



Tán xạ neutron-hạt nhân giàu neutron: Cực của ma trận tán xạ qua nghiệm của hàm Jost và cấu trúc liên tục ứng dụng cho ^{24}O

Trần Diệu Thùy, Trần Viết Nhân Hào

Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

THÔNG TIN BÀI BÁO

Quá trình xử lý:

Ngày nhận bài: 10/12/2025

Ngày nhận bản chỉnh sửa: 16/3/2026

Ngày nhận đăng: 20/3/2026

Ngày xuất bản: 20/4/2026

Từ khóa:

Hàm Jost;

Ma trận tán xạ;

Cộng hưởng;

Cấu trúc liên tục.

TÓM TẮT

Trong bài báo này chúng tôi nghiên cứu tán xạ neutron-hạt nhân giàu neutron trong mô hình đơn kênh, tập trung vào cấu trúc liên tục ứng dụng cho ^{24}O . Các cực của ma trận tán xạ được xác định từ các nghiệm của hàm Jost. Ma trận T và mật độ mức (level density) cho trạng thái liên kết và liên tục cũng được tính toán. Kết quả thu được vị trí các đỉnh cộng hưởng chủ đạo và các đỉnh CLD (continuum level density) đồng pha cùng đồ thị $|J_l(k)|^2$ trên mặt phẳng năng lượng phức và xung lượng phức. Kết quả này cung cấp chuẩn đối chiếu và làm nền cho việc tách riêng đóng góp của cộng hưởng cũng như mở rộng đa kênh với Hartree-Fock-Bogoliubov ở các nghiên cứu tiếp theo.

1. GIỚI THIỆU

Dữ liệu hạt nhân là nền tảng cho nhiều lĩnh vực khoa học - kỹ thuật (nhà máy điện hạt nhân thế hệ mới, thiên văn học hạt nhân, y học hạt nhân...). Để nghiên cứu vật lý hạt nhân, bước khởi đầu quan trọng là khảo sát cấu trúc thông qua tương tác trực tiếp giữa nucleon và hạt nhân mục tiêu, từ đó phân tích các sản phẩm phản ứng (Ring & Schuck, 2004).

Tán xạ nucleon-hạt nhân thường được mô tả bởi mô hình thế quang học và lý thuyết ma trận R (Kapur & Peierls, 1938; Lane & Thomas, 1958). Mô hình thế quang học là một mô hình hiện tượng luận dùng để phân tích tiết diện tán xạ có dạng như hàm của năng lượng đến của nucleon ở các mức năng lượng cao. Thế này được xây dựng dựa trên ý tưởng đưa bài toán $\alpha + 1$ neutron tương tác với nhau sang bài toán hai hạt bằng cách đưa ra một trường thế trung bình và chỉ coi các hạt này tương tác với trường thế đó. Thế quang học (Kunieda et al., 2007) được giả sử là thế phức với mục đích thể hiện sự hấp thụ của hạt nhân bia. Lý thuyết ma trận R là một lý thuyết hiện tượng luận để phân tích các cộng hưởng sắc thu được tại vùng năng lượng thấp của tán xạ nucleon - hạt nhân. Tuy nhiên sự liên kết giữa hai khung lý thuyết này chưa được rõ ràng, mặc dù lý thuyết hình chiếu Feshbach đã được chứng minh dựa trên sự kết cặp của kênh. Không có một khung lý thuyết thống nhất cho cả hai vùng năng lượng. Gần đây, mô hình thế quang học vi mô (MOP) tính toán dựa trên phương pháp tương tác hạt dao động (PVC), đã tái tạo được dữ liệu thực nghiệm tán xạ đàn hồi của neutron và tán xạ không đàn hồi của proton mà không cần bất kỳ thông số điều chỉnh nào (Blanchon et al., 2015; Hao et al., 2015; Mizuyama & Ogata, 2012; Mizuyama & Ogata, 2014), ngoài ra sự tái tạo một phần của một số cộng hưởng sắc cũng được tính toán. Các kết quả này phù hợp về mặt định tính với lý thuyết hình chiếu Feshbach.

Cấu trúc cộng hưởng là đặc điểm trọng yếu có thể quan sát trong tán xạ nucleon - hạt nhân. Để giải thích thỏa đáng hiện tượng này cần một khung lý thuyết bao gồm hàm sóng và thế năng nhất quán, cho phép mô tả đồng thời cấu trúc và phản ứng hạt nhân, bao gồm cả cộng hưởng.

Hàm Jost là công cụ hữu ích để phân tích ma trận tán xạ. Hàm Jost được định nghĩa như hệ số nối giữa nghiệm "thông thường" và "bất thường" của phương trình Schrödinger (Jost & Pais, 1951). Các nghiệm của hàm Jost trên mặt phẳng năng lượng phức tương ứng với trạng thái liên kết và cộng hưởng và phù hợp với

Tác giả liên hệ: Trần Viết Nhân Hào

Địa chỉ e-mail: tvnhao@hueuni.edu.vn

DOI: <https://doi.org/10.26459/jse.046.2026>

điều kiện biên tương ứng. Từ hàm Jost ta có thể xây dựng ma trận tán xạ và hàm sóng tán xạ; các cộng hưởng cũng hiện lên như cực của ma trận tán xạ trên mặt phẳng năng lượng và xung lượng phức.

2. CƠ SỞ LÝ THUYẾT VÀ MÔ HÌNH TÍNH TOÁN

Khi thế năng được cho dưới dạng thế cầu và đối xứng, $V(\mathbf{r}) = V(r)$, phương trình Schrödinger được viết dưới dạng

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + V_{lj}(r) \psi_{lj}(r; k) = E(k) \psi_{lj}(r; k) \quad (1)$$

Phương trình (1) có hai dạng nghiệm, nghiệm thông thường $u_{lj}(r; k)$ và nghiệm bất thường $v_{lj}^{(\pm)}(r; k)$. Nghiệm $u_{lj}(r; k)$ thỏa mãn điều kiện chính quy tại $r = 0$, $u_{lj}(r = 0; k) = F_l(0) = 0$ và $v_{lj}^{(\pm)}(r; k)$ thỏa mãn tính tiệm cận $\lim_{r \rightarrow \infty} v_{lj}^{(\pm)}(r; k) = O_l^{(\pm)}(kr) \rightarrow (\mp)^{l+1} \frac{e^{\pm ikr}}{k}$.

Phương trình tích phân cho $u_{lj}(r; k)$ và $v_{lj}^{(\pm)}(r; k)$ có dạng

$$u_{lj}(r; k) = F_l(kr) + \int_0^\infty dr' g_{0,l}(rr'; k) V_{lj}(r') u_{lj}(r'; k) \quad (2)$$

$$v_{lj}^{(\pm)}(r; k) = O_{lj}^{(\pm)}(kr) + \int_0^\infty dr' \tilde{g}_{0,l}(rr'; k) V_{lj}(r') v_{lj}^{(\pm)}(r'; k) \quad (3)$$

với $F_l(kr) = r j_l(kr)$ và $O_l^{(\pm)}(kr) = r h_l^{(\pm)}(kr)$.

Hàm Jost $J_{lj}(k)$ được định nghĩa là hệ số kết nối u_{lj} và $v_{lj}^{(\pm)}$ (Rakityansky, 2002)

$$u_{lj}(r; k) = \frac{1}{2} [J_{lj}^*(k^*) v_{lj}^{(+)}(r; k) + J_{lj}(k) v_{lj}^{(-)}(r; k)] \quad (6)$$

Biểu thức tích phân của hàm Jost

$$J_{lj}^{(\pm)}(k) \equiv 1 \mp \frac{k}{i} \frac{2m}{\hbar^2} \int_0^\infty dr O_l^{(\pm)}(kr) V_{lj}(r) u_l(r; k) \quad (7)$$

Wronskian của hai nghiệm (u_{lj}) và ($v_{lj}^{(\pm)}$)

$$W_{lj}[u, v^{(\pm)}; k] = u_{lj}(r; k) \frac{\partial v_{lj}^{(\pm)}(r; k)}{\partial r} - v_{lj}^{(\pm)}(r; k) \frac{\partial u_{lj}(r; k)}{\partial r} \quad (8)$$

Mối quan hệ giữa Wronskian với hàm Jost

$$W_{lj}[u, v^{(\pm)}; k] = \pm \frac{i}{k} J_{lj}(\pm k) \quad (9)$$

Điều kiện của trạng thái liên kết

$$W_{lj}(k) = 0 \Rightarrow J_{lj}(k) = 0 \quad (10)$$

và

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \phi_{n,lj}(r) = 0 \quad (11)$$

do đó hàm sóng liên kết được viết dưới dạng

$$u_{lj}(r; k) = \frac{1}{2} J_{lj}^*(k^*) v_{lj}^{(+)}(r; k) \quad (12)$$

Mật độ mức được định nghĩa thông qua phần ảo của hàm Green một hạt như sau

$$\rho(E) = \pm \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_\sigma \int dr G(r\sigma, r\sigma; E) \quad (13)$$

Định nghĩa này áp dụng cho cả trạng thái liên kết và liên tục. Dấu phụ thuộc vào việc đang xét trạng thái hạt hay trạng thái lỗ.

Trong tính toán số của bài báo này, mật độ mức cho miền liên tục được tính bằng cách trừ đóng góp của các trạng thái liên kết khỏi tổng mật độ mức.

Ma trận tán xạ được định nghĩa (Canto & Hussein, 2013) và ma trận $S_{lj}(k)$ được định nghĩa từ hàm Jost như sau

$$S_{lj}(k) = \frac{J_{lj}^*(k^*)}{J_{lj}(k)} = \frac{J_{lj}^{(-)}(k)}{J_{lj}^{(+)}(k)} \quad (27)$$

Ta có mối liên hệ giữa ma trận tán xạ và ma trận T

$$S_{lj}(k) = 1 - 2iT_{lj}(k) \quad (28)$$

Do đó, ma trận T có thể được tính toán từ hàm Jost theo công thức sau

$$T_{lj}(k) = \frac{i}{2} \left(\frac{J_{lj}^{(-)}(k)}{J_{lj}^{(+)}(k)} - 1 \right) \quad (29)$$

Từ phương trình (27) ta thấy rằng cực của ma trận tán xạ được xác định bằng điều kiện $J_{lj}^{(+)}(k) = 0$. Trong bức tranh tán xạ, các cộng hưởng nằm ở vùng năng lượng dương $E > 0$ và trạng thái liên kết nằm ở vùng năng lượng âm $E < 0$. Trong bối cảnh này, cộng hưởng được xem là một cực của ma trận tán xạ nằm ở nửa dưới của mặt phẳng năng lượng phức $\text{Im}E < 0$ nhưng có phần thực dương $\text{Re}E > 0$.

3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Trong phần này chúng tôi sẽ trình bày kết quả tính số cho các thành phần ma trận T, mật độ mức đồng thời đối chiếu với vị trí của cực cộng hưởng được tìm thấy từ điều kiện $J_{lj}^{(+)}(k) = 0$ với mức năng lượng dương.

3.1. Thế tương tác và tham số tính toán

Trong bài báo này, chúng tôi sử dụng mô hình thế quang học dạng Woods-Saxon (WS). Thế $V_{lj}(r)$ sử dụng trong phương trình (1) có dạng:

$$V_{lj}(r) = V_{\text{central}}(r) + V_{\text{SO}}(r) + V_{\text{C}}(r) \quad (30)$$

trong đó bao gồm thành phần trung tâm

$$V_{\text{central}}(r) = \left(1 - 0,67 \frac{N-Z}{A} t_z \right) V_1 f_{\text{ws}}(x_1) \quad (31)$$

thành phần spin - quỹ đạo

$$V_{\text{SO}}(r) = \left(1 - 0,67 \frac{N-Z}{A} t_z \right) V_4 g_{\text{ws}}(x_4) \frac{1}{ra_4} l \cdot \sigma \quad (32)$$

thế Coulomb

$$V_{\text{C}}(r) = \left(\frac{ze^2}{2R_c} \left(3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right), r \leq R_c \right) \quad (33)$$

với

$$t_z = \begin{cases} -1, & \text{proton} \\ +1, & \text{neutron} \end{cases} \quad (34)$$

$$f_{\text{ws}}(x) = \frac{1}{1 + e^x} \quad (35)$$

$$g_{\text{ws}}(x) = - \frac{df_{\text{ws}}(x)}{dx} = \frac{e^x}{(1 + e^x)^2} \quad (36)$$

$$x_i = \frac{r - R_i}{a_i} \quad (37)$$

$$R_i = \alpha_i A^{\gamma_i} + \beta_i \quad (38)$$

$$l \cdot \sigma = j(j + 1) - l(l + 1) - \frac{3}{4} \quad (39)$$

$$R_c = R_1. \quad (40)$$

Bảng 1. Thông số thế WS và hạt nhân bia

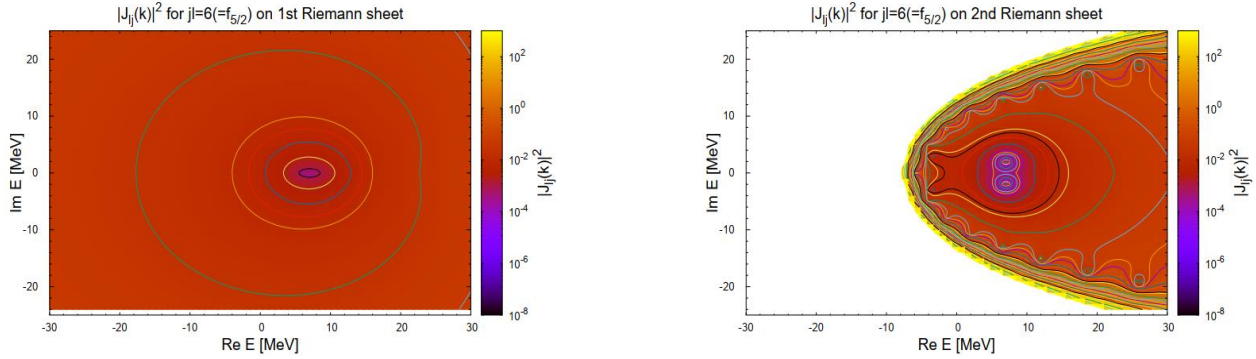
	A	N	Z			
	24	16	8			
Term	V [MeV]	a [fm]	α	β [fm]	γ	
1	-60.0	0.67	1.27	0.0	0.3333	
2	0.0	0.67	1.27	0.0	0.3333	
3	0.0	0.67	1.27	0.0	0.3333	
4	-17.0	0.67	1.27	0.0	0.3333	

3.2. Hàm Jost trên mặt phẳng năng lượng và xung lượng phức, cực cộng hưởng

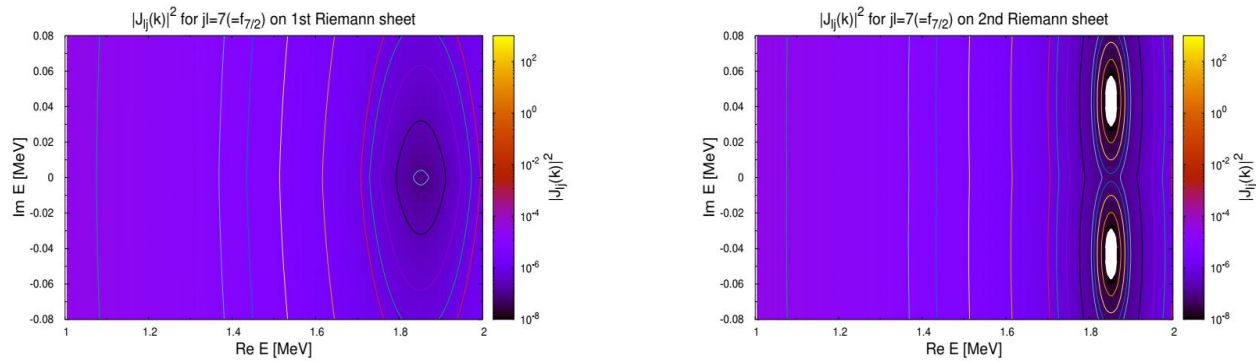
Sử dụng thông số đầu vào từ bảng 1, hàm Jost được tính theo công thức (6) và được mô tả trên mặt phẳng năng lượng phức và xung lượng phức (hình 1-5).

Vị trí cực cộng hưởng k_{res} (bảng 2) thỏa mãn điều kiện $J_{lj}^{(+)}(k) = 0$, tức là các nghiệm của hàm Jost và tương ứng với cực của ma trận S trên mặt phẳng xung lượng phức và có năng lượng cộng hưởng

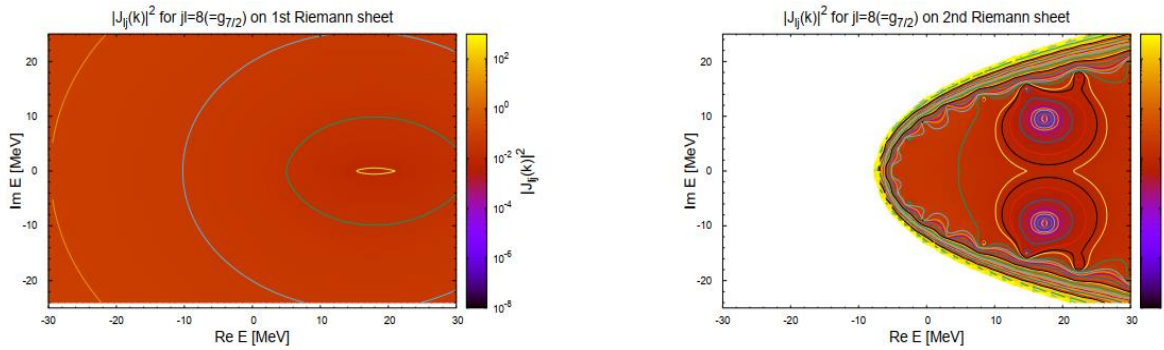
$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \equiv E_r - i \frac{\Gamma}{2} \quad (41)$$



Hình 1. $|J_{lj}(k)|^2$ trên mặt phẳng Riemann thứ nhất (hình trái) và trên mặt phẳng Riemann thứ hai (hình phải) cho $f_{5/2}$.

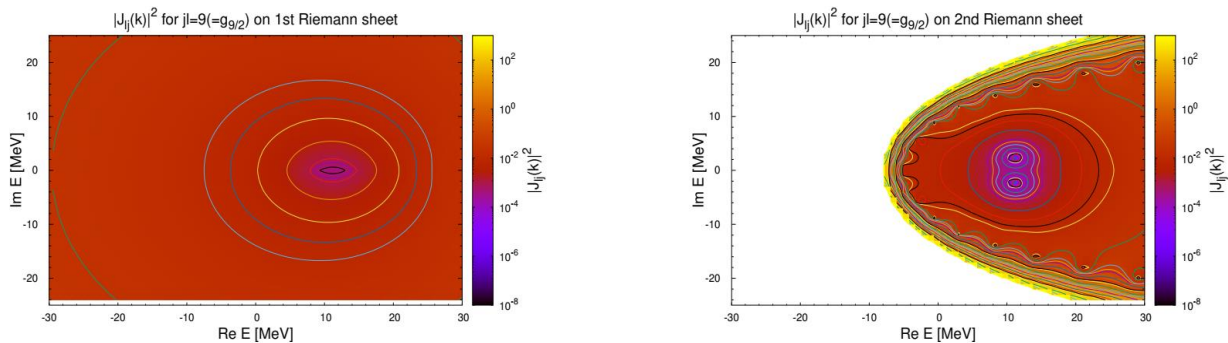


Hình 2. $|J_{lj}(k)|^2$ trên mặt phẳng Riemann thứ nhất (hình trái) và trên mặt phẳng Riemann thứ hai (hình phải) cho $f_{7/2}$.

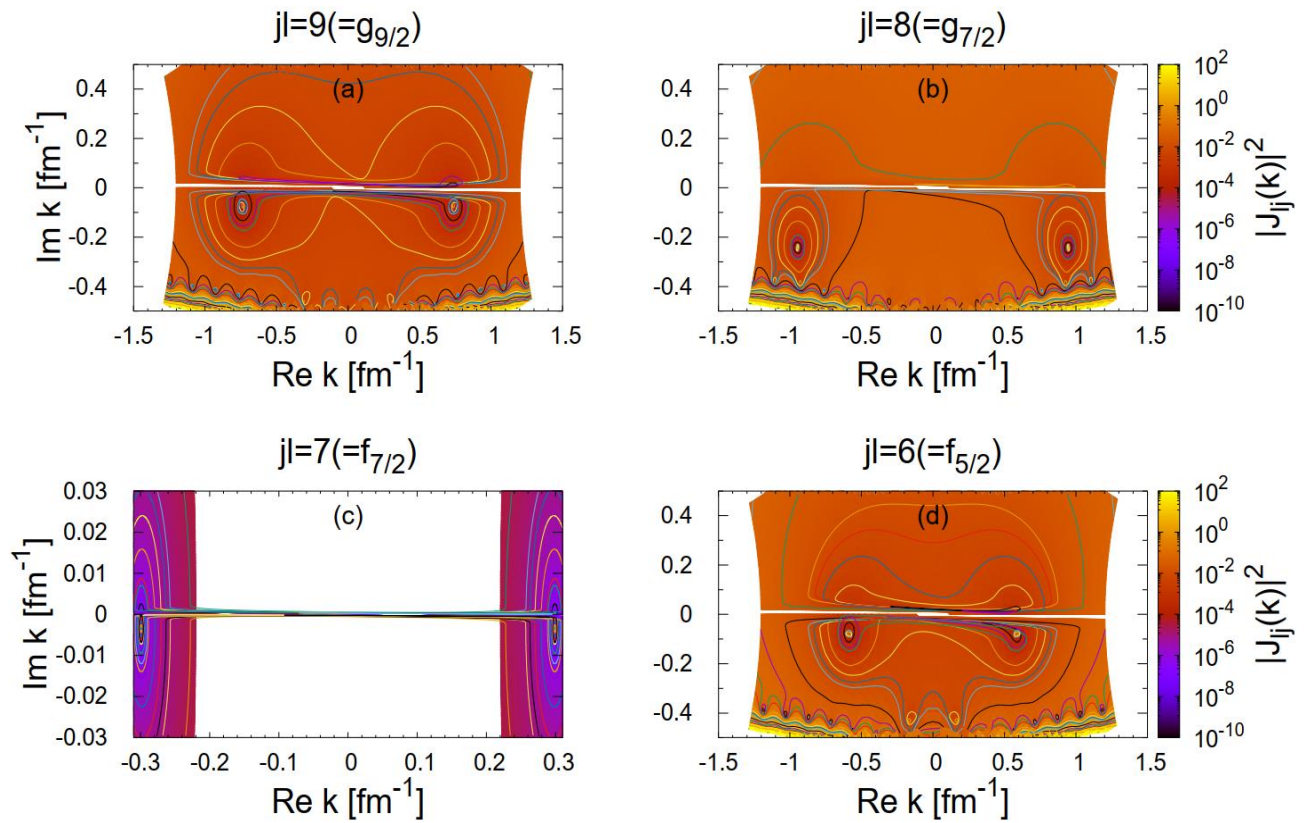


Hình 3. $|J_{lj}(k)|^2$ trên mặt phẳng Riemann thứ nhất (hình trái) và trên mặt phẳng Riemann thứ hai (hình phải) cho $g_{7/2}$.

với Γ là độ rộng cộng hưởng. Giá trị k_{res} và E (bảng 2) tương ứng với vị trí mà tại đó $|J_{lj}^{(+)}(k)|^2 = 0$ trên mặt phẳng năng lượng và xung lượng phức (xem hình 1-5).



Hình 4. $|J_{lj}(k)|^2$ trên mặt phẳng Riemann thứ nhất (hình trái) và trên mặt phẳng Riemann thứ hai (hình phải) cho $g_{9/2}$.



Hình 5. $|J_{lj}(k)|^2$ trên mặt phẳng xung lượng phức cho $g_{9/2}$, $g_{7/2}$, $f_{7/2}$, $f_{5/2}$.

Bảng 2. Cực cộng hưởng, năng lượng cộng hưởng và độ rộng cộng hưởng

	$k_{res} [fm^{-1}]$	$E [MeV]$	$\Gamma [MeV]$
$f_{5/2}$	$0.5867 - i0.0783$	$7.0056 - i1.9039$	3.8078
$f_{7/2}$	$0.2990 - i0.0034$	$1.8520 - i0.0432$	0.0863
$g_{7/2}$	$0.9457 - i0.2439$	$17.299 - i9.5599$	19.1198
$g_{9/2}$	$0.7399 - i0.0766$	$11.222 - i2.3501$	4.7002

3.3. Ma trận T và mật độ mức

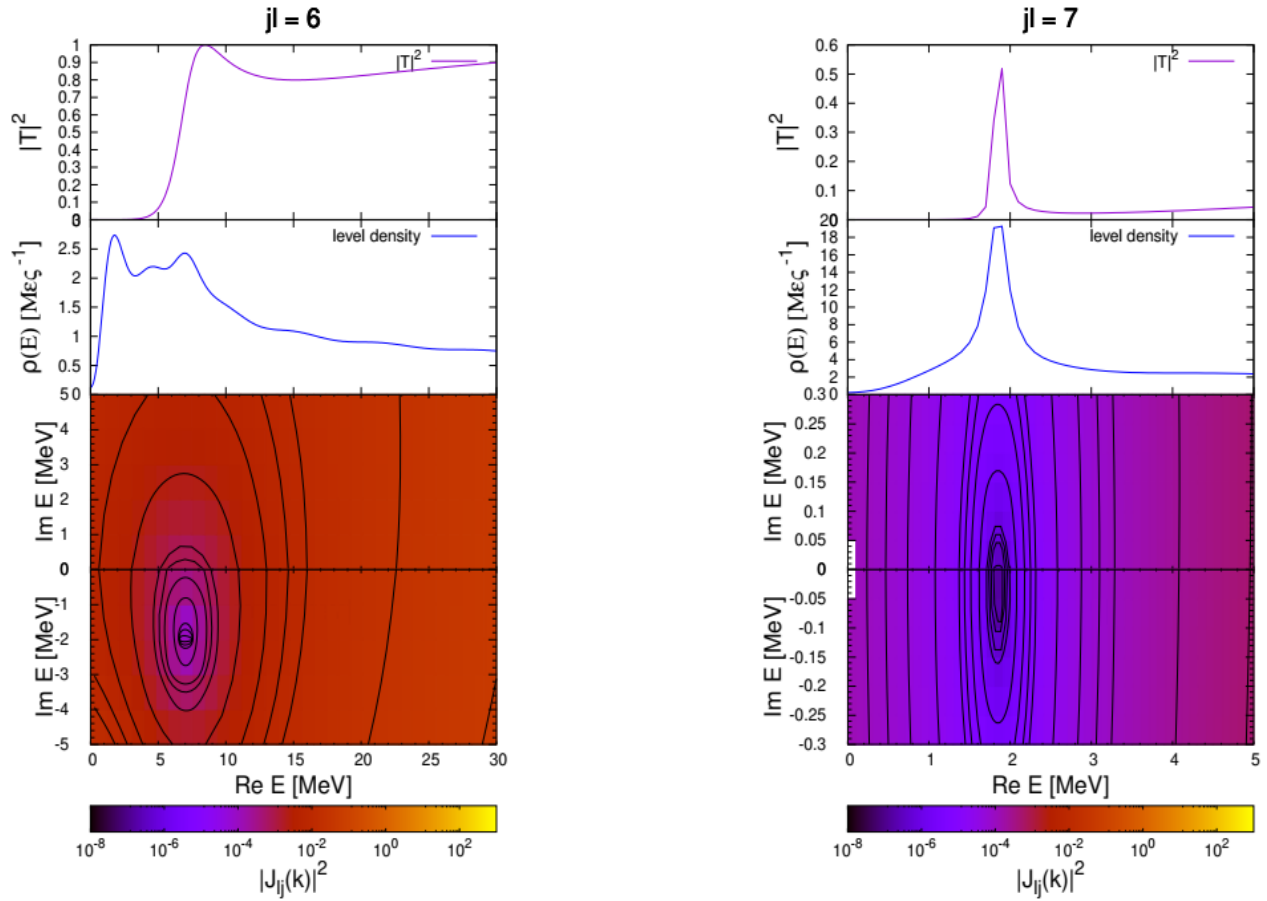
Dựa trên công thức (29) và (13), chúng tôi biểu diễn đồng thời ma trận T và mật độ mức cùng với vị trí cực cộng hưởng (cực của ma trận tán xạ) trên mặt phẳng năng lượng phức, qua đó cho thấy độ rộng cộng hưởng có liên hệ đến đặc trưng của ma trận T và mật độ mức (hình 6–7).

Phân tích các cực của ma trận tán xạ cho thấy sự biểu hiện của một cực trong đại lượng quan sát được $|T|^2$ phụ thuộc mạnh vào sự đóng góp của cộng hưởng và nền phi cộng hưởng. Khi nền yếu, biên độ cộng hưởng chiếm ưu thế và tạo đỉnh kiểu Breit-Wigner rõ rệt; khi nền mạnh (đặc biệt khi pha nền gần $\pi/2$), giao thoa kiểu Fano có thể làm lệch hoặc thậm chí triệt tiêu đỉnh trong $|T|^2$. Đồng thời, vì $\rho(E) \propto d\delta/dE$, cực đại của mật độ mức có thể rộng và lệch so với cực đại biên độ.

Đối với trường hợp $f_{7/2}$, $\Gamma = 0.0863$ MeV là cộng hưởng rất hẹp, nền nhỏ; pha đi qua $\pi/2$ rất nhanh nên $|T|^2$ xuất hiện đỉnh cao, gần đối xứng; mật độ mức có đỉnh sắc trùng với E_r .

Đối với trường hợp $f_{5/2}$, $\Gamma = 3.8078$ MeV và $g_{9/2}$ với $\Gamma = 4.7002$ MeV là các cộng hưởng khá rộng, đỉnh $|T|^2$ bẹt sắc và dễ chịu ảnh hưởng của nền; mật độ mức vẫn có cực đại nhưng kém nổi bật hơn so với trường hợp cộng hưởng hẹp.

Đối với trường hợp $g_{7/2}$, $\Gamma = 19.1198$ MeV là cộng hưởng rất rộng, nền mạnh và pha nền quanh E_r xấp xỉ $\pi/2$ gây giao thoa Fano, không còn đỉnh rõ trong $|T|^2$ (chỉ tăng đơn điệu), trong khi mật độ mức vẫn có cực đại rộng và có thể lệch so với vị trí cực cộng hưởng.



Hình 6. So sánh ma trận T và mật độ mức tương ứng cho cực của ma trận tán xạ trên mặt phẳng năng lượng phức cho $j_l = 6$ ($f_{5/2}$) và $j_l = 7$ ($f_{7/2}$).

Để làm rõ sự biến đổi hình dạng của $|T_{lj}|^2$ và sự triệt tiêu đỉnh cộng hưởng ở các kênh có độ rộng lớn, chúng tôi áp dụng lý thuyết Fano dựa trên sự tách biệt ma trận tán xạ thành phần nền (background) và phần cộng hưởng. Theo đó, ma trận T_{lj} tổng được biểu diễn qua công thức Gell-Mann–Goldberger (Mizuyama et al., 2020):

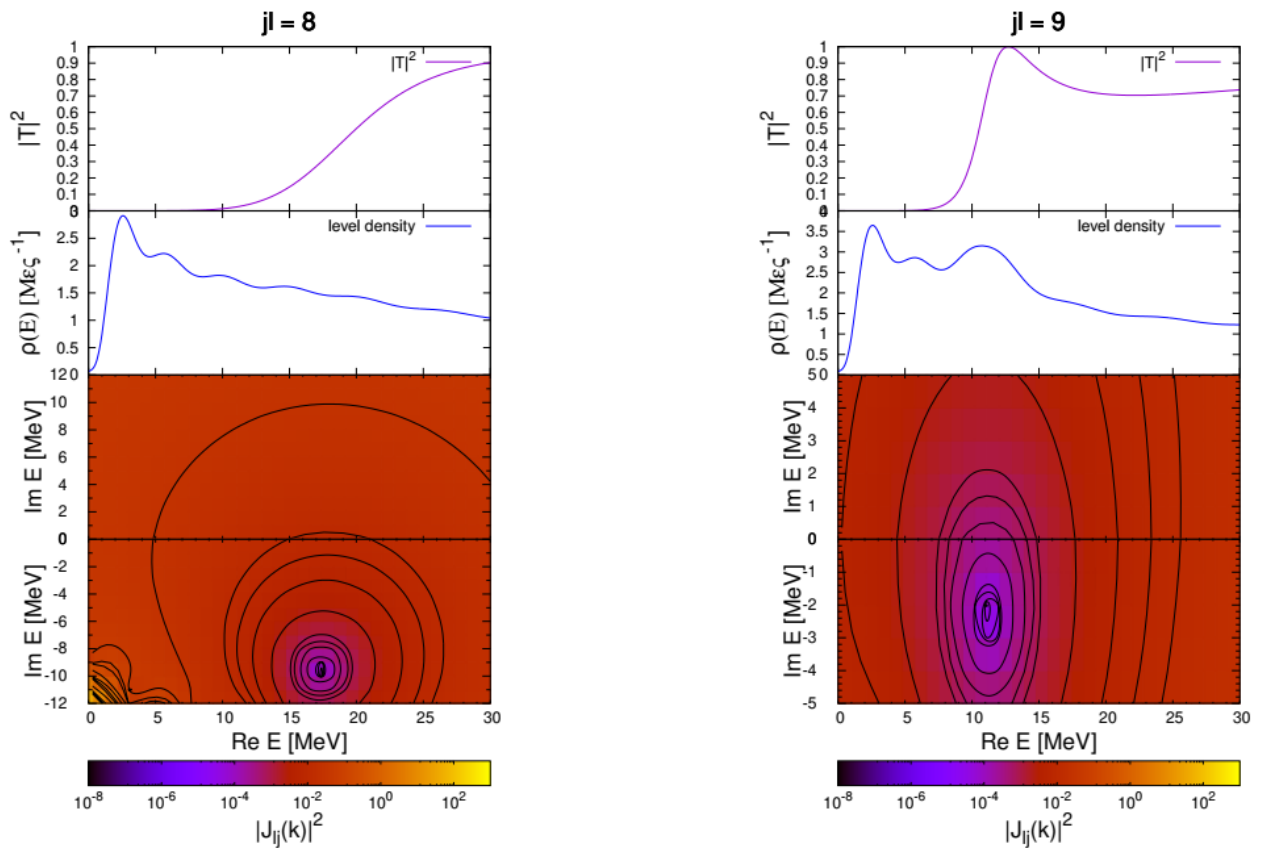
$$T_{lj}(E) = T_{lj}^{(0)}(E) + T_{lj}^{\text{res}}(E) S_{lj}^{(0)}(E) \quad (42)$$

trong đó $T_{lj}^{(0)}$ đại diện cho ma trận T của phần nền, đặc trưng cho thế tán xạ (potential scattering). Sự giao thoa giữa kênh cộng hưởng và nền liên tục được định lượng qua tham số bất đối xứng Fano q_{lj} được định nghĩa (Mizuyama et al., 2020):

$$q_{lj}(E) = \frac{1 - iT_{lj}^{(0)}(E)}{T_{lj}^{(0)}(E)} = \cot \delta_{lj}^{(0)}(E) \quad (43)$$

với $\delta_{lj}^{(0)}$ là pha nền. Dựa trên kết quả tính toán, đối với trường hợp cộng hưởng hẹp ($j_l = 7$, ứng với $f_{7/2}$): pha nền $\delta_7^{(0)}$ tại vùng năng lượng $E_r \approx 1.85$ MeV là rất nhỏ. Khi đó, tham số Fano có giá trị tuyệt đối rất lớn ($|q_7| \rightarrow \infty$). Theo lý thuyết Fano (Mizuyama et al., 2020), hình dạng của $|T_7|^2$ sẽ tiến về dạng Breit-Wigner đối xứng và sắc nét.

Đối với trường hợp cộng hưởng cực rộng ($j_l = 8$, ứng với $g_{7/2}$): Trạng thái này có độ rộng $\Gamma \approx 19.1$ MeV lớn hơn năng lượng cộng hưởng $E_r \approx 17.3$ MeV.



Hình 7. So sánh ma trận T và mật độ mức tương ứng cho cực của ma trận tán xạ trên mặt phẳng năng lượng phức cho $jl = 8$ ($g_{7/2}$) và $jl = 9$ ($g_{9/2}$).

Về mặt vật lý, thời gian sống $\tau = \hbar/\Gamma$ cực ngắn khiến nó không còn là một trạng thái chuẩn liên kết theo nghĩa thông thường. Do ảnh hưởng của hàng rào ly tâm cao ($l = 4$), pha nền $\delta_8^{(0)}$ đạt giá trị lớn ($\approx \pi/2$) tại vùng E_r , dẫn đến $|q_8| \rightarrow 0$, giá trị $|q|$ nhỏ gây ra sự giao thoa hủy mạnh mẽ giữa phần cộng hưởng và phần nền, làm triệt tiêu đỉnh cộng hưởng trong $|T|^2$, khiến nó hòa tan vào nền liên tục.

4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này, chúng tôi phân tích tán xạ neutron-hạt nhân giàu neutron thông qua việc ứng dụng hàm Jost trong tính toán cực của ma trận tán xạ, ma trận T và mật độ mức. Trên cả mặt phẳng năng lượng phức và xung lượng phức, điều kiện $J_{lj}^{(+)}(k) = 0$ xác định trực tiếp vị trí cực, với $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \equiv E_r - i\frac{\Gamma}{2}$; các cực cộng hưởng nằm ở $\text{Im}E < 0$ và $\text{Re}E > 0$. Việc biểu diễn đồng thời $|T|^2$, $\rho(E)$ và $|J_{lj}^{(+)}(k)|^2$ thể hiện mối liên hệ giữa hình dạng đỉnh, và độ rộng cộng hưởng Γ .

Kết quả đơn kênh này đóng vai trò là một chuẩn đối chiếu (benchmark) lý tưởng, thiết lập một "phổ nền" về mặt số học để kiểm chứng các phương pháp biến đổi phổ như biến đổi tỷ lệ phức (CSM) dựa trên hệ thức đầy đủ mở rộng (ECR) đưa ra bởi Berggren (1968). Việc thiết lập chuẩn đơn kênh này cho phép tách biệt rõ ràng đóng góp động học đơn hạt, làm cơ sở để xác định các hiệu ứng cấu trúc đa hạt (như kết cặp) khi mở rộng sang mô hình đa kênh HFB.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- Berggren, K. (1968). On the use of resonant states in eigenfunction expansions of scattering and reaction amplitudes. *Nuclear Physics A*, 109, 265–280.
- Blanchon, G., Dupuis, M., Arellano, H. F., & Mau, N. V. (2015). Microscopic positive-energy potential based on the Gogny interaction. *Physical Review C*, 91(1), 014612.
- Canto, L. F., & Hussein, M. S. (2013). *Scattering theory of molecules, atoms, and nuclei*. World Scientific.
- Hao, T. V. N., Loc, B. M., & Phuc, N. H. (2015). Low-energy nucleon–nucleus scattering within the energy density functional approach. *Physical Review C*, 92(1), 014605.
- Jost, R., & Pais, A. (1951). On the scattering of a particle by a static potential. *Physical Review*, 82(6), 840–851.

- Kapur, P. L., & Peierls, R. (1938). The dispersion formula for nuclear reactions. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 166(925), 277–295.
- Kunieda, S., Chiba, S., Shibata, K., Ichihara, A., & Sukhovitskiĭ, E. Sh. (2007). Coupled-channels optical model analyses of nucleon-induced reactions for medium and heavy nuclei in the energy region from 1 keV to 200 MeV. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(6), 838–852.
- Lane, A. M., & Thomas, R. G. (1958). R-matrix theory of nuclear reactions. *Reviews of Modern Physics*, 30(2), 257–353.
- Mizuyama, K., Le, N. N., & Hao, T. V. N. (2020). Fano effect on neutron elastic scattering by open-shell nuclei. *Physical Review C*, 101, 034601.
- Mizuyama, K., & Ogata, K. (2012). Self-consistent microscopic description of neutron scattering by ^{16}O based on the continuum particle-vibration coupling method. *Physical Review C*, 86(4), 041603.
- Mizuyama, K., & Ogata, K. (2014). Low-lying excited states of ^{24}O investigated by a self-consistent microscopic description of proton inelastic scattering. *Physical Review C*, 89(3), 034620.
- Rakityansky, S. A. (2002). *Jost functions in quantum mechanics*. Springer.
- Ring, P., & Schuck, P. (2004). *The nuclear many-body problem*. Springer.

Neutron scattering on a neutron rich nucleus: S-matrix poles from the zeros of the Jost function and continuum structure, with application to ^{24}O

Tran Dieu Thuy, Tran Viet Nhan Hao

Faculty of Physics, University of Education, Hue University

ARTICLE INFO	ABSTRACT
<i>Article history:</i> Received: 10 December 2025 Received in revised form: 16 March 2026 Accepted: 20 March 2026 Published: 20 April 2026 <i>Keywords:</i> Jost function; S-matrix; Resonances; Continuum structure. <i>Corresponding author:</i> Tran Viet Nhan Hao E-mail address: tvnhao@hueuni.edu.vn	In this paper, Neutron scattering on a neutron-rich nucleus is investigated within a single-channel framework, with the continuum structure illustrated for ^{24}O. Poles of the scattering matrix are identified from the zeros of the Jost function. The T-matrix and the level density for both bound and continuum states are computed. Dominant resonance positions and peaks of the continuum level density (CLD) are found and shown to track the structures observed on the complex energy and momentum planes. These results are proposed as a benchmark and as a basis on which resonance contributions can be separated and multichannel extensions coupled to Hartree-Fock-Bogoliubov can be developed in future work.