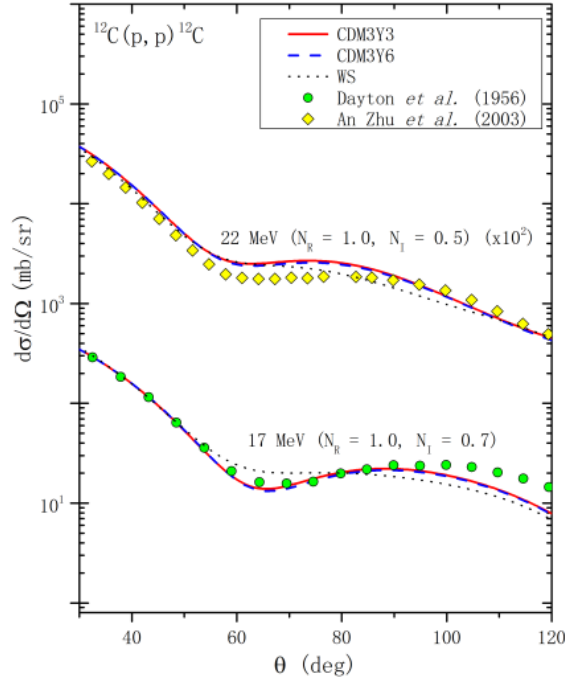
Trong phân tích số liệu thực nghiệm của tán xạ đàn hồi nucleon-hạt nhân, thế quang học thường được sử dụng dưới dạng WS với các tham số được chỉnh chuẩn để phù hợp với số liệu thực nghiệm đo được. Nghiên cứu của Varner và các đồng nghiệp đã đưa ra các tham số tổng quát của thế quang học hiện tượng luận thông qua nhiều phân tích số liệu tán xạ nucleon đàn hồi trên các bia trung bình gọi là CH89 [25]. Trong khi đó, thế folding phức trong mẫu quang học dùng để phân tích số liệu tán xạ đàn hồi được xây dựng từ tương tác CDM3Yn với các hệ số tái chuẩn  $N_R$  và  $N_I$  cho phần thực và phần ảo của thế như sau

$$U(E, R) = N_R V(E, R) + iN_I(E, R), \quad (19)$$

Tại năng lượng 17 MeV, phần ảo được khớp với giá trị  $N_I = 0.7$  khi sử dụng các tương tác CDM3Y3 và CDM3Y6. Kết quả tính toán lý thuyết thu được mô tả tốt dữ liệu thực nghiệm của Dayton thực hiện [26]. Tương tự, chúng tôi khớp phần ảo cho trường hợp tại năng lượng 22 MeV với giá trị tái chuẩn  $N_I = 0.5$  được so sánh với kết quả thực nghiệm của An Zhu năm 2003 [27]. Bên cạnh tương tác NN hiệu dụng, hàm sóng đơn hạt của nucleon liên kết trong hạt nhân là một thông số cơ bản cho tính toán folding để tính thế quang học nucleon-hạt nhân vi mô. Hàm sóng đơn hạt và mật độ nucleon hạt nhân bia được xác định từ mẫu đơn hạt độc lập. Trong đó, mật độ bia  $^{12}\text{C}$  ở trạng thái cơ bản được lấy theo mật độ Fermi như sau

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)}, \quad (20)$$

với  $\rho_0 = 0.194 \text{ fm}^{-3}$ ,  $a = 0.425 \text{ fm}$  và  $c = 2.214 \text{ fm}$  [28]. Kết quả tán xạ đàn hồi proton lên bia  $^{12}\text{C}$  được thể hiện trong hình 1.



Hình 1. Tiết diện vi phân tán xạ đàn hồi  $p + ^{12}\text{C}$  tại năng lượng 17 MeV và 22 MeV.

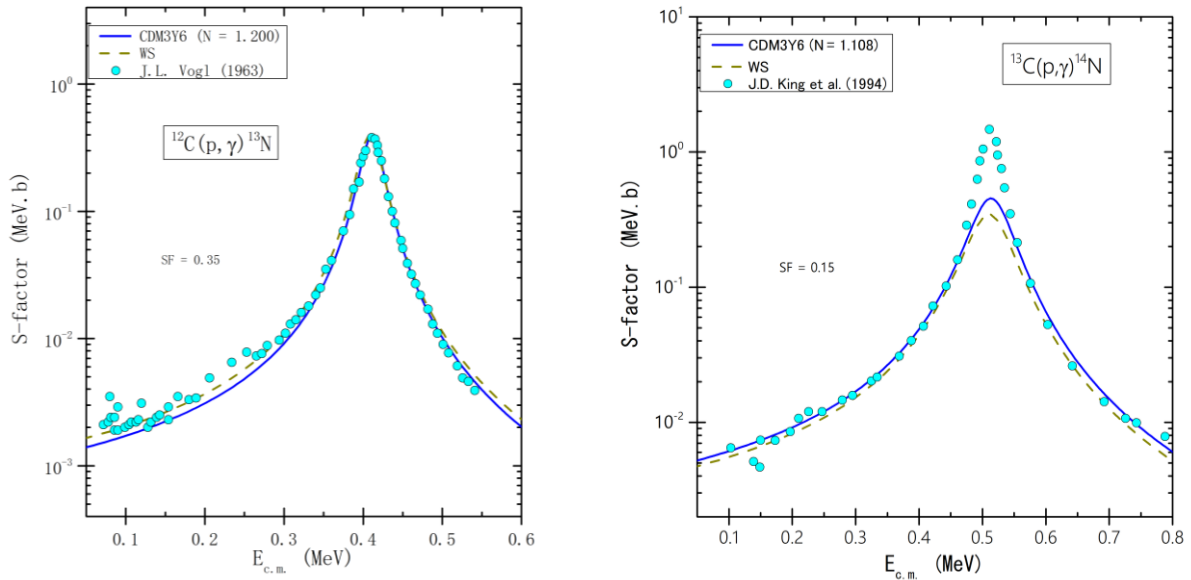
### 3. 2. Các đại lượng vật lý thiên văn trong $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ và $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$

Thế tương tác xuyên tâm được mô tả gần đúng dưới hình thức trường trung bình, tức là tất cả các tương tác giữa các nucleon được thay thế bởi một tương tác xuyên tâm và trung bình giữa proton và bia. Các tham số thế WS sẽ được chỉnh chuẩn để tạo lại các kết quả phù hợp với thực nghiệm. Trong khi đó, thế folding cho trạng thái tán xạ được xây dựng từ tương tác NN hiệu dụng sẽ được tái chuẩn để đưa vào chương trình tính toán cho phản ứng  $(p,\gamma)$  có tên FRESCO. Thế liên kết sẽ được tái chuẩn để tạo ra các giá trị năng lượng liên kết  $E_b$  của bài toán trị riêng trong phương trình (4). Cụ thể,  $E_b = -1.94 \text{ MeV}$  đối với phản ứng  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  và  $E_b = -7.55 \text{ MeV}$  đối với phản ứng  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ . Các tham số thế WS cho trạng thái liên kết của các đồng vị N được xây dựng trên cơ sở trường trung bình trong công trình nghiên cứu của Satchler năm 1979 [29]. Trong khi đó, thế tán xạ cũng được xây dựng trên cơ sở trường trung bình với dạng thế bán thực nghiệm WS và thế folding được tính toán vì mô từ các bậc tự do nucleon.

#### 3. 2. 1. Hệ số thiên văn S

Quá trình bắt trực tiếp  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  để về trạng thái cơ bản của  $^{13}\text{N}$  thông qua trạng thái cộng hưởng mạnh ( $E_\gamma = 2.365 \text{ MeV}$ ) với đóng góp chuyển dịch điện từ chính là E1. Tiết diện của phản ứng này đã được tiến hành bằng thực nghiệm bởi Rofit năm 1974 [30]. Giá trị hệ số phổ được hiệu chỉnh đến giá trị  $S_F = 0.35$  để tạo ra cộng hưởng tại 0.42 MeV [31,32]. Với tương tác CDM3Y6, chúng tôi tái chuẩn thế tán xạ với hệ số tái chuẩn  $N = 1.20$ . Hàm sóng trạng thái liên kết thu được từ thế WS với các tham số độ sâu, bán kính và độ nhòe của thế xuyên tâm và spin-quỹ đạo được chỉnh chuẩn để tạo ra năng lượng liên kết  $-1.94 \text{ MeV}$  [6,29]. Kết quả tính toán lý thuyết hệ số thiên văn S được thể hiện trong hình 2 (bên trái) được so sánh với số liệu thực nghiệm của Vogl lấy từ NACRE [21,22,33].

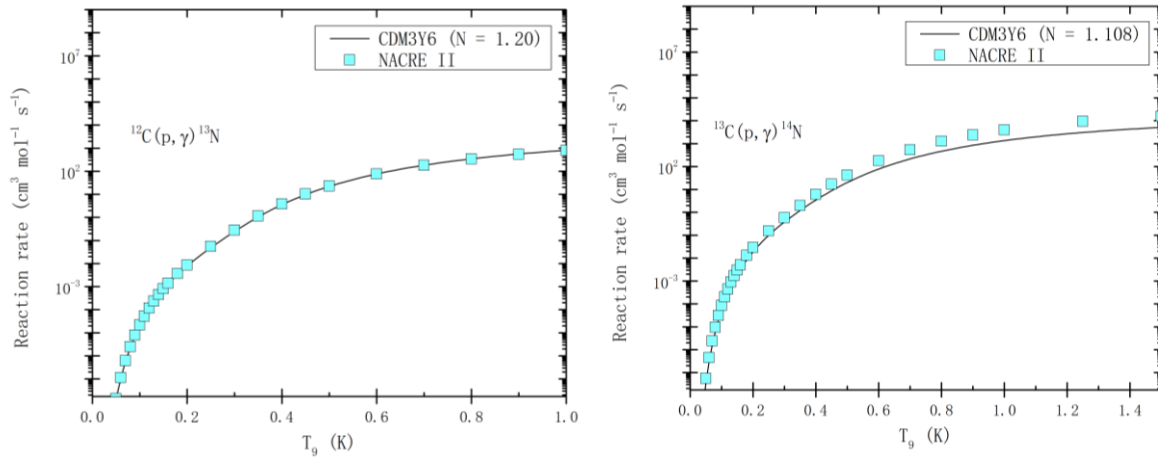
Tương tự, quá trình bắt trực tiếp  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  để về trạng thái cơ bản của  $^{14}\text{N}$  thực hiện chủ yếu qua chuyển dịch E1 [34]. Hệ số tái chuẩn cho thể folding tán xạ khi sử dụng tương tác CDM3Y6 là  $N = 1.108$ . Hệ số phổ được chỉnh với giá trị  $S_F = 0.15$  [6]. Cộng hưởng hệ số thiên văn S tại năng lượng 0.51 MeV như King và các cộng sự đã thực hiện [35]. Mật độ bia  $^{13}\text{C}$  được tính toán theo mẫu đơn hạt độc lập trong công trình của Satchler [29]. Phổ hệ số thiên văn S được thể hiện trong hình 2 (bên phải) và được so sánh với số liệu thực nghiệm [21,22,35].



Hình 2. Hệ số thiên văn S của các phản ứng  $(p,\gamma)$  sử dụng thể folding cho trạng thái tán xạ và thể WS cho trạng thái liên kết.

### 3. 2. 2. Tốc độ phản ứng

Các kết quả tính toán tiết diện phản ứng  $(p,\gamma)$  không những được sử dụng để tính toán hệ số thiên văn S mà còn được sử dụng để tính toán tốc độ phản ứng. Đại lượng này rất quan trọng trong vật lý thiên văn khi nghiên cứu các quá trình diễn ra trong chu trình CNO. Tốc độ các phản ứng  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  và  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  được biểu diễn theo nhiệt độ  $T_9$  ( $10^9$  K) trong hình 3. Tương tự như hệ số thiên văn S, các dữ liệu thực nghiệm của tốc độ phản ứng được lấy từ NACRE [21,22].



Hình 3. Tốc độ của các phản ứng  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  và  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  theo nhiệt độ  $T_9$ .

### 3. KẾT LUẬN

Với việc sử dụng phương pháp trường trung bình hạt nhân (mẫu folding), chúng tôi đã thu được các kết quả đáng chú ý trong nghiên cứu này.

Thế folding được sử dụng để mô tả mẫu quang học rất tốt cho tán xạ đàn hồi proton lên bia  $^{12}\text{C}$  tại năng lượng thấp và trung bình.

Tiếp theo, mẫu thế folding đơn cũng được sử dụng để tính thế trường trung bình hạt nhân khi tính toán hệ số thiên văn S của hai phản ứng bắt  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  và  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ . Đồng thời, dựa trên các kết quả lý thuyết của hệ số thiên văn S có thể ngoại suy được các giá trị tại năng lượng rất thấp mà thực nghiệm chưa thể thực hiện được.

Ngoài ra, đại lượng quan trọng trong vật lý thiên văn là tốc độ phản ứng của hai phản ứng trên cũng được tính toán lý thuyết và được so sánh với các tính toán thực nghiệm tại vùng năng lượng vật lý thiên văn quan tâm.

### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Iliadis C. (2007), “Nuclear Physics of Stars”, *Wiley-VCH Verlag GmbH*.
- [2] Descouvemont P. (2003), “Theoretical models for nuclear astrophysics”, *Nova Science*, New York.
- [3] Lane A. M. và Thomas R. G. (1958), “R-Matrix Theory of Nuclear Reactions”, *Review of Modern Physics*, 30, 257.
- [4] Descouvemont P. và Baye D. (2010), “The R-matrix theory”, *Reports on Progress in Physics*, 73, 036301.
- [5] Hauser W. và Feshbach H. (1952), “The Inelastic Scattering of Neutrons”, *Physical Review Journals Archive*, 87, 366.
- [6] Bertulani C. A. và Guimarães V. (2010), “Radiative capture reactions from potential models”, *AIP Conference Proceedings*, 1304, 183.



- [7] D. T. Khoa và von Oertzen W. (1993), “A nuclear matter study using the density dependent M3Y interaction”, *Physics Letters B*, 304, 8.
- [8] D. T. Khoa và von Oertzen W. (1995), “Refractive alpha-nucleus scattering: a probe for the incompressibility of cold nuclear matter”, *Physics Letters B*, 342, 6.
- [9] D. T. Khoa, von Oertzen W., và Ogloblin A. A. (1996), “Study of the equation of state for asymmetric nuclear matter and interaction potential between neutron-rich nuclei using the density-dependent M3Y interaction”, *Nuclear Physics A*, 602, 98.
- [10] D. T. Khoa, Satchler G. R., và von Oertzen W. (1997), “Nuclear incompressibility and density dependent NN interactions in the folding model for nucleus-nucleus potentials”, *Physical Review C*, 56, 954.
- [11] Bertsch G., Borysowicz J., McManus H., và Love W. G. (1977), “Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials”, *Nuclear Physics A*, 284, 399.
- [12] Anantaraman N., Toki H., và Bertsch G.F (1983), “An effective interaction for inelastic scattering derived from the Paris potential”, *Nuclear Physics A*, 398, 269.
- [13] H. S. Than, D. T. Khoa, và N. V. Giai (2009), “Neutron star cooling: A challenge to the nuclear mean field”, *Physical Review C*, 80, 064312.
- [14] D. T. Loan, N. H. Tan, D. T. Khoa, và Margueron J. (2011), “Equation of state of neutron star matter, and the nuclear symmetry energy”, *Physical Review C*, 83, 065809.
- [15] D. T. Loan, B. M. Loc, và D. T. Khoa (2015), “Extended Hartree-Fock study of the single-particle potential: The nuclear symmetry energy, nucleon effective mass, and folding model of the nucleon optical potential”, *Physical Review C*, 92, 034304.
- [16] D. T. Khoa, Khan E., Colò G., và N. V. Giai (2002), “Folding model analysis of elastic and inelastic proton scattering on sulfur isotopes”, *Nuclear Physics A*, 706, 61.
- [17] D. T. Khoa, H. S. Than, và D. C. Cuong (2007), “Folding model study of the isobaric analog excitation: Isovector density dependence, Lane potential, and nuclear symmetry energy”, *Physical Review C*, 76, 014603.
- [18] D. T. Khoa, von Oertzen W., Bohlen H. G., và Ohkubo S. (2007), “Nuclear rainbow scattering and nucleus–nucleus potential”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 34, 3.
- [19] D. T. Khoa, B. M. Loc, và D. N. Thang (2014), “Folding model study of the charge-exchange scattering to the isobaric analog state and implication for the nuclear symmetry energy”, *The European Physical Journal A*, 50, 34.
- [20] Fowler W. A., Caughlan G. R., và Zimmerman B. A. (1975), “Thermonuclear Reaction Rates, II”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 13, 69.
- [21] Xu Y., Takahashi K., Goriely S., Arnould M., Ohta M., và Utsunomiyad H. (2003), “NACRE II: an update of the NACRE compilation of charged-particle-induced thermonuclear reaction rates for nuclei with mass number  $A < 16$ ”, *Nuclear Physics A*, 918, 61.
- [22] Angulo C., Arnould M., Rayet M., Descouvemont P., Baye D., Leclercq-Willain C., Coc A., Barhoumi S., Aguer P., Rolfs C., Kunz R., Hammer J. W., Mayer A., Paradellis T.,

Kossionides S., Chronidou C., Spyrou K., Degl'Innocenti S., Fiorentini G., Ricci B., Zavatarelli S., Providencia C., Wolters H., Soares J., Grama C., Rahighi J., Shotter A., và Laméhi Rachti M. (1999), "A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates", *Nuclear Physics A*, 656, 3.

[23] Koning A. J. và Delaroche J. P. (2003), "Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV", *Nuclear Physics A*, 713, 231.

[24] Huang J. T., Bertulani C. A., và Guimaraes V. (2010), "Radiative capture of nucleons at astrophysical energies with single-particle states", *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 96, 6.

[25] Varner R. L., Thompson W. J., McAbee T. L., Ludwig E. J., Clegg T. B. (1991), "A global nucleon optical model", *Physical Report*, 201, 57.

[26] Dayton I. E. và Schrank G. (1956), "Elastic Scattering of 17-Mev Protons by Nuclei", *Physical Review C*, 101, 1358.

[27] Zhu A., Quan C., Ye-Hao C., Dong-Jun S., và Gang G. (2003), "Properties of the First  $1/2^+$  Excitation State of  $^{13}\text{C}$  by 22 MeV Proton Inelastic Scattering", *Chinese Physics Letters*, 20, 4.

[28] D. T. Khoa (2001), " $\alpha$ -nucleus optical potential in the double-folding model", *Physical Review C*, 63, 034007.

[29] Satchler G. R. (1979), "A comparative study of the scattering of light heavy ions using a folding model", *Nuclear Physics A*, 329, 233.

[30] Rolfs C. và Azuma R. E. (1974), "Interference effects in  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  and direct capture to unbound states", *Nuclear Physics A*, 227, 291.

[31] Langanke K., Van Roosmalen O. S., và Fowler W. A. (1985), "The reaction  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  at stellar energies", *Nuclear Physics A*, 435, 657.

[32] Burtebaev N., Igamov S. B., Peterson R. J., Yarmukhamedov R., và Zazulin D. M. (2008), "New measurements of the astrophysical S factor for  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the  $p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}$  reaction", *Physical Review C*, 78, 035802.

[33] Vogl J. L. (1963), "Radiative capture of protons by C12 and C13 below 700 keV", *PhD. Thesis*, California Institute of Technology.

[34] Nesaraja C. D., Brune C. R., Crowley B. T., Kelley J. H., Nelson S. O., Prior R. M., Sabourov K., Tilley D. R., Tonchev A., và Weller H. R. (2001), "Ratio of S factors for (p, $\gamma$ ) reactions on  $^{12}\text{C}$  and  $^{13}\text{C}$  at astrophysically relevant energies", *Physical Review C*, 64, 065804.

[35] King J. D., Azuma R. E., Vise J. B., Görres J., Rolfs C., Trautvetter H. P., và Vlieks A. E. (1994), "Cross section and astrophysical S-factor for the  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  reaction", *Nuclear Physics A*, 567, 354.

# MEAN-FIELD STUDY OF THE RADIATIVE CAPTURE $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ AND $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ REACTIONS

**Abstract:** Radiative capture of proton at astrophysical energies is one of the most important processes for nucleosynthesis. In this framework, we study the effect of nucleon-nucleus potential on the two first reactions of a CNO cycle and calculate astrophysical quantities such as the astrophysical S-factors and the reaction rates. The nucleon-nucleus potential is constructed by the parameterization of Woods-Saxon potential and the folding model using the CDM3Yn effective nucleon-nucleon interaction based on nuclear mean-field study. The result indicates that both potentials described effectively the  $(p,\gamma)$  reactions compared with the experimental data, so the microscopic description of radiative capture reactions is possible.

**Keywords:** *radiative capture, S-factor, folding model*

---