

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



NGUYỄN THỊ XUÂN

**NGHIÊN CỨU CÁC ĐẶC TRƯNG CỦA MỘT SỐ PHẢN
ỨNG HẠT NHÂN VỚI BỨC XẠ HẮM NĂNG LƯỢNG
CỰC ĐẠI SAU VÙNG CỘNG HƯỞNG LƯỖNG CỰC
KHÔNG LỖ VÀ PROTON NĂNG LƯỢNG TỚI 45 MeV**

LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ

Hà Nội – 2023

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ

NGUYỄN THỊ XUÂN

NGHIÊN CỨU CÁC ĐẶC TRƯNG CỦA MỘT SỐ PHẢN ỨNG
HẠT NHÂN VỚI BỨC XẠ HÃM NĂNG LƯỢNG CỰC ĐẠI
SAU VÙNG CỘNG HƯỞNG LƯỠNG CỰC KHÔNG LỖ VÀ
PROTON NĂNG LƯỢNG TỚI 45 MeV

Chuyên ngành: Vật lý nguyên tử và hạt nhân

Mã số chuyên ngành: 9440106

LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ

NGƯỜI HƯỚNG DẪN KHOA HỌC:

- PGS.TS. Phạm Đức Khuê
- GS.TS. Nguyễn Văn Đỗ

Hà Nội - 2023

LỜI CAM ĐOAN

Tôi xin cam đoan đây là công trình nghiên cứu của tôi dưới sự hướng dẫn khoa học của PGS.TS. Phạm Đức Khuê và GS.TS. Nguyễn Văn Đỗ.

Các số liệu, kết quả được nêu trong luận án là trung thực và đã được sự đồng ý của các đồng tác giả trong các công trình khoa học đã công bố.

Luận án không có sự sao chép, sử dụng bất hợp pháp kết quả, số liệu từ bất kỳ tài liệu hoặc công trình khoa học của các tác giả khác.

Tôi xin hoàn toàn chịu trách nhiệm về các nội dung trình bày trong luận án này.

Tác giả luận án

NCS. Nguyễn Thị Xuân

LỜI CẢM ƠN

Tác giả xin bày tỏ lòng biết ơn sâu sắc tới hai thầy hướng dẫn GS.TS. Nguyễn Văn Đỗ và PGS.TS. Phạm Đức Khuê đã tận tình hướng dẫn, truyền đạt những kiến thức, kinh nghiệm chuyên môn quý báu, khích lệ, động viên và tạo mọi điều kiện thuận lợi cho tác giả trong suốt quá trình học tập, nghiên cứu và hoàn thiện bản luận án.

Tác giả xin gửi lời cảm ơn sâu sắc tới các thầy, các cán bộ đã và đang công tác tại Trung tâm Vật lý hạt nhân – Viện Vật lý đã động viên, hỗ trợ và tạo môi trường học tập, nghiên cứu thân thiện, thuận lợi cho tác giả trong quá trình học tập, nghiên cứu và thực hiện luận án.

Tác giả xin chân thành cảm ơn ban lãnh đạo, cán bộ công tác tại Học viện Khoa học và Công nghệ luôn giúp đỡ và hỗ trợ mọi thủ tục cần thiết cho tác giả trong quá trình học tập, nghiên cứu và thực hiện luận án.

Tác giả xin chân thành cảm ơn Ban lãnh đạo Trường Đại học Hàng Hải Việt Nam đã tạo điều kiện thuận lợi để tác giả tham gia học tập, nghiên cứu và hoàn thành chương trình.

Cuối cùng, tác giả xin bày tỏ lòng cảm ơn sâu sắc tới gia đình, đồng nghiệp, người thân đã luôn động viên, giúp đỡ, tạo điều kiện thuận lợi nhất cho tác giả trong học tập, nghiên cứu và công tác.

Bản luận án không tránh khỏi còn nhiều khiếm khuyết, thiếu sót, tác giả mong muốn nhận được những ý kiến đóng góp của các thầy cô, đồng nghiệp và những người quan tâm, để tác giả tiếp tục hoàn thiện bản luận án.

Hà Nội, ngày 18 tháng 7 năm 2023

Nghiên cứu sinh

Nguyễn Thị Xuân

MỤC LỤC

| | |
|--|------|
| DANH MỤC CÁC TỪ VIẾT TẮT | v |
| DANH MỤC KÝ HIỆU CÁC ĐẠI LƯỢNG VẬT LÝ TRONG LUẬN ÁN..... | vii |
| DANH MỤC CÁC HÌNH VẼ..... | viii |
| DANH MỤC CÁC BẢNG BIỂU | xii |
| MỞ ĐẦU..... | 1 |
| CHƯƠNG 1. NGHIÊN CỨU TỔNG QUAN..... | 5 |
| 1.1. Một số đặc trưng cơ bản của phản ứng hạt nhân | 5 |
| 1.1.1. Năng lượng trong phản ứng hạt nhân | 6 |
| 1.1.2. Cơ chế phản ứng hạt nhân | 6 |
| 1.1.3. Tiết diện phản ứng hạt nhân | 8 |
| 1.1.4. Suất lượng phản ứng hạt nhân | 10 |
| 1.2. Hạt nhân đồng phân và tỷ số suất lượng đồng phân | 10 |
| 1.3. Phản ứng quang hạt nhân | 12 |
| 1.3.1. Cơ chế phản ứng quang hạt nhân | 12 |
| 1.3.2. Năng lượng ngưỡng và suất lượng của phản ứng quang hạt nhân | 15 |
| 1.3.3. Một số loại phản ứng quang hạt nhân | 16 |
| 1.4. Phản ứng hạt nhân gây bởi các hạt mang điện..... | 18 |
| 1.4.1. Vai trò của hàng rào thế Coulomb và thế xuyên tâm | 18 |
| 1.4.2. Phản ứng hạt nhân gây bởi proton..... | 19 |
| 1.5. Tình hình nghiên cứu trên thế giới và trong nước | 20 |
| 1.5.1. Nghiên cứu trên thế giới..... | 20 |
| 1.5.2. Nghiên cứu trong nước..... | 23 |
| CHƯƠNG 2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU | 26 |
| 2.1. Nghiên cứu thực nghiệm sử dụng phương pháp kích hoạt | 26 |
| 2.1.1. Phương pháp kích hoạt..... | 26 |
| 2.1.2. Kích hoạt mẫu với chùm bức xạ hãm..... | 28 |
| 2.1.3. Kích hoạt mẫu với chùm proton..... | 31 |
| 2.1.4. Đo và phân tích phổ gamma..... | 34 |
| 2.1.5. Một số hiệu chỉnh đối với các phép đo hoạt độ phóng xạ..... | 38 |
| 2.2. So sánh kết quả thực nghiệm với lý thuyết sử dụng mã TALYS | 42 |
| 2.2.1. Mã TALYS..... | 43 |
| 2.2.2. Sử dụng mã TALYS trong tính toán..... | 43 |
| CHƯƠNG 3. | 46 |
| KẾT QUẢ NGHIÊN CỨU VỚI PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN..... | 46 |

| | |
|---|-----|
| 3.1. Suất lượng của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ | 46 |
| 3.2. Tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân..... | 58 |
| 3.2.1. Tỷ số suất lượng của cặp hạt nhân đồng phân $^{137m,g}\text{Ce}$ | 58 |
| 3.2.2. Tỷ số suất lượng của cặp hạt nhân đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ | 64 |
| 3.3. Tiết diện tích phân của một số phản ứng quang hạt nhân..... | 70 |
| 3.3.1. Tiết diện tích phân của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109m}\text{Pd}$ $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109g}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma,X)^{108m}\text{Rh}$ | 70 |
| 3.3.2. Tiết diện tích phân của các phản ứng quang neutron $^{197}\text{Au}(\gamma,xn)$ | 79 |
| CHƯƠNG 4. | 85 |
| KẾT QUẢ NGHIÊN CỨU PHẢN ỨNG HẠT NHÂN VỚI CHÙM PROTON | 85 |
| 4.1. Hàm kích thích của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95}\text{Zr}$, ^{95m}Nb , ^{95g}Nb | 86 |
| 4.1.1. Hàm kích thích của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95}\text{Zr}$ | 91 |
| 4.1.2. Hàm kích thích của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ | 93 |
| 4.1.3. Hàm kích thích của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$ | 95 |
| 4.2. Suất lượng bia dày của ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb | 96 |
| 4.3. Hàm kích thích của phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100g}\text{Rh}$ | 98 |
| KẾT LUẬN VÀ KIẾN NGHỊ..... | 105 |
| CÁC CÔNG TRÌNH KHOA HỌC LIÊN QUAN ĐẾN NỘI DUNG LUẬN ÁN . | 108 |
| TÀI LIỆU THAM KHẢO..... | 109 |
| PHỤ LỤC..... | A.1 |

DANH MỤC CÁC TỪ VIẾT TẮT

| Chữ viết tắt | Tiếng Anh | Tiếng Việt |
|--------------|---|---|
| BAL | Brink-Axel Lorentzian | Lorentzian Brink-Axel |
| BSFGM | Back-shifted Fermi gas model | Mẫu khí Fermi dịch chuyển ngược |
| CTFGM | Constant temperature-Fermi gas model | Mẫu khí Fermi nhiệt độ không đổi |
| EC | Electron capture | Phân rã bắt electron |
| GDR | Giant Dipole Resonance | Cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ |
| GFHM | Gogny force from Hilaire's combinatorial tables | Mẫu lực Gogny từ các bảng của Hilaire |
| GH | Goriely's hybrid model | Hàm lực theo mô hình hybrid của Goriely |
| GSFM | Generalised superfluid model | Mẫu siêu lỏng tổng quát |
| GTHFB | Goriely T-dependent HFB | HFB phụ thuộc Goriely T |
| HFB | Hartree-Fock-Bogolyubov tables | Hàm lực gamma theo bảng Hartree-Fock-Bogolyubov |
| HFBCS | Hartree-Fock BCS tables | Hàm lực gamma theo bảng BCS Hartree-Fock |
| HFB + QRPA | Gogny D1M HFB + QRPA | Hàm lực gamma Gogny D1M HFB + QRPA |
| HPGe | High purity germanium | Đetêctơ bán dẫn gecmani siêu tinh khiết |
| IAEA | International Atomic Energy Agency | Cơ quan Năng lượng nguyên tử Quốc tế |
| IR | Isomeric ratio | Tỷ số đồng phân |

| | | |
|---------|--|--|
| IT | Isomeric transition | Dịch chuyển đồng phân |
| KIRAMS | Korea Institute of Radiological and Medical Sciences | Viện Khoa học Phóng xạ và Y học Hàn Quốc |
| KUGL | Kopecky-Uhl generalized Lorentzian | Hàm lực gamma Lorentzian tổng quát Kopecky-Uhl |
| LDM | Level density model | Mẫu mật độ mức |
| MCNPX | Monte Carlo N Particle Transport | Phần mềm mô phỏng vận chuyển hạt |
| PAL | Pohang Accelerator Laboratory | Trung tâm Gia tốc Pohang |
| POSTECH | Pohang University of Science and Technology | Đại học Khoa học và Công nghệ Pohang |
| QDM | Quasi- Deuteron Model | Cơ chế giả đơtron |
| SFGM | (Skyrme force) from Goriely's tables | Mật độ mức lực Skyrme theo các bảng của Goriely |
| SFHM | (Skyrme force) from Hilaire's combinatorial tables | Mật độ mức lực Skyrme từ các bảng của Hilaire |
| SRIM | Stop and Range Ions in Matter | Phần mềm tính quãng chạy và sự suy giảm năng lượng của ion trong vật chất. |
| TALYS | TALYS code | Mã TALYS tính tiết diện phản ứng |
| TRMF | T-dependent RMF | Hàm lực gamma RMF phụ thuộc T |

DANH MỤC KÝ HIỆU CÁC ĐẠI LƯỢNG VẬT LÝ TRONG LUẬN ÁN

| Ký hiệu | Tên đại lượng |
|----------------------|---|
| γ | Bức xạ gamma |
| $T_{1/2}$ | Chu kỳ bán rã |
| T | Chu kỳ xung |
| I_γ | Cường độ tia gamma |
| S_γ | Diện tích đỉnh gamma |
| χ | Độ phổ cập đồng vị |
| τ | Độ rộng xung |
| λ | Hằng số phân rã |
| f | Hệ số hiệu chỉnh mất số đếm |
| ε_γ | Hiệu suất ghi đỉnh gamma |
| ε_t | Hiệu suất ghi toàn phần |
| $E_{\gamma\max}$ | Năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm |
| E_{th} | Năng lượng ngưỡng của phản ứng |
| n | Notron |
| p | Proton |
| Y | Suất lượng của phản ứng |
| t_i | Thời gian chiếu xạ |
| t_w | Thời gian chờ |
| t_m | Thời gian đo |
| $\Phi(E)$ | Thông lượng bức xạ hãm tại giá trị năng lượng E |
| $\sigma(E)$ | Tiết diện phản ứng tại giá trị năng lượng E |
| IR | Tỷ số suất lượng |

DANH MỤC CÁC HÌNH VẼ

| | |
|---|----|
| <i>Hình 1.1.</i> Sơ đồ đo tiết diện vi phân phản ứng hạt nhân theo góc khối. | 9 |
| <i>Hình 1.2.</i> Sơ đồ phân rã của các cặp hạt nhân đồng phân (a) $^{109m,g}\text{Pd}$ và (b) $^{115m,g}\text{Cd}$ tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân (đơn vị năng lượng (keV)) ... | 11 |
| <i>Hình 1.3.</i> Tiết diện phản ứng quang hạt nhân tại các vùng năng lượng photon khác nhau | 13 |
| <i>Hình 1.4.</i> Thế năng tương tác..... | 19 |
| <i>Hình 2.1.</i> Hoạt độ phóng xạ tích phân đo được trong thời gian t_m | 27 |
| <i>Hình 2.2.</i> Sơ đồ nguyên lý cấu tạo của máy gia tốc electron tuyến tính 100 MeV tại PAL, Hàn Quốc. | 29 |
| <i>Hình 2.3.</i> Hình ảnh máy gia tốc electron tuyến tính 100 MeV tại PAL, Hàn Quốc. | 29 |
| <i>Hình 2.4.</i> Phổ bức xạ hãm phát ra từ bia W khi bắn phá bởi chùm electron năng lượng 50-, 55-, 60-, 65-, 70 MeV mô phỏng bằng MCNP. | 30 |
| <i>Hình 2.5.</i> Sơ đồ bố trí thí nghiệm chiếu mẫu với chùm bức xạ hãm trên máy gia tốc electron linac 100 MeV | 31 |
| <i>Hình 2.6.</i> Hình ảnh máy gia tốc cyclotron MC-50 tại Viện KIRAMS, Hàn Quốc. | 32 |
| <i>Hình 2.7.</i> Sơ đồ bố trí thí nghiệm chiếu mẫu với chùm proton trên máy gia tốc Cyclotron MC-50..... | 32 |
| <i>Hình 2.8.</i> Hiệu suất ghi của detector bán dẫn HPGe tại Trung tâm Gia tốc Pohang, Hàn Quốc ở các khoảng cách d từ nguồn đến detector. | 36 |
| <i>Hình 2.9.</i> Minh họa kết quả phân tích phổ gamma trong Gamma Vision | 37 |
| <i>Hình 2.10.</i> Giao diện phân tích phổ gamma của phần mềm Fitzpeaks..... | 38 |
| <i>Hình 3.1.</i> Phổ gamma của mẫu $^{nat}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ được chiếu bởi chùm bức xạ hãm 60 MeV với thời gian chiếu 3 giờ, thời gian chờ 21 giờ và thời gian đo 1,5 giờ. Các khung nhỏ (1), (2), (3), (4), (5) là các phần phổ được phóng to [32]..... | 47 |
| <i>Hình 3.2.</i> Phổ bức xạ hãm được mô phỏng sử dụng MCNPX 2.6 khi bắn chùm electron có năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV lên bia W (100 x 100 x 0,1 mm) và tiết diện tính sử dụng TALYS của phản ứng $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ tạo thành các đồng vị ^{82}Sr , $^{83(m+g)}\text{Sr}$, ^{85m}Sr , ^{85g}Sr , ^{87m}Sr , $^{81(g+0.976m)}\text{Rb}$, ^{82m}Rb , ^{83}Rb , $^{84(m+g)}\text{Rb}$, $^{86(m+g)}\text{Rb}$ | 52 |
| <i>Hình 3.3.</i> Tiết diện tính toán sử dụng TALYS 1.95 cho các kênh phản ứng có thể xảy ra trên mẫu $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$: (a) $^{88}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{87}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{86}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, và $^{nat}\text{Sr}(\gamma, x)^{84(m+g)}\text{Rb}$; (b) $^{88}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{88}\text{Sr}(\gamma, p3n)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{88}\text{Sr}(\gamma, d2n)^{84m,g}\text{Rb}$, và $^{88}\text{Sr}(\gamma, tn)^{84m,g}\text{Rb}$; (c) | |

- $^{87}\text{Sr}(\gamma, x)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$, $^{87}\text{Sr}(\gamma, p2n)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$, $^{88}\text{Sr}(\gamma, dn)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$, và $^{88}\text{Sr}(\gamma, t)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$;
(d) $^{86}\text{Sr}(\gamma, x)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$, $^{86}\text{Sr}(\gamma, pn)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$, và $^{86}\text{Sr}(\gamma, d)^{84\text{m.g}}\text{Rb}$53
- Hình 3.4.* Suất lượng thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.95 kết hợp với mẫu mật độ mức CTFGM tạo thành các đồng vị sản phẩm trong các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 55, 60, 65 MeV [32].54
- Hình 3.5.* Suất lượng thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.95 kết hợp với 6 mẫu mật độ mức của các phản ứng: (a) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{82}\text{Sr}$, (b) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{83(\text{m+g})}\text{Sr}$, (c) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{85\text{m}}\text{Sr}$, (d) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{85\text{g}}\text{Sr}$, và (e) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{87\text{m}}\text{Sr}$ 56
- Hình 3.6.* Suất lượng thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.95 kết hợp với 6 mẫu mật độ mức của các phản ứng: (a) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{81(\text{g}+0.976\text{m})}\text{Rb}$, (b) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{82\text{m}}\text{Rb}$, (c) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{83}\text{Rb}$, (d) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{84(\text{m+g})}\text{Rb}$, và (e) $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{86(\text{m+g})}\text{Rb}$57
- Hình 3.7.* Phổ tia gamma đặc trưng khi mẫu ^{141}Pr được chiếu bởi chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV, thời gian chiếu 1 giờ, thời gian chờ 2,3 giờ và thời gian đo 2 giờ. Các khung nhỏ phía trên là các phần phổ được phóng to.58
- Hình 3.8.* Tỷ số giữa hoạt độ phóng xạ của $^{139}\text{Pr}/^{137\text{m}}\text{Ce}$ tính toán dựa trên các tia gamma 255,11 keV và 254,29 keV phụ thuộc thời gian chờ sau khi kết thúc chiếu xạ bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 50, 60 và 70 MeV.59
- Hình 3.9.* Phổ gamma đặc trưng từ mẫu ^{141}Pr bị chiếu xạ với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 60 MeV với thời gian chiếu xạ 1 giờ, thời gian chờ 53 giờ và thời gian đo 13 giờ.61
- Hình 3.10.* Biểu đồ chỉ ra các kênh khả dĩ dẫn đến sự hình thành các trạng thái đồng phân $^{137\text{m}}\text{Ce}$ và $^{137\text{g}}\text{Ce}$61
- Hình 3.11.* Tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{137\text{m.g}}\text{Ce}$ tạo thành từ phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137\text{m.g}}\text{Ce}$ thực nghiệm và theo tính toán sử dụng TALYS 1.8 kết hợp 6 mẫu mật độ mức với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 50, 60 và 70 MeV.64
- Hình 3.12.* Các đoạn phổ gamma của mẫu $^{\text{nat}}\text{W}$ được chiếu với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV và phép đo được bắt đầu (a) 4 phút, (b) 40 phút sau khi kết thúc chiếu xạ.65
- Hình 3.13.* Sơ đồ phân rã của cặp đồng phân $^{179\text{m.g}}\text{W}$, các mức năng lượng tính theo (keV) [34].67
- Hình 3.14.* Phổ gamma của mẫu Pd(a) và Al(b) được chiếu với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 70 MeV.72

- Hình 3.15.* Đường cong phân rã biểu diễn hoạt độ độc lập của các đồng vị ^{109}Rh , $^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{109\text{g}}\text{Pd}$ và đường cong phân rã hoạt độ tích lũy của $^{109\text{g}}\text{Pd}$ từ hoạt độ độc lập của $^{109\text{g}}\text{Pd}$ và hai phân rã của ^{109}Rh , $^{109\text{m}}\text{Pd}$73
- Hình 3.16.* Tiết diện tích phân của phản ứng $^{27}\text{Al}(\gamma, 2\text{pn})^{24}\text{Na}$ đo bởi nhóm tác giả Mayer được khớp theo hàm bậc hai.74
- Hình 3.17.* Phổ bức xạ hãm từ bia W được mô phỏng bằng chương trình MCNPX và hàm kích thích của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m,g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 70 MeV76
- Hình 3.18.* Tiết diện tích phân thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 kết hợp với 6 mẫu mật độ mức hạt nhân và 8 hàm lực gamma khác nhau cho các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$77
- Hình 3.19.* Tiết diện tích phân đo được và tính toán lý thuyết của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ theo năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm.78
- Hình 3.20.* Phổ bức xạ hãm được mô phỏng bằng MCNPX phát ra từ bia W (100 x 100 mm x 0,1 mm) khi bắn chùm electron có năng lượng 55, 60, 65 MeV và tiết diện của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ ($x = 1-7$) lý thuyết sử dụng TALYS 1.9.79
- Hình 3.21.* Phổ tia gamma của các sản phẩm phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ với thời gian chiếu xạ 3 giờ, thời gian chờ 50 phút và thời gian đo 30 phút. Các khung nhỏ (1), (2), (3), (4), (5), (6) phía trên là các phần phổ đánh số tương ứng được phóng to.....80
- Hình 3.22.* Tỷ số giữa tiết diện tích phân thực nghiệm và tính toán lý thuyết theo TALYS 1.9 của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ với $x = 1$ đến 7.....83
- Hình 4.1.* Phổ gamma của mẫu Zr được chiếu bởi chùm proton năng lượng 17,3 MeV.88
- Hình 4.2.* Sơ đồ minh họa quá trình phân rã của các đồng vị phóng xạ được tạo thành từ các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)$ 89
- Hình 4.3.* Tiết diện tích lũy đo được và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 kết hợp mẫu mật độ mức hạt nhân CTFGM đối với các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$92
- Hình 4.4.* Tiết diện tích lũy đo được và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 kết hợp mẫu mật độ mức hạt nhân CTFGM đối với các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95\text{m}}\text{Nb}$ 94
- Hình 4.5.* Tiết diện tích lũy đo được và tính toán sử dụng TALYS 1.9 kết hợp mẫu mật độ mức hạt nhân CTFGM với các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95\text{g}}\text{Nb}$96

- Hình 4.6.* Suất lượng tạo thành các đồng vị ^{95}Zr , $^{95\text{m}}\text{Nb}$ và $^{95\text{g}}\text{Nb}$ từ các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(\text{p},\text{X})$ trên bia dày98
- Hình 4.7.* Sơ đồ minh họa các đồng vị phóng xạ được tạo thành từ các phản ứng hạt nhân (1) $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{p},\text{X})^{100\text{m}}\text{Ag}$, (2) $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{p},\text{X})^{100\text{g}}\text{Ag}$, (3) $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{p},\text{X})^{100}\text{Pd}$, (4) $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{p},\text{X})^{100\text{m}}\text{Rh}$, và (5) $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{p},\text{X})^{100\text{g}}\text{Rh}$ phân rã để trở thành $^{100\text{g}}\text{Rh}$. .100
- Hình 4.8.* Hàm kích thích tích lũy của các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{p},\text{X})^{100\text{m,g}}\text{Rh}$ trong vùng năng lượng từ 10 đến 50 MeV103
- Hình 4.9.* Hàm kích thích của các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{p},\text{X})^{100}\text{Pd}$ trong vùng năng lượng từ 10 MeV đến 50 MeV.104

DANH MỤC CÁC BẢNG BIỂU

| | | |
|-------------------|---|-----|
| <i>Bảng 3.1.</i> | Các phản ứng hạt nhân và thông số phân rã chính của các hạt nhân sản phẩm tạo thành từ mẫu $^{nat}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ [32]. | 48 |
| <i>Bảng 3.2.</i> | Suất lượng của các hạt nhân sản phẩm trong các phản ứng $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ với bức xạ hãm có năng lượng cực đại 55-, 60-, and 65- MeV. | 51 |
| <i>Bảng 3.3.</i> | Phản ứng hạt nhân tạo thành $^{137m,g}\text{Ce}$ và các đặc trưng phân rã chính . | 59 |
| <i>Bảng 3.4.</i> | Tỷ số suất lượng đồng phân của cặp đồng phân $^{137m,g}\text{Ce}$ được tạo ra trong phản ứng quang hạt nhân $^{141}\text{Pr}(\gamma, p3n)^{137m,g}\text{Ce}$ | 63 |
| <i>Bảng 3.5.</i> | Các phản ứng hạt nhân tạo thành $^{179m,g}\text{W}$ và các đặc trưng phân rã | 66 |
| <i>Bảng 3.6.</i> | Tỷ số suất lượng đồng phân của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ [34]. | 68 |
| <i>Bảng 3.7.</i> | Phản ứng hạt nhân được nghiên cứu và các đặc trưng phân rã. | 71 |
| <i>Bảng 3.8.</i> | Tiết diện thực nghiệm và tính toán của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109g}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108m}\text{Rh}$ | 77 |
| <i>Bảng 3.9.</i> | Các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ và các đặc trưng phân rã chính. | 81 |
| <i>Bảng 3.10.</i> | Tiết diện tích phân của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 60 MeV. | 84 |
| <i>Bảng 4.1.</i> | Các hạt nhân sản phẩm và thông số phân rã chính. | 87 |
| <i>Bảng 4.2.</i> | Tiết diện đo được của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p, X)$ [71]. | 91 |
| <i>Bảng 4.3.</i> | Suất lượng tạo thành các đồng vị ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb từ các phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)$ trong bia dày. | 97 |
| <i>Bảng 4.4.</i> | Các hạt nhân sản phẩm và các thông số phân rã chính | 99 |
| <i>Bảng 4.5.</i> | Tiết diện tạo thành ^{100g}Rh và ^{100}Pd trong các phản ứng $^{nat}\text{Pd}(p, X)$ | 102 |

MỞ ĐẦU

Phản ứng hạt nhân làm biến đổi sâu sắc hạt nhân nguyên tử và phát ra các nucleon, các loại bức xạ khác nhau mang theo những thông tin quan trọng liên quan đến phản ứng. Do, phân tích các nucleon, các bức xạ đó có thể giúp hiểu biết về các đặc trưng của phản ứng hạt nhân và cơ chế phản ứng. Ngoài ra, hầu hết các sản phẩm phản ứng là những đồng vị phóng xạ, một số đồng vị phóng xạ đó có thể được sử dụng trong các lĩnh vực ứng dụng khác nhau, đặc biệt là trong y học phóng xạ. Vì vậy, nghiên cứu phản ứng hạt nhân và cung cấp số liệu phản ứng hạt nhân đóng vai trò quan trọng trong nghiên cứu vật lý hạt nhân cơ bản và ứng dụng.

Cho tới nay, nghiên cứu phản ứng hạt nhân đã có lịch sử trên 100 năm. Năm 1896 H. Becquerel phát hiện ra hiện tượng phân rã phóng xạ và năm 1919 E. Rutherford là người đầu tiên thực hiện thành công phản ứng hạt nhân $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ bằng cách bắn chùm hạt alpha (α) vào hạt nhân bia ^{14}N . Phản ứng hạt nhân này đã được thực hiện với chùm hạt alpha sinh ra từ quá trình phân rã của nguồn đồng vị phóng xạ tự nhiên. Việc sử dụng chùm hạt α từ nguồn đồng vị phóng xạ có những hạn chế nhất định do thông lượng nhỏ, năng lượng thấp và không thay đổi được nên không thể tạo ra phản ứng với những hạt nhân bia có hàng rào Coulomb cao. Sau này, nhờ có máy gia tốc các chùm hạt mang điện tích, các chùm ion và các loại bức xạ thứ cấp như neutron, photon hãm (bức xạ bremsstrahlung) có năng lượng và thông lượng cao đã được tạo ra. Các phản ứng hạt nhân với cơ chế phản ứng phức tạp hơn có thể xảy ra nên phạm vi nghiên cứu được mở rộng. Có thể nói máy gia tốc đã tạo ra bước ngoặt quan trọng cho sự phát triển của vật lý hạt nhân nói chung và nghiên cứu phản ứng hạt nhân nói riêng.

Năm 1932, J. Cockcroft và E. Walton đã sử dụng chùm proton được tạo ra trên máy gia tốc Cyclotron để bắn vào ^7Li và tạo ra hai hạt alpha. Kết quả này được coi là một kỳ tích mà phản ứng hạt nhân mang lại dù sự phân chia hạt nhân nguyên tử ở đây chưa phải là phản ứng phân hạch như O. Hahn thực hiện năm 1938. Cũng trong năm 1932, J. Chadwick đã bắn chùm hạt α vào bia ^9Be để tạo ra neutron thông qua phản ứng hạt nhân $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. Việc tìm ra neutron là thành quả to lớn trong lĩnh vực nghiên cứu vật lý hạt nhân nói chung và phản ứng hạt nhân nói riêng. Với việc phát hiện ra neutron, J. Chadwick đã được trao giải thưởng Nobel năm 1935.

Notron không mang điện tích nên không chịu lực đẩy Coulomb và dễ dàng tiếp cận các hạt nhân nguyên tử để gây ra phản ứng. Tuy nhiên, các hạt mang điện tích muốn gây ra phản ứng cần có năng lượng đủ lớn để vượt qua ngưỡng Coulomb của hạt nhân bia. Ngày nay, các máy gia tốc hiện đại có khả năng gia tốc chùm hạt tới năng lượng từ vài chục MeV tới vài trăm MeV, thậm chí tới hàng chục GeV. Vì vậy, chúng ta có thể thực hiện nhiều loại phản ứng hạt nhân với hầu hết các hạt nhân bia của các nguyên tố trong bảng tuần hoàn. Trong nhiều trường hợp, ngay trên cùng một hạt nhân bia cũng có thể xảy ra các phản ứng hạt nhân khác nhau và với các cơ chế khác nhau.

Sản phẩm quan trọng mà nghiên cứu phản ứng hạt nhân thực nghiệm mang lại là các số liệu hạt nhân. Những số liệu này góp phần vào việc phát triển nghiên cứu và được ứng dụng trong nhiều lĩnh vực khác nhau, trước hết là trong lĩnh vực khoa học và công nghệ hạt nhân. Với tầm quan trọng đó, một số Quốc gia và các tổ chức Quốc tế đã xây dựng các thư viện số liệu hạt nhân như: IAEA-NDS thuộc Ủy ban năng lượng nguyên tử Quốc tế (IAEA), ENDF (Mỹ), JEF (Châu Âu) và JENDL (Nhật Bản) để phục vụ cho nhu cầu nghiên cứu và ứng dụng. Vì vậy, việc đóng góp vào thư viện số liệu hạt nhân những số liệu mới, có độ chính xác cao cũng là một trong những mục đích được đặt ra trong nghiên cứu này.

Những kết quả nghiên cứu về phản ứng hạt nhân đã thu được cho tới nay là rất quan trọng. Tuy nhiên, do sự phức tạp của các cơ chế phản ứng, đặc biệt là các phản ứng xảy ra trong vùng năng lượng sau cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (GDR), năng lượng cao và sự hiểu biết về các mẫu hạt nhân chưa đầy đủ nên còn nhiều vấn đề cần tiếp tục được quan tâm nghiên cứu. Bản luận án “Nghiên cứu các đặc trưng của một số phản ứng hạt nhân với bức xạ hãm năng lượng cực đại sau cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ và proton năng lượng tới 45 MeV” trình bày một số kết quả nghiên cứu về phản ứng hạt nhân gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại trong dải từ 50 tới 70 MeV và các phản ứng hạt nhân gây bởi chùm proton có năng lượng từ ngưỡng phản ứng tới khoảng 45 MeV. Trong vùng năng lượng này kết quả nghiên cứu còn tương đối ít. Các phản ứng sinh nhiều nuclon (phản ứng đa hạt, số nuclon ≥ 2), cơ chế phức tạp bắt đầu xuất hiện trong đó vai trò của cơ chế trực tiếp và tiền cân bằng ngày càng tăng bên cạnh cơ chế hợp phần. Trong một số trường hợp, nhiều kênh phản

ứng có thể tạo ra cùng một đồng vị phóng xạ. Thực tế trên đặt ra nhiều thách thức nhưng cũng rất hấp dẫn trong nghiên cứu.

Trong phạm vi luận án này, nghiên cứu sẽ được thực hiện trên 06 hạt nhân bia sau đây: Sr ($Z=38$), Zr ($Z=40$), Pd ($Z=46$), Pr ($Z=59$), W ($Z=74$) và Au ($Z=79$).

❖ Mục tiêu của luận án:

- Xác định một số đặc trưng của phản ứng hạt nhân gây bởi bức xạ hãm có năng lượng cực đại từ 50 đến 70 MeV và bởi proton có năng lượng từ ngưỡng phản ứng tới khoảng 45 MeV. Các đặc trưng được xác định bao gồm tiết diện phản ứng, tiết diện tích phân, suất lượng phản ứng và tỷ số suất lượng của các cặp đồng phân.
- So sánh kết quả thực nghiệm thu được với các kết quả thực nghiệm khác (nếu có) và với kết quả tính toán sử dụng mã TALYS để đánh giá mức độ tin cậy của các kết quả thực nghiệm. Từ đó phân tích ảnh hưởng của năng lượng kích thích và hiệu ứng kênh đối với các tham số đặc trưng của các phản ứng nghiên cứu trong vùng năng lượng sau cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ.
- Đóng góp những dữ liệu hạt nhân có độ chính xác cao vào kho dữ liệu hạt nhân quốc tế, trong đó có những dữ liệu mới phục vụ cho mục đích nghiên cứu và ứng dụng.

❖ Phương pháp nghiên cứu: Sử dụng phương pháp kích hoạt kết hợp với đo phổ gamma trễ. Các kết quả thực nghiệm được so sánh với tính toán lý thuyết.

- Các phản ứng quang hạt nhân được tạo ra bằng cách kích hoạt các mẫu nghiên cứu với bức xạ hãm trong dải 50-70 MeV trên máy gia tốc electron tuyến tính có năng lượng thiết kế cực đại là 100 MeV. Các phản ứng hạt nhân gây bởi chùm proton được thực hiện trên máy gia tốc Cyclotron 50 MeV. Trên cơ sở đo và phân tích phổ gamma sẽ nhận diện được các sản phẩm của phản ứng và xác định được hoạt độ của các đồng vị phóng xạ có thể xác định các tham số của phản ứng cần nghiên cứu. Nhằm nâng cao độ chính xác của kết quả nghiên cứu thực nghiệm, luận án áp dụng quy trình chiếu mẫu, phơi và đo phổ gamma hợp lý. Đồng thời thực hiện các hiệu chỉnh cần thiết trong phân tích số liệu nhằm loại bỏ hoặc hạn chế đóng góp của các nguồn gây sai số.

- So sánh kết quả thực nghiệm với tính toán lý thuyết sử dụng mã TALYS. Tiết diện phản ứng được tính bằng mã nguồn mở TALYS, sử dụng các phiên bản mới nhất có thể. Phổ bức xạ hãm sinh ra do bắn chùm electron vào bia W được mô phỏng bằng chương trình MCNPX. Đồng thời năng lượng của chùm proton tại mỗi vị trí trong chồng mẫu được tính bằng SRIM-2003.

❖ Đối tượng và phạm vi nghiên cứu:

Đối tượng nghiên cứu là các phản ứng quang hạt nhân gây bởi các chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại trong dải 50-70 MeV và với proton trong dải năng lượng từ ngưỡng phản ứng tới khoảng 45 MeV. Nghiên cứu nhằm xác định một số đặc trưng của phản ứng cụ thể như sau:

- Nghiên cứu xác định suất lượng của các phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{82}\text{Sr}$, $^{83(m+g)}\text{Sr}$, ^{85m}Sr , ^{85g}Sr , ^{87m}Sr , $^{81(g+0.976m)}\text{Rb}$, ^{82m}Rb , ^{83g}Rb , $^{84(m+g)}\text{Rb}$ với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV.
 - Nghiên cứu xác định tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân: (1) $^{137m,g}\text{Ce}$ tạo thành từ phản ứng quang hạt nhân $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137m,g}\text{Ce}$ với bức xạ hãm có năng lượng cực đại 50, 60, 70 MeV và (2) $^{179m,g}\text{W}$ tạo thành từ phản ứng quang neutron $^{nat}\text{W}(\gamma, xn)^{179m,g}\text{W}$ với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 50, 55, 60 và 65 MeV.
 - Nghiên cứu xác định tiết diện tích phân của các phản ứng quang hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m,g}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108m}\text{Rh}$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 70 MeV và (2) $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV.
 - Nghiên cứu hàm kích thích của phản ứng hạt nhân (1) $^{nat}\text{Pd}(p, X)^{100m,g}\text{Rh}$ trong dải năng lượng từ 21,09 tới 42,61 MeV; (2) hàm kích thích và suất lượng của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, ^{95m}Nb , ^{95g}Nb trong dải năng lượng từ 10,6 tới 43,6 MeV.
- ❖ Bố cục của luận án: Ngoài phần mở đầu, kết luận và tài liệu tham khảo, nội dung của luận án được trình bày trong 4 chương:

Chương 1: Nghiên cứu tổng quan.

Chương 2: Phương pháp nghiên cứu.

Chương 3: Kết quả nghiên cứu với phản ứng quang hạt nhân.

Chương 4: Kết quả nghiên cứu với phản ứng hạt nhân gây bởi chùm proton.

CHƯƠNG 1. NGHIÊN CỨU TỔNG QUAN

1.1. Một số đặc trưng cơ bản của phản ứng hạt nhân

Phản ứng hạt nhân là quá trình biến đổi hạt nhân gây bởi sự va chạm giữa hai hạt nhân, giữa nucleon với hạt nhân hoặc sự biến đổi hạt nhân gây bởi các bức xạ/hạt cơ bản khác. Thông thường phản ứng hạt nhân xảy ra do sự bắn phá các hạt nhân bởi các chùm hạt như neutron, proton, hạt alpha, photon, các ion nặng. Do sự va chạm mạnh giữa hạt tới và hạt nhân bia mà sau phản ứng xuất hiện hai hay nhiều hạt bay ra theo các phương khác nhau.

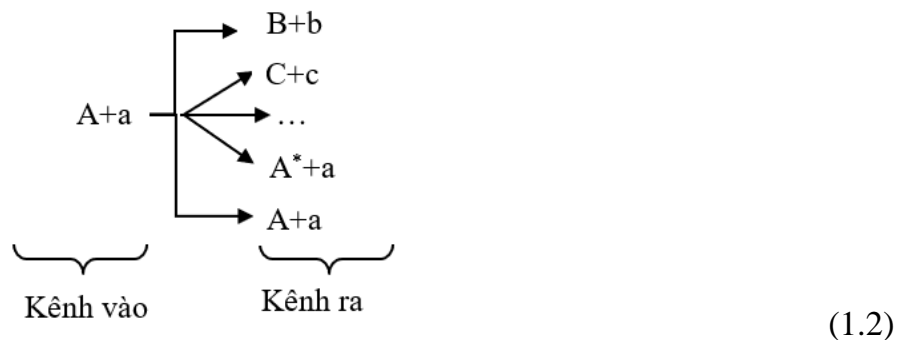
Trường hợp đơn giản xét phản ứng hạt nhân tạo ra hai hạt sau phản ứng:



trong đó a là bức xạ/hạt tới, A là hạt nhân bia, b, B là các hạt nhân sản phẩm của phản ứng, Q là năng lượng phản ứng.

Hạt tới gây ra phản ứng hạt nhân có thể là hạt neutron, photon, các hạt mang điện nhẹ và các ion nặng. Hạt nhân B được tạo thành thường là hạt nhân nặng và được giữ lại trong bia, không được quan sát trực tiếp. Hạt nhân con b thường nhẹ hơn và chúng ta có thể đo được hướng phát ra, phân bố góc, năng lượng của nó.

Quá trình phản ứng hạt nhân có thể xảy ra theo nhiều kênh phản ứng cạnh tranh khác nhau phụ thuộc vào năng lượng của hạt tới:



trong đó: $B, b; C, c$ là các kênh phản ứng; $A^*, a; A, a$ là các kênh tán xạ.

Phản ứng hạt nhân được chia thành nhiều loại khác nhau: tán xạ đàn hồi, tán xạ không đàn hồi, bắt phát xạ, phản ứng biến đổi hạt nhân, phân hạch hạt nhân (fission), nhiệt hạch (fusion), phản ứng vỡ vụn (spallation),... Phản ứng biến đổi hạt nhân gồm có phản ứng tước hạt (stripping reaction), phản ứng đoạt hạt (pickup reaction), phản ứng trao đổi điện tích (charge exchange) và phản ứng knock-out. Phản

ứng tước hạt là hiện tượng hạt tới bị mất đi một nucleon do hấp thụ của hạt nhân bia, phần hạt còn lại tiếp tục chuyển động qua bia; phản ứng đoạt hạt thì hiện tượng xảy ra ngược lại, hạt tới đoạt một nucleon của hạt nhân bia.

1.1.1. Năng lượng trong phản ứng hạt nhân

Xét phản ứng hạt nhân $A(a,b)B$. Áp dụng định luật bảo toàn năng lượng, ta có [3]:

$$(m_a + M_A).c^2 + E_a + E_A = (m_b + M_B).c^2 + E_b + E_B, \quad (1.3)$$

trong đó E_a, E_A, E_b, E_B : là động năng của hạt tham gia và tạo thành trong phản ứng.

Đặt $E_{01} = (m_a + M_A).c^2$; $E_{02} = (m_b + M_B).c^2$ gọi là năng lượng nghỉ,

$E_1 = E_a + E_A$ là động năng trước phản ứng; $E_2 = E_b + E_B$ là động năng sau phản ứng. Thông thường xem hạt nhân bia A đứng yên, $E_1 = E_a$. Năng lượng của phản ứng là Q được xác định bằng:

$$Q = E_{01} - E_{02} = E_2 - E_1, \quad (1.4)$$

Giá trị của năng lượng phản ứng Q có thể dương, âm hoặc bằng 0.

- Nếu năng lượng phản ứng có giá trị dương gọi là phản ứng tỏa năng lượng. Phản ứng tỏa năng lượng có thể xảy ra với hạt tới ở bất kỳ năng lượng nào (nếu a là hạt tích điện thì hạt tới a phải có năng lượng đủ để vượt qua rào thế Coulomb của hạt nhân).

Nếu năng lượng của phản ứng có giá trị âm thì phản ứng được gọi là phản ứng thu năng lượng. Phản ứng thu năng lượng chỉ xảy ra khi năng lượng hạt tới đủ cao: Vì từ $Q = E_2 - E_1$ suy ra $E_1 = E_2 + |Q|$.

Năng lượng ngưỡng của phản ứng được định nghĩa là giá trị động năng nhỏ nhất của hạt tới để phản ứng thu năng lượng xảy ra và được xác định theo công thức

sau [3]:

$$E_{th} = \frac{m_a + M_A}{M_A} |Q|, \quad (1.5)$$

Với m_a, M_A là khối lượng của các hạt tham gia phản ứng.

Nếu $Q = 0$, ứng với trường hợp tán xạ đàn hồi, $E_2 = E_1, E_{01} = E_{02}$.

1.1.2. Cơ chế phản ứng hạt nhân

Quá trình phản ứng hạt nhân xảy ra trong miền tác dụng của lực hạt nhân, phụ thuộc rất nhiều vào các đặc trưng của các hạt tham gia phản ứng. Phản ứng hạt nhân được giải thích theo các cơ chế khác nhau trong những vùng năng lượng khác nhau.

Có 3 cơ chế được chấp nhận phổ biến nhất đó là: Cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần, phản ứng hạt nhân trực tiếp và cơ chế tiền cân bằng.

- *Cơ chế hạt nhân hợp phần:*

Theo giả thuyết Bohr, quá trình phản ứng hợp phần được chia làm 2 giai đoạn:



Giai đoạn 1: Hạt tới bị bắt bởi hạt nhân bia tạo thành hạt nhân hợp phần ở trạng thái kích thích (C^*), hạt tới a nhanh chóng truyền toàn bộ năng lượng của mình cho các nucleon của hạt nhân bia. Do sự phân bố lại năng lượng, không có nucleon nào của hạt nhân bia có đủ năng lượng để thắng được lực hút hạt nhân, bay ra ngoài [3].

Giai đoạn 2: Do thăng giáng thống kê, một nucleon hoặc nhóm nucleon có thể nhận được năng lượng (E_b) lớn hơn năng lượng liên kết (ϵ_b) của chúng trong hạt nhân hợp phần để thoát ra khỏi hạt nhân hợp phần.

Một hạt nhân hợp phần có thể phân rã theo nhiều kênh khác nhau. Do thời gian thiết lập trạng thái cân bằng khá lớn (cỡ 10^{-14} s) gấp khoảng 10^8 lần thời gian đặc trưng của hạt nhân (cỡ 10^{-22} s) nên hai giai đoạn trên hoàn toàn độc lập nhau, xác suất phân rã của hạt nhân hợp phần chỉ phụ thuộc vào năng lượng, động lượng và tính chẵn lẻ của hạt nhân mà không phụ thuộc vào cách tạo nên nó [3].

- *Cơ chế tiền cân bằng:*

Trong một số trường hợp, khi hạt tới tương tác với hạt nhân bia cũng có sự phân bố lại năng lượng của các nucleon trong hạt nhân nhưng trước khi hạt nhân đạt trạng thái hợp phần một hoặc một vài nucleon trong hạt nhân đã có năng lượng lớn hơn năng lượng liên kết của chúng với hạt nhân nên chúng thoát ra khỏi hạt nhân. Phản ứng có sự phát xạ hạt trước cân bằng gọi là phản ứng tiền cân bằng.

Theo thang thời gian thì phản ứng tiền cân bằng xảy ra giữa thời gian rất nhanh của phản ứng trực tiếp và thời gian chậm của phản ứng hợp phần [4].

- *Cơ chế trực tiếp:*

Một cơ chế phản ứng gần như đối lập với cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần là cơ chế phản ứng trực tiếp. Trong đó hạt tới tương tác chủ yếu ở bề mặt hạt nhân bia. Khi năng lượng của hạt tới tăng lên, bước sóng Broglie của nó giảm, hạt có thể tham gia vào cơ chế phản ứng trực tiếp. Vì các phản ứng này không qua giai đoạn hạt

nhân hợp phần nên có thể coi hạt ra cũng như hạt vào không bị hấp thụ trong hạt nhân, nên phản ứng xảy ra ở bề mặt hạt nhân, do đó người ta còn gọi là phản ứng bề mặt [5]. Cơ chế trực tiếp xảy ra rất nhanh, thời gian tương tác giữa hạt tới và hạt nhân bia rất ngắn (chỉ còn khoảng 10^{-22} giây) tương đương khoảng thời gian truyền qua trường hạt nhân. Các hạt phát ra có phân bố góc không đẳng hướng và ưu tiên hướng về phía trước. Các loại phản ứng trực tiếp phổ biến bao gồm: phản ứng trao đổi, phản ứng chiếm hạt, phản ứng tước hạt hay phản ứng tách ra. Các phản ứng hạt nhân trực tiếp đầu tiên được nghiên cứu như (n',n) , (p,p') , (n,p) , (p,d) và (d,n) , (d,p) và sau đó với năng lượng lớn hơn $(p,2p)$, (p,np) , (p,T) , (p,α) ,...

Phản ứng trực tiếp và phản ứng thông qua hạt nhân hợp phần không loại trừ nhau, cả hai quá trình này đều có thể đóng góp vào quá trình phản ứng hạt nhân và dẫn tới các trạng thái riêng cuối cùng. Có thể hình dung rằng, hạt nhân hợp phần được hình thành sau một chuỗi các va chạm dẫn đến sự sắp xếp lại cấu trúc phức tạp bên trong hạt nhân nhưng một va chạm sượt nhẹ, ngoại biên có thể gây ra một phản ứng trực tiếp. Khi hạt tới có năng lượng thấp cơ chế hạt nhân hợp phần chiếm ưu thế và giảm xuống khi năng lượng của hạt tới tăng. Trong khi đó quá trình phản ứng trực tiếp vẫn tiếp tục tăng khi tăng năng lượng và bắt đầu trở thành quá trình chủ yếu ở mức năng lượng trên 10 MeV [5].

1.1.3. Tiết diện phản ứng hạt nhân

Tiết diện phản ứng (σ) phản ánh xác suất phản ứng xảy ra. Tiết diện phản ứng có giá trị phụ thuộc vào các đặc trưng của hạt tới (loại hạt, năng lượng,...) và tính chất của hạt nhân bia (điện tích, số khối, trạng thái, spin, chẵn lẻ...) [6].

Xét chùm hạt tới a đập vào mẫu chứa các hạt nhân A gây ra phản ứng hạt nhân $A(a,b)B$. Giả sử chùm hạt tới có phân bố đều cả về không gian, thời gian và có thông lượng Φ (số lượng hạt tới trên một đơn vị diện tích, trong một đơn vị thời gian), trên bia có chứa N hạt nhân loại A (nằm trong vùng bị chiếu bởi chùm hạt tới), số hạt b phát ra trong một đơn vị thời gian là N_b . Tiết diện phản ứng được ký hiệu là σ và được

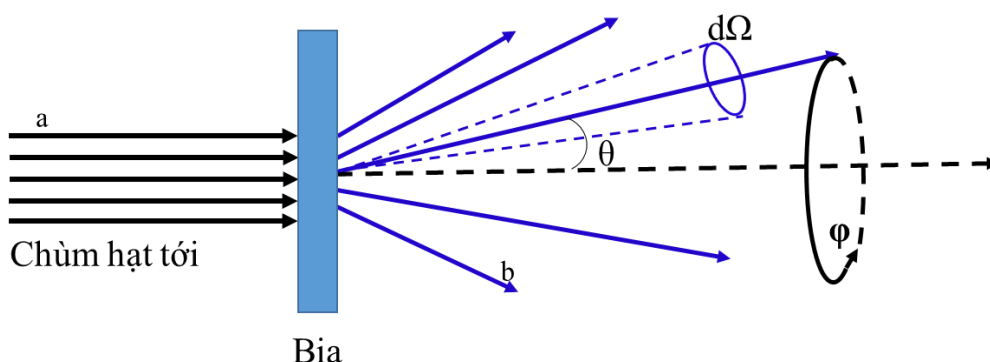
xác định bằng [6]:

$$\sigma = \frac{N_b}{\Phi \cdot N} , \quad (1.7)$$

Tiết diện phản ứng hạt nhân có thứ nguyên là đơn vị diện tích, thường được tính bằng barn (b); milibarn (mb) hay microbarn (μb), $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Trong trường hợp tổng quát các hạt bay ra có phân bố góc theo hàm $r(\theta, \varphi)$. Nếu đặt một detêctơ để ghi nhận các hạt nhân b được phát ra trong góc khối $d\Omega$ theo hướng (θ, φ) hợp với chùm hạt tới ban đầu thì ta xác định được tiết diện vi phân theo góc khối. Tiết diện vi phân theo góc khối là xác suất phản ứng xảy ra trong một đơn vị thời gian, trên một hạt nhân và trong yếu tố góc đặc $d\Omega$ theo hướng hợp với hướng của chùm tia tới một góc tương ứng (θ, φ) khi dòng hạt tới có thông lượng bằng 1 hạt/s.cm². Tiết diện vi phân theo góc khối được ký hiệu là $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ và được tính bằng đơn vị barn/steradian (Hình 1.1) [6].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \varphi)}{4\pi \cdot \Phi \cdot N} \quad (1.8)$$



Hình 1.1. Sơ đồ đo tiết diện vi phân phản ứng hạt nhân theo góc khối.

Lấy tích phân tiết diện vi phân theo toàn bộ góc khối ta thu được tiết diện toàn phần của phản ứng tạo ra hạt nhân b tại một giá trị năng lượng xác định:

$$\sigma = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi \quad (1.9)$$

Khi chùm hạt tới có năng lượng liên tục, tiết diện phản ứng $\sigma(E)$ phụ thuộc vào năng lượng của hạt tới. Hàm mô tả sự phụ thuộc của tiết diện phản ứng vào năng lượng của hạt tới gọi là hàm kích thích. Tiết diện tích phân (σ_{int}) được xác định theo

biểu thức sau [6,58,65]:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_0^{E_{\text{max}}} \sigma(E) dE, \quad (1.10)$$

Nếu phản ứng hạt nhân xảy ra với một kênh vào nhưng nhiều kênh ra khác nhau thì tiết diện toàn phần (σ_t) của phản ứng bằng tổng tiết diện của các kênh (σ_i).

$$\sigma_t = \sum_i \sigma_i \quad (1.11)$$

1.1.4. Suất lượng phản ứng hạt nhân

Suất lượng của phản ứng là số phản ứng xảy ra trên bia trong một đơn vị thời gian. Nếu chùm hạt tới có năng lượng không đổi, thông lượng không đổi, suất lượng phản ứng được xác định theo công thức [3,6]:

$$Y = \eta.N.\sigma.\Phi, \quad (1.12)$$

trong đó Y là suất lượng phản ứng, η là hệ số hình học, N là số hạt nhân trên bia, σ là tiết diện của phản ứng hạt nhân, Φ là thông lượng của chùm hạt tới.

Đối với chùm bức xạ/hạt tới có phổ năng lượng liên tục, suất lượng phản ứng được tính theo công thức sau [6, 30-41]:

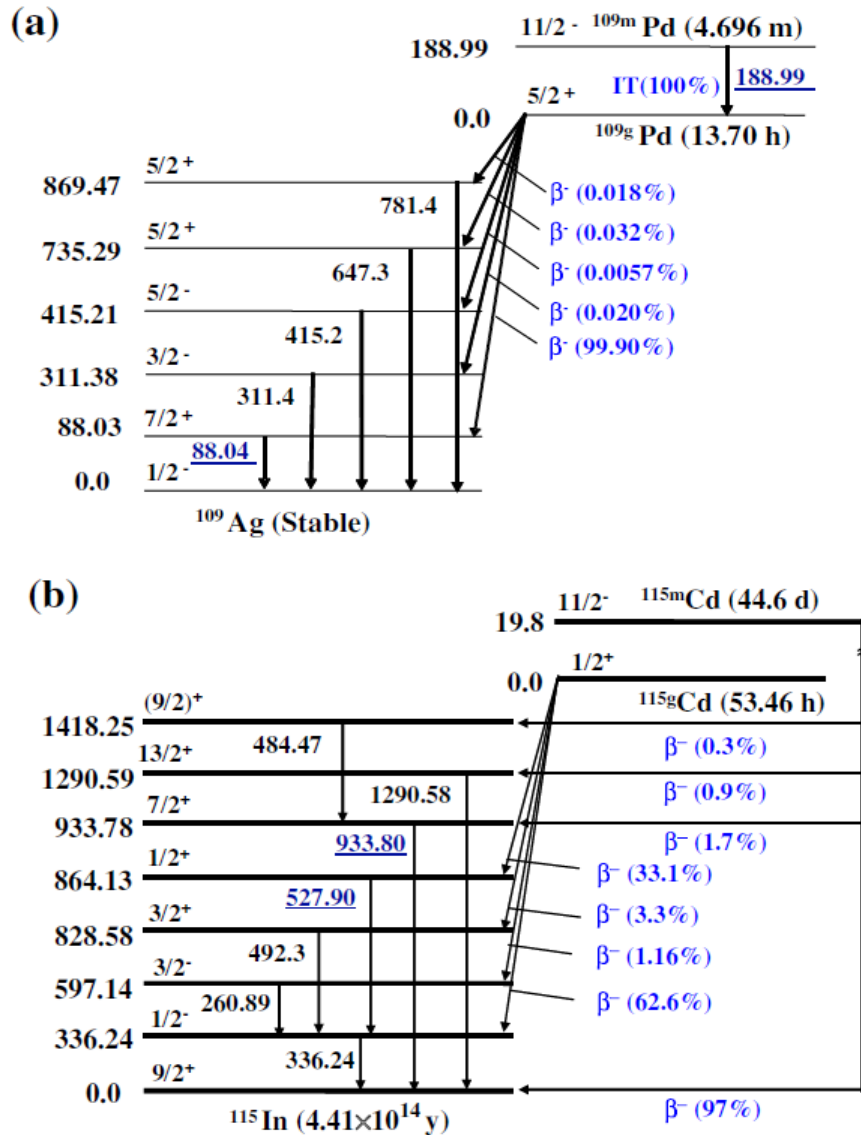
$$Y = \eta N \int_0^{E_{max}} \sigma(E)\Phi(E) dE, \quad (1.13)$$

Trong đó $\Phi(E)$ là thông lượng chùm hạt tới có năng lượng E , $\sigma(E)$ là tiết diện phản ứng gây bởi chùm hạt tới có năng lượng E và E_{max} là năng lượng cực đại. Suất lượng phản ứng có thể xác định qua hoạt độ phóng xạ đo được của hạt nhân được tạo thành trong phản ứng.

1.2. Hạt nhân đồng phân và tỷ số suất lượng đồng phân

Khi hạt nhân không bị kích thích các mức năng lượng thấp của hạt nhân được lấp đầy bởi các nucleon. Các nucleon riêng lẻ với trạng thái có mômen góc và năng lượng xác định liên kết với nhau nên các nucleon không chuyển động tự do. Bằng cách cung cấp năng lượng cho một cặp nucleon có thể tạo ra dao động hoặc quay tập thể của cặp nucleon này, phá vỡ liên kết cặp nucleon tạo thành hai nucleon hóa trị và chuyển chúng lên các trạng thái có năng lượng cao hơn hình thành trạng thái kích thích hạt nhân. Thực nghiệm có thể sử dụng phổ kế để quan sát các trạng thái kích thích và đo đạc các đại lượng đặc trưng của chúng. Các trạng thái hạt nhân được đặc trưng bởi các yếu tố: năng lượng kích thích, thời gian sống, spin, tính chẵn lẻ, mômen lưỡng cực từ, mômen tứ cực điện, khả năng phân rã... Các trạng thái kích thích có thể hình thành trong các phản ứng hạt nhân và trong các phân rã phóng xạ của các đồng vị phóng xạ [6].

Do thời gian tồn tại trên các trạng thái kích thích thường khá nhỏ, hạt nhân thường khử kích thích bằng cách phân rã beta, bắt electron (EC), dịch chuyển đồng phân (IT), phát ra một hay nhiều tia gamma,...chuyển xuống trạng thái có năng lượng thấp hơn (Hình 1.2).



Hình 1.2. Sơ đồ phân rã của các cặp hạt nhân đồng phân (a) ^{109m}gPd và (b) ^{115m}gCd tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân (đơn vị năng lượng (keV))

Hạt nhân đồng phân là hạt nhân phóng xạ tồn tại ở trạng thái kích thích có thời gian sống khá dài và có các đặc điểm phóng xạ khác với hạt nhân tồn tại ở trạng thái cơ bản. Điều kiện để tồn tại một hạt nhân đồng phân là sự có mặt của một mức năng lượng gần mức cơ bản nhưng có momen góc khác nhau đáng kể ($|\Delta I| \geq 4$). Chuyển dịch gamma giữa các mức trên phải bị cấm rất mạnh nên thời gian sống tương ứng với trạng thái kích thích đó có thể lên tới vài giờ, vài ngày hoặc thậm chí lên tới vài năm. Các mức này gọi là các trạng thái giả bền của hạt nhân đồng phân [3,6].

Sự phân rã của các sản phẩm phóng xạ dẫn đến sự hình thành các trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản không bền của hạt nhân sản phẩm. Nghiên cứu tỷ số đồng phân là xác định xác suất tương đối hình thành trạng thái cơ bản không bền và

trạng thái đồng phân của hạt nhân cuối cùng trong phản ứng hạt nhân. Từ các số liệu về tỷ số đồng phân (IR) giúp ta xác định được đặc điểm phụ thuộc spin của mật độ mức năng lượng, các thông tin quan trọng về cấu trúc mức hạt nhân, khả năng truyền mômen xung lượng trong phản ứng, sự chọn lọc trong lý thuyết dịch chuyển cũng như cơ chế phản ứng. Mặt khác các số liệu về tỷ số đồng phân cũng là những dữ liệu cần thiết trong phân tích kích hoạt, một trong những phương pháp được áp dụng rộng rãi trong nghiên cứu vật lý hạt nhân cũng như trong nhiều lĩnh vực khác của đời sống.

Tỷ số đồng phân của hạt nhân được xác định bằng công thức sau [3]:

$$IR = \frac{\sigma_m}{\sigma_g} \quad (1.14)$$

trong đó σ_m và σ_g tương ứng là tiết diện phản ứng tạo thành trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản. Vì trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản có giá trị spin rất khác nhau nên người ta thường biểu diễn tỷ số đồng phân là tỷ số tiết diện của sản phẩm phản ứng có giá trị spin cao trên spin thấp:

$$IR = \frac{\sigma_{spin\ cao}}{\sigma_{spin\ thap}} \quad (1.15)$$

Trong trường hợp kích hoạt bằng chùm photon hãm có phổ năng lượng liên tục, tỷ số đồng phân có thể biểu diễn thông qua tỷ số suất lượng tạo thành trạng thái có spin cao và suất lượng tạo thành trạng thái spin thấp [3, 6, 30-41].

$$IR = Y_{spin\ cao} / Y_{spin\ thap} \quad (1.16)$$

Tỷ số suất lượng đồng phân phụ thuộc vào spin của hạt nhân bia, năng lượng và loại hạt tới và một số hiệu ứng hạt nhân khác [6].

1.3. Phản ứng quang hạt nhân

1.3.1. Cơ chế phản ứng quang hạt nhân

Phản ứng quang hạt nhân là tương tác giữa photon với hạt nhân tạo thành hạt nhân ở trạng thái hợp phần. Sau tương tác, hạt nhân có thể phát xạ neutron, proton hoặc các loại hạt khác. Bản chất của tương tác trong phản ứng quang hạt nhân là tương tác điện từ. Phản ứng quang hạt nhân là phản ứng thu năng lượng. Điều kiện để xảy ra phản ứng quang hạt nhân là năng lượng của photon tới (E_γ) phải lớn hơn năng lượng ngưỡng (E_{th}) của phản ứng. Trong thực nghiệm, phản ứng quang hạt

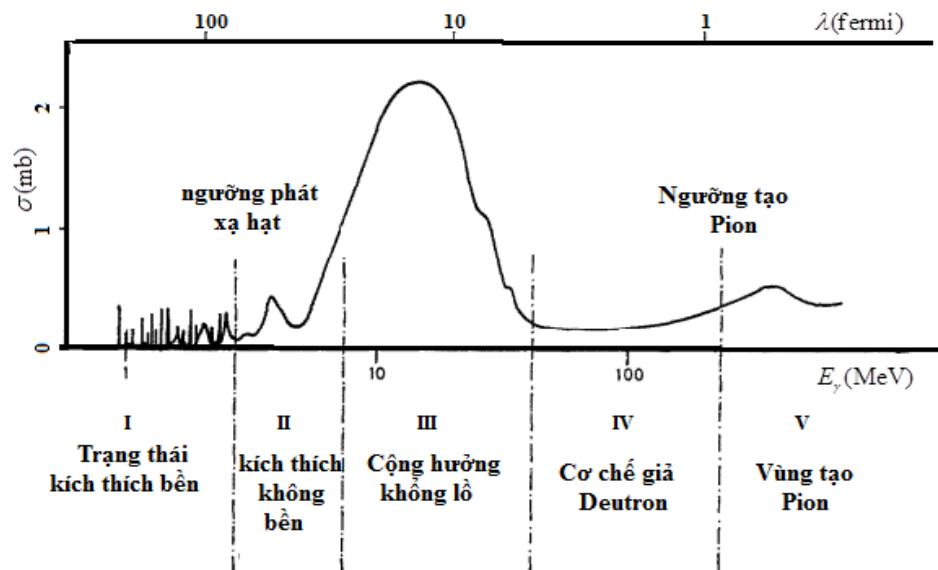
nhân gây bởi chùm bức xạ hãm được tạo ra khi cho chùm electron đã được gia tốc bắn vào bia nặng.

Phản ứng quang hạt nhân phụ thuộc mạnh vào năng lượng của chùm photon tới và số khối của hạt nhân bia (A). Tùy theo năng lượng gamma tới, có thể xảy ra các phản ứng khác nhau từ các phản ứng đơn giản (γ,n), (γ,p); phản ứng quang neutron (γ,xn); phản ứng sinh nhiều hạt ($\gamma,xnyp$); phản ứng tạo pion ($\gamma,\pi xn$), phản ứng quang phân hạch (γ,f); phản ứng quang phân mảnh (γ,fr),...

Tiết diện toàn phần của phản ứng quang hạt nhân bao gồm:

$$\sigma_{\gamma A}^T = \sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,p) + \sigma(\gamma,xn) + \sigma(\gamma,\pi xn) + \sigma(\gamma,xnyp) + \sigma(\gamma,f) + \sigma(\gamma,fr). \quad (1.17)$$

Có thể chia các phản ứng quang hạt nhân ở các vùng năng lượng thông qua ba quá trình chính bao gồm: cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (giant dipole resonance, GDR), cơ chế giả đơtron (quasi-deuteron, QDM), và quá trình tạo pion (Hình 1.3).



Hình 1.3. Tiết diện phản ứng quang hạt nhân tại các vùng năng lượng photon khác nhau

Khi photon tới có năng lượng nhỏ hơn 30 MeV, có cộng hưởng trong các phản ứng giữa các photon và hạt nhân. Đường cong tiết diện phụ thuộc năng suất hiện đỉnh cộng hưởng có độ rộng rất lớn nên ta gọi là cộng hưởng khổng lồ. Trong vùng cộng hưởng khổng lồ, photon tới tương tác với momen lưỡng cực của hạt nhân bia và hạt nhân thoát khỏi trạng thái kích thích bằng cách phát ra các hạt hoặc tia gamma thông qua cơ chế của hạt nhân hợp phần.

Để giải thích hiện tượng cộng hưởng cực không lò, Goldhaber và Teller [6,10] đưa ra giả thiết coi neutron và proton của hạt nhân như hai chất lỏng riêng biệt. Khi hạt nhân hấp thụ các photon sẽ nhận thêm năng lượng và xảy ra dao động của hai loại chất lỏng này. Steinwedel-Jensen đã giải thích cộng hưởng cực không lò là sự thay thế xen kẽ lần lượt của các proton và neutron trong điều kiện mật độ các nucleon trong hạt nhân không thay đổi. Sau đó Wilkinson giải thích cộng hưởng không lò là một sự chồng chập các đóng góp của tất cả các nucleon riêng lẻ. Khi hạt nhân hấp thụ photon, mỗi nucleon trong hạt nhân nhận được một phần năng lượng. Cộng hưởng không lò là tổng của tất cả các cộng hưởng nhỏ đó.

Sự phụ thuộc năng lượng của tiết diện hấp thụ cộng hưởng không lò đối với hạt nhân nặng và trung bình thường được biểu diễn gần đúng bằng đường cộng hưởng có dạng Lorent:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(\Gamma E)^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + (\Gamma E)^2}, \quad (1.18)$$

trong đó E_0 : năng lượng cộng hưởng; Γ : độ rộng cộng hưởng; σ_0 : giá trị tiết diện cực đại của phản ứng quang hạt nhân, $\sigma(E)$ là tiết diện của phản ứng quang hạt nhân.

So sánh tiết diện hấp thụ quang hạt nhân toàn phần quan sát được với các kết quả tiên đoán lý thuyết chỉ ra rằng, sự hấp thụ lưỡng cực đóng vai trò chính trong vùng cộng hưởng không lò. Các kết quả thực nghiệm trong vùng năng lượng thấp cho thấy sự phù hợp tốt với các tiên đoán lý thuyết của mẫu hạt nhân hợp phần. Tuy nhiên với các photon năng lượng cao, các kết quả từ thực nghiệm cho thấy có sự bất đối xứng trong phân bố góc và mẫu hạt nhân hợp phần không giải thích được sự bất đối xứng này.

Trong vùng năng lượng sau cộng hưởng không lò đến ngưỡng tạo pion (khoảng từ 30 đến 140 MeV), bước sóng của photon tới nhỏ hơn so với bán kính hạt nhân và gần với khoảng cách giữa các nucleon bên trong hạt nhân, photon không tương tác với toàn bộ hạt nhân mà tương tác trực tiếp với các nucleon riêng biệt hoặc nhóm các nucleon và phát ra các hạt mà không cần trải qua giai đoạn hạt nhân hợp phần. Cơ chế trực tiếp của phản ứng quang hạt nhân được giải thích nhờ mẫu giả dotron do Levinger đề xuất.

Khi photon có năng lượng cao hơn, sau vùng cộng hưởng không lồ, vai trò của tương tác trực tiếp trở nên đáng kể. Tương tác của photon tới với các cụm nucleon chiếm ưu thế hơn tương tác giữa photon tới với từng nucleon riêng lẻ. Trong các tương tác của photon với cụm hai nucleon cặp neutron-proton (giả đơtron), cặp proton-proton và cặp neutron-neutron thì tương tác giữa photon với cặp neutron-proton chiếm ưu thế. Mặc dù kết quả thực nghiệm và tiên đoán lý thuyết vẫn tồn tại một số điểm khác biệt nhưng các phép đo phân bố góc và phổ năng lượng của các photonucleon năng lượng cao đã khẳng định tính đúng đắn của mô hình giả đơtron.

Khi photon có năng lượng trên ngưỡng tạo pion (lớn hơn 140 MeV), đồng khối Δ được tạo ra bên trong hạt nhân bia do tương tác giữa photon và các nucleon riêng lẻ bên trong hạt nhân. Sau đó, quá trình phân rã của đồng khối Δ thành một pion và một nucleon cạnh tranh với quá trình hấp thụ photon của các giả đơtron. Đối với các hạt nhân trung bình và hạt nhân nặng, phản ứng photospallation là kênh phản ứng chiếm ưu thế hơn ở vùng năng lượng cao. Serber đã đề xuất mô hình thác lũ bên trong hạt nhân để giải thích cơ chế của phản ứng photospallation. Theo Serber, tán xạ của các pion và các nucleon giạt lùi cũng như sự hấp thụ các pion bên trong hạt nhân bia tạo thành một thác lũ các nucleon bên trong hạt nhân sẽ dẫn tới sự phát xạ các neutron cũng như proton và các pion. Các hạt này cũng có thể phát triển thành quá trình thác lũ nối tầng.

1.3.2. Năng lượng ngưỡng và suất lượng của phản ứng quang hạt nhân

Trong phản ứng quang hạt nhân, năng lượng của phản ứng được xác định theo công thức [3,6]:

$$Q = E_{01} - E_{02} = E_2 - E_1 = \varepsilon_\gamma(O^*) - \varepsilon_b(O^*), \quad (1.19)$$

trong đó $\varepsilon_\gamma(O^*)$ và $\varepsilon_b(O^*)$ lần lượt là năng lượng liên kết của lượng tử gamma và hạt nhân b với hạt nhân hợp phần. Do năng lượng liên kết của bức xạ gamma với hạt nhân hợp phần bằng 0 nên theo công thức (1.19) năng lượng của phản ứng quang hạt nhân mang giá trị âm. Vì vậy, phản ứng quang hạt nhân là phản ứng thu năng lượng. Điều kiện cần thiết để một phản ứng quang hạt nhân xảy ra là năng lượng của bức xạ gamma tới phải lớn hơn hoặc bằng năng lượng ngưỡng của phản ứng.

Đối với photon hãm, năng lượng ngưỡng cho phản ứng hạt nhân loại (γ, n) được tính theo công thức sau:

$$E_{th} = (M + m)c^2 \left[1 - \left(1 + \frac{2Q}{(M + m)c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (1.20)$$

Đối với phản ứng sinh nhiều hạt loại $(\gamma, xnyp)$, năng lượng ngưỡng được tính theo công thức sau [6,10]:

$$E_{th} = \left[(xm_n + ym_p + m + M) * (xm_n + ym_p - m - M) / 2M \right] * c^2. \quad (1.21)$$

trong các công thức (1.20) và (1.21) : x, y là số neutron và proton phát ra; m_n , m_p là khối lượng của neutron và proton; M là khối lượng của hạt nhân bia, m là khối lượng của hạt tới.

Khi năng lượng photon hãm nhỏ hơn năng lượng ngưỡng thì phản ứng không xảy ra. Chỉ những photon có năng lượng từ giá trị năng lượng ngưỡng tham gia phản ứng nên suất lượng phản ứng quang hạt nhân được xác định theo biểu thức sau [3,10]:

$$Y = \eta N \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \Phi(E) dE, \quad (1.22)$$

trong đó E_{th} là năng lượng ngưỡng của phản ứng, E_{max} là năng lượng cực đại của photon, N là số hạt nhân bia trong vùng nhìn thấy của chùm photon tới.

1.3.3. Một số loại phản ứng quang hạt nhân

- *Phản ứng quang neutron:*

Khi hạt nhân hấp thụ photon có năng lượng lớn hơn năng lượng liên kết của một nucleon hoặc của một hạt nặng hơn, ngoài khả năng phát xạ bức xạ gamma, hạt nhân còn có thể phát ra neutron hay các hạt mang điện. Trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, đóng góp phản ứng phát ra neutron chiếm ưu thế hơn so với các phản ứng tạo ra các hạt tích điện. Đối với các hạt nhân trung bình và hạt nhân nặng, do vai trò của rào thế Coulomb giới hạn khả năng phát xạ proton và các hạt tích điện, vì vậy tiết diện hấp thụ photon toàn phần chủ yếu là do tiết diện của các phản ứng phát neutron toàn phần [6,8,10].

Trong các phản ứng phát xạ neutron thì phản ứng (γ, n) có vai trò quan trọng nhất. Ngưỡng của phản ứng này bằng với năng lượng liên kết của neutron với hạt nhân và giảm từ 15 MeV đối với các hạt nhân nhẹ xuống còn 8 MeV đối với các hạt nhân nặng. Đôi khi các phản ứng $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ và thậm chí phản ứng phát ra nhiều neutron hơn phải được đưa vào để phân tích nếu không tìm được đồng vị phóng xạ thích hợp

cho phản ứng (γ, n) . Tiết diện của các phản ứng phát ra nhiều neutron thấp hơn rất nhiều so với phản ứng phát một neutron. Năng lượng ngưỡng của các phản ứng $(\gamma, 2n)$ bằng hai lần năng lượng ngưỡng của phản ứng (γ, n) và với photon tới có năng lượng khoảng 30 MeV, tiết diện phản ứng $(\gamma, 2n)$ bằng 1/10 tiết diện của phản ứng (γ, n) .

- *Phản ứng tạo các hạt mang điện:*

Sự phát xạ hạt tích điện từ hạt nhân kích thích bị giới hạn bởi lực hạt nhân và rào thế Coulomb. Trong phản ứng quang hạt nhân, bằng năng lượng ngưỡng của phản ứng bằng năng lượng liên kết của hạt phát ra với hạt nhân kích thích. Trong một vài trường hợp, khi năng lượng của photon vượt qua giá trị năng lượng ngưỡng của phản ứng nhưng xác suất phát ra hạt tích điện vẫn rất nhỏ do vai trò của rào thế Coulomb. Tuy nhiên, nhờ hiệu ứng đường ngầm trong cơ học lượng tử nên xác suất phát hạt tích điện vẫn khác không. Khi năng lượng kích thích trên ngưỡng nhưng thấp hơn rào thế Coulomb, tiết diện của phản ứng quang hạt nhân tạo ra hạt tích điện tăng rất chậm nhưng khi năng lượng kích thích vượt qua giá trị rào thế Coulomb, tiết diện của phản ứng tạo hạt tích điện lại tăng nhanh [3,6]. Do độ cao rào thế tăng theo số khối của hạt nhân nên tiết diện của các phản ứng này phụ thuộc rất nhiều vào điện tích hạt nhân hay số khối của hạt nhân. Hạt nhân càng nặng thì tiết diện của phản ứng càng nhỏ.

- *Phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt:*

Khi chùm photon tới có năng lượng từ 40 MeV trở lên, đối với hạt nhân trung bình và hạt nhân nặng, phản ứng sinh nhiều hạt $(\gamma, xnyp)$ là một kênh phản ứng chiếm ưu thế, trong đó x là số neutron, y là số proton phát ra sau phản ứng ($x \geq 1, y \geq 1$).

Để giải thích cơ chế của các phản ứng $(\gamma, xnyp)$, chúng ta có thể sử dụng mô hình thác lũ bên trong hạt nhân do Serber đề xuất. Theo mô hình của Serber, phản ứng quang hạt nhân ở vùng năng lượng cao xảy ra theo hai giai đoạn. Trong giai đoạn đầu, hạt tới va chạm với các nucleon riêng lẻ trong hạt nhân bia, sự tán xạ của các nucleon giạt lùi, sự tái hấp thụ các pion tạo nên một thác lũ các nucleon, pion bên trong hạt nhân. Trong giai đoạn này, hạt nhân có thể phát xạ các nucleon riêng lẻ hoặc các nhóm nucleon hay các pion. Giai đoạn tiếp theo, các hạt nhân vừa tạo thành ở trạng thái kích thích có năng lượng cao, quá trình khử kích thích có thể xảy ra thông qua hai kênh cạnh tranh là phân hạch và quá trình bay hơi các hạt. Nhìn chung, trong quá trình khử kích thích của các hạt nhân dư, sự phát xạ các hạt theo cơ chế bay hơi

có xác suất lớn nhất. Quá trình bay hơi sẽ tiếp tục cho đến khi năng lượng kích thích của hạt nhân dư nhỏ hơn ngưỡng phát xạ và chỉ có thể giải phóng dưới dạng các bức xạ gamma [6,10].

Đánh giá suất lượng của những phản ứng này từ số liệu kích hoạt nói chung là khá phức tạp. Phân bố suất lượng phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt được phân tích trên cơ sở của công thức bán thực nghiệm của Rudstam [11].

1.4. Phản ứng hạt nhân gây bởi các hạt mang điện

Khi một hạt mang điện tương tác với hạt nhân sẽ chịu ảnh hưởng của rào thế xuyên tâm và rào thế Coulomb. Mỗi dạng thế năng có vai trò khác nhau phụ thuộc loại hạt tới, điện tích, khối lượng của hạt nhân bia và trạng thái của các hạt tham gia phản ứng.

1.4.1. Vai trò của hàng rào thế Coulomb và thế xuyên tâm

Khi hạt tích điện tương tác hạt nhân, thế năng Coulomb phụ thuộc vào khoảng cách theo công thức [6]:

$$V(r) = \frac{Zze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.23)$$

Với Z là số hiệu hạt nhân bia và z là số hiệu của hạt tới mang điện, r là khoảng cách giữa hạt nhân bia và hạt tới. Tại biên của hạt nhân $r = R$ (bán kính hạt nhân) rào thế Coulomb được xác định bởi công thức:

$$B_c = \frac{Zze^2}{4\pi\epsilon R}, \quad (1.24)$$

Nếu hạt tới có động năng $T < B_c$, theo quan điểm của cơ học cổ điển, hạt tới sẽ không thể vượt qua rào thế để đi vào hạt nhân. Tuy nhiên, hiện tượng hạt tới có động năng $T < B_c$ vẫn có xác suất đi qua hàng rào thế có thể được giải thích bằng hiệu ứng đường ngầm trong cơ học lượng tử. Xác suất để hạt đi qua hàng rào thế còn được gọi là độ thấm thấu [3,6].

Theo cơ học lượng tử, thế xuyên tâm (V_{xt}) phụ thuộc vào trạng thái của hạt và được xác định bởi công thức, với l là số lượng tử quỹ đạo:

$$V_{xt} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}. \quad (1.25)$$

Tại biên của hạt nhân, rào thế xuyên tâm xác định theo công thức:

$$B_{xt} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}, \quad (1.26)$$

Với $\mu = \frac{m_a M_A}{m_a + M_A}$ là khối lượng rút gọn.

Giá trị nhỏ nhất của rào thế xuyên tâm $(B_{xt})_{\min}$ ứng với $l=1$. Tại vị trí biên hạt nhân, thế năng toàn phần trong tương tác của hạt tích điện với hạt nhân:

$$V(R) = B_{xt} + B_C$$

Gọi l_0 là giá trị số lượng tử quỹ đạo mà tại đó rào thế Coulomb bằng rào thế xuyên tâm. Ta có:

$$\frac{\hbar^2 l_0(l_0+1)}{2\mu R^2} = \frac{Z.z e^2}{4\pi\epsilon R^2}, \quad (1.27)$$

Tùy thuộc vào giá trị của l và Z mà thế Coulomb và thế xuyên tâm có vai trò khác nhau. Với những hạt nhân nhẹ ($Z < 8$) rào thế xuyên tâm nhỏ nhất cũng có giá trị lớn hơn rào thế Coulomb nên vai trò của rào thế Coulomb đối với những hạt nhân bia nằm trong vùng này là không đáng kể. Đối với những hạt nhân bia nằm giữa bảng tuần hoàn rào thế Coulomb đóng vai trò chủ yếu nên tương tác giữa các hạt tích điện với hạt nhân nặng có xác suất như nhau với các giá trị l nhỏ.

Giá trị l_0 không phụ thuộc vào năng lượng của hạt tới. Do đó, khác với neutron, các hạt tích điện có động năng $T < B_C$ có xác suất tương tác bằng nhau ứng với các giá trị $l = 0$ và $l = 1, 2, \dots, l_0$.

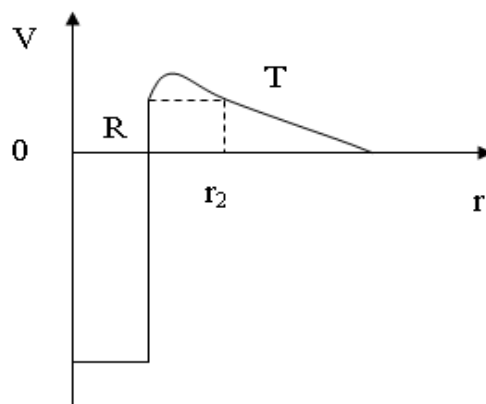
Với trường hợp $T > B_C$, hạt tích điện tương tác với hạt nhân tương tự như tương tác của neutron. Với $l \neq 0$, tương tác sẽ xảy ra nếu:

$$\Delta T = T - B_C > B_{xt}. \quad (1.28)$$

1.4.2. Phản ứng hạt nhân gây bởi proton

Phản ứng (p, α) : phản ứng này là phản ứng tỏa nhiệt. Động năng của phản ứng $Q = \epsilon_p - \epsilon_\alpha$. Với tất cả các hạt nhân bền β trong bảng tuần hoàn, năng lượng liên kết của proton với hạt nhân $\epsilon_p \approx \text{const}$ và vào cỡ khoảng 8 MeV. Còn năng lượng liên kết của α thay đổi từ giá trị nhỏ nhất $\epsilon_\alpha = 0$ với $Z = 60$ đến giá trị cao nhất $\epsilon_\alpha = 8$ MeV với $Z = 8$, với $Z > 60$ thì năng lượng liên kết của α mang giá trị âm. Do đó:

$$Q = \epsilon_p - \epsilon_\alpha > 0. \quad (1.29)$$



Hình 1.4. Thế năng tương tác

Với các hạt nhân nặng rào thế Coulomb tương đối lớn (bằng 28 MeV với $Z = 80$) nên hạt α bay ra khỏi hạt nhân bị cấm mạnh. Hạt alpha bay ra làm hạt nhân dịch chuyển xuống các mức thấp hơn và có mật độ trạng thái thưa hơn. Do trọng số thống kê của một trạng thái được định nghĩa bởi mật độ mức hạt nhân, nên dẫn đến xác suất phản ứng (p,α) thấp. Điều kiện này không áp dụng cho hạt nhân nhẹ, vì khi đó hàng rào thế Coulomb nhỏ.

Phản ứng (p,n) : Đối với các hạt nhân bền, phản ứng loại này luôn là phản ứng thu nhiệt với ngưỡng phản ứng lớn hơn 0.8 MeV. Thật vậy, xét phản ứng $A(p,n)B$ ta có [3,6]:

$$m_n - m_p = 1.3\text{MeV} \quad \text{và} \quad M_B - M_A > -0.5\text{MeV}, \quad (1.30)$$

Nếu điều kiện thứ hai không thỏa mãn thì hạt nhân A sẽ chuyển thành hạt nhân B thông qua phân rã beta. Năng lượng của phản ứng:

$$|Q| = (M_B + m_n) - (M_A + m_p) > 1.3 - 0.5 = 0.8\text{MeV}, \quad (1.31)$$

Phản ứng (p,p) : Nếu động năng của hạt tới lớn hơn rào thế Coulomb, xác suất của các phản ứng (p,p) và (p,n) là tương đương nhau. Trong vùng năng lượng thấp hơn, phản ứng (p,p) được dùng trong các nghiên cứu khi phản ứng (p,n) không xảy ra [3,6].

Phản ứng (p,γ) : Do xác suất phát lượng tử γ từ hạt nhân hợp phần thấp hơn xác suất phát ra các hạt khác nên phản ứng (p,γ) có suất lượng rất thấp. Tuy nhiên, vì lý do nào đó, hạt phát ra có thể bị cấm thì lúc đó phản ứng (p,γ) đóng vai trò quan trọng. Ví dụ, nếu $T_p < E_{th}$ của phản ứng (p,n) , thì sẽ quan sát được phản ứng (p,γ) bên cạnh phản ứng (p,p) . Một thí dụ thú vị về phản ứng (p,γ) có suất lượng cao chính là phản ứng ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ [3,6,8].

Phản ứng (p,d) : So với các phản ứng khác, phản ứng này rất hiếm vì đơtron là hạt có liên kết yếu ($\epsilon_d = 2.22$ MeV) và cần lượng lớn năng lượng để hình thành nó. Do đó, phản ứng (p,d) thường là phản ứng thu nhiệt, còn nếu là phản ứng tỏa nhiệt thì giá trị Q rất nhỏ (như phản ứng: ${}^9_3\text{Be}(p,d){}_4^8\text{Be}$ có $Q = 0.56$ MeV).

1.5. Tình hình nghiên cứu trên thế giới và trong nước

1.5.1. Nghiên cứu trên thế giới

Phản ứng quang hạt nhân đóng vai trò quan trọng trong nghiên cứu vật lý cơ bản và ứng dụng. Đây là thành nguồn sản phẩm chính đóng góp vào quá trình tổng hợp hạt nhân trong vũ trụ [12] và cũng là một trong những phương pháp quan trọng dùng để sản xuất các đồng vị phóng xạ y tế [12-14], kiểm tra chất lượng đối với chất thải phóng xạ, và tạo ra nguồn neutron từ máy gia tốc electron tuyến tính. Tuy nhiên,

do thiếu các nguồn cung photon năng lượng cao nên phần lớn nghiên cứu trước đây tập trung trong vùng năng lượng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (GDR), nghĩa là từ ngưỡng phản ứng tới khoảng 30 MeV. Trong vài thập niên trở lại đây, do sự ra đời của nhiều nguồn photon hãm trên máy gia tốc và sự phát triển của các thiết bị đo bức xạ giúp cho việc nhận diện và định lượng các sản phẩm phản ứng ngày càng chính xác [12] đã làm cho nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân trong phòng thí nghiệm hồi sinh mạnh mẽ.

Phản ứng quang hạt nhân thuộc loại phản ứng có năng lượng ngưỡng. Với các photon năng lượng thấp (dưới 30 MeV) chủ yếu gây ra các phản ứng hạt nhân đơn hạt như (γ, n) và (γ, p) . Các phản ứng diễn ra theo cơ chế hợp phần, hay còn gọi là phản ứng hai giai đoạn. Các nguồn photon năng lượng cao hơn có thể tạo ra các phản ứng hạt nhân sinh nhiều hạt $(\gamma, xnyp)$, với $x, y \geq 1$ và quá trình phản ứng xảy ra thông qua những cơ chế phức tạp hơn. Ngoài cơ chế hợp phần, những cơ chế cạnh tranh khác như tiền cân bằng, trực tiếp, phân hạch và vỡ vụn (spallation) có thể xuất hiện. Đây là vấn đề đã và đang được quan tâm nghiên cứu sâu rộng, đồng thời đặt ra yêu cầu ngày càng cao về phương pháp và kỹ thuật để có thể xác định được chính xác các số liệu thực nghiệm.

Cũng như phản ứng hạt nhân với neutron và với các hạt mang điện, đặc trưng quan trọng nhất cần xác định đối với phản ứng quang hạt nhân là tiết diện và/hoặc suất lượng của phản ứng. Các số liệu hạt nhân thực nghiệm thu được góp phần quan trọng vào việc kiểm định độ tin cậy của các mô hình hạt nhân đã được tiên đoán lý thuyết. Do đó, yêu cầu đặt ra là cần nghiên cứu một cách có hệ thống các phản ứng quang hạt nhân trên nhiều hạt nhân bia khác nhau. Để đo các đặc trưng của phản ứng hạt nhân nói chung và đo tiết diện nói riêng cần có những hệ thống thiết bị chuyên biệt, được thiết kế riêng cho mỗi phép đo [15]. Đối với phản ứng quang hạt nhân xảy ra với bức xạ hãm có năng lượng liên tục thì việc đo tiết diện vi phân gặp nhiều khó khăn nên thay vì đo tiết diện vi phân, người ta thường đo tiết diện trung bình [16-18], tiết diện tích phân [19-20, 65], suất lượng phản ứng [21-24] và tỷ số suất lượng đồng phân [25-29].

Cho tới nay IAEA và một vài Quốc gia có tiềm lực khoa học và công nghệ hạt nhân đã sưu tập và/hoặc đo các số liệu hạt nhân, lập các thư viện số liệu, nhưng vẫn chưa thể đáp ứng được nhu cầu nghiên cứu và ứng dụng. Trong phiên bản tháng 6

năm 2013 của cơ sở dữ liệu phản ứng hạt nhân thực nghiệm EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data) cho thấy có tới 1350 mục cho phản ứng (γ, n), 313 mục cho phản ứng ($\gamma, 2n$), 64 mục cho ($\gamma, 3n$) và chỉ 14 cho ($\gamma, 4n$). Đồng thời có 789 mục cho phản ứng (γ, p) nhưng chỉ có 7 mục cho phản ứng ($\gamma, 2p$) [15]. Một cơ sở dữ liệu thử nghiệm khác, đó là thư viện dữ liệu quang hạt nhân của IAEA cũng chứa 146 mục tiết diện được đánh giá, trong đó cũng chỉ có 21 mục cho phản ứng ($\gamma, 2n$), 12 mục cho phản ứng (γ, p) và 8 mục cho phản ứng ($\gamma, 2p$) [15]. Một số ứng dụng thực tế của tương tác quang hạt nhân phụ thuộc vào sự sẵn có của bộ dữ liệu, tuy nhiên cho tới nay các đặc trưng của phản ứng chỉ được đo cho một phạm vi hạt nhân hạn chế. Có thể thấy rằng, có rất ít dữ liệu về các phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt [15]. Vì vậy, việc tiếp tục nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân, bổ sung vào thư viện số liệu hạt nhân những số liệu mới, đặc biệt là những số liệu liên quan tới các phản ứng xảy ra với photon năng lượng trung bình và năng lượng cao, tạo ra các phản ứng sinh nhiều hạt vẫn đang là một hướng nghiên cứu quan trọng trong vật lý hạt nhân.

So với phản ứng quang hạt nhân thì phản ứng xảy ra với các hạt mang điện nói chung và proton nói riêng được nghiên cứu sâu rộng hơn do sự đáp ứng tốt của các chùm hạt gia tốc. Mặt khác, hàm kích thích của phản ứng còn là một kênh quan trọng giúp nghiên cứu sâu hơn về các cơ chế phản ứng cũng như nghiên cứu định lượng trong quá trình chế tạo các đồng vị phóng xạ y tế. Hiện có một số nghiên cứu đang triển khai mạnh mẽ về phản ứng hạt nhân với proton trong dải năng lượng mà chúng tôi quan tâm. Sự quan tâm chính là kết hợp nghiên cứu thực nghiệm và tính toán lý thuyết hàm kích thích, suất lượng và tỷ số đồng phân của các sản phẩm phản ứng. Các nhóm tác giả M.U. Khandaker, S.C. Yang, M.S. Uddin đã thực hiện đo tiết diện phản ứng hạt nhân trên bia ^{nat}Mo , ^{nat}Zr và ^{nat}Pd gây bởi chùm proton trên máy gia tốc Cyclotron MC-50 tại KIRAM, Hàn Quốc [88, 90, 96]. Các nhóm nghiên cứu M. Murakami, F. Szelecsényi, F. Tárkányi đã đo tiết diện các phản ứng hạt nhân trên bia ^{nat}Zr khi bắn phá bởi chùm proton từ máy gia tốc Cyclotron [91, 92, 93]. R. Michel và cộng sự [94] đã thực hiện các nghiên cứu phản ứng proton ở vùng năng lượng thấp và trung bình trên các bia C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba, Au. Nhóm nghiên cứu P. P. Dmitriev đã xác định suất lượng của các hạt nhân phóng xạ tạo thành trong các bia dày với chùm proton năng lượng 22 MeV [83].

F. Ditrói và cộng sự đã thực hiện các thí nghiệm đo tiết diện phản ứng hạt nhân trên các bia ^{nat}Pd và ^{nat}V trong vùng năng lượng proton từ 37-65 MeV [110].

Đi đôi với nghiên cứu thực nghiệm, trong vài thập niên trở lại đây các mô hình tính toán lý thuyết cũng được nghiên cứu phát triển. So sánh kết quả thực nghiệm với tiên đoán lý thuyết làm cơ sở để đánh giá độ tin cậy của các tiên đoán lý thuyết và thực hiện những sự điều chỉnh cần thiết.

1.3.2. Nghiên cứu trong nước.

Nghiên cứu phản ứng hạt nhân được bắt đầu tiến hành tại Việt Nam từ cuối những năm bảy mươi của thế kỷ trước. Tuy nhiên, do hạn chế về thiết bị nên chỉ có thể nghiên cứu với các phản ứng hạt nhân đơn giản, gây bởi neutron và photon trong dải năng lượng dưới 15 MeV. Từ năm 2000 tới nay, trên cơ sở mở rộng hợp tác Quốc tế, các nghiên cứu với proton và photon năng lượng cao hơn đã được thực hiện.

Tại Viện Vật lý, trên cơ sở hợp tác với Viện Liên hợp nghiên cứu hạt nhân Dubna, Liên bang Nga, nhóm nghiên cứu do GS.TS Trần Đức Thiệp đứng đầu đã tiến hành nghiên cứu về các phản ứng quang hạt nhân (γ, n) , (γ, p) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) trong vùng năng lượng từ ngưỡng phản ứng đến 25 MeV và thu được nhiều kết quả có giá trị [30-35]. Các nghiên cứu về tỉ số đồng phân của một loạt phản ứng quang hạt nhân được gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lờ (10-25 MeV) như: $^{74}\text{Se}(\gamma, n)^{73m,g}\text{Se}$; $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ [31]; $^{\text{K}}\text{Ba}(\gamma, n)^{(\text{K}-1)m,g}\text{Ba}$, với $\text{K} = 130, 132, 134$ [32]; $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164m,g}\text{Ho}$ và $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174m,g}\text{Lu}$ [33]; $^{119}\text{Sn}(\gamma, np)^{117m,g}\text{In}$ với năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm là 20 MeV; $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$ có $E_{\gamma\text{Max}}$ từ 10 đến 25 MeV; nghiên cứu về tỷ số đồng phân của $^{137m,g}\text{Ce}$ được tạo ra trong phản ứng (γ, n) với bức xạ hãm có năng lượng từ 14 đến 17, từ 21 đến 23 MeV và tại 19 MeV [34]; hay kết quả nghiên cứu tỉ số đồng phân của sản phẩm phân hạch ^{135}Xe của phản ứng quang phân hạch trên các bia ^{232}Th và ^{233}U gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 13,5 MeV [35].

Trên cơ sở hợp tác với Trung tâm gia tốc Pohang, Hàn Quốc, nhóm nghiên cứu do GS.TS. Nguyễn Văn Đỗ, Viện Vật lý đứng đầu đã nghiên cứu và thu được nhiều kết quả về phản ứng quang hạt nhân trên các máy gia tốc năng lượng trung bình và năng lượng cao. Nhóm nghiên cứu đã đóng góp các số liệu hạt nhân mới [36-41], trong đó có những phản ứng hạt nhân sinh nhiều hạt, có cơ chế phức tạp và góp phần

làm sáng tỏ một số vấn đề liên quan tới cơ chế của phản ứng hạt nhân. Một số kết quả của nhóm nghiên cứu trong thời gian gần đây về phản ứng quang hạt nhân đã được công bố trên các tạp chí ISI như nghiên cứu về tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân $^{120m,g},^{122m,g}\text{Sb}$ được tạo thành trong phản ứng $^{\text{nat}}\text{Sb}(\gamma, xn)$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 40, 45, 50 và 60 MeV [36]; tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân $^{99m,g},^{101m,g},^{102m,g}\text{Rh}$ tạo được thành từ phản ứng $^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, pxn)$ với bức xạ hãm 50, 55, 60, 65 và 70 MeV [37]; tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân $^{106m,g},^{104m,g}\text{Ag}$ tạo thành từ phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Ag}(\gamma, xn)$ với bức xạ hãm năng lượng 40, 45, 50, 55 và 60 MeV [38]; tỷ số suất lượng của cặp hạt nhân đồng phân $^{44m,g}\text{Sc}$ tạo thành trên bia ^{45}Sc và $^{\text{nat}}\text{Ti}$ với chùm bức xạ hãm 50, 60 và 70 MeV [39]; tỷ số suất lượng của cặp hạt nhân đồng phân $^{85m,g}\text{Sr}$ tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, và $(\gamma, 3n)$ trên các đồng vị của Sr với bức xạ hãm năng lượng 55, 60 và 65 MeV [40]. Đặc biệt, nghiên cứu cũng đã tiến hành với các bức xạ hãm năng lượng cao, 2.5 GeV đối với các phản ứng quang hạt nhân $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)$, $^{\text{nat}}\text{Ti}(\gamma, xnp)$, $^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, xn5p)$ và $^{\text{nat}}\text{Cu}(\gamma, xn8p)$ để tạo ra cặp hạt nhân đồng phân $^{44m,g}\text{Sc}$. Nghiên cứu rút ra sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân vào sự chênh lệch số khối giữa hạt nhân bia và hạt nhân sản phẩm của phản ứng [41].

Bên cạnh đó, cũng đã thực hiện một số nghiên cứu về phản ứng hạt nhân với chùm proton. Đã tiến hành nghiên cứu hàm kích thích của các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, x)^{95}\text{Zr}$, $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, x)^{95m}\text{Nb}$ và $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, x)^{95g}\text{Nb}$ với proton trong dải năng lượng 10.6 – 43.6 MeV [89], sử dụng phương pháp kích hoạt chồng mẫu trên Cyclotron MC-50 và các phản ứng chuẩn $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{65,62}\text{Zn}$. Tương tự, cũng đã xác định hàm kích thích của phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Pd}(p, x)^{100m,g}\text{Rh}$ trong vùng năng lượng từ 8.37 đến 42.61 MeV [102], và phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, x)^{96}\text{Nb}$ trong dải năng lượng từ 10.58 tới 43.61 MeV [108]. Các kết quả nghiên cứu đã được so sánh với tiên đoán lý thuyết sử dụng mã TALYS.

Các kết quả nghiên cứu đã được công bố cho thấy sự hấp dẫn và tính thời sự của hướng nghiên cứu phản ứng hạt nhân với photon và proton. Tuy nhiên, khi năng lượng kích thích tăng lên thì mức độ phức tạp của các phản ứng cũng tăng dần và phụ thuộc vào nhiều yếu tố. Cho đến nay phần lớn các nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân tập trung ở vùng năng lượng kích thích thấp, đặc biệt là vùng năng lượng cộng hưởng khổng lồ, các số liệu thu được từ thực nghiệm phù hợp với các tiên đoán lý

thuyết. Trong vùng năng lượng cao hơn, các số liệu hạt nhân còn ít, do đó việc nghiên cứu các phản ứng quang hạt nhân ở vùng năng lượng sau cộng hưởng lưỡng cực không hề bên cạnh việc bổ sung các số liệu hạt nhân, còn góp phần làm sáng tỏ hơn về cơ chế phản ứng, góp phần kiểm chứng mức độ phù hợp của các mẫu lí thuyết, đồng thời có thể mở ra những hướng ứng dụng mới.

CHƯƠNG 2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

Trong nghiên cứu thực nghiệm đã áp dụng phương pháp kích hoạt kết hợp với đo phổ gamma trễ của các đồng vị phóng xạ tạo thành sau phản ứng. Các kết quả sẽ được so sánh với kết quả của các tác giả khác và kết quả tính lý thuyết sử dụng mã TALYS.

2.1. Nghiên cứu thực nghiệm sử dụng phương pháp kích hoạt

2.1.1. Phương pháp kích hoạt

Hiện nay phương pháp kích hoạt kết hợp với đo phổ gamma trễ (đo gamma off-line) được sử dụng phổ biến trong nghiên cứu phản ứng hạt nhân thực nghiệm [1]. Ưu điểm của phương pháp kích hoạt là nó cho phép xác định chính xác các kênh phản ứng, các đồng vị phóng xạ là sản phẩm của phản ứng và hoạt độ của các đồng vị phóng xạ đó. Việc bố trí thí nghiệm đo phổ gamma off-line đơn giản, đầu tư cho phòng thí nghiệm và thiết bị đo ít tốn kém so với đầu tư cho các hệ đo phổ online.

Phản ứng hạt nhân biến các đồng vị bền thành những đồng vị phóng xạ. Các sản phẩm của phản ứng (là các đồng vị phóng xạ) sau đó được nhận diện dựa vào năng lượng của các tia gamma đặc trưng và chu kỳ bán rã của chúng. Tiết diện và suất lượng của phản ứng được xác định thông qua hoạt độ phóng xạ đo được của các hạt nhân sản phẩm. Tuy nhiên trong thực tiễn, để có thể xác định được chính xác hoạt độ phóng xạ của các sản phẩm phản ứng ngoài việc lựa chọn các thông số thực nghiệm tối ưu, tiến hành đo nhiều lần còn cần phải thực hiện những hiệu chỉnh cần thiết. Nội dung cơ bản của phương pháp phân tích hoạt độ phóng xạ được trình bày tóm tắt dưới đây:

Gọi N_0 là số hạt nhân bia, $N(t)$ là số hạt nhân phóng xạ tại thời điểm t , Φ là thông lượng bức xạ kích hoạt (hạt/cm²/giây), σ là tiết diện của phản ứng hạt nhân (cm²), λ là hằng số phân rã (1/giây). Nếu thời gian chiếu mẫu là t_i thì hoạt độ phóng xạ sau khi ngừng chiếu một thời gian $t > t_i$ là $A(t_i, t)$ được xác định bằng [1]:

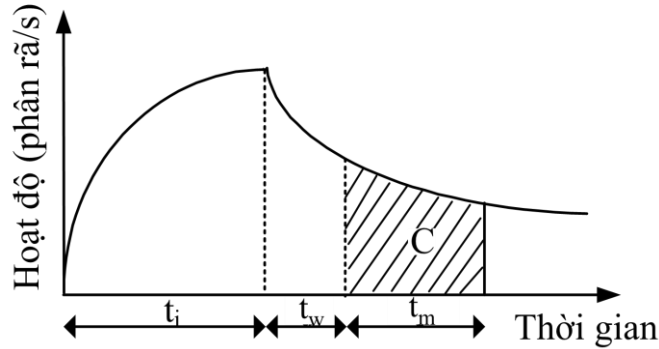
$$A(t_i, t) = N_0 \cdot \Phi \cdot \sigma \cdot (1 - e^{-\lambda t_i}) \cdot e^{-\lambda t}, \quad (2.1)$$

Hoạt độ phóng xạ thường được xác định theo phương pháp đo phổ gamma. Để xác định hoạt độ phóng xạ của mẫu, mẫu thường được đo trong một khoảng thời gian từ t_1 đến t_2 , với $t_2 > t_1 > t_i$. Hình 2.1 mô tả hoạt độ tích phân đo được trong thời gian t_m . Tổng hoạt độ phóng xạ $C(t_i, t_1, t_2)$ hay hoạt độ phóng xạ ghi nhận được

trong khoảng thời gian đo $t_m = t_2 - t_1$ từ thời điểm t_1 đến t_2 xác định theo công thức sau [1]:

$$C(t_i, t_1, t_2) = \frac{N_0 \cdot \Phi \cdot \sigma}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_i}) \cdot e^{-\lambda t_w} (1 - e^{-\lambda t_m}), \quad (2.2)$$

trong đó $t_w = t_1 - t_i$ là thời gian nghỉ hay thời gian phơi mẫu, được tính từ thời điểm bắt đầu ngừng chiếu mẫu đến thời điểm bắt đầu đo.



Hình 2.1. Hoạt độ phóng xạ tích phân đo được trong thời gian t_m .

Nếu nguồn bức xạ kích hoạt làm việc theo chế độ xung thì cần tính đến quá trình phân rã phóng xạ giữa các lần lặp lại của xung bức xạ kích hoạt. Giả sử xung có độ rộng là τ , chu kỳ là T . Khi đó τ chính là thời gian chiếu và $T - \tau$ là thời gian phân rã trong một chu kỳ.

Sau thời gian chiếu xạ t_i theo chế độ xung ($t_i = n \cdot T$). Hoạt độ phóng xạ tại thời điểm ngừng chiếu mẫu bằng:

$$A(t_i) = \lambda N_{t_i} = N_0 \Phi \sigma \frac{(1 - e^{-\lambda \tau})}{(1 - e^{-\lambda T})} e^{-\lambda(T-\tau)} (1 - e^{-\lambda t_i}), \quad (2.3)$$

$$C_{\text{pulse}} = \frac{N_0 \Phi \sigma \epsilon I_\gamma \cdot f \cdot (1 - e^{-\lambda \tau}) e^{-\lambda(T-\tau)} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_w} (1 - e^{-\lambda t_m})}{\lambda (1 - e^{-\lambda T})}, \quad (2.4)$$

Hạt nhân phóng xạ tạo thành trong phản ứng được nhận diện dựa vào đỉnh hấp thụ toàn phần của vạch bức xạ gamma đặc trưng của và chu kỳ bán rã của nó. Dựa vào diện tích đỉnh hấp thụ toàn phần của bức xạ gamma đặc trưng chúng ta có thể xác định được số hạt nhân phóng xạ trong khoảng thời gian đo $C(t_i, t_1, t_2)$. Số hạt nhân đã bị phân rã trong thời gian đo t_m từ thời điểm t_1 đến thời điểm t_2 tỷ lệ với diện tích đỉnh hấp thụ toàn phần. Ngoài ra, diện tích đỉnh hấp thụ toàn phần của bức

xạ gamma đặc trưng còn phụ thuộc vào các đại lượng [1]: I_γ (cường độ hay xác suất phát tia gamma đặc trưng), ε (hiệu suất ghi đỉnh hấp thụ toàn phần của detector), f (hệ số hiệu chỉnh tính đến sự mất số đếm do các hiệu ứng thời gian chết, sự chồng chập xung, tự hấp thụ tia gamma trong mẫu, hiệu ứng thăng giáng thông lượng bức xạ...).

Đối với nguồn kích hoạt làm việc ở chế độ xung, suất lượng của phản ứng được xác định dựa trên hoạt độ phóng xạ ghi nhận được bằng công thức sau [1]:

$$Y = \Phi \cdot \sigma = \frac{C_{\text{pulse}} \lambda (1 - e^{-\lambda T})}{N_0 \varepsilon I_\gamma f \cdot (1 - e^{-\lambda \tau}) \cdot e^{-\lambda(T-\tau)} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_w} \cdot (1 - e^{-\lambda t_m})}. \quad (2.5)$$

Công thức (2.5) biểu diễn mối quan hệ giữa diện tích đỉnh hấp thụ toàn phần của bức xạ gamma đặc trưng với các đại lượng vật lý và thông số thực nghiệm như tiết diện kích hoạt, thông lượng bức xạ kích hoạt, thời gian chiếu, thời gian phơi và đo mẫu, hiệu suất ghi của detector, xác suất phát xạ tia gamma. Các thông số đặc trưng của các đồng vị phóng xạ như hằng số phân rã λ đã biết, cường độ I_γ được tra trên trang số liệu hạt nhân Nudat 2.6 [50]. Thời gian kích hoạt mẫu, thời gian phơi mẫu và thời gian đo được lựa chọn phù hợp với từng phép đo. Hiệu suất ghi ε của detector được xác định bằng thực nghiệm [36 -41]. Kết quả suất lượng phản ứng có độ chính xác phụ thuộc vào nhiều yếu tố như thời gian đo, thời gian phơi, độ chính xác của thiết bị; các hiệu chỉnh liên quan tới việc xác định hoạt độ của hạt nhân phóng xạ tạo thành trong phản ứng...

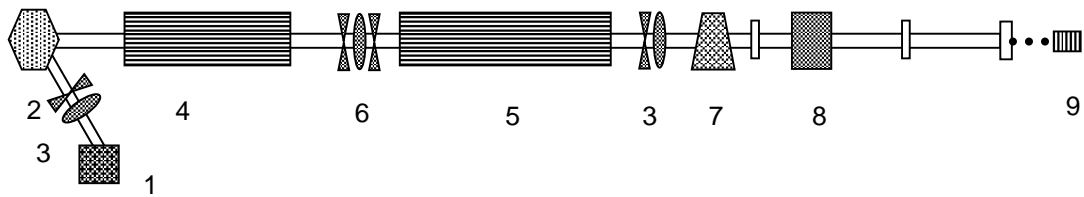
2.1.2. Kích hoạt mẫu với chùm bức xạ hãm

2.1.2.1. Nguồn bức xạ hãm sử dụng trong nghiên cứu

Để nghiên cứu phản ứng hạt nhân cần phải có các chùm hạt hoặc bức xạ tới có năng lượng cao, thông lượng lớn. Máy gia tốc là thiết bị duy nhất hiện nay có thể giải quyết được một phần các yêu cầu này [2]. Nguồn bức xạ hãm sử dụng trong nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân thuộc luận án là bức xạ thứ cấp của máy gia tốc electron tuyến tính (electron linac) tại trung tâm gia tốc Pohang (PAL), POSTECH, Pohang, Hàn Quốc.

Máy gia tốc electron tuyến tính tại Trung tâm gia tốc Pohang có thể gia tốc chùm electron tới năng lượng 100 MeV, cường độ dòng electron đạt 100 mA, độ rộng xung 1 ÷ 4 μ s, tần số của xung 10 ÷ 15 Hz. Bán kính của chùm electron ở monitor dòng

trước bia là 20 mm [37-41]. Sơ đồ nguyên lý cấu tạo máy gia tốc tuyến tính được mô tả trên [Hình 2.2](#). Hình ảnh của máy gia tốc electron tuyến tính 100 MeV tại PAL, Hàn Quốc được nhìn thấy trên [Hình 2.3](#).



Hình 2.2. Sơ đồ nguyên lý cấu tạo của máy gia tốc electron tuyến tính 100 MeV tại PAL, Hàn Quốc.

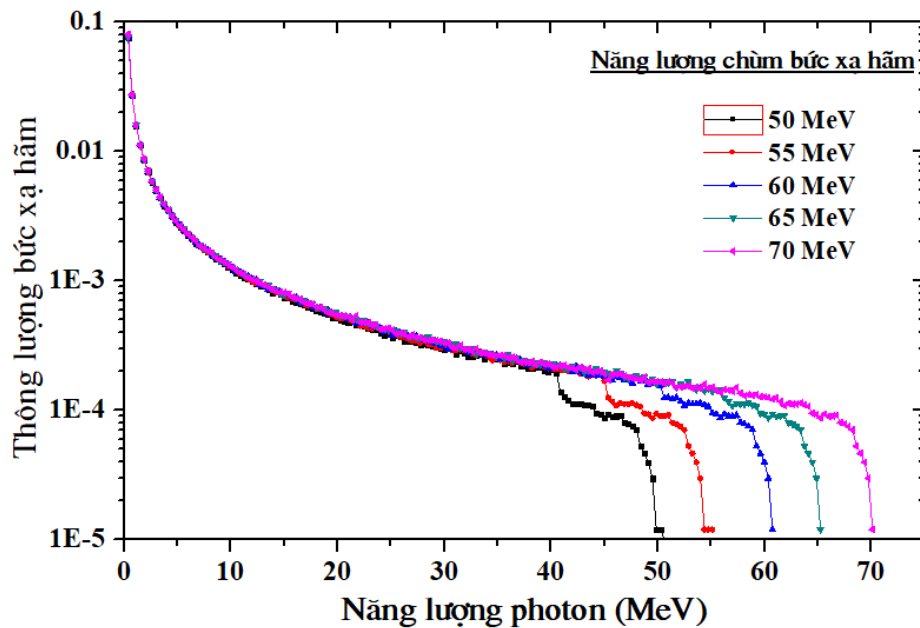
- 1: Nguồn phát electron; 2: Nam châm alpha; 3: Cặp đôi nam châm tứ cực ;
 4: Ống gia tốc thứ nhất; 5: Ống gia tốc thứ hai; 6: Bộ ba nam châm tứ cực ;
 7: Nam châm phân tích dòng; 8: Nam châm điều tiêu; 9: Bia W



Hình 2.3. Hình ảnh máy gia tốc electron tuyến tính 100 MeV tại PAL, Hàn Quốc.

Các bộ phận chính của máy gia tốc bao gồm: nguồn phát electron (RF-gun), một nam châm alpha, hai cặp nam châm tứ cực (quadrupole doublet), hai đoạn ống gia tốc, một bộ ba nam châm tứ cực (quadrupole triplet), một nam châm phân tích dòng (beam analyzing magnet), một nam châm hội tụ dòng (focusing magnet), một bộ phát sóng cao tần và cung cấp năng lượng (klytron)... Toàn bộ máy gia tốc dài 15 mét [36-41].

Năng lượng hao phí của electron do phát bức xạ hãm là liên tục, vì vậy phổ của bức xạ hãm là phổ liên tục biến đổi từ không cho đến giá trị năng lượng cực đại của electron. Thông lượng bức xạ hãm tỉ lệ nghịch với năng lượng của nó. Hình 2.4 là kết quả sử dụng phần mềm MCNPX mô phỏng phổ bức xạ hãm phát ra khi bắn chùm electron năng lượng 50, 55, 60, 65 và 70 MeV vào bia W có kích thước 100 mm×100 mm, có độ dày 0,1 mm đặt trong không khí, cách cửa sổ chùm electron 15 cm.

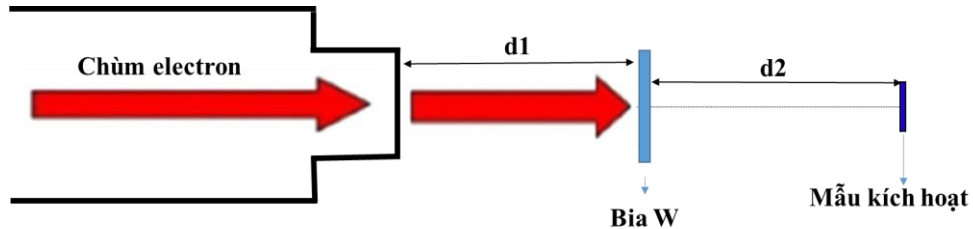


Hình 2.4. Phổ bức xạ hãm phát ra từ bia W khi bắn phá bởi chùm electron năng lượng 50-, 55-, 60-, 65-, 70 MeV mô phỏng bằng MCNPX.

2.1.2.2. Hình học chiếu mẫu trên chùm bức xạ hãm.

Luận án đã sử dụng các chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại từ 50 - 70 MeV để thực hiện 05 nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân đối với các bia tự nhiên Sr, Pr, W, Pd và Au. Các mẫu nghiên cứu là các lá kim loại có độ tinh khiết cao (trừ mẫu $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ ở dạng mẫu bột). Các mẫu được chiếu riêng biệt với các chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại khác nhau từ 50 MeV đến 70 MeV. Để các mẫu chiếu xạ có cùng một hình học đo, luận án đã sử dụng một giá đỡ mẫu đặt ở một vị trí cố định theo phương vuông góc với hướng của chùm electron. Khoảng cách giữa mẫu chiếu xạ và bia W là 12 cm. Trong suốt thời gian chiếu xạ, máy gia tốc được duy trì hoạt động ổn định với các thông số: tần số, độ rộng xung và cường độ chùm electron phù hợp với từng nghiên cứu. Để theo dõi cường độ chùm electron trong suốt thời gian chiếu xạ, luận án sử dụng một máy đếm tích phân ghi nhận theo chế độ đa kênh để hiệu chỉnh thẳng giá trị thông lượng chùm bức xạ hãm khi cần thiết. Để tránh sự mất

số đếm do cộng đỉnh, các mẫu đo được đặt cách bề mặt detector từ 2 cm đến 15 cm. Các thông số của một thí nghiệm điển hình đối với các bia mẫu Pr được liệt kê trong các bảng P.3.1; P.3.2 (Phụ lục). Sơ đồ bố trí thí nghiệm kích hoạt các mẫu nghiên cứu được mô tả trên Hình 2.5.



Hình 2.5. Sơ đồ bố trí thí nghiệm chiếu mẫu với chùm bức xạ hãm trên máy gia tốc electron linac 100 MeV

Phổ gamma của các mẫu sau khi kích hoạt được đo trên hệ phổ kế gamma bán dẫn HPGe (ORTEC) [36-41]. Các mẫu được phơi, đo với thời gian khác nhau để có thể nhận diện và xác định được hoạt độ của tất cả các đồng vị phóng xạ tạo thành. Khoảng cách giữa mẫu và detector được tính toán tối ưu để kiểm soát thời gian chết của hệ đo và hạn chế các nguồn sai số. Nhằm khai thác tốt những sản phẩm phóng xạ tạo thành, các phép đo được thực hiện sớm nhất sau khi dừng chiếu khoảng 1- 2 phút và phép đo sau cùng kéo dài đến vài tháng. Sử dụng phần mềm GammaVision phiên bản 5.10 của (EG&G, ORTEC), Fitpeaks và Origin để phân tích phổ gamma.

2.1.3. Kích hoạt mẫu với chùm proton

2.1.3.1. Nguồn proton sử dụng trong nghiên cứu

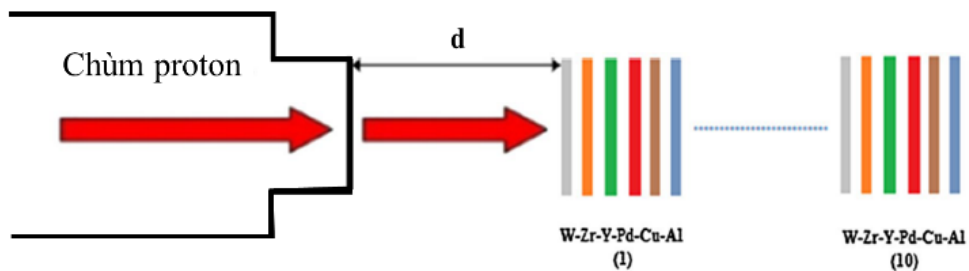
Trong các nghiên cứu thuộc luận án đã sử dụng chùm proton được gia tốc trên máy gia tốc Cyclotron MC-50 đặt tại Viện Khoa học Phóng xạ và Y học Hàn Quốc (KIRAMS). Nam châm điện của MC-50 có 3 phần, đạt được từ trường trung bình cực đại là 1,75 Tesla. Một số thông số kỹ thuật của máy gia tốc MC-50 được cho trong Bảng P.1.1. (Phụ lục). Máy gia tốc MC-50 có thể gia tốc chùm proton đến năng lượng cực đại 50 MeV, cường độ dòng cực đại bằng 60 μ A. Hình 2.6 là hình ảnh của máy gia tốc Cyclotron được sử dụng trong luận án.



Hình 2.6. Hình ảnh máy gia tốc cyclotron MC-50 tại Viện KIRAMS, Hàn Quốc.

2.1.3.2. Hình học chiếu mẫu trên chùm proton

Luận án nghiên cứu hàm kích thích của một số phản ứng hạt nhân xảy ra giữa các hạt nhân ziriconi và paladi với proton. Để tạo ra các phản ứng hạt nhân, các bia ziriconi tự nhiên (^{nat}Zr) và paladi tự nhiên (^{nat}Pd) được chiếu trực tiếp trên chùm proton phát ra từ máy gia tốc Cyclotron MC-50 tại KIRAMS, Hàn Quốc. Sơ đồ bố trí thí nghiệm chiếu mẫu được mô tả trên Hình 2.7 [102].



Hình 2.7. Sơ đồ bố trí thí nghiệm chiếu mẫu với chùm proton trên máy gia tốc Cyclotron MC-50

Các lá kim loại tự nhiên có độ tinh khiết cao (99,99%), có độ dày thích hợp Paladi Pd (0,1 mm), Nhôm Al (0,05 mm); Vonfram W (0,05 mm); Zircôni Zr (0,1 mm) và Ytri Y (0,025 mm) được sử dụng. Các mẫu nghiên cứu được cắt ra từ các lá kim loại cũng đồng thời đóng vai trò làm suy giảm năng lượng của chùm proton. Mẫu Cu có độ tinh khiết cao và có độ dày khác nhau trong mỗi phản ứng được sử dụng

làm mẫu chuẩn (reference). Tất cả các lá kim loại có cùng kích thước $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ được cung cấp bởi nhà sản xuất Alfa Aesar. Một chồng mẫu gồm 60 lá kim loại được phân ra thành 10 nhóm, mỗi nhóm gồm 6 lá được sắp xếp theo trật tự như sau: W–Zr–Y–Pd–Cu–Al.

Để giữ các mẫu trong một hình học cố định trong suốt quá trình chiếu xạ, mỗi nhóm mẫu được bọc xung quanh bởi một lá nhôm mỏng (dày 0,015 mm) và được gắn trên một giá đỡ khi chiếu xạ. Khoảng cách giữa cửa sổ nhôm của máy gia tốc và mẫu là 3 cm. Các mẫu được chiếu trong thời gian 01 giờ bởi chùm proton có năng lượng 45 MeV, cường độ 100 nA và đường kính chùm 10 mm từ máy gia tốc cyclotron MC50 tại KIRAMS. Các thông số chùm proton và hình học chiếu không thay đổi trong suốt quá trình chiếu xạ. Trong các phép đo hoạt độ, mẫu đo được đặt tại một vị trí không đổi trên giá đỡ, khoảng cách giữa mẫu cần đo đến detektor thay đổi từ 10 cm đến 20 cm, mỗi lần thay đổi 1 cm, thời gian chết của hệ đo được giữ ở mức dưới 5%. Các mẫu nghiên cứu và mẫu chuẩn được đo nhiều lần với thời gian phơi, đo khác nhau để ghi nhận tối đa các hạt nhân sản phẩm được tạo thành, theo dõi sự phân rã của các đồng vị phóng xạ và để kiểm tra các kết quả đo với các khoảng thời gian chờ khác nhau. Các phổ gamma đã ghi nhận được phân tích bằng phần mềm GammaVision phiên bản 5.10 của (EG&G, ORTEC), Fitpeaks và Origin.

2.1.3.3. Xác định năng lượng và thông lượng chùm proton

Trong nghiên cứu thực nghiệm xác định hàm kích thích đã sử dụng chùm proton được gia tốc tới 45 MeV để bắn vào một chồng mẫu. Khi xuyên qua cửa sổ của ống dẫn chùm tia bằng nhôm dày 200 μm và qua chồng mẫu thì năng lượng của chùm proton suy giảm dần. Năng lượng của chùm proton tại mỗi lá trong chồng mẫu được tính bằng chương trình SRIM-2003 (Stop and Range Ions in Matter) [99]. Theo Hình 2.7, năng lượng của chùm proton khi bắn vào mẫu Pd thứ nhất là $42,61 \pm 0,49 \text{ MeV}$ và mẫu thứ chín là $8,37 \pm 1,57 \text{ MeV}$. Tương tự như vậy, năng lượng của chùm proton khi bắn vào mẫu Zr thứ nhất là $43,6 \pm 0,4 \text{ MeV}$ và mẫu thứ chín là $10,6 \pm 1,3 \text{ MeV}$.

Dựa vào các phản ứng hạt nhân tham chiếu (monitors) đã biết trước ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p,X){}^{62}\text{Zn}$ và ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p,X){}^{65}\text{Zn}$, thông lượng của chùm proton chiếu vào các mẫu nghiên cứu trong dãy mẫu được xác định.

Các mẫu nghiên cứu và mẫu chuẩn Cu được chiếu đồng thời. Hàm kích thích của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Cu}(p,X)^{65}\text{Zn}$ và $^{nat}\text{Cu}(p,X)^{62}\text{Zn}$ xác định được theo cơ sở dữ liệu hạt nhân của IAEA [66]. Từ giá trị suất lượng đo được của ^{65}Zn , ^{62}Zn có thể xác định được thông lượng của chùm proton tại vị trí của các mẫu Cu và ngoại suy được thông lượng chùm proton tại vị trí của các mẫu nghiên cứu.

2.1.4. Đo và phân tích phổ gamma.

Trong phương pháp kích hoạt hạt nhân, hoạt độ của các đồng vị phóng xạ được tạo ra sau phản ứng chủ yếu được xác định bằng phép đo phổ gamma. Việc sử dụng hệ thống phổ kế gamma chất lượng cao và các phương pháp xử lý phổ phù hợp góp phần quan trọng nâng cao độ tin cậy của kết quả thí nghiệm.

2.1.4.1. Phổ kế gamma bán dẫn HPGe

Hiện nay phổ kế gamma bán dẫn được sử dụng khá phổ biến trong nghiên cứu và ứng dụng. Thông thường một hệ phổ kế gamma bán dẫn bao gồm một detector bán dẫn; các khối điện tử chức năng như tiền khuếch đại, khuếch đại tuyến tính, bộ biến đổi tương tự số; bộ phân tích biên độ nhiều kênh; nguồn nuôi thấp áp và cao áp; máy phát xung chuẩn. Hệ phổ kế được kết nối với máy tính để tiến hành ghi nhận và phân tích dữ liệu thu được qua các phần mềm chuyên dụng. Các thông số quan trọng của một hệ phổ kế bao gồm: dải năng lượng có thể đo được, hiệu suất ghi, độ phân giải năng lượng, tỷ số đỉnh/phông, độ ổn định và độ tuyến tính của năng lượng.

Detector được sử dụng để đo phổ gamma trong nghiên cứu thuộc luận án là gecmani siêu tinh khiết HPGe model GEM-2018-p, No.39-Tp21360A, (ORTEC-USA), có đường kính 60,5 mm, chiều dài 31 mm, độ phân giải năng lượng (FWHM) 1,8 keV tại đỉnh 1332,5 keV của ^{60}Co và hiệu suất ghi tương đối 20% so với detector nhấp nháy Na(Tl) kích thước 76 mm×76 mm. Tiền khuếch đại Model 257P, No.501, ORTEC. Khuếch đại tuyến tính ORTEC-572. Máy phân tích biên độ nhiều kênh với 8192 kênh và nguồn nuôi cao áp có điện áp 2 kV, phổ gamma được ghi nhận và xử lý bằng phần mềm GammaVision (ORTEC), Fitpeaks và Origin [36-41].

2.1.4.2. Chuẩn năng lượng và hiệu suất hệ phổ kế gamma HPGe

Kỹ thuật năng phổ gamma đóng vai trò quan trọng trong phương pháp kích hoạt phóng xạ. Phân tích phổ gamma là xác định thông tin về vị trí đỉnh, diện tích

đỉnh phổ, tỷ số đỉnh/phông... từ đó xác định năng lượng của tia gamma, nhận diện được các đồng vị phóng xạ, xác định hoạt độ phóng xạ của các đồng vị đó.

- *Chuẩn năng lượng hệ phổ kế gamma HPGe.*

Các đồng vị phóng xạ được nhận diện thông qua năng lượng của các tia gamma đặc trưng và chu kỳ bán rã của nó. Vì vậy cần xác định chính xác năng lượng của đỉnh hấp thụ toàn phần trên phổ gamma. Mục đích của chuẩn năng lượng là tìm mối quan hệ giữa vị trí đỉnh (số kênh) trong phổ và năng lượng gamma tương ứng. Để xây dựng đường chuẩn năng lượng ta thường dùng bộ các nguồn chuẩn với các giá trị năng lượng đã biết của các bức xạ gamma phát ra từ nguồn. Số liệu biểu diễn sự phụ thuộc của năng lượng vào số kênh được khớp với một hàm chuẩn thường là hàm tuyến tính. Các nguồn chuẩn được sử dụng để chuẩn năng lượng detector trong luận án bao gồm [36-39]: ^{241}Am (59,54 keV, $T_{1/2}= 433$ năm), ^{60}Co (1173,24 keV; 1332,50 keV, $T_{1/2}= 5,27$ năm), ^{137}Cs (661,66 keV, $T_{1/2}= 30,1$ năm), ^{133}Ba (80,99 keV; 302,85 keV và 356,01 keV; $T_{1/2}= 10,7$ năm), ^{152}Eu ($T_{1/2}= 12,7$ năm).

- *Xác định hiệu suất ghi của hệ phổ kế gamma HPGe.*

Hiệu suất ghi đỉnh quang điện được định nghĩa như sau [36-41] :

$$\varepsilon_{\gamma}(E) = n(E)/R(E), \quad (2.6)$$

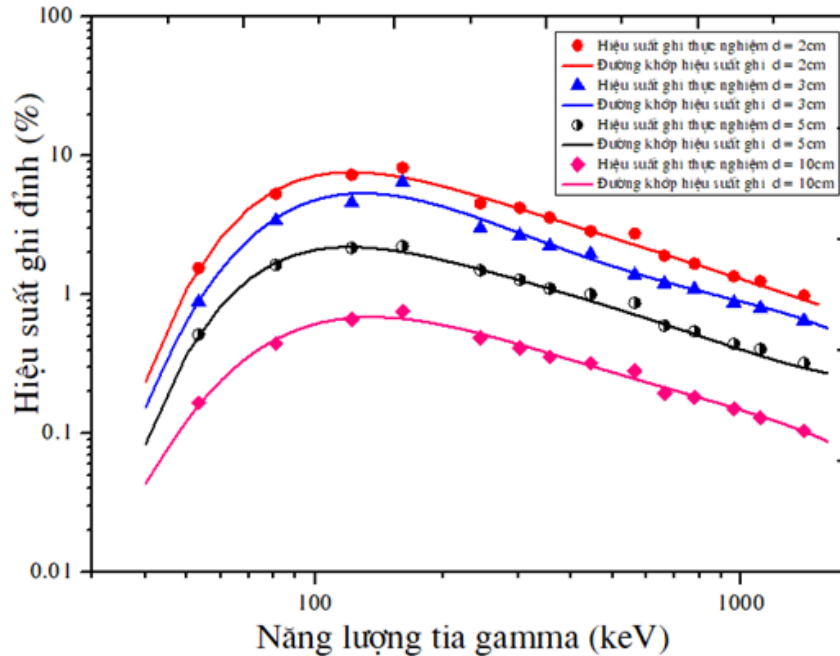
trong đó: $n(E)$ là tốc độ đếm của đỉnh quang điện có năng lượng E và $R(E)$ là tốc độ phát xạ vạch gamma có năng lượng E từ nguồn.

Hiệu suất ghi của detector phụ thuộc vào nhiều yếu tố như loại detector, hình dạng và kích thước của detector, khoảng cách giữa detector và nguồn bức xạ, năng lượng của bức xạ và đặc trưng tương tác của bức xạ với vật chất detector...

Hiệu suất ghi đỉnh của detector HPGe được sử dụng trong phạm vi của luận án được xác định bằng thực nghiệm trên cơ sở sử dụng kết hợp các nguồn chuẩn đa năng ^{152}Eu , ^{133}Ba và nguồn chuẩn đơn năng ^{137}Cs , ^{241}Am . Hiệu suất ghi ε của các đỉnh gamma được chuẩn hóa và làm khớp với hàm đa thức [36-41]:

$$\ln(\varepsilon_{\gamma}) = a_0 + a_1 \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) + a_2 \ln^2\left(\frac{E}{E_0}\right) + a_3 \ln^3\left(\frac{E}{E_0}\right) + a_4 \ln^4\left(\frac{E}{E_0}\right) + a_5 \ln^5\left(\frac{E}{E_0}\right), \quad (2.7)$$

trong đó ε_γ là hiệu suất ghi đỉnh của đêctơ, E là năng lượng tia gamma, $E_0 = 1 \text{ keV}$, a_i là các hệ số làm khớp. Giá trị giá trị hệ số a_i của hàm khớp và hiệu suất ghi của đêctơ được thể hiện trên bảng P.1.2 và P.1.3 (Phụ lục).

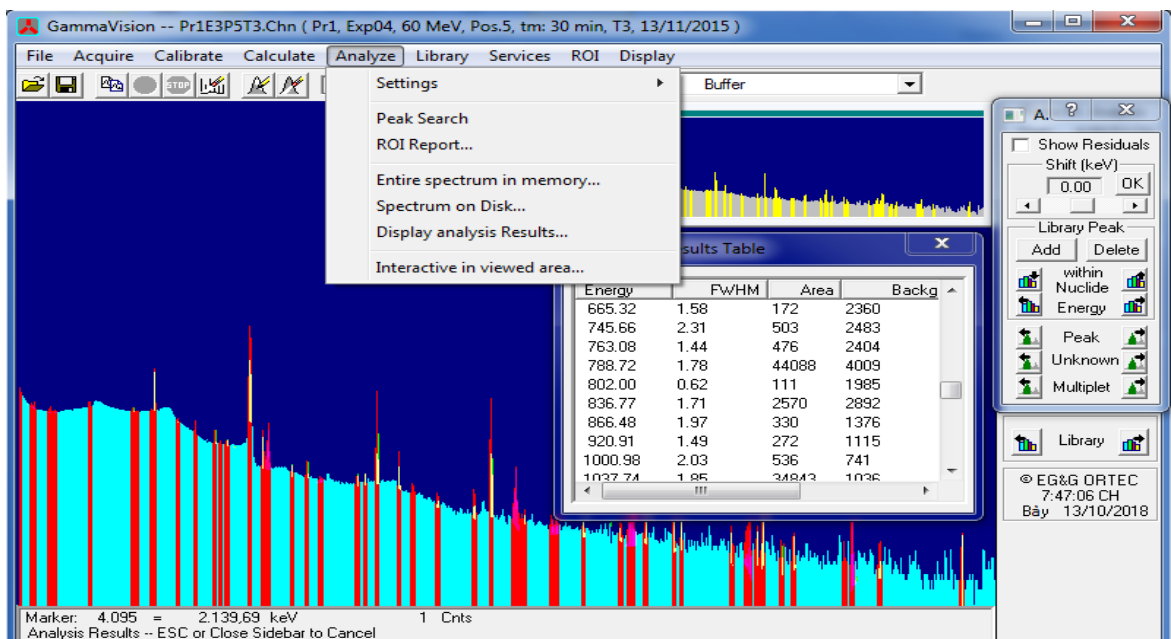


Hình 2.8. Hiệu suất ghi của đêctơ bán dẫn HPGe tại Trung tâm Gia tốc Pohang, Hàn Quốc ở các khoảng cách d từ nguồn đến đêctơ.

- *Xác định diện tích đỉnh phổ gamma đặc trưng.*

Trong thực nghiệm hoạt độ phóng xạ được xác định dựa trên diện tích của các đỉnh phổ gamma. Phổ gamma được làm khớp với một hàm giải tích thích hợp, sau đó lấy tích phân hàm đó trên vùng đỉnh tương ứng để tính diện tích đỉnh. Ngày nay, với sự phát triển của tin học, có nhiều phần mềm được sử dụng để hỗ trợ trong việc phân tích phổ. Các phần mềm phân tích phổ gamma thông dụng hiện nay như: Gamma Vision, Genie 2000, Fitzpeaks, Aptec... Trong luận án sử dụng các phần mềm Gamma Vision, Fitzpeaks và Origin để phân tích các phổ gamma ghi nhận được qua hệ phổ kế gamma. Gamma Vision là phần mềm phân tích phổ gamma đa kênh, có ưu điểm là tự động xác định thời gian chết của hệ đo, tự động xác định vị trí của đỉnh và có thể tính toán diện tích đỉnh. Trong cửa sổ phần mềm mở một phổ gamma cần phân tích (Open → recall → tên phổ cần phân tích). Sử dụng công cụ (Analyze → peak search) trên thanh công cụ để tìm và đánh dấu các đỉnh trên phổ. Các thông số năng lượng, độ rộng nửa chiều cao, diện tích đỉnh và phong của các đỉnh phổ có thể được

phần mềm tính toán một cách tự động thông qua (interactive in viewed area). Đỉnh trên phổ gamma được đánh dấu bao gồm một vài kênh bên trái và bên phải của đỉnh. Chương trình sẽ tính toán thông dựa trên ba kênh đầu và ba kênh cuối trên vùng đã đánh dấu (ROI). Diện tích đỉnh được xác định bằng diện tích toàn phần của đỉnh trừ đi phần thông đã được tính toán ở trên. Các đỉnh trên phổ được khớp theo hàm Gauss bằng phương pháp bình phương tối thiểu. Từ bảng kết quả phân tích phổ, tìm đỉnh phổ mà ta quan tâm sau đó chỉnh kích thước phổ để quan sát, đánh giá kết quả khớp đỉnh do phần mềm thực hiện. Hình 2.9 là giao diện của phần mềm phân tích phổ GammaVision.

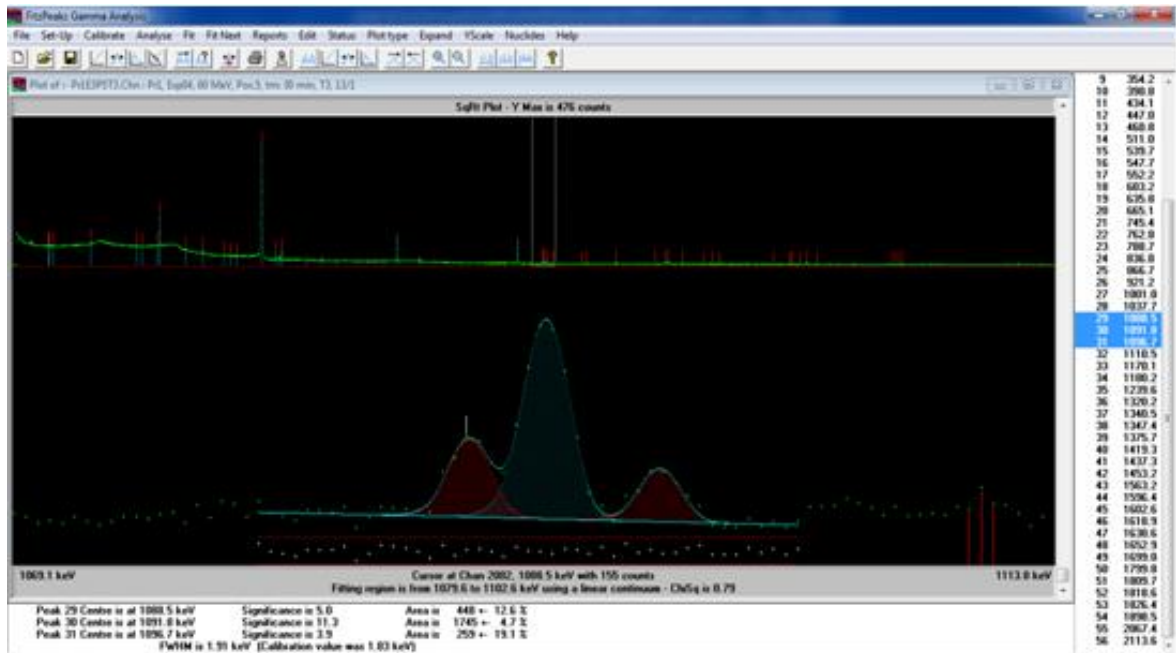


Hình 2.9. Minh họa kết quả phân tích phổ gamma trong Gamma Vision

Phần mềm Fitzpeaks thường được sử dụng để phân tích các đỉnh phổ chồng chập. Thuật toán tìm đỉnh dựa trên việc tìm cực tiểu vi phân bậc hai của phổ đã được làm tròn, sử dụng thuật toán làm khớp phi tuyến theo hàm Gauss với hàm mũ ở phần năng lượng thấp hoặc hai rìa của đỉnh để khớp đỉnh. Số liệu phổ có thể được lựa chọn phân tích theo chế độ hoàn toàn tự động hoặc do người sử dụng. Chế độ không tự động cho phép người dùng có thể đưa thêm một đỉnh mới vào phổ, thay đổi độ rộng của vùng làm khớp hoặc thay đổi dạng thông khớp. Hình 2.10 là hình ảnh giao diện phân tích phổ gamma của phần mềm Fitzpeaks.

Một phần mềm khác được sử dụng là Origin. Để xử lý một phổ hay một phần của phổ cần quan tâm ta thực hiện các bước trình bày trong phần P.2.1 (Phụ lục). Phổ

gamma có thể được phân tích theo nhiều phương pháp khác nhau và được so sánh với nhau để tìm ra lựa chọn tốt nhất.



Hình 2.10. Giao diện phân tích phổ gamma của phần mềm Fitzpeaks.

2.1.5. Một số hiệu chỉnh đối với các phép đo hoạt độ phóng xạ

Trong nghiên cứu thực nghiệm sử dụng phương pháp kích hoạt có nhiều yếu tố ảnh hưởng đến độ chính xác của các kết quả thực nghiệm: sự thăng giáng thống lượng bức xạ kích hoạt, sự mất số đếm thống kê trong quá trình đo, can nhiễu phóng xạ và một số hiệu ứng vật lý khác. Vì vậy việc hiệu chỉnh là cần thiết để thu được các số liệu thực nghiệm với độ tin cậy cao hơn.

2.1.5.1. Hiệu chỉnh tự hấp thụ gamma

Khi bức xạ gamma truyền qua vật chất sẽ mất dần năng lượng và suy giảm cường độ. Vì vậy, nếu sử dụng mẫu kích hoạt có bề dày d , coi mật độ vật chất và hoạt độ bức xạ được phân bố đồng đều thì hệ số hiệu chỉnh tự hấp thụ (F_{att}) được xác định bằng công thức sau [6, 36-39]:

$$F_{att} = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d}, \quad (2.8)$$

trong đó: μ là hệ số hấp thụ tuyến tính phụ thuộc vào vật chất mẫu và năng lượng của tia gamma.

Thông thường trong thực nghiệm, hệ số hiệu chỉnh tự hấp thụ được xác định bằng phương pháp đo gamma truyền qua. Gọi I_0 và I lần lượt là cường độ bức xạ gamma ghi nhận được trong trường hợp giữa nguồn và detector không có mẫu và có mẫu. Hệ số hiệu chỉnh F_{att} được xác định qua biểu thức [7, 36, 37]:

$$F_{att} = \frac{1-(I/I_0)}{\ln(I/I_0)}. \quad (2.9)$$

Công thức (2.8) được sử dụng để tính hệ số hiệu chỉnh tự hấp thụ. Hệ số hiệu chỉnh tự hấp thụ F_{att} tính toán cho mẫu Pr được thống kê trong [Bảng P.2.1 \(Phụ lục\)](#)

2.1.5.2. Hiệu chỉnh cộng đỉnh

Hiệu chỉnh cộng đỉnh là cần thiết khi đồng vị phóng xạ phát ra hai hoặc nhiều photon trong thời gian detector không phân biệt được. Giả sử một photon γ_1 có năng lượng E_1 bị mất toàn bộ năng lượng trong thể tích detector trong khoảng thời gian cũng có một photon γ_2 để lại năng lượng E_2 trong detector thì ở cổng ra của detector là một xung tổng có năng lượng $E_3 = E_1 + E_2$ được ghi nhận. Như vậy số đếm trên đỉnh toàn phần E_1, E_2 bị mất đi. Hiện tượng như vậy gọi là cộng đỉnh ngoài “summing out”. Hiệu chỉnh phụ thuộc vào xác suất γ_2 được ghi nhận cùng lúc với đỉnh toàn phần của γ_1 . Vì vậy, hệ số này phụ thuộc vào hiệu suất ghi đỉnh của γ_1 và hiệu suất ghi toàn phần của γ_2 mà không phụ thuộc vào tốc độ đếm của detector.

Trong trường hợp khác nguồn phát ra hai gamma nối tầng có tổng năng lượng bằng năng lượng của một gamma khác thì tốc độ đếm của đỉnh tổng tăng lên. Hiện tượng này gọi là hiệu ứng cộng đỉnh trong “summing in”. Hiệu ứng cộng đỉnh trong thường nhỏ hơn rất nhiều so với cộng đỉnh ngoài vì nó phụ thuộc vào hiệu suất ghi đỉnh của cả γ_1 và γ_2 . Để tránh hiện tượng cộng đỉnh ngoài việc lựa chọn các tia gamma phát ra từ nguồn mà không xảy ra cộng đỉnh, trong thực nghiệm còn có thể bố trí nguồn đo ở cách xa detector. Gọi A là hoạt độ của nguồn, $p_i, \varepsilon_i, \varepsilon_{ti}$ lần lượt là xác suất phát xạ, hiệu suất ghi đỉnh, hiệu suất ghi toàn phần bức xạ γ_i ($i = 1, 2, 3$).

Cộng đỉnh ngoài: Tốc độ đếm của γ_1 khi không có cộng đỉnh là $n_1 = Ap_1\varepsilon_1$. Hiện tượng cộng đỉnh xảy ra khi γ_1 được ghi nhận cùng với γ_2 nên tốc độ đếm cộng đỉnh là: $Ap_1\varepsilon_1\varepsilon_2$. Tốc độ đếm khi tính đến cộng đỉnh của γ_1 là $n_1' = Ap_1\varepsilon_1 - Ap_1\varepsilon_1\varepsilon_2$. Hệ số hiệu chỉnh cộng đỉnh ngoài đối với γ_1 (C_1) và γ_2 (C_2) được xác định bằng:

$$C_1 = \frac{n_1}{n_1'} = (1 - \varepsilon_{t2})^{-1} \quad \text{và} \quad C_2 = (1 - \frac{p_1}{p_2} \varepsilon_{t1})^{-1}, \quad (2.10)$$

Cộng đỉnh trong: Cộng đỉnh của γ_1 và γ_2 làm tăng tốc độ đếm trên đỉnh γ_3 . Khi chưa có cộng đỉnh số bức xạ γ_3 đo được bằng $Ap_3\varepsilon_3$. Do có hiện tượng cộng đỉnh, hai bức xạ γ_1 và γ_2 được ghi nhận đồng thời nên số bức xạ ghi nhận được khi có cộng đỉnh bằng: $Ap_3\varepsilon_3 + Ap_1\varepsilon_1\varepsilon_2$ nên hệ số hiệu chỉnh của γ_3 (C_3) bằng [7, 38]:

$$C_3 = \left(1 + \frac{p_1\varepsilon_1\varepsilon_2}{p_3\varepsilon_3}\right)^{-1}, \quad (2.11)$$

Phương pháp đơn giản có thể giảm bớt hiệu ứng này là đo các mẫu có hoạt độ lớn ở khoảng cách xa detector. Trong thực tế một đồng vị phóng xạ thường phát nhiều tia gamma khác nhau nên để tránh hiệu ứng cộng đỉnh, ta nên sử dụng những tia gamma không bị mất số đếm do hiệu ứng cộng đỉnh gây ra.

2.1.5.3. Hiệu chỉnh thăng giáng thông lượng bức xạ kích hoạt

Nếu thông lượng của bức xạ kích hoạt thay đổi theo thời gian thì cần hiệu chỉnh kết quả đo hoạt độ phóng xạ. Các thí nghiệm được thực hiện trong luận án luôn sử dụng thiết bị để ghi thông lượng của chùm electron trong từng khoảng thời gian Δt_j và trong khoảng thời gian Δt_j đó thông lượng electron gần như không đổi Φ_j . Giả sử trong suốt thời gian chiếu xạ t_i được chia thành k khoảng thời gian Δt_j và Φ_j là thông lượng electron đo được trong khoảng thời gian đó. Gọi $\bar{\phi}$ là thông lượng trung bình trong suốt thời gian chiếu xạ. Hệ số hiệu chỉnh thăng giáng thông lượng bức xạ kích hoạt (G_{flux}) được xác định bằng biểu thức sau:

$$G_{flux} = \frac{\bar{\phi}(1 - e^{-\lambda t_i})}{\sum_{j=1}^k \phi_j(1 - e^{-\lambda \Delta t_j})e^{-\lambda(k-j)\Delta t_j}}, \quad (2.12)$$

với

$$\bar{\phi} = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^k \phi_j,$$

Khi đó hoạt độ phóng xạ được hiệu chỉnh:

$$C_{corr} = C_m \cdot G_{flux},$$

trong đó: C_{corr} là hoạt độ phóng xạ đã hiệu chỉnh; C_m là hoạt độ phóng xạ đo được.

Trong trường hợp sử dụng phương pháp tương đối, mẫu đo và mẫu chuẩn được kích hoạt đồng thời hoặc trường hợp đồng vị phóng xạ có thời gian sống rất dài so với thời gian chiếu xạ thì ảnh hưởng do thăng giáng thông lượng bức xạ kích hoạt có thể bỏ qua.

2.1.5.4. Hiệu chỉnh can nhiễu phóng xạ

Trong các nghiên cứu thực nghiệm sử dụng phương pháp kích hoạt kết hợp với đo phổ gamma trẻ thường xuất hiện các tia gamma có năng lượng xấp xỉ với năng lượng của tia gamma cần đo mà detector không phân giải được, gây can nhiễu, làm thay đổi số đếm/diện tích đỉnh phổ của tia gamma cần đo, làm giảm độ chính xác của các kết quả đo hoạt độ phóng xạ. Vì vậy, để thu được kết quả đo hoạt độ chính xác phải thực hiện những hiệu chỉnh nhằm loại bỏ phần đóng góp từ các tia gamma can nhiễu. Phương pháp hiệu chỉnh can nhiễu gây bởi các tia gamma được thực hiện dựa trên mối liên hệ về tỷ số diện tích giữa các đỉnh phổ của các tia gamma cùng phát ra từ một đồng vị phóng xạ (sau đây gọi là phương pháp tỷ số diện tích đỉnh phổ). Theo đó, các tia gamma phát ra từ một đồng vị có mối liên hệ với nhau như sau [36,37]:

$$\frac{S_{\gamma}(E_1)}{I_{\gamma}(E_1) \times \varepsilon_{\gamma}(E_1)} = \frac{S_{\gamma}(E_2)}{I_{\gamma}(E_2) \times \varepsilon_{\gamma}(E_2)} = \dots = \frac{S_{\gamma}(E_n)}{I_{\gamma}(E_n) \times \varepsilon_{\gamma}(E_n)}, \quad (2.13)$$

Trong đó $S_{\gamma}(E_i)$ là diện tích đỉnh phổ, $I_{\gamma}(E_i)$ là cường độ của tia gamma và $\varepsilon_{\gamma}(E_i)$ là hiệu suất ghi của detector. Sử dụng công thức (2.13) có thể xác suy ra được diện tích đỉnh phổ của một tia gamma không thể đo được từ diện tích đỉnh phổ của của một tia gamma khác có thể đo được trong cùng đồng vị phóng xạ.

Ngoài phương pháp “tỷ số diện tích đỉnh phổ”, việc hiệu chỉnh can nhiễu bởi các tia gamma cũng có thể áp dụng định luật phân rã phóng xạ [52]: $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ để xác định đóng góp của tia gamma can nhiễu vào đỉnh phổ chung, trong đó t là thời gian phân rã, $N(t)$ là hoạt độ tại thời điểm đo ($t > 0$), N_0 là hoạt độ tại thời điểm $t = 0$ và λ là hằng số phân rã của đồng vị phóng xạ. Tuy nhiên, để xác định đóng góp của mỗi tia gamma can nhiễu vào đỉnh chung cần thực hiện một số phép đo phổ gamma, tùy thuộc vào số tia gamma có thể gây ra can nhiễu.

2.1.5.5. Một số hiệu chỉnh khác

Ngoài các hiệu chỉnh trên, trong thực nghiệm tùy theo từng nghiên cứu có thể tiến hành các hiệu chỉnh khác như: hiệu chỉnh thời gian chết và chồng chập xung, hiệu ứng nền, hiệu chỉnh do các mẫu có thành phần phức tạp hoặc nguồn bức xạ kích hoạt có cường độ và năng lượng lớn, khi đó sẽ có nhiều loại phản ứng cùng xảy ra làm cho phong phóng xạ cao ảnh hưởng đến chất lượng của phổ gamma.

Thực nghiệm đối với các can nhiễu gây bởi các phản ứng hạt nhân cạnh tranh có thể khắc phục bằng cách sử dụng kỹ thuật kích hoạt nhiều lần với thời gian chiếu, phơi, đo khác nhau, lựa chọn năng lượng kích hoạt phù hợp, ưu tiên từng phản ứng kết hợp với tính toán thời gian kích hoạt, thời gian đo mẫu hợp lý. Việc sử dụng các mẫu kích hoạt là các đồng vị sạch cũng là biện pháp loại trừ các phản ứng can nhiễu rất hiệu quả. Để giảm bớt hiệu ứng nền ta có thể lựa chọn năng lượng, cường độ của chùm bức xạ kích hoạt cũng như tính toán thời gian kích hoạt thích hợp. Trong các nghiên cứu về năng phổ, phản ứng hạt nhân, số liệu hạt nhân... bằng phương pháp kích hoạt người ta thường sử dụng các lá kim loại có độ tinh khiết cao nhằm giảm bớt can nhiễu do các hiệu ứng nền cũng như các phản ứng cạnh tranh.

2.1.5.6. Đánh giá các nguồn gây sai số

Ngoài các nguyên nhân gây sai số như đã nêu trên, trong nghiên cứu sử dụng phương pháp kích hoạt còn phải quan tâm tới một số nguồn sai số khác như: sai số thống kê số đếm, sai số do hình học chiếu và hình học đo, sai số trong xử lý phổ gamma, sai số hiệu suất ghi của đêctectơ, sai số từ các số liệu hạt nhân...

Sử dụng công thức truyền sai số để tính cho các kết quả thực nghiệm đã thu được các giá trị sai số trong khoảng 8% - 15% trong đó các nguồn sai số chính bao gồm: sai số thống kê 2% - 6%, sai số do xác định diện tích đỉnh 4% - 7%, sai số do số liệu hạt nhân 3% - 7%, sai số hiệu suất ghi của đêctectơ 3% - 4%, sai số do thăng giáng chùm electron 5% - 8% và các nguồn sai số khác từ 4% - 6%.

2.2. So sánh kết quả thực nghiệm với lý thuyết sử dụng mã TALYS

Để đánh giá độ tin cậy của các số liệu thực nghiệm, các kết quả đều được so sánh với các tác giả khác và/hoặc với các kết quả tính lý thuyết. Đối với những số liệu được công bố lần đầu tiên thì chỉ có thể so sánh với kết quả tính toán lý thuyết. Cho đến nay đã có nhiều chương trình được xây dựng để tính tiết diện của phản ứng hạt nhân, trong đó những mã máy tính đang được sử dụng phổ biến bao gồm: EMPIRE 3.2 [42], ALICE/ASH [43] và TALYS [46- 48]. Trong nghiên cứu thuộc luận án, các số liệu thực nghiệm đều được so sánh với các kết quả tính lý thuyết, sử dụng mã TALYS.

2.2.1. Mã TALYS

TALYS là một hệ thống mã máy tính dựa trên fortran để phân tích và dự đoán phản ứng hạt nhân. Đây là mã nguồn mở, được coi là “thân thiện” với người dùng vì nó được nhóm tác giả trình bày một cách chi tiết, giúp mọi người đều có thể truy cập dễ dàng và sử dụng. Hiện nay mã TALYS được sử dụng rất rộng rãi trong phân tích phản ứng.

Mã TALYS được xây dựng gần đây nhất nên kết hợp được nhiều mô hình hạt nhân để mô phỏng tất cả các loại phản ứng có thể xảy ra với neutron, proton, deuteri, triti, heli 3, alpha và gamma trong dải năng lượng từ 1 keV đến 200 MeV trên các hạt nhân có số khối từ 12 đến 339. Đầu vào TALYS cho các tính toán được cung cấp từ cơ sở dữ liệu RIPL-3 [45] (Thư viện tham số đầu vào tham chiếu của IAEA). Mã TALYS có thể tính tiết diện toàn phần hoặc tiết diện của từng kênh phản ứng, tiết diện tạo thành hạt nhân dư ở trạng thái cơ bản hoặc đồng phân,... Ngoài ra, mã TALYS còn tính đến các cơ chế phản ứng khác nhau như hợp phân, tiền cân bằng và phản ứng trực tiếp, tùy thuộc vào năng lượng của các hạt/bức xạ tới [44,46,48].

Mã TALYS cũng đưa vào các mẫu mật độ mức hạt nhân khác nhau với các tham số mật độ mức tương ứng cũng như các lý thuyết về vùng cộng hưởng không lồ, năng lượng ngưỡng của phản ứng, hiệu ứng kênh. Với mỗi kênh đầu vào, TALYS tính tiết diện phản ứng cho từng kênh đầu ra riêng biệt và mặc định sẽ tính cho tất cả các kênh phản ứng có thể xảy ra. Tiết diện toàn phần bằng tổng tiết diện của các kênh phản ứng theo năng lượng hạt tới. Khi hạt nhân bị kích thích có thể khử kích thích bằng cách phát bức xạ gamma để chuyển về các trạng thái có năng lượng thấp hơn. Quá trình chuyển dịch phụ thuộc vào mật độ các mức năng lượng của hạt nhân kích thích. Với những tiện ích trên, sử dụng mã TALYS có thể mô phỏng được các kênh phản ứng, các cơ chế phản ứng xảy ra với bức xạ nơtron, proton mà luận án nghiên cứu.

2.2.2. Sử dụng mã TALYS trong tính toán.

Phần lớn các phản ứng hạt nhân đề cập trong luận án là những phản ứng được nghiên cứu lần đầu tiên hoặc chưa được nghiên cứu nhiều. Để đánh giá mức độ tin cậy của các số liệu thực nghiệm thu được, ngoài kỹ thuật thực nghiệm được lựa chọn tối ưu, các phép đo được thực hiện nhiều lần, các phép hiệu chỉnh nâng cao độ chính xác được thực hiện, luận án còn sử dụng TALYS để tính tiết diện của các phản ứng

quan tâm. Trên cơ sở đó có thể tiếp tục xác định các tham số đặc trưng khác của phản ứng như tiết diện tích phân, suất lượng hoặc tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân để đưa ra kết quả so sánh với thực nghiệm. Ngoài ảnh hưởng của năng lượng kích thích, hạt nhân bia, hiệu ứng kênh, luận án đã tiến hành khảo sát vai trò của các mẫu mật độ mức (LDM) và hàm lực tia gamma (γ SF) được tích hợp trong TALYS lên kết quả tính tiết diện của một số phản ứng. Trong quá trình tính toán các tham số này đã được khảo sát kỹ lưỡng đối với từng phản ứng nhằm tìm ra những hàm mật độ mức hạt nhân và/hoặc hàm lực tia gamma cho kết quả gần nhất với dữ liệu thực nghiệm. Trên cơ sở đó, những hàm mật độ mức hạt nhân và/hoặc hàm lực tia gamma tốt nhất được sử dụng để tính toán cho từng phản ứng [44-48].

Hiện nay có 6 mẫu mật độ mức được sử dụng phổ biến bao gồm: (1) mẫu khí Fermi và coi nhiệt độ hạt nhân không đổi (CTFGM), (2) mẫu khí Fermi có tính đến dịch chuyển ngược (BSFGM), (3) mẫu khí Fermi siêu chất lỏng tổng quát (GSFM), mẫu mật độ mức vi mô theo bảng của (4) Goriely (SFGM), (5) Hilaire (SFHM), (6) Gogny (GFHM). Hàm lực tia gamma $f_{XL}(E\gamma)$ mô tả cường độ chuyển dịch trung bình của tia gamma tại năng lượng $E\gamma$, X đặc trưng cho tính điện hoặc từ của bức xạ, L là tính chẵn lẻ của bức xạ gamma đó. Trong TALYS đã đưa vào 8 mô hình khác nhau về hàm lực tia gamma [44-48] bao gồm: (1) Lorentzian được tổng quát từ Kopecky-Uhl (KUGL), (2) Lorentzian Brink-Axel (BAL), (3) các bảng của Hartree-Fock BCS (HFBCS), (4) các bảng của Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB), (5) mô hình hybrid của Goriely (GH), (6) HFB phụ thuộc nhiệt độ T của Goriely (GTHFB), (7) RMF phụ thuộc nhiệt độ T (TRMF) và (8) Gogny D1M HFB + QRPA (HFB + QRPA).

Ví dụ file input tính toán tiết diện của phản ứng $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ sử dụng mã TALYS

```
#.....
projectile g
element Sr
mass 0
energy energies
channels y
maxchannels 8
# Compound
compound y
resonance y
```

```

# Pre-equilibrium
  preeqmode 2
# Direct
  giantresonance y
# Gamma emission
  gammax 6
  strength 1
  strengthM1 2
# Level densities
  ldmodel 1

#.....

```

Khi tính tiết diện các phản ứng xảy ra trên bia Sr tự nhiên với các tham số đầu vào trên, TALYS sẽ tính tiết diện của các phản ứng hạt nhân gây bởi hạt tới gamma. Năng lượng của hạt tới được định dạng trong file “energies”. Các tính toán có xét đến các kênh phản ứng có thể xảy ra (tối đa là 8 kênh). Các cơ chế phản ứng được tính đến bao gồm cơ chế hợp phần, cơ chế tiền cân bằng theo mẫu 2, cơ chế phản ứng trực tiếp có tính đến đóng góp của cộng hưởng không lờ vào các phần của phổ liên tục và cuối cùng là sự phát xạ gamma, bức xạ gamma lưỡng cực điện áp dụng theo hàm strength 1, bức xạ gamma lưỡng cực từ theo hàm strengthM1 2 và các tính toán được thực hiện theo mẫu mật độ mức ldmodel 1.

Chi tiết các mẫu mật độ mức, hàm lực tia gamma và kết quả tính tiết diện sử dụng TALYS cho phản ứng trên bia Sr được mô tả trong phần [P.4. \(Phụ lục\)](#).

CHƯƠNG 3.

KẾT QUẢ NGHIÊN CỨU VỚI PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN

Trước đây, do thiếu nguồn photon năng lượng cao nên dù đã được nghiên cứu từ lâu nhưng phản ứng quang hạt nhân chủ yếu được thực hiện với năng lượng ≤ 30 MeV hay còn gọi là vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ. Trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, chỉ xảy ra các phản ứng quang hạt nhân đơn giản, có năng lượng ngưỡng thấp như (γ, n) ; $(\gamma, 2n)$ và (γ, np) với cơ chế phản ứng chủ yếu là phản ứng hạt nhân hợp phần. Khi tăng năng lượng của chùm bức xạ gamma cao hơn, các phản ứng quang hạt nhân sẽ trở nên phức tạp hơn. Cùng với sự phát xạ nhiều hạt, các cơ chế phản ứng hạt nhân trực tiếp và cơ chế phản ứng tiên cân bằng xuất hiện, cạnh tranh với cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần. Sự cạnh tranh giữa các cơ chế phản ứng tùy thuộc vào nhiều yếu tố như số khối, spin của hạt nhân bia, năng lượng ngưỡng của phản ứng, năng lượng kích thích... Nghiên cứu suất lượng, tỷ số suất lượng tạo thành các cặp đồng phân và tiết diện tích phân của phản ứng quang hạt nhân giúp chúng ta hiểu biết thêm các thông tin liên quan đến cấu trúc hạt nhân cũng như các đặc trưng của phản ứng hạt nhân. Các thí nghiệm với chùm bức xạ gamma được thực hiện trên máy gia tốc electron tuyến tính tại Trung tâm gia tốc Pohang (PAL), POSTECH, Pohang, Hàn Quốc.

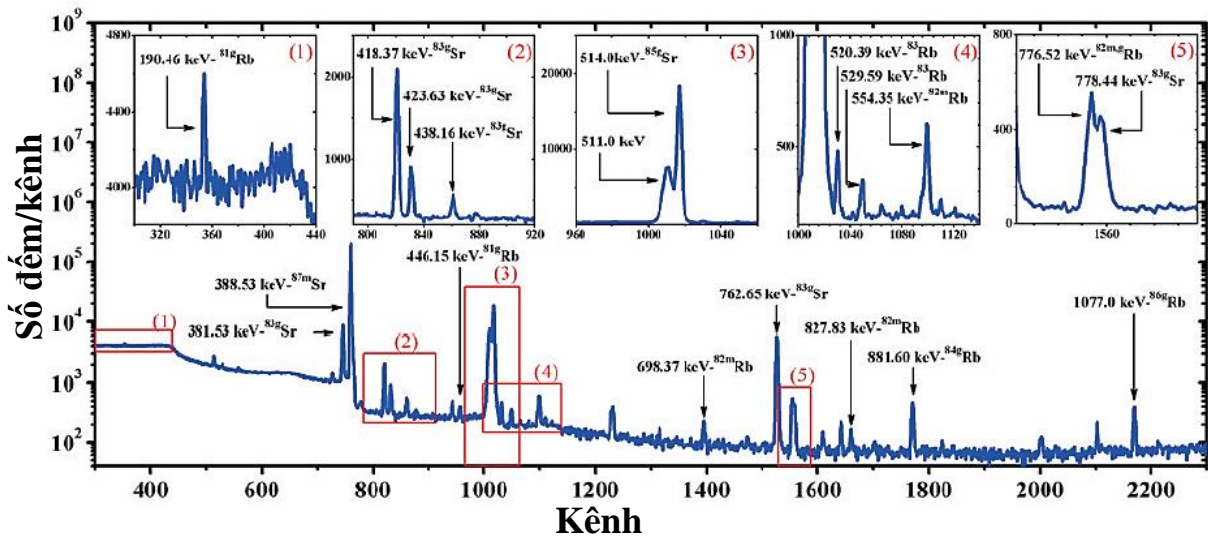
Trong chương 3, luận án trình bày kết quả nghiên cứu một số đặc trưng của phản ứng quang hạt nhân gây bởi các chùm bức xạ gamma có năng lượng cực đại trong dải từ 50 MeV đến 70 MeV.

3.1. Suất lượng của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$

Luận án sẽ trình bày kết quả nghiên cứu đối với các phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ gây bởi các chùm bức xạ gamma năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV. Nguyên tố Strontium (Sr) tồn tại trong tự nhiên có 4 đồng vị bền với độ phổ cập tương ứng ^{84}Sr (0,56%), ^{86}Sr (9,86%), ^{87}Sr (7,00%) và ^{88}Sr (82,58%). Tùy theo hạt nhân bia và năng lượng của bức xạ gamma có thể xảy ra các phản ứng trong đó phát ra từ 01 đến 06 nuclon, tạo thành các đồng vị phóng xạ ^{82}Sr , $^{83(m+g)}\text{Sr}$, ^{85m}Sr , ^{85g}Sr , ^{87m}Sr , $^{81(g+0.976m)}\text{Rb}$, ^{82m}Rb , ^{83g}Rb , $^{84(m+g)}\text{Rb}$ và $^{86(m+g)}\text{Rb}$. Đây là những phản ứng hạt nhân lần đầu tiên được nghiên cứu để xác định suất lượng [51].

Nghiên cứu này đã sử dụng ba mẫu stronti nitrat ($\text{Sr}[\text{NO}_3]_2$) siêu tinh khiết, ở

dạng bột có khối lượng từ 1100 đến 1200 mg được đựng trong hộp nhôm mỏng có kích thước $1,2 \times 1,2$ cm để kích hoạt riêng biệt. Phổ gamma của từng mẫu kích hoạt được đo bằng detector bán dẫn HPGe với thời gian phơi khác nhau. Các phổ gamma được phân tích bằng phần mềm GammaVision, phiên bản 5.10 (EG&G ORTEC). Trên Hình 3.1 là một phổ gamma của mẫu strontium tự nhiên sau khi kích hoạt, được đo bằng detector bán dẫn HPGe. Để xác định suất lượng phản ứng, chúng ta cần đo hoạt độ của các đồng vị phóng xạ tạo thành sau phản ứng. Hoạt độ của các đồng vị phóng xạ được xác định dựa vào diện tích đỉnh phổ của các tia gamma đặc trưng có năng lượng và cường độ phù hợp, không bị can nhiễu hoặc nếu bị can nhiễu thì có thể hiệu chỉnh được. Bảng 3.1 liệt kê các phản ứng hạt nhân và các đồng vị sản phẩm đã được nhận diện: ^{87m}Sr , ^{85m}Sr , ^{85g}Sr , ^{83g}Sr , ^{82}Sr , ^{86g}Rb , ^{84g}Rb , ^{83g}Rb , ^{82m}Rb , ^{81g}Rb .



Hình 3.1. Phổ gamma của mẫu $^{\text{nat}}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ được chiếu bởi chùm bức xạ hãm 60 MeV với thời gian chiếu 3 giờ, thời gian chờ 21 giờ và thời gian đo 1,5 giờ. Các khung nhỏ (1), (2), (3), (4), (5) là các phần phổ tương ứng được phóng to [51]

Hoạt độ của đồng vị ^{87m}Sr được xác định dựa trên đỉnh gamma 388,53 keV (82,19%). Quan sát phổ gamma cho thấy có 3 tia gamma can nhiễu là 389,37 keV (1,5%) của ^{83g}Sr ; 389,4 keV (0,08%) của ^{82m}Rb và 388,85 keV (0,46%) của ^{81}Rb . Dựa theo phương pháp tỷ số diện tích đỉnh, can nhiễu do đóng góp của tia gamma 389,37 keV được xác định thông qua đỉnh 418,3 keV (4,2%) [51]. Cường độ của 2 tia gamma còn lại rất nhỏ nên có thể bỏ qua. Hoạt độ của ^{85m}Sr được xác định từ đỉnh 231,86 keV (83,9%). Bức xạ này không bị can nhiễu nhưng năng lượng tương đối nhỏ nên cần hiệu chỉnh hiệu ứng tự hấp thụ trong mẫu.

Bảng 3.1. Các phản ứng hạt nhân và thông số phân rã chính của các hạt nhân sản phẩm tạo thành từ mẫu $^{nat}\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$.

| Sản phẩm phản ứng | Phản ứng đóng góp | Năng lượng ngưỡng (MeV) | Chu kỳ bán rã | Phân rã (%) | Năng lượng tia γ (keV) | Cường độ tia γ (%) |
|-------------------|--------------------------------|-------------------------|---------------|--------------------|---------------------------------------|-------------------------------|
| ^{87m}Sr | $^{88}\text{Sr}(\gamma, n)$ | 11,11 | 2,815 giờ | IT:99,70 | 388,53* | 82,1 |
| ^{85m}Sr | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 3n)$ | 31,04 | 67,6 phút | IT:86,6 EC:13,4 | 151,19 231,86* | 12,8 83,9 |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 2n)$ | 19,92 | | | | |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, n)$ | 11,49 | | | | |
| ^{85g}Sr | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 3n)$ | 31,04 | 64,84 ngày | EC:100 | 514,0* | 96 |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 2n)$ | 19,92 | | | | |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, n)$ | 11,49 | | | | |
| ^{83g}Sr | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 5n)$ | 51,49 | 32,41 giờ | EC:100 | 389,37 418,3 762,65* 778,44 | 1,5 4,2 26,7 1,76 |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 4n)$ | 40,38 | | | | |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, 3n)$ | 31,95 | | | | |
| | $^{84}\text{Sr}(\gamma, n)$ | 11,92 | | | | |
| ^{82}Sr | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 6n)$ | 60,34 | 25,35 ngày | EC:100 | - | - |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 5n)$ | 49,23 | | | | |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, 4n)$ | 40,80 | | | | |
| | $^{84}\text{Sr}(\gamma, 2n)$ | 20,78 | | | | |
| ^{86g}Rb | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$ | 20,54 | 18,64 ngày | β :~100 | 1077,0* | 8,64 |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p)$ | 9,42 | | | | |
| ^{84g}Rb | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$ | 39,67 | 32,82 ngày | EC: 96,1 | 511,0 881,60* | 51,4 68,9 |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p2n)$ | 28,56 | | | | |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$ | 20,13 | | | | |
| ^{83g}Rb | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p4n)$ | 48,44 | 86,2 ngày | EC: 100 | 520,39 529,59* 552,55 | 45 29,3 16,0 |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$ | 37,32 | | | | |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p2n)$ | 28,94 | | | | |
| | $^{84}\text{Sr}(\gamma, 1p)$ | 8,87 | | | | |
| ^{82m}Rb | $^{88}\text{Sr}(\gamma, 1p5n)$ | 59,40 | 6,472 giờ | EC: 100 | 389,4 698,37* 776,52 827,83* | 0,08 26,3 84,39 21,0 |
| | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p4n)$ | 48,28 | | | | |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p3n)$ | 39,85 | | | | |
| | $^{84}\text{Sr}(\gamma, 1p1n)$ | 19,82 | | | | |
| ^{81g}Rb | $^{87}\text{Sr}(\gamma, 1p5n)$ | 57,09 | 4,572 giờ | EC: 100 | 190,46* 388,85 446,15 | 64,9 0,46 23,5 |
| | $^{86}\text{Sr}(\gamma, 1p4n)$ | 48,66 | | | | |
| | $^{84}\text{Sr}(\gamma, 1p2n)$ | 28,63 | | | | |

* là các tia gamma được sử dụng trong tính toán.

Đồng vị ^{85g}Sr có chu kỳ bán rã khá dài (64,849 ngày) nên hoạt độ của nó được xác định bằng phổ gamma được đo vài ngày sau khi chiếu và qua đỉnh 514 keV (96%). Phương pháp khớp đỉnh được sử dụng để hiệu chỉnh tách 2 đỉnh rất gần nhau

514 keV và 511 keV. Đồng vị ^{85m}Sr dịch chuyển đồng phân IT (86,6%) xuống ^{85g}Sr có chu kỳ bán rã (67,6 phút), ngắn hơn nhiều so với chu kỳ bán rã của ^{85g}Sr (64,849 ngày) nên khi đo hoạt độ qua bức xạ 514 keV sẽ được tổng hoạt độ của $^{85(0,866m+g)}\text{Sr}$. Vì vậy, để xác định được hoạt độ độc lập của đồng vị ^{85g}Sr cần phải trừ đi phần hoạt độ do đóng góp của đồng vị ^{85m}Sr .

Đồng vị ^{83}Sr tồn tại ở cả trạng thái cơ bản không bền và trạng thái đồng phân. Do chu kỳ bán rã của trạng thái đồng phân ^{83m}Sr rất ngắn (4,95 giây) nên không thể đo được hoạt độ của nó. Hoạt độ của trạng thái cơ bản không bền ^{83g}Sr có thể được xác định thông qua đỉnh gamma 762,65 keV (26,7%). Do ^{83m}Sr dịch chuyển đồng phân IT (100%) xuống ^{83g}Sr nên hoạt độ đo được là hoạt độ tích lũy của $^{83(m+g)}\text{Sr}$.

Hoạt độ của đồng vị ^{82}Sr ($T_{1/2} = 25,34$ ngày) không thể đo trực tiếp vì nó không phát xạ tia gamma. Tuy nhiên, ^{82}Sr phân rã thành ^{82g}Rb mà ^{82g}Rb có chu kỳ bán rã 1,2575 phút rất nhỏ so với chu kỳ bán rã của ^{82}Sr nên hai đồng vị này có thể được coi như cân bằng phóng xạ, gần như toàn bộ ^{82g}Rb được tạo thành trực tiếp trong quá trình chiếu xạ đã phân rã hết, hoạt độ của ^{82g}Rb đo được là do ^{82}Sr phân rã xuống. Như vậy, hoạt độ của đồng vị ^{82}Sr có thể được xác định gián tiếp qua đỉnh gamma 776,52 keV (15,08%) do ^{82g}Rb phát ra. Ta nhận thấy, thứ nhất bức xạ gamma 776,52 keV do cả hai đồng vị ^{82g}Rb và ^{82m}Rb phát ra. Thứ hai, có hai bức xạ gamma khác 775,77 keV (0,056%) và 778,44 keV (1,76%) của ^{83g}Sr gần với bức xạ 776,52 keV. Can nhiễu do các bức xạ 775,77 keV (0,056%) và 778,44 keV (1,76%) của ^{83g}Sr được hiệu chỉnh bằng tách đỉnh qua việc khớp đỉnh. Đóng góp của ^{82m}Rb vào đỉnh tổng 776,52 keV được xác định bằng phương pháp tỷ số diện tích đỉnh qua các tia gamma 698,38 keV (26,3%) hoặc 827,83 keV (21%) do ^{82m}Rb phát ra.

Đồng vị ^{86}Rb cũng tồn tại ở cả trạng thái cơ bản không bền và trạng thái đồng phân. Tuy nhiên trạng thái đồng phân ^{86m}Rb có chu kỳ bán rã rất ngắn (1,017 phút) nên hoạt độ của nó không thể đo trực tiếp. Hoạt độ của trạng thái cơ bản không bền ^{86g}Rb có chu kỳ bán rã 18,64 ngày có thể được xác định thông qua đỉnh 1077 keV (8,64%). Do ^{86m}Rb dịch chuyển IT (100%) xuống trạng thái cơ bản nên hoạt độ đo được từ đỉnh gamma 1077 keV là hoạt độ tích lũy của $^{86(m+g)}\text{Rb}$.

Trạng thái đồng phân ^{84m}Rb phân rã IT (100%) xuống ^{84g}Rb có chu kỳ bán rã 20,26 phút. Hoạt độ của ^{84m}Rb có thể được đo qua đỉnh gamma 248,02 keV (63%) hay 263,62 keV (33,01%). Tuy nhiên, trong nghiên cứu này, để giảm nhiễu, để

các phép đo phổ để xác định hoạt độ có thời gian chờ dài nên có thể coi hầu hết ^{84m}Rb được tạo thành đã phân rã xuống trạng thái ^{84g}Rb . Hoạt độ của ^{84g}Rb ($T_{1/2} = 32,82$ ngày) được xác định từ đỉnh 881,60 keV (68,9%) là hoạt độ tích lũy của $^{84(m+g)}\text{Rb}$.

Đồng vị ^{83g}Rb có chu kỳ bán rã 86,2 ngày được xác định thông qua bức xạ gamma 529,59 keV (29,3%). Đồng vị ^{83g}Sr phân rã IT (100%) chuyển thành ^{83g}Rb có chu kỳ bán rã 32,41 giờ. Để xác định hoạt độ độc lập của ^{83g}Rb tạo thành từ các phản ứng, phần đóng góp của ^{83g}Sr phải được trừ đi.

Trạng thái cơ bản không bền ^{82g}Rb có chu kỳ bán rã tương đối ngắn 1,2775 phút, toàn bộ ^{82g}Rb được tạo ra trong quá trình chiếu xạ nhanh chóng phân rã hoàn toàn thành đồng vị bền ^{82}Kr sau khi chiếu nên hoạt độ của ^{82g}Rb không thể đo được. Trạng thái đồng phân ^{82m}Rb có chu kỳ bán rã 6,742 giờ phát ra các tia gamma 698,37 keV (26,3%) và 827,83 keV (21,0%) được lựa chọn để đo hoạt độ của ^{82m}Rb .

Đồng vị ^{81}Rb cũng tồn tại ở cả hai trạng thái, ^{81m}Rb có chu kỳ bán rã 30,5 phút và ^{81g}Rb có chu kỳ bán rã 4,572 giờ. Tuy nhiên do ^{81m}Rb có chu kỳ bán rã khá ngắn, phát bức xạ gamma có cường độ nhỏ, năng lượng thấp nên hoạt độ của nó không thể xác định được. Hoạt độ của ^{81g}Rb được xác định từ đỉnh gamma 190,46 keV (64,9%). Mặt khác, đồng vị ^{81m}Rb phân rã IT (97,6%) xuống ^{81g}Rb nên khi đo hoạt độ thông qua tia gamma 190,60 keV sẽ xác định được hoạt độ tích lũy của $^{81(g+0,976m)}\text{Rb}$.

Từ kết quả đo hoạt độ có thể xác định được suất lượng hay tốc độ (1/giây) của của phản ứng. Tuy nhiên trong ứng dụng thực tế, suất lượng phản ứng thường được biểu thị bằng đơn vị $\text{kBq} \cdot \mu\text{A}^{-1} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mg}^{-1}$. Do đó, trong nghiên cứu này suất lượng phản ứng đã được xác định dựa trên biểu thức sau:

$$Y_{\text{exp}} = \frac{S_{\gamma} \cdot \lambda}{I_{\gamma} \varepsilon_{\gamma} f \cdot F} \cdot \frac{1}{m I_e t_i} \quad , \quad (3.1)$$

trong đó: S_{γ} là số đếm dưới đỉnh quang điện của tia γ đã tích lũy trong khoảng thời gian đo, λ là hằng số phân rã của đồng vị phóng xạ, I_{γ} và ε_{γ} là cường độ và hiệu suất ghi của tia γ , f là hệ số hiệu chỉnh cho số đếm bị mất, m là khối lượng của nguyên tố strontium trong mẫu hợp chất $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, I_e là dòng electron của máy gia tốc và t_i là thời gian chiếu mẫu và F được tính như sau:

$$F = (1 - e^{-\lambda\tau}) e^{-\lambda(T-\tau)} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_w} (1 - e^{-\lambda t_m}) / e^{-\lambda T} \quad , \quad (3.2)$$

trong đó: τ là độ rộng xung của chùm electron, T là chu kỳ tuần hoàn, t_i , t_w và t_m lần

lượng là thời gian chiếu xạ, phơi và đo mẫu. Suất lượng của các hạt nhân sản phẩm ^{87m}Sr , ^{85m}Sr , ^{85g}Sr , $^{83(m+g)}\text{Sr}$, ^{82}Sr , $^{86(m+g)}\text{Rb}$, $^{84(m+g)}\text{Rb}$, ^{83g}Rb , ^{82m}Rb , $^{81(g+0,976m)}\text{Rb}$ trong phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, \text{xnyp})$ với năng lượng cực đại của bức xạ hãm 55, 60 và 65 MeV được trình bày trong **Bảng (3.2)**.

Bảng 3.2. Suất lượng của các hạt nhân sản phẩm trong các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, \text{xnyp})$ với bức xạ hãm có năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV.

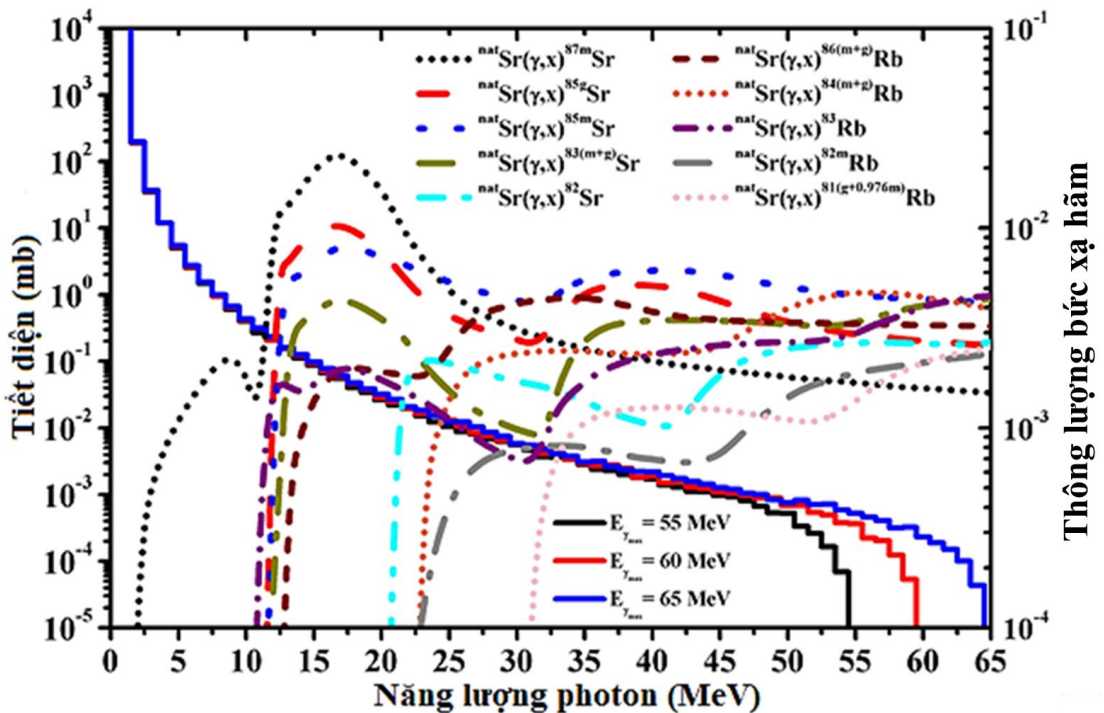
| Sản phẩm phản ứng | Suất lượng ($\text{kBq} \cdot \mu\text{A}^{-1} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{mg}^{-1}$) | | | | | |
|----------------------------|---|----------------------------|----------------------------|-----------------------------|--------|--------|
| | Thực nghiệm | | | Tính toán lý thuyết (CTFGM) | | |
| | 55 MeV | 60 MeV | 65 MeV | 55 MeV | 60 MeV | 65 MeV |
| ^{87m}Sr | $16,09 \pm 1,93$ | $16,39 \pm 1,97$ | $17,03 \pm 2,04$ | 16,84 | 17,42 | 17,56 |
| ^{85m}Sr | $1,92 \pm 0,25$ | $2,04 \pm 0,27$ | $2,05 \pm 0,27$ | 1,97 | 2,05 | 2,07 |
| ^{85g}Sr | $1,29 \pm 0,19$ | $1,44 \pm 0,22$ | $1,49 \pm 0,22$ | 1,35 | 1,41 | 1,47 |
| $^{83(m+g)}\text{Sr}$ | $0,18 \pm 0,02$ | $0,202 \pm 0,022$ | $0,22 \pm 0,02$ | 0,19 | 0,202 | 0,22 |
| ^{82}Sr | $0,023 \pm 0,004$ | $0,027 \pm 0,005$ | $0,029 \pm 0,005$ | 0,02 | 0,027 | 0,032 |
| $^{86(m+g)}\text{Rb}$ | $0,17 \pm 0,03$ | $0,21 \pm 0,03$ | $0,23 \pm 0,04$ | 0,17 | 0,18 | 0,19 |
| $^{84(m+g)}\text{Rb}$ | $0,048 \pm 0,007$ | $0,082 \pm 0,012$ | $0,102 \pm 0,018$ | 0,048 | 0,080 | 0,10 |
| ^{83g}Rb | $(40 \pm 5) \cdot 10^{-3}$ | $(52 \pm 6) \cdot 10^{-3}$ | $(71 \pm 8) \cdot 10^{-3}$ | 0,040 | 0,048 | 0,066 |
| ^{82m}Rb | $(243 \pm 35) \cdot 10^{-5}$ | $(44 \pm 6) \cdot 10^{-4}$ | $(68 \pm 9) \cdot 10^{-4}$ | 0,0024 | 0,0040 | 0,0066 |
| $^{81(g+0,976m)}\text{Rb}$ | $(241 \pm 35) \cdot 10^{-5}$ | $(38 \pm 6) \cdot 10^{-4}$ | $(59 \pm 9) \cdot 10^{-4}$ | 0,0024 | 0,0038 | 0,0065 |

Thực tế chưa có kết quả nghiên cứu về các phản ứng quang hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, \text{xnyp})$ với năng lượng cực đại của bức xạ hãm trong vùng 55 MeV đến 65 MeV nên kết quả thu được trong nghiên cứu này chỉ được so sánh với kết quả tính toán lý thuyết. Để tính suất lượng của phản ứng gây bởi chùm bức xạ hãm thì cần biết tiết diện của phản ứng và thông lượng phổ bức xạ hãm. Tiết diện của các phản ứng được tính toán dựa trên mã TALYS 1.95 [47] với hạt tới là chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 50, 60 và 65 MeV; hạt nhân bia là các đồng vị $^{\text{nat}}\text{Sr}$ và phổ bức xạ được mô phỏng sử dụng phần mềm MCNPX [49]. Dựa vào điều kiện thực nghiệm hiện tại, suất lượng của phản ứng quang hạt nhân được tính theo công thức sau:

$$Y_{\text{cal}} = \sum_i \zeta_i \frac{1}{m_{\text{Sr}} I_e T} N_{\text{Sr}} \delta \int_{E_{\text{th}}}^{E_{\gamma \text{max}}} \sigma_i(E) \phi(E) dE, \quad (3.3)$$

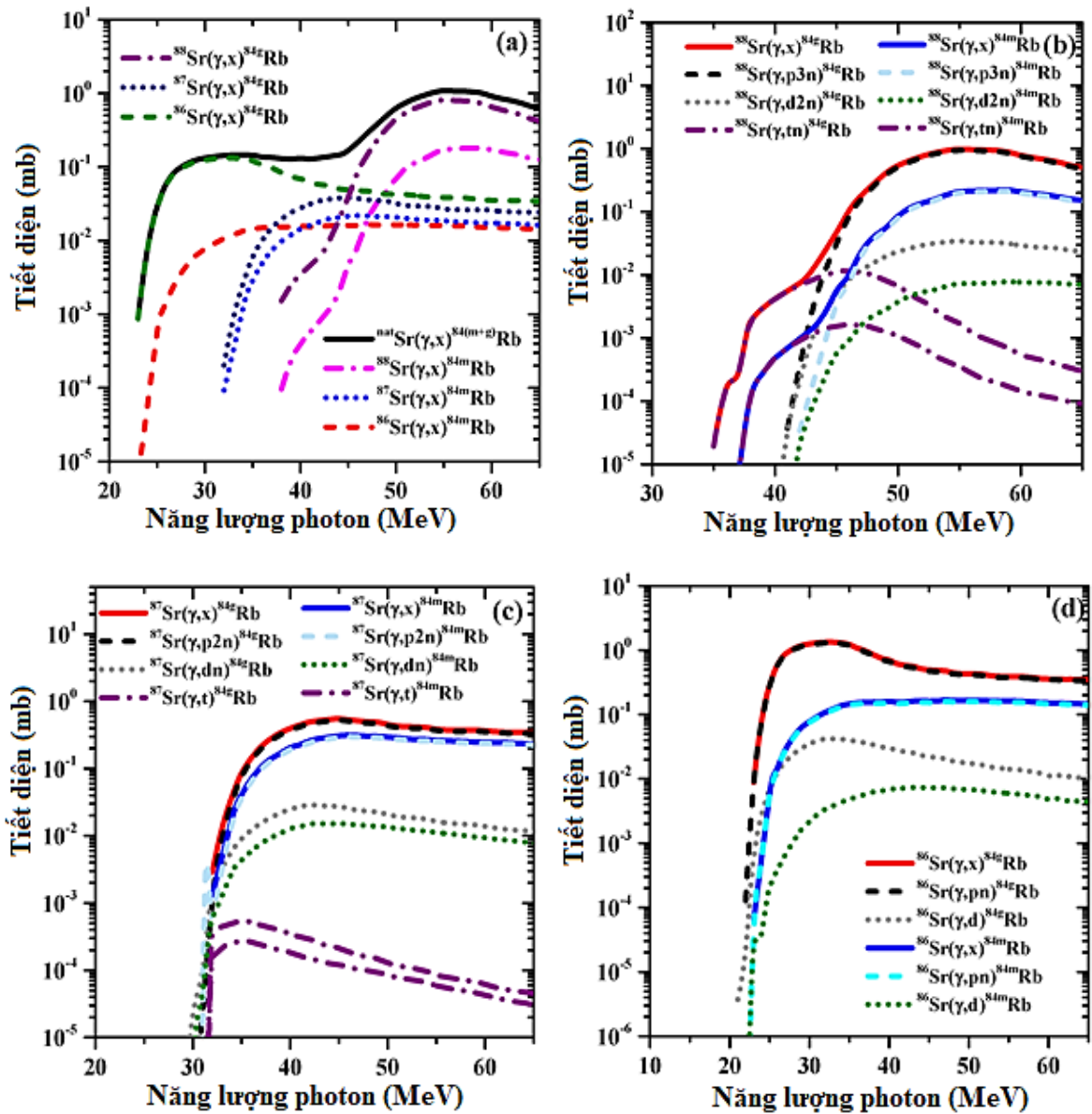
trong đó: i ($= 1-4$) là số lượng đồng vị bền của strontium, m_{Sr} là khối lượng, N_{Sr} là số hạt nhân strontium trong mẫu $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, ζ_i là độ phổ cập đồng vị, I_e là dòng electron của máy gia tốc, T là chu kỳ xung chiếu, E_{th} và $E_{\gamma \text{max}}$ lần lượt là ngưỡng phản ứng và năng lượng cực đại của bức xạ hãm, $\sigma_i(E)$ là tiết diện phụ thuộc năng lượng của từng phản ứng, và $\phi(E)$ là thông lượng bức xạ hãm đi qua mẫu có diện tích là $1,44 \text{ cm}^2$. Hệ số δ biểu thị phần mà một photon bức xạ hãm sẽ tương tác với một nguyên tử stronti trong $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, biết rằng một phân tử $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ bao gồm chín nguyên tử (một nguyên tử stronti, hai nguyên tử nitơ và sáu nguyên tử oxy) và giả sử rằng xác suất để các nguyên tử này tương tác với một photon là như nhau.

Kết quả mô phỏng các phổ hãm từ bia W khi bắn các chùm electron có năng lượng 50, 60, 65 MeV và hàm kích thích của các phản ứng ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, \text{xnyp})$ tạo thành các đồng vị phóng xạ ${}^{82}\text{Sr}$, ${}^{83(\text{m}+\text{g})}\text{Sr}$, ${}^{85\text{m},\text{g}}\text{Sr}$, ${}^{87\text{m}}\text{Sr}$, ${}^{81(\text{g}+0,976\text{m})}\text{Rb}$, ${}^{82\text{m}}\text{Rb}$, ${}^{83}\text{Rb}$, ${}^{84(\text{m}+\text{g})}\text{Rb}$, ${}^{86(\text{m}+\text{g})}\text{Rb}$ được biểu diễn trên Hình 3.2.



Hình 3.2. Phổ bức xạ hãm được mô phỏng sử dụng MCNPX 2.6 khi bắn chùm electron có năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV lên bia W ($100 \times 100 \times 0,1 \text{ mm}$) và tiết diện tính sử dụng TALYS của phản ứng ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, \text{xnyp})$ tạo thành các đồng vị ${}^{82}\text{Sr}$, ${}^{83(\text{m}+\text{g})}\text{Sr}$, ${}^{85\text{m}}\text{Sr}$, ${}^{85\text{g}}\text{Sr}$, ${}^{87\text{m}}\text{Sr}$, ${}^{81(\text{g}+0,976\text{m})}\text{Rb}$, ${}^{82\text{m}}\text{Rb}$, ${}^{83}\text{Rb}$, ${}^{84(\text{m}+\text{g})}\text{Rb}$, ${}^{86(\text{m}+\text{g})}\text{Rb}$.

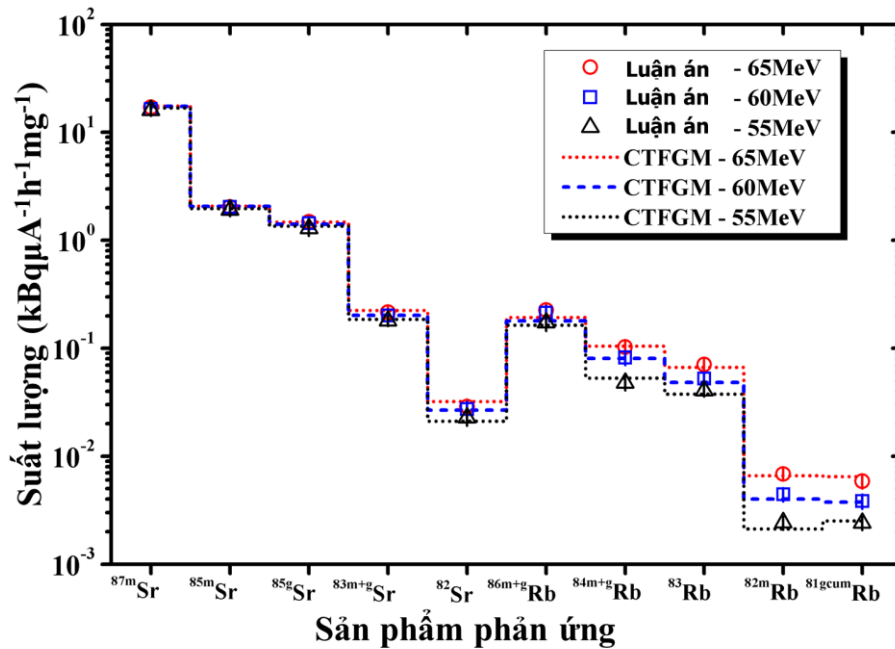
Hình 3.3 là một ví dụ về tiết diện toàn phần và tiết diện của từng kênh phản ứng tạo thành ^{84m}Rb , ^{84g}Rb , $^{84(m+g)}\text{Rb}$ từ các đồng vị bền ^{88}Sr , ^{87}Sr , ^{86}Sr .



Hình 3.3. Tiết diện tính toán sử dụng TALYS 1.95 cho các kênh phản ứng có thể xảy ra trên mẫu $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$: (a) $^{88}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{87}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{86}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, và $^{nat}\text{Sr}(\gamma, x)^{84(m+g)}\text{Rb}$; (b) $^{88}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{88}\text{Sr}(\gamma, p3n)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{88}\text{Sr}(\gamma, d2n)^{84m,g}\text{Rb}$, và $^{88}\text{Sr}(\gamma, tn)^{84m,g}\text{Rb}$; (c) $^{87}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{87}\text{Sr}(\gamma, p2n)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{87}\text{Sr}(\gamma, dn)^{84m,g}\text{Rb}$, và $^{87}\text{Sr}(\gamma, t)^{84m,g}\text{Rb}$; (d) $^{86}\text{Sr}(\gamma, x)^{84m,g}\text{Rb}$, $^{86}\text{Sr}(\gamma, pn)^{84m,g}\text{Rb}$, và $^{86}\text{Sr}(\gamma, d)^{84m,g}\text{Rb}$.

Để đánh giá ảnh hưởng của mẫu mật độ mức hạt nhân tới kết quả tính tiết diện theo mã TALYS, nghiên cứu đã tính theo sáu mô hình mật độ mức CTFGM, BSFGM, GSGM, SFGM, SFHM và GFHM. Suất lượng thực nghiệm và suất lượng tính theo mã TALYS với mẫu mật độ mức CTFGM tạo thành các đồng vị phóng xạ ^{87m}Sr , ^{85g}Sr ,

^{85m}Sr , $^{83(m+g)}\text{Sr}$, ^{82}Sr , $^{86(m+g)}\text{Rb}$, $^{84(m+g)}\text{Rb}$, ^{83}Rb , ^{82m}Rb và $^{81(g+0,976m)}\text{Rb}$ trong các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV được mô tả trên Hình 3.4. Các giá trị suất lượng tính toán lý thuyết sử dụng mã TALYS với sáu mô hình mật độ mức khác nhau đối với các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{82}\text{Sr}$, $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{83(m+g)}\text{Sr}$, $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{85m}\text{Sr}$, $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{85g}\text{Sr}$ và $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn)^{87m}\text{Sr}$, $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{81(g+0,976m)}\text{Rb}$, $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{82m}\text{Rb}$, $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{83}\text{Rb}$, $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{84(m+g)}\text{Rb}$ và $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)^{86(m+g)}\text{Rb}$ và các kết quả thực nghiệm tương ứng được biểu diễn trên Hình 3.5 và Hình 3.6. Đồng thời, trong các cột (5, 6, 7) của Bảng 3.2 cũng liệt kê các giá trị suất lượng được tính toán theo mẫu mật độ mức khí Fermi có nhiệt độ không đổi (CTFGM).



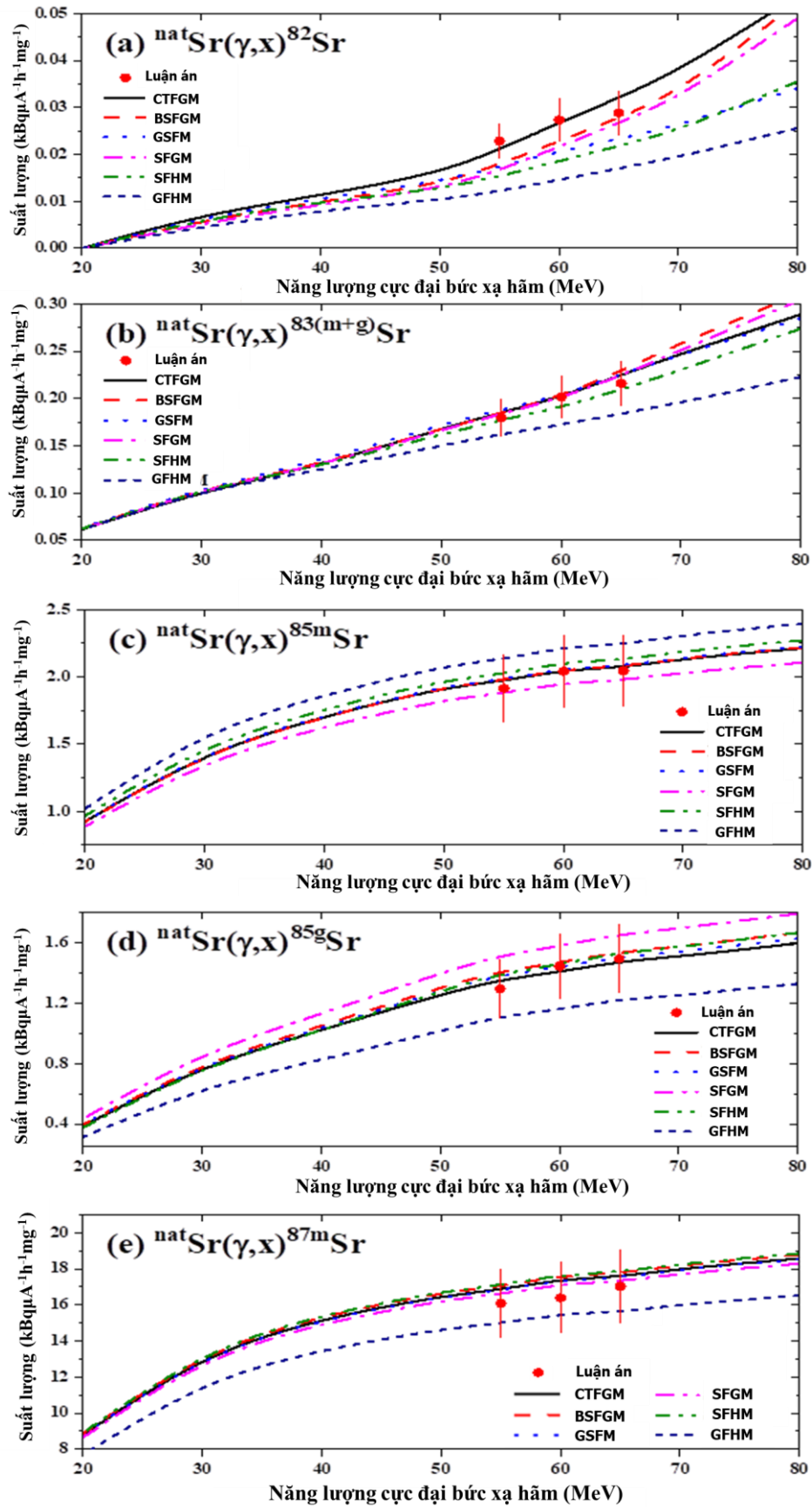
Hình 3.4. Suất lượng thực nghiệm và tính lý thuyết sử dụng TALYS 1.95 kết hợp với mẫu mật độ mức CTFGM tạo thành các đồng vị sản phẩm trong các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 55, 60, 65 MeV [51].

Từ các Hình 3.4, Hình 3.5 và Hình 3.6 cho thấy, trong dải năng lượng 55–65 MeV, các giá trị suất lượng đo thực nghiệm và tính lý thuyết đều có xu hướng tăng với sự gia tăng của năng lượng kích thích. Tuy nhiên với các đồng vị sản phẩm khác nhau thì xu hướng tăng của suất lượng phản ứng là khác nhau. Suất lượng tạo thành các hạt nhân sản phẩm ^{82}Sr , $^{81(g+0,976 m)}\text{Rb}$, ^{82m}Rb , ^{83g}Rb và $^{84(m+g)}\text{Rb}$ xu hướng tăng còn khá mạnh khi năng lượng cực đại của bức xạ hãm lớn hơn 65 MeV. Ngược lại, suất lượng các phản ứng tạo thành ^{85g}Sr , ^{85m}Sr , ^{87m}Sr , và $^{86(m+g)}\text{Rb}$ tốc độ tăng đã chậm

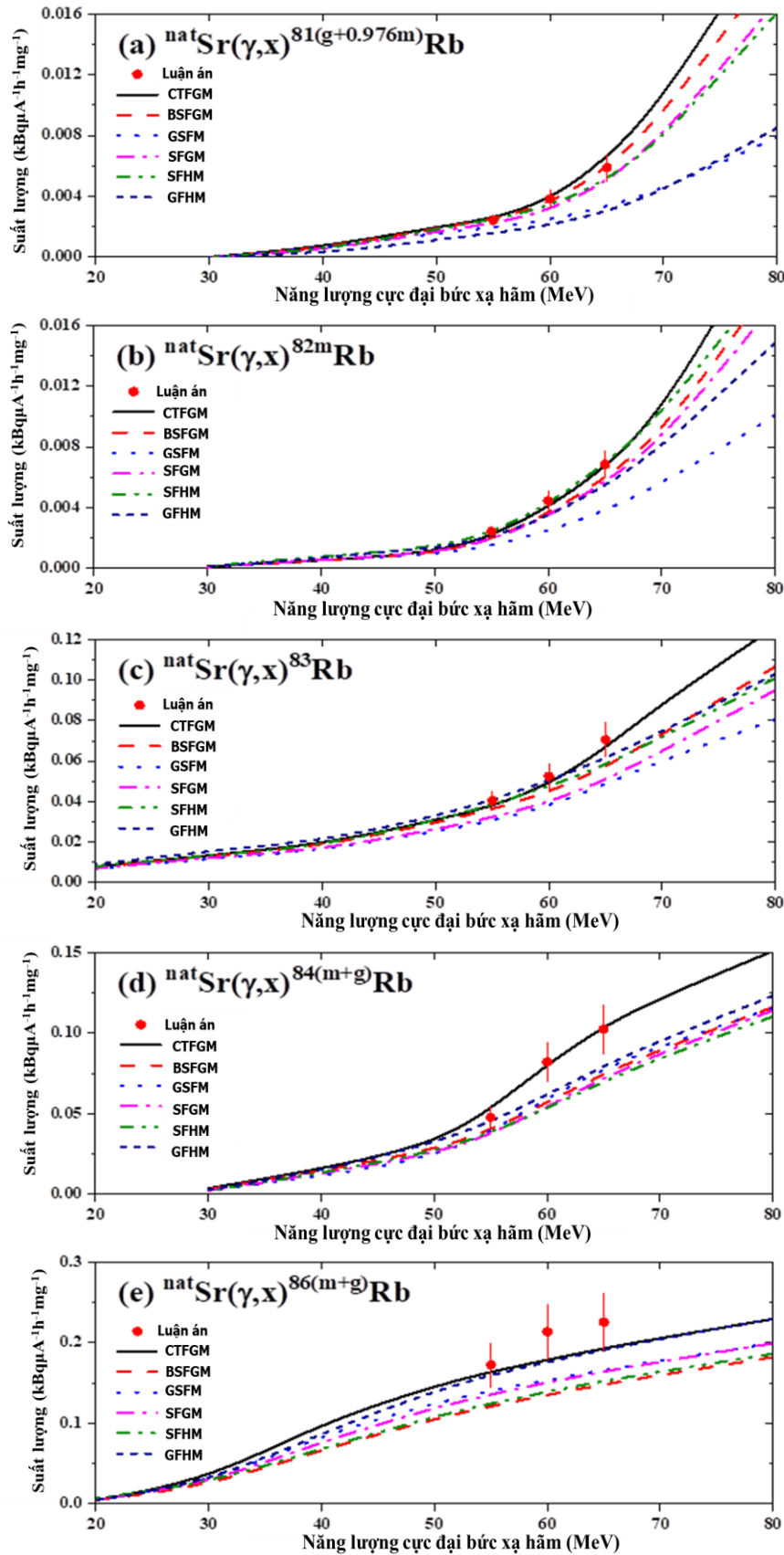
lại và có xu hướng bão hòa khi năng lượng cực đại của bức xạ hãm lớn hơn 65 MeV. Nguyên nhân là do tiết diện đóng góp của một số kênh phản ứng mới có năng lượng ngưỡng cao nên suất lượng tạo thành ^{82}Sr , $^{81(g+0,976\text{ m})}\text{Rb}$, $^{82\text{m}}\text{Rb}$, $^{83\text{g}}\text{Rb}$ vẫn đang tiếp tục tăng trong vùng năng lượng 55 – 65 MeV. So sánh cũng cho thấy kết quả tính suất lượng của các hạt nhân sản phẩm ^{82}Sr , $^{83(m+g)}\text{Sr}$, $^{85\text{m,g}}\text{Sr}$, $^{87\text{m}}\text{Sr}$, $^{81(g+0,976\text{m})}\text{Rb}$ và $^{82\text{m}}\text{Rb}$ sử dụng mã TALYS-1.95 [47] kết hợp với mẫu mật độ mức GFHM khác biệt đáng kể với kết quả thực nghiệm. Trong khi đó, các kết quả tính suất lượng kết hợp với mẫu mật độ mức CTFGM phù hợp hơn với kết quả đo được. Ở vùng năng lượng thấp (dưới 30 MeV), suất lượng tính theo các mẫu mật độ mức khác nhau khá trùng nhau. Năng lượng kích thích càng cao, suất lượng tính theo các mẫu mật độ mức khác nhau càng có sự khác biệt (đặc biệt với những đồng vị là sản phẩm của phản ứng sinh nhiều hạt).

So sánh các kết quả dọc theo các cột (2 -7) trên [Bảng 3.2](#) cũng cho thấy suất lượng của các phản ứng hạt nhân có xu thế giảm khi số lượng nucleon phát ra trong phản ứng tăng lên. Ngoài ra, kết quả thực nghiệm và tính lý thuyết theo TALYS cho thấy, ứng với cùng một mức năng lượng cực đại của bức xạ hãm và cùng một số lượng nucleon phát ra, suất lượng của các phản ứng hạt nhân chỉ phát neutron lớn hơn suất lượng của các phản ứng hạt nhân phát đồng thời cả neutron và proton, suất lượng của phản ứng phát các nucleon rời rạc lớn hơn suất lượng phản ứng phát deuteri, triti. Điều này có thể giải thích là do sự phát xạ proton để tạo ra các đồng vị của Rb bị cản trở bởi rào thế Coulomb. Các kết quả trên cho thấy vai trò của năng lượng kích thích, của hiệu ứng kênh đối với các cơ chế xảy ra trong phản ứng hạt nhân.

Suất lượng của các đồng vị ^{82}Sr , $^{83(m+g)}\text{Sr}$, $^{85\text{g}}\text{Sr}$, $^{85\text{m}}\text{Sr}$, $^{87\text{m}}\text{Sr}$, $^{81(g+0,976\text{m})}\text{Rb}$, $^{82\text{m}}\text{Rb}$, $^{83\text{g}}\text{Rb}$, $^{84(m+g)}\text{Rb}$ và $^{86(m+g)}\text{Rb}$ thu được trong nghiên cứu này là những số liệu mới, trong đó $^{87\text{m}}\text{Sr}$, ^{85}Sr , ^{83}Sr , $^{82}\text{Rb}/^{82}\text{Rb}$ và ^{81}Rb có tiềm năng ứng dụng trong lĩnh vực y học phóng xạ. Các kết quả nghiên cứu đã được công bố trên tạp chí quốc tế thuộc danh mục ISI.



Hình 3.5. Suất lượng thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.95 kết hợp với 6 mẫu mật độ mức của các phản ứng: (a) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn){}^{82}\text{Sr}$, (b) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn){}^{83(\text{m}+\text{g})}\text{Sr}$, (c) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn){}^{85\text{m}}\text{Sr}$, (d) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn){}^{85\text{g}}\text{Sr}$, và (e) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xn){}^{87\text{m}}\text{Sr}$



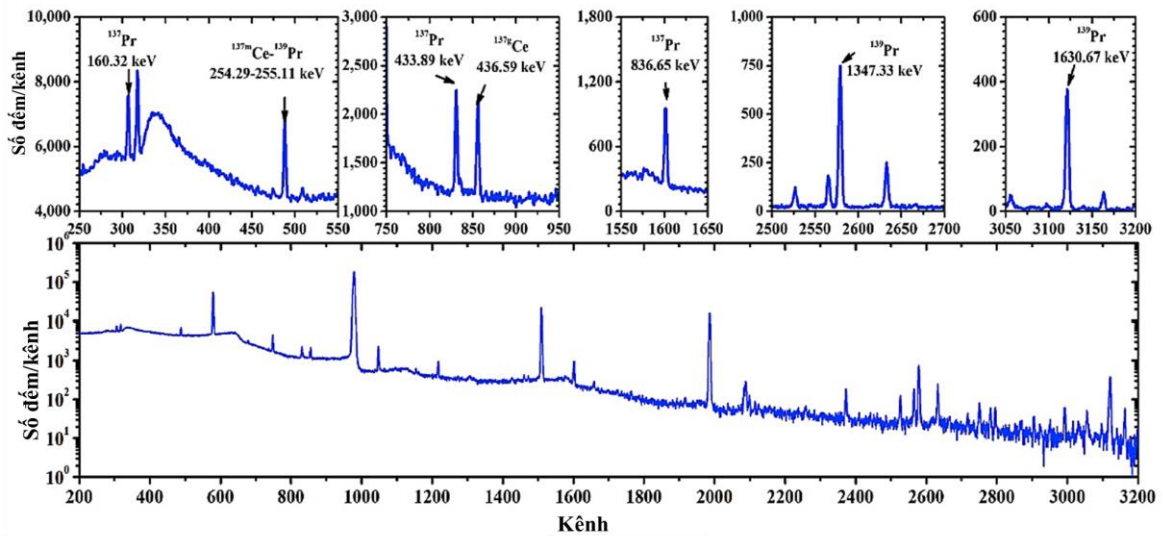
Hình 3.6. Suất lượng thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.95 kết hợp với 6 mẫu mật độ mức của các phản ứng: (a) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, x n y p) {}^{81(g+0.976m)}\text{Rb}$, (b) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, x n y p) {}^{82m}\text{Rb}$, (c) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, x n y p) {}^{83}\text{Rb}$, (d) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, x n y p) {}^{84(m+g)}\text{Rb}$, và (e) ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, x n y p) {}^{86(m+g)}\text{Rb}$.

3.2. Tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân.

Luận án sẽ trình bày kết quả nghiên cứu đối với hai cặp hạt nhân đồng phân được tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân $^{141}\text{Pr}(\gamma, x)^{137\text{m,g}}\text{Ce}$ với bức xạ hãm có năng lượng cực đại là 50, 60, 70 MeV và các phản ứng $^{\text{nat}}\text{W}(\text{g}, \text{xn})^{179\text{m,g}}\text{W}$ với bức xạ hãm có năng lượng cực đại là 50, 55, 60 và 65 MeV.

3.2.1. Tỷ số suất lượng của cặp hạt nhân đồng phân $^{137\text{m,g}}\text{Ce}$

Praseodymi (Pr) là một trong những nguyên tố đất hiếm quan trọng được sử dụng trong một số lĩnh vực ứng dụng như sản xuất kính và hợp kim đặc biệt. Luận án nghiên cứu tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{137\text{m,g}}\text{Ce}$ được tạo ra từ phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, \text{p3n})^{137\text{m,g}}\text{Ce}$. Hình 3.7 là phổ gamma đặc trưng của mẫu Pr chiếu với chùm bức xạ hãm 60 MeV. Các thông số đặc trưng cơ bản của sản phẩm phản ứng quang hạt nhân $^{141}\text{Pr}(\gamma, \text{X})^{137\text{m,g}}\text{Ce}$ được liệt kê trong Bảng 3.3.



Hình 3.7. Phổ tia gamma đặc trưng khi mẫu ^{141}Pr được chiếu bởi chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV, thời gian chiếu 1 giờ, thời gian chờ 2,3 giờ và thời gian đo 2 giờ. Các khung nhỏ phía trên là các phần phổ được phóng to.

Tỷ số suất lượng đồng phân thực nghiệm được xác định theo công thức:

$$\text{IR}_{\text{exp}} = \frac{Y_m}{Y_g} = \frac{S_{\gamma m} / (N \cdot I_{\gamma m} \cdot \varepsilon_{\gamma m} \cdot F_m \cdot f_{\gamma m})}{S_{\gamma g} / (N \cdot I_{\gamma g} \cdot \varepsilon_{\gamma g} \cdot F_g \cdot f_{\gamma g})}, \quad (3.4)$$

trong đó:

$$F_k = \left(\frac{1 - e^{-\lambda_k \tau}}{1 - e^{-\lambda_k T}} \cdot e^{-\lambda_k (T - \tau)} \right) \left(\frac{1 - e^{-\lambda_k t_i}}{\lambda_k} \right) \left(e^{-\lambda_k t_w} \right) \left(1 - e^{-\lambda_k t_m} \right). \quad (3.5)$$

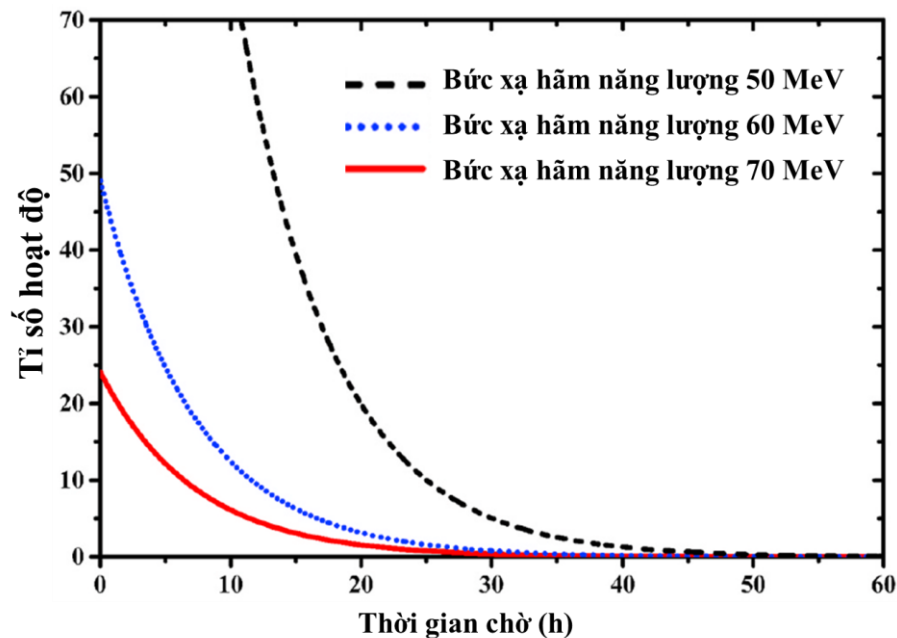
Trong các công thức (3.4-3.5), S_{γ} , I_{γ} , ε_{γ} , k_{γ} lần lượt là số đếm, cường độ, hiệu

suất ghi và hệ số hiệu chỉnh mất số đếm đỉnh gamma, λ là chu kỳ bán rã, m là khối lượng nguyên tố bia, N là số hạt nhân bia trong mẫu, $Y_{m/g}$ là suất lượng của phản ứng tạo đồng vị ở trạng thái m,g ; $k = m,g$ là trạng thái kích thích và trạng thái cơ bản không bền, T là chu kỳ của xung electron phát ra từ máy gia tốc, τ là độ rộng xung, t_i , t_w , t_m lần lượt là thời gian chiếu, thời gian chờ và thời gian đo.

Bảng 3.3. Phản ứng hạt nhân tạo thành $^{137m,g}\text{Ce}$ và các đặc trưng phân rã chính [52]

| Phản ứng | Năng lượng ngưỡng (MeV) | Chu kỳ bán rã $T_{1/2}$ | Spin J^π | Phân rã (%) | Năng lượng tia γ (keV) | Cường độ tia γ (%) |
|---|-------------------------|-------------------------|--------------|-----------------|--|-----------------------------|
| $^{141}\text{Pr}(\gamma,X)^{137m}\text{Ce}$ | 32,09 | 34,4 h (3) | 11/2- | IT: 99,21(4) | 169,26(4) 254,29(5) * 824,82(12) | 0,45(4) 11,1(4) 0,440 |
| $^{141}\text{Pr}(\gamma,X)^{137g}\text{Ce}$ | 31,65 | 9,0 h(3) | 3/2+ | EC: 100 | 436,59(9) 447,15(8) * | 0,250(12) 1,68 |

* là các tia gamma được sử dụng



Hình 3.8. Tỷ số giữa hoạt độ phóng xạ của $^{139}\text{Pr}/^{137m}\text{Ce}$ tính toán dựa trên các tia gamma 255,11 keV và 254,29 keV phụ thuộc thời gian chờ sau khi kết thúc chiếu xạ bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 50, 60 và 70 MeV.

Hoạt độ của $^{137\text{m}}\text{Ce}$ được xác định từ tia gamma đặc trưng 254,29 keV có cường độ 11,1%. Tia gamma 254,29 keV bị can nhiễu bởi tia gamma 255,11 keV (0,236%) của đồng vị phóng xạ ^{139}Pr nên cần xác định đóng góp của ^{139}Pr vào đỉnh tổng 254,29 keV + 255,11 keV. Diện tích đỉnh phổ tia gamma 255,11 keV có thể xác định được thông qua diện tích đỉnh 1347,33 keV (0,473%) của ^{139}Pr trên cơ sở vận dụng công thức (2.13) như sau:

$$S_{(255,11)} = S_{(1347,33)} \times (I_{(255,11)} \times \varepsilon_{(255,11)}) / (I_{(1347,33)} \times \varepsilon_{(1347,33)}),$$

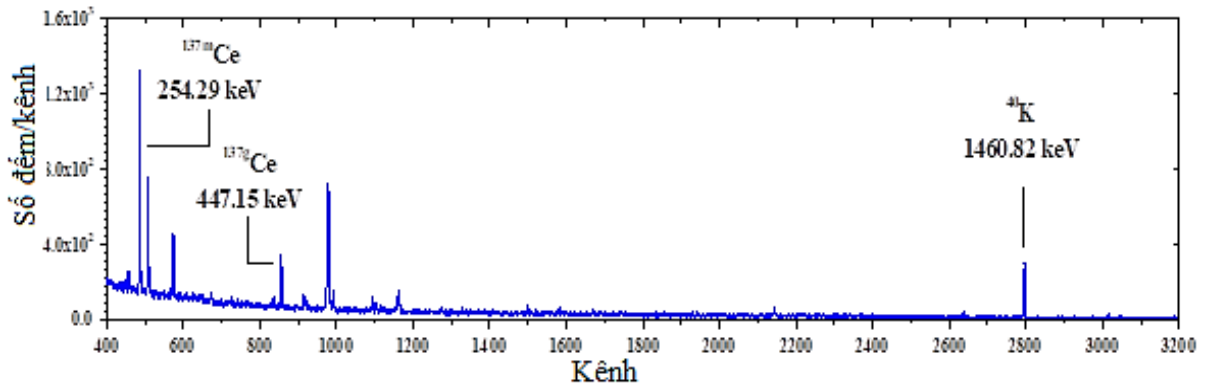
trong đó: S , I và ε lần lượt là diện tích đỉnh, cường độ và hiệu suất ghi của tia gamma. Các chỉ số (255,11) và (1347,33) chỉ năng lượng của các tia gamma tương ứng. Như vậy, diện tích đỉnh của tia gamma 254,29 keV được rút ra như sau:

$$S_{(254,29)} = S_{(254,29+255,11)} - S_{(255,11)}, \quad (3.6)$$

trong đó: $S_{(254,29)}$, $S_{(255,11)}$ lần lượt là diện tích đỉnh của tia gamma 254,29 keV, 255,11 keV và $S_{(254,29+255,11)}$ là diện tích của đỉnh tổng.

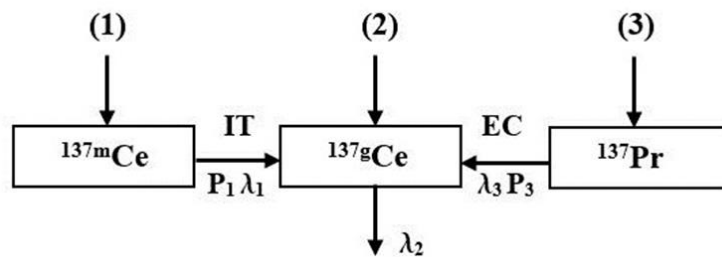
Đồng vị phóng xạ ^{139}Pr có chu kỳ bán rã 4,41 giờ, ngắn hơn so với chu kỳ bán rã 34,4 giờ của $^{137\text{m}}\text{Ce}$, do đó trong nghiên cứu này cũng đã đề cập tới phương pháp hiệu hiệu chính dựa trên cơ sở tối ưu thời gian phơi mẫu nhằm giảm đóng góp của đỉnh 255,11 keV vào đỉnh 254,29 keV. Kết quả tính tỷ số hoạt độ phóng xạ của ^{139}Pr và $^{137\text{m}}\text{Ce}$ tạo thành khi kích hoạt mẫu ^{141}Pr với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 50, 60 và 70 MeV dựa trên các tia gamma 255,11 keV và 254,29 keV phụ thuộc vào thời gian phơi mẫu được biểu diễn trên [Hình 3.8](#) [52].

[Hình 3.8](#) cho thấy, tỷ số hoạt độ của hai đồng vị phóng xạ ^{139}Pr và $^{137\text{m}}\text{Ce}$ giảm khi tăng thời gian phơi mẫu. Đồng thời, tỷ số hoạt độ cũng giảm dần khi tăng năng lượng của chùm bức xạ hãm, nguyên nhân là do năng lượng ngưỡng của phản ứng hạt nhân $^{141}\text{Pr}(\gamma, p3n)^{137\text{m}}\text{Ce}$ cao hơn so với năng lượng ngưỡng của phản ứng hạt nhân $^{141}\text{Pr}(\gamma, 2n)^{139}\text{Pr}$. Kết quả tính cho biết sau khi kết thúc chiếu xạ khoảng 53 giờ, tỷ số hoạt độ phóng xạ của hai đồng vị phóng xạ ^{139}Pr và $^{137\text{m}}\text{Ce}$ lần lượt được tạo thành từ các phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, 2n)^{139}\text{Pr}$ và $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137\text{m}}\text{Ce}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 70 MeV xấp xỉ 1,7%. Điều đó có nghĩa rằng, với thời gian phơi mẫu đủ dài, sai số gây bởi ^{139}Pr trong phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, 2n)^{139}\text{Pr}$ vào hoạt độ phóng xạ của đồng vị $^{137\text{m}}\text{Ce}$ nhỏ hơn đáng kể so với sai số hệ thống và có thể bỏ qua.



Hình 3.9. Phổ gamma đặc trưng từ mẫu ^{141}Pr bị chiếu xạ với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 60 MeV với thời gian chiếu xạ 1 giờ, thời gian chờ 53 giờ và thời gian đo 13 giờ.

Hình 3.9 là phổ gamma của mẫu ^{141}Pr đo sau thời gian phơi 53 giờ. Với thời gian phơi đó, các đỉnh phổ của các tia gamma 347,33 keV (0,47%) và 1630,67 keV (0,342%) của ^{139}Pr có cường độ lớn hơn của tia gamma 255,11 keV (0,236%) cũng không xuất hiện. Điều đó chứng tỏ rằng đóng góp của đỉnh 255,11 keV vào đỉnh 254,29 keV có thể bỏ qua. Theo kết quả phân tích trên đây, phép đo đối với $^{137\text{m}}\text{Ce}$ phải bắt đầu sau khi kết thúc chiếu xạ ít nhất 50 giờ và thời gian đo đủ lớn để thu được số liệu thống kê tốt.



Hình 3.10. Giản đồ chỉ ra các kênh khả dĩ dẫn đến sự hình thành các trạng thái đồng phân $^{137\text{m}}\text{Ce}$ và $^{137\text{g}}\text{Ce}$.

Hoạt độ của trạng thái spin thấp $^{137\text{g}}\text{Ce}$ ($J^\pi = 3/2^+$) được xác định thông qua diện tích đỉnh tia gamma 447,15 keV (1,68%). Thực tế, hoạt độ của trạng thái cơ bản không bền được tích lũy từ ba nguồn khác nhau. Thứ nhất, $^{137\text{g}}\text{Ce}$ được sinh ra từ phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137\text{g}}\text{Ce}$, thứ hai là từ phân rã IT của $^{137\text{m}}\text{Ce}$ được tạo thành trong phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137\text{m}}\text{Ce}$ và cuối cùng là từ phân rã EC của ^{137}Pr tạo thành trong phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, 4n)^{137}\text{Pr}$ có năng lượng ngưỡng 35,13 MeV. Vì vậy, trong phân tích số liệu đã tính toán riêng biệt hoạt độ đóng góp của từng nguồn khác nhau. Hình 3.10

là giản đồ mô tả 3 kênh phản ứng và chuỗi phân rã dẫn đến sự hình thành trạng thái đồng phân $^{137\text{g}}\text{Ce}$ trong đó (1), (2), (3) là ký hiệu các phản ứng hạt nhân xảy ra đồng thời trên bia ^{141}Pr tạo ra các đồng vị $^{137\text{m}}\text{Ce}$, $^{137\text{g}}\text{Ce}$ và ^{137}Pr ; IT và EC ký hiệu kiểu phân rã của đồng vị phóng xạ; P , λ là tỷ số phân nhánh và hằng số phân rã phóng xạ.

Số hạt nhân của mỗi loại đồng vị phóng xạ $N_{k(=1,2,3)}$ trên Hình 3.10 có thể xác định dựa vào hệ phương trình sau:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_0 Y_1 - \lambda_1 N_1 \quad (3.7a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_0 Y_2 + P_1 \lambda_1 N_1 + P_3 \lambda_3 N_3 - \lambda_2 N_2 \quad (3.7b)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = N_0 Y_3 - \lambda_3 N_3 \quad (3.7c)$$

trong đó: N_0 , P và λ là số hạt nhân bia, hệ số phân nhánh và hằng số phân rã của đồng vị phóng xạ, $Y_{k(=1,2,3)}$ là suất lượng độc lập của từng phản ứng hạt nhân trên.

Giải hệ phương trình (3.7a-3.7c) ứng với thời gian chiếu, phơi và đo mẫu cụ thể và kết quả đo diện tích các đỉnh gamma tương ứng sẽ rút ra được suất lượng của trạng thái cơ bản $^{137\text{g}}\text{Ce}$ như sau:

$$Y_2 = \frac{S_{2,\gamma}}{N_0 I_{2,\gamma} \varepsilon_{2,\gamma} F_2 f_{2,\gamma}} - \frac{\lambda_1 F_2 - \lambda_2 F_1}{(\lambda_1 - \lambda_2) F_2} P_1 \frac{S_{1,\gamma}}{N_0 I_{1,\gamma} \varepsilon_{1,\gamma} F_1 f_{1,\gamma}} - \frac{\lambda_3 F_2 - \lambda_2 F_3}{(\lambda_3 - \lambda_2) F_2} P_3 \frac{S_{3,\gamma}}{N_0 I_{3,\gamma} \varepsilon_{3,\gamma} F_3 f_{3,\gamma}} \quad (3.8)$$

trong đó: $S_{1,\gamma}$, $S_{2,\gamma}$, và $S_{3,\gamma}$ là diện tích đỉnh phổ của các tia gamma 254,29 keV của $^{137\text{m}}\text{Ce}$, 447,15 keV của $^{137\text{g}}\text{Ce}$ và 836,65 keV của ^{137}Pr .

Tỷ số suất lượng của cặp hạt nhân đồng phân $^{137\text{m,g}}\text{Ce}$ được xác định như sau:

$$IR = \frac{Y_h}{Y_l} = \frac{Y_1}{Y_2} = \left[\frac{I_{1,\gamma} \varepsilon_{1,\gamma} F_1 f_{1,\gamma}}{I_{2,\gamma} \varepsilon_{2,\gamma} F_2 f_{2,\gamma}} \left(\frac{S_{2,\gamma}}{S_{1,\gamma}} \right) - \frac{\lambda_3 F_2 - \lambda_2 F_3}{\lambda_3 - \lambda_2} \frac{P_3}{F_2} \frac{I_{1,\gamma} \varepsilon_{1,\gamma} F_1 f_{1,\gamma}}{I_{3,\gamma} \varepsilon_{3,\gamma} F_3 f_{3,\gamma}} \left(\frac{S_{3,\gamma}}{S_{1,\gamma}} \right) - \frac{\lambda_1 F_2 - \lambda_2 F_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{P_1}{F_2} \right]^{-1} \quad (3.9)$$

Để so sánh với kết quả thực nghiệm luận án cũng đã sử dụng TALYS để tính tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{137\text{m,g}}\text{Ce}$. Tỷ số suất lượng của trạng thái spin cao và spin thấp được tính như sau:

$$IR = Y_h / Y_l = Y_m / Y_g = \left[\int_{E_{th}}^{E_{\gamma}^{\max}} \sigma_m(E) \phi(E) dE \right] / \left[\int_{E_{th}}^{E_{\gamma}^{\max}} \sigma_g(E) \phi(E) dE \right]. \quad (3.10)$$

Để tính suất lượng, tiết diện của phản ứng hạt nhân được tính sử dụng mã TALYS [47] với sáu mật độ mức khác nhau: CTFGM, BSFGM, GSFM, SFGM, SFHM, GFHM và thông lượng được lấy từ phổ bức xạ hãm phát ra từ bia W có kích thước 100 mm x 100 mm x 0,1 mm bị bắn bởi các chùm electron có năng lượng lần lượt là 50, 60 và 70 MeV. Trong tính toán, tất cả các kênh phản ứng khả dĩ dẫn đến sự tạo thành $^{137m,g}\text{Ce}$ bao gồm $^{141}\text{Pr}(\gamma, p3n)^{137m,g}\text{Ce}$, $^{141}\text{Pr}(\gamma, d2n)^{137m,g}\text{Ce}$ và $^{141}\text{Pr}(\gamma, tn)^{137m,g}\text{Ce}$ đều được tính đến.

$$Y_j = N_0 \sum_i^n \int_{E_{th}}^{E_{\gamma, \max}} \sigma_{i,j}(E) \phi(E) dE, \quad (3.11)$$

trong đó: $j = (m, g)$ chỉ trạng thái isomer (m) hoặc trạng thái cơ bản (g) và i chỉ số phản ứng hạt nhân $i = (1-3)$.

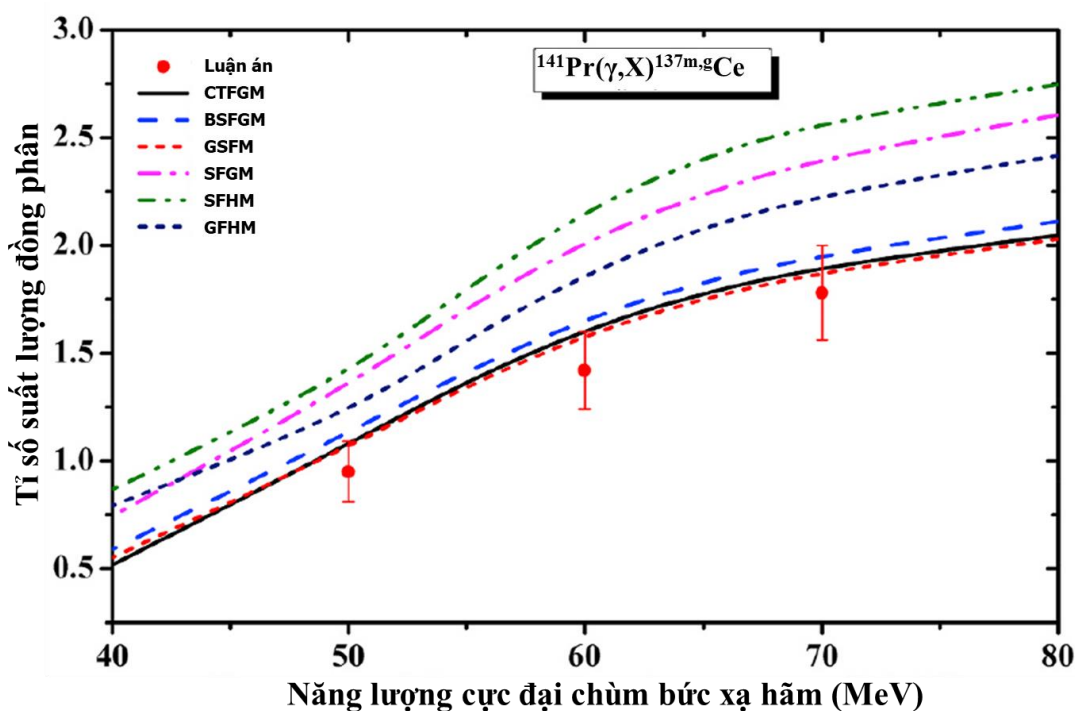
Kết quả thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS kết hợp mẫu mật độ mức (CTFGM) về tỷ số suất lượng của trạng thái đồng phân spin cao ^{137m}Ce và trạng thái đồng phân spin thấp ^{137g}Ce của cặp đồng phân $^{137m,g}\text{Ce}$ được tạo ra từ phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137m,g}\text{Ce}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 50 MeV, 60 MeV và 70 MeV được liệt kê trong [Bảng 3.4](#) và [Hình 3.11](#).

Bảng 3.4. Tỷ số suất lượng đồng phân của cặp đồng phân $^{137m,g}\text{Ce}$ được tạo ra trong phản ứng quang hạt nhân $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137m,g}\text{Ce}$.

| $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137m,g}\text{Ce}$ | Năng lượng cực đại $E_{\gamma, \max}$ (MeV) | Tỷ số suất lượng thực nghiệm IR | | Tỷ số suất lượng tính theo TALYS (CTFGM) |
|--|---|---------------------------------|-----------|--|
| | | (PTPRR) | (DHLR) | |
| | 50 | 0,95±0,14 | 0,96±0,15 | 1,07 |
| 60 | 1,42±0,18 | 1,39±0,17 | 1,61 | |
| 70 | 1,78±0,22 | 1,79±0,20 | 1,90 | |

Trên [Bảng 3.4](#), cột (3) là kết quả thực nghiệm trong trường hợp hoạt độ của ^{137m}Ce được xác định dựa vào mối quan hệ tỷ số diện tích đỉnh (PTPRR), cột (4) là kết quả đo được dựa trên mối liên hệ giữa chu kỳ bán rã (DHLR) của các đồng vị phóng xạ ^{139}Pr và ^{137m}Ce và cột (5) là kết quả tính toán theo lý thuyết sử dụng mã TALYS. Các kết quả thực nghiệm thu được từ hai phương pháp phân tích là khá phù hợp với nhau trong giới hạn sai số cho phép. Tỷ số suất lượng tăng khi năng lượng

cực đại của chùm bức xạ hãm tăng lên trong khoảng từ 50 MeV đến 70 MeV. Kết quả này cho khi năng lượng của bức xạ hãm tăng, khả năng tạo thành hạt nhân ở trạng thái đồng phân có spin cao ^{137m}Ce ($11/2^-$) chiếm ưu thế hơn trạng thái đồng phân có spin thấp ^{137g}Ce ($3/2^+$). Điều này cho thấy vai trò của năng lượng kích thích đối với tỷ số suất lượng của các cặp đồng phân được tạo ra trong phản ứng. So sánh kết quả thực nghiệm và lý thuyết cho thấy, các kết quả thực nghiệm phù hợp với các kết quả tính toán lý thuyết theo các mẫu CTFGM, BSFGM, GSFM, nhưng lại chênh lệch khá lớn so với các kết quả tính toán theo các mẫu SFGM, SFHM, GFHM. Các kết quả về tỷ số suất lượng đồng phân của $^{137m,g}\text{Ce}$ được tạo ra từ phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137m,g}\text{Ce}$ với chùm bức xạ hãm 50 MeV, 60 MeV và 70 MeV là những số liệu thực nghiệm đầu tiên và đã được công bố trên tạp chí quốc tế ISI [52].



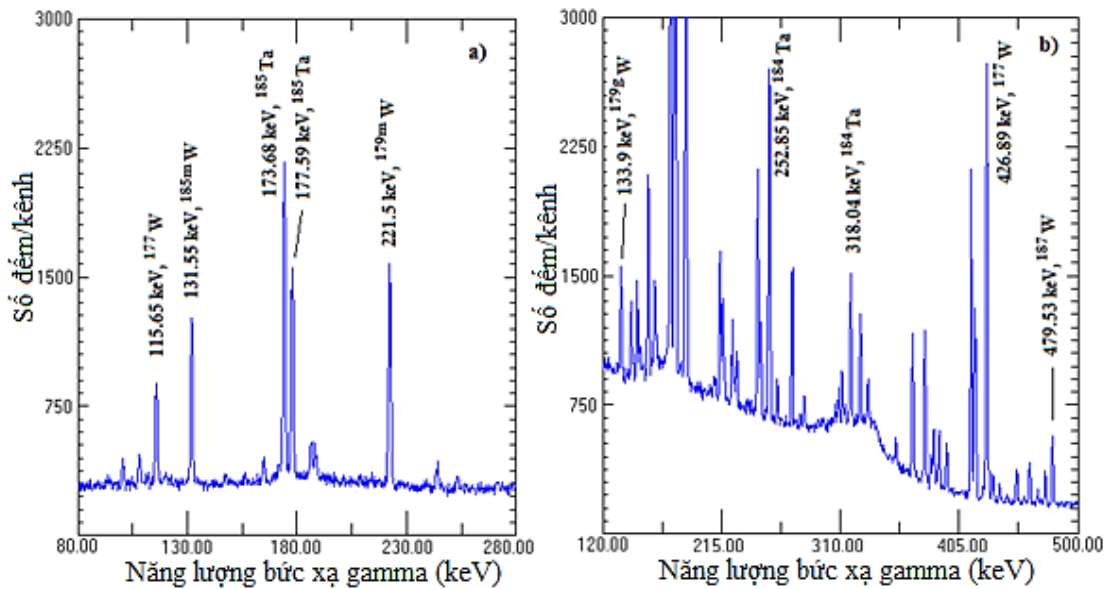
Hình 3.11. Tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{137m,g}\text{Ce}$ tạo thành từ phản ứng $^{141}\text{Pr}(\gamma, X)^{137m,g}\text{Ce}$ thực nghiệm và theo tính toán sử dụng TALYS 1.8 kết hợp 6 mẫu mật độ mức với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 50, 60 và 70 MeV.

3.3.2. Tỷ số suất lượng của cặp hạt nhân đồng phân $^{179m,g}\text{W}$

Nguyên tố Vonfram ($^{\text{nat}}\text{W}$) xuất hiện trong tự nhiên gồm 5 đồng vị bền với độ phổ biến tương ứng: ^{180}W (0,12%); ^{182}W (26,498%); ^{183}W (14,314%); ^{184}W (30,642%); ^{186}W (28,428%), năng lượng ngưỡng của các phản ứng $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, xn)^{179m,g}\text{W}$ biến đổi từ 8 MeV đến 50 MeV. Vì vậy, khi các mẫu $^{\text{nat}}\text{W}$ được chiếu riêng biệt với các chùm

bức xạ hãm có năng lượng cực đại khác nhau 50 MeV, 55 MeV, 60 MeV và 65 MeV, cả 5 đồng vị bền ^{180}W ; ^{182}W ; ^{183}W ; ^{184}W đều có thể tham gia phản ứng. Đóng góp của từng đồng vị trong việc tạo thành $^{179\text{m,g}}\text{W}$ phụ thuộc vào năng lượng ngưỡng của phản ứng, năng lượng của bức xạ gamma, thành phần tỉ lệ của các đồng vị trong mẫu và số lượng neutron phát ra trong mỗi phản ứng.

Đối với cặp đồng phân $^{179\text{m,g}}\text{W}$, hạt nhân ở trạng thái giả bền $^{179\text{m}}\text{W}$ được tạo ra trực tiếp từ phản ứng $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, \text{xn})^{179\text{m}}\text{W}$ còn hạt nhân ở trạng thái cơ bản không bền $^{179\text{g}}\text{W}$ có thể được tạo thành từ hai cách: một là trực tiếp từ phản ứng $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, \text{xn})^{179\text{g}}\text{W}$; hai là do sự phân rã từ trạng thái giả bền có hệ số IT= 99,71%. Hình 3.12 là hai đoạn phổ gamma của mẫu $^{\text{nat}}\text{W}$ được chiếu với chùm bức xạ hãm 60 MeV với các khoảng thời gian chờ, thời gian đo khác nhau [53].



Hình 3.12. Các đoạn phổ gamma của mẫu $^{\text{nat}}\text{W}$ được chiếu với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV và phép đo được bắt đầu (a) 4 phút, (b) 40 phút sau khi kết thúc chiếu xạ.

Các phản ứng hạt nhân dẫn đến sự tạo thành đồng vị phóng xạ $^{179\text{m}}\text{W}$ và $^{179\text{g}}\text{W}$ và dữ liệu về phân rã của các đồng vị phóng xạ sản phẩm được tạo ra trong các phản ứng trên được trình bày trên Bảng 3.5. Hình 3.13 là sơ đồ phân rã của cặp hạt nhân đồng phân $^{179\text{m,g}}\text{W}$.

Theo Bảng 3.5 do thời gian sống của đồng vị $^{179\text{m}}\text{W}$ khá ngắn (6,4 phút) nên các phép đo đồng vị này cần được thực hiện ngay sau khi kết thúc chiếu. Với đồng vị phóng xạ có thời gian sống ngắn như $^{179\text{m}}\text{W}$ chúng ta chấp nhận một kết quả có sai số

thống kê lên đến 3%. Với đồng vị ^{179g}W có thời gian sống dài hơn (37,05 phút) thì các phép đo có thể thực hiện với thời gian chờ, thời gian đo dài hơn. Vì vậy, nhiều phổ tia gamma được ghi nhận, sai số thống kê trong phép đo hoạt độ của tia gamma của đồng vị ^{179g}W cũng nhỏ hơn 2,5%.

Bảng 3.5. Các phản ứng hạt nhân tạo thành $^{179m,g}\text{W}$ và các đặc trưng phân rã chính

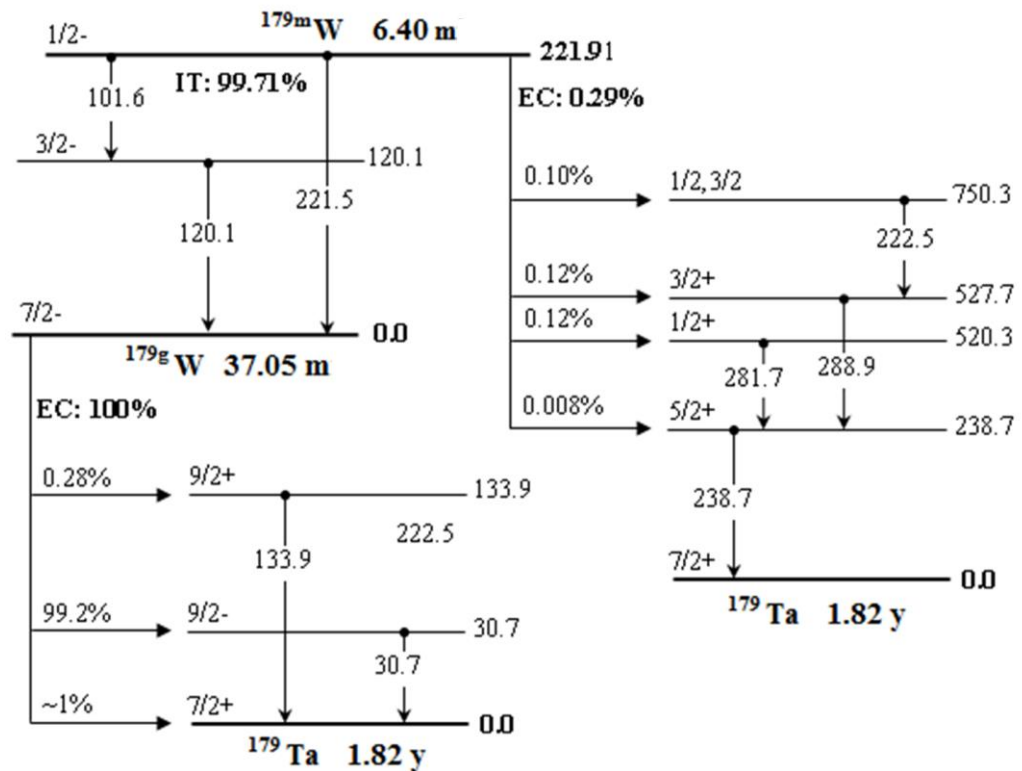
| Đồng vị phóng xạ | Chu kỳ bán rã | Tia gamma sử dụng E_γ (keV) | Cường độ tia gamma I_γ (%) | Phản ứng đóng góp | Năng lượng ngưỡng (MeV) |
|---------------------------------|---------------|------------------------------------|-----------------------------------|--|-------------------------|
| ^{179m}W Spin: 1/2- | 6,40 phút | 221,5 | 8,8 | $^{180}\text{W}(\gamma,n)^{179m}\text{W}$ | 8,634 |
| | | | | $^{182}\text{W}(\gamma,3n)^{179m}\text{W}$ | 23,281 |
| | | | | $^{183}\text{W}(\gamma,4n)^{179m}\text{W}$ | 29,573 |
| | | | | $^{184}\text{W}(\gamma,5n)^{179m}\text{W}$ | 36,986 |
| | | | | $^{186}\text{W}(\gamma,7n)^{179m}\text{W}$ | 49,934 |
| ^{179g}W Spin: 7/2- | 37,05 phút | 133,9 | 0,106 | $^{180}\text{W}(\gamma,n)^{179g}\text{W}$ | 8,412 |
| | | | | $^{182}\text{W}(\gamma,3n)^{179g}\text{W}$ | 23,159 |
| | | | | $^{183}\text{W}(\gamma,4n)^{179g}\text{W}$ | 29,351 |
| | | | | $^{184}\text{W}(\gamma,5n)^{179g}\text{W}$ | 36,764 |
| | | | | $^{186}\text{W}(\gamma,7n)^{179g}\text{W}$ | 49,712 |

Từ **Bảng 3.5** và **Hình 3.12** cho thấy, hoạt độ phóng xạ của các đồng vị ^{179m}W và ^{179g}W có thể lần lượt được xác định thông qua các tia gamma đặc trưng 221,5 keV (8,8%) và 133,9 keV (0,106%) tương ứng. Các phép đo được thực hiện với các khoảng thời gian chờ khác nhau nhằm mục đích thu được các tia gamma của cả đồng vị có thời gian sống ngắn ^{179m}W và đồng vị có thời gian sống dài ^{179g}W .

Dựa vào năng lượng của các đỉnh gamma và thời gian sống của các đồng vị, hơn 10 đồng vị sản phẩm của các phản ứng xảy ra khi mẫu ^{nat}W bị chiếu bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 50 đến 70 MeV đã được nhận diện. **Hình 3.12** cho thấy, ngoài các đỉnh gamma 221,5 keV của ^{179m}W và đỉnh 133,9 keV của ^{179g}W chúng ta còn thấy một số đỉnh gamma của các đồng vị phóng xạ khác được tạo thành trong

các phản ứng $^{nat}\text{W}(\gamma, xnyp)$. Trong đó xuất hiện một số tia gamma can nhiễu với các đỉnh gamma được lựa chọn. Vì vậy, để thu được hoạt độ phóng xạ chính xác của hai đồng vị phóng xạ ^{179m}W và ^{179g}W một số phương pháp kiểm tra, hiệu chỉnh nhằm giảm bớt sai số do chồng chập, can nhiễu đỉnh trong quá trình phân tích phổ gamma đã được thực hiện.

Hoạt độ phóng xạ của ^{179m}W được xác định thông qua số đếm từ đỉnh gamma 221,5 keV trừ đi phần đóng góp của đỉnh 223,23 keV phát ra từ đồng vị ^{177}W . Sau khi quan sát phổ gamma ghi nhận được, phân tích các đặc trưng phân rã của các đồng vị nhận diện được trong danh mục các đồng vị sản phẩm phản ứng, đỉnh gamma có năng lượng 426,98 keV có cường độ cao (12,3%) và không bị can nhiễu với các đỉnh khác được lựa chọn để xác định đóng góp của bức xạ gamma 223,23 keV do ^{177}W phát ra. Trong khi tính toán với tia gamma 221,5 keV hiệu chỉnh hiệu ứng tự hấp thụ đã thu được hệ số suy giảm tự hấp thụ của đỉnh 221,5 keV trong mẫu này có giá trị bằng 0,971.



Hình 3.13. Sơ đồ phân rã của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$, các mức năng lượng tính theo (keV) [53].

Hình 3.13 cho thấy vạch gamma 221,5 keV có thể là kết quả cộng đỉnh trong (summing-in) của hai vạch 101,6 keV và 120,1 keV do đồng vị ^{179m}W phát ra. Với

phép đo phổ đã được thực hiện, hệ số cộng đỉnh được xác định bằng 0,999, vì vậy sai số do cộng đỉnh có thể được bỏ qua. Hoạt độ phóng xạ của đồng vị ^{179g}W được xác định thông qua đỉnh gamma 133,9 keV. Đỉnh này bị chồng chập với đỉnh 134,25 keV (10,36%) do ^{187}W ($T_{1/2} = 24$ giờ) phát ra. Sử dụng đỉnh 479,53 keV (21,8%) của ^{179g}W để hiệu chỉnh đóng góp của đỉnh 134,25 keV vào 133,9 keV của ^{179g}W theo phương pháp tỷ số diện tích đỉnh. Giá trị hệ số tự hấp thụ của bức xạ gamma 133,9 keV trong thí nghiệm này xác định được bằng 0,904.

Trong nghiên cứu này, tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ được xác định bằng tỷ số giữa suất lượng của ^{179g}W có spin cao (7/2-) trên suất lượng tạo thành ^{179m}W có spin thấp (1/2-) và sử dụng công thức (3.4), (3.5). Kết quả thực nghiệm xác định tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân khi chiếu mẫu $^{\text{nat}}\text{W}$ với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại từ 50 MeV đến 65 MeV được tổng hợp trong [Bảng 3.6](#).

Bảng 3.6. Tỷ số suất lượng đồng phân của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ [53].

| Phản ứng | Năng lượng hạt tới E_{max} (MeV) | $IR = Y_{\text{high-spin}}/Y_{\text{low-spin}}$ | |
|---|---|---|----------------------|
| | | Nghiên cứu | Tham khảo |
| $^{180}\text{W}(n,2n)^{179m,g}\text{W}$ | 13,5 | | 2,498 [54,55] |
| | 14,1 | | 2,400 [54,55] |
| $^{180}\text{W}(\gamma,n)^{179m,g}\text{W}$ | 20 | | 1,45 [56] |
| $^{180}\text{W}(\gamma,n)^{179m,g}\text{W}$ | 30 | | 1,72 [56] |
| | | | $1,93 \pm 0,02$ [57] |
| $^{180}\text{W}(\gamma,n)^{179m,g}\text{W}$ | 40 | | 1,82 [56] |
| $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma,xn)^{179m,g}\text{W}$ | 50 | $1,90 \pm 0,21$ | |
| $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma,xn)^{179m,g}\text{W}$ | 55 | $1,89 \pm 0,20$ | |
| $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma,xn)^{179m,g}\text{W}$ | 60 | $1,96 \pm 0,19$ | |
| $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma,xn)^{179m,g}\text{W}$ | 65 | $2,03 \pm 0,19$ | |

Các kết quả thực nghiệm thu được là các số liệu mới về tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ được tạo thành từ các phản ứng hạt nhân gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại từ 50 đến 65 MeV. [Bảng 3.6](#) cho thấy tỷ số tiết diện đồng phân được tạo ra trong phản ứng $^{180}\text{W}(n,2n)^{179m,g}\text{W}$ gây bởi neutron 14 MeV lớn hơn so với tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ được tạo ra trong các phản ứng

${}^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, \text{xn})^{179\text{m.g}}\text{W}$ và ${}^{180}\text{W}(\gamma, \text{n})^{179\text{m.g}}\text{W}$. Điều này có thể giải thích một cách định tính rằng trong tương tác các neutron tới truyền động lượng cho hạt nhân bia lớn hơn các hạt photon nên các hạt nhân bia trong phản ứng với neutron có năng lượng kích thích lớn hơn dẫn đến xác suất tạo thành hạt nhân đồng phân ở trạng thái có spin cao chiếm ưu thế hơn, tỷ số tiết diện đồng phân cao hơn. Kết luận này cung cấp thêm một bằng chứng về vai trò của mômen động lượng trong lõi vào của các phản ứng hạt nhân. Kết quả nghiên cứu cũng cho thấy tỷ số suất lượng tạo thành cặp đồng phân ${}^{179\text{m.g}}\text{W}$ trong các phản ứng ${}^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, \text{xn})^{179\text{m.g}}\text{W}$ và ${}^{180}\text{W}(\gamma, \text{n})^{179\text{m.g}}\text{W}$ khác nhau về giá trị và cả xu hướng phụ thuộc năng lượng của chùm bức xạ hãm.

Đối với phản ứng ${}^{180}\text{W}(\gamma, \text{n})^{179\text{m.g}}\text{W}$, sự thay đổi về tỷ số suất lượng đồng phân của ${}^{179\text{m.g}}\text{W}$ như một hàm phụ thuộc năng lượng kích thích. Trong vùng năng lượng 20 MeV đến 30 MeV, tỷ số suất lượng đồng phân tăng tương đối nhanh (khoảng 20%), tuy nhiên trong vùng 30 MeV đến 40 MeV xu hướng tăng không còn được duy trì. Vai trò của năng lượng kích thích có thể giải thích rõ ràng sự thay đổi của tỷ số suất lượng đồng phân trong phản ứng đơn giản ${}^{180}\text{W}(\gamma, \text{n})^{179\text{m.g}}\text{W}$. Theo đó, khi năng lượng kích thích thấp (dưới 30 MeV), sự hình thành hạt nhân hợp phần chiếm ưu thế. Vì vậy sự hình thành hạt nhân ở trạng thái đồng phân ${}^{179\text{m.g}}\text{W}$ có spin (1/2-) gần với hạt nhân bia (có spin 0+) sẽ được ưu tiên. Tuy nhiên ở mức năng lượng kích thích cao hơn (khoảng 25 đến 30 MeV) một số kênh phản ứng mới bắt đầu xuất hiện như phản ứng trực tiếp, phản ứng phát xạ nhiều hạt dẫn đến sự tăng suất lượng hình thành trạng thái đồng phân ${}^{179\text{g}}\text{W}$ (7/2-) nên tỷ số suất lượng tăng lên. **Bảng 3.6** cũng cho thấy, sự phụ thuộc năng lượng của cặp đồng phân ${}^{179\text{m.g}}\text{W}$ được tạo ra trong hai nhóm phản ứng ${}^{180}\text{W}(\gamma, \text{n})^{179\text{m.g}}\text{W}$ trong dải năng lượng 30 đến 40 MeV và ${}^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, \text{xn})^{179\text{m.g}}\text{W}$ trong dải năng lượng 50 đến 65 MeV) là có cùng xu hướng bão hòa.

Đối với phản ứng ${}^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, \text{xn})^{179\text{m.g}}\text{W}$ tỷ số suất lượng của cặp đồng phân ${}^{179\text{m.g}}\text{W}$ gần như không thay đổi trong vùng năng lượng nghiên cứu từ 50 MeV đến 65 MeV. Trong vùng năng lượng này, đóng góp của các phản ứng trực tiếp trở nên đáng kể dẫn đến xu hướng bão hòa của tỷ số suất lượng đồng phân. Bởi vì, trong các phản ứng trực tiếp, các hạt được phát ra mang đi một mômen động lượng tương đối lớn nên chỉ còn lại một phần nhỏ năng lượng và mômen động lượng của photon tới được truyền cho hạt nhân bia. Điều này dẫn đến sự phổ biến của các trạng thái spin cao và

spin thấp bị ngăn cản làm cho tỷ số suất lượng không thể tiếp tục tăng. Các kết quả đã được công bố trên tạp chí quốc gia [53].

3.3. Tiết diện tích phân của một số phản ứng quang hạt nhân

Các phản ứng quang hạt nhân được nghiên cứu xảy ra với bức xạ hãm có năng lượng liên tục, do đó thay vì nghiên cứu tiết diện vi phân, trong luận án này đã nghiên cứu tiết diện tích phân trong dải năng lượng từ ngưỡng phản ứng tới giá trị năng lượng cực đại. Nghiên cứu tiết diện tích phân cung cấp những thông tin quan trọng về cơ chế phản ứng, về cấu trúc hạt nhân cũng như những số liệu hạt nhân có giá trị trong các lĩnh vực ứng dụng như ước tính độ nhạy trong phân tích kích hoạt, trong chế tạo đồng vị phóng xạ cũng như trong tính toán che chắn phóng xạ. Luận án trình bày hai kết quả nghiên cứu tiết diện tích phân của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 70 MeV và các phản ứng quang neutron $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ với năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV.

3.3.1. Tiết diện tích phân của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$

Luận án đã nghiên cứu và xác định được tiết diện tích phân của các phản ứng quang hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m,g}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 70 MeV. Cho tới nay chỉ có rất ít nghiên cứu về tiết diện tích phân của các phản ứng quang hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m,g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$. Đối với phản ứng hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ có ba công bố, một của Deague [62] đo với bức xạ hãm năng lượng cực đại 28,75 MeV, một của Belov [63] đo với bức xạ hãm năng lượng cực đại là 25 MeV và một của Mazur [64] đo với bức xạ hãm năng lượng cực đại 18 MeV. Đối với phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ chỉ có một công bố duy nhất của Belov [65] đo với bức xạ hãm năng lượng cực đại 25 MeV. Đối với phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ cho đến nay chưa có công bố nào. Do đó các kết quả nghiên cứu này sẽ cung cấp những số liệu mới về các phản ứng hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ với bức xạ hãm có năng lượng cực đại cao hơn so với các nghiên cứu trước đó. Biết rằng $^{109\text{g}}\text{Pd}$ là một đồng vị sử dụng trong lĩnh vực y học phóng xạ. Do đó, biết được tiết diện tích phân của phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ có thể giúp cho việc lựa chọn “tối ưu” năng lượng của chùm bức xạ kích hoạt. Bảng 3.7 tổng hợp các phản ứng hạt nhân quan tâm và đặc trưng phân rã của các hạt nhân sản phẩm [58].

Bảng 3.7. Phản ứng hạt nhân được nghiên cứu và các đặc trưng phân rã.

| Phản ứng | Năng lượng ngưỡng (MeV) | Kênh phân rã và cường độ (%) | Chu kỳ bán rã của sản phẩm $T_{1/2}$ | Năng lượng tia gamma chính (keV) | Cường độ tia gamma (%) |
|---|-------------------------|------------------------------|--------------------------------------|----------------------------------|------------------------|
| $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ | 9,0 | IT: 100 | 4,70 phút | 188,9* | 56,0 |
| $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ | 8,81 | β^- : 100 | 13,59 giờ | 88,03* | 3,67 |
| $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ | 18,69 | β^- : 100 | 6,0 phút | 434,2 581,1* | 87,7 60,0 |
| $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ | 31,45 | β^- : 100 | 14,997 giờ | 1368,62* 2754,01 | 99,99 99,86 |

* là các tia gamma được sử dụng

Tiết diện tích phân có thể được tính toán lý thuyết theo công thức (1.10) hoặc suy ra từ suất lượng thực nghiệm. Để xác định tiết diện tích phân của các phản ứng cần đo, ta chọn một phản ứng tham chiếu có tiết diện và suất lượng đã được xác định. Sau đó xác định hệ số hiệu chỉnh thông lượng, tỷ số suất lượng tương đối giữa phản ứng cần đo và phản ứng tham chiếu. Trong nghiên cứu này, tiết diện tích phân của phản ứng cần nghiên cứu được tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 kết hợp công thức (1.10) và suy ra từ kết quả suất lượng thực nghiệm sử dụng phản ứng tham chiếu $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$:

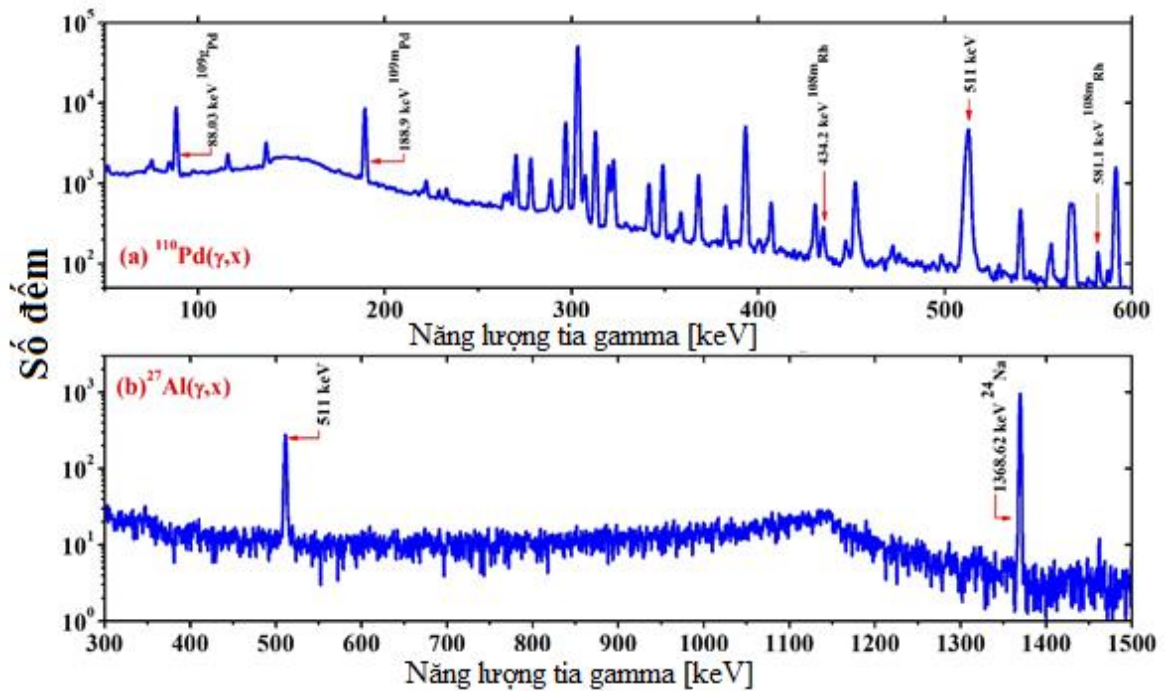
$$\frac{\sigma_{\text{int}}(i)}{\sigma_{\text{int}}(x)} = \frac{Y(i) / \bar{\Phi}_w(i)}{Y(x) / \bar{\Phi}_w(x)} = \frac{Y(i)}{Y(x)} \cdot \frac{\bar{\Phi}_w(x)}{\bar{\Phi}_w(i)} = k \cdot \frac{Y(i)}{Y(x)}, \quad (3.12)$$

trong đó:
$$Y(j) = N \int_{E_{th}(j)}^{E_{\max}} \sigma_j(E) \Phi_j(E) dE = (\lambda S_\gamma) / (N \varepsilon_\gamma p_\gamma F), \quad (3.13)$$

$$\bar{\Phi}_w(j) = \frac{N \int_{E_{th}(j)}^{E_{\max}} \sigma_j(E) \Phi_j(E) dE}{\int_{E_{th}(j)}^{E_{\max}} \sigma_j(E) dE}, \quad (3.14)$$

với $j = i, x$; tương ứng là phản ứng cần đo và phản ứng tham chiếu, $\sigma_{\text{int}}(i)$, $Y(i)$, $\Phi_w(i)$, $\sigma_{\text{int}}(x)$, $Y(x)$, $\Phi_w(x)$ lần lượt là tiết diện tích phân, suất lượng và thông lượng trung bình có trọng số của phản ứng cần đo và phản ứng tham chiếu.

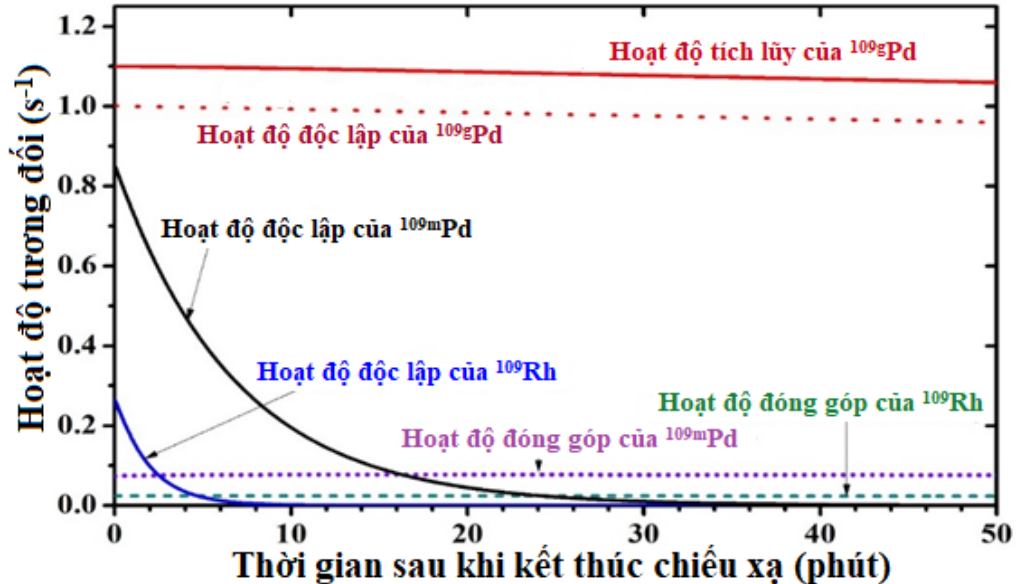
Trong phép đo phổ gamma, các mẫu chiếu xạ được đặt cách bề mặt detector từ 5cm đến 10 cm để thời gian chết của hệ đếm khoảng 5-6%. Do chu kỳ bán rã của đồng vị ^{109m}Pd ($T_{1/2} = 4,70$ phút) và ^{108m}Rh ($T_{1/2} = 6,0$ phút) tương đối ngắn nên phép đo hoạt độ của hai đồng vị này bắt đầu khoảng 2 phút sau khi kết thúc chiếu. Các đồng vị có chu kỳ bán rã dài hơn ^{109g}Pd ($T_{1/2} = 13,59$ giờ) và ^{24}Na ($T_{1/2} = 14,997$ giờ) thì có thể thực hiện phép đo hoạt độ nhiều lần và thu được giá trị hoạt độ trung bình. Một phần phổ gamma của mẫu Pd và Al được chiếu với chùm bức xạ có năng lượng cực đại 70 MeV được biểu diễn trên Hình 3.14.



Hình 3.14. Phổ gamma của mẫu Pd(a) và Al(b) được chiếu với chùm bức xạ năng lượng cực đại 70 MeV.

Hoạt độ của đồng vị ^{109m}Pd được xác định từ đỉnh gamma 188,9 keV (56,0%). Đỉnh này không bị can nhiễu và có cường độ khá lớn. Hệ số hấp thụ của 188,9 keV trong mẫu Pd được xác định bằng 0,98. Hoạt độ của đồng vị ^{109g}Pd được xác định dựa trên đỉnh gamma 88,03 keV (3,67%). Trên phổ gamma (Hình 3.14a) ta quan sát thấy đỉnh 88,03 keV khá tách biệt với các đỉnh khác. Hệ số tự hấp thụ của tia gamma 88,03 keV trong mẫu Pd ước tính bằng 0,89. Đồng vị ^{109g}Pd được tạo ra từ 3 nguồn: (1) trực tiếp từ phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109g}\text{Pd}$; (2) ^{109m}Pd từ phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109m}\text{Pd}$ sau đó phân rã xuống ^{109g}Pd ; và (3) là do phân rã beta của ^{109}Rh là sản phẩm của phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,p)^{109}\text{Rh}$. Vì vậy để xác định được suất lượng tạo thành ^{109g}Pd từ phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109g}\text{Pd}$ cần xác định được đóng góp từ các quá trình (2) và (3). Một khó khăn

là chu kỳ bán rã của ^{109}Rh khá ngắn (80,8 giây) nên không thể đo được ^{109}Rh . Phần đóng góp của ^{109}Rh đã được tính toán dựa trên các phương trình kích hoạt. Kết quả tính toán hoạt độ của các sản phẩm phóng xạ như một hàm phụ thuộc thời gian phân rã được biểu diễn trên Hình 3.15 [58].



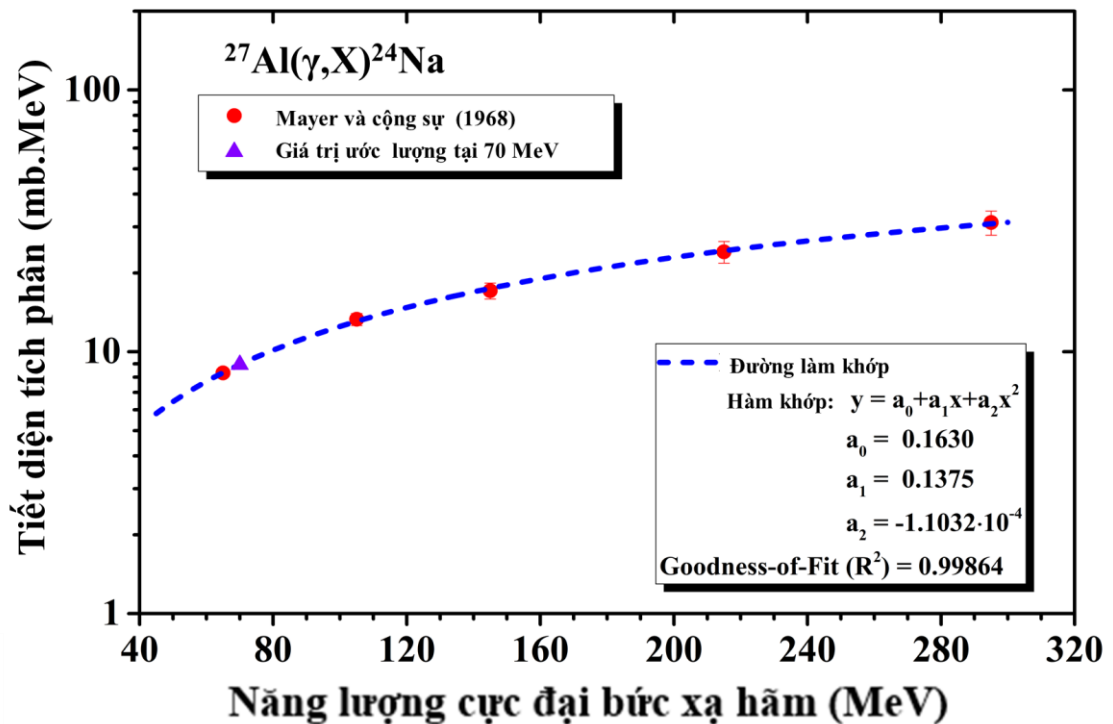
Hình 3.15. Đường cong phân rã biểu diễn hoạt độ độc lập của các đồng vị ^{109}Rh , ^{109m}Pd , ^{109g}Pd và đường cong phân rã hoạt độ tích lũy của ^{109g}Pd từ hoạt độ độc lập của ^{109g}Pd và hai phân rã của ^{109}Rh , ^{109m}Pd

Các đường cong phân rã bao gồm: hoạt độ độc lập của các đồng vị phóng xạ ^{109}Rh , ^{109m}Pd , ^{109g}Pd và hoạt độ tích lũy của đồng vị ^{109g}Pd . Ngoài ra hai đường cong phân rã khác của ^{109}Rh và ^{109m}Pd có đóng góp vào hoạt độ tích lũy của ^{109g}Pd cũng được xác định. Dựa trên các kết quả tính toán, đóng góp hoạt độ của phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, p)^{109}\text{Rh}$ vào phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109g}\text{Pd}$ được xác định khoảng 2,7%. Giá trị này chênh lệch khoảng 10% so với các kết quả thực nghiệm đo được trong nghiên cứu của nhóm tác giả Rahman [59].

Đồng vị ^{108m}Rh phát ra các tia gamma 434,2 keV (87,7%) và 581,1 keV (60%) phù hợp để sử dụng trong nghiên cứu. Trong nghiên cứu này hiệu ứng cộng đỉnh nổi tảng của các tia gamma và tự hấp thụ của tia gamma trong mẫu đã được hiệu chỉnh. Hai tia gamma 947,5 keV (49%) và 1234,3 keV (8,8%) gây ra hiệu ứng cộng đỉnh ngoài và làm giảm số đếm của đỉnh 581,1 keV. Ở khoảng cách 5 cm giữa mẫu và detector, hệ số cộng đỉnh ngoài của các cặp bức xạ gamma 581,1 keV; 947,27 keV và 581,1 keV; 1234,1 keV được tính toán lần lượt bằng 1,023; 1,018. Ở khoảng cách 10

cm từ mẫu đến detector hiệu ứng cộng đỉnh có thể bỏ qua. Hệ số tự hấp thụ của tia gamma 581,1 keV trong mẫu Pd được ước tính bằng 0,995.

Đồng vị ^{24}Na phát ra hai tia gamma có cường độ cao 1368,62 keV (99,99%) và 2754,01 keV (99,86%). Hai bức xạ này không bị can nhiễu nên có thể sử dụng để xác định hoạt độ của ^{24}Na . Luận án sử dụng bức xạ 1368,62 keV (99,99%) để xác định hoạt độ của đồng vị ^{24}Na . Bức xạ 2754,01 keV (99,86%) có cường độ lớn nhưng không được sử dụng vì detector ghi phổ bức xạ trong luận án chỉ được chuẩn hóa đến năng lượng 1500 keV. Do chu kỳ bán rã của ^{24}Na khá dài (14,997 giờ) nên các phép đo phổ gamma được thực hiện nhiều lần và mẫu được đặt cách xa detector để có thể bỏ qua hiệu ứng trùng phùng.



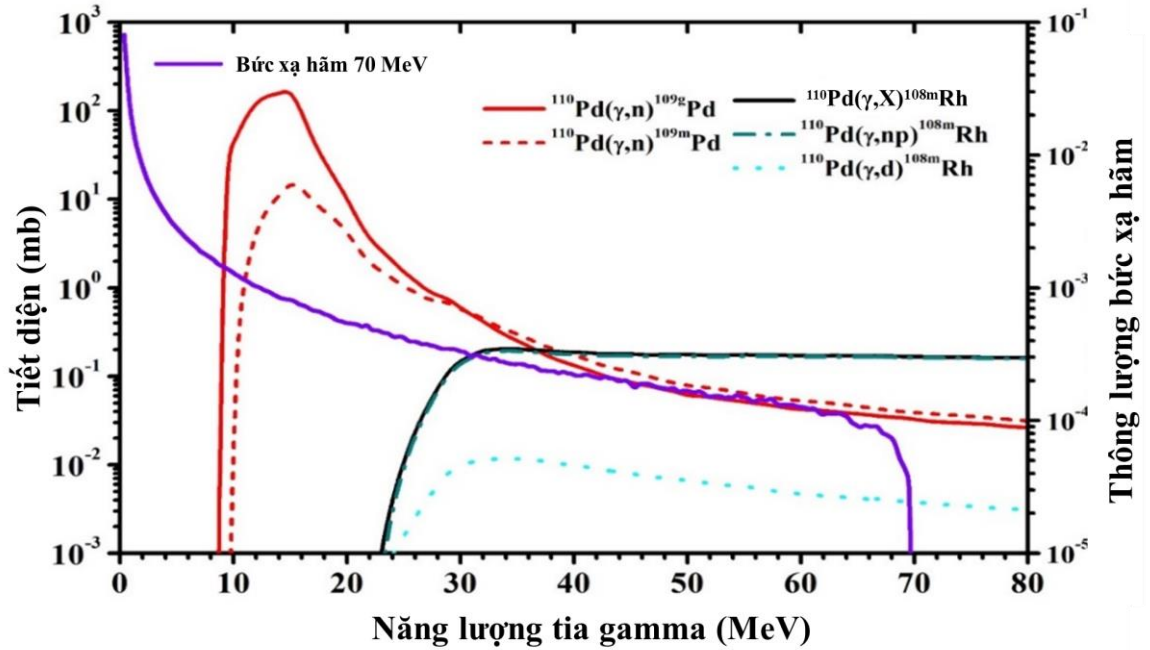
Hình 3.16. Tiết diện tích phân của phản ứng $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ đo bởi nhóm tác giả Mayer được khớp theo hàm bậc hai.

Như đã đề cập ở trên, trong nghiên cứu này tiết diện tích phân của các phản ứng cần nghiên cứu được xác định tương đối đối với phản ứng tham chiếu $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$. Để xác định được tiết diện tích phân của các phản ứng nghiên cứu gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 70 MeV thì cần thiết phải xác định tiết diện tích phân của phản ứng tham chiếu gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng 70 MeV và tỷ số giữa các giá trị thông lượng trung bình có trọng số. Gần đây nhóm tác

giả Vodin [60] đã cung cấp một số liệu tiết diện mới của phản ứng $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại trong dải từ 35 đến 95 MeV. Kết quả này phù hợp với các kết quả đo được của nhóm tác giả Mayer năm 1968 [61]. Do có nhiều kết quả thực nghiệm mà kết quả thu được từ các nhóm nghiên cứu khác nhau lại tương đồng với nhau nên phản ứng $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ được lựa chọn làm phản ứng tham chiếu sẽ hợp lý và tối ưu. Giá trị tiết diện tích phân của phản ứng $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ ở năng lượng cực đại 70 MeV được xác định bằng việc làm khớp các giá trị thực nghiệm đã được công bố theo hàm bậc hai. Đường khớp cho tiết diện tích phân của phản ứng $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ và hệ số khớp được biểu diễn trên **Hình 3.16**. Giá trị tiết diện tích phân của phản ứng $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 70 MeV được suy ra từ đường cong khớp bằng $8,93 \pm 0,71 \text{ mb.MeV}$.

Hàm kích thích của các phản ứng quang hạt nhân là kết quả tính sử dụng mã TALYS-1.9 và phổ hãm bức xạ được mô phỏng bằng chương trình MCNPX với năng lượng chùm tia electron 70 MeV. Kết quả tính phổ hãm và hàm kích thích cho các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109g}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108m}\text{Rh}$ được biểu diễn trên **Hình 3.17**. Có thể nhận thấy các hạt nhân ^{109m}Pd và ^{109g}Pd được tạo thành từ một phản ứng hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)$. Trong khi đó ^{108m}Rh được tạo thành từ hai kênh phản ứng: $^{110}\text{Pd}(\gamma, np)^{108m}\text{Rh}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, d)^{108m}\text{Rh}$ nên tiết diện tạo thành hạt nhân ^{108m}Rh bằng tổng tiết diện của hai kênh phản ứng thành phần.

Năng lượng ngưỡng của phản ứng tham chiếu $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ là 31,45 MeV và của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109g}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108m}\text{Rh}$ lần lượt là 8,81; 9,0 và 18,6 MeV. Khi tính toán thông lượng trung bình có trọng số sử dụng phương trình (3.7) tích phân phải được lấy từ năng lượng ngưỡng đến năng lượng cực đại của bức xạ hãm 70 MeV. Tỷ số giữa thông lượng trung bình có trọng số của phản ứng tham chiếu với phản ứng cần nghiên cứu (k) cho mỗi cặp $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ - $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109g}\text{Pd}$, $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ - $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$, $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ - $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108m}\text{Rh}$ tính toán được lần lượt bằng 0,115; 0,139; 0,581. Từ giá trị suất lượng đo được của các phản ứng, tiết diện tích phân của phản ứng chuẩn $^{27}\text{Al}(\gamma, X)^{24}\text{Na}$ và giá trị k chúng ta có thể xác định được tiết diện tích phân của các phản ứng cần nghiên cứu theo công thức (3.12). Có thể nhận thấy các kết quả thực nghiệm đo được cung cấp những số liệu hạt nhân mới về tiết diện tích phân của các phản ứng trên bia Pd gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng 70 MeV.



Hình 3.17. Phổ bức xạ hãm từ bia W được mô phỏng bằng chương trình MCNPX và hàm kích thích của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma,X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 70 MeV

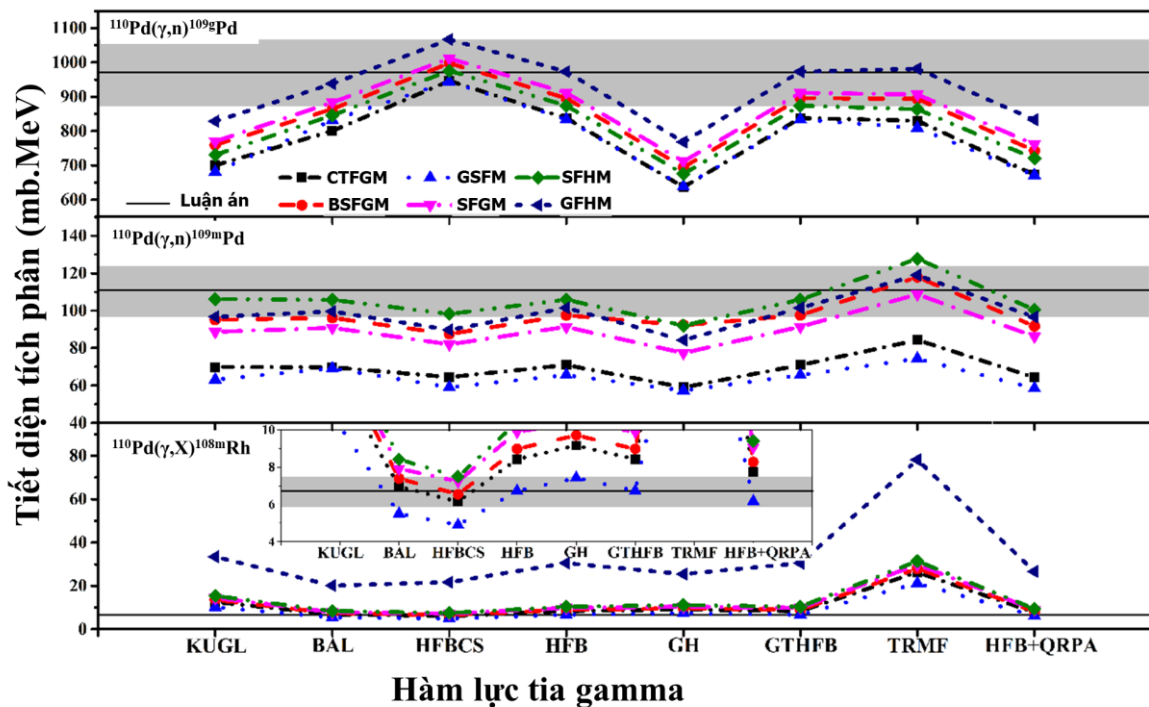
Luận án đã sử dụng TALYS 1.9 áp dụng 6 mẫu mật độ mức, kết hợp với 8 hàm cường độ tia gamma khác nhau để tính tiết diện tích phân của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma,X)^{108\text{m}}\text{Rh}$. Trong tính toán tất cả các kênh phản ứng có thể tạo thành cùng một sản phẩm phản ứng đều được tính đến. Hơn nữa ba cơ chế phản ứng chính bao gồm cơ chế hợp phần, cơ chế tiền cân bằng và cơ chế trực tiếp cũng được đưa vào tính toán. So sánh kết quả đo được với kết quả tính toán để đánh giá sự phù hợp của các mẫu hạt nhân.

Hình 3.18 là 48 kết quả tính toán tiết diện tích phân theo dự đoán lý thuyết sử dụng TALYS kết hợp 6 mẫu mật độ mức hạt nhân với 8 hàm cường độ của tia gamma cho mỗi phản ứng và kết quả thực nghiệm đo được của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma,n)^{109\text{g}}\text{Pd}$, và $^{110}\text{Pd}(\gamma,X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 70 MeV. Hình 3.18 cho thấy, ứng với cùng một mẫu mật độ mức hạt nhân nhưng khi tính toán theo các hàm lực tia gamma khác nhau thì giá trị giữa chúng chênh lệch khá lớn. Điều này cho thấy cần có thêm các nghiên cứu sâu hơn về các mẫu mật độ mức hạt nhân và hàm lực gamma. Kết quả tính toán theo mẫu mật độ mức SFHM kết hợp hàm lực HFBCS phù hợp tốt nhất với các kết quả thực nghiệm (Bảng 3.8).

Bảng 3.8. Tiết diện thực nghiệm và tính toán của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$.

| Phản ứng hạt nhân | Năng lượng bức xạ hãm (MeV) | Tiết diện thực nghiệm (mb.MeV) | Kết quả thực nghiệm tham khảo (mb.MeV) | Tiết diện tính toán (mb.MeV) |
|---|-----------------------------|--------------------------------|--|------------------------------|
| $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ | 70 | $110,80 \pm 12,99$ | - | 98,25 |
| | 28,75 | - | 137,64* [62] | 92,03 |
| | 25 | - | 77±8 [63] | 88,92 |
| | 18 | - | 69,36* [64] | 67,08 |
| $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ | 70 | $970,21 \pm 96,47$ | - | 975,71 |
| | 25 | - | 1100±100 [65] | 966,27 |
| $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ | 70 | $6,70 \pm 0,79$ | - | 7,48 |

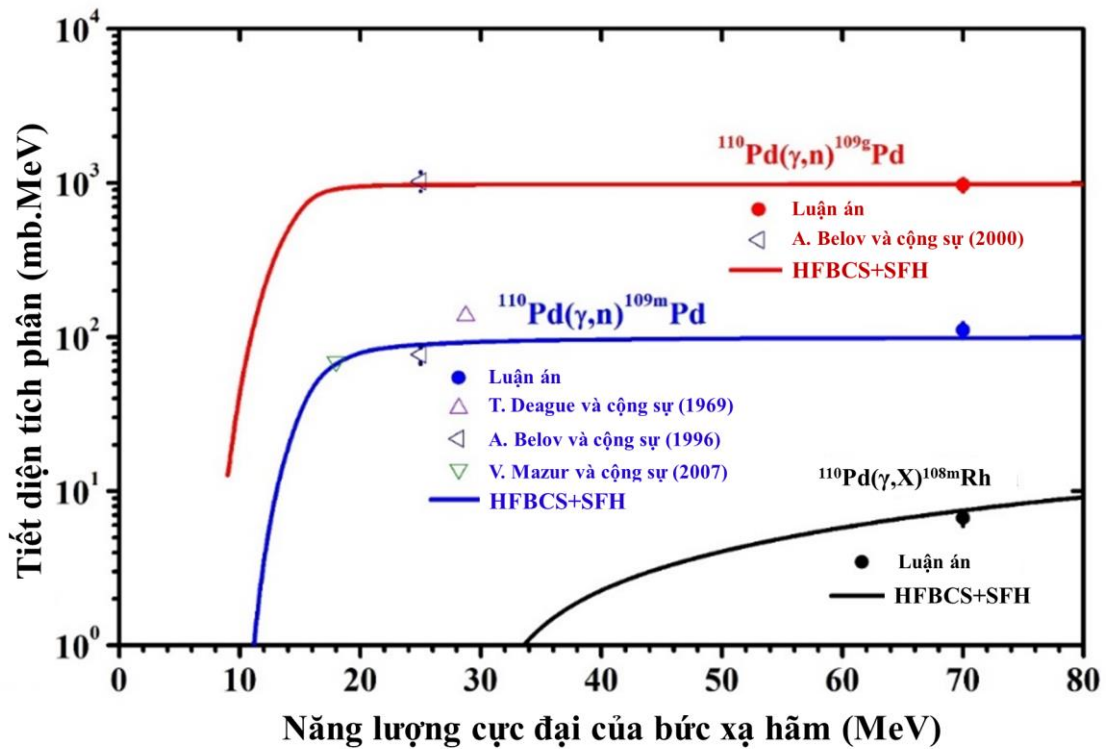
*Số liệu thu được bằng việc tích phân tiết diện vi phân theo năng lượng tia gamma.



Hình 3.18. Tiết diện tích phân thực nghiệm và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 kết hợp với 6 mẫu mật độ mức hạt nhân và 8 hàm lực gamma khác nhau cho các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$.

Hình 3.19 biểu diễn đường cong tiết diện tích phân tính theo TALYS 1.9 sử dụng mẫu mật độ mức hạt nhân SFHM kết hợp với hàm lực gamma HFBCS cho các

phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$. Hình 3.19 cho thấy, giá trị tiết diện tích phân đo được của phản ứng hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ phù hợp tốt với các kết quả của nhóm tác giả Belov [63] và Mazur [64] nhưng chênh lệch đáng kể với số liệu của nhóm tác giả Deague [62] (khoảng 33%). Các kết quả đo được khá phù hợp với kết quả tính toán lý thuyết theo mẫu SFHM kết hợp hàm lực tia gamma HFBCS. Trong trường hợp của phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ các kết quả đo được và kết quả của nhóm tác giả Belov [65] đều rất phù hợp với kết quả tính toán lý thuyết.



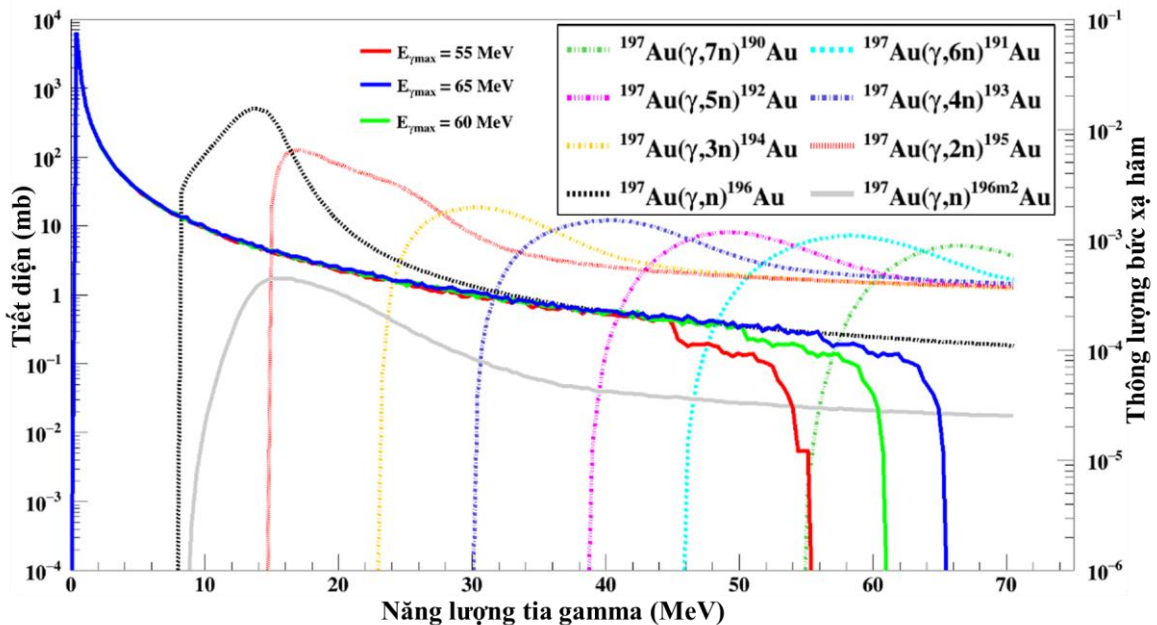
Hình 3.19. Tiết diện tích phân đo và tính lý thuyết sử dụng TALYS của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m.g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ theo năng lượng cực đại của bức xạ n.

Hình 3.19 còn chỉ ra rằng, tiết diện tích phân của hai phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ tăng nhanh theo năng lượng đến khoảng 20 MeV sau đó gần như không đổi trong dải năng lượng từ 20 MeV đến 80 MeV. Xu hướng này là do hàm kích thích của các phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ đạt cực đại tại năng lượng khoảng 16 MeV. Xu hướng bão hòa của tiết diện tích phân chứng tỏ rằng trong vùng năng lượng nghiên cứu không xuất hiện đỉnh thứ hai sau đỉnh cộng hưởng thứ nhất trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ. Điều này cũng cho thấy trong sản xuất đồng vị phóng xạ y tế ^{109}Pd năng lượng cực đại thích hợp của chùm bức xạ n vào khoảng 20 MeV. Đối với phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$, cho đến nay chưa có số liệu

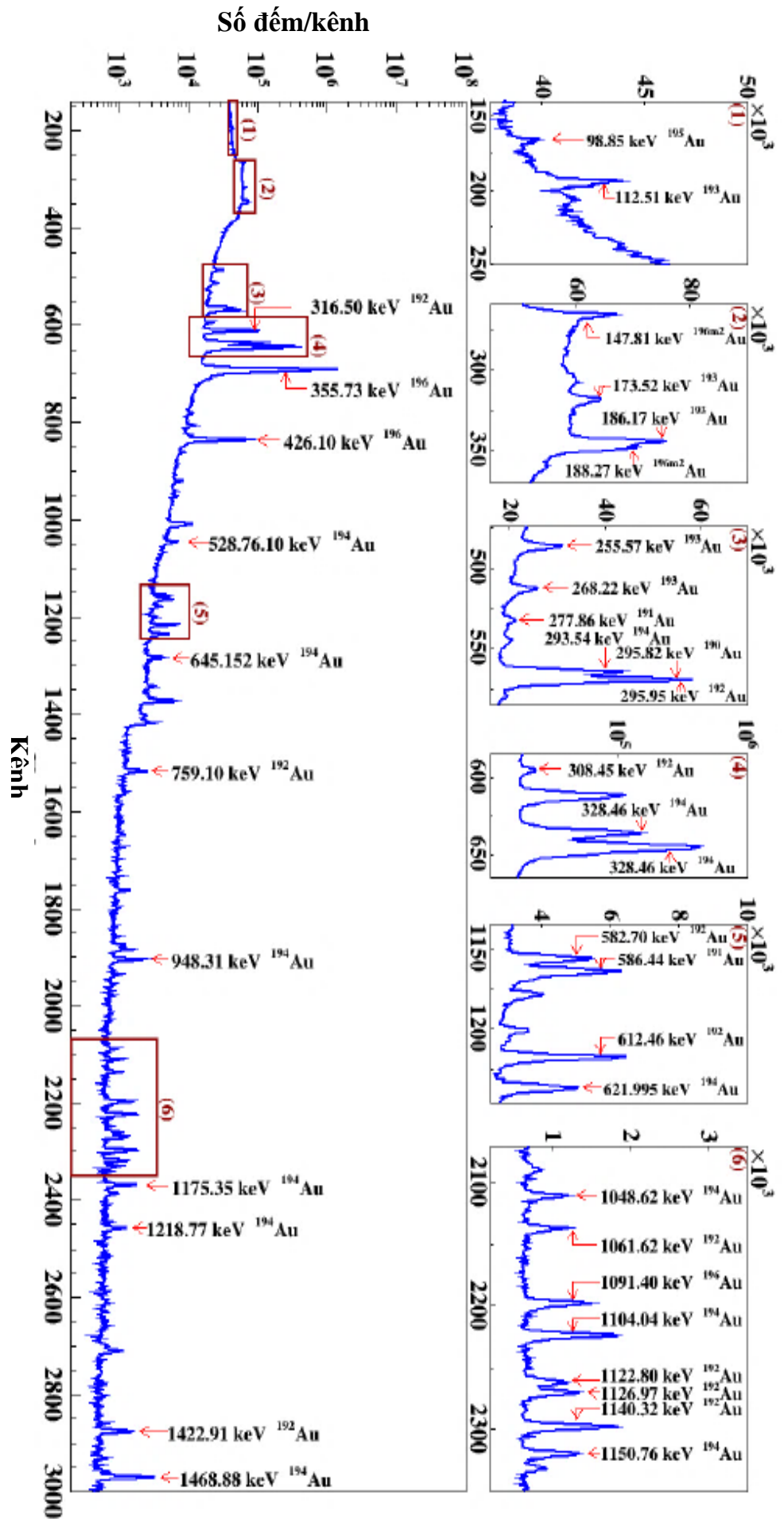
thực nghiệm về tiết diện tích phân của phản ứng này. **Hình 3.19** cho thấy rằng các kết quả đo được khá phù hợp với kết quả tính toán lý thuyết. Kết quả tính tiết diện tích phân của phản ứng $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ tiếp tục tăng, chứng tỏ tiết diện của phản ứng vẫn đang trong vùng cộng hưởng khi năng lượng cực đại của bức xạ hãm đạt 70 MeV. Các kết quả nghiên cứu đã được công bố trên tạp chí quốc tế ISI [58].

3.3.2. Tiết diện tích phân của các phản ứng quang neutron $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$.

Như chúng ta đã biết, vàng chỉ có một đồng vị bền duy nhất là ^{197}Au . Khi ^{197}Au tương tác với bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV sẽ gây ra các phản ứng quang neutron $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ ($x = 1 \div 7$). Nghiên cứu các phản ứng sinh nhiều hạt $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ có thể thu được thông tin về hiệu ứng kênh. Những số liệu hạt nhân thu được có thể sử dụng trong nghiên cứu và trong ứng dụng, đặc biệt là nghiên cứu kích hoạt. Mục đích chính của nghiên cứu là xác định tiết diện tích phân của các phản ứng quang neutron trên bia Au gây bởi chùm bức xạ có năng lượng cực đại 60 MeV. Để có cơ sở đánh giá kết quả thực nghiệm, tiết diện tích phân đo được của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ được so sánh với kết quả tính toán lý thuyết sử dụng mã TALYS 1.9. Phổ hãm mô phỏng bằng MCNPX khi bắn chùm electron 60 MeV vào bia hãm wolfram (100 x 100 x 0,1 mm) và hàm kích thích của các phản ứng quang hạt nhân $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ sử dụng TALYS-1.9 được biểu diễn trên **Hình 3.20** [70].



Hình 3.20. Phổ bức xạ hãm được mô phỏng bằng MCNPX phát ra từ bia W (100 x 100 mm x 0,1 mm) khi bắn chùm electron có năng lượng 55, 60, 65 MeV và tiết diện của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ ($x = 1-7$) lý thuyết sử dụng TALYS 1.9.



Hình 3.21. Phổ tia gamma của các sản phẩm phân rã $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ với thời gian chiếu xạ 3 giờ, thời gian chờ 50 phút và thời gian đo 30 phút. Các khung nhỏ (1), (2), (3), (4), (5), (6) phía trên là các phần phổ đánh số tương ứng được phóng to

Phương pháp và quy trình thực nghiệm sử dụng trong nghiên cứu này cũng tương tự như trong thí nghiệm xác định tiết diện tích phân của các phản ứng quang hạt nhân $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m}}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{g}}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108\text{m}}\text{Rh}$ đã trình bày trong mục 3.3.1. Đo và phân tích phổ gamma của các mẫu Au sau khi kích hoạt để nhận diện các sản phẩm phản ứng, xác định tiết diện tích phân của các phản ứng hạt nhân. Hình 3.21 là một đoạn phổ gamma của các sản phẩm tạo thành trong các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$. Các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ xảy ra với bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV và các dữ liệu phân rã chính được liệt kê trong Bảng 3.9 [70].

Bảng 3.9. Các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ và các đặc trưng phân rã chính.

| Phản ứng | E_{th} (MeV) | Chu kỳ bán rã | Năng lượng tia γ đặc trưng (keV) | Cường độ tia γ (%) |
|--|-----------------------|---------------|---|---------------------------|
| $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ | 8,07 | 6,1669 ngày | 333,03 | 22,9 |
| | | | 355,73 | 87 |
| | | | 426,10 | 6,6 |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ | 14,71 | 108,01 ngày | 98,857 | 11,21 |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$ | 23,08 | 38,02 giờ | 293,55 | 10,58 |
| | | | 328,46 | 60,4 |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$ | 30,46 | 17,65 giờ | 112,15 | 2,2 |
| | | | 255,57 | 6,5 |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 5n)^{192}\text{Au}$ | 38,73 | 4,994 giờ | 295,95 | 23 |
| | | | 316,51 | 59 |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}\text{Au}$ | 45,73 | 3,18 giờ | 277,86 | 6,4 |
| | | | 586,44 | 15,0 |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 7n)^{190}\text{Au}$ | 54,81 | 42,8 phút | 295,82 | 90 |
| | | | 301,82 | 29,7 |

Hoạt độ của hạt nhân sản phẩm ^{196}Au có thể được xác định qua các tia gamma 333,03 keV, 355,73 keV và 426,10 keV. Tuy nhiên, nếu phép đo được thực hiện ngay sau khi kết thúc chiếu thì đóng góp của tia gamma 334,07 keV (0,06%) do đồng vị ^{194}Au phát ra vào đỉnh 333,03 keV của ^{196}Au cần được hiệu chỉnh. Để đơn giản, các phép đo được bắt đầu thực hiện sau ít nhất vài giờ kể từ khi kết thúc chiếu xạ.

Hoạt độ của ^{195}Au được xác định dựa trên đỉnh gamma 98,86 keV, đỉnh này bị can nhiễu bởi đỉnh 99,88 keV (0,14%) do ^{193}Au phát ra. Ta có thể dựa vào phương pháp tỷ số diện tích đỉnh để hiệu chỉnh đóng góp của đỉnh 99,88 keV. Hoạt độ của ^{194}Au được xác định dựa trên đỉnh gamma 328,46 keV và không bị can nhiễu bởi các tia gamma khác.

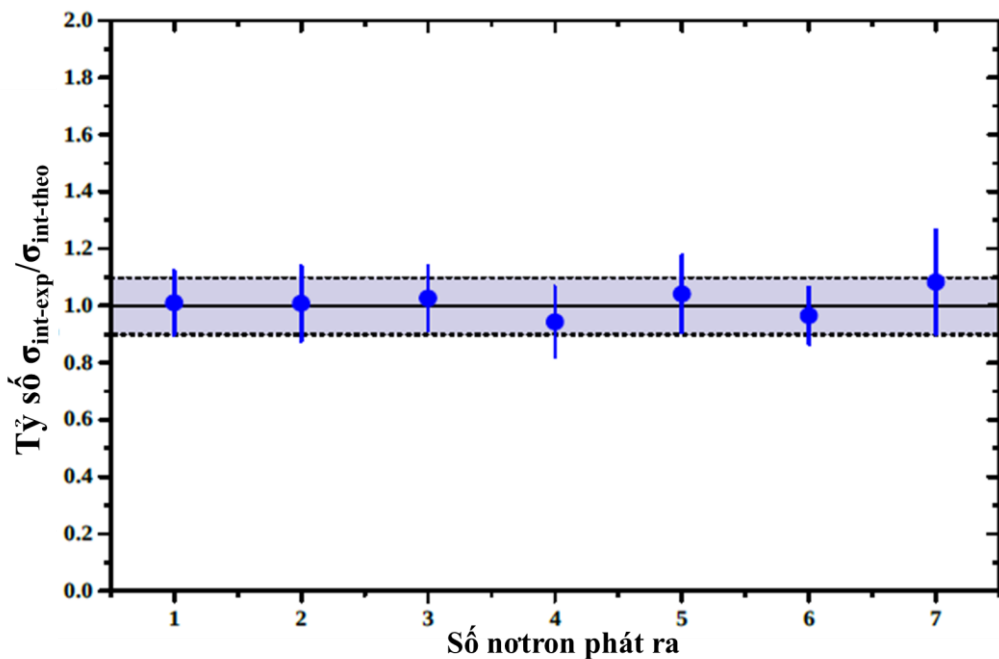
Đồng vị ^{193}Au phát ra một vài tia gamma đặc trưng có năng lượng từ 112,51 keV đến 439,04 keV: 112,15 keV; 255,57 keV không bị can nhiễu và có thể được sử dụng để xác định hoạt độ của ^{193}Au . Mặc dù ^{192}Au phát ra khá nhiều tia gamma như 316,51 keV; 486,07 keV; 582,70 keV; 612,46 keV; 1706,63 keV, 1723,00 keV nhưng cường độ của chúng lại tương đối thấp, nằm trên nền phong cao, hoặc bị can nhiễu bởi các đồng vị khác nên phân tích số liệu gặp nhiều khó khăn. Trong nghiên cứu này luận án đã sử dụng tia gamma 295,95 keV (23%) để xác định hoạt độ của ^{192}Au . Khi sử dụng đỉnh gamma 295,95 keV cần tính đến ảnh hưởng của tia gamma 295,82 keV (90%) do ^{190}Au phát ra. Do đồng vị ^{192}Au và ^{190}Au có chu kỳ bán rã lần lượt là 4,994 giờ và 42,8 phút nên trong trường hợp phổ gamma được ghi nhận có thời gian chờ ngắn thì đóng góp của tia gamma 295,82 keV cũng đáng kể và phải được hiệu chỉnh. Để loại trừ can nhiễu này, trong nghiên cứu đã lựa chọn phổ gamma có thời gian chờ khoảng 3 giờ.

Trong số các tia gamma do ^{191}Au phát ra bức xạ gamma có năng lượng 277,86 keV (6,4%) được lựa chọn để xác định hoạt độ. Đỉnh 586,44 keV có cường độ cao hơn (15%) nhưng lại bị can nhiễu bởi tia gamma 589,19 keV do ^{194}Au phát ra và 588,58 keV từ ^{192}Au .

Hoạt độ của đồng vị ^{190}Au được xác định dựa trên đỉnh gamma 295,82 keV (90%) và đỉnh 301,82 keV (29,7%). Trong quá trình phân tích số liệu, đóng góp từ đỉnh can nhiễu 295,95 keV của ^{192}Au cần phải được hiệu chỉnh.

Tiết diện tích phân cho các phản ứng quang neutron $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ [70] được xác định dựa trên phản ứng tham chiếu $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$. Dữ liệu về phản ứng tham chiếu trong vùng năng lượng đến 67,7 MeV đã được tìm thấy trong cơ sở dữ liệu hạt nhân trong đó: Plaisir [71] và các đồng nghiệp cung cấp 11 giá trị tiết diện tích phân cho phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ trong vùng năng lượng từ 10,1 MeV đến 19 MeV; Varlamov [72] và các cộng sự cung cấp dữ liệu tiết diện tích phân trong dải năng lượng từ ngưỡng phản ứng đến 17,94 MeV; nhóm tác giả Veyssiere [73] cung cấp 06

số liệu tiết diện tích phân trong vùng năng lượng từ 8,35 MeV đến 19,77 MeV; Belov [65] và các đồng nghiệp cung cấp một số liệu tiết diện phản ứng từ năng lượng ngưỡng đến 25 MeV; Makarenkov [74] và Ermakov [75] cung cấp một số liệu về tiết diện phản ứng từ ngưỡng đến 67,7 MeV. Thực hiện khớp các giá trị thực nghiệm trên trong dải năng lượng từ ngưỡng phản ứng đến 60 MeV thu được tiết diện tích phân của phản ứng tham chiếu bằng $2399,98 \pm 264,50$ mb.MeV. Tiết diện tích phân của mỗi phản ứng quan tâm được tính tương đối với giá trị này. Kết quả thực nghiệm xác định tiết diện tích phân của các phản ứng quang neutron $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 60 MeV được cho trên [Bảng 3.10](#) [70].



Hình 3.22. Tỷ số giữa tiết diện tích phân thực nghiệm và tính toán lý thuyết theo TALYS 1.9 của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ với $x = 1$ đến 7.

Do không tìm thấy số liệu thực nghiệm tham khảo để so sánh với kết quả đo được của nghiên cứu này nên các tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 đã được tiến hành. Trong tính toán TALYS, 6 mô hình mật độ mức khác nhau được áp dụng để tính tiết diện tích phân cho các phản ứng quang neutron $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ gây bởi chùm bức xạ hãm 60 MeV. Kết quả thực nghiệm phù hợp nhất với kết quả tính sử dụng TALYS kết hợp với mô hình mật độ mức khí Fermi có nhiệt độ không đổi (CTFGM). [Hình 3.22](#) biểu diễn tỷ số giữa tiết diện tích phân thực nghiệm ($\sigma_{int-exp}$) và tiết diện tích phân tính lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 ($\sigma_{int-theo}$) [47] của các phản ứng

$^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$. Chênh lệch giữa kết quả thực nghiệm và kết quả tính toán nhỏ hơn 12% (ngoại trừ phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, 7n)^{190}\text{Au}$ có chênh lệch lên đến 17%). **Bảng 3.10** đưa ra hai nhóm số liệu về tiết diện tích phân của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ do các nhóm nghiên cứu Makarenkov [74] và Ermakov [75] công bố. Mặc dù các kết quả thực nghiệm tham khảo này không được sử dụng để so sánh trực tiếp với kết quả thực nghiệm trong luận án nhưng chúng cũng chỉ ra xu hướng của tiết diện tích phân của các phản ứng quan tâm. Các kết quả nghiên cứu đã được công bố trên tạp chí quốc gia [70].

Bảng 3.10. Tiết diện tích phân của các phản ứng $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 60 MeV.

| Phản ứng | Tiết diện tích phân thực nghiệm (mb.MeV) | Tiết diện tích phân sử dụng TALYS 1.9 (mb.MeV) | Độ chênh lệch % (*) | Số liệu tham khảo với $E_{\gamma\text{max}} = 67,7$ MeV (mb.MeV) |
|--|--|--|---------------------|--|
| $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ | $2399,98 \pm 264,50$ | 2375,74 | 1,02 | 2280 ± 200 [75] 2213 ± 210 [74] |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ | $952,65 \pm 123,84$ | 944,88 | 0,80 | 730 ± 180 [75] 567 ± 100 [74] $902,39 \pm 108,28$ |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$ | $232,85 \pm 25,61$ | 226,89 | 2,62 | 240 ± 30 [75] 181 ± 30 [74] |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$ | $144,23 \pm 20,82$ | 169,81 | 15,10 | 160 ± 20 [75] 162 ± 20 [74] |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 5n)^{192}\text{Au}$ | $100,16 \pm 13,01$ | 96,18 | 4,00 | 123 ± 10 [75] 123 ± 10 [74] |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 6n)^{191}\text{Au}$ | $54,91 \pm 6,21$ | 62,08 | 11,60 | 63 ± 15 [75] 67 ± 15 [74] |
| $^{197}\text{Au}(\gamma, 7n)^{190}\text{Au}$ | $5,41 \pm 0,85$ | 4,63 | 16,84 | |

Độ chênh lệch () bằng tỷ số giữa hiệu của giá trị thực nghiệm và giá trị tính theo TALYS với giá trị tính theo TALYS.*

CHƯƠNG 4.

KẾT QUẢ NGHIÊN CỨU PHẢN ỨNG HẠT NHÂN VỚI CHÙM PROTON

Nghiên cứu hàm kích thích của phản ứng hạt nhân gây bởi hạt mang điện nói chung và proton nói riêng cung cấp những thông tin quan trọng liên quan đến cấu trúc hạt nhân, cơ chế phản ứng và giúp kiểm tra tính phù hợp của các mô hình hạt nhân đã được đề xuất. Hiện nay, các số liệu về tiết diện của các phản ứng hạt nhân ở vùng năng lượng trung bình đang được quan tâm, ứng dụng trong một số lĩnh vực khoa học công nghệ cao như thiết kế lò phản ứng, máy gia tốc hay tối ưu hóa quy trình sản xuất đồng vị phóng xạ sử dụng trong y tế. Vì vậy, để đáp ứng nhu cầu nghiên cứu khoa học cơ bản và ứng dụng, cần có nguồn tài liệu tham khảo dồi dào về phản ứng hạt nhân xảy ra trên nhiều đồng vị với độ chính xác cao nhất có thể.

Trong chương 4, luận án trình bày kết quả nghiên cứu xác định tiết diện và suất lượng của một số phản ứng hạt nhân với chùm proton xảy ra trên các hạt nhân ^{nat}Pd và ^{nat}Zr . Phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m,g}\text{Rh}$ gây bởi chùm proton có năng lượng từ $21,09 \pm 0,81$ MeV đến $42,61 \pm 0,49$ MeV. Các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95}\text{Zr}$, ^{95m}Nb , ^{95g}Nb gây bởi chùm proton có năng lượng trong dải từ $10,6 \pm 1,3$ MeV đến $43,6 \pm 0,4$ MeV. Các thí nghiệm với proton được thực hiện trên máy gia tốc cyclotron MC-50 tại Viện Khoa học Phóng xạ và Y học Hàn Quốc (KIRAMS).

Tiết diện của phản ứng hạt nhân σ_i được xác định thông qua hoạt độ phóng xạ đo được của hạt nhân dư như sau:

$$\sigma = \frac{S_\gamma}{N\Phi_p \varepsilon_\gamma I_\gamma f_\gamma F}, \quad (4.1)$$

trong đó: S_γ là diện tích đỉnh phổ của tia đặc trưng cho hạt nhân dư, N là số hạt nhân bia, Φ_p là thông lượng proton, I_γ là cường độ tia gamma, ε_γ là hiệu suất ghi đỉnh gamma, f_γ là hệ số hiệu chỉnh mất số đếm, λ là hằng số phân rã và:

$$F = \frac{(1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_w} (1 - e^{-\lambda t_m})}{\lambda}. \quad (4.2)$$

Suất lượng của đồng vị phóng xạ tạo thành sau phản ứng xảy ra trên bia dày được xác định như sau [89]:

$$Y_{TTY} = \sum_i \chi_i \frac{\lambda \cdot \rho}{Z \cdot e} \int_{E_{th}}^{E_{max}} \frac{\sigma_i(E)}{S(E)} dE, \quad (4.3)$$

trong đó: χ_i là độ phổ cập của đồng vị thứ i của nguyên tố tham gia phản ứng, λ là hằng số phân rã của đồng vị phóng xạ, ρ là mật độ của đồng vị bia, Z là số hiệu nguyên tử, $\sigma_i(E)$ là tiết diện của phản ứng với đồng vị thứ i tại giá trị năng lượng E của hạt tới, e là điện tích electron, E_{th} là năng lượng nhỏ nhất của hạt tới mà phản ứng xảy ra, E_{max} là năng lượng cực đại của hạt tới đến bia và $S(E)$ là công suất hãm của hạt tới trên bia.

4.1. Hàm kích thích của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, ^{95m}Nb , ^{95g}Nb

Zirconi (Zr) và các hợp kim của nó được sử dụng nhiều trong công nghiệp và đời sống đặc biệt là lĩnh vực điện hạt nhân [83-85]. Các sản phẩm phản ứng hạt nhân ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb được tạo ra từ phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)$ thì tương tự như chuỗi phân rã $^{95}\text{Zr} - ^{95}\text{Nb}$ trong các lò phản ứng phân hạch, nó được xem như một đồng hồ bấm giờ lý tưởng để xác định thời điểm xảy ra vụ nổ hạt nhân [86]. Ngoài ra, đồng vị phóng xạ ^{95g}Nb là một ứng cử viên đầy hứa hẹn trong các nghiên cứu về y học phóng xạ [87].

Đã có một số thí nghiệm tiến hành với các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$ [90-94], $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ [91-93] và $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$ [90-97]. Tuy nhiên, trong một vài trường hợp, chênh lệch đáng kể giữa các kết quả đo được cũng như giữa kết quả thực nghiệm với kết quả tính theo dự đoán lý thuyết đã được chỉ ra. Ví như phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$, số liệu đo được của nhóm tác giả Michel [94] cao gấp khoảng 4 lần các kết quả ghi nhận được bởi các tác giả khác. Hơn nữa sự mâu thuẫn giữa kết quả tính toán và kết quả thực nghiệm cũng được tìm thấy đối với phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$, đặc biệt là trong vùng năng lượng dưới 22 MeV. Vì vậy, cần phải thực hiện nhiều phép đo để cung cấp thêm số liệu làm cơ sở so sánh thực nghiệm với dự đoán lý thuyết.

Mục đích chính của nghiên cứu này là khảo sát hàm kích thích của các phản ứng các phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ và $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$ khi bắn chùm proton có năng lượng cực đại tới 43,6 MeV vào bia Zr tự nhiên [89]. So sánh các kết quả đo được với các kết quả thực nghiệm đã tồn tại cũng như so sánh với các kết quả tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 [47] và thư viện dữ liệu TENDL-2019 [104]. Các đặc trưng chủ yếu của các hạt nhân dư ^{95}Y , ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb trong phản ứng

$^{nat}\text{Zr}(p,X)$ và các hạt nhân phóng xạ ^{65}Zn và ^{62}Zn từ phản ứng tham chiếu $^{nat}\text{Cu}(p,X)$ được liệt kê trong [Bảng 4.1](#).

Bảng 4.1. Các hạt nhân sản phẩm và thông số phân rã chính.

| Hạt nhân | Spin, J_{π} | Phân rã | Chu kỳ bán rã ($T_{1/2}$) | E_{γ} (keV) | I_{γ} (%) | Phản ứng đóng góp | E_{th} (MeV) |
|-------------------|-----------------|----------------------------|-----------------------------|------------------------------|------------------------|--|----------------|
| ^{95}Y | $1/2^{-}$ | β^{-} | 10,3 phút | 954,0 1324,0 2175,6 | 15,8 4,9 7,0 | $^{96}\text{Zr}(p,2p)^{95}\text{Y}$ | 11,64 |
| ^{95}Zr | $5/2^{-}$ | β^{-} | 64,032 ngày | 235,69 724,19* 756,72* | 0,27 44,27 54,38 | $^{96}\text{Zr}(p,pn)^{95}\text{Zr}$ $^{96}\text{Zr}(p,d)^{95}\text{Zr}$ | 7,93 5,68 |
| ^{95m}Nb | $1/2^{-}$ | IT (94,40%) β^{-} | 3,61 ngày | 235,69* | 24,8 | $^{96}\text{Zr}(p,2n)^{95m}\text{Nb}$ $^{94}\text{Zr}(p,\gamma)^{95m}\text{Nb}$ | 7,58 - |
| ^{95g}Nb | $9/2^{+}$ | β^{-} | 34,991 ngày | 765,80* | 99,81 | $^{96}\text{Zr}(p,2n)^{95g}\text{Nb}$ $^{94}\text{Zr}(p,\gamma)^{95g}\text{Nb}$ | 7,58 - |
| ^{65}Zn | $5/2^{-}$ | ϵ | 243,934 ngày | 1115,54* | 50,4 | $^{nat}\text{Cu}(p,X)^{65}\text{Zn}$ | 2,17 |
| ^{62}Zn | 0^{+} | ϵ | 9,186 ngày | 548,35* 596,56* | 15,3 26,0 | $^{nat}\text{Cu}(p,X)^{62}\text{Zn}$ | 13,48 |

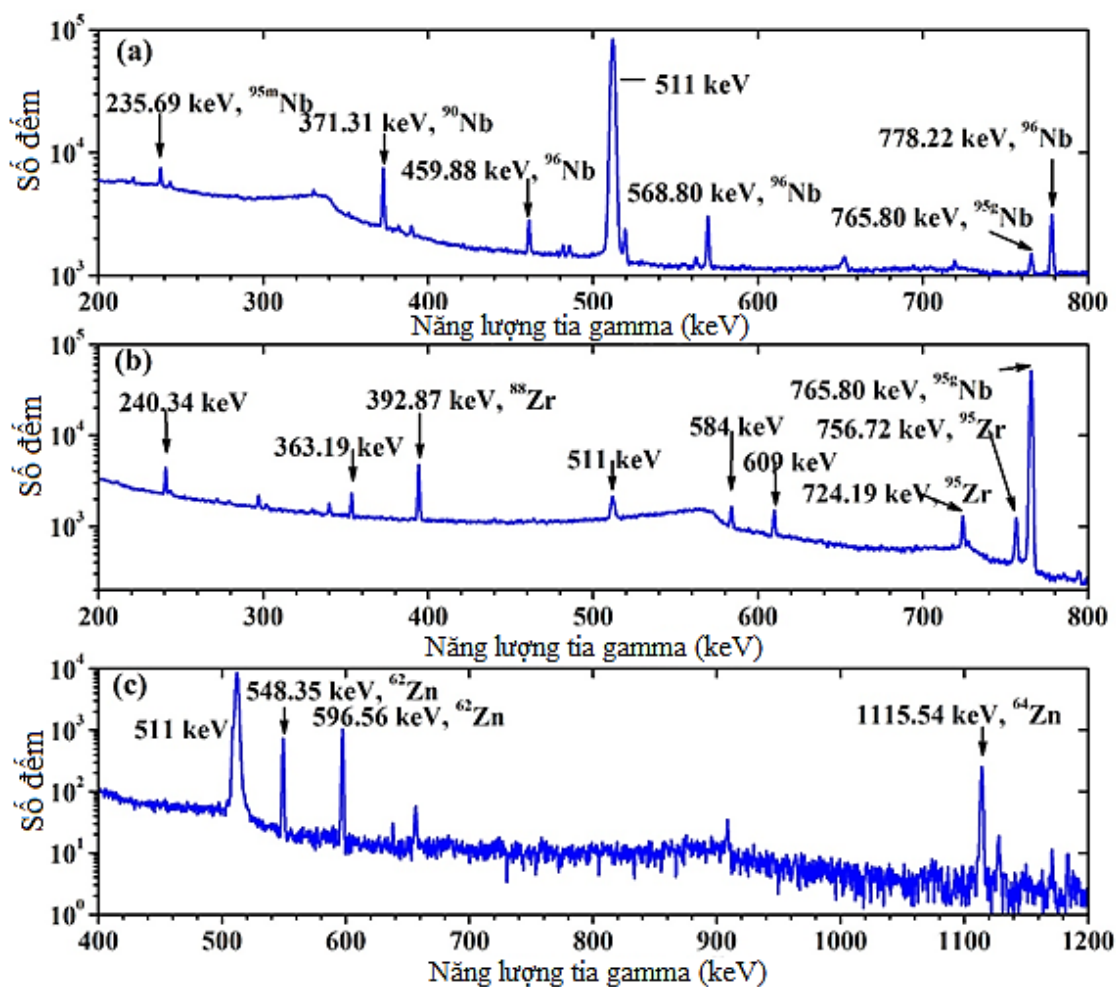
* các tia gamma được sử dụng

Luận án đã sử dụng TALYS 1.9 để tiết diện của các phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95}\text{Zr}$, $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95m}\text{Nb}$ và $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95g}\text{Nb}$. Trong các tính toán tất cả các kênh phản ứng có thể xảy ra với chùm hạt proton có năng lượng từ 0,1 MeV đến 60 MeV đã được đưa vào. Các tính toán cũng được áp dụng với 6 mẫu mật độ mức bao gồm: (CTFGM), (BSFGM), (GSFM), (SFGM), (SFHM) và (GFHM). Kết quả so sánh chỉ ra rằng, các kết quả tính toán theo mẫu mật độ mức (CTFGM) là phù hợp nhất với các kết quả thực nghiệm.

Zirconi có 5 đồng vị bền với độ phổ cập tương ứng ^{90}Zr (51,45%), ^{91}Zr (11,22%), ^{92}Zr (17,15%), ^{94}Zr (17,38%) và ^{96}Zr (2,80%). Trong nghiên cứu này chúng tôi quan tâm đến hai đồng vị bền là ^{96}Zr và ^{94}Zr . Luận án tập trung xác định tiết diện

độc lập, tiết diện tích lũy cho sự tạo thành ^{95}Zr và tiết diện độc lập của các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95\text{m}}\text{Nb}$, $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95\text{g}}\text{Nb}$.

Các hạt nhân phóng xạ được tạo thành từ các phản ứng hạt nhân được nhận diện dựa vào các đỉnh gamma đặc trưng trên phổ gamma và chu kỳ bán rã của các đồng vị phóng xạ sản phẩm. Hình 4.1 biểu diễn một số phổ gamma của mẫu $^{\text{nat}}\text{Zr}$ bị chiếu xạ bởi chùm proton có năng lượng lên đến 43,6 MeV.

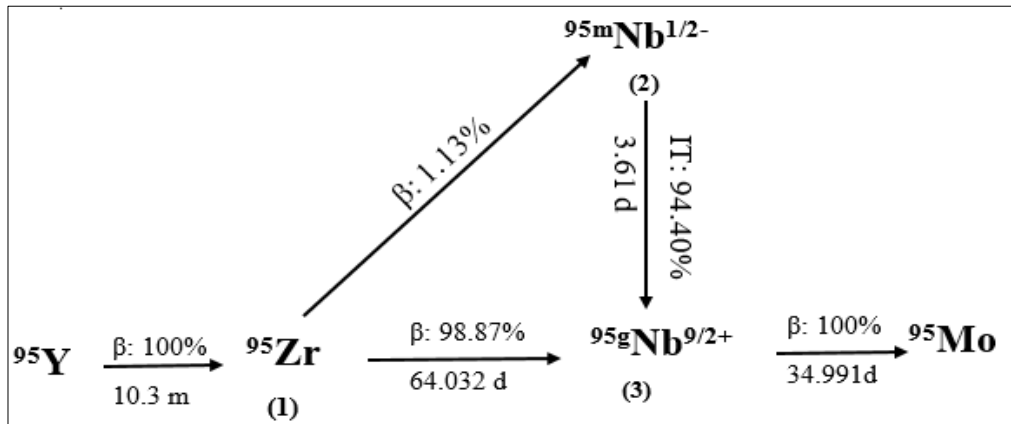


Hình 4.1. Phổ gamma của mẫu Zr được chiếu bởi chùm proton năng lượng 17,3 MeV.

- (a) thời gian chiếu xạ 1 giờ, thời gian chờ 2 ngày, thời gian đo 21 phút;
- (b) thời gian chiếu xạ 1 giờ, thời gian chờ 75 ngày và thời gian đo 2 ngày;
- (c) thời gian chiếu xạ 1 giờ, thời gian chờ 20 giờ và thời gian đo 10 phút.

Nghiên cứu cho thấy, đồng vị phóng xạ ^{95}Zr được tạo ra từ 2 nguồn: thứ nhất được tạo thành trực tiếp từ các phản ứng hạt nhân $^{96}\text{Zr}(p, pn)^{95}\text{Zr}$ và $^{96}\text{Zr}(p, d)^{95}\text{Zr}$; thứ hai từ kết quả phân rã β^- của đồng vị phóng xạ ^{95}Y với tỷ số rẽ nhánh 100%.

Đồng vị ^{95m}Nb cũng được tạo ra từ hai nguồn: trực tiếp từ phản ứng $^{96}\text{Zr}(p,2n)^{95m}\text{Nb}$ và $^{94}\text{Zr}(p,\gamma)^{95m}\text{Nb}$ và từ kết quả phân rã β^- của đồng vị ^{95}Zr với tỷ số rẽ nhánh 1,13%. Đồng vị ^{95g}Nb là sản phẩm của các phản ứng $^{96}\text{Zr}(p,2n)^{95g}\text{Nb}$; $^{94}\text{Zr}(p,\gamma)^{95g}\text{Nb}$, đồng thời cũng là sản phẩm của phân rã β^- ^{95}Zr với tỷ số rẽ nhánh 98,87% và dịch chuyển đồng phân của ^{95m}Nb với hệ số IT= 94,40%. Các quá trình phân rã phóng xạ được mô tả trên **Hình 4.2** trong đó các số trong ngoặc (1), (2), (3) lần lượt tương ứng là các đồng vị nghiên cứu ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb [89].



Hình 4.2. Sơ đồ minh họa quá trình phân rã của các đồng vị phóng xạ được tạo thành từ các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p,X)$

Sự có mặt của các hạt nhân phóng xạ tiền thân làm cho phép đo hoạt độ độc lập trở lên phức tạp và khó khăn hơn. Để đảm bảo an toàn bức xạ, các phép đo phổ gamma không thể được thực hiện ngay sau khi kết thúc chiếu xạ. Vì vậy, đồng vị có thời gian sống ngắn như ^{95}Y không thể đo được. Hoạt độ phóng xạ đo được của ^{95}Zr được xem như là hoạt độ tích lũy do có đóng góp của đồng vị tiền thân ^{95}Y . Ngược lại, đối với các phép đo hoạt độ của các đồng vị phóng xạ ^{95m}Nb và ^{95g}Nb , phần đóng góp của đồng vị phóng xạ tiền thân ^{95}Zr được xác định, nên hoạt độ đo được của chúng được xem như hoạt độ độc lập nên chúng ta có thể thu được tiết diện độc lập của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ và $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$.

Từ các phân tích ở trên và sơ đồ minh họa quá trình phân rã trên **Hình 4.2** đã xây dựng một hệ phương trình kích hoạt mô tả tốc độ của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ và $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$ như sau:

$$\frac{dN_1}{dt} = R_1 - \lambda_1 N_1, \quad (4.4a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - \lambda_2 N_2 + P_{12} \lambda_1 N_1, \quad (4.4b)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_3 - \lambda_3 N_3 + P_{13} \lambda_1 N_1 + P_{23} \lambda_2 N_2, \quad (4.4c)$$

trong đó: N_i ($i = 1, 2, 3$) là số hạt nhân phóng xạ của các đồng vị ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb tại thời điểm t , λ_i là hằng số phân rã của đồng vị i , P_{23} là hệ số chuyển dịch isomer, P_{12} và P_{13} là hệ số biến đổi beta và $R_i (= N_0 \phi_p \sigma_i)$ là tốc độ phản ứng, trong đó N_0 là số hạt nhân bia, ϕ_p là thông lượng proton và σ_i là tiết diện phản ứng của các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ và $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$. Tiết diện của các phản ứng hạt nhân được xác định thông qua hoạt độ của các đồng vị phóng xạ ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb theo công thức:

$$\sigma_1 = \frac{S_1}{N_0 \phi_p \varepsilon_1 I_1 f_1 F_1}, \quad (4.5a)$$

$$\sigma_2 = \frac{S_2}{N_0 \phi_p \varepsilon_2 I_2 f_2 F_2} - \frac{\lambda_1 F_2 - \lambda_2 F_1}{(\lambda_1 - \lambda_2) F_2} P_{12} \frac{S_1}{N_0 \phi_p \varepsilon_1 I_1 f_1 F_1}, \quad (4.5b)$$

$$\begin{aligned} \sigma_3 = & \frac{S_3}{N_0 \phi_p \varepsilon_3 I_3 f_3 F_3} - \frac{\lambda_2 F_3 - \lambda_3 F_2}{(\lambda_2 - \lambda_3) F_3} P_2 \times \left(\frac{S_2}{N_0 \phi_p \varepsilon_2 I_2 f_2 F_2} - \frac{\lambda_1 F_2 - \lambda_2 F_1}{(\lambda_1 - \lambda_2) F_2} P_{12} \frac{S_1}{N_0 \phi_p \varepsilon_1 I_1 f_1 F_1} \right) \\ & - \left(\frac{\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_3)} \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_3)} - \frac{\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \frac{\lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_3)} \frac{F_2}{F_3} + \frac{\lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \frac{\lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_3)} \frac{F_1}{F_3} \right) P_2 P_{12} \frac{S_1}{N_0 \phi_p \varepsilon_1 I_1 f_1 F_1} \\ & - \frac{\lambda_1 F_3 - \lambda_3 F_1}{(\lambda_1 - \lambda_3) F_3} P_{13} \frac{S_1}{N_0 \phi_p \varepsilon_1 I_1 f_1 F_1} \end{aligned} \quad (4.5c)$$

Trong các công thức trên, phương trình (4.5a) biểu thị hoạt độ tích lũy của ^{95}Zr được xác định qua diện tích đỉnh hấp thụ S_1 . Tiết diện độc lập của phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ được cho bởi phương trình (4.5b) trong đó số hạng đầu biểu diễn tiết diện tích lũy của ^{95m}Nb và số hạng thứ 2 là phần đóng góp do ^{95}Zr phân rã β^- (1,13%) thành ^{95m}Nb . Phương trình (4.5c) mô tả tiết diện độc lập của phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$ trong đó cụm đầu là tiết diện tích lũy từ đóng góp của vài kênh phản ứng dẫn đến sự tạo thành ^{95g}Nb được đo trực tiếp từ diện tích đỉnh phổ tia gamma 765,80 keV. Số hạng thứ hai trong phương trình (4.5c) biểu diễn sự đóng góp do dịch chuyển nội của ^{95m}Nb được tạo ra trong phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$. Số hạng thứ 3 là do sự đóng góp của phân rã bắt electron không trực tiếp từ ^{95}Zr thành ^{95m}Nb và số hạng cuối cùng là đóng góp từ kênh phân rã EC của ^{95}Zr tạo thành ^{95g}Nb .

Lược án đã đo và tính toán lý thuyết được hàm kích thích cho các phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95}\text{Zr}$, $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95m}\text{Nb}$, $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95g}\text{Nb}$. Tiết diện đo được và sai số ước tính của chúng được cho trên **Bảng 4.2**. Bằng công thức truyền sai số, sai số thực nghiệm toàn phần trong nghiên cứu này được đánh giá vào khoảng 9-15%.

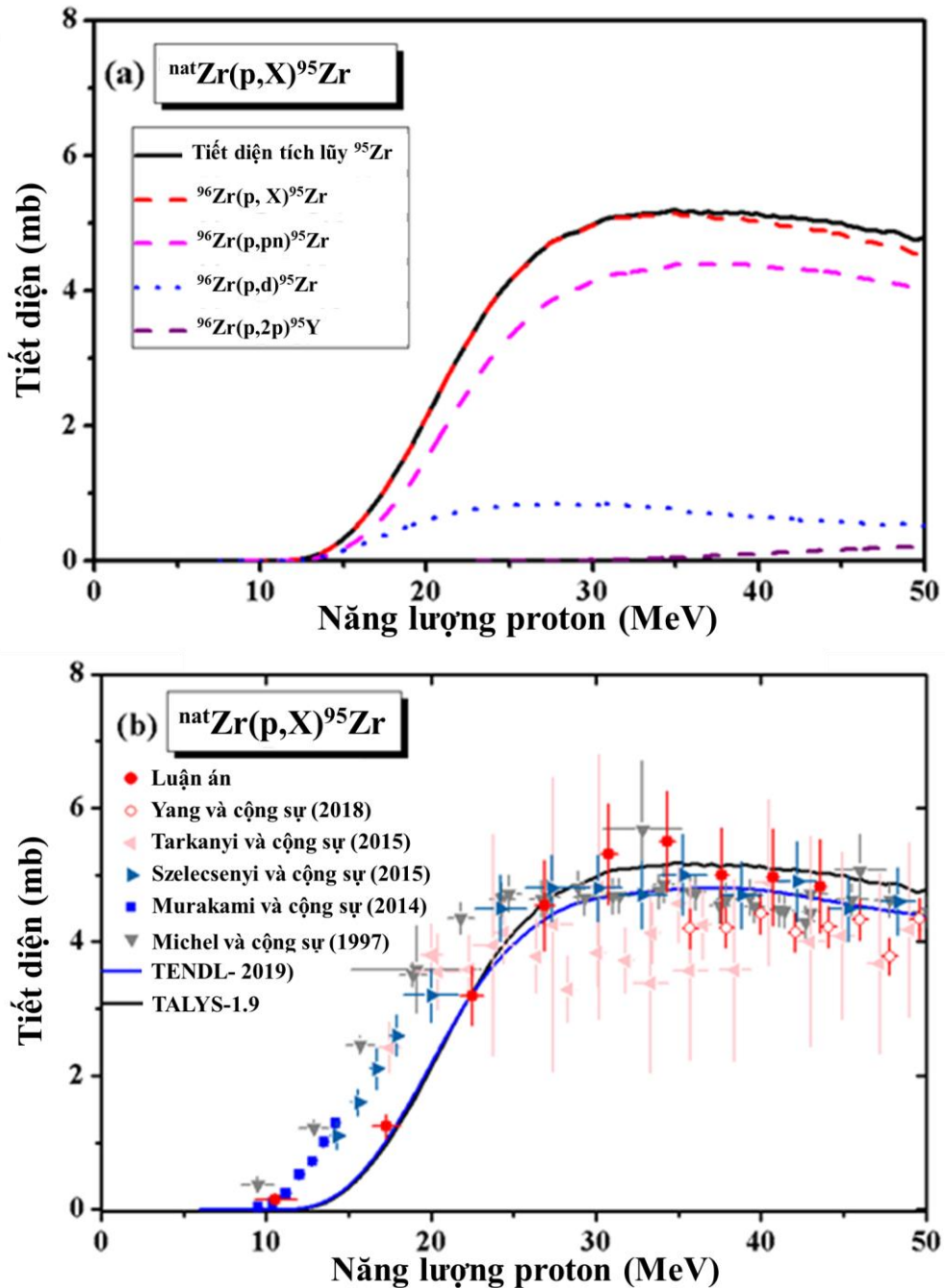
Bảng 4.2. Tiết diện đo được của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Zr}(p,X)$ [89].

| Năng lượng proton (MeV) | Tiết diện phản ứng (mb) | | |
|-------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| | $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95}\text{Zr}$ | $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95m}\text{Nb}$ | $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95g}\text{Nb}$ |
| $43,6 \pm 0,4$ | $4,83 \pm 0,70$ | - | $1,63 \pm 0,23$ |
| $40,7 \pm 0,4$ | $4,96 \pm 0,72$ | - | $2,05 \pm 0,28$ |
| $37,6 \pm 0,4$ | $4,99 \pm 0,72$ | - | $2,19 \pm 0,32$ |
| $34,3 \pm 0,5$ | $5,50 \pm 0,76$ | - | $2,45 \pm 0,34$ |
| $30,8 \pm 0,5$ | $5,31 \pm 0,76$ | - | $3,06 \pm 0,40$ |
| $26,9 \pm 0,6$ | $4,54 \pm 0,68$ | $0,65 \pm 0,06$ | $4,41 \pm 0,63$ |
| $22,5 \pm 0,7$ | $3,19 \pm 0,44$ | $1,06 \pm 0,12$ | $7,97 \pm 1,10$ |
| $17,3 \pm 0,9$ | $1,24 \pm 0,18$ | $3,75 \pm 0,38$ | $22,39 \pm 3,15$ |
| $10,6 \pm 1,3$ | $0,15 \pm 0,02$ | $5,04 \pm 0,52$ | $14,48 \pm 2,05$ |

4.1.1. Hàm kích thích của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95}\text{Zr}$

Đồng vị sống dài ^{95}Zr có chu kỳ bán rã 64,032 ngày được tạo thành từ hai phản ứng $^{96}\text{Zr}(p, pn)^{95}\text{Zr}$, $^{96}\text{Zr}(p, d)^{95}\text{Zr}$, và từ phân rã β^- của đồng vị sản phẩm ^{95}Y có chu kỳ bán rã 10,3 phút và hệ số rẽ nhánh 100%. Do đồng vị ^{95}Y có thời gian sống ngắn nên chúng tôi chỉ đo được tiết diện tích lũy của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$ trong dải năng lượng từ 10,6 MeV đến 43,6 MeV. Hoạt độ của ^{95}Zr được xác định qua hai tia gamma 724,19 keV (44,27%) và 756,72 keV (54,38%). Các phép đo hoạt độ dựa trên hai tia gamma này có độ chính xác cao vì chúng không can nhiễu bởi các tia gamma khác. Tiết diện đo được là kết quả trung bình thu được từ hai tia gamma này. Mặc dù sự đóng góp của ^{95}Y vào ^{95}Zr không xác định được bằng thực nghiệm nhưng chúng ta có thể tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9. Như được chỉ ra trên **Hình 4.3a**, ở vùng năng lượng nhỏ (dưới 30 MeV) tiết diện phụ thuộc năng lượng của phản ứng $^{96}\text{Zr}(p,2p)^{95}\text{Y}$ là rất nhỏ nên có thể bỏ qua. Tuy nhiên, trên 30 MeV một hàm kích thích nhỏ của phản ứng $^{96}\text{Zr}(p, 2p)^{95}\text{Y}$ có thể được nhìn thấy. Đây là lí do tại sao hàm

kích thích tích lũy của ^{95}Zr cao hơn một chút so với hàm kích thích độc lập của ^{95}Zr được sinh ra từ các phản ứng $^{96}\text{Zr}(p, pn)^{95}\text{Zr}$, $^{96}\text{Zr}(p, d)^{95}\text{Zr}$. Trong dải năng lượng từ 30 MeV đến 45 MeV, đóng góp của ^{95}Y trong sự tạo thành ^{95}Zr từ ^{95}Y khoảng 4%.



Hình 4.3. Tiết diện tích lũy đo được và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 kết hợp mẫu mật độ mức hạt nhân CTFGM đối với các phản ứng $\text{natZr}(p, X)^{95}\text{Zr}$.

Hình 4.3b mô tả đường tiết diện tích lũy thu được từ nghiên cứu này và một với số liệu tiết diện của các số liệu tham khảo [90-94] cùng với tiết diện tính toán lý thuyết theo TALYS 1.9 [47] và TENDL 2019 [104]. Các tính toán lý thuyết được

thực hiện trên TALYS 1.9 theo mẫu khí Fermi có nhiệt độ không đổi (CTFGM). Nhìn chung, trong khoảng sai số cho phép các kết quả thực nghiệm có sự tương đồng và phù hợp với kết quả tính toán lý thuyết.

Trong vùng năng lượng dưới 14 MeV, các dự đoán lý thuyết thu được có giá trị thấp hơn các kết quả thực nghiệm được ghi nhận bởi Murakami [91]. Trong vùng năng lượng dưới 25 MeV các giá trị tính toán lý thuyết thấp hơn các kết quả đo được của nhóm tác giả Szelecsenyi [92], Tarkanyi [93] và Michel [94]. Tuy nhiên, ở vùng năng lượng cao hơn 25 MeV, các kết quả tính toán theo dự đoán lý thuyết dường như cao hơn các kết quả đo được từ thực nghiệm và phù hợp hơn với các số liệu từ thư viện dữ liệu TENDL-2019 [104].

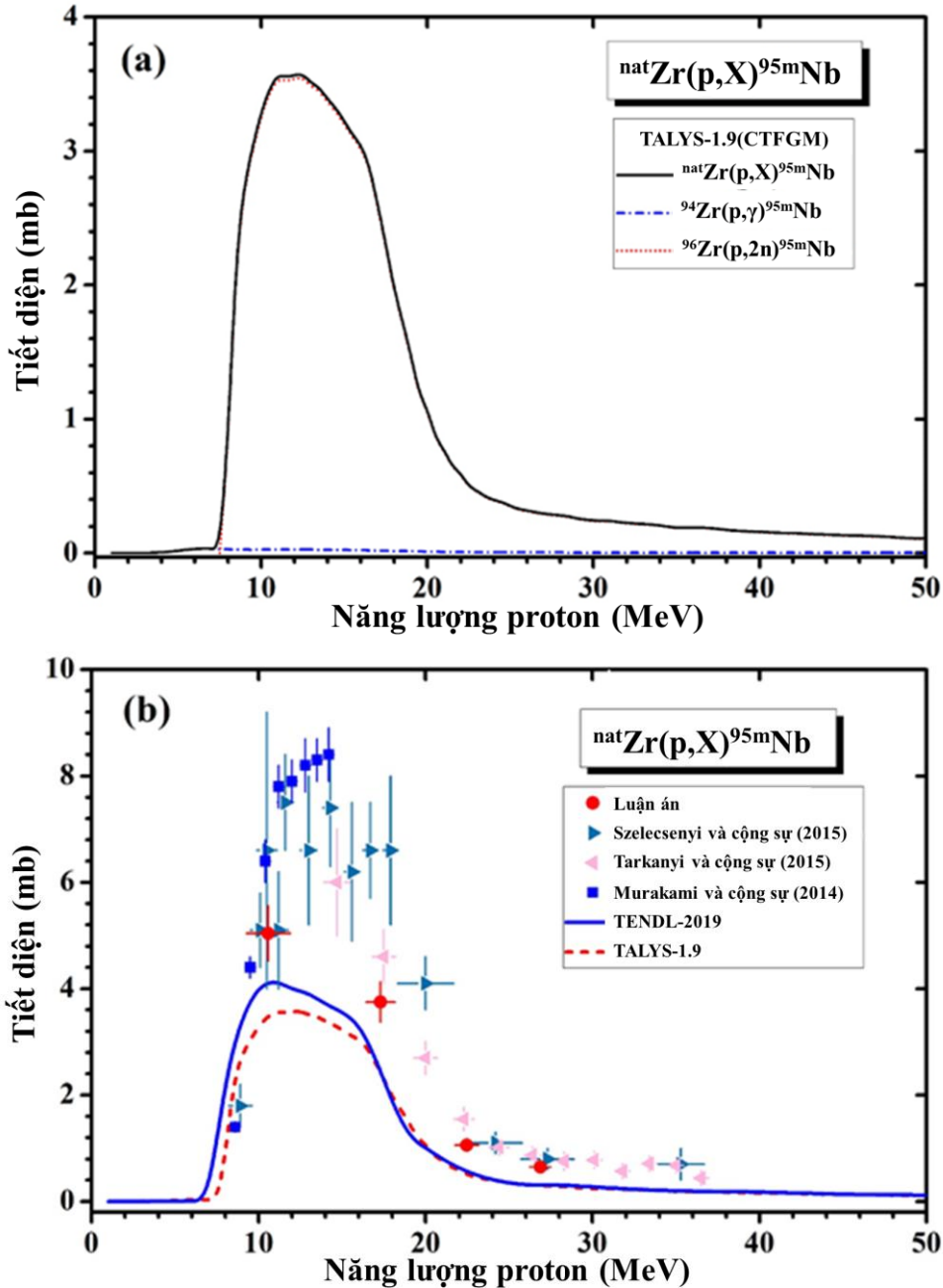
Trong dải năng lượng 10 – 25 MeV kết quả tiết diện đo được trong nghiên cứu này thấp hơn các kết quả thực nghiệm do các nhóm tác giả Murakami, Szelecsenyi, Tarkanyi và Michel công bố. Trong vùng năng lượng từ 25 đến 45 MeV, kết quả tiết diện đo được của luận án gần với dữ liệu được ghi nhận bởi Yang, Szelecsenyi, Michel và các cộng sự. [Bảng 4.2](#) và [Hình 4.3b](#) cũng cho thấy, các kết quả xác định tiết diện phản ứng thu được khá phù hợp với các kết quả tính toán lý thuyết trong thư viện số liệu hạt nhân TENDL-2019 và theo tính toán sử dụng TALYS-1.9. Trong toàn bộ dải năng lượng nghiên cứu từ ngưỡng phản ứng đến 45 MeV, kết quả của nghiên cứu này gần với kết quả tính toán lý thuyết hơn so với các kết quả đã được ghi nhận trước đó.

4.1.2. Hàm kích thích của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$.

Đồng vị ^{95m}Nb được tạo thành từ hai phản ứng hạt nhân $^{96}\text{Zr}(p, 2n)^{95m}\text{Nb}$, $^{94}\text{Zr}(p, \gamma)^{95m}\text{Nb}$ và từ phân rã beta của ^{95}Zr ($T_{1/2} = 64,032$ ngày) có tỷ số rẽ nhánh 1,13%. Đồng vị ^{95m}Nb được nhận diện qua tia gamma 235,69 keV (24,8%). Ta thấy rằng, đồng vị ^{95}Zr cũng phát ra bức xạ gamma 235,69 keV (0,27%). Vì vậy, để xác định được hoạt độ độc lập của ^{95m}Nb , cần xác định đóng góp của tia gamma 235,69 keV của ^{95}Zr . Đóng góp này được xác định bằng phương pháp tỷ số diện tích đỉnh của hai tia gamma 756,74 keV (54,38%) và 235,69 keV (0,27%) do ^{95}Zr phát ra.

Tính toán lý thuyết cho thấy tỷ số giữa số đếm do đóng góp của ^{95}Zr và số đếm toàn phần trong đỉnh gamma 235,69 keV tăng khi thời gian chờ tăng bởi vì chu kỳ bán rã của ^{95}Zr lớn gấp 18 lần chu kỳ bán rã của ^{95m}Nb . Vì vậy, các phản ứng này sẽ trở lên quan trọng nếu các phép đo được thực hiện với thời gian chờ dài hơn. Hơn

nữa tỷ số này cũng tăng khi năng lượng của chùm proton tới tăng bởi vì hàm kích thích của phản ứng hạt nhân tạo thành ^{95m}Nb đạt cực đại tại năng lượng 10 MeV trong khi đó hàm kích thích của phản ứng tạo thành ^{95}Zr đạt cực đại tại năng lượng cao hơn khoảng 30 MeV.



Hình 4.4. Tiết diện tích lũy đo được và tính toán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 kết hợp mẫu mật độ mức hạt nhân CTFGM đối với các phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p,X)^{95m}\text{Nb}$

Trong nghiên cứu này tiết diện độc lập của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ được xác định bởi công thức (4.5b). Hình 4.4a là kết quả tính toán lý thuyết tiết diện của các phản ứng riêng phần tạo thành ^{95m}Nb sử dụng chương trình TALYS dựa theo mẫu

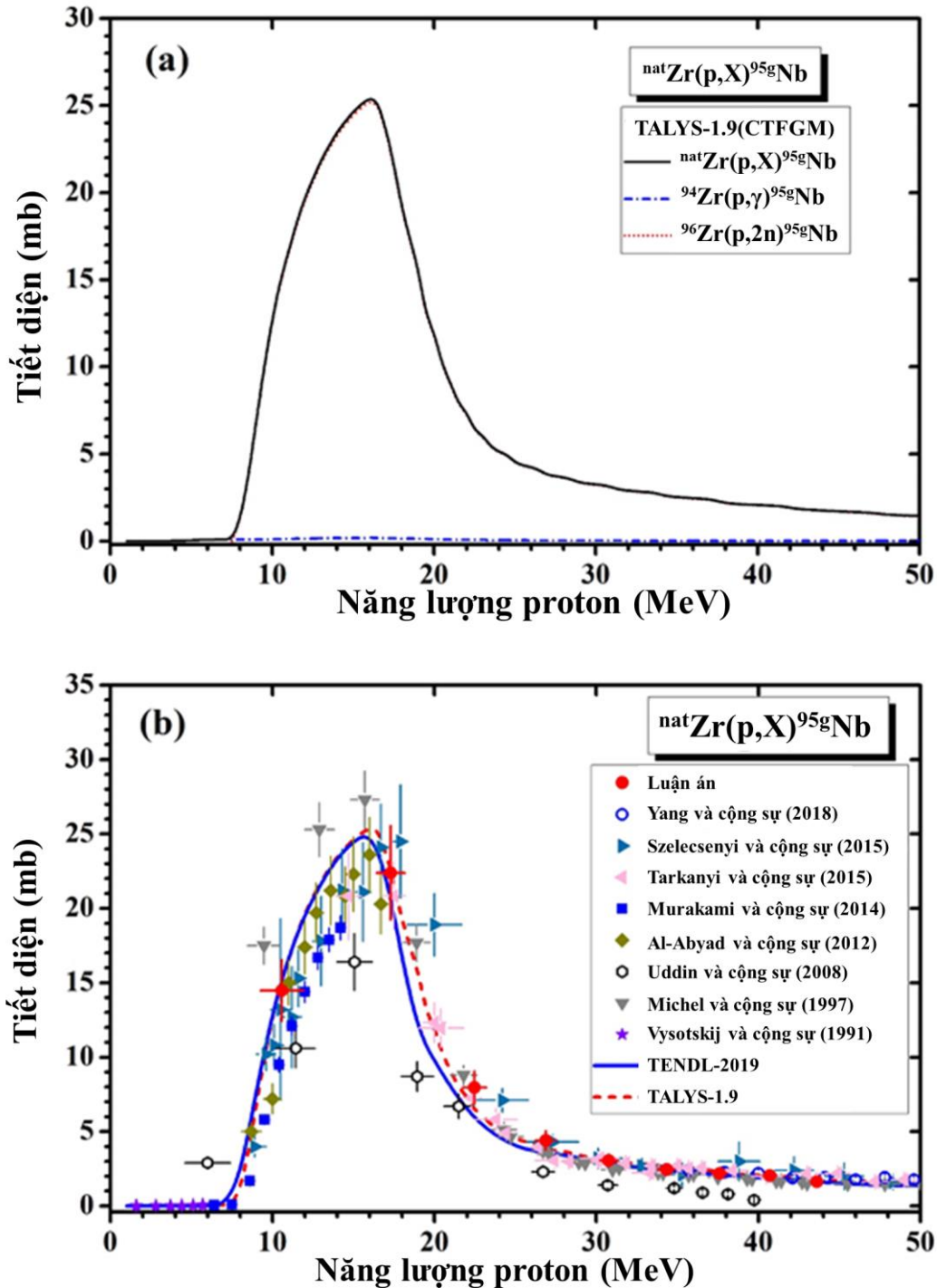
mật độ mức CTFGM. **Hình 4.4b** biểu diễn các kết quả tiết diện thực nghiệm và tính toán lý thuyết của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ cùng các số liệu tham khảo [91-93]. Chúng ta có thể thấy, hầu hết các kết quả thực nghiệm rất gần nhau ngoại trừ số liệu được ghi nhận bởi nhóm tác giả Murakami [91]. Trong dải năng lượng từ 10 đến 20 MeV các tính toán lý thuyết dùng TALYS 1.9 [47] và dữ liệu từ thư viện TENDL-2019 [104] khá thấp so với các kết quả thực nghiệm.

Trên **Hình 4.4b** chúng ta cũng thấy rằng, kết quả tiết diện đo được trong nghiên cứu này thấp hơn các kết quả thu được của các nhóm tác giả Murakami và Szelecsenyi trong dải năng lượng từ 10 đến 17 MeV. Tuy nhiên ở mức năng lượng 10,6 MeV và trong khoảng năng lượng từ 17 đến 30 MeV các kết quả thực nghiệm trong nghiên cứu này phù hợp tốt các nghiên cứu của Szelecsenyi; Tarkanyi. Sự chênh lệch trong dải năng lượng 10 đến 17 MeV có thể được giải thích là do sự khác nhau trong việc hiệu chỉnh đóng góp hoạt độ của ^{95}Zr tới tiết diện của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$. Tuy nhiên, kết quả đo được trong nghiên cứu này hoàn toàn phù hợp với các tính toán lý thuyết dựa trên TALYS 1.9 [47] và thư viện dữ liệu TENDL-2019 [104] trong dải năng lượng nghiên cứu.

4.1.3. Hàm kích thích của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$.

Đồng vị ^{95g}Nb được tạo ra từ hai phản ứng $^{96}\text{Zr}(p, 2n)^{95g}\text{Nb}$; $^{94}\text{Zr}(p, \gamma)^{95g}\text{Nb}$ và từ 2 kênh: phân rã beta của ^{95}Zr và dịch chuyển nội của ^{95m}Nb . Hoạt độ của ^{95g}Nb được xác định qua tia gamma 765,80 keV (99,81%). Theo sơ đồ phân rã **Hình 4.2** cả hai đồng vị ^{95}Zr , ^{95m}Nb đều phân rã tạo thành ^{95g}Nb . Vì vậy, để tính toán tiết diện độc lập tạo thành ^{95g}Nb từ phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$ cần tính đến các đóng góp này. Tiết diện được xác định theo phương trình (4.5c) là tiết diện độc lập của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$.

Hình 4.5a là kết quả tính toán lý thuyết tiết diện của các phản ứng riêng phần tạo thành ^{95g}Nb sử dụng chương trình TALYS. **Hình 4.5b** biểu diễn các kết quả thực nghiệm và tính toán lý thuyết tiết diện của phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p, X)^{95g}\text{Nb}$ cùng các số liệu tham khảo [90-97] và số liệu tính toán từ thư viện TENDL-2019 [104]. Nhìn chung trong giới hạn sai số cho phép, các kết quả thực nghiệm thu được trong nghiên cứu này tương đối phù hợp với các kết quả thực nghiệm khác cũng như các tính toán lý thuyết. Các kết quả nghiên cứu đã được công bố trên tạp chí quốc tế ISI [89].



Hình 4.5. Tiết diện tích lũy đo được và tính toán sử dụng TALYS 1.9 kết hợp mẫu mật độ mức hạt nhân CTFGM với các phản ứng ${}^{\text{nat}}\text{Zr}(p,X){}^{95\text{g}}\text{Nb}$.

4.2. Suất lượng bia dày của ${}^{95}\text{Zr}$, ${}^{95\text{m}}\text{Nb}$ và ${}^{95\text{g}}\text{Nb}$

Ngoài tiết diện phản ứng, suất lượng của các đồng vị phóng xạ tạo thành trong bia dày cũng là một loại số liệu quan trọng, nhất là đối với nhu cầu ứng dụng để sản xuất đồng vị phóng xạ hoặc phân tích kích hoạt dựa trên phản ứng hạt nhân với hạt tích điện [91,98,100,101]. Đại lượng này chính là hoạt độ của sản phẩm phản ứng ở

thời điểm kết thúc chiếu xạ được thực hiện với chùm hạt tới có dòng $1\mu\text{A}$ trong một giờ với giả thiết là năng lượng của chùm hạt tới được hấp thụ hoàn toàn trong bia.

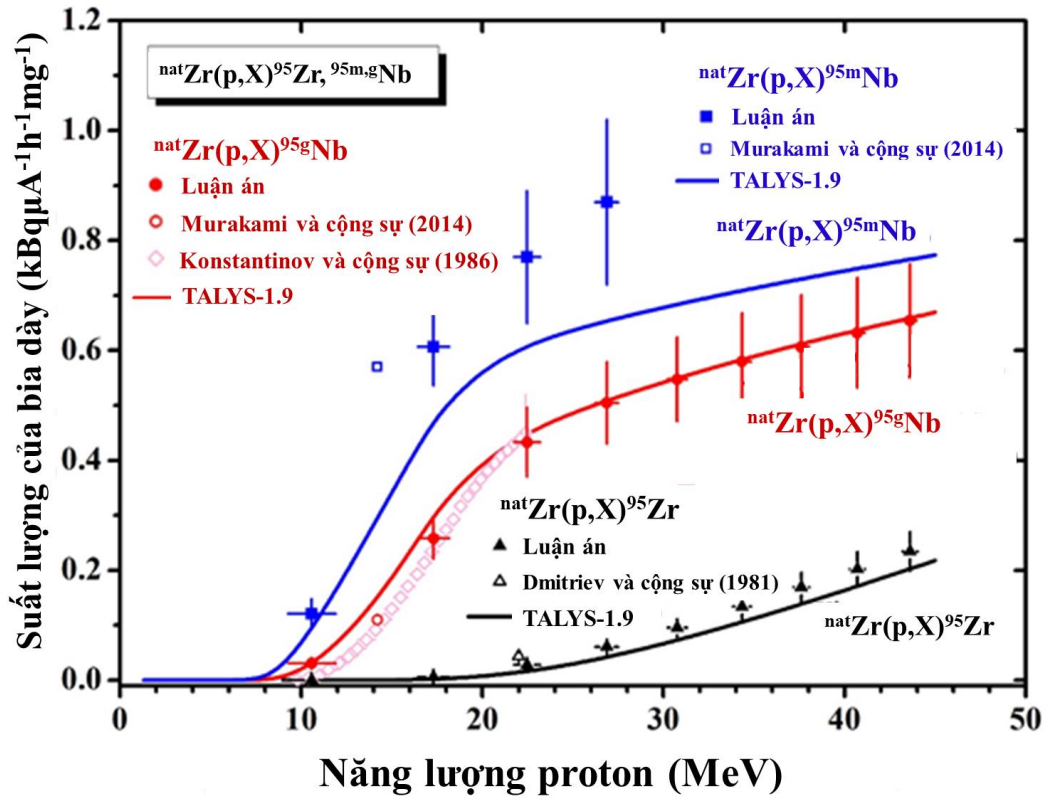
Trong nghiên cứu này, suất lượng của các đồng vị ^{95}Zr , $^{95\text{m}}\text{Nb}$ và $^{95\text{g}}\text{Nb}$ đối với bia dày được tính toán dựa vào kết quả tính tiết diện sử dụng chương trình TALYS 1.9 và năng suất hãm được tính bằng phần mềm SRIM-2003 [99]. Suất lượng thực nghiệm của các đồng vị phóng xạ ^{95}Zr , $^{95\text{m}}\text{Nb}$, $^{95\text{g}}\text{Nb}$ cũng được suy ra từ tiết diện đo được và khả năng hãm của vật liệu $^{\text{nat}}\text{Zr}$. **Bảng 4.3** tổng hợp các kết quả đo được và **Hình 4.6** biểu diễn kết quả tính toán theo TALYS cùng kết quả thực nghiệm.

Bảng 4.3. Suất lượng tạo thành các đồng vị ^{95}Zr , $^{95\text{m}}\text{Nb}$ và $^{95\text{g}}\text{Nb}$ từ các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p,X)$ trong bia dày.

| Năng lượng proton (MeV) | Suất lượng ($\text{MBq} \cdot \mu\text{A}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$) | | |
|-------------------------|--|--------------------------|--------------------------|
| | ^{95}Zr | $^{95\text{m}}\text{Nb}$ | $^{95\text{g}}\text{Nb}$ |
| $43,6 \pm 0,4$ | $0,23 \pm 0,04$ | - | $0,65 \pm 0,10$ |
| $40,7 \pm 0,4$ | $0,20 \pm 0,03$ | - | $0,63 \pm 0,10$ |
| $37,6 \pm 0,4$ | $0,16 \pm 0,03$ | - | $0,61 \pm 0,09$ |
| $34,3 \pm 0,5$ | $0,13 \pm 0,02$ | - | $0,58 \pm 0,09$ |
| $30,8 \pm 0,5$ | $0,09 \pm 0,02$ | - | $0,55 \pm 0,08$ |
| $26,9 \pm 0,6$ | $0,06 \pm 0,01$ | $0,87 \pm 0,15$ | $0,51 \pm 0,07$ |
| $22,5 \pm 0,7$ | $0,03 \pm 0,01$ | $0,77 \pm 0,12$ | $0,43 \pm 0,06$ |
| $17,3 \pm 0,9$ | $0,006 \pm 0,001$ | $0,61 \pm 0,07$ | $0,26 \pm 0,04$ |
| $10,6 \pm 1,3$ | $0,00010 \pm 0,00003$ | $0,12 \pm 0,03$ | $0,03 \pm 0,01$ |

Đối với đồng vị ^{95}Zr các kết quả thực nghiệm phù hợp với kết quả tính toán lý thuyết theo TALYS trong vùng năng lượng nghiên cứu. Ngoài ra kết quả đo được còn phù hợp với kết quả của nhóm tác giả Dmitriev [100]. Đối với đồng vị $^{95\text{m}}\text{Nb}$ kết quả đo được phù hợp với số liệu được công bố bởi Murakami [91], tuy nhiên các tính toán lý thuyết có giá trị thấp hơn các kết quả thực nghiệm. Đối với đồng vị $^{95\text{g}}\text{Nb}$ các kết quả thực nghiệm phù hợp với tính toán lý thuyết và khá phù hợp với các số liệu thực nghiệm của hai nhóm tác giả Murakami [91], Konstantinov [101]. Nhìn chung, các kết quả thực nghiệm thu được về suất lượng bia dày của ^{95}Zr , $^{95\text{g}}\text{Nb}$ là khá phù

hợp với dự đoán lý thuyết sử dụng TALYS 1.9 và dựa trên mẫu mật độ mức CTFGM, còn đối với đồng vị ^{95m}Nb thì kết quả thực nghiệm cao hơn các kết quả tính toán lý thuyết. Vì vậy cần có nhiều hơn số liệu nghiên cứu để so sánh và đánh giá mức độ tin cậy của mô hình lý thuyết và kết quả thực nghiệm cho phản ứng này. Các kết quả nghiên cứu đã được công bố trên tạp chí quốc tế ISI [89].



Hình 4.6. Suất lượng tạo thành các đồng vị ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb từ các phản ứng $^{nat}\text{Zr}(p,X)$ trên bia dày

4.3. Hàm kích thích của phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100g}\text{Rh}$

Theo kết quả tìm kiếm trong cơ sở dữ liệu hạt nhân, cho đến nay chỉ có một số ít các nghiên cứu về phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m,g}\text{Rh}$ đã công bố [105-107]. So sánh cho thấy các số liệu thực nghiệm và tính toán lý thuyết phù hợp với nhau trong vùng năng lượng thấp dưới 30 MeV. Tuy nhiên, trong vùng năng lượng cao hơn, các kết quả thực nghiệm nhỏ hơn so với các kết quả tính lý thuyết. Vì vậy, tiếp tục nghiên cứu nhằm cung cấp thêm số liệu là cần thiết để so sánh và đánh giá độ tin cậy của các quy trình thực nghiệm cũng như mức độ phù hợp của các mô hình lý thuyết. Các phản ứng hạt nhân trong nghiên cứu này và các thông số phân rã chính của chúng được thống kê trong Bảng 4.4.

Bảng 4.4. Các hạt nhân sản phẩm và các thông số phân rã chính

| Hạt nhân sản phẩm | Spin, J_π | Phân rã (%) | Chu kỳ bán rã | Năng lượng tia γ - E_γ (keV) | Cường độ tia γ I_γ (%) | Phản ứng |
|--------------------|------------------|-----------------------------|---------------|--|--------------------------------------|--------------------------------|
| ^{100m}Rh | 5+ | IT: 98,3 EC: 1,7 | 4,6 phút | 539,51 686,97 | 1,68 1,0 | $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)$ |
| ^{100g}Rh | 1 ⁻ | EC: 96,1 β^+ : 3,9 | 20,8 giờ | 446,1 539,51* 822,65 | 11,98 80,6 21,09 | $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)$ |
| ^{62}Zn | 0 ⁺ | EC: 100 | 9,26 giờ | 596,7* | 25,7 | $^{\text{nat}}\text{Cu}(p,X)$ |
| ^{65}Zn | 5/2 ⁻ | EC: 100 | 244,10 ngày | 1115,5* | 50,75 | $^{\text{nat}}\text{Cu}(p,X)$ |
| ^{100m}Ag | 2+ | IT - | 2,24 phút | 665,7 1115,8 1523,6 | 86,0 9,0 8,6 | $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,xn)$ |
| ^{100g}Ag | 5+ | EC: - | 2,01 phút | 665,7 750,8 | 99,0 78,0 | $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,xn)$ |
| ^{100}Pd | 0+ | EC: 100 | 3,63 ngày | 74,78 84,0* | 48,0 52,0 | $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)$ |

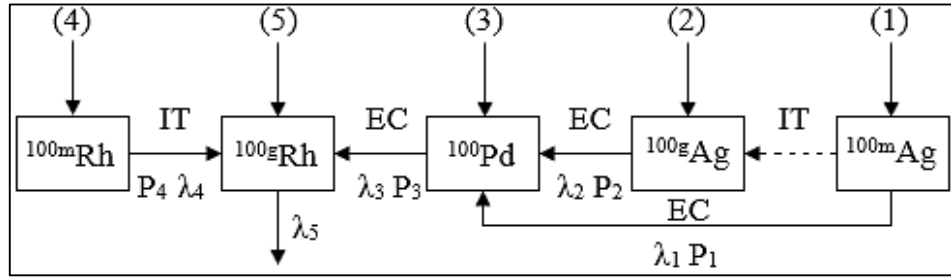
* là các tia gamma được sử dụng, x là số hạt phát ra, X là ký hiệu hạt bay ra

Như đã biết, đồng vị phóng xạ ^{100}Rh tồn tại ở cả trạng thái đồng phân, ^{100m}Rh ($T_{1/2} = 4,6$ phút) và trạng thái cơ bản, ^{100g}Rh ($T_{1/2} = 20,8$ giờ). Hạt nhân ở trạng thái ^{100m}Rh phân rã xuống trạng thái cơ bản ^{100g}Rh với hệ số chuyển dịch đồng phân (IT) là 98,3%. Trong nghiên cứu này các phép đo phổ gamma chỉ được thực hiện sau khi ^{100m}Rh đã phân rã hoàn toàn nên không đo được hoạt độ của ^{100m}Rh . Hoạt độ phóng xạ của ^{100g}Rh đo được thông qua tia gamma 539,51 keV (80,6%) sẽ bao gồm 100% hoạt độ của ^{100m}Rh và 98,3% hoạt độ của ^{100g}Rh . Dựa vào kết quả đo hoạt độ, nghiên cứu này sẽ xác định tiết diện tích lũy của các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)$ dẫn đến sự hình thành trạng thái cơ bản của hạt nhân ^{100}Rh , cụ thể là $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)^{100(g+0.983m)}\text{Rh}$.

Thực nghiệm được tiến hành với chùm proton trong dải năng lượng từ ngưỡng phản ứng đến 42,61 MeV. Một chồng mẫu gồm 10 mẫu trong đó có các lá Pd là mẫu chiếu được nghiên cứu và các lá Cu làm mẫu tham chiếu. Các lá kim loại khác được sử dụng vào các nghiên cứu khác đồng thời có tác dụng làm suy giảm năng lượng của

chùm proton. Các mẫu được sắp xếp như trên [Hình 2.7](#), thời gian chiếu là một giờ với chùm proton cường độ 100 nA và đường kính 10 mm.

Sau khi kích hoạt, đo phổ gamma và phân tích số liệu đã nhận thấy một số đồng vị phóng xạ khác cũng được tạo thành từ các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Pd}(p,X)$. Các đồng vị phóng xạ này tiếp tục phân rã trở thành ^{109g}Rh , đó là: (1) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m}\text{Ag}$ ($T_{1/2}=2,24$ phút), (2) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100g}\text{Ag}$ ($T_{1/2}=2,01$ phút), (3) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100}\text{Pd}$ ($T_{1/2}=3,63$ ngày), và (4) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m}\text{Rh}$ ($T_{1/2}=4,6$ phút). Các đồng vị phóng xạ ^{100m}Rh và ^{100}Pd phân rã trực tiếp xuống ^{100g}Rh . Các đồng vị phóng xạ ^{100m}Ag và ^{100g}Ag phân rã xuống ^{100}Pd và sau đó ^{100}Pd phân rã xuống ^{100g}Rh . [Hình 4.7](#) minh họa chi tiết các chuỗi phân rã của các đồng vị phóng xạ dẫn tới ^{100g}Rh , trong đó *IT* và *EC* là các quá trình chuyển đổi đồng phân và bắt electron, *P* và λ là hệ số phân nhánh và hằng số phân rã [102].



Hình 4.7. Sơ đồ minh họa các đồng vị phóng xạ được tạo thành từ các phản ứng hạt nhân (1) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m}\text{Ag}$, (2) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100g}\text{Ag}$, (3) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100}\text{Pd}$, (4) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m}\text{Rh}$, và (5) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100g}\text{Rh}$ phân rã để trở thành ^{100g}Rh .

Căn cứ vào những phân tích đã trình bày ở trên và sơ đồ phân rã phóng xạ trên [Hình 4.7](#) có thể nhận thấy để xác định hoạt độ của $^{100(g+0.983m)}\text{Rh}$ cần hiệu chỉnh đóng góp của ^{100m}Ag , ^{100g}Ag và ^{100}Pd . Tổng hoạt độ của ^{100m}Ag , ^{100g}Ag và ^{100}Pd đóng góp vào ^{100g}Rh được xác định dựa trên kết quả đo tia gamma 84,0 keV (52%) phát ra từ ^{100}Pd . Từ kết quả đo hoạt độ của ^{100}Pd cũng có thể xác định tiết diện tích lũy của nó, $\sigma_{\text{cum}}(^{100}\text{Pd})$ [102]. Để thực hiện, chúng tôi thiết lập hệ phương trình vi phân mô tả tốc độ tạo thành từng đồng vị phóng xạ sau đây:

$$\frac{dN_1}{dt} = R_1 - \lambda_1 N_1, \quad (4.6a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - \lambda_2 N_2 + (I - P_1) \lambda_1 N_1, \quad (4.6b)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_3 - \lambda_3 N_3 + P_1 \lambda_1 N_1 + \lambda_2 N_2, \quad (4.6c)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = R_4 - \lambda_4 N_4, \quad (4.6d)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = R_5 - \lambda_5 N_5 + P_4 \lambda_4 N_4 + \lambda_3 N_3, \quad (4.6e)$$

trong đó: N_i ($i = 1 - 5$) là số số hạt nhân sản phẩm tại thời điểm t , R_i ($= N_0 \phi_p \sigma_i$) là tốc độ phản ứng, N_0 , ϕ_p , và σ_i là số hạt nhân bia, thông lượng proton và tiết diện của phản ứng, λ_i là hằng số phân rã và P_i là hệ số dịch chuyển đồng phân (IT).

Giải hệ phương trình (4.6a- 4.6e) có xét đến một số điều kiện cụ thể như thời gian bán rã của ^{100m}Ag , ^{100g}Ag và ^{100m}Rh rất ngắn so với của ^{100g}Rh và ^{100}Pd , quá trình chuyển đổi của ^{100m}Ag thành ^{100g}Ag không đáng kể nên có thể bỏ qua và các phép đo hoạt độ phóng xạ gamma được bắt đầu sau thời gian chờ đủ dài để các đồng vị có thời gian ngắn phân rã hết sẽ nhận được giá trị tiết diện tích lũy, σ_{cum} của phản ứng hạt nhân tạo thành trạng thái cơ bản từ hai kênh: (1) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100g}\text{Rh}$ và (2) $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m}\text{Rh}$ phân rã xuống ^{100g}Rh với hệ số phân nhánh $P_4 = 98,3 \%$ như sau:

$$\sigma_{cum} = \sigma_{100(g+0.983m)} \text{Rh} = \sigma_5 + P_4 \sigma_4 \approx \frac{S_5}{N_0 \phi_p I_3 \varepsilon_5 F_5 f_5} - \frac{\lambda_3 F_5 - \lambda_5 F_3}{(\lambda_3 - \lambda_5) F_5} [\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3] \quad (4.7)$$

$$\text{trong đó: } \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \approx \frac{S_3}{N_0 \phi_p I_3 \varepsilon_3 F_3 f_3} \quad (4.8)$$

Hoạt độ phóng xạ của đồng vị ^{100g}Rh được xác định thông qua diện tích đỉnh phổ (S_5) của tia gamma 539,51 keV (80,6%). Hoạt độ phóng xạ của ^{100}Pd được xác định thông qua diện tích đỉnh phổ (S_3) của tia gamma 84,0 keV (52%). Hoạt độ phóng xạ của các đồng vị phóng xạ ^{62}Zn và ^{65}Zn là sản phẩm của các phản ứng tham chiếu $^{nat}\text{Cu}(p,X)$ sử dụng để xác định thông lượng của chùm proton được xác định thông qua các tia gamma 596,7 keV (25,7%) của ^{62}Zn và 1115,5 keV (50,75%) của ^{65}Zn . Các tia gamma sử dụng trong tính toán đã được hiệu chỉnh tự hấp thụ trong mẫu, nhưng hiệu ứng trùng phùng tổng của các tia gamma được bỏ qua vì khi đo phổ gamma các mẫu được đặt cách detector trên 10 cm.

Tiết diện của phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Pd}(p,X)$ tạo thành ^{100g}Rh trong dải năng lượng từ ngưỡng của phản ứng đến 42,61 MeV được tổng hợp trên [Bảng 4.5](#). Bằng công thức truyền sai số ta xác định được sai số tổng cộng khi xác định tiết diện thực nghiệm từ 10-15%. Cột thứ nhất của [Bảng 4.5](#) là năng lượng của chùm proton đến các mẫu Pd được tính bằng SRIM 2003. Cột (2) và (3) tiết diện tạo thành

$^{100(g+0,983m)}\text{Rh}$ từ phản ứng $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)^{100m,g}\text{Rh}$ được xác định bằng thực nghiệm và tính toán được trích từ thư viện TENDL-2017 [103].

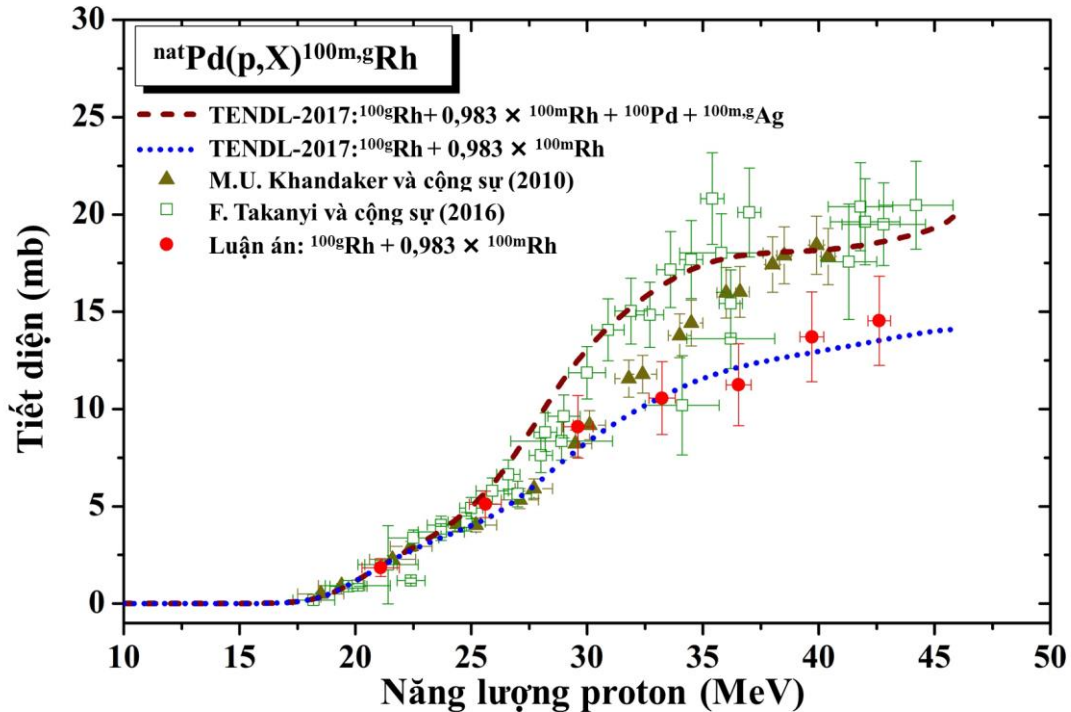
Hình 4.8 biểu diễn các kết quả thực nghiệm và tính toán lý thuyết theo TENDL-2017 cùng các số liệu tham khảo của các nhóm tác giả Tarkanyi [107] và Khandaker [105]. So sánh các kết quả thực nghiệm mà nghiên cứu đo được với các kết quả thực nghiệm của các nhóm tác giả khác cho thấy, các kết quả thu được khá phù hợp với các kết quả tính toán lý thuyết và số liệu của các tác giả khác ở vùng năng lượng dưới 30 MeV. Tuy nhiên, ở vùng năng lượng trên 30 MeV vẫn còn sự sai khác đáng kể giữa các kết quả thực nghiệm. Để tìm ra nguyên nhân của sự chênh lệch này, nghiên cứu đã tính tiết diện tích lũy của phản ứng hạt nhân tạo thành ^{100}Pd từ phản ứng $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)^{100m,g}\text{Pd}$ và từ quá trình phân rã của ^{100m}Ag , ^{100g}Ag bằng tổng $\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3$ được thể hiện trên cột (4, 5) của Bảng 4.5.

Bảng 4.5. Tiết diện tạo thành ^{100g}Rh và ^{100}Pd trong các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)$.

| Năng lượng proton (MeV) ⁽¹⁾ | Tiết diện phản ứng (mb) | | | |
|--|--|---|--|---|
| | Thực nghiệm $\sigma_{\text{sum}}(\text{Rh})$ ⁽²⁾ | TENDL-2017 $\sigma_{\text{sum}}(\text{Rh})$ ⁽³⁾ | Thực nghiệm $\sigma_{\text{cum}}(^{100}\text{Pd})$ ⁽⁴⁾ | TENDL-2017 $\sigma_{\text{cum}}(^{100}\text{Pd})$ ⁽⁵⁾ |
| 8,37±1,57 | - | - | - | - |
| 15,72±1,00 | - | - | - | - |
| 21,09±0,81 | 1,85 ± 0,46 | 1,95 | - | 0,004 |
| 25,61±0,69 | 5,11±0,68 | 4,24 | 0,44 ± 0,11 | 1,23 |
| 29,60±0,65 | 9,59±1,51 | 8,08 | 1,92 ± 0,38 | 4,77 |
| 33,23±0,57 | 10,56±2,16 | 11,23 | 4,09 ± 0,61 | 6,28 |
| 36,54±0,54 | 11,25±2,53 | 12,31 | 5,22 ± 0,73 | 5,94 |
| 39,70±0,51 | 13,71±2,62 | 12,87 | 4,66 ± 0,65 | 5,03 |
| 42,61±0,49 | 14,54±2,53 | 13,64 | 3,96±10,55 | 4,31 |

Để có sự so sánh, đánh giá chi tiết hơn, trên Hình 4.8 biểu diễn thêm đường cong tiết diện tạo thành ^{100g}Rh từ số liệu tính toán của thư viện TENDL-2017 [103] trên cơ sở của các phản ứng trực tiếp $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)^{100g}\text{Rh}$ và phân rã của các đồng vị ^{100m}Rh , ^{100}Pd , ^{100m}Ag và ^{100g}Ag . Ta thấy rằng đường mô tả các giá trị tính toán cho

$^{100g}\text{Rh} + 0,983 \times ^{100m}\text{Rh} + ^{100}\text{Pd} + ^{100m,g}\text{Ag}$ theo TENDL-2017 thì gần hơn với các số liệu tham khảo [105, 107]. Hơn nữa các kết quả tính toán lý thuyết và thực nghiệm cho $^{100g}\text{Rh} + 0,983 \times ^{100m}\text{Rh}$ trong nghiên cứu này cũng rất phù hợp với nhau.

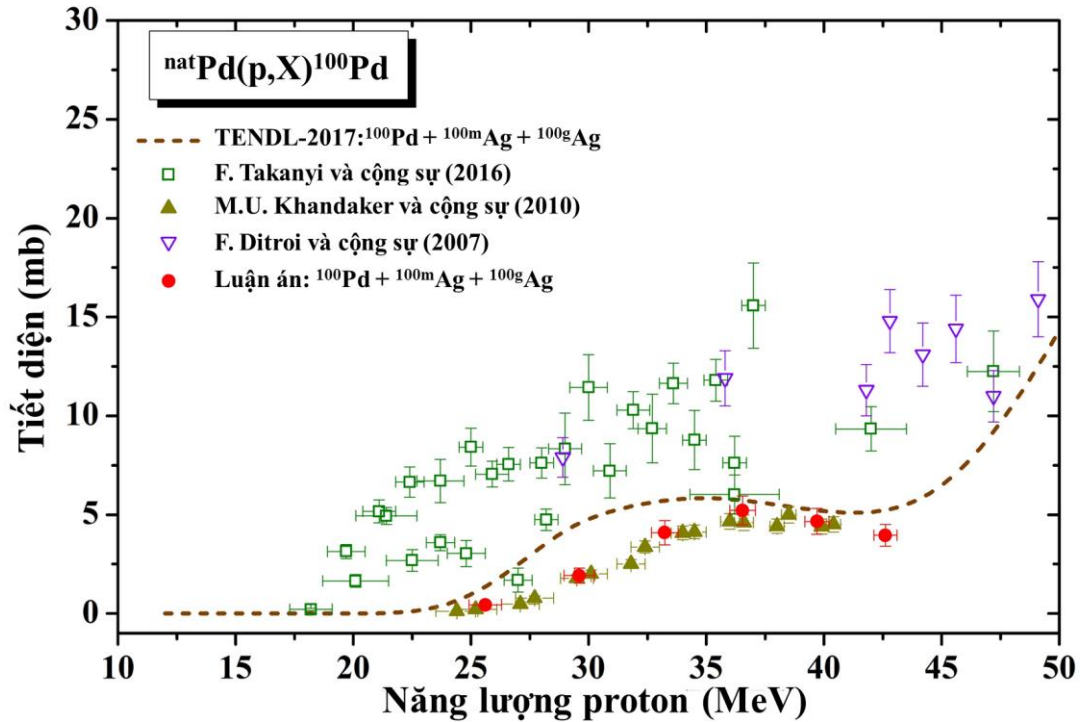


Hình 4.8. Hàm kích thích tích lũy của các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100m,g}\text{Rh}$ trong vùng năng lượng từ 10 đến 50 MeV.

Trong trường hợp phản ứng $^{nat}\text{Pd}(p,X)^{100}\text{Pd}$, đồng vị ^{100}Pd được tạo thành trực tiếp từ các phản ứng $^{nat}\text{Pd}(p,X)$, và từ sự phân rã của ^{100m}Ag và ^{100g}Ag . Hoạt độ của ^{100}Pd được xác định thông qua đỉnh gamma 84,0 keV (52%). Hình 4.9 là kết quả xác định hàm kích thích được biểu diễn cùng các số liệu tham khảo [105-107] cũng như các tính toán lý thuyết từ TENDL-2017 [103].

Chúng ta có thể nhận thấy các kết quả thực nghiệm thu được là phù hợp tốt với số liệu của nhóm tác giả Khandaker [105] và gần hơn với các tính toán lý thuyết từ TENDL-2017 [103] trong dải năng lượng đến 45 MeV, nhưng thấp hơn kết quả thực nghiệm của nhóm tác giả Ditroi [106] và Tarkanyi [107]. Ở vùng năng lượng cao hơn 45 MeV, tiết diện tích lũy tạo thành ^{100}Pd tăng nhanh theo năng lượng của proton tới. Nghĩa là đóng góp của ^{100}Pd cùng với ^{100m}Ag và ^{100g}Ag trong sự hình thành ^{100g}Rh có thể gây ra một sai số đáng kể nếu chúng ta không trừ đi phần đóng góp do phân rã vào tiết diện của $^{100(g+0,983m)}\text{Rh}$. Hầu hết các phản ứng hạt nhân dẫn đến sự tạo

thành ^{100}Pd , $^{100\text{m}}\text{Ag}$ và $^{100\text{g}}\text{Ag}$ có năng lượng ngưỡng tương đối cao $^{102}\text{Pd}(p,X)^{100}\text{Pd}$ ($E_{\text{th}} = 18,84 \text{ MeV}$), $^{104}\text{Pd}(p,X)^{100}\text{Pd}$ ($E_{\text{th}} = 36,45 \text{ MeV}$), $^{102}\text{Pd}(p,3n)^{100}\text{Ag}$ ($E_{\text{th}} = 26,70 \text{ MeV}$) và $^{104}\text{Pd}(p,5n)^{100}\text{Ag}$ ($E_{\text{th}} = 44,30 \text{ MeV}$). Tính toán định lượng hàm kích thích đối với sự tạo thành ^{100}Pd trong các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)$ chỉ ra đóng góp quan trọng của ^{100}Pd vào tiết diện tạo thành $^{100(\text{g}+0,983\text{m})}\text{Rh}$, đặc biệt ở vùng năng lượng trên 40 MeV. Các kết quả nghiên cứu đã được công bố trên tạp chí quốc tế ISI [102]



Hình 4.9. Hàm kích thích của các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,X)^{100}\text{Pd}$ trong vùng năng lượng từ 10 MeV đến 50 MeV.

KẾT LUẬN VÀ KIẾN NGHỊ

Bản luận án trình bày các kết quả nghiên cứu về phản ứng hạt nhân gây bởi bức xạ hãm có năng lượng cực đại trong dải 50-70 MeV, sau cộng hưởng lưỡng cực không lò và proton năng lượng trong dải từ ngưỡng phản ứng tới khoảng 45 MeV. Luận án xác định các tham số đặc trưng như tiết diện, suất lượng, tỷ số suất lượng của các cặp hạt nhân đồng phân tạo thành sau phản ứng. Trong nghiên cứu thực nghiệm đã áp dụng phương pháp kích hoạt kết hợp với đo phổ gamma trễ của các hạt nhân dư. Các đồng vị phóng xạ tạo thành sau phản ứng được nhận diện căn cứ vào chu kỳ bán rã và năng lượng của các tia gamma. Các giá trị tiết diện, suất lượng và tỷ số suất lượng,... được xác định dựa trên kết quả đo hoạt độ phóng xạ của các hạt nhân sản phẩm sử dụng hệ phổ kế gamma với detêctơ bán dẫn gecmani siêu tinh khiết HPGe. Phổ gamma được xử lý bằng các phần mềm Gamma Vision, Fitpeak và Origin. Các số liệu thực nghiệm cũng được so sánh với tính toán lý thuyết sử dụng mã TALYS. Nhằm nâng cao độ chính xác của các số liệu thực nghiệm, trong thực nghiệm đã áp dụng chế độ chiếu, phơi, đo mẫu và xử lý số liệu phù hợp với điều kiện của từng thí nghiệm.

Các kết quả chính của luận án bao gồm:

1. Kết quả nghiên cứu về phản ứng quang hạt nhân:

1.1. Đã xác định được suất lượng của các phản ứng hạt nhân sinh nhiều hạt ${}^{\text{nat}}\text{Sr}(\gamma, xnyp)$ ${}^{82}\text{Sr}$, ${}^{83(m+g)}\text{Sr}$, ${}^{85m}\text{Sr}$, ${}^{85g}\text{Sr}$, ${}^{87m}\text{Sr}$, ${}^{81(g+0.976m)}\text{Rb}$, ${}^{82m}\text{Rb}$, ${}^{83g}\text{Rb}$, ${}^{84(m+g)}\text{Rb}$, ${}^{86(m+g)}\text{Rb}$ gây bởi bức xạ hãm năng lượng cực đại 55, 60 và 65 MeV [51]. Đây là những kết quả đầu tiên được công bố. Suất lượng phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt $(\gamma, xnyp)$ tăng theo năng lượng kích thích và giảm theo số nucleon phát ra. Phân tích cho thấy, các kết quả thực nghiệm thu được phù hợp tốt với kết quả tính lý thuyết sử dụng mã TALYS-1.95 kết hợp mô hình mật độ mức CTFGM.

1.2. Lần đầu tiên xác định và công bố kết quả tỷ số suất lượng của trạng thái spin cao đối với trạng thái spin thấp của các cặp đồng phân:

- (1) ${}^{137m,g}\text{Ce}$ tạo thành từ phản ứng quang hạt nhân ${}^{141}\text{Pr}(\gamma, X)$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 50, 60 và 70 MeV [52]. Tỷ số suất lượng của cặp đồng phân ${}^{137m,g}\text{Ce}$ tiếp tục tăng phản ánh sự hình thành trạng thái spin cao vẫn được ưu tiên hơn so với trạng thái spin thấp. Các kết quả thực nghiệm phù hợp tương đối tốt với tiên đoán lý thuyết sử dụng mã TALYS-1.95 kết hợp với 3 mẫu mật độ mức CTFGM, BSFGM và GSGM.

- (2) cặp hạt nhân đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ tạo thành từ phản ứng quang hạt nhân $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, xn)$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 50, 55, 60 và 65 MeV [53]. Tỷ số suất lượng của cặp đồng phân $^{179m,g}\text{W}$ có xu thế bão hòa phản ánh sự gia tăng vai trò của cơ chế trực tiếp đối với phản ứng quang hạt nhân $^{\text{nat}}\text{W}(\gamma, xn)^{179m,g}\text{W}$ trong dải năng lượng kích thích 50-65 MeV.

1.3. Đã thu được kết quả nghiên cứu về tiết diện tích phân của các phản ứng quang hạt nhân: (1) $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109g}\text{Pd}$ và $^{110}\text{Pd}(\gamma, X)^{108m}\text{Rh}$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 70 MeV [58]; (2) $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)^{197-x}\text{Au}$ với bức xạ hãm năng lượng cực đại 60 MeV [70]. So sánh cho thấy kết quả tính toán sử dụng mã TALYS kết hợp với mô hình mật độ mức SFHM và hàm lực gamma HFBCS phù hợp tốt với kết quả thực nghiệm. Ngoài ra, xu hướng bão hòa của tiết diện tích phân là cơ sở để xác nhận rằng không xuất hiện đỉnh cộng hưởng thứ hai sau đỉnh cộng hưởng thứ nhất trong vùng năng lượng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ.

2. Kết quả nghiên cứu về hàm kích thích của phản ứng hạt nhân với proton:

2.1. Đã xác định bằng thực nghiệm và tính toán lý thuyết tiết diện (hàm kích thích) của các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, ^{95m}Nb , ^{95g}Nb theo năng lượng kích thích với proton trong dải năng lượng từ 10,6 tới 43,6 MeV [89] và $^{\text{nat}}\text{Pd}(p, X)^{100m,g}\text{Rh}$ với proton trong dải năng lượng từ 21,09 tới 42,61 MeV [102]. Đối với phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Pd}(p, X)^{100g}\text{Rh}$ đã phát hiện và hiệu chỉnh sự đóng góp của các hạt nhân phóng xạ $^{100m,g}\text{Ag}$ và ^{100}Pd vào ^{100g}Rh mà các nghiên cứu trước đó đã bỏ qua. Nhờ vậy, đã thu được kết quả có độ chính xác cao và phù hợp tốt với tiên đoán lý thuyết, sử dụng mã TALYS-1.9. Ngoài ra, hiện tại trong dải năng lượng dưới 25 MeV vẫn có sự khác biệt đáng kể giữa kết quả thực nghiệm và tính toán lý thuyết nên các dữ liệu thu được, đặc biệt là tiết diện của các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$ và $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$ là rất cần thiết, được sử dụng vào việc kiểm định sự phù hợp của các mô hình hạt nhân.

2.2. Đã xác định thực nghiệm và tính toán lý thuyết suất lượng của ^{95}Zr , ^{95m}Nb và ^{95g}Nb tạo thành từ các phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$, ^{95m}Nb , ^{95g}Nb trong dải năng lượng từ 10,6 đến 43,6 MeV đối với bia dày $^{\text{nat}}\text{Zr}$ [89]. Các kết quả cho biết suất lượng của ^{95m}Nb và ^{95g}Nb tạo thành từ các phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95m}\text{Nb}$, ^{95g}Nb có xu hướng tăng chậm lại và bão hòa tại năng lượng khoảng 25 MeV. Do đó, khi chế tạo các đồng vị phóng xạ ^{95m}Nb và ^{95g}Nb sử dụng phản ứng $^{\text{nat}}\text{Zr}(p, X)^{95}\text{Zr}$ thì năng lượng chùm proton cao khoảng 25 MeV sẽ đạt hiệu quả kinh tế cao.

Tóm lại, nghiên cứu đã thu được và đóng góp cho thư viện số liệu hạt nhân Quốc tế trên 100 số liệu hạt nhân là những tham số quan trọng, đặc trưng cho phản ứng như tiết diện, tiết diện tích phân, suất lượng và tỷ số suất lượng. Các kết quả đã được đánh giá và so sánh với kết quả thực nghiệm của các tác giả khác và/hoặc các kết quả tính lý thuyết sử dụng mã TALYS phiên bản mới nhất có thể. Trong số các số liệu hạt nhân đã công bố có nhiều số liệu mới, có độ chính xác cao, có thể sử dụng làm cơ sở để kiểm định độ tin cậy của các mô hình lý thuyết. Một số đồng vị phóng xạ còn có tiềm năng sử dụng trong lĩnh vực y học phóng xạ.

Trên cơ sở phân tích các kết quả thu được từ nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân đã góp phần làm rõ một số thông tin về vai trò của năng lượng kích thích đối với cơ chế của phản ứng trong dải năng lượng sau vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, nơi mà vai trò của các cơ chế phản ứng tiền cân bằng và cơ chế trực tiếp ngày càng tăng. Do đó, bên cạnh mối quan tâm chung về vật lý hạt nhân cơ bản, tiết diện của phản ứng hạt nhân nói chung và của photon hay proton nói riêng trong vùng năng lượng trung bình có tầm quan trọng ngày càng tăng đối với nhiều ứng dụng. Vì vậy, việc tiếp tục nghiên cứu là rất cần thiết.

Tác giả luận án luôn mong muốn được tiếp tục nghiên cứu về phản ứng hạt nhân theo hướng mà đề tài luận án đã tiến hành, trong đó ưu tiên đối với những phản ứng hạt nhân sinh nhiều hạt ($\gamma, xnyp$) và ($p, xnyp$). Để thu được các số liệu hạt nhân có độ chính xác cao, có giá trị trong nghiên cứu khoa học và ứng dụng thực tiễn, sẽ cần phải nỗ lực hơn nữa để hiệu chỉnh tối đa các nguồn sai số do các hiệu ứng vật lý và kỹ thuật gây ra. Đồng thời nâng cao hiệu quả tính toán, trước hết là sử dụng các mã TALYS phiên bản mới nhất, kết hợp với sự lựa chọn các tham số đầu vào thích hợp cho từng phản ứng hạt nhân cụ thể.

CÁC CÔNG TRÌNH KHOA HỌC LIÊN QUAN ĐẾN NỘI DUNG LUẬN ÁN

1. N.V. Do, N.T. Luan, N. T. Xuan, K.T. Thanh, N.T. Hien, G. Kim. *Multiparticle $^{nat}Sr(\gamma, xnyp)$ reactions induced with bremsstrahlung end-point energies of 55, 60, and 65 MeV*. Chinese Physics C, 2022, 46(9), 094003.
2. N.V. Do, N.T. Luan, N. T. Xuan, P.D. Khue, N.T. Hien, G. Kim and M.H. Cho. *Measurement of yield ratios for the isomeric pair $^{137m,g}Ce$ in the $^{141}Pr(\gamma, x)^{137m,g}Ce$ reaction induced with 50-, 60-, and 70 MeV bremsstrahlung end-point energies*. Radiat. Phys. Chem, 2020, 176, 109016
3. N.V. Do, P.D. Khue, N.T. Xuan, B. V. Loat, N. T. Hien and G. Kim. *Yield ratios of the isomeric pair $^{179m,g}W$ produced in the $^{nat}W(\gamma, xn)^{179m,g}W$ reactions with 50-65 MeV Bremsstrahlung*. Commun. Phys, 2017, 27(3), 181-191.
4. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Xuan, K.T. Thanh, B.V. Loat, N.T. Hien, G. Kim. *Measurement of the integrated cross section of $^{110}Pd(\gamma, n)^{109m}Pd$, $^{110}Pd(\gamma, n)^{109g}Pd$, and $^{110}Pd(\gamma, x)^{108m}Rh$ reactions with 70 MeV bremsstrahlung*. Radiat. Phys. Chem, 2023, 203A, 110598.
5. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Xuan, P.D. Khue, K.T. Thanh, B.V. Loat, N.T. Hien and G. Kim. *Integrated cross sections of the photo-neutron reactions induced on ^{197}Au with 60 MeV bremsstrahlung*. Commun. Phys, 2020, 30(1), 49-60.
6. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Hien, G. Kim, N.T. Xuan, K.T. Thanh. *Excitation functions and thick target yields of the $^{nat}Zr(p, x)^{95}Zr$, ^{95m}Nb , ^{95g}Nb reactions*, Eur. Phys. J. A, 2020, 56, 194.
7. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Xuan, N.T. Hien, G. Kim, K. Kim. *Measurement of cross sections for the formation of ^{100g}Rh in $^{nat}Pd(p, x)^{100m,g}Rh$ reactions up to 42,61 MeV*. J. Radioanal. Nucl. Chem, 2019, 321, 117-123.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Nguyễn Văn Đỗ. *Các phương pháp phân tích hạt nhân*. Nhà xuất bản Đại học Quốc gia, 2004, Hà Nội.
2. Trần Đức Thiệp. *Máy gia tốc*. Nhà xuất bản Khoa học và Kỹ thuật, 2002, Hà Nội
3. K.N. Mukhin. *Experimental nuclear physics*. Physics of atomic nucleus. Mir Publisher, 1987, Vol. 1.
4. J.R. Wu and C.C. Chang. *Pre-equilibrium particle decay in the photonuclear reactions*. Phys. Rev, 1977, C 16,1812.
5. N.K. Glendenning. *Direct nuclear reaction*. World Scientific, 2004, Singapore.
6. A. Kamal. *Nuclear Physics*. Springer 2014.
7. G. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 1988, Second edition.
8. M.S. Livingston, H.A. Bethe. *Nuclear physics C. Nuclear Dynamics, Experimental*. Rev. Mod. Phys. 9, 1937, 245.
9. R.B. Firestone. *Table of Isotopes*. Wiley-Interscience 1996.
10. E. Hayward. *Photonuclear reaction*. Radiation research National Bureau of Standards, 1970, Washington D.C.
11. G. Rudstam. *The evaporation step in spallation reactions*. Nucl. Phys A, 1969, 126, 401-427.
12. A. Zilges, D.L. Balabanski, J. Isaak, N. Pietralla. *Photonuclear reactions- From basic research to applications*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2022, 122, 103903.
13. R.A.Aliev, A.B. Priselkova, V.V. Khankin, V.G.Petrov, S.S.Belyshev, A.A. Kuznetsov. *Production of medical radioisotope ^{167}Tm by photonuclear reactions on natural Ytterbium*. Nucl. Instr. Meth. B, 2021, 508, 19-23.
14. M.V. Zheltonozhskaya, V.A. Zheltonozhsky, E.N. Lykova, A.P. Chernyaev, V.N. Iatsenko. *Production of Zirconium-89 by photonuclear reactions*. Nucl. Instr. Meth. B, 2020, 470, 38-41.

15. S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, B.S. Ishkhanov, V.V. Khankin, A.S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V.I. Shvedunov, K.A. Stopani. *Studying photonuclear reactions using the activation technique*. Nucl. Instr. Meth. B, 2014, 745, 133-137.
16. M.S. Rahman, K. Kim, N.T. Hien, G.N. Kim, H. Naik, S.C. Yang, S.G. Shin, Y.U. Kye, M.H. Cho. *Measurement of flux-weighted average cross sections of $^{nat}\text{In}(\gamma, xn)$ reactions and isomeric yield ratios of $^{112m,g,111m,g,110m,g}\text{In}$ with bremsstrahlung*. Eur. Phys. J. A, 2020, 56, 235.
17. M. Zaman, G.N. Kim, H. Naik, K.S. Kim, Y.S. Cho, Y.O. Lee, S.G. Shin, M.H. Cho, Y.R. Kang. *Measurement of flux-weighted average cross-sections of $^{nat}\text{Zn}(\gamma, xn)$ reactions in the bremsstrahlung end-point energies of 50, 55, 60, and 65 MeV*. Nucl. Phys. A, 2017, 960, 22–35.
18. E. Vagna, S. Stoulos. *Average cross section measurement for $^{162}\text{Er}(\gamma, n)$ reaction compared with theoretical calculation using TALYS*. Nucl. Phys. A, 2017, 957, 259–273.
19. J. Safar, L. Lakosi. *Integrated cross sections for excitation of nuclear isomers by inelastic photon scattering at giant resonance*. J. Radioanal. Nucl. Chem, 2014, 95, 26–29.
20. T. Sekine, K. Yoshihara, L. Lakosi, Zs. Nemet, A. Veres. *Integral cross section of the $^{99}\text{Tc}(\gamma, \gamma')^{99m}\text{Tc}$ reaction in the 15-50 MeV energy region*. Appl. Radiat. Isot. 1991, 42(2), 149–153
21. J. Tickner, R. Bencardino, G. Roach. *Measurement of activation yields for platinum group elements using bremsstrahlung radiation with end-point energies in the range 11-14 MeV*. Nucl. Instr. Meth. B, 2010, 268, 99-105.
22. R.A. Aliev, S.S. Belyshev, E.B. Furkina, V.V. Khankin, A.A. Kuznetsov, L.Z. Dzhilavyan, A.B. Priselkova, B.S. Ishkhanov. *Photonuclear production of medically relevant radionuclide ^{47}Sc* . J. Radioanal. Nucl. Chem, 2020, 326, 1099 – 1106.
23. T.T. Sugihara and I. Halpern. *Photonuclear yields from Arsenic at 140 MeV and 320 MeV*. Phys. Rev, 1956, 101, 1768 - 1771.

24. W.B. Walters, J. R. Van Hise, W.L. Swizer and J.P. Hummel. *Photonuclear reactions above the giant resonance: Ratios of $(\gamma, 2n)$ to (γ, pn) yields in ^{50}Cr , ^{54}Fe , ^{89}Y and ^{92}Mo* . Nucl. Phys. A, 1970, 157, 73 - 80.
25. D. Kolev. *Studies of some isomeric yield ratios produced with bremsstrahlung*. Appl. Radiat. Isot, 1998, 49, 989-995.
26. H. Naik, G.N. Kim, R. Schwengner, K. Kim, M. Zaman, S.C. Yang, S.G. Shin, Y.U. Kye, R. Massarczyk, R. John, A. Junghans, A. Wagner, A. Goswami, M.H. Cho. *Measurement of isomeric ratios for $^{89g,m}\text{Zr}$, $^{91g,m}\text{Mo}$, and $^{97g,m}\text{Nb}$ in the bremsstrahlung end-point energies of 16 and 45–70 MeV*. Eur. Phys. J. A, 2016, 52, 47.
27. I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky, A.N. Savrasov, N. Strilchuk. *Isomeric yield ratios in nuclei ^{190}Ir and $^{150,152}\text{Eu}$* . Phys. Rev. C, 2009, 79(1), 014615.
28. I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky, I. Kadenko, E.V. Kulich. *Isomeric Ratios of (γ, p) and (γ, α) Reactions on $^{117m, g}\text{In}$* . Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics, 2008, 72(11), 1569-1572.
29. M.G. Davydov, A.R. Mikhelev, and I.B. Rakhmanov. *Isomeric ratios of the yields of (γ, n) reactions on $^{121,123}\text{Sb}$* . Atomic Energy, 1998, 84, 66-69.
30. T.D. Thiep, T.T. An, N.T. Vinh, P.V. Cuong, G. Belov, O. D. Maslov, and T. T.T. My. *Study on the Isomeric Ratios of (γ, p) Photonuclear Reactions with Isotopes and in the Giant Dipole Resonance Region*. Physics of Particles and Nuclei Letters, 2007, 5, 397- 402.
31. T.D. Thiep, T.T. An, N.T. Khai, P.V. Cuong, N.T. Vinh, A.G. Belov, O.D. Maslo. *Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural Selenium induced by brvemsstrahlungs with end-point energies in the giant dipole resonance region*. J. Radioanal. Nucl. Chem, 2012, 292, 1035–1042.
32. T.D. Thiep, T.T. An, P.V. Cuong, N.T. Vinh. *The isomeric ratios in photonuclear reactions of natural barium induced by bremsstrahlungs with end-point energies in the giant dipole resonance region*. J. Radioanal. Nucl. Chem, 2011, 292, 1035–1042.

33. T.D. Thiep, T.T. An, P.V. Cuong, N.T. Vinh, A. G. Belov. *Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural holmium and lutetium induced by bremsstrahlungs with endpoint energies in the giant dipole resonance region.* J. Radioanal Nucl. Chem, 2011, 290, 515–524.
34. T.D. Thiep, T.T. An, P.V. Cuong, N.T. Vinh, N.T. Hue, B.M. Belov, A.G. Maslov, O.D. My, T.T.T. Gustova. *Isomeric ratio of ^{137m}Ce to ^{137g}Ce produced in $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$ photonuclear reaction induced by end-point bremsstrahlung energies from 14 to 17.21 to 23 and at 19 MeV.* J. Radioanal. Nucl. Chem, 2017, 311, 887-892.
35. T.D. Thiep, T.T. An, P.V. Cuong, N.T. Vinh, G. V. Mishinski, V. I. Zhemenik, B. N. Markov. *Study of the isomeric ratio of fission product ^{135}Xe produced in the photo-fission of ^{232}Th and ^{233}U induced by end-point bremsstrahlung energy of 13.5 MeV.* J. Radioanal Nucl. Chem, 2015, 303, 99–106.
36. N.V. Do, P.D. Khue, K.T. Thanh, G. Kim, M.W. Lee, K.S. Kim, S.C. Yang, E. Kim, M.H. Cho, W. Namkung. *Isomeric yield ratios for the $^{nat}\text{Sb}(\gamma, xn)^{120m,g}, ^{122m,g}\text{Sb}$ reactions measured at 40-, 45-, 50-, 55-, and 60-MeV bremsstrahlung energies.* Nucl. Instr. Meth. Phys. B, 2012, 283, 40–45.
37. N.V. Do, P.D. Khue, K.T. Thanh, N.T. Hien, G. Kim, K. Kim, S.G. Shin, Y.U. Kye, M.H. Cho. *Measurement of isomeric yield ratios of $^{99m,g}, ^{101m,g}, ^{102m,g}\text{Rh}$ in the $^{nat}\text{Pd}(\gamma, pxn)$ reactions with the bremsstrahlung endpoint energies of 50–70 MeV.* Appl. Radiat. Isot, 2017, 128, 148-153.
38. N.V. Do, P.D. Khue, K.T. Thanh, N.T. Hien, B.V. Loat, S.C. Yang, K. Kim, G. Kim, T.Y. Song, S.G. Shin, M.H. Cho, Y.U. Kye, M.W. Lee. *Isomeric yield ratios for the $^{nat}\text{Ag}(\gamma, xn)^{106m,g}, ^{104m,g}\text{Ag}$ photonuclear reactions induced by 40-, 45-, 50-, 55-, and 60-MeV bremsstrahlung.* Nucl. Instr. Meth. Phys. B, 2015, 342, 188-193.
39. N.V. Do, P.D. Khue, K.T. Thanh, T.H. Nam, M.S. Rahman, K.S. Kim, M.W. Lee, G.N. Kim, H.S. Lee, M.H. Cho, I.S. Ko, W. Namkung. *Measurement of isomeric yield ratios for the $^{44m,g}\text{Sc}$ isomeric pairs produced from ^{45}Sc and ^{nat}Ti targets at 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung.* J. Radioanal. Nucl. Chem, 2011, 287, 813-820.

40. N.V. Do, K.T. Thanh, P.D. Khue, N.T. Hien, G.N. Kim, K. Kim, S.G. Shin, M.H. Cho, Y.U. Kye. *Yield ratios of the $^{85m,g}\text{Sr}$ isomeric pair formed in $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xn)$ reactions.* Radiat. Phys. Chem, 2018, 149, 54-60.
41. N.V. Do, P.D. Khue, K.T. Thanh, L.T. Son, M.S. Rahman, K.S. Kim, M. Lee, G. Kim, Y. Oh, H.S. Lee, M.H. Cho, I.S. Ko and W. Namkung. *Isomeric yield ratios for the formation of $^{44m,g}\text{Sc}$ in the $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)$, $^{nat}\text{Ti}(\gamma, xnp)$, $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)$ and $^{nat}\text{Cu}(\gamma, xn8p)$ reactions with 2.5 GeV bremsstrahlung.* Nucl. Instr. Meth. B, 2008, 267, 5080-5086.
42. M.W. Herman, et al. *EMPIRE-3.2 Malta modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation Users Manual.* INDS (NDS), 2013, BNL-101378.
43. C.H.M., Broeders, et al. *ALICE/ASH - Pre-compound and evaporation model code system for calculation of excitation functions, energy and angular distributions of emitted particles in nuclear reactions at intermediate energies.* IAEA, 2006, 7183.
44. I.H. Sarpun, H. Ozdogan, K. Tasdoven, H. A. Yalim, A. Kaplan. *Theoretical photoneutron cross-section calculations on Osmium isotopes by Talys and Empire codes.* Modern Physics Letters A, 2019, 34, 1950210.
45. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P.G. Young, S. Goriely, T. Belgya, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire. *RIPL- Reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations.* Nucl. Data Sheets, 2009, 110, 3107-3214.
46. A.J. Koning, D. Rochman D. *Modern nuclear data evaluation with the TALYS code system.* Nucl Data Sheets, 2012, 113, 2841–2934.
47. A.J. Koning, S. Hilaire, S. Goriely. *TALYS User Manual. A Nuclear Reaction Program.* Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), 2017, 1755, The Netherlands.
48. A.J. Koning, S. Hilaire, S. Goriely. *Global and local level density models.* Nucl. Phys. A, 2008, 810, 13–76.

49. J.S. Hendricks, W.M. Gregg, L.F. Michael, R.J. Michael, C.J. Russell, W.D. Joe, P.F. Joshua, B.P. Denise, S.W. Laurie, M.W. Johnson. *MCNPX 2.6 Extensions*. Los Alamos National Laboratory Report, 2008, LA-UR-08-2216.
50. *NuDat 2.6*, 2011, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, updated 2011.
51. N.V. Do, N.T. Luan, N. T. Xuan, K.T. Thanh, N.T. Hien, G. Kim. *Multiparticle $^{nat}Sr(\gamma, xnyp)$ reactions induced with bremsstrahlung end-point energies of 55, 60, and 65 MeV*. Chinese Physics C, 2022, 46(9), 094003.
52. N.V. Do, N.T. Luan, N. T. Xuan, P.D. Khue, N.T. Hien, G. Kim and M.H. Cho. *Measurement of yield ratios for the isomeric pair $^{137m,g}Ce$ in the $^{141}Pr(\gamma, x)^{137m,g}Ce$ reaction induced with 50-, 60-, and 70 MeV bremsstrahlung end-point energies*. Radiat. Phys. Chem, 2020, 176, 109016.
53. N.V. Do, P.D. Khue, N.T. Xuan, B. V. Loat, N. T. Hien and G. Kim. *Yield ratios of the isomeric pair $^{179m,g}W$ produced in the $^{nat}W(\gamma, xn)^{179m,g}W$ reactions with 50-65 MeV Bremsstrahlung*. Commun. Phys, 2017, 27(3), 181-191.
54. K. Fang, Y. Xiang, Y. Han, X. Kong, T. Wang, R. Liu and L. Jiang. *Cross-section measurement for the reactions producing short-lived nuclei induced by neutrons around 14 MeV*. Appl. Radiat. and Isot, 2008, 66, 1104.
55. K. Fang, Y. Xiang, Y. Han, X. Kong, T. Wang, R. Liu and L. Jiang. *Measurements of activation cross-sections for $^{165}Ho(n, 2n)^{164g}Ho$ and $^{180}W(n, 2n)^{179g}W$ reactions induced by neutrons around 14 MeV*. Radiat. Meas, 2009, 44(1), 68-71.
56. L.Z. Dzhilavyan, V.L. Kauts, V.I. Furman, A.Y. Chuprikov. *Some questions of population of isomeric states*. Yad. Fiz, 1990, 51/2, 336-344.
57. A. Demekhina, A.S. Danagulyan, G.S. Karapetyan. *Experiment Analysis of Isomeric Ratios in (gamma, n) and (gamma, p) Reactions around Giant-Resonance Energies*. Physics of Atomic Nuclei, 2002, 65, 365 -370.
58. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Xuan, K.T. Thanh, B.V. Loat, N.T. Hien, G. Kim. *Measurement of the integrated cross section of $^{110}Pd(\gamma, n)^{109m}Pd$* ,

- $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{gPd}$, and $^{110}\text{Pd}(\gamma, x)^{108\text{m}}\text{Rh}$ reactions with 70 MeV bremsstrahlung.* Radiat. Phys. Chem, 2023, 203A, 110598.
59. M.S. Rahman, M. Lee, K.S. Kim, G. Kim, E. Kim, M.H. Cho, V. Shvetshov, P.D. Khue, N. Van Do. *Measurement of isomeric-yield ratios of $^{109\text{m,g}}\text{Pd}$ and $^{115\text{m,g}}\text{Cd}$ with 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung.* Nucl. Instr. Meth. Phys. B, 2012, 276, 44–50.
 60. A.N. Vodin, O.S. Deiev, I.S. Timchenko, S.N. Olejnik. *Cross-sections for the $^{27}\text{Al}(\gamma, x)^{24}\text{Na}$ multiparticle reaction at $E_{\gamma\text{max}} = 35\text{--}95$ MeV.* Eur. Phys. J. A, 2021, 57, 207.
 61. R.A. Mayer, W.B. Walters, J.P. Hummel. *Cross sections for the $^{16}\text{O}(\gamma, 2n)$, $^{19}\text{F}(\gamma, 2pn)$, $^{27}\text{Al}(\gamma, 2pn)$, $^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)$ and $^{51}\text{V}(\gamma, \alpha 3n)$ reactions to 300 MeV.* Nucl. Phys. A, 1968, 122, 606–624
 62. T.K. Deague, E.G. Muirhead, B.M. Spicer. *Structure in the giant resonance of ^{108}Pd and of ^{110}Pd .* Nucl. Phys. A, 1969, 139, 501–512.
 63. A.G. Belov, Y.P. Gangrsky, A.P. Tonchev, N.P. Balabanov. *Excitation of isomeric states $1h11/2$ in (γn) reactions.* Yad. Fiz, 1996, 59, 585.
 64. V.M. Mazur, Z.M. Bigan, V.L. Lyamayev, D.M. Symochko. *Excitation cross sections of the $11/2$ -isomeric states of the ^{109}Pd and ^{111}Cd nuclei for (γn) reactions in the gamma quantumrange of 8–18 MeV.* Ukr. J. Phys, 2007, 52(8), 744-747.
 65. A.G. Belov, Y.P. Gangrskii, K.K. Gudima, P. Zuzaan. *Integral cross sections of photonuclear reactions near the giant dipole resonance.* Atomic Energy, 2000, 88, 408-413.
 66. S.M. Qaim, F. Tárkányi, P. Obložinský, K. Gul, A. Hermanne, M.G. Mustafa, F.M. Nortier, B. Scholten, Y. Shubin, S. Takács, Y. Zhuang. *Charged particle cross-section database for medical radioisotope production: diagnostic radioisotopes and monitor reactions.* IAEA-TECDOC-1211, 2001, Vienna.
 67. A.V Varlamov, et al. *Atlas of giant dipole resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections.* INDC (NDS)-394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999, 1–311.

68. R.S. Tilbury, L. Yafee. *Nuclear isomers $^{197m,g}\text{Hg}$, $^{195m,g}\text{Hg}$, and $^{196m,g}\text{Au}$ formed by bombardment of gold with protons of energies from 8 to 60 MeV.* Canadian. J. Chem, 1963, 41, 2634-2641.
69. A.P. Tonchev, P.G. Kondev, H.G. Hristov, Y.P. Gangrsky, N.P. Balabanov, V.D. Tcholakov. *Isomeric yield ratio of ^{134}I in photofission of ^{232}Th and ^{238}U .* J. Radioanal. Nucl. Chem, 1991, 155, 299-309.
70. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Xuan, P.D. Khue, K.T. Thanh, B.V. Loat, N.T. Hien and G. Kim. *Integrated cross sections of the photo-neutron reactions induced on ^{197}Au with 60 MeV bremsstrahlung.* Commun. Phys, 2020, 30(1), 49-60.
71. C. Plaisir, F. Hannachi, F. Gobet, M. Tarisien, M. M. Aleonard, V. Meot, G. Gosselin, P. Morel, and B. Morillon. *Measurement of the $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ cross-section in the energy range 10-19 MeV with bremsstrahlung photons.* Eur. Phys. J. A, 2012, 48, 68.
72. V.V. Varlamov, N.N. Peskov, D.V. Rudenko and M.E. Stepanov. *Nuclear Constants.* INDC(CCP), 2003, 440, 1-2.
73. A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos and A. Lepretre. *Photoneutron cross sections of ^{208}Pb and ^{197}Au .* Nucl. Phys. A, 1970, 159, 561-572.
74. I.V. Makarenkov, Kyaw Kyaw Htun. *Report in Moscow State Univ. Inst. of Nucl. Phys. Reports*, 2007, 2, 823.
75. A.N. Ermakov, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, Kyaw Kyaw Htun, I.V. Makarenkov, V.N. Orlin and V.I. Shvedunov. *Multineutron photodisintegration of the ^{197}Au nucleus behind the giant dipole resonance.* Physics of Atomic Nuclei, 2008, 71(3), 397.
76. D.R. Sachdev, and L. Yaffe. *Isomer ratios for the $^{88}\text{Sr}(p,xn)$ and $^{88}\text{Sr}(p,p3n)$ reactions.* Canadian. J. Chem, 1967, 45, 2711-2721.
77. H.J. Kim, S.J. Noh, J. R. Kang, M.W. Lee, D.H. Jeong, J.K. Kim, K.M. Yang, T.I. Ro, S.G. Shin, Y.U. Kye, M.H. Cho, G.N. Kim. *Measurement of isomeric yield ratio in the photo-production of 133m,g ; $^{137m,g}\text{Ce}$ from ^{nat}Ce using 55-, 60-, and 65-MeV bremsstrahlung.* Nucl. Instr. Meth.B, 2015, 349, 141-146.

78. H. Ozdogan, M. Sekerci, A. Kaplan. *Investigation of gamma strength functions and level density models effects on photon induced reaction cross-section calculations for the fusion structural materials $^{46,50}\text{Ti}$, ^{51}V , ^{58}Ni and ^{63}Cu* . Appl. Radiat. Isot, 2019, 143, 6-10.
79. S. Stoulos, E. Vagena. *Indirect measurement of bremsstrahlung photons and photoneutrons cross sections of ^{204}Pb and Sb isotopes compared with TALYS simulations*. Nucl. Phys A, 2018, 980, 1-14.
80. A.E.M. Khater, Y.Y. Ebaid. *A simplified gamma-ray self-attenuation correction in bulk samples*. Appl. Radiat. Isot, 2008, 66, 407–413
81. P.D. Khue, N.V Do, L.T. Anh. *Cross Sections for the $^{nat}\text{Zr}(p,xn)^{89,90}\text{Nb}$ Reactions Induced by 27.7 MeV Protons*. Commun. Phys, 2015, 25, 257–263.
82. N.T. Hien, N.V. Do, N.T. Luan, G. Kim, K. Kim, M.S. Uddin, H. Naik. *Excitation functions and cross section ratios for the formation of the isomeric pairs $^{102m,g};^{101m,g};^{99m,g}\text{Rh}$ in the $^{nat}\text{Pd}(p,2pxn)$ reactions*. Nucl. Instr. Meth. B, 2018, 429, 1-8.
83. R. Krishnan, M.K. Asumdi. *Zirconium alloys in nuclear technology*. Proc. Indian Acad. Sci, 1981, 4, 44-51.
84. M.V. Glazoff. *Modeling of some physical properties of zirconium alloys for nuclear applications in support of UED campaign*. Idaho National Laboratory UFD Campaign, Idaho Fall, Idaho, 2013, 83415.
85. D.O. Northwood. *The development and applications of zirconium alloys*. Materials & Design, 1985, 6(2), 58-70.
86. S. Pomme, S.M. Collins. *Unbiased equations for ^{95}Zr – ^{95}Nb chronometry*. Appl. Radiat. Isot, 2014, 90, 234-242.
87. V. Radchenko, P. Bouziotis, T. Tsotakos, et al. *Labeling and preliminary in vivo assessment of niobium-labeled radioactive species: A proof-of-concept study*. Nuclear Medicine Biology, 2016, 43, 280 -287.
88. M.U. Khandaker, A.K.M.M.H. Meaze, K.S. Kim, D.C. Son, G.N. Kim. *Measurements of the proton-induced reaction cross-sections of ^{nat}Mo by using*

- the MC50 cyclotron at the Korean Institute of Radiological and Medical Sciences.* J Korean Phys Soc, 2006, 48, 821–826
89. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Hien, G. Kim, N.T. Xuan, K.T. Thanh. *Excitation functions and thick target yields of the $^{nat}\text{Zr}(p,x)$ ^{95}Zr , ^{95m}Nb , ^{95g}Nb reactions,* Eur. Phys. J. A, 2020, 56, 194.
90. S.C. Yang, M.H. Jung, G.N. Kim, Y.O. Lee. *Measurement of production cross sections in proton induced reactions on natural zirconium.* Nucl. Instr. Meth. B, 2018, 436, 179-185.
91. M. Murakami, H. Haba, S. Goto, J. Kanaya, H. Kudo. *Production cross sections of niobium and tantalum isotopes in proton-induced reactions on $^{(nat)}\text{Zr}$ and $^{(nat)}\text{Hf}$ up to 14 MeV.* Appl. Radiat. Isot, 2014, 90, 149-162.
92. F. Szelecsényi, G.F. Steyn, Z. Kovács, C. Vermeulen, K. Nagatsu, M.R. Zhang, K. Suzuki. *Excitation functions of $^{nat}\text{Zr}+p$ nuclear processes up to 70MeV: New measurements and compilation.* Nucl. Instr. Meth. B, 2015, 343, 173-191.
93. F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, A. Hermanne, M. Al-Abyad, H. Yamazaki, M. Baba, M.A. Mohammad. *New activation cross section data on longer lived radio-nuclei produced in proton induced nuclear reaction on zirconium.* Appl. Radiat. Isot, 2015, 97, 149-158.
94. R. Michel, R. Bodemann, H. Busemann, et al. *Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium-energy protons from the target elements C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba and Au.* Nucl. Instr. Meth. B, 1997, 129, 153-160.
95. M. Al-Abyad, A.S. Abdel-Hamid, F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács, U. Seddik, I.I. Bashter. *Cross-section measurements and nuclear model calculation for proton induced nuclear reaction on zirconium.* Appl. Radiat. Isot, 2012, 70, 257-267.
96. M.S. Uddin, M.U. Khandaker, K.S. Kim, Y.S. Lee, M.W. Lee, G.N. Kim. *Excitation functions of the proton induced nuclear reactions on natural zirconium.* Nucl. Instr. Meth. B, 2008, 266, 13-24.

97. O.N. Vysotskij, A.V. Gonchar, O.K. Gorpinich, S.N. Kondrat'ev, V.S. Prokopenko, S.B. Rakitin, V.D. Sklyarenko, V.V. Tokarevskij. *In Proceedings of 41th Conferences on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure*. Minsk, Belarus, 1991, 41, 486
98. N. Otuka, S. Takács. *Definitions of radioisotope thick target yields*. *Radiochim. Acta*, 2015, 103, 1-6.
99. J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. *SRIM 2003 code. The Stopping and Range of Ions in Solids*. *Nucl. Instr. Meth. B*, 2004, 219-220, 1027-1036.
100. P.P. Dmitriev, G.A. Molin. *Radionuclide yields for thick targets at 22 MeV proton energy*. International Nuclear Data Committee, INDC (CPP), 1982, 188/L, 1-10
101. I.O. Konstantinov, P.P. Dmitriev, V.I. Bolotskikh. *Activation of zirconium, niobium, and tantalum in a cyclotron*. *Soviet Atomic Energy*, 1986, 60, 390-395.
102. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Xuan, N.T. Hien, G. Kim, K. Kim. *Measurement of cross sections for the formation of ^{100g}Rh in $^{nat}\text{Pd}(p,x)^{100m,g}\text{Rh}$ reactions up to 42,61 MeV*. *J. Radioanal. Nucl. Chem*, 2019, 321, 117-123.
103. A.J. Koning, D. Rochman, S.C. VanderMarck, et al. *TENDL-2017, TALYS-based evaluated nuclear data library*. Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), 2017.
104. A.J. Koning, D. Rochman, et al. *TENDL-2019: TALYS-based evaluated nuclear data library*. *IAEA(NDS)*, 2019.
105. M.U. Khandaker, K.S. Kim, G. N. Kim, N. Otuka. *Cyclotron production of the $^{105,106m}\text{Ag}$, $^{100,101}\text{Pd}$, $^{100,101m,105}\text{Rh}$ radionuclides by $^{nat}\text{Pd}(p,x)$ nuclear processes*. *Nucl. Instr. Meth. B*, 2010, 268, 2303–2311
106. F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, I. Mahunka, J. Csikai, A. Hermanne, M.S. Uddin, M. Hagiwara, M. Baba, T. Ido, Y. Shubin, A.I. Dityuk. *Measurement of activation cross sections of the proton induced nuclear reactions on palladium*. *J. Radioanal. Nucl. Chem*, 2007, 272, 231–235.

107. F. Tárkányi, F. Ditrói, S. Takács. *Activation cross sections of proton induced nuclear reactions on palladium up to 80 MeV*. Appl. Radiat. Isot, 2016, 114, 128–144.
108. N.V. Do, N.T. Luan, N.T. Hien, G. Kim, K.T. Thanh, P.D. Khue and B.V. Loat. *Excitation function for the production of ^{96}Nb in the $^{nat}\text{Zr}(p,x)$ reaction*. Commun. Phys, 2021, 31, 179-188.
109. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and S. Yu. Troschiev. *Photonuclear Reactions on Mercury Isotopes in the Region of the Giant-Dipole-Resonance Energy*. Physics of Atomic Nuclei, 2011, 74(5), 706–713.
110. F. Ditrói, F. Tárkányi, S. Takács, A. Hermanne. *Activation cross-sections of proton induced reactions on vanadium in the 37–65 MeV energy range*. Nucl. Instr. Meth. B, 2016, 381, 16-22.

PHỤ LỤC

P.1. Phụ lục máy gia tốc và detector

Bảng P.1.1: Một số thông số kỹ thuật của máy gia tốc KIRAMS-MC50.

| | | |
|-----------|--------------------------------|----------------------------------|
| Nguồn ion | Nguồn ion lạnh PIG | |
| | Max.Arc current/Voltage | 2A/3Kv |
| | Catốt | LaB6(N=1); HfC(N=2) |
| Nam châm | K | 50 |
| | Số séc tơ | 3 |
| | Khe giữa phần cao/ phần thấp | 11.5/20.5cm |
| | Góc của phần cao | ~70 |
| | Từ trường cực đại của phần cao | 2.05 Tesla |
| | Từ trường trung bình cực đại | 1.75 Tesla |
| | Bán kính tách dòng | 57cm |
| | Đường kính cực | 155cm |
| | Góc xoắn cực đại | 55 ⁰ |
| | Số vòng cuộn dây nam châm | 16(H)x20(W) |
| RF | Số điều hòa | h=1: push-pull h=2: push-push |
| | Thế Dee | 30-50 kV |
| | Góc của Dee | 90 ⁰ |
| | Tần số RF | 15.5~26.8 |
| | Kích thước chùm | 20mm |
| | Công suất ra cực đại | 30kW |

Bảng P.1.2. Giá trị các hệ số làm khớp xác định hiệu suất ghi đối với detector HPGe

| | a ₀ | a ₁ | a ₂ | a ₃ | a ₄ | a ₅ |
|----------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| d1=1,0cm | -393,9016 | 312,0436 | -98,6961 | 15,52465 | -1,21798 | 0,03812 |
| d2=2,5cm | -177,68126 | 107,08996 | -22,52418 | 1,61196 | 0,03203 | -0,00612 |
| d3= 5cm | -445,63331 | 364,466 | -119,7658 | 19,63794 | -1,60981 | 0,05274 |
| d4=10cm | -141,82261 | 87,05224 | -19,98941 | 1,98131 | -0,04726 | -0,00178 |

Bảng P.1.3. Hiệu suất ghi đỉnh gamma của đê-têc-tơ bán dẫn HPGe

| Nguồn chuẩn | Năng lượng (keV) | Hiệu suất ghi ϵ (%) | | | |
|-------------------|------------------|------------------------------|-------------|----------|-----------|
| | | d1 = 1 cm | d2 = 2,5 cm | d3 = 5cm | d4 = 10cm |
| ^{152}Eu | 122,06 | 7,63931 | 5,33645 | 2,20713 | 0,68021 |
| | 244,66 | 5,16366 | 3,60113 | 1,54369 | 0,53142 |
| | 344,27 | 3,72079 | 2,43437 | 1,1485 | 0,39367 |
| | 443,97 | 2,90184 | 1,83139 | 0,90906 | 0,31026 |
| | 778,90 | 1,66502 | 1,08594 | 0,51896 | 0,18524 |
| | 867,34 | 1,49378 | 0,99744 | 0,46421 | 0,16797 |
| | 964,06 | 1,3532 | 0,92455 | 0,4201 | 0,15349 |
| | 1085,79 | 1,20106 | 0,84256 | 0,37388 | 0,13721 |
| | 1089,80 | 1,18987 | 0,83629 | 0,37057 | 0,13598 |
| | 1112,07 | 1,16809 | 0,82395 | 0,36416 | 0,13356 |
| | 1299,17 | 0,99504 | 0,7173 | 0,31579 | 0,11321 |
| | 1408,01 | 0,91716 | 0,66169 | 0,29609 | 0,10314 |
| ^{241}Am | 59,54 | 2,5765 | 1,48841 | 0,827 | 0,24464 |
| ^{137}Cs | 661,71 | 1,96143 | 1,24472 | 0,61457 | 0,21486 |
| ^{133}Ba | 81,01 | 5,56317 | 3,45994 | 1,67789 | 0,47199 |
| | 160,57 | 7,03271 | 5,0739 | 2,03633 | 0,67247 |
| | 276,33 | 4,47861 | 3,03826 | 1,35915 | 0,46811 |
| | 355,92 | 3,52143 | 2,28163 | 1,09153 | 0,37354 |

P.2. Phụ lục phân tích phổ

P.2.1. Thao tác phân tích phổ gamma bằng phần mềm Origin

- Chuyển từ file dạng phổ sang file số liệu (số kênh và số đếm trên kênh) bằng công cụ **Import multiple ASC II**.

A.3

• Thông qua hàm chuẩn năng lượng, chuyển file số liệu từ dạng (số kênh và số đếm trên kênh) về dạng (năng lượng và số đếm tương ứng giá trị năng lượng) của bức xạ ghi nhận được. Với detektor đang sử dụng mối liên hệ giữa số kênh và năng lượng tương ứng được mô tả bởi biểu thức:

$$E = 0.3795 + 0.522806 * (k) - 9.44529 * 10^{(-8)} * (k)^2.$$

(Với E là năng lượng, k là số kênh tương ứng)

- Tìm đoạn phổ cần xử lý bằng Origin và bôi đen đoạn số liệu này trong bảng số liệu Origin.
- Vẽ phổ trong Origin qua công cụ **Plot**.
- Tìm các đỉnh trong đoạn phổ vừa vẽ (**Find peaks**).
- Chọn hàm thích hợp cho phong của từng đỉnh trong cửa sổ **Baseline**.
- Căn cứ vào từng đỉnh phổ để chọn hàm khớp phù hợp cho từng đỉnh phổ (**Fit control**).

Bảng P.2.1. Hệ số hiệu chỉnh tự hấp thụ của bức xạ gamma trên mẫu Pr (0.01mm).

| Năng lượng bức xạ gamma (keV) | Hệ số suy giảm $\mu(\text{cm}^2/\text{g})$ | Hệ số hiệu chỉnh tự hấp thụ |
|-------------------------------|--|-----------------------------|
| 30 | 11,92 | 0,9429 |
| 40 | 6,557 | 0,96792 |
| 50 | 15,99 | 0,92415 |
| 60 | 9,977 | 0,95173 |
| 80 | 4,66 | 0,97706 |
| 100 | 2,588 | 0,98717 |
| 150 | 0,918 | 0,99542 |
| 200 | 0,4687 | 0,99766 |
| 300 | 0,2126 | 0,99894 |
| 400 | 0,1389 | 0,99931 |
| 500 | 0,1071 | 0,99946 |

| Năng lượng bức xạ gamma (keV) | Hệ số suy giảm $\mu(\text{cm}^2/\text{g})$ | Hệ số hiệu chỉnh tự hấp thụ |
|-------------------------------|--|-----------------------------|
| 600 | 0,08976 | 0,99955 |
| 800 | 0,071 | 0,99965 |
| 1000 | 0,0607 | 0,9997 |
| 1250 | 0,05268 | 0,99974 |
| 1500 | 0,04779 | 0,99976 |
| 2000 | 0,04244 | 0,99979 |
| 3000 | 0,03858 | 0,99981 |

P.3. Phụ lục thí nghiệm chiếu mẫu

Bảng P.3.1. Các thông số chiếu mẫu Pr trên máy gia tốc linac 100 MeV

| Năng lượng chùm electron (MeV) | Thời gian chiếu (min) | Dòng electron (mA) | Độ rộng xung (μs) | Tần số xung (Hz) |
|--------------------------------|-----------------------|--------------------|--------------------------------|------------------|
| 70 | 30 | 40 | 1.2 | 15 |
| 60 | 60 | 45 | 1.2 | 15 |
| 50 | 90 | 50 | 1.0 | 15 |

Bảng P.3.2. Đặc trưng của các mẫu nghiên cứu Pr

| Tên mẫu | Năng lượng cực đại bức xạ hãm (MeV) | Kích thước mẫu (mm) | Bề dày mẫu (mm) | Khối lượng mẫu (g) | Độ tinh khiết (%) |
|---------|-------------------------------------|---------------------|-----------------|--------------------|-------------------|
| Pr1 | 50 | 15×15 | 0,10 | 0,1681 | 99,9 |
| Pr2 | 60 | 15×15 | 0,10 | 0,1676 | 99,9 |
| Pr3 | 70 | 15×15 | 0,10 | 0,1566 | 99,9 |

P.4. Phụ lục TALYS

P.4.1. Các mẫu mật độ mức được tích hợp trong TALYS :

❖ Mẫu khí Fermi với nhiệt độ không đổi (CTFGM): được đưa ra bởi Gilbert và Cameron, mật độ mức được xác định phụ thuộc vào năng lượng kích thích (E_x), spin (J) và chẵn lẻ (π). Dải năng lượng kích thích được chia thành hai phần bởi giá trị năng lượng E_M . Mật độ mức toàn phần được xác định bởi [46-48]:

$$\rho(E_x, J, \pi) = \rho(E_x) \cdot \rho(J, \pi). \quad (P.1)$$

Trong đó tùy thuộc vào năng lượng kích thích:

$$\rho(E_x) = \begin{cases} \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) & (E_x \leq E_M) \\ \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}U^{5/4}} \exp(2\sqrt{aU}) & (E_x > E_M) \end{cases} \quad (P.2)$$

Mật độ mức tại giá trị năng lượng kích thích, spin J và chẵn lẻ π được xác định theo công thức sau:

$$\rho(E_x, J, \pi) = \rho(E_x) \cdot \rho(J, \pi),$$

Trong đó

$$\rho(J, \pi) = \frac{(2J+1)}{2\sqrt{8\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (P.3)$$

$$U = E_x - \Delta_{CTM} \quad \text{và} \quad \Delta_{CTM} = 0; 12/\sqrt{A}; 24/\sqrt{A}$$

lần lượt cho các hạt nhân lẻ-lẻ; lẻ-chẵn và chẵn-chẵn;

$$E_M = 2.33 + 253/A + \Delta_{CTM} \quad \text{theo mẫu hiệu dụng}$$

và

$$E_M = 2.67 + 253/A + \Delta_{CTM} \quad \text{theo mẫu tập thể.}$$

❖ Mẫu khí Fermi dịch chuyển ngược (BSFGM): Mật độ mức toàn phần được xác định theo biểu thức:

$$\rho^{BFM}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{12} \cdot \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4}U^{5/4}},$$

$$\rho^{BFM}(E_x, J, \pi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{(2J+1)}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right] \cdot \rho^{BFM}(E_x) \quad (P.4)$$

Với năng lượng kích thích hiệu dụng $U = E_x - \Delta^{BFM}$

Và

$$\Delta^{BFM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta, \quad (P.5)$$

Trong đó $\chi = -1$ (hệ lẻ - lẻ); $\chi = 0$ (hệ chẵn - lẻ) và $\chi = 1$ (hệ chẵn - chẵn), a và δ là hai tham số mật độ mức có thể thay đổi được [46-48].

❖ Mẫu siêu lỏng tổng quát (GSM): Hàm mật độ mức phụ thuộc vào năng lượng kích thích hiệu dụng và được chia thành hai vùng theo giá trị năng lượng U_C xác định bằng thực nghiệm. Mật độ mức toàn phần theo mẫu siêu lỏng tổng quát được xác định theo biểu thức:

$$\rho^{GSM}(E_x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot \frac{\exp(S)}{\sqrt{D}} & (U \leq U_C) \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{12} \cdot \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4}U^{5/4}} & (U > U_C) \end{cases} \quad (P.6)$$

Trong đó năng lượng kích thích hiệu dụng U được xác định theo công thức:

$$U = E_x - \Delta^{GSM} = E_x - \frac{3}{2\pi^2} \cdot a_c \cdot \left(\frac{12}{\sqrt{A}}\right)^2 - \chi \cdot \frac{12}{\sqrt{A}} - \delta, \quad (P.7)$$

Với $\chi = 2$ (lẻ - lẻ); $\chi = 1$ (chẵn - lẻ) và $\chi = 0$ (chẵn - chẵn), U_C và a_c là các tham số được xác định bằng thực nghiệm; σ , δ , a là các tham số mật độ mức có thể thay đổi được; S là entropi và D là định thức liên quan đến xấp xỉ điểm saddle.

❖ Các mẫu mật độ mức vi mô: Ngoài các mẫu mật độ mức hiện tượng luận TALYS còn đưa vào các mẫu mật độ mức vi mô. Trong cơ sở dữ liệu RIPL [45], S. Goriely đã tính mật độ mức dựa trên các tính toán cơ bản của Hartree – Fock (mẫu 4) [48] cho năng lượng kích thích đến 150 MeV và giá trị spin đến 30. Tuy nhiên mật độ mức hạt nhân phụ thuộc năng lượng, spin và tính chẵn lẻ dựa trên mẫu tổ hợp vi mô được đưa ra bởi Goriely. Mẫu tổ hợp vi mô đưa ra tính toán vi mô chi tiết về mật độ trạng thái nội tại và sự gia tăng tập thể. Mẫu (5) là mẫu vi mô, các tính toán sử dụng các đặc trưng cấu trúc hạt nhân với lực Skyrme và bảng Hartree-Fock-Bogolyubov áp dụng cho năng lượng kích thích đến 200 MeV và spin đạt đến $J = 49$. Mẫu (6) là mẫu mật độ mức vi mô sử dụng lực Gogny dựa trên các tính toán phụ thuộc nhiệt độ của Hartree – Fock – Bogoliubov [48].

P.4.2. Các hàm lực gamma được tích hợp trong TALYS:

Hàm lực gamma $f_{XL}(E_\gamma)$ mô tả cường độ chuyển dịch trung bình của một bức xạ gamma tại năng lượng E_γ , X đặc trưng cho tính điện hoặc từ của bức xạ, L là tính chẵn lẻ của bức xạ gamma đó. TALYS đã đưa vào 8 mẫu hàm lực khác nhau để mô

tả cường độ dịch chuyển của các bức xạ gamma với các đa cực và năng lượng kích thích khác nhau.

- Hàm Brink-Axel (hàm 1) [46-48]: Trong mẫu Brink-Axel sử dụng Lorentzian chuẩn cho cộng hưởng lưỡng cực không lồi. Hàm Lorentzian có dạng:

$$f_{XL}(E_\gamma) = K_{XL} \frac{\sigma_{XL} E_\gamma \Gamma_{XL}}{(E_\gamma^2 - E_{XL}^2) + E_\gamma^2 \Gamma_{XL}^2}, \quad (\text{P.8})$$

Trong đó σ_{XL} , E_γ , Γ_{XL} lần lượt là tiết diện đỉnh, năng lượng gamma và độ rộng cộng hưởng không lồi, K_{XL} được xác định bởi:

$$K_{XL} = \frac{1}{(2I+1)\pi^2 \hbar^2 c^2}. \quad (\text{P.9})$$

- Hàm lực Kopecky-Uhl (hàm 2) [46-48]: Mẫu Kopecky-Uhl sử dụng dạng Lorentzian tổng quát và được áp dụng cho bức xạ lưỡng cực điện, hình dạng của cộng hưởng lưỡng cực không lồi được mô tả bởi hàm số:

$$f_{E1}(E_\gamma, T) = K_{E1} \left[\frac{E_\gamma \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \tilde{\Gamma}_{E1}^2(E_\gamma)} + \frac{0,74\pi^2 T^2 \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma)}{E_{E1}^3} \right] \sigma_{E1} \Gamma_{E1}, \quad (\text{P.10})$$

$$\text{Với } \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma) = \Gamma_{E1} \frac{E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^2}; \quad T = \sqrt{\frac{E_n + S_n - \Delta - E_\gamma}{a(S_n)}}. \quad (\text{P.11})$$

Trong đó: E_n là năng lượng neutron tới, S_n là năng lượng tách neutron, Δ là hiệu chỉnh cặp và a là tham số mật độ mức tại S_n

- Hàm Hartree-Fock BCS (3) và hàm Hartree-Fock-Bogolyubov HFB (4) dựa trên các tính toán mẫu vi mô đối với bức xạ lưỡng cực điện sử dụng bảng Hartree – Fock (BCS- hàm 3) được xây dựng bởi Capote [45] và các cộng sự. Hàm (4) sử dụng bảng Hartree-Fock-Bogolyubov cũng được xây dựng bởi Capote và các cộng sự [45].

- Hàm Goriely's hybrid (5) là dạng Lorentzian với dạng khác của hàm độ rộng phụ thuộc vào năng lượng và nhiệt độ hạt nhân, bao gồm các cộng hưởng thấp do các rung động nhẹ trong vùng năng lượng thấp phát ra.

- Ngoài ra còn ba hàm lực: Goriely T-dependent là sự mở rộng sự phụ thuộc nhiệt độ của mẫu HFB; T-dependent RMF với sự phụ thuộc vào nhiệt độ được tính

toán bởi Daoutidis and Goriely; Gogny DIM HFB+QRPA là mẫu HFB với sự xấp xỉ pha ngẫu nhiên được tính toán bởi Goriely.

P.4.3. Phụ lục kết quả tính tiết diện theo TALYS với phản ứng $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xn)^{82}\text{Sr}$.

Bảng P.4.1. Kết quả tính tiết diện phản ứng $^{nat}\text{Sr}(\gamma, xn)^{82}\text{Sr}$.

| # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ | # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ | # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ |
|-------------|-------------|---------------------|-------------|-------------|---------------------|-------------|-------------|---------------------|
| 1.00000E-03 | 0.00000E+00 | | 1.16260E+01 | 0.00000E+00 | | 2.32510E+01 | 1.02973E-01 | |
| 3.75990E-01 | 0.00000E+00 | | 1.20010E+01 | 0.00000E+00 | | 2.36260E+01 | 1.04027E-01 | |
| 7.50990E-01 | 0.00000E+00 | | 1.23760E+01 | 0.00000E+00 | | 2.40010E+01 | 1.03351E-01 | |
| 1.12600E+00 | 0.00000E+00 | | 1.27510E+01 | 0.00000E+00 | | 2.43760E+01 | 9.89990E-02 | |
| 1.50100E+00 | 0.00000E+00 | | 1.31260E+01 | 0.00000E+00 | | 2.47510E+01 | 9.78544E-02 | |
| 1.87600E+00 | 0.00000E+00 | | 1.35010E+01 | 0.00000E+00 | | 2.51260E+01 | 9.30154E-02 | |
| 2.25100E+00 | 0.00000E+00 | | 1.38760E+01 | 0.00000E+00 | | 2.55010E+01 | 8.84397E-02 | |
| 2.62600E+00 | 0.00000E+00 | | 1.42510E+01 | 0.00000E+00 | | 2.58760E+01 | 8.49307E-02 | |
| 3.00100E+00 | 0.00000E+00 | | 1.46260E+01 | 0.00000E+00 | | 2.62510E+01 | 8.01007E-02 | |
| 3.37600E+00 | 0.00000E+00 | | 1.50010E+01 | 0.00000E+00 | | 2.66260E+01 | 7.56017E-02 | |
| 3.75100E+00 | 0.00000E+00 | | 1.53760E+01 | 0.00000E+00 | | 2.70010E+01 | 7.23134E-02 | |
| 4.12590E+00 | 0.00000E+00 | | 1.57510E+01 | 0.00000E+00 | | 2.73760E+01 | 6.85384E-02 | |
| 4.50090E+00 | 0.00000E+00 | | 1.61260E+01 | 0.00000E+00 | | 2.77510E+01 | 6.49314E-02 | |
| 4.87590E+00 | 0.00000E+00 | | 1.65010E+01 | 0.00000E+00 | | 2.81260E+01 | 6.20127E-02 | |
| 5.25090E+00 | 0.00000E+00 | | 1.68760E+01 | 0.00000E+00 | | 2.85010E+01 | 5.95538E-02 | |
| 5.62590E+00 | 0.00000E+00 | | 1.72510E+01 | 0.00000E+00 | | 2.88760E+01 | 5.69738E-02 | |
| 6.00090E+00 | 0.00000E+00 | | 1.76260E+01 | 0.00000E+00 | | 2.92510E+01 | 5.45557E-02 | |
| 6.37590E+00 | 0.00000E+00 | | 1.80010E+01 | 0.00000E+00 | | 2.96260E+01 | 5.25239E-02 | |
| 6.75090E+00 | 0.00000E+00 | | 1.83760E+01 | 0.00000E+00 | | 3.00010E+01 | 5.08677E-02 | |
| 7.12590E+00 | 0.00000E+00 | | 1.87510E+01 | 0.00000E+00 | | 3.03760E+01 | 4.91825E-02 | |
| 7.50090E+00 | 0.00000E+00 | | 1.91260E+01 | 0.00000E+00 | | 3.07510E+01 | 4.74988E-02 | |
| 7.87590E+00 | 0.00000E+00 | | 1.95010E+01 | 0.00000E+00 | | 3.11260E+01 | 4.58370E-02 | |
| 8.25090E+00 | 0.00000E+00 | | 1.98760E+01 | 0.00000E+00 | | 3.15010E+01 | 4.43771E-02 | |

A.9

| # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ | # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ | # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ |
|-------------|-------------|---------------------|-------------|-------------|---------------------|-------------|-------------|---------------------|
| 8.62590E+00 | 0.00000E+00 | | 2.02510E+01 | 0.00000E+00 | | 3.18760E+01 | 4.27175E-02 | |
| 9.00090E+00 | 0.00000E+00 | | 2.06260E+01 | 0.00000E+00 | | 3.22510E+01 | 4.08725E-02 | |
| 9.37590E+00 | 0.00000E+00 | | 2.10010E+01 | 1.52270E-02 | | 3.26260E+01 | 3.87101E-02 | |
| 9.75090E+00 | 0.00000E+00 | | 2.13760E+01 | 2.74721E-02 | | 3.30010E+01 | 3.65211E-02 | |
| 1.01260E+01 | 0.00000E+00 | | 2.17510E+01 | 5.87854E-02 | | 3.33760E+01 | 3.42919E-02 | |
| 1.05010E+01 | 0.00000E+00 | | 2.21260E+01 | 8.26062E-02 | | 3.37510E+01 | 3.22044E-02 | |
| 1.08760E+01 | 0.00000E+00 | | 2.25010E+01 | 9.18310E-02 | | 3.41260E+01 | 3.01622E-02 | |
| 1.12510E+01 | 0.00000E+00 | | 2.28760E+01 | 1.02184E-01 | | 3.45010E+01 | 2.81253E-02 | |
| 3.48760E+01 | 2.61284E-02 | | 4.65000E+01 | 9.42596E-02 | | 5.81250E+01 | 1.94853E-01 | |
| 3.52510E+01 | 2.42337E-02 | | 4.68750E+01 | 1.05534E-01 | | 5.85000E+01 | 1.94873E-01 | |
| 3.56260E+01 | 2.25011E-02 | | 4.72500E+01 | 1.15156E-01 | | 5.88750E+01 | 1.93654E-01 | |
| 3.60010E+01 | 2.09381E-02 | | 4.76250E+01 | 1.20501E-01 | | 5.92500E+01 | 1.92486E-01 | |
| 3.63760E+01 | 1.95621E-02 | | 4.80000E+01 | 1.25910E-01 | | 5.96250E+01 | 1.91318E-01 | |
| 3.67510E+01 | 1.83273E-02 | | 4.83750E+01 | 1.36446E-01 | | 6.00000E+01 | 1.90853E-01 | |
| 3.71260E+01 | 1.71546E-02 | | 4.87500E+01 | 1.42525E-01 | | 6.03750E+01 | 1.90612E-01 | |
| 3.75000E+01 | 1.61389E-02 | | 4.91250E+01 | 1.46004E-01 | | 6.07500E+01 | 1.89339E-01 | |
| 3.78750E+01 | 1.51572E-02 | | 4.95000E+01 | 1.49303E-01 | | 6.11250E+01 | 1.87501E-01 | |
| 3.82500E+01 | 1.43036E-02 | | 4.98750E+01 | 1.56583E-01 | | 6.15000E+01 | 1.85539E-01 | |
| 3.86250E+01 | 1.35670E-02 | | 5.02500E+01 | 1.62215E-01 | | 6.18750E+01 | 1.84222E-01 | |
| 3.90000E+01 | 1.29308E-02 | | 5.06250E+01 | 1.65232E-01 | | 6.22500E+01 | 1.83174E-01 | |
| 3.93750E+01 | 1.23655E-02 | | 5.10000E+01 | 1.67351E-01 | | 6.26250E+01 | 1.82846E-01 | |
| 3.97500E+01 | 1.18373E-02 | | 5.13750E+01 | 1.69998E-01 | | 6.30000E+01 | 1.83922E-01 | |
| 4.01250E+01 | 1.13994E-02 | | 5.17500E+01 | 1.74933E-01 | | 6.33750E+01 | 1.83821E-01 | |
| 4.05000E+01 | 1.10104E-02 | | 5.21250E+01 | 1.78824E-01 | | 6.37500E+01 | 1.86690E-01 | |
| 4.08750E+01 | 1.06492E-02 | | 5.25000E+01 | 1.81468E-01 | | 6.41250E+01 | 1.87488E-01 | |
| 4.12500E+01 | 1.06015E-02 | | 5.28750E+01 | 1.82306E-01 | | 6.45000E+01 | 1.88645E-01 | |
| 4.16250E+01 | 1.15446E-02 | | 5.32500E+01 | 1.84463E-01 | | 6.48750E+01 | 1.94716E-01 | |

A.10

| # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ | # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ | # | E(MeV) | $\sigma(\text{mb})$ |
|-------------|-------------|---------------------|-------------|-------------|---------------------|-------------|-------------|---------------------|
| 4.20000E+01 | 1.20453E-02 | | 5.36250E+01 | 1.86591E-01 | | 6.52500E+01 | 1.97670E-01 | |
| 4.23750E+01 | 1.55191E-02 | | 5.40000E+01 | 1.89460E-01 | | 6.56250E+01 | 1.99383E-01 | |
| 4.27500E+01 | 1.76104E-02 | | 5.43750E+01 | 1.92588E-01 | | 6.60000E+01 | 2.07498E-01 | |
| 4.31250E+01 | 2.44122E-02 | | 5.47500E+01 | 1.93260E-01 | | 6.63750E+01 | 2.13279E-01 | |
| 4.35000E+01 | 2.77851E-02 | | 5.51250E+01 | 1.93336E-01 | | 6.67500E+01 | 2.16443E-01 | |
| 4.38750E+01 | 3.81516E-02 | | 5.55000E+01 | 1.94834E-01 | | 6.71250E+01 | 2.21746E-01 | |
| 4.42500E+01 | 4.33316E-02 | | 5.58750E+01 | 1.94972E-01 | | 6.75000E+01 | 2.32268E-01 | |
| 4.46250E+01 | 5.34726E-02 | | 5.62500E+01 | 1.95153E-01 | | 6.78750E+01 | 2.40442E-01 | |
| 4.50000E+01 | 6.24640E-02 | | 5.66250E+01 | 1.96403E-01 | | 6.82500E+01 | 2.45851E-01 | |
| 4.53750E+01 | 6.77305E-02 | | 5.70000E+01 | 1.97706E-01 | | 6.86250E+01 | 2.51402E-01 | |
| 4.57500E+01 | 8.05849E-02 | | 5.73750E+01 | 1.96994E-01 | | 6.90000E+01 | 2.63580E-01 | |
| 4.61250E+01 | 8.89243E-02 | | 5.77500E+01 | 1.95596E-01 | | 6.93750E+01 | 2.74427E-01 | |
| 6.97500E+01 | 2.82481E-01 | | 7.01250E+01 | 2.88393E-01 | | 7.05000E+01 | 2.93670E-01 | |