

Nguyễn Thế Vinh

bởi Kiều Cẩm Nhung

Ngày Nộp: 01-thg 4-2024 08:53SA (UTC+0700)

ID Bài Nộp: 2247039196

Tên Tập tin: LA_NCS_Nguy_n_Th_Vinh_01.04.2024.docx (5.89M)

Đếm từ: 31820

Đếm ký tự: 122437

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO

**VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM**

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



Nguyễn Thế Vinh

**NGHIÊN CỨU MỘT SỐ PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN
TẠO CẶP ĐỒNG PHÂN TRÊN CÁC BIA ^{113}In , ^{107}Ag , ^{195}Pt ,
 ^{138}Ce và $^{151,153}\text{Eu}$ SỬ DỤNG MÁY GIA TỐC ĐIỆN TỬ MT-25**

LUẬN ÁN TIẾN SỸ VẬT LÝ

Hà Nội – 2024

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ

Nguyễn Thế Vinh

NGHIÊN CỨU ² MỘT SỐ PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN
TẠO CẶP ĐỒNG PHÂN TRÊN CÁC BIA ¹¹³In, ¹⁰⁷Ag, ¹⁹⁵Pt,
¹³⁸Ce và ^{151,153}Eu ¹ SỬ DỤNG MÁY GIA TỐC ĐIỆN TỬ MT-25

¹ Chuyên ngành: Vật lý nguyên tử và hạt nhân

Mã số: 9440106

¹ LUẬN ÁN TIÊN SỸ VẬT LÝ

NGƯỜI HƯỚNG DẪN KHOA HỌC:

1. PGS. TS. Phạm Đức Khuê
2. PGS. TS. Phan Việt Cường

Hà Nội – 2024

LỜI CAM ĐOAN

Tôi xin cam đoan luận án tiến sĩ “*Nghiên cứu một số phản ứng quang hạt nhân tạo cặp đồng phân trên các bia ^{113}In , ^{107}Ag , ^{195}Pt , ^{138}Ce và $^{151,153}\text{Eu}$ sử dụng máy gia tốc điện tử MT-25*” là công trình nghiên cứu của tôi dưới sự hướng dẫn của PGS.TS. Phạm Đức Khuê và PGS.TS. Phan Việt Cường. Các kết quả nghiên cứu được trình bày trong luận án là trung thực và chưa được công bố trong bất kỳ công trình nghiên cứu nào khác.

Tôi xin cam đoan luận án được tiến hành nghiên cứu một cách nghiêm túc, số liệu sử dụng phân tích trong luận án có nguồn gốc rõ ràng, tất cả những tài liệu, số liệu tham khảo và kế thừa đều được trích dẫn và tham chiếu đầy đủ.

Tôi xin chịu trách nhiệm về những lời cam đoan trên.

Tác giả luận án

NCS. Nguyễn Thế Vinh

LỜI CẢM ƠN

Sau thời gian làm nghiên cứu sinh tại Khoa Vật lý, Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam, đến nay tôi đã hoàn thành toàn bộ nội dung nghiên cứu và hoàn thiện luận án tiến sĩ đề bảo vệ các cấp. Trong suốt thời gian qua, tôi đã nhận được sự giúp đỡ rất nhiều từ Quý thầy cô, đồng nghiệp, bạn bè và đặc biệt từ gia đình tôi.

Tôi xin chân thành gửi lời cảm ơn đến Ban Lãnh đạo, các đồng nghiệp tại Viện Vật lý, Ban Lãnh đạo và các cán bộ Học viện Khoa học và Công nghệ đã tạo rất nhiều điều kiện, hỗ trợ để tôi học tập và hoàn thành nghiên cứu của mình.

Tôi xin gửi lời cảm ơn đến các bác, các chú, các cô và bạn bè đồng nghiệp của tôi tại Trung tâm Vật lý hạt nhân, Viện Vật lý; Lãnh đạo, đồng nghiệp và bạn bè tôi tại Viện Năng lượng nguyên tử Việt Nam đã hỗ trợ tôi rất nhiều trong quá trình học tập và nghiên cứu.

Tôi xin được gửi lời cảm ơn sự hỗ trợ kỹ thuật quý báu giúp thí nghiệm của nhóm nghiên cứu thành công tốt đẹp của tập thể các nhà khoa học và đội ngũ vận hành tại Phòng thí nghiệm các phương pháp hạt nhân mang tên Flerov, Viện liên hợp nghiên cứu hạt nhân Dubna, Liên bang Nga.

Tôi xin gửi lời cảm ơn sâu sắc đến PGS.TS. Phan Việt Cường, PGS.TS. Phạm Đức Khuê – vừa là người hướng dẫn khoa học, vừa là người anh, là người đồng nghiệp đã dành rất nhiều thời gian và tâm huyết hướng dẫn, chỉ bảo, hỗ trợ tôi trong suốt quá trình công tác cũng như tạo điều kiện giúp tôi thực hiện và hoàn thiện luận án này.

Tôi xin được gửi lời cảm ơn và tri ân đặc biệt đến GS.TS. Trần Đức Thiệp – người thầy kính mến đã trực tiếp chỉ bảo, hướng dẫn, giúp đỡ tôi từ những ngày đầu công tác cho đến nay, không chỉ trong chuyên môn mà còn là tấm gương để tôi tự nhìn bản thân.

Cuối cùng, tôi bày tỏ lòng biết ơn tới Gia đình tôi, vợ và các con tôi đã luôn động viên, đồng hành và giúp đỡ tôi trong mọi lúc mọi nơi cũng như hỗ trợ tôi hoàn thành luận án này.

Mặc dù cố gắng để hoàn thành các nghiên cứu và hoàn thiện bản luận án nhưng không tránh khỏi những thiếu sót, rất mong nhận được sự quan tâm, đóng góp quý báu của Quý thầy cô, đồng nghiệp và các bạn./.

Tác giả luận án

NCS. Nguyễn Thế Vinh

MỤC LỤC

DANH MỤC CÁC TỪ VIẾT TẮT	viii
DANH MỤC CÁC KÝ HIỆU VÀ TỪ KHÓA.....	ix
DANH MỤC BẢNG BIỂU	x
DANH MỤC HÌNH VẼ VÀ ĐỒ THỊ	xi
MỞ ĐẦU	1
¹⁰ CHƯƠNG 1: TỔNG QUAN VỀ PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN, CẤU TRÚC HẠT NHÂN VÀ TRẠNG THÁI ĐỒNG PHÂN	7
¹ 1.1. Phản ứng quang hạt nhân	7
1.1.1. Khái niệm về phản ứng quang hạt nhân.....	7
1.1.2. Các định luật bảo toàn trong phản ứng quang hạt nhân.....	7
1.1.3. Tiết diện và suất lượng của phản ứng quang hạt nhân.....	7
1.1.4. Phản ứng quang hạt nhân trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lờ	9
¹ 1.2. Cấu trúc hạt nhân và trạng thái đồng phân	14
1.2.1. Dịch chuyển gamma.....	14
1.2.2. Trạng thái đồng phân	16
¹ 1.2.3. Cấu trúc hạt nhân và trạng thái đồng phân.....	18
1. 3. Tỷ số suất lượng đồng phân	21
¹ Chương 2: PHƯƠNG PHÁP THỰC NGHIỆM VÀ TÍNH TOÁN LÝ THUYẾT	24
2.1. Phương pháp kích hoạt trong nghiên cứu tỉ số đồng phân	24
2.2. Xác định tỉ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân	26
¹ 2. 3. Máy gia tốc điện tử Microtron MT-25	28
2.4. Phổ kế gamma sử dụng trong nghiên cứu thực nghiệm	30
2.5. Phân tích phổ gamma và hiệu chỉnh số liệu thực nghiệm	30
² 2.5.1. Phân tích phổ gamma	30
2.5.2. Một số hiệu chỉnh nâng cao độ chính xác của kết quả thực nghiệm	30
¹ 2.6. Tính toán lý thuyết sử dụng kết hợp các phần mềm Talys và Geant4.....	31

2.6.1. Talys code trong tính toán tiết diện phản ứng quang hạt nhân	31
2.6.2. Giới thiệu Geant4	34
2.6.3. Kết hợp TALYS và mô phỏng Monte-Carlo sử dụng Geant4	35
Chương 3. KẾT QUẢ TÍNH THỰC NGHIỆM VÀ TÍNH LÝ THUYẾT.....	41
3.1. Cấu trúc hạt nhân tương ứng với các hạt nhân nghiên cứu	41
3.2. Thực nghiệm và kết quả xác định tỷ số đồng phân.....	45
3.2.1. Thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m.g}}\text{Ag}$	46
3.2.2. Thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m.g}}\text{In}$ và $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111\text{m.g}}\text{In}$	56
3.2.3. Thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194\text{m.g}}\text{Ir}$ và $^{198\text{m.g}}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$	65
3.2.4. Thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137\text{m.g}}\text{Ce}$	74
3.3. Kết quả tính toán lý thuyết tiết diện vi phân và tỉ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m.g}}\text{Eu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m.g}}\text{Eu}$	80
KẾT LUẬN	88
Tài liệu tham khảo	91

DANH MỤC CÁC TỪ VIẾT TẮT

Chữ viết tắt	Tiếng Anh	Tiếng Việt
ADC	Analog to Digital Converters	Bộ biến đổi tương tự - số
CERN	European Organization for Nuclear Research	Trung tâm nghiên cứu hạt nhân Châu Âu
CTM	Constant Temperature Model	Mẫu nhiệt độ không đổi
EC	Electron capture	Bắt electron
FGM	Fermi Gas Model	Mẫu khí Fermi
GDR	Giant Dipole Resonance	Cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ
Geant4		Phần mềm mô phỏng Monte-Carlo
GSM	The Generalized Superfluid Model	Mẫu siêu chảy tổng quát
HPGe	High purity germanium	Đetector 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	Địch chuyển đồng phân
JINR	Joint Institute for Nuclear Research	Viện Liên hợp Nghiên cứu hạt nhân
MCA	multichannel analyzer	Bộ phân tích biên độ đa kênh
TALYS		Phần mềm tính toán phản ứng hạt nhân
TALYS	TALYS code	Chương trình TALYS

DANH MỤC CÁC KÝ HIỆU VÀ TỪ KHÓA

- 2**
 E_e : Năng lượng của electron
- E_{th} : Năng lượng ngưỡng của phản ứng hạt nhân
- E_γ : Năng lượng tia gamma
- $T_{1/2}$: Thời gian bán rã của đồng vị phóng xạ
- I_γ : Xác suất phát xạ hoặc cường độ tia gamma
- Y_g : suất lượng phản ứng tạo thành hạt nhân ở trạng thái cơ bản **9**
- Y_m : suất lượng phản ứng tạo thành hạt nhân ở trạng thái đồng phân
- E_γ end-point: **2** Năng lượng cực đại của chùm photon (bức xạ hãm)
- ε_γ : Hiệu suất ghi đỉnh gamma
- γ : Bức xạ gamma
- n: neutron
- p: proton
- λ : Hằng số phân rã
- 1**
 $\sigma(E)$: Tiết diện phản ứng tại năng lượng E
- 3**
g: Trạng thái cơ bản không bền (ground state)
- m: Trạng thái đồng phân, hay trạng thái giả bền (metastable state)
- Trạng thái Spin cao/ thấp: High/Low spin
- Phản ứng quang hạt nhân: Photonuclear reaction
- Thác lũ hạt nhân: intranuclear cascade

DANH MỤC BẢNG BIỂU

Bảng 1.1. Các giá trị năng lượng cực đại E_0 , E_1 và E_2 thực nghiệm.

Bảng 2.1. Các thông số chính của MT-25 Microtron.

1 Bảng 3.1. Phản ứng quang hạt nhân tạo thành các cặp đồng phân.

Bảng 3.2. Các đặc trưng của mẫu ^{nat}Ag , thông số của chùm bức xạ hãm và thời gian kích hoạt.

17 Bảng 3.3. Các đặc trưng phân rã và tia gamma của hạt nhân sản phẩm ^{106}Ag .

1 Bảng 3.4. Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân vào năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm.

Bảng 3.5. Tỷ số đồng phân trong các phản ứng $^{107}\text{Ag}(n,2n)^{106m,g}\text{Ag}$ và $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106m,g}\text{Ag}$.

Bảng 3.6. Các đặc trưng của mẫu ^{nat}In và thông số của chùm bức xạ hãm.

17 Bảng 3.7. Ngưỡng phản ứng, các đặc trưng phân rã và tia gamma đặc trưng của các hạt nhân sản phẩm $^{111,112}\text{In}$.

1 Bảng 3.8. Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân vào năng lượng cực đại của bức xạ hãm.

Bảng 3.9. Các đặc trưng của mẫu ^{nat}Pt và thông số của chùm bức xạ hãm.

17 Bảng 3.10. Các đặc trưng phân rã và tia gamma của các hạt nhân sản phẩm $^{111,112}\text{In}$.

1 Bảng 3.11. Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân vào năng lượng cực đại của bức xạ hãm.

Bảng 3.12. Các đặc trưng của mẫu ^{nat}Pt và thông số của chùm bức xạ hãm.

1 Bảng 3.13. Tỷ số đồng phân của $^{137m,g}\text{Ce}$ trong các phản ứng hạt nhân khác nhau.

DANH MỤC HÌNH VẼ VÀ ĐỒ THỊ

Hình 1.1. Sự phụ thuộc của tiết diện phản ứng quang hạt nhân vào năng lượng photon.

Hình 1.2. Tiết diện hấp thụ photon σ_{γ} với các đồng vị $^{28}_{14}\text{Si}$ (a), $^{119}_{50}\text{Sn}$ (b) và $^{238}_{92}\text{U}$ (c).

Hình 1.3. Mẫu Goldhaber-Teller.

Hình 1.4. Mẫu Steinwedel-Jensen.

Hình 1.5. Các dịch chuyển đa cực từ các trạng thái kích thích thấp nhất của hạt nhân $^{36}_{18}\text{Ar}$.

Hình 1.6. Các dịch chuyển với độ đa cực khác nhau khi spin trạng thái đầu và trạng thái cuối khác 0.

Hình 1.7. Sơ đồ phân rã của đồng vị phóng xạ $^{106}\text{Ag}_{47}$.

Hình 1.8. Sự phân bố của các đồng phân với năng lượng kích thích lớn hơn 600 keV

Hình 1.9. Sơ đồ mức năng lượng theo mẫu vỏ một hạt đơn giản nhất.

Hình 1.10. Sơ đồ liên kết moment góc.

Hình 2.1. Sơ đồ kích hoạt mẫu trên máy gia tốc MT-25, JINR, Dubna, Nga.

Hình 2.2. Sơ đồ minh họa phản ứng quang hạt nhân hình thành cặp trạng thái đồng phân.

Hình 2.3. Sự phụ thuộc của hoạt độ phóng xạ vào thời gian kích hoạt (t_i), thời gian phân rã (t_d) và thời gian đo (t_m).

Hình 2.4. Máy gia tốc Microtron MT-25, JINR, Russia.

Hình 2.5. Sơ đồ hệ phổ kế gamma.

Hình 2.6. Phổ năng lượng đặc trưng của hạt bay ra trong phản ứng gây bởi hạt nhẹ có năng lượng < 200 MeV.

Hình 2.7. Trình tự của các mẫu lý thuyết cần thiết để mô tả các phản ứng hạt nhân.

Hình 2.8. Sơ đồ kết hợp Talys và Geant4 trong các tính toán các tỉ số đồng phân.

Hình 2.9. Phổ bức xạ hãm từ máy gia tốc Microtron MT-25, Dubna, Nga tương ứng với chùm điện tử có năng lượng cực đại 15 và 25 MeV.

Hình 3.1. Cấu hình nucleon của hạt nhân ^{111}In (Cofig.nucl. ^{111}In).

Hình 3.2. Cấu hình nucleon trong hạt nhân ^{197}Pt .

Hình 3.3. Hiệu suất ghi của detector bán dẫn HP(Ge) tại khoảng cách 5 cm.

Hình 3.4. Phổ gamma của mẫu $^{\text{Nat}}\text{Ag}$ được chiếu trên chùm photon hãm 24 MeV.

Hình 3.5. Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân trong quang phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m}}\text{Ag}$ với năng lượng cực đại chùm bức xạ hãm.

Hình 3.6. Phổ gamma của mẫu $^{\text{Nat}}\text{In}$ được chiếu trên chùm photon hãm 24 MeV với $t_i = 15$ phút, $t_d = 30$ phút, $t_c = 30$ phút và $d = 5\text{cm}$.

Hình 3.7. Sơ đồ phân rã cặp đồng phân $^{112\text{m}}\text{gIn}$.

Hình 3.8. Sơ đồ phân rã cặp đồng phân $^{111\text{m}}\text{gIn}$.

Hình 3.9. Tỷ số đồng phân trong quang phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{gIn}$.

Hình 3.10. Tỷ số đồng phân trong quang phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111\text{m}}\text{gIn}$.

Hình 3.11. Phổ gamma điển hình của bạch kim tự nhiên được chiếu xạ bằng chùm bức xạ hãm 24,0 MeV.

Hình 3.12. Tỷ số đồng phân của cặp đồng phân $^{197\text{m}}\text{gPt}$ trong phản ứng $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{gPt}$.

Hình 3.13. Tỷ số đồng phân của cặp đồng phân $^{194\text{m}}\text{gIr}$ trong phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194\text{m}}\text{gIr}$.

Hình 3.14. Sơ đồ phân rã đơn giản của trạng thái đồng phân và cơ bản của $^{137\text{m}}\text{gCe}$.

Hình 3.15. Phổ gamma điển hình của Ce tự nhiên được chiếu xạ bằng chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 23 MeV.

Hình 3.16. Tỷ số đồng phân của $^{137\text{m}}\text{gCe}$ tại các năng lượng cực đại của bức xạ hãm.

Hình 3.17a. Hàm kích thích của phản ứng quang hạt nhân $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}}\text{gEu}$ được tính toán với mô hình CFM.

Hình 3.17 Tiết diện hình thành các trạng thái $^{150m}\text{Eu}(0^-)$ và $^{150g}\text{Eu}(5^-)$.

Hình 3.18. ² Tiết diện tổng cộng của phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150}\text{Eu}$.

Hình 3.19 Tiết diện vi phân hình thành các trạng thái $^{152m1}\text{Eu}(8^-)$, $^{152m2}\text{Eu}(0^-)$ và $^{152g}\text{Eu}(3^-)$.

¹ Hình 3.20. Tiết diện vi phân tổng cộng của phản ứng $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m,g}\text{Eu}$.

Hình 3.21 Tỉ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m,g}\text{Eu}$.

Hình 3.22. Tỉ số suất lượng tạo cặp đồng phân $^{152m2}\text{Eu}(0^-)$ và $^{152g}\text{Eu}(3^-)$.

Hình 3.23. Tỉ số suất lượng tạo cặp $^{152m1}\text{Eu}(8^-)$ và $^{152g}\text{Eu}(3^-)$.

Hình 3.24. Tỉ số suất lượng tạo cặp $^{152m1}\text{Eu}(8^-)$ và $^{152m2}\text{Eu}(0^-)$.

MỞ ĐẦU

Trạng thái đồng phân hạt nhân hay còn gọi là trạng thái giả bền (metastable states) được Otto Hahn phát hiện vào năm 1921, mặc dù thuật ngữ đồng phân trong hạt nhân được Frederick Soddy đề xuất nói lên sự tương tự với đồng phân trong hoá học để mô tả các trạng thái hạt nhân sống dài với tính chất hạt nhân khác đáng kể với hạt nhân có cùng số proton và neutron. Vào thời điểm đó tất cả các trạng thái kích thích hạt nhân đều được xem là có thời gian sống nhỏ hơn 10^{-13} giây, vì thế đã có rất nhiều suy đoán về nguồn gốc của các trạng thái đồng phân. Nghiên cứu lý thuyết bởi Weizsacker [1] chỉ ra rằng sự kết hợp giữa sự thay đổi momentum lớn và năng lượng dịch chuyển bé có thể dẫn tới thời gian sống dài đối với dịch chuyển điện từ. Hạt nhân ở trạng thái giả bền này có thể phát bức xạ gamma hay trải qua quá trình phân rã (ví dụ như phân rã β^- ...) để khử kích thích trở về trạng thái kích thích thấp hơn hoặc trạng thái cơ bản (ground state) và biến thành hạt nhân khác.

Các nghiên cứu mang tính hệ thống của Serge và Helmholtz [2] dựa vào lý thuyết của Weizsacker vào những năm 1950 đã phát hiện ra nhiều trạng thái đồng phân trong nhiều hạt nhân và sự giải thích sự hình thành các trạng thái này đóng một vai trò then chốt trong phát triển các mẫu hạt nhân mô tả các hạt nhân hình cầu và hạt nhân biến dạng [3]. Trong hạt nhân hình cầu có số khối A lẻ, mẫu vỏ hạt nhân với tương tác spin-quỹ đạo dự đoán các lớp vỏ khác nhau rất đáng kể về moment góc có thể nằm ở bề mặt Fermi và tạo ra các trạng thái khác nhau rất ít về năng lượng nhưng khác nhau rất nhiều về spin kéo theo xác suất dịch chuyển điện từ thấp và vì vậy chúng ta có thể chờ đợi sự xuất hiện của các trạng thái đồng phân. Việc phát hiện và phân loại các trạng thái đồng phân dạng này là sự “kiểm tra” trực tiếp tính chất của các quỹ đạo và tính đơn nhất của một cấu hình nào đó (để phân biệt với một cấu trúc là sự pha trộn của các cấu hình khác nhau) và vì thế là để kiểm tra thế hạt nhân. Song song với đó, sự tồn tại trạng thái đồng phân hạt nhân biến dạng cũng góp phần vào mang lại những hiểu biết của chúng ta về các hạt nhân này. Ví dụ, Bohr và Mottelson giải thích sự phân rã nối tầng đi kèm phân rã của một trạng thái kích thích đồng phân có thời gian sống 5,5 giờ trong hạt nhân ^{180}Hf như là sự dịch chuyển trong phạm vi giải quay của hạt nhân biến dạng đối xứng trục. Thời gian sống dài của trạng thái này không phải là do sự thay đổi lớn về moment góc mà là do sự phá vỡ một quy

tác chọn lọc mới liên quan đến sự bảo toàn số lượng tử K là hình chiếu của moment góc tổng cộng lên trục biến dạng của hạt nhân. Sự phát hiện ra đồng phân với số lượng tử K cao trong ^{180}Hf đã khởi đầu cho một số bước tiến lớn trong việc hiểu biết cấu trúc tập thể của hạt nhân.

Trạng thái đồng phân có thể hình thành thông qua nhiều cách khác nhau như từ sự kích thích điện từ, từ các phản ứng hạt nhân như phản ứng bắt neutron, phản ứng hạt nhân gây bởi chùm hạt tích điện, phản ứng phân mảnh, phản ứng spallation phân hạch, phản ứng gây bởi chùm ion nặng.... Ngoài ra sự va chạm không đàn hồi của các hạt e^- , p, α , d và các ion nặng cũng có thể kích thích hạt nhân lên các trạng thái trong tự [4 -11].

Trong thực nghiệm, người ta thường quan tâm đến tỷ số tiết diện hình thành nên trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản σ_m/σ_g hay đối với trường hợp chùm hạt gây phản ứng có năng lượng biến đổi liên tục thì đại lượng này là tỷ số giữa suất lượng hình thành nên trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản Y_m/Y_g (trong nhiều trường hợp còn được tính bằng Y_{high}/Y_{low} để cập đến suất lượng hình thành nên trạng thái có spin cao và trạng thái có spin thấp), tỷ số này được gọi là tỷ số đồng phân, ký hiệu là IR (Isomeric Ratio).

Tỷ số đồng phân có thể cho chúng ta những thông tin quan trọng về cấu trúc mức năng lượng của hạt nhân cũng như cơ chế phản ứng. Bằng việc so sánh tỷ số đồng phân xác định bằng thực nghiệm và tỷ số đồng phân tính toán bằng lý thuyết theo mẫu thống kê của Huizenga và Vandenbosch, chúng ta có thể thu được thông tin quan trọng về sự phụ thuộc vào spin của mật độ mức hạt nhân. Như chúng ta đã biết, các trạng thái đồng phân thường có spin rất khác với trạng thái cơ bản nên trạng thái này thường bị ngăn cấm phân rã về trạng thái cơ bản thông qua dịch chuyển gamma, những trạng thái đồng phân sống dài như thế có thể làm thay đổi sự cân bằng trong quá trình phân rã beta hay quá trình bắt neutron trong vật lý thiên văn, sự mất cân bằng này được thể hiện rất rõ qua số liệu về độ phổ cập của các nguyên tố hoá học trong vũ trụ. Chính vì thế, việc nghiên cứu tỉ số đồng phân có đóng vai trò tạo ra các số liệu đầu vào cho thiên văn học hạt nhân [12,13,14]. Ngoài ra, nghiên cứu tỉ số đồng phân trong các phản ứng hạt nhân gây bởi các hạt tới khác nhau cũng cho chúng ta thông

tin về vai trò của moment góc của kênh lõi vào, vai trò của hạt tới, hạt bay ra, hay nói cách khác là vai trò của hiệu ứng kênh phản ứng [15-21].

Trong nghiên cứu thực nghiệm tỉ số đồng phân, phản ứng quang hạt nhân đóng một vai trò quan trọng do các đặc trưng của trường điện từ trong tương tác với nucleon đã được biết rất rõ [22]. Hơn nữa, trong phản ứng này, sự hình thành trạng thái spin ban đầu của hệ hạt nhân hợp phần là khá đơn giản. Vì thế, khảo sát tỉ số đồng phân hình thành trong phản ứng quang hạt nhân là một công cụ hữu hiệu để làm rõ cơ chế phản ứng đặc biệt là khi vai trò của moment góc trở nên quan trọng [23].

Về mặt thực nghiệm, một phương pháp thường được dùng nghiên cứu tỉ số suất lượng tạo cặp đồng phân của các phản ứng quang hạt nhân là sử dụng chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại nằm trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (GDR) thay đổi trong khoảng từ 8-30 MeV. Các thí nghiệm thường được tiến hành trên các máy gia tốc electron, các sản phẩm phản ứng thường được ghi nhận bằng các hệ phổ kế gamma bán dẫn siêu tinh khiết HPGe. Các phản ứng quang hạt nhân thường được quan tâm trong vùng này bao gồm (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) [4-7, 15, 36, 59]. Các số liệu thực nghiệm về tiết diện tạo thành trạng thái đồng phân, cơ bản và tỉ số suất lượng đồng phân được lựa chọn, đánh giá, so sánh và tập hợp thành các thư viện như: EXFOR (IAEA); CDFE, BROND (Nga); JENDL (Nhật Bản); CNDL (Trung Quốc), LANL (Mỹ),... [24].

Gần đây, các nghiên cứu về phản ứng quang hạt nhân và tỉ số đồng phân đã được mở rộng cho vùng từ 30-100 MeV, đây là vùng còn ít các số liệu thực nghiệm [25, 37, 38, 62, 71, 72]. Trong vùng này, phản ứng quang hạt nhân xảy ra với khả năng phát ra các hạt nặng như deuteron, hoặc cùng lúc nhiều hạt $(\gamma, xpyn)$,... Quá trình phản ứng xảy ra trong vùng này được gọi là quá trình phân rã giả deuteron (quasideuteron photodisintegration) với tiết diện được tính theo mô hình Chadwick xây dựng dựa trên lý thuyết Levinger [26].

Bên cạnh các nghiên cứu thực nghiệm, các tính toán lý thuyết tiết diện hình thành trạng thái đồng phân và cơ bản sử dụng các code như Talys [27, 28], EMPIRE [29]. Talys code được phát triển để mô phỏng phản ứng hạt nhân gây bởi neutron, gamma, proton, deuteron, triton, alpha có năng lượng nằm trong khoảng từ 1 keV đến

200 MeV dựa vào lý thuyết Hauser-Feshbach sử dụng các hàm lực gamma khác nhau để mô tả các kênh phát xạ gamma trong phản ứng hạt nhân. Tương tự như Talys, EMPIRE được sử dụng để mô phỏng phản ứng hạt nhân gây bởi các hạt nói trên với năng lượng lên đến vài trăm MeV, ngoài ra, EMPIRE còn có thể mô phỏng phản ứng hạt nhân gây bởi ion nhẹ và ion nặng. Việc so sánh tính toán lý thuyết với các số liệu thực nghiệm cho phép chúng ta đánh giá các mô hình lý thuyết từ đó điều chỉnh mô hình để mô tả tốt hơn số liệu thực nghiệm, từ đó giúp chúng ta hiểu rõ hơn về cơ chế phản ứng và cấu trúc của các hạt nhân bia hay hạt nhân tạo thành. Tuy nhiên, như đã đề cập ở trên thông thường phản ứng quang hạt nhân thường được nghiên cứu sử dụng chùm bức xạ hãm có phổ năng lượng là phổ liên tục thay đổi từ 0 MeV đến năng lượng cực đại của chùm electron. Vì vậy số liệu thu được thường là suất lượng tích phân. Để có thể so sánh giữa tính toán lý thuyết mà kết quả là tiết diện vi phân với số liệu thực nghiệm là đại lượng tích phân như đề cập ở trên, chúng ta cần sử dụng thuật toán “bóc tách” để thu được tiết diện vi phân hoặc tính tích phân “chập” giữa tiết diện vi phân lý thuyết và phổ thông lượng bức xạ hãm mô phỏng để thu được suất lượng tích phân. Trong cách tiếp cận đầu, kết quả thu được sẽ có sai số tính toán (sai số do thuật toán), trong cách tiếp cận thứ 2, kết quả tính toán không phản ánh hết hình học bia hãm và bia mẫu phản ứng.

Trong khuôn khổ luận án này, tỉ số suất lượng tạo thành trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản (gọi tắt là tỉ số đồng phân) trong các hạt nhân với số khối lẻ (hạt nhân chẵn-lẻ), có số proton lẻ hay neutron lẻ nằm trong vùng của các đảo đồng phân tương ứng với số proton hay neutron lẻ nằm trong khoảng từ 39-49, 65-81 và 100-126 như ^{111m}gIn , ^{197m}gPt và ^{137m}gCe tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m}\text{gIn}$, $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{gPt}$ và $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m}\text{gCe}$ và các hạt nhân biến dạng hay các hạt nhân có cấu trúc tập thể như ^{106m}gAg , ^{112m}gIn , ^{194m}gIr , ^{152m}gEu tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m}\text{gAg}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{gIn}$, $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m}\text{gIr}$, $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m}\text{gEu}$ được nghiên cứu thực nghiệm nhằm giải thích sự hình thành các trạng thái đồng phân cũng như mối liên hệ giữa cấu trúc hạt nhân và trạng thái đồng phân. Phương pháp thực nghiệm được sử dụng là phương pháp kích hoạt và đo phổ gamma offline của mẫu sau kích hoạt và làm nguội trong khoảng thời gian thích hợp.

²² Đây là phương pháp rất hiệu quả ² trong nghiên cứu thực nghiệm tiết diện và suất lượng của các phản ứng hạt nhân tạo thành các hạt nhân có thời gian sống không quá ngắn.

Bên cạnh các nghiên cứu thực nghiệm, ¹ tiết diện vi phân của một số phản ứng quang hạt nhân được tính lý thuyết sử dụng code Talys cũng được tiến hành. Tuy nhiên, khác với các nghiên cứu trước đây, để so sánh giữa tính toán lý thuyết và số liệu thực nghiệm về tỉ số suất lượng đồng phân, chúng tôi đã phát triển một code mô phỏng đầy đủ dựa vào Geant4 cho phép mô phỏng toàn bộ thí nghiệm từ việc mô phỏng quá trình tạo phổ hãm cho đến quá trình phản ứng hạt nhân với các số liệu tiết diện vi phân sử dụng trong mô phỏng được tính toán sử dụng code Talys.

Luận án được bố cục bao gồm phần mở đầu, tiếp đến nội dung chính được trình bày trong 3 chương và kết thúc bằng kết luận và tài liệu tham khảo, , cụ thể nội dung chính được trình bày như sau:

¹⁰ Chương 1: TỔNG QUAN VỀ PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN, CẤU TRÚC HẠT NHÂN VÀ TRẠNG THÁI ĐỒNG PHÂN

Nội dung của chương này bao gồm 4 mục chính:

- Trình bày ² tổng quan về phản ứng quang hạt nhân;
- Cấu trúc hạt nhân và trạng thái đồng phân;
- Phản ứng quang hạt nhân trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ;
- Tỷ số suất lượng đồng phân.

¹ Chương 2: PHƯƠNG PHÁP THỰC NGHIỆM VÀ TÍNH TOÁN LÝ THUYẾT

Nội dung của chương 2 bao gồm 5 mục chính:

- Trình bày phương pháp kích hoạt trong nghiên cứu tỉ số đồng phân;
- Giới thiệu về Máy gia tốc Microtron MT-25: nguồn bức xạ hãm sử dụng trong nghiên cứu;
- ⁹ Hệ phổ kế gamma sử dụng trong ghi nhận ² bức xạ gamma phát ra từ các hạt nhân sản phẩm tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân;
- Phân tích phổ gamma và các hiệu chỉnh số ¹² liệu thực nghiệm;
- ¹ Tính toán lý thuyết tỉ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân sử dụng Talys code kết hợp với mô phỏng Monte-Carlo sử dụng Geant4.

Chương 3: ¹ KẾT QUẢ TÍNH THỰC NGHIỆM VÀ TÍNH TOÁN LÝ THUYẾT

Nội dung của chương 3 bao gồm 3 mục chính:

- Cấu trúc hạt nhân tương ứng với ¹ trạng thái cơ bản và ¹² trạng thái đồng phân trong các ¹² hạt nhân nghiên cứu;
- Thực nghiệm và kết quả xác định tỷ số đồng phân của một số phản ứng quang hạt nhân;
- Kết quả tính toán lý thuyết tiết diện vi ³¹ phân và tỉ số đồng phân của phản ứng quang hạt nhân.

CHƯƠNG 1: TỔNG QUAN VỀ PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN, CẤU TRÚC HẠT NHÂN VÀ TRẠNG THÁI ĐỒNG PHẦN

1.1. Phản ứng quang hạt nhân

1.1.1. Khái niệm về phản ứng quang hạt nhân

Phản ứng quang hạt nhân chỉ xảy ra khi năng lượng của photon tới lớn hơn năng lượng ngưỡng của phản ứng hạt nhân. Do đó cần phải có các chùm photon có năng lượng và cường độ đủ lớn để gây phản ứng. Phản ứng quang hạt nhân còn được xem phản ứng ngưỡng và là phản ứng thu năng lượng. Trong thực nghiệm, một trong những phương pháp để tạo chùm bức xạ hãm từ các chùm hạt tích điện/ điện tử được gia tốc đến năng lượng lớn tương tác với các bia nặng (như W, Ta...).

1.1.2. Các định luật bảo toàn trong phản ứng quang hạt nhân

Cũng như các phản ứng hạt nhân khác, phản ứng quang hạt nhân bị chi phối bởi các định luật bảo toàn sau [4,13]:

Định luật bảo toàn điện tích và số baryon

Định luật bảo toàn năng lượng

Định luật bảo toàn moment động lượng

Định luật bảo toàn moment góc

Định luật bảo toàn chẵn lẻ

Định luật bảo toàn spin đồng vị

1.1.3. Tiết diện và suất lượng của phản ứng quang hạt nhân

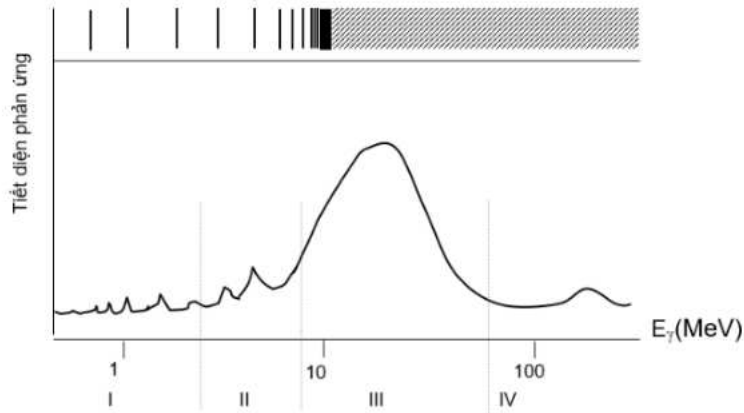
1.1.3.1. Tiết diện phản ứng quang hạt nhân

Tiết diện phản ứng hạt nhân nói chung là đại lượng được sử dụng để mô tả xác suất để phản ứng đó có thể xảy ra.

Tiết diện toàn phần của phản ứng quang hạt nhân bao gồm [94]:

$$\sigma_{\gamma A}^T = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, xn) + \sigma(\gamma, xnyp) + \sigma(\gamma, \pi xn) + \sigma(\gamma, f) + (\gamma, fr) \quad (1.7)$$

Trên hình 1.1 cho ta thấy sự phụ thuộc của tiết diện phản ứng quang hạt nhân vào năng lượng của chùm photon [94] (hay còn được gọi là hàm kích thích) và được chia làm 04 vùng đặc trưng tương ứng với các khoảng năng lượng khác nhau.



Hình 1.1. Sự phụ thuộc của tiết diện phản ứng quang hạt nhân vào năng lượng photon.

Trong vùng năng lượng $30 \div 140$ MeV (giữa vùng GDR và ngưỡng pion) khi đó quá trình cặp neutron- proton (dưới dạng giả đơtron) trong hạt nhân bia hấp thụ photon trở thành quá trình chiếm ưu thế, và quá trình này thường phát triển thành thác lũ (cascade).

1.1.3.2. Suất lượng phản ứng quang hạt nhân

Suất lượng phản ứng Y được xác định theo công thức [14]:

$$Y = N_0 \cdot \sigma \cdot \phi \quad (1.8)$$

trong đó: N_0 là số hạt nhân trên bia; ϕ là thông lượng chùm hạt tới [$\text{hạt}/\text{cm}^2/\text{s}$]; σ là tiết diện phản ứng quang hạt nhân [cm^2].

Đối với chùm hạt tới có phổ năng lượng liên tục, tốc độ phản ứng đối với hạt tới có năng lượng từ E đến $E+dE$ là dR được xác định theo công thức:

$$dR = \sigma(E) \cdot \phi(E) dE \quad (1.9)$$

ta có:

$$R = \int_0^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (1.10)$$

trong đó R là tốc độ phản ứng.

Phản ứng có ngưỡng là E_{th} , chùm bức xạ tới có năng lượng cực đại là E_{max} .

41 Khi đó biểu thức (1.10) được viết lại như sau:

$$R = \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (1.11)$$

Khi đó suất lượng phản ứng hạt nhân Y , được xác định theo công thức:

$$Y = N_0 \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \phi(E) dE \quad (1.12)$$

2 1.1.4. Phản ứng quang hạt nhân trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ

Cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (giant dipole resonance, GDR) là dạng kích thích cộng hưởng khổng lồ phổ biến nhất, được các nhà Vật lý hạt nhân Mỹ phát hiện ra từ năm 1947 trong phổ hấp thụ gamma của hạt nhân. Hiện tượng này được quan sát thấy trong hầu hết tất cả các đồng vị bền từ ${}^4\text{He}$ cho đến ${}^{238}\text{U}$, chủ yếu trong các thí nghiệm về hấp thụ photon. Hình 1.2 là các ví dụ về tiết diện các phản ứng quang hạt nhân ${}^{198}\text{Pt}(\gamma, n)$, ${}^{197}\text{Pt}(a, n)$, ${}^{107}\text{Ag}(\gamma, n)$, ${}^{106}\text{Ag}(b, n)$ và ${}^{153}\text{Eu}(\gamma, n)$, ${}^{152}\text{Eu}(c, n)$. Tiết diện hấp thụ photon kích thích hạt nhân lên trạng thái cộng hưởng khổng lồ được biểu diễn bởi hàm Lorentz:

$$\sigma_{GDR}(E_\gamma) = \sum_i \sigma_i \frac{(E_\gamma \Gamma_i)^2}{(E_\gamma^2 - E_i^2)^2 + (E_\gamma \Gamma_i)^2} \quad (1.13)$$

trong đó σ_i , E_i ($E_i = E_R$), Γ_i tương ứng là tiết diện đỉnh GDR, năng lượng và độ rộng của đỉnh. Tổng sẽ giới hạn với $i = 1$ đối với hạt nhân hình cầu, trong khi đó với hạt nhân biến dạng thì cộng hưởng bị tách ra và $i=1, 2$.

Do đó, tiết diện hấp thụ bức xạ gamma toàn phần của hạt nhân bằng [30]:

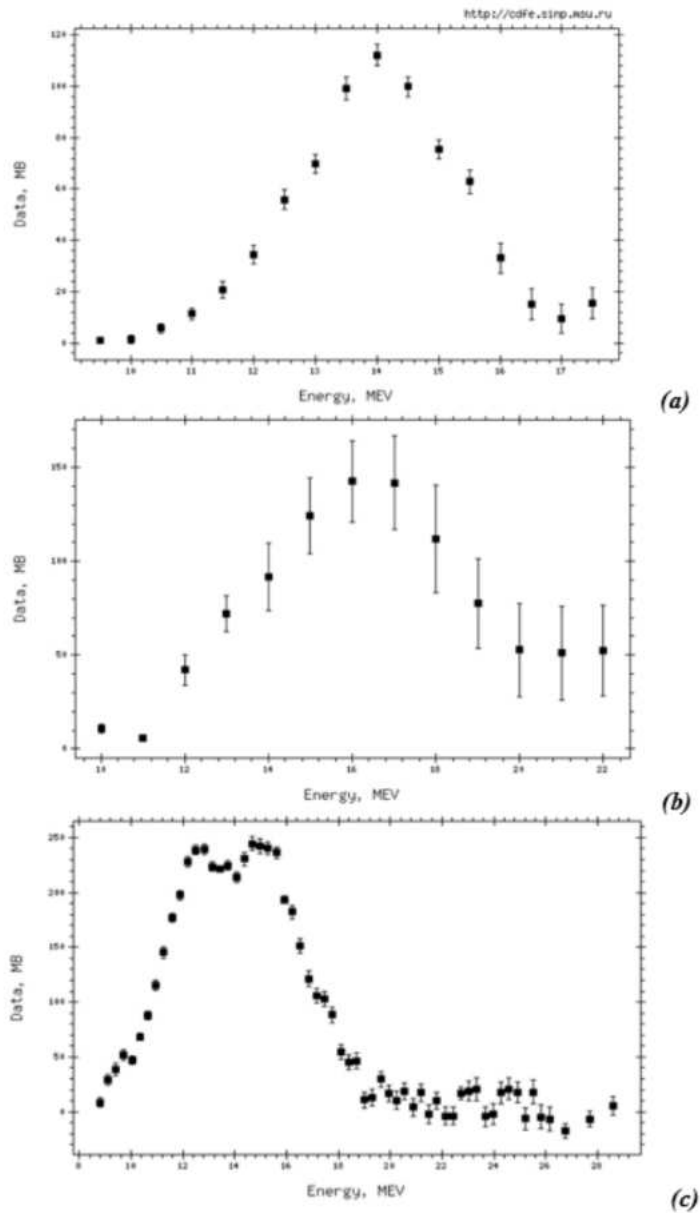
$$\begin{aligned} \sum_{nucleon} \sum_f \int \sigma_{s.p}(E_f) dE_f &= \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{mc} \left[Z \left(\frac{N}{A} \right)^2 + N \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \right] \\ &= \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{mc} \frac{NZ}{A} \approx \frac{60NZ}{A} \text{ MeV m} \end{aligned} \quad (1.14)$$

trong đó tổng được lấy theo toàn bộ nucleon và theo tất cả các trạng thái cuối.

Một số mô hình tập thể của cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ đối với hạt nhân bia dạng cầu

a. Điện tích hiệu dụng của nucleon

Khi nghiên cứu về cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, chúng ta xem hạt nhân như một hệ các nucleon dạng điểm không tương đối tính với điện tích e_i , khối lượng M_i xung lượng p_i và spin σ_i . Ngoài ra, khi một proton nằm trong trường điện của một photon tới, chuyển động “cảm ứng” của nó tương ứng với sự giật lùi của các nucleon khác trong hệ quy chiếu khối tâm. Hiệu ứng này thường được mô tả thông qua khái niệm về điện tích hiệu dụng. Trong đó, các chuyển động này có thể được mô tả như dịch chuyển lưỡng cực điện của proton với điện tích hiệu dụng Ne/A và dịch chuyển lưỡng cực điện của neutron với điện tích hiệu dụng $-Ze/A$. Vì điện tích hiệu dụng của proton và neutron là trái dấu nên các proton và neutron trong hạt nhân sẽ chuyển động ngược pha với nhau (out of phase) trong mode tập thể lưỡng cực điện. Chính vì lý do đó, các dịch chuyển lưỡng cực điện được xem như mode phân cực (isovector) và có thể mô tả tốt bằng lý thuyết về thủy động lực học (hydrodynamic) cơ bản.



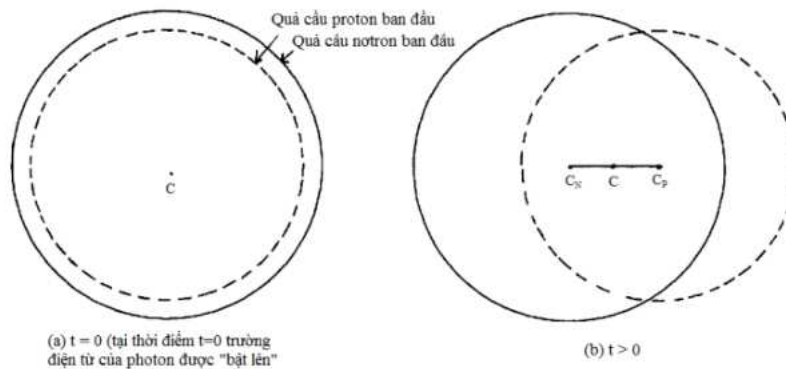
Hình 1.2. Tiết diện phản ứng hay hàm kích thích của các phản ứng quang hạt nhân $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$, $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106}\text{Ag}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152}\text{Eu}$ trong vùng năng lượng kích thích cộng hưởng lưỡng cực không lồi [<http://cdfc.sinp.msu.ru/>].

b. Mẫu Goldhaber-Teller

Theo mẫu Goldhaber-Teller, toàn bộ quả cầu proton chuyển động so với quả cầu neutron (xem hình 1.3). Giả thiết rằng, hạt nhân giao động điều hòa, khi đó lực đàn hồi sẽ tỉ lệ thuận với diện tích bề mặt hạt nhân $A^{2/3}$ trong khi đó tham số về khối lượng tỉ lệ với A . Vì vậy, tần số giao động trung bình của mode lưỡng cực không thể có thể được tính bằng công thức:

$$\omega_D \sim \sqrt{\frac{A^{2/3}}{A}} = A^{-1/6} \quad (1.15)$$

Goldhaber đã tính được hệ số tỷ lệ là 35, khi đó: $E_R = 35 \cdot A^{-1/6} \text{MeV}$ [13].



Hình 1.3. Mẫu Goldhaber-Teller

c. Mẫu Steinwedel-Jensen

Trong mẫu Steinwedel-Jensen, “dòng chất lỏng” proton và neutron xen kẽ nhau. Theo lý thuyết về thủy động lực học, mối liên hệ giữa năng lượng E_D của dao động lưỡng cực, số sóng k và vận tốc u theo đó dao động truyền đi trong hạt nhân được biểu diễn bởi hai công thức sau [31]:

$$u = \left(\frac{8K}{M} \frac{NZ}{A^2} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

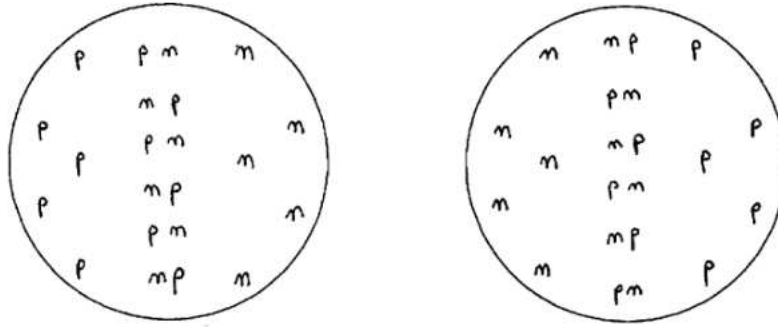
$$E_R = \hbar k u \quad (1.17)$$

trong đó: K là hệ số tương ứng với thành phần đối xứng trong công thức khối lượng của Bethe-Weizsacker, M là khối lượng hạt nhân, A là số khối hạt nhân, N và Z tương ứng là số neutron và số proton. Thông qua việc giải phương trình sóng trong hệ tọa độ

cầu với đa cực bậc L ta thu được công thức tính sóng k tương ứng với mode lưỡng cực $L = 1$ như sau [31]:

$$k = \frac{2.08}{R_0} \quad (1.18)$$

trong đó, R_0 là bán kính hạt nhân.



Hình 1.4. Mẫu Steinwedel - Jensen

Vì thế, năng lượng cộng hưởng của mode lưỡng cực cơ bản được dự đoán bởi mẫu Steinwedel-Jensen được tính bằng công thức:

$$E_R = \hbar \left(\frac{8K NZ}{M A^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2.08}{R_0} \quad (1.19)$$

Nếu giả thiết $K = 23$ MeV thì E_R có thể tính bằng công thức xấp xỉ sau:

$$E_R \approx 70A^{-1/3} \quad (1.20)$$

d. So sánh với số liệu thực nghiệm

Trước hết cần lưu ý rằng, liên quan đến định nghĩa của **năng lượng cộng hưởng lưỡng cực không lò** thực nghiệm E_R , chúng ta có vài định nghĩa khác nhau. Đối với các **hạt nhân có khối lượng trung bình** và **hạt nhân nặng**, tiết diện hấp thụ photon tổng cộng $\sigma(\gamma, \text{tot})$ có thể được biểu diễn khá tốt bằng hàm Lorentz:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + E^2 \Gamma^2} \quad (1.21)$$

trong đó, E là **năng lượng** của chùm photon tới, E_0 là **năng lượng photon** tương ứng với giá trị cực đại của tiết diện σ_0 và Γ là **độ rộng cộng hưởng**. Như vậy, ở đây $E_R = E_0$. Nếu chúng ta phải sử dụng một vài hàm Lorentz để khớp với giá trị thực nghiệm

(công thức 1.13) thì giá trị E_R sẽ là giá trị trung bình của các giá E_0 (trung bình theo trọng số). Các số liệu tập hợp dưới đây từ các thí nghiệm tại Livermore và Saclay sẽ sử dụng các định nghĩa nói trên. Tuy nhiên, các định nghĩa khác của E_R cũng có thể được sử dụng, ví dụ như tỉ số của các quy tắc tổng khác nhau:

$$E_1 = \frac{\int^{E_M} \sigma(E) dE}{\int^{E_M} \sigma(E) \frac{dE}{E}} \quad (1.22)$$

$$E_1 = \frac{\int^{E_M} \sigma(E) \frac{dE}{E}}{\int^{E_M} \sigma(E) \frac{dE}{E^2}} \quad (1.23)$$

Bảng 1.1. Các giá trị năng lượng cực đại E_0 , E_1 và E_2 thực nghiệm

	^{56}Fe	^{82}Se	^{89}Y	^{116}Sn	^{140}Ce	^{175}Lu	^{208}Pb
E_0	18,3	16,2	16,7	15,6	15,0	14,4	13,4
E_1	19,2	16,9	17,7	16,5	15,6	14,6	14,0
E_2	18,6	16,0	17,5	15,8	15,0	14,1	13,1

Bảng 1.1 trình bày một số giá trị E_0 , E_1 và E_2 thực nghiệm đối với một số hạt nhân tại phòng thí nghiệm Saclay, Pháp với năng lượng $E_M = 30$ MeV. Từ số liệu này, chúng ta có thể nhận thấy rằng sự phụ thuộc của E_0 vào số khối A không thực sự phù hợp tốt với mẫu Goldhaber-Teller hay mẫu Steinwedel-Jensen. Để có được mô hình lý thuyết mô tả tốt số liệu thực nghiệm, các tác giả R. Back và C. Wermtz đã đề xuất một số cải tiến trên cơ sở xem xét bề mặt thực của hạt nhân là bề mặt có bề dày nhất định. Các kết quả tính toán lý thuyết sử dụng mô hình cải tiến này đã mang lại kết quả phù hợp với thực nghiệm hơn so với mẫu Goldhaber-Teller hay mẫu Steinwedel-Jensen (chi tiết xem [32]). Ngoài hai mẫu nói trên cho hạt nhân dạng cầu, người ta cũng đã phát triển các mẫu tập thể tĩnh để mô tả hiện tượng cộng hưởng không lò cho các hạt nhân biến dạng và mẫu tập thể động để mô tả hiện tượng không lò cho các hạt nhân dao động.

1.2. Cấu trúc hạt nhân và trạng thái đồng phân

1.2.1. Dịch chuyển gamma

Năng lượng của bức xạ gamma bằng hiệu năng lượng của 2 mức dịch chuyển [13]:

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} = \Delta E = E_f - E_i \quad (1.24)$$

trong đó λ là bước sóng của bức xạ gamma; E_f, E_i là năng lượng trạng thái kích thích cao (đầu) và trạng thái kích thích thấp (cuối) trong dịch chuyển.

1.2.1.1. Bức xạ đa cực điện và bức xạ đa cực từ trong các hệ lượng tử.

1.2.1.2. Xác suất dịch chuyển giữa các trạng thái của hạt nhân

Xác suất dịch chuyển P được xác định theo công thức [95]:

$$P = \frac{2\pi}{h} |M|^2 \frac{dn}{dE} \quad (1.25)$$

trong đó: $M = \int \psi_f^* H \psi_i dt$

đối với dịch chuyển đa cực điện:

$$P \sim \sum \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2L} = \sum P_L \quad (1.26)$$

Đối với dịch chuyển đa cực từ:

$$P \sim \sum \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(L+1)} = \sum P_{L+1} \quad (1.27)$$

Và $P_L = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2L}$ và $P_{L+1} = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(L+1)}$

Chuỗi (1.26) và (1.27) là chuỗi hội tụ vì $\frac{R}{\lambda} < 1$.

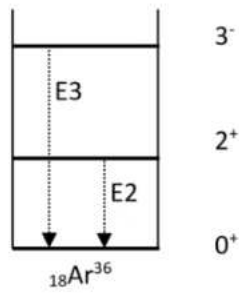
Ta có: $\tau \sim \frac{1}{P}$. Từ các công thức (1.26) và (1.27), đồng thời lưu ý rằng $\lambda =$

$\frac{hc}{\Delta E}$, do đó :

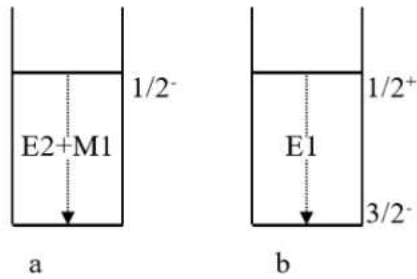
(1) Độ đa cực L tăng và năng lượng dịch chuyển giảm thì xác suất dịch chuyển gamma giảm, thời gian sống của trạng thái kích thích tăng.

(2) Khi L không đổi, xác suất dịch chuyển từ nhỏ hơn xác suất dịch chuyển điện.

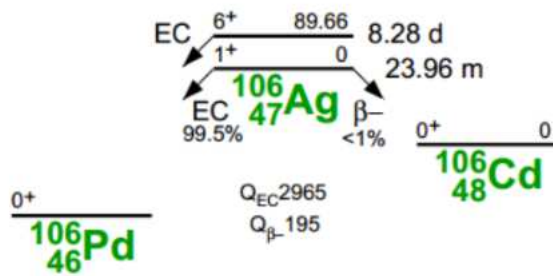
1.2.1.3. Quy tắc chọn lọc trong dịch chuyển gamma



1 **Hình 1.5.** Các dịch chuyển đa cực từ các trạng thái kích thích thấp nhất của hạt nhân $^{36}_{18}\text{Ar}$ [4]



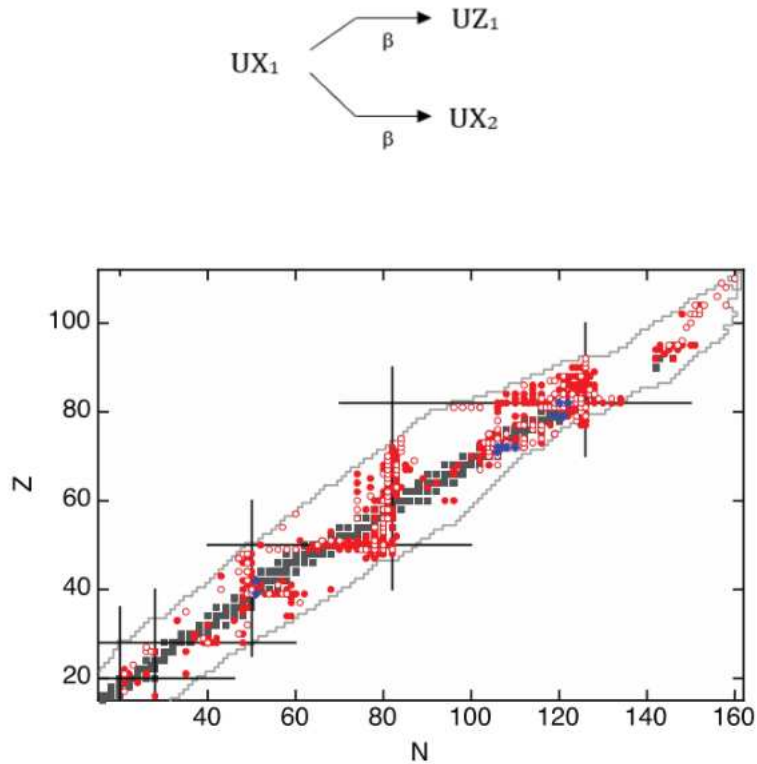
1 **Hình 1.6.** Các dịch chuyển với độ đa cực khác nhau khi spin trạng thái đầu và trạng thái cuối khác 0 [4]



1 **Hình 1.7.** Sơ đồ phân rã của đồng vị phóng xạ $^{106}_{47}\text{Ag}$

1.2.2. Trạng thái đồng phân

Như đã đề cập, việc kết hợp đồng thời giữa sự thay đổi lớn về spin và năng lượng **địch chuyển** nhỏ **giữa hai trạng thái** trong **hạt nhân có** thể dẫn đến thời gian phân rã dài làm hình thành nên các trạng thái kích thích có thời gian sống tương đối dài ($\geq 10^{-9}$ giây) được gọi là các trạng thái giả bền hay là các trạng thái **đồng phân**. **Hiện tượng đồng phân hạt nhân lần đầu tiên được Hahn phát hiện năm 1921**.



Hình 1.8. Phân bố của các hạt nhân đồng phân với năng lượng kích thích lớn hơn 600 keV [33]. Các vòng tròn màu đỏ đậm tương ứng với các hạt nhân có $200 \text{ ns} < T_{1/2} < 100 \mu\text{s}$, các vòng tròn đỏ rỗng với $100 \mu\text{s} < T_{1/2} < 1$ giờ và ký hiệu hình kim cương xanh là đối với các đồng phân có $T_{1/2} > 1$ giờ).

Hình 1.8 biểu diễn sự phân bố của các đồng phân hạt nhân trong toàn biểu đồ hạt nhân với số liệu lấy từ [33]. Qua hình, chúng ta có thể nhận thấy rằng phân bố của các đồng phân hạt nhân là không “ngẫu nhiên” mà tập trung cả ở những vùng xung quanh lớp vỏ đóng và nằm xa lớp vỏ đóng (theo lý thuyết mẫu vỏ). Cấu hình

nucleon và cấu trúc hạt nhân tương ứng với các trạng thái đồng phân trong hạt nhân sẽ được trình bày chi tiết trong phần sau.

1.2.3. Cấu trúc hạt nhân và trạng thái đồng phân

Theo các số liệu thực nghiệm, vùng “truyền thống” mà ở đó thường tìm thấy các trạng thái đồng phân là vùng có số khối trung bình đến nặng gần với lớp vỏ đóng theo lý thuyết mẫu vỏ, ở đó các nucleon “hoá trị” (valence nucleon) nằm ở các quỹ đạo có spin cao. Điều đó xảy ra gần với lớp vỏ đóng neutron và proton (tương ứng với các số magic theo lý thuyết mẫu vỏ), ở vùng này có sự hình thành các trạng thái nhiều hạt với spin cao ở năng lượng thấp. Trong các hạt nhân biến dạng mạnh, các hạt nhân nằm trong vùng giữa lớp vỏ đóng và các trạng thái tập thể (trạng thái quay) có các trạng thái nhiều giá hạt (multi-quasiparticle states) với giá trị K cao, được hình thành bởi tổng các hình chiếu lên trục đối xứng của một số các nucleon không liên kết có spin cao và có năng lượng đủ nhỏ để cạnh tranh với các trạng thái kích thích tập thể đơn thuần làm hình thành nên các trạng thái đồng phân được gọi là các K-isomers. T

1.2.3.1. Trạng thái đồng phân trong các hạt nhân có số khối A lẻ xung quanh các lớp vỏ đóng.

Trong các hạt nhân có số khối A lẻ, spin của trạng thái cơ bản thường được xác định bởi nucleon lẻ. Thêm vào đó, yếu tố chính chi phối cấu trúc hạt nhân với spin cao và sự hình thành trạng thái đồng phân trong các hạt nhân có lớp vỏ đóng (tương ứng với các số magic như đã nói ở trên) chính là sự tồn tại các quỹ đạo proton và neutron với spin cao và sự liên kết của chúng với mode dao động tập thể. Sự kích thích hạt nhân được xem là sự kích thích của các nucleon lẻ lên các trạng thái spin cao này. Vì đồng phân hạt nhân xảy ra khi hai mức có spin rất khác nhau cạnh tranh trạng thái cơ bản. Vì vậy, mẫu vỏ hạt nhân cho phép dự đoán vùng hạt nhân có tồn tại các trạng thái đồng phân.

Nhìn vào sơ đồ cấu trúc mức hạt nhân theo lý thuyết mẫu vỏ (hình 1.9), chúng ta có thể khẳng định ngay rằng đồng phân hạt nhân sẽ không tồn tại trong các hạt nhân nhẹ. Đối với các hạt nhân có Z hay N ≤ 20 , quỹ đạo có spin cao nhất là 5/2 vì vậy hiệu spin cực đại giữa các trạng thái chỉ có thể là 2, trong vùng N, Z lớn 20 cho đến 38, các nucleon sẽ nằm trên các mức $f_{7/2}$, $p_{5/2}$ và $p_{3/2}$ vì vậy các dịch chuyển

gamma chi có thể là dịch chuyển E1. Các mức cao hơn trong lớp vỏ này là $g_{9/2}$ và $p_{1/2}$ là các mức cạnh tranh cho trạng thái cơ bản cho các hạt nhân có N hoặc Z lớn hơn 38 có năng lượng cao hơn nhiều so với trạng thái cơ bản các mức bắt đầu của lớp vỏ này. Vì vậy, không tồn tại đồng phân hạt nhân trong các hạt nhân nhẹ với N, Z \leq 38.

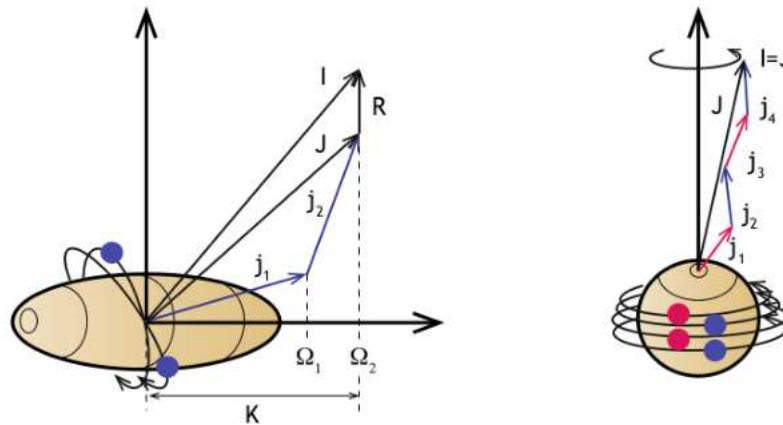
Khi N hay Z \geq 38, chỉ còn các mức còn lại có thể lấp đầy các proton và neutron để hình thành lớp vỏ đóng với số magic 50 là $p_{1/2}$ và $g_{9/2}$ với hiệu spin bằng 4. Ở đây, có sự cạnh tranh cho trạng thái cơ bản giữa các mức này, ví dụ đồng vị Ag với 47 proton có trạng thái cơ bản tương ứng với $p_{1/2}$ trong khi ^{83}Kr với 47 neutron có trạng thái cơ bản tương ứng với mức $g_{9/2}$. Như vậy, có thể dự đoán rằng có sự tồn tại của các đồng phân hạt nhân nếu số proton hay neutron lẻ nằm giữa 39 và 49. Thực nghiệm đã chứng tỏ có tồn tại 17 trường hợp đồng phân hạt nhân với Z lẻ, N với Z nằm trong vùng từ 39 đến 49 và có 12 trường hợp với N lẻ, Z chẵn với N nằm trong vùng từ 39 đến 49. Khi đi qua lớp vỏ đóng tương ứng với số magic bằng 50, sự cạnh tranh xảy ra giữa các mức $d_{5/2}$ và $g_{7/2}$. Vì thế, theo lý thuyết mẫu vỏ không tồn tại các đồng phân hạt nhân là hệ quả của sự cạnh tranh giữa hai mức này. Có rất nhiều thí nghiệm đã được tiến hành để tìm các đồng phân hạt nhân trong vùng này nhưng chỉ có duy nhất một đồng phân được tìm thấy, đó là trường hợp của ^{98}Mo với trạng thái kích thích có thời gian sống 6.7 giờ. Tuy nhiên trạng thái này có năng lượng kích thích lớn hơn 2 MeV nên được xem không phải là trạng thái kích thích đơn hạt. Trạng thái đồng phân này được Goldhaber giải thích là hệ quả của sự kích thích của hạt nhân lõi [34].

đó như dự đoán, hiện tượng đồng phân lại xuất hiện. Có 10 trường hợp đồng phân hạt nhân với số khối A lẻ được quan sát thấy trong vùng này với $101 \leq N_{le} \leq 125$.

1.2.3.2. K-isomer trong hạt nhân biến dạng mạnh

Trong các hạt nhân biến dạng, trạng thái có moment góc cao có thể được hình thành do sự quay tập thể của hạt nhân xung quanh trục vuông góc với trục đối xứng của hạt nhân. Nếu cả proton và neutron có spin quỹ đạo lớn và nằm gần với bề mặt Fermi thì hình chiếu của chúng có thể liên kết tạo thành giá trị hình chiếu spin tổng lớn song song với trục đối xứng (xem hình 1.10).

$$J = K = \sum_i \Omega_i \quad (1.34)$$



Hình 1.10. Sơ đồ liên kết moment góc: hình bên trái minh họa sự liên kết mang lại giá trị K lớn trong hạt nhân biến dạng (chưa tính đến sự quay tập thể R). Bên phải minh họa sự liên kết spin trong hạt nhân hình cầu.

Do bức xạ điện từ với đa cực L không thể thay đổi hình chiếu bởi một giá trị lớn hơn $|L|$ vì vậy sự thay đổi lớn giá trị của K là không thể xảy ra. Trong trường hợp đó, các trạng thái đồng phân sẽ hình thành [35].

3 1.3. Tỷ số suất lượng đồng phân

Tỷ số suất lượng đồng phân.

$$IR = \frac{y_m}{y_g} \quad (1.35)$$

trong đó Y_i được xác định theo công thức (1.12).

và:

$$IR = \frac{Y_{hs}}{Y_{ls}} \quad (1.36)$$

Đối với trường hợp sử dụng chùm bức xạ hãm, do sự liên tục của phổ năng lượng, tỷ số suất lượng đồng phân được biểu diễn như sau [4]:

$$IR(E_{max}) = \frac{Y_{hs}(E_{max})}{Y_{ls}(E_{max})} \quad (1.37)$$

Với Y_i được xác định theo công thức (1.12).

Và tỷ số đồng phân chính là tỷ số xác suất tạo thành những hạt nhân ở trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản:

$$IR = \frac{P_{hs}(E)}{P_{ls}(E)} \quad (1.38)$$

Sự phụ thuộc của mật độ mức trong hạt nhân kích thích vào spin J và năng lượng kích thích E có thể biểu diễn bằng biểu thức sau [7]:

$$\rho(J, E) = \rho(J) \cdot \rho(E) \approx E^{-n} \cdot \exp[2(\alpha E)^{1/2}] \cdot (2J + 1) \cdot \exp(-J(J + 1)/2\sigma^2) \quad (1.39)$$

trong đó $n = 0, 5/4, 2$.

Tham số spin cut-off (SCOP) σ liên quan đến spin quán tính θ và nhiệt độ động học t theo công thức:

$$\sigma^2 = \frac{\theta t}{\hbar^2} \quad (1.40)$$

Xác suất hình thành hạt nhân ở trạng thái kích thích có spin J_c là:

$$P(J_c) \propto 2J_c + 1 \quad (1.41)$$

(b) Trong phản ứng (γ, n) , sự phân bố spin trong hệ hạt nhân hợp phần A^* thay đổi do quá trình bay hơi liên tục của một hay nhiều neutron. Xác suất dịch chuyển neutron từ trạng thái có spin J_i đến trạng thái có spin J_f được xác định bằng công thức:

$$P(J_f) \propto \rho(J_f) P(J_i) \sum_{s=|J_f-\frac{1}{2}|}^{|J_f+\frac{1}{2}|} \sum_{l=|s-J_i|}^{|s+J_i|} T_l(E_n) \quad (1.42)$$

giá trị trung bình \bar{E}_n và được giả thiết là:

$$\bar{E}_n = t \quad (1.43)$$

³ t được tính bằng công thức:

$$U = at^2 - t \quad (1.44)$$

trong đó, U là năng lượng kích thích và t là nhiệt độ nhiệt động.

(c) Nếu năng lượng kích thích còn lại nhỏ hơn ngưỡng phát hạt thì chúng ta giả thiết rằng hạt nhân dư sẽ ³khử kích thích chủ yếu thông qua quá trình phát bức xạ gamma E_γ với năng lượng trung bình như sau:

$$E_\gamma = 4 \left(\frac{U}{a} - \frac{5}{a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.45)$$

với U là năng lượng kích thích còn dư (sau khi phát hạt). Xác suất dịch chuyển gamma về trạng thái có spin J_f được tính bằng công thức:

$$P(J_f) \propto \sum_{J_i} P(J_i) \rho[J_f] \quad (1.46)$$

Ta có xác suất để tạo thành cặp đồng phân được tính bằng công thức:

$$IR = \frac{\sum_{J_f=\cos}^{\infty} P(J_f)}{\sum_{J_f=0}^{\cos} P(J_f)} \quad (1.47)$$

Việc làm khớp tỷ số isome tính toán bằng mẫu thống kê Huizenga-Vandenbosch với giá trị thực nghiệm

1 Chương 2: PHƯƠNG PHÁP THỰC NGHIỆM VÀ TÍNH TOÁN LÝ THUYẾT

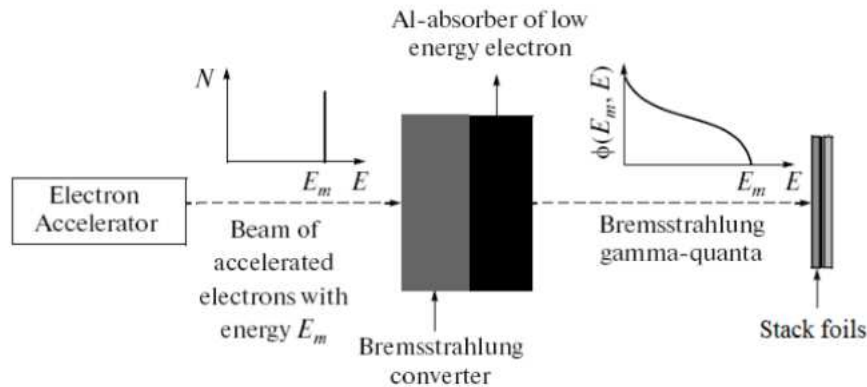
2.1. Phương pháp kích hoạt trong nghiên cứu tỉ số đồng phân

Trong phương pháp kích hoạt, các bia mẫu nghiên cứu được chiếu bởi chùm hạt/bức xạ có năng lượng và cường độ thích hợp, thông qua các phản ứng hạt nhân tạo ra các đồng vị phóng xạ. Các đồng vị sản phẩm phản ứng hạt nhân được nhận diện căn cứ vào năng lượng của các vạch phổ gamma đặc trưng và thời gian bán rã của chúng. Hoạt độ của chúng cung cấp thông tin về tiết diện và suất lượng của phản ứng hạt nhân.

Như chúng ta đã biết, phương pháp kích hoạt phóng xạ có thể được sử dụng với nhiều mục đích khác nhau như phân tích kích hoạt, chế tạo đồng vị, khảo sát vật liệu, nghiên cứu về sinh học, môi trường,... Phương pháp này cũng đã và đang được áp dụng một cách hiệu quả như nghiên cứu xác định hàm kích thích của phản ứng, cơ chế và cấu trúc của hạt nhân bia và hạt nhân tạo thành kết hợp sử dụng kết quả đo đặc hàm kích thích và các mô hình lý thuyết, đặc biệt phương pháp này từ lâu được sử dụng để nghiên cứu tỉ số đồng phân trong các phản ứng hạt nhân tạo thành cặp đồng phân với chùm hạt gây phản ứng bất kỳ. Đối với phản ứng kích hoạt tạo ra cặp đồng phân sử dụng chùm gamma, các thí nghiệm thường được tiến hành trên máy gia tốc nhỏ, ví dụ như máy gia tốc Microtron với năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm $E_{\gamma\max}$ lên đến 25 MeV [36], và gần đây là một số thí nghiệm với chùm bức xạ hãm từ máy gia tốc tuyến tính với năng lượng lên đến trên 50 MeV [37, 38].

Thông thường, trong nghiên cứu tỉ số suất lượng tạo thành cặp đồng phân, trạng thái đồng phân và cơ bản được tạo thành trong cùng một điều kiện kích hoạt. Trong khuôn khổ của luận án này, các phản ứng hạt nhân được gây ra bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại có thể thay đổi được từ 14 đến 25 MeV từ máy gia tốc Microtron MT-25 của Viện Liên hợp Nghiên cứu hạt nhân (JINR), Dubna, Nga. Sơ đồ kích hoạt được biểu diễn trên hình 2.1. Theo đó, chùm electron được gia tốc đến một giá trị năng lượng nhất định tương tác với bia hãm làm bằng kim loại có nhiệt độ nóng chảy cao và có số Z lớn để tạo ra chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại bằng năng lượng của ban đầu của chùm điện tử được gia tốc. Việc lựa chọn bia kim loại có nhiệt độ nóng chảy cao là để tránh hiện tượng nóng chảy bia do sự gia tăng nhiệt

là hệ quả của sự mất năng lượng của chùm electron trong bia. Tất nhiên, trong hầu hết các trường hợp, bia sẽ được làm mát bằng dòng nước có áp suất cao [39]. Như chúng ta đã biết bia hãm có số Z lớn là để tăng hiệu suất chuyển đổi thành bức xạ hãm của chùm electron được gia tốc [40, 41]. Đối với máy gia tốc MT-25 tại JINR bia hãm được lựa chọn là W có bề dày 0,3 mm được làm mát bằng nước, phía sau bia hãm một lớp nhôm với bề dày 20 mm nhằm hấp thụ các electron có năng lượng thấp.



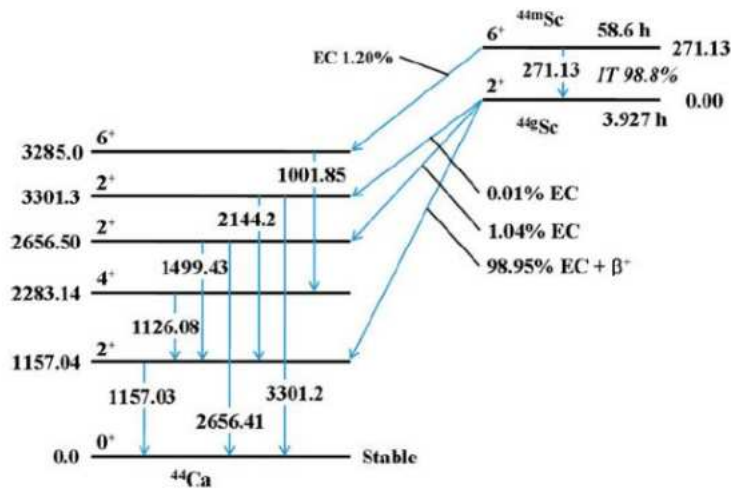
Hình 2.1. Sơ đồ kích hoạt mẫu trên máy gia tốc MT-25, JINR, Dubna, Nga

Chùm bức xạ hãm có phổ năng lượng liên tục sẽ gây ra phản ứng quang hạt nhân (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) , (γ, α) ,... tùy vào năng lượng của tia gamma và hạt nhân bia. Các hạt nhân bia sau khi bay hơi các nucleon hay thậm chí là hạt α sẽ có tạo thành hạt nhân còn dư ở trạng thái cơ bản. Tuy nhiên, hầu hết các trường hợp các hạt nhân con tạo thành sẽ tồn tại trạng thái kích thích ở mức năng lượng cao và phân rã nổi bật về trạng thái đồng phân trong một số trường hợp hay về trạng thái cơ bản. Hạt nhân ở trạng thái đồng phân có thể trải qua quá trình phân rã như β^- , EC... hay dịch chuyển đồng phân (IT) về trạng thái cơ bản (xem hình 2.2).

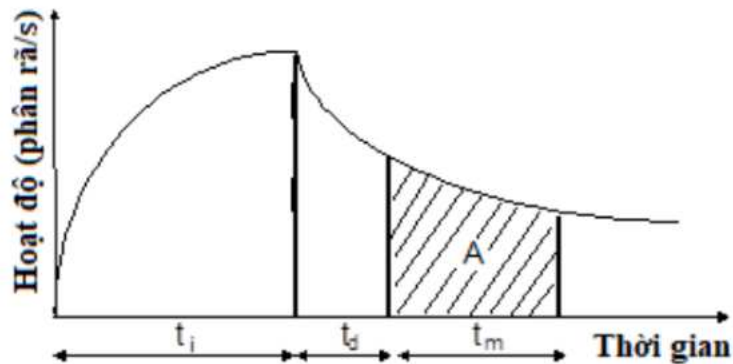
Đối với phản ứng quang hạt nhân gây bởi chùm bức xạ hãm, tỉ số suất lượng đồng phân sẽ có thể được xác định thông qua việc giải các phương trình kích hoạt, phân rã tương ứng việc tạo thành và phân rã của hạt nhân con ở trạng thái đồng phân và cơ bản ở ba giai đoạn khác nhau: (1) kích hoạt, (2) phân rã và (3) đo phổ gamma.

Hình 2.3 biểu diễn sự thay đổi hoạt độ của các đồng vị phóng xạ tạo thành theo

thời gian. Phổ gamma của các hạt nhân sản phẩm phản ứng được ghi nhận bằng hệ phổ kế gamma sử dụng detector bán dẫn HPGe, kết hợp với phần mềm ghi nhận và phân tích phổ [6, 7, 15, 37, 38]. Mục đích chính của việc phân tích phổ gamma là xác định năng lượng và diện tích các đỉnh phổ, làm cơ sở cho việc nhận diện đồng vị phóng xạ và xác định suất lượng phản ứng hạt nhân.



Hình 2.2. Sơ đồ biểu diễn sự tạo thành và phân rã của cặp hạt nhân đồng phân $^{44m,g}\text{Sc}$ [37]



Hình 2.3. Sự phụ thuộc của hoạt độ phóng xạ vào thời gian kích hoạt (t_i), thời gian phân rã (t_d) và thời gian đo (t_m).

2.2. Xác định tỉ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân

Đối với phản ứng quang hạt nhân tạo thành cặp đồng phân, tỉ số đồng phân cho trường hợp chùm photon đơn năng hay cho trường hợp bức xạ hãm được định nghĩa trong phần 3, chương 1. Việc tạo thành cặp đồng phân và phân rã của chúng có thể được mô tả bằng hệ phương trình vi phân sau:

$$\begin{cases} \frac{dN_m}{dt} = Y_m - \lambda_m \cdot N_m \\ \frac{dN_g}{dt} = Y_g - \lambda_g \cdot N_g + p \cdot \lambda_m \cdot N_m \end{cases} \quad (2.1)$$

Ở đây N_i là số hạt nhân ở trạng thái i như là một hàm của thời gian ($i = m$ là trạng thái đồng phân, $i = g$ là trạng thái cơ bản), Y_i là suất lượng phản ứng (công thức 1.12), λ_m, λ_g là hằng số phân rã tương ứng với trạng thái đồng phân và cơ bản, p là xác suất dịch chuyển từ trạng thái đồng phân về trạng thái cơ bản. Hệ phương trình trên đúng với trường hợp thông lượng chùm tia gamma không thay đổi trong quá trình kích hoạt; đóng góp từ các phản ứng can nhiễu có thể bỏ qua; sơ đồ phân rã đơn giản, trong đó trạng thái đồng phân rã về trạng thái cơ bản thông qua dịch chuyển gamma, cạnh tranh với phân rã β và trạng thái cơ bản phân rã β . Giải phương trình (2.1) cho 3 giai đoạn chiếu, rã và đo với các điều kiện ban đầu, chúng ta thu được nghiệm như sau:

$$\begin{cases} \frac{S_m}{C_m \varepsilon_m I_m} = Y_m \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9 \\ \frac{S_g}{C_g \varepsilon_g I_g} = Y_g \Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8 + Y_m (\Lambda_1 \Lambda_5 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_4 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_7) \end{cases} \quad (2.2)$$

Ở đây, S_i là diện tích đỉnh phổ gamma của hạt nhân ở trạng thái cơ bản hay đồng phân (với $i = m, g$), hệ số C_i bao gồm hiệu chỉnh sự tự hấp thụ, hiệu ứng trùng phùng thực và các hiệu ứng khác, ε_i là hiệu suất ghi của hệ phổ kế gamma tương ứng với năng lượng của tia gamma đặc trưng, I_i là cường độ phát xạ tia gamma; các hệ số $\Lambda_j, j = 1 \div 9$ là các hàm phụ thuộc vào thời gian t_i, t_c, t_m tương ứng là thời gian chiếu, phân rã và đo [6, 7, 15]:

$$\Lambda_1 = \frac{P}{\lambda_g} \left[1 - \frac{\lambda_m \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} \left(\frac{e^{-\lambda_g t_i}}{\lambda_g} - \frac{e^{-\lambda_m t_i}}{\lambda_m} \right) \right]$$

$$\Lambda_2 = \frac{1}{\lambda_g} (1 - e^{-\lambda_g t_i})$$

$$\Lambda_3 = \frac{1}{\lambda_m} (1 - e^{-\lambda_m t_i})$$

$$\Lambda_4 = \frac{p \cdot \lambda_m}{\lambda_m - \lambda_g} (e^{-\lambda_g t_c} - e^{-\lambda_m t_c})$$

$$\Lambda_5 = e^{-\lambda_g t_c}$$

$$\Lambda_6 = e^{-\lambda_m t_c}$$

$$\Lambda_7 = \frac{p \cdot \lambda_m}{\lambda_m - \lambda_g} (e^{-\lambda_g t_m} - e^{-\lambda_m t_m})$$

$$\Lambda_8 = 1 - e^{-\lambda_g t_c}$$

$$\Lambda_9 = 1 - e^{-\lambda_m t_m}$$

Từ phương trình (2.1), chúng ta rút ra công thức tính tỉ số đồng phân như sau:

$$IR = \left[\frac{S_g C_m \varepsilon_m I_m}{S_m C_g \varepsilon_g I_g} - \frac{\Lambda_1 \Lambda_5 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_4 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_7}{\Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9} \right] \cdot \frac{\Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9}{\Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8} \quad (2.3)$$

2.3. Máy gia tốc điện tử Microtron MT-25

Trong khuôn khổ luận án, các phản ứng quang hạt nhân trên các bia mẫu nghiên cứu được gây bởi chùm photon hãm tạo thành từ máy gia tốc electron Microtron MT-25 tại Viện JINR, Dubna, Nga.

Máy gia tốc Microtron MT-25 tại Phòng thí nghiệm Phản ứng hạt nhân Flerov, JINR, Dubna là một thiết bị có thể tạo ra chùm electron có năng lượng cao đến 25 MeV (Hình 2.4). Bảng 2.1 là các thông số chính của MT-25.



¹ Hình 2.4. Máy gia tốc Microtron MT-25 tại Viện JINR, Dubna, Nga

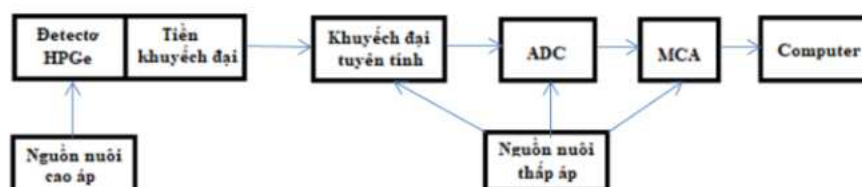
²⁶ Bảng 2.1. Các thông số chính của máy gia tốc MT-25

Năng lượng electron cực đại	25 MeV
Khoảng năng lượng chùm electron	4 - 25 MeV
Dòng trung bình	20 μ A
Thời gian dòng xung	$2,2 \times 10^{-6}$ giây
Đường kính chùm tia	5 mm
Bia hãm	W
Tấm hấp thụ sau bia hãm	Al

⁵ Chùm photon hãm phát ra tức thời khi bắn ¹chùm electron đã được gia tốc vào ²⁶bia hãm là W (hoặc các kim loại nặng khác). Khi chùm electron tương tác với vật ²⁶chất bia bị ²⁶mất năng lượng do hai quá trình chủ yếu là ion hoá do va chạm và phát ²photon hãm. Sự mất năng lượng do va chạm là kết quả của tán xạ không đàn hồi giữa electron tới với các electron trong nguyên tử. Do khối lượng của các electron rất nhỏ

nên cơ chế ¹² mất năng lượng do tương tác điện từ giữa chúng và trường Coulomb của hạt nhân bia đóng vai trò quan trọng, đặc biệt là ở vùng năng lượng cao. ² Quá trình này dẫn tới sự phát ra bức xạ sóng điện từ hay còn gọi là photon ⁹ hãm. Ngoài hai cơ chế trên còn có sự tán xạ Coulomb nhiều lần, đó là tán xạ đàn hồi của các electron ²⁸ với các hạt nhân nguyên tử nhưng xác suất của quá trình này tương đối nhỏ và ²⁸ sự mất mát năng lượng là không đáng kể.

2.4. Phổ kế gamma sử dụng trong nghiên cứu thực nghiệm



Hình 2.5. Sơ đồ hệ phổ kế gamma.

² Việc ghi nhận và xử lý phổ được thực hiện bằng hệ phổ kế ghép nối với các phần mềm chuyên dụng [123, 124, 125].

Trong khuôn khổ luận án này, chúng tôi ² sử dụng hệ phổ kế gamma gồm: detector bán dẫn HPGe model 2002CSL (CANBERA), thể tích 100 cm³, phân giải năng lượng 1,80 keV tại đỉnh 1332,5 keV kết hợp với các bộ phận điện tử chức năng như trình bày trên hình 2.5 và được kết nối với máy tính. ⁵ Việc ghi nhận và xử lý phổ gamma thông qua phần mềm Genie 2000.

2.5. Phân tích phổ gamma và hiệu chỉnh số liệu thực nghiệm

2.5.1. Phân tích phổ gamma

Các phổ gamma của các mẫu nghiên cứu trong luận án được ghi nhận và phân tích sử dụng phần mềm Genie 2000.

2.5.2. Một số hiệu chỉnh nâng cao độ chính xác của kết quả thực nghiệm

2.5.2.1. Hiệu chỉnh ² sự mất số đếm trong ghi nhận phổ gamma

² + Hiệu ứng thời gian chết và chồng chập xung:

+ Hiệu ứng cộng đỉnh :

2.5.2.2. ²Hiệu chỉnh can nhiễu phóng xạ

Can nhiễu gây bởi các hạt nhân phóng xạ được tạo thành từ nhiều chuỗi phân rã phóng xạ và/hoặc từ những kênh phản ứng.

Ngoài các can nhiễu trên còn có các can nhiễu gây nên bởi hiệu ứng nền, 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 thông số đo ảnh hưởng đến chất lượng của phổ gamma.

Việc sử dụng các mẫu kích hoạt là các đồng vị sạch cũng là biện pháp loại trừ các phản ứng can nhiễu rất có 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 [6].

2.5.2.3. ¹Đánh giá sai số của kết quả thực nghiệm

2.6. ¹Tính toán lý thuyết sử dụng kết hợp các phần mềm Talys và Geant4

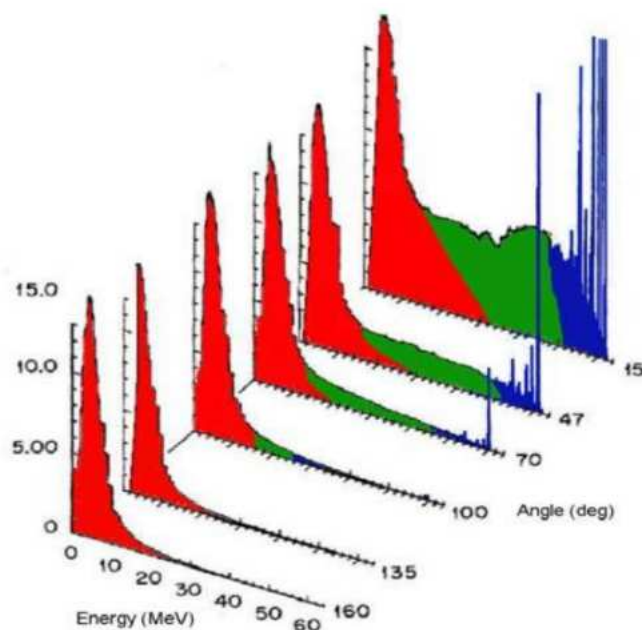
2.6.1. ¹Talys code trong tính toán tiết diện phản ứng quang hạt nhân

Phần mềm Talys được bắt đầu phát triển vào năm 1998 với mục đích để phân tích và dự đoán tiết diện của các phản ứng hạt nhân gây bởi các hạt nhẹ (gamma, neutron, proton,... cho đến ^4He) với năng lượng nằm trong khoảng từ 1 keV đến 200 MeV. Trong khoảng năng lượng này, phổ năng lượng điển hình của hạt phát ra trong quá trình phản ứng có dạng như minh họa trong hình 2.6.

Có hai cơ chế phản ứng ở hai “thái cực” khác nhau xét về mặt thời gian phản ứng được phân biệt một cách rõ ràng. Đối với trường hợp hạt bay ra ở góc hẹp theo hướng chùm hạt tới và có năng lượng lớn, chúng ta có thể quan sát thấy các đỉnh rời rạc chiếm ưu thế trong phổ năng lượng. Quá trình này tương ứng với thời gian tương tác rất nhanh, còn được gọi là “tương tác trực tiếp”, quá trình này xảy ra ở thang thời gian bằng với thời gian mà hạt tới đi ngang qua hạt nhân bia. Đối với hạt bay ra trong quá trình phản ứng có năng lượng thấp, dạng phổ bay hơi điển hình được quan sát

thấy. Trong trường hợp này, người ta giả thiết rằng các hạt tới bị hấp thụ bởi hạt nhân bia và chuyển toàn bộ năng lượng của chúng để hình thành nên một hệ hợp phần. Quá trình này còn được gọi là mẫu hạt nhân hợp phần.

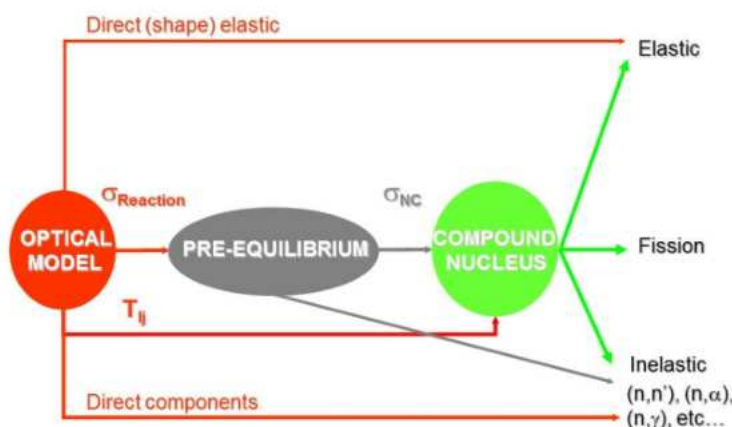
Ở đây, người ta giả thiết rằng, các quá trình hình thành và phân rã của một hệ hợp phần là các quá trình độc lập. Giả thiết này giải thích cho hiện tượng phổ năng lượng của hạt phát ra có dạng Maxwell và không phụ thuộc vào góc mà hạt bay ra. Quá trình trung gian của hai quá trình nói trên (xảy ra khi năng lượng hạt tới ở một mức đủ lớn nào đó mà ranh giới thường khó xác định một cách rõ ràng) là quá trình “tiền cân bằng”. Để mô tả ba quá trình nói trên, ba mẫu phản ứng hạt nhân tương ứng đã được phát triển là mẫu quang học, mẫu tiền cân bằng và mẫu hạt nhân hợp phần (xem hình 2.7).



Hình 2.6. Phổ năng lượng đặc trưng của hạt bay ra trong phản ứng gây bởi hạt nhẹ có năng lượng $< 200 \text{ MeV}$

Cùng với ba mẫu phản ứng hạt nhân nói trên, để mô tả một quá trình phản ứng và tính toán tiết diện phản ứng, chúng ta cần biết các thông tin về cấu trúc hạt nhân. Số liệu cơ bản nhất cần biết đó là khối lượng của các hạt nhân tham gia vào quá trình

phản ứng, các số liệu này được sử dụng để xác định ngưỡng phản ứng, và tính toán động học của phản ứng. Ngoài ra, các đại lượng như cấu trúc mức hạt nhân, năng lượng kích thích, spin và chẵn lẻ hạt nhân cũng là những đại lượng cần thiết khi tính toán một phản ứng hạt nhân. Bên cạnh đó, cấu trúc dạng cầu hay biến dạng của hạt nhân bia cũng có thể ảnh hưởng đến kết quả tính toán. Cần lưu ý rằng, ba mẫu phản ứng hạt nhân nói trên không thể mô tả hết chi tiết các quá trình có thể xảy ra của một phản ứng hạt nhân. Ví dụ, mẫu quang học chỉ xem xét quá trình phân rã tương ứng với sự bay ra của một hạt nào đó về mức đã xác định trong hạt nhân con mà không tính đến quá trình phân rã tương ứng với vùng liên tục của cấu trúc mức hạt nhân, quá trình phát xạ photon hay không xem xét đến xác suất phân hạch có thể xảy ra.



Hình 2.7. Trình tự của các mẫu lý thuyết cần thiết để mô tả các phản ứng hạt nhân

Thông thường, trong các phản ứng hạt nhân, đặc biệt là các hạt nhân hợp phần, sau khi phát ra một hạt, các hạt nhân con thường tồn tại ở trạng thái kích thích cao nằm trong vùng cấu trúc mức liên tục, các hạt nhân con này tiếp tục khử kích thích bằng các phân rã gamma nối tầng về các mức kích thích thấp hơn. Trong vùng này, (khác với vùng có các mức hạt nhân gián đoạn) chúng ta thường mô tả cấu trúc mức bằng hàm mật độ mức hạt nhân $\rho(E)$. Các mô hình mật độ mức hạt nhân sử dụng trong Talys bao gồm:

- Mẫu khí Fermi (Fermi Gas Model-FGM): mẫu này giả thiết các mức kích thích nằm cách đều nhau, các mức tập thể không tồn tại;

- Mẫu nhiệt độ không đổi (Constant Temperature Model-CTM): trong mẫu này, khoảng năng lượng kích thích được chia thành hai phần; khoảng từ 0 MeV đến năng lượng giới hạn E_M , trong khoảng này mẫu CTM [42] được áp dụng, ở vùng năng lượng lớn hơn E_M mẫu khí Fermi được sử dụng;

- Mẫu khí Fermi Back-shifted (Back-shifted Fermi Gas Model-BFM): Ở đây, năng lượng ghép đôi được xem như một tham số có thể thay đổi được. Khi đó, mẫu khí Fermi có thể được áp dụng cho đến năng lượng 0 MeV;

- Mẫu siêu chảy tổng quát (The Generalized Superfluid Model-GSM): Xem xét tương quan ghép đôi siêu chảy theo lý thuyết của Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS). Phiên bản hiện tượng luận của mẫu này được đặc trưng bởi sự chuyển pha từ hiện tượng siêu chảy ở năng lượng thấp mà tương quan ghép đôi ảnh hưởng mạnh đến mật độ mức đến vùng năng lượng cao được mô tả bởi mẫu khí Fermi;

- Mật độ mức vi mô: Bên cạnh các mẫu hiện tượng luận sử dụng trong TALYS, chúng ta có thể lựa chọn sử dụng các mẫu vi mô được xây dựng dựa vào các tính toán Hartree-Fock hay Hartree-Fock-Bogolyubov với các lực tương tác nucleon-nucleon hiệu dụng Skyrme hay Gogny.

Chi tiết về các mô hình về mật độ mức nói riêng và TALYS code nói chung có thể tìm thấy trong [43].

2.6.2. Giới thiệu Geant4

Geant4 là công cụ mô phỏng Monte-Carlo được phát triển bởi cơ quan nghiên cứu hạt nhân Châu Âu (CERN) sử dụng ngôn ngữ lập trình hướng đối tượng C++ với mục đích ban đầu là để mô phỏng các quá trình trong vật lý năng lượng cao phục vụ cho mô phỏng các hệ detector lớn sử dụng trong các thí nghiệm CMS và ATLAS tại tổ hợp máy gia tốc lớn CERN. Với lợi thế của việc sử dụng ngôn ngữ lập trình hướng đối tượng, ngày nay, các ứng dụng của Geant4 đã mở rộng mạnh mẽ sang lĩnh vực vật lý hạt nhân, vật lý thiên văn, y học hạt nhân,... Trong lĩnh vực vật lý hạt nhân, việc sử dụng Geant4 cho phép chúng ta có thể mô phỏng các thí nghiệm vật lý hạt nhân khác nhau, cụ thể là [44]:

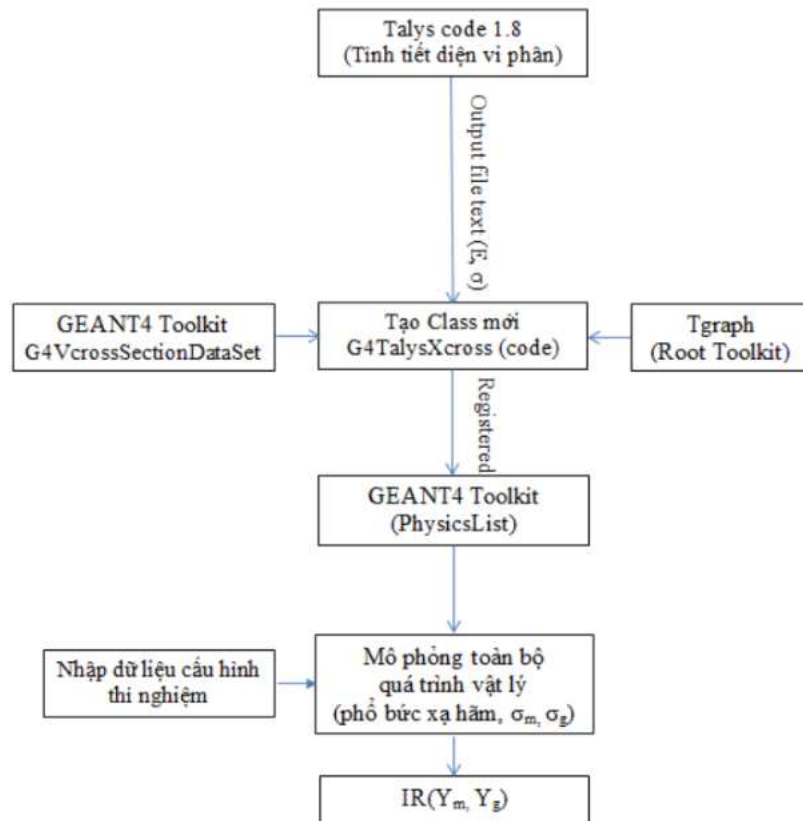
- Geant4 có định nghĩa sẵn hoặc cho phép định nghĩa (thông qua các câu lệnh) toàn bộ các hạt cơ bản, các hạt nhân “tham gia” trong quá trình phản ứng từ hạt cơ bản như proton, neutron, photon, alpha,... đến các ion, heavy ion,...

- Mô phỏng quỹ đạo và các tương tác của hạt với vật chất với các quá trình vật lý hạt nhân khác nhau như: tương tác điện từ, hadronic, phản ứng hạt nhân và các quá trình quang học (optical process).

- Geant4 cho phép người lập trình có thể viết các code mô phỏng dựa vào các lớp có sẵn của Geant4 để lấy ra các thông tin là kết quả của các quá trình tương tác và phản ứng hạt nhân như vị trí, xung, năng lượng của hạt sơ cấp, thứ cấp,... Đồng thời, Geant4 cho phép “tương tác” với các phần mềm khác để lưu kết quả mô phỏng phục vụ cho việc phân tích về sau cũng như hiển thị toàn bộ quá trình tương tác như: hình học, quỹ đạo....,

2.6.3. Kết hợp TALYS và mô phỏng Monte-Carlo sử dụng Geant4

Trong phần này, việc tính toán tiết diện phản ứng quang hạt nhân kết hợp với tính toán mô phỏng Monte-Carlo sử dụng Geant4 để tính toán tỉ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lồi sẽ được trình bày. Các kết quả tính toán so với kết quả thực nghiệm sẽ được trình bày trong chương 3.



Hình 2.8. Sơ đồ kết hợp Talys và Geant4 trong các tính toán tỷ số đồng phân

Như chúng ta đã biết, gần đây TALYS code được ứng dụng rất rộng rãi trong tính toán tiết diện vi phân của phản ứng quang hạt nhân cũng như tỉ số đồng phân IR trong phản ứng quang hạt nhân tạo thành các cặp đồng phân. Một số nghiên cứu chỉ ra rằng, giữa tính toán sử dụng TALYS và thực nghiệm có sự thống nhất trong khi một số khác chỉ ra rằng vẫn còn nhiều sai khác giữa tính toán và thực nghiệm trong một số phản ứng quang hạt nhân [6-13]. Tuy nhiên, trên thực tế, các thí nghiệm về phản ứng quang hạt nhân chủ yếu được tiến hành sử dụng chùm bức xạ hãm phổ năng lượng liên tục. Vì vậy, để có thể so sánh giữa tính toán lý thuyết và thực nghiệm, code tính toán TALYS (để tính toán tiết diện vi phân) thường được sử dụng kết hợp với các code mô phỏng Monte-Carlo trong mô phỏng quá trình tương tác của bức xạ với vật chất như FLUKA, Geant4, ... để mô phỏng phổ bức xạ hãm [6-13]. Sau đó, dựa vào phổ mô phỏng, người ta có thể sử dụng phương pháp “chập” (folding) để tính

toán tiết diện phản ứng như trong [7, 8] hay tính toán tiết diện phản ứng trung bình theo trọng số như mô tả trong [12], nhờ đó mà sự so sánh giữa thực nghiệm và lý thuyết có thể thực hiện được.

Trong luận án này, khác với hai phương pháp đề cập ở trên, chúng tôi đã tiến hành đưa tiết diện vi phân tính toán bằng TALYS 1.8 vào Geant4, hay nói cách khác là phát triển code mô phỏng dựa vào Geant4 sử dụng tiết diện vi phân là kết quả tính toán của TALYS 1.8 để mô phỏng toàn bộ quá trình từ việc mô phỏng phổ bức xạ hãm phát ra từ máy gia tốc MT-25 tương ứng với chùm electron có năng lượng khác nhau và quá trình phản ứng quang hạt nhân. Hay nói cách khác, sử dụng tính toán bằng mô phỏng thay vì tính giải tích phương trình:

$$IR = \frac{N_0 \int_{E_{th}^m}^{E_Y^m} \sigma_m(E) \phi(E, \theta) dE}{N_0 \int_{E_{th}^g}^{E_Y^g} \sigma_g(E) \phi(E, \theta) dE} \quad (2.11)$$

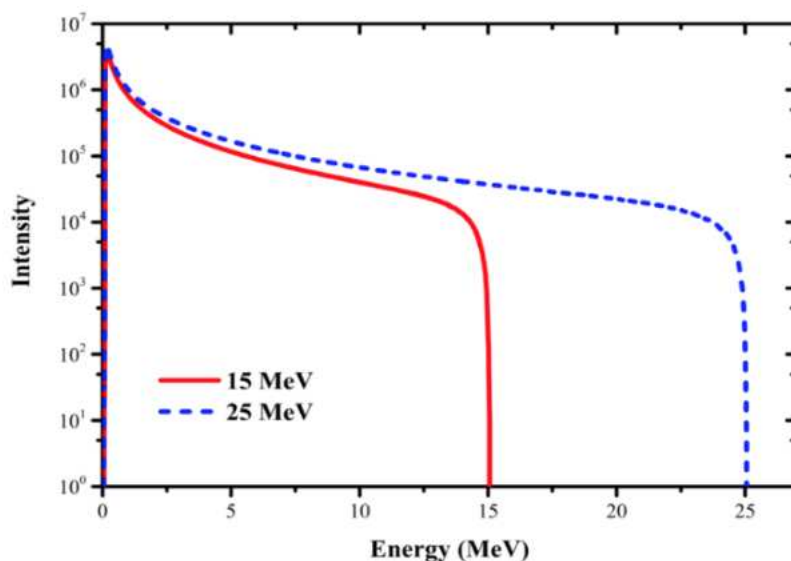
Trong phương trình này, E_Y^m là năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm, $\phi(E, \theta)$ là phổ bức xạ hãm được mô phỏng bằng Monte-Carlo sử dụng Geant4, N_0 là số hạt nhân bia, E_{th}^m và E_{th}^g tương ứng là ngưỡng của phản ứng quang hạt nhân tạo thành trạng thái đồng phân và cơ bản, $\sigma_m(E)$ và $\sigma_g(E)$ là tiết diện phản ứng quang hạt nhân tương ứng với trạng thái đồng phân và cơ bản.

2.6.3.1. Mô phỏng phổ bức xạ hãm trong Geant4

Để mô phỏng phổ bức xạ hãm là hệ quả của quá trình tương tác của chùm electron với bia hãm W trong máy gia tốc MT-25, toàn bộ quá trình tương tác điện từ giữa chùm điện tử và các hạt thứ cấp có thể tạo thành với hạt nhân bia được xét đến trong code mô phỏng Geant4. Trong đó, để mô phỏng quá trình tạo bức xạ hãm, mô hình Seltzer Berger (*G4SeltzerBergerModel*) sử dụng tiết diện ngoại suy từ số liệu dưới dạng bảng được áp dụng. Tiết diện vi phân “đơn” (tiết diện vi phân phụ thuộc vào năng lượng) là sự đóng góp của hai quá trình, đó là quá trình tạo bức xạ hãm trong trường hạt nhân nguyên tử $d\sigma_n/dk$ và phần $Zd\sigma_e/dk$ tương ứng với quá trình tạo bức xạ hãm trong trường của các điện tử trong nguyên tử:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{d\sigma_n}{dk} + Z \frac{d\sigma_e}{dk} \quad (2.12)$$

Tiết diện vi phân nói trên ¹ phụ thuộc vào năng lượng của photon phát ra và động năng T_e của electron tới và số nguyên tử Z của nguyên tử bia.



¹ Hình 2.9. Phổ bức xạ hãm từ máy gia tốc Microtron MT-25, Dubna, Nga tương ứng với chùm điện tử có năng lượng cực đại 15 và 25 MeV.

Trong Geant4, tiết diện vi phân $d\sigma_n/dk$ và $Zd\sigma_e/dk$ dưới dạng bảng cho electron có năng lượng từ 1 keV đến 10 GeV được nội suy và hệ thống hoá bởi Seltzer và Berger được sử dụng [46,47]. ³⁸ Kết quả tính toán nội suy phù hợp tốt với thực nghiệm với độ bất định ước tính là:

- 3% đến 5% trong vùng năng lượng cao ($T_e \geq 50$ MeV),
- 5% đến 10% trong vùng năng lượng trung bình ($2 \leq T_e \leq 50$ MeV),
- và 10% ở vùng năng lượng thấp ($T_e \leq 2$ MeV)

¹ Phổ bức xạ hãm phát ra từ máy gia tốc MT-25 mô phỏng bởi Geant4 sử dụng mô hình *G4SelzerBergerModel* được trình bày trên hình 2.8. Hình học sử dụng trong mô phỏng ¹² và các tham số liên quan đến chùm điện tử được lấy từ [46, 47].

¹⁰ 2.6.3.2. Mô phỏng quá trình phản ứng quang hạt nhân: bổ sung quá trình quang hạt nhân đơn giản vào Geant4.

Để mô phỏng quá trình phản ứng quang hạt nhân, chúng ta có thể sử dụng lớp G4PhotoNuclearProcess có sẵn trong Geant4 hay lớp khác dựa vào mô hình G4GammaNuclearReaction. Mô hình này sử dụng các lý thuyết của vật lý hạt và mới chỉ được kiểm chứng cho vùng năng lượng từ 60 MeV-3 GeV, ở vùng năng lượng thấp mô hình này không “tái tạo” được số liệu thực nghiệm [48]. Vì vậy, W. Luo và các cộng sự [48] đã bổ sung quá trình mới vào Geant4 để mô phỏng phản ứng quang hạt nhân ở vùng năng lượng thấp. Mô hình của W. Luo sử dụng lớp TgenPhaseSpace từ ROOT, Cern [49] và sử dụng tiết diện toàn phần từ các cơ sở dữ liệu EMPIRE [29], EXFOR [51] hay Talys [28, 50]. Tương tự, J. W. Shin [53] cũng đã phát triển code mô phỏng Geant4 dựa vào số liệu từ ENDF/B-VII.1 để mô phỏng phản ứng quang hạt nhân với năng lượng photon ≤ 140 MeV. Các code mô phỏng nói trên mô tả tương đối tốt số liệu thực nghiệm trong vùng năng lượng thấp. Tuy nhiên, cả hai cách tiếp cận của W. Luo và J. W. Shin đã không xem xét sự cạnh tranh giữa các kênh phản ứng và cũng không mô phỏng quá trình tạo ra nhiều trạng thái đồng phân trong cùng một lần chạy. Chính vì lý do đó, chúng tôi đã phát triển code mô phỏng để khắc phục những nhược điểm nói trên, trong đó, chúng tôi đã bổ sung hai module chính. Module thứ nhất có vai trò tạo ra tiết diện phản ứng trong Geant4 bằng việc bổ sung mà chúng tôi gọi là G4TalysXcross thừa kế từ lớp mẹ có sẵn trong Geant4 là G4VcrossSectionDataSet, lớp này sử dụng tiết diện tính toán bằng TALYS code và được lưu trong một số file text như là số liệu đầu vào. Các file dữ liệu đầu vào này bao gồm cả tiết diện cho từng trạng thái đồng phân. Cách tiếp cận này khác với cách tiếp cận mô tả trong [48, 53] trong đó chỉ sử dụng tiết diện cho mỗi một trạng thái đồng phân trong một lần chạy. Kết quả tính toán của lớp này là tiết diện toàn phần. Module thứ hai dùng để mô phỏng tiết diện tạo từng trạng thái đồng phân khác nhau hay trạng thái cơ bản và phân bố trạng thái của hạt nhân sản phẩm (động năng, phân bố góc...). Việc mô phỏng quá trình hình thành các trạng thái đồng phân hay cơ bản trong hạt nhân sản phẩm được tiến hành dựa vào tiết diện tương ứng với từng trạng thái được xử lý bởi lớp G4TalysXcross. Giả sử r là số ngẫu nhiên nằm trong khoảng từ 0 đến 1. Khi đó, trạng thái đồng phân thứ J được tạo thành trong phản ứng quang hạt nhân nếu:

$$r \leq \sum_{v=0}^J p_v \quad (2.13)$$

trong đó, p_v là xác suất tạo trạng thái đồng phân thứ v và ¹ được tính thông qua tiết diện tạo trạng thái đồng phân. Cuối cùng là sự mô hình tính toán phân bố trạng thái cuối cùng của sản phẩm phản ứng như động năng và phân bố góc sử dụng lớp TGenPhaseSpace tương tự như cách tiếp cận của W. Luo và các cộng sự [48] lớp này sử dụng thư viện GENBOD và W525 từ CERNLIB và sử dụng các phương pháp phát triển bởi Raubold và Lynch [54].

Chương 3. KẾT QUẢ TÍNH THỰC NGHIỆM VÀ TÍNH LÝ THUYẾT

Trong chương này chúng tôi sẽ trình bày các kết quả nghiên cứu thực nghiệm xác định tỉ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân: $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m}\text{Ag}$, $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m}\text{Ir}$, $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{Pt}$ và $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m}\text{Ce}$. Ngoài ra kết quả tính toán lý thuyết tỉ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m}\text{Eu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m}\text{Eu}$ sử dụng phương pháp kết hợp Talys và mô phỏng Monte - Carlo sử dụng Geant4. Các kết quả tính toán lý thuyết và so sánh với thực nghiệm sẽ được trình bày trong phần 3 của chương này.

3.1. Cấu trúc hạt nhân tương ứng với các hạt nhân nghiên cứu

Trong phần này, cấu hình nucleon và cấu trúc hạt nhân tương ứng với các trạng thái đồng phân và cơ bản trong của các hạt nhân tạo thành từ một số phản ứng quang hạt nhân sẽ được trình bày. Một số đặc trưng cơ bản của các phản ứng cần quan tâm như spin chẵn lẻ của trạng thái đồng phân, cơ bản và thời gian bán rã tương ứng được trình bày trên bảng 3.1

Bảng 3.1. Phản ứng quang hạt nhân tạo thành các cặp đồng phân

Phản ứng hạt nhân	Hạt nhân sản phẩm	Spin, chẵn lẻ	Thời gian bán rã
$^{107}\text{Ag}(\gamma, n)$	^{106m}Ag	6^+	8,28 ngày
	^{106g}Ag	1^+	24,0 phút
$^{113}\text{In}(\gamma, 2n)$	^{111m}In	$1/2^-$	7,6 phút
	^{111g}In	$9/2^+$	2,83 ngày
$^{113}\text{In}(\gamma, n)$	^{112m}In	4^+	20,56 phút
	^{112g}In	1^+	14,97 phút
	^{194m}Ir	11^+	171,55 ngày

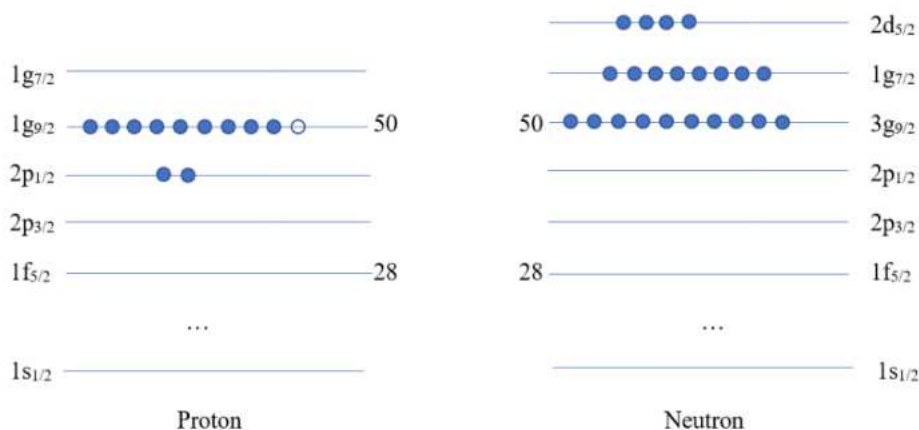
$^{195}\text{Pt}(\gamma, p)$	^{194g}Ir	1^-	19,15 giờ
$^{198}\text{Pt}(\gamma, n)$	^{197m}Pt	$13/2^+$	95,4 phút
	^{197g}Pt	$1/2^-$	19,89 giờ
$^{138}\text{Ce}(\gamma, n)$	^{137m}Ce	$11/2^-$	34,4 giờ
	^{137g}Ce	$3/2^-$	9,0 giờ

Đối với các hạt nhân có số khối lẻ và số nucleon nằm trong các vùng đảo đồng phân như ^{111}In , ^{137}Ce và ^{197}Pt , spin của các trạng thái cơ bản và đồng phân có thể giải thích bằng mẫu vỏ hạt nhân, theo đó trạng thái kích thích thấp được cho là do sự kích thích của neutron hay proton lẻ.

Hạt nhân ^{106m}Ag

Hạt nhân bia ^{107}Ag sử dụng trong nghiên cứu của chúng tôi là một trong hai đồng vị bền của Ag, đây là hạt nhân chẵn-lẻ có 47 proton và 60 neutron. Hạt nhân này nằm trong vùng đảo đồng phân ($Z = 39-49$), là vùng với các mức để có thể lấp đầy proton để tiến tới lớp vỏ đóng với số magic $Z = 50$ là mức $p_{1/2}$ và $g_{9/2}$ với sự chênh lệch spin bằng 4. Trong vùng này có sự cạnh tranh giữa hai mức nói trên thể hiện rất rõ ở tính chất của trạng thái cơ bản: ^{107}Ag có 47 proton và có trạng thái cơ bản với spin là $1/2^-$ trong khi ^{83}Kr có 47 neutron nhưng trạng thái cơ bản lại tương ứng với mức $g_{9/2}$ với spin $9/2^+$.

Phản ứng quang hạt nhân $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)$ tạo thành hạt nhân ^{106}Ag . Mặc dù có số proton nằm gần lớp vỏ đóng $Z = 50$ nhưng do là hạt nhân lẻ-lẻ nên sự liên kết giữa proton và neutron lẻ làm cho cấu trúc của hạt nhân này rất phức tạp. Trạng thái cơ bản với spin 1^+ được cho là tương ứng với cấu hình liên kết proton-neutron $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{7/2}$, trong khi trạng thái kích thích đồng phân với spin 6^+ được giải thích là có sự tham gia của mức $d_{5/2}$ [55].

Hạt nhân $^{111}\text{m}\text{g}\text{In}$ **Hình 3.1.** Cấu hình nucleon của hạt nhân ^{111}In

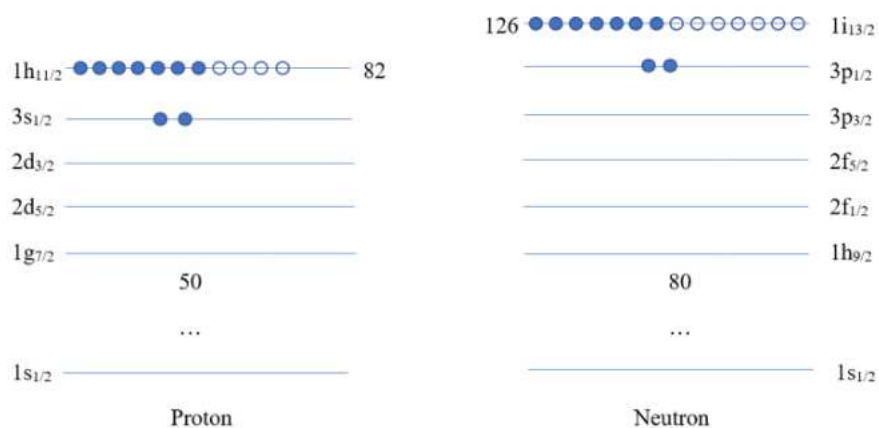
Hạt nhân ^{111}In là hạt nhân có số khối A lẻ (hạt nhân chẵn-lẻ) với số proton $Z = 49$ tiệm cận đến lớp vỏ đóng $Z = 50$ (số magic), nằm trong vùng đảo đồng phân IV (với số nucleon lẻ nằm trong vùng 39-49). Spin của trạng thái cơ bản trong hạt nhân này có thể được tiên đoán bằng lý thuyết mẫu vỏ. Cấu hình nucleon của hạt nhân này được trình bày trên hình 3.1, theo đó trạng thái cơ bản sẽ tương ứng với 01 lỗ trống ở lớp $1g_{9/2}$ với spin $9/2^+$. Giữa hai mức $2p_{1/2}$ và $1g_{9/2}$, sự chênh lệch về spin lớn ($\Delta J = 4$), trong khi đó khoảng cách về mặt năng lượng giữa hai mức $2p_{1/2}$ và $1g_{9/2}$ là nhỏ hơn nhiều so với khoảng cách về mặt năng lượng giữa mức $1g_{9/2}$ và các mức trên đó do hạt nhân với $Z = 50$ là hạt nhân magic, chính vì vậy, trạng thái đồng phân trong hạt nhân ^{111}In được giải thích là tương ứng với lỗ trống ở mức $1p_{1/2}$ là do sự kích thích của một proton ở lớp $1p_{1/2}$ lên mức $1g_{9/2}$.

Hạt nhân ^{112}In

Tương tự như ^{106}Ag , mặc dù hạt nhân ^{112}In có số proton gần với số magic $Z = 50$, nhưng đây là hạt nhân lẻ-lẻ nên cấu trúc của hạt nhân này không thể giải thích một cách đơn giản bằng lý thuyết mẫu vỏ. Trạng thái cơ bản với spin 1^+ là hệ quả của sự liên kết của lỗ trống proton và neutron là $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu s_{1/2}$, trong khi đó trạng thái kích thích đồng phân 4^+ tương ứng với cấu hình $\pi g_{9/2}^{-1} \otimes \nu g_{7/2}$ [56, 57].

Hạt nhân ^{197}Pt

Hạt nhân ^{197}Pt có số neutron lẻ $N = 119$ nằm trong vùng đảo đồng phân số VI (hạt nhân có số neutron lẻ và nằm trong vùng 100-125). Tương tự như đối với hạt nhân ^{111}In , spin của trạng thái cơ bản được cho là tương ứng với neutron lẻ nằm ở mức $1i_{13/2}$, và có giá trị bằng $13/2^+$. Trong khi đó, trạng thái đồng phân có thể được giải thích là do sự kích thích của một neutron từ mức $3p_{1/2}$ lên mức $1i_{13/2}$ do hai mức này có năng lượng khá gần nhau trong khi hiệu spin $\Delta J = 6$ vì vậy, sự kích thích có thể dễ dàng xảy ra đồng thời tạo thành bẫy đồng phân. Sự kích thích này làm hình thành một lỗ trống ở mức $3p_{1/2}$, vì vậy spin của trạng thái đồng phân tương ứng sẽ là $1/2^-$. Sự kích thích một neutron từ mức $1i_{13/2}$ lên mức cao hơn là khó hơn do khoảng cách về mặt năng lượng lớn (xem hình 3.2).



Hình 3.2. Cấu hình nucleon trong hạt nhân ^{197}Pt

Hạt nhân ^{137}Ce

Hạt nhân ^{137}Ce có số neutron lẻ nằm trong vùng đảo đồng phân ($N = 64-81$), trong vùng này, mức $1h_{11/2}$ cạnh tranh với các mức $3s_{1/2}$ và $2d_{3/2}$. Hạt nhân này có cấu trúc phức tạp và rất khó để xác định cấu hình của tất cả các mức. Thực nghiệm đã chứng minh rằng I^π của trạng thái cơ bản của hạt nhân này là $3/2^+$, trong khi đó trạng thái có spin $11/2^-$ tại mức 254,3 keV với thời gian sống $T_{1/2} = 34,4$ giờ là trạng thái

đồng phân, spin của trạng thái này ¹² được giải thích là do sự liên kết giữa một lỗ trống neutron và hạt nhân lõi chẵn chẵn (50-78) - cấu hình $\nu h_{11/2}^- \times 2^+$ [58].

Hạt nhân ^{152m}gEu

Hạt nhân lẻ-lẻ ¹⁵²Eu có 63 proton và 89 neutron, số nucleon lẻ của hạt nhân nằm xa lớp vỏ đóng nên hạt nhân ¹⁵²Eu có cấu trúc biến dạng biến dạng lớn, cấu trúc của nó được mô tả bằng mẫu biến dạng Nilson. Theo đó, ¹ trạng thái cơ bản của hạt nhân này tương ứng với sự liên kết ngược chiều của hai quỹ đạo $\pi \frac{5}{2}$ [411] và $\nu \frac{11}{2}$ [505], hay có thể viết ngắn gọn là cấu hình $(\pi \frac{5}{2} [411] - \nu \frac{11}{2} [505])$ với spin và chẵn lẻ $J^\pi = 3^-$; trong khi đó các trạng thái đồng phân m_1 và m_2 (có 2 trạng thái đồng phân) tương ứng với cấu hình $(\pi \frac{3}{2} [411] - \nu \frac{3}{2} [532])$ và $(\pi \frac{5}{2} [413] + \nu \frac{11}{2} [505])$ và có spin và chẵn lẻ tương ứng là $J^\pi = 0^-$ và 8^- . [59].

Hạt nhân ¹⁹⁴Ir

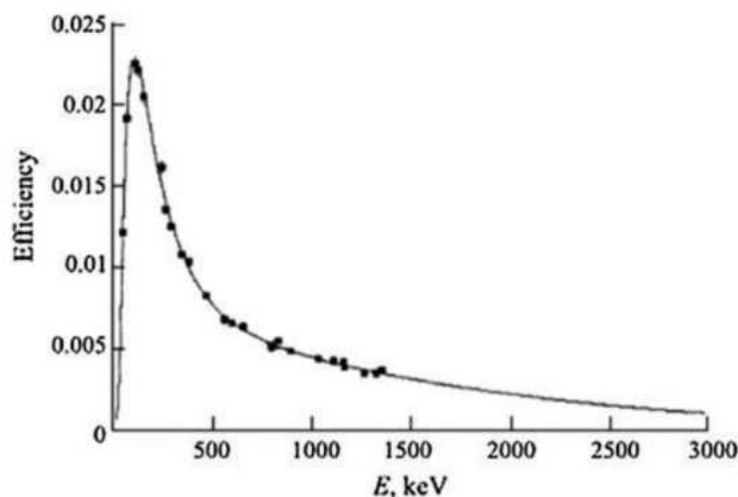
Tương tự như hạt nhân ¹⁵²Eu, ¹¹ hạt nhân ¹⁹⁴Ir là hạt nhân biến dạng, spin và chẵn ¹¹ lẻ của trạng thái cơ bản có thể được giải thích bằng mẫu hạt nhân biến dạng Nilson. Trạng thái cơ bản có $J^\pi = 1^-$ tương ứng với cấu hình $(\pi \frac{3}{2} [401] - \nu \frac{1}{2} [510])$ [60], trong khi đó các trạng thái đồng phân tương ứng là $m_1 (4^+)$ và $m_2 (10^-)$.

3.2. Thục nghiệm và kết quả ³ xác định tỷ số đồng phân

Như đã trình bày trong chương 2, ⁷ các thí nghiệm được tiến hành ¹ tại Phòng thí nghiệm Phản ứng hạt nhân tên Viện sĩ Flerov, Viện Liên hợp Nghiên cứu hạt nhân, Dubna, Liên bang Nga.

⁵ Các mẫu nghiên cứu được kích hoạt với thời gian khác nhau, tương ứng với ⁵ thời gian sống của các hạt nhân sản phẩm. Thời gian chiếu ngắn ưu tiên cho các trường hợp sản phẩm phản ứng là những đồng vị phóng xạ có thời gian sống ngắn chiếm ưu thế. Thời gian chiếu dài áp dụng cho các trường hợp các hạt nhân sản phẩm có thời gian sống dài chiếm ưu thế. Sơ đồ kích hoạt được trình bày trên Hình 2.1. Các ² mẫu nghiên cứu sau khi được kích hoạt và được “phơi” với một thời gian phơi thích hợp sẽ được đo trên hệ phổ kế gamma với detector bán dẫn Germani siêu tinh khiết

HPGe model 2002CSL (CANBERA), thể tích 100 cm^3 , phân giải năng lượng $1,80 \text{ keV}$ tại đỉnh $1332,5 \text{ keV}$. Phần mềm Gennie2000 được sử dụng trong thu nhận và xử lý phổ gamma. Trên hình 3.3 là hiệu suất ghi của hệ phổ kế gamma sử dụng trong nghiên cứu cho trường hợp mẫu đặt cách detector 5 cm .



Hình 3.3. Hiệu suất ghi của detector bán dẫn HP(Ge) tại khoảng cách 5 cm

3.2.1. Thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m}}\text{Ag}$

3.2.1.1. Chuẩn bị mẫu và kích hoạt:

Trong nghiên cứu này 11 mẫu bạc (Ag) tự nhiên có độ tinh khiết cao được sử dụng. Đặc trưng của các mẫu được trình bày trong bảng 3.2. Các mẫu này được kích hoạt sử dụng chùm photon hãm của máy gia tốc electron Microtron MT 25 với năng lượng cực đại được thay đổi từ 14 MeV đến 24 MeV với thời gian chiếu là 60 phút, với cường độ dòng electron trung bình là $14 \mu\text{A}$ đối với $E_{\gamma\text{max}}$ $14\text{-}19 \text{ MeV}$; $12 \mu\text{A}$ đối với $E_{\gamma\text{max}}$ từ $20 - 24 \text{ MeV}$.

3.2.1.2. Kết quả thực nghiệm và thảo luận

Trong nghiên cứu này, mẫu Ag tự nhiên được sử dụng. Vì vậy, trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, các phản ứng quang hạt nhân tạo thành cặp đồng phân có thể xảy ra bao gồm $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m}}\text{Ag}$, $^{109}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{106\text{m}}\text{Ag}$. Tuy nhiên, trong thí nghiệm của chúng tôi, năng lượng cực đại của chùm photon chỉ lên đến 24 MeV

trong khi ngưỡng phản ứng $^{109}\text{Ag}(\gamma,3n)$ tạo ra cặp đồng phân ^{106m}Ag và ^{106g}Ag lần lượt là 26,33 MeV và 25,99 MeV, vì thế trên thực tế, chỉ có phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106m}\text{Ag}$ được xem xét. Ngưỡng của các phản ứng nói trên và các tia gamma đặc trưng tương ứng với hạt nhân sản phẩm ^{106m}Ag được trình bày trên bảng 3.3.

Bảng 3.2. Các đặc trưng của mẫu ^{nat}Ag , thông số của chùm bức xạ hãm và thời gian kích hoạt

Mẫu	¹ Năng lượng cực đại của bức xạ hãm (MeV)	Khối lượng mẫu (g)	Đường kính mẫu (cm)	Cường độ trung bình chùm electron (μA)	Thời gian chiếu mẫu (phút)
1	14,0	0,3272	1,0	14,0	60,0
2	15,0	0,3187	1,0	14,0	60,0
3	16,0	0,2992	1,0	14,0	60,0
4	17,0	0,2896	1,0	14,0	60,0
5	18,0	0,2976	1,0	14,0	60,0
6	19,0	0,2879	1,0	14,0	60,0
7	20,0	0,2837	1,0	12,0	60,0
8	21,0	0,2754	1,0	12,0	60,0
9	22,0	0,2653	1,0	12,0	60,0
10	23,0	0,2578	1,0	12,0	60,0
11	24,0	0,2545	1,0	12,0	60,0

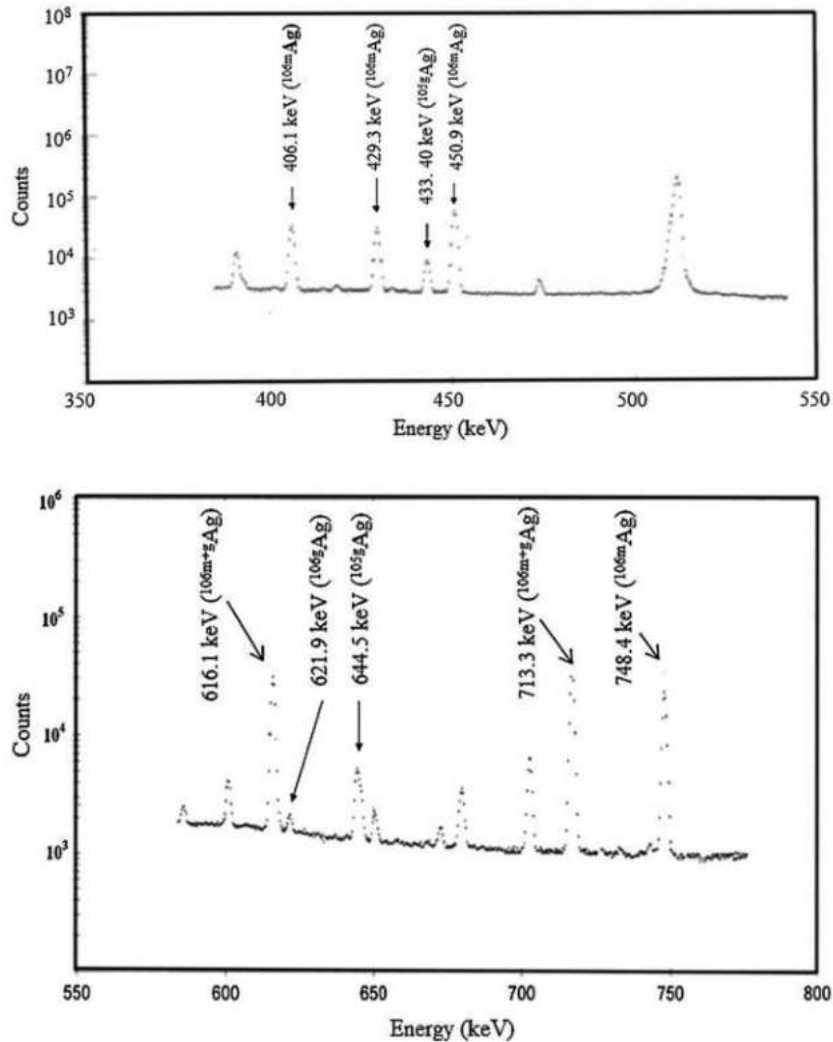
Bảng 3.3. Các đặc trưng phân rã và tia gamma của hạt nhân sản phẩm ^{106}Ag

Phản ứng hạt nhân	Ngưỡng phản ứng (MeV)	Thời gian bán rã, $T_{1/2}$	Năng lượng và cường độ tia gamma E (keV), I (%)	Hệ số dịch chuyển đồng phân, IT
$^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m}\text{Ag}$	9,53	8,28 ngày	221,7 (6,61)	0
			406,1 (13,5)	
			429,3 (13,23)	
			450,9 (28,2)	
			748,4 (20,6)	
			824,8 (15,3)	
			1045,8 (29,6)	
			1527,6 (16,3)	
$^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106g}\text{Ag}$	9,07	23,96 phút	621,9 (0,32) 873,5 (0,20)	

Do thời gian bán rã của các trạng thái đồng phân và cơ bản trong hạt nhân sản phẩm ^{106}Ag rất khác nhau nên các mẫu được phơi, đo với thời gian khác nhau. Để giảm thiểu thời gian chết của hệ đo, các mẫu kích hoạt được đặt cách detector 5 cm. Thời gian mỗi phép đo khác nhau, từ 5 phút tới 12 giờ.

Hình 3.4 là phổ gamma đặc trưng của mẫu bạc tự nhiên đã được kích hoạt bởi chùm photon âm 24 MeV và đo trên hệ phổ kế gamma bán dẫn đặt cách detector 5cm với thời gian chiếu, phơi và đo lần lượt là 60, 30 và 30 phút. Như đã thấy trong Bảng 3.3, có nhiều tia gamma đặc trưng cho trạng thái đồng phân trong khi đối với trạng thái cơ bản chỉ có một tia gamma đặc trưng duy nhất với năng lượng 621,9 keV.

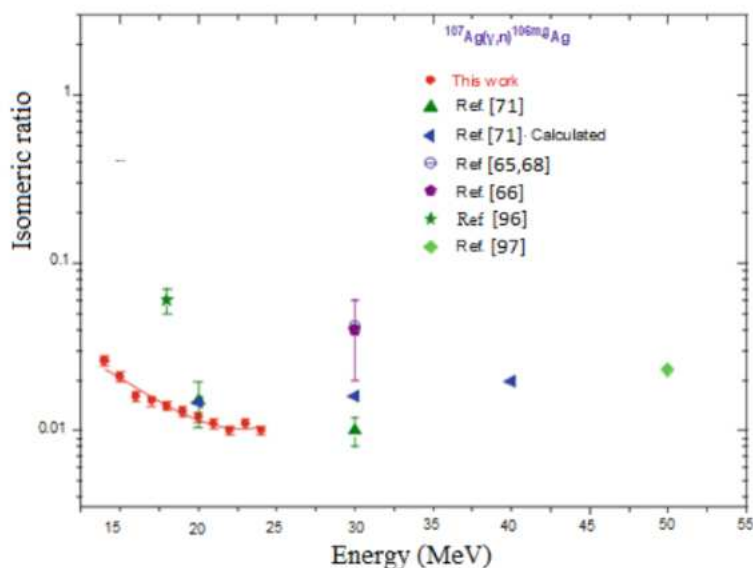
Chúng ta có thể quan sát rất rõ các đỉnh quang điện tương ứng với các tia gamma đặc trưng đó được đánh dấu trên phổ (hình 3.4)



Hình 3.4. Phổ gamma của mẫu ^{106m}Ag được chiếu trên chùm photon hãm 24 MeV với $t_i = 60$ phút, $t_d = 30$ phút, $t_c = 30$ phút và $d = 5\text{cm}$

Theo nguyên tắc, tất cả các tia gamma trong bảng 3.3 có thể được sử dụng cho tính toán tỉ số đồng phân. Tuy nhiên trong thực tế, như đã thấy từ hình 3.4 và bảng 3.3, tia gamma 221,7; 406,1; 429,3; 450,9 keV đặc trưng cho trạng thái đồng phân ^{106m}Ag xuất hiện trên nền Compton rất cao của tia gamma 616,2 (21,6), 717,3 (28,9)

keV đặc trưng cho cả trạng thái đồng phân và cơ bản $^{106m,g}\text{Ag}$ và các tia 748,4; 824,8; 1045,8 và 1527,6 keV đặc trưng cho trạng thái đồng phân ^{106m}Ag . Do đó, trong trường hợp này, để tính toán các tỷ số đồng phân các tia gamma 748,4 keV và 1045,8 keV đặc trưng cho trạng thái đồng phân và tia gamma 621,9 keV đặc trưng cho trạng thái cơ bản được chọn do cường độ cao nhất của chúng và sai số cường độ thấp nhất [22, 23]. Mặt khác, mặc dù cường độ tia gamma 1045,8 keV cao hơn tia gamma 748,4 keV nhưng hiệu suất ghi của đầu dò bán dẫn của tia gamma 748,4 keV cao hơn tia gamma 1045,8 keV. Cuối cùng, cặp tia gamma 748,4 và 621,9 keV được chọn để tính toán tỷ số đồng phân của cặp $^{106m,g}\text{Ag}$. Lựa chọn này đã làm cho sai số thí nghiệm thấp hơn. Trong thí nghiệm này, sự mất số đếm có thể phát sinh từ hiệu ứng trùng phùng tổng và tự hấp thụ tia gamma. Hiệu ứng trùng phùng tổng có thể được giảm bớt hoặc loại bỏ bằng cách lựa chọn khoảng cách thích hợp giữa mẫu đến đầu dò, trong khi đó hiệu ứng tự hấp thụ có thể bỏ qua nếu lựa chọn khối lượng mẫu tối ưu. Những hiệu chỉnh này đã được thực hiện trong thí nghiệm bằng các phương pháp được sử dụng trong [61, 62].



Hình 3.5. Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m,g}\text{Ag}$ với năng lượng cực đại chùm bức xạ gamma

Kết quả thí nghiệm của chúng tôi và kết quả tham khảo của các tác giả khác được trình bày chi tiết trong bảng 3.4. Trong thí nghiệm này, tỷ số đồng phân được xác định là tỷ số giữa suất lượng của trạng thái spin cao $Y(hs)$ so với trạng thái spin thấp $Y(ls)$ tức là $IR = Y(hs)/Y(ls)$. Hình 3.5 biểu diễn sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân của phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m.g}\text{Ag}$ vào năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm. Từ công thức (2.3) ta nhận thấy, trường hợp phản ứng quang hạt nhân với bức xạ hãm ở vùng GDR, tỷ số đồng phân tăng hoặc (giảm) khi tăng năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm, tỉ số này đạt giá trị cực đại (hoặc cực tiểu) ở cuối vùng cộng hưởng không lồ và thay đổi một chút (hoặc hầu như không thay đổi) đối với năng lượng cao hơn. Sự thay đổi của tỷ số đồng phân phụ thuộc vào thực tế là suất lượng của trạng thái đồng phân tăng nhanh hơn hoặc chậm hơn trạng thái cơ bản khi năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm (điểm cuối) tăng. Trong quang phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m.g}\text{Ag}$ ở vùng GDR là phản ứng từ ngưỡng (tức là khoảng 9,0 MeV) đến khoảng 21–22 MeV [63]. Có nghĩa là đối với vùng năng lượng cao hơn 21 MeV tỷ số đồng phân trong phản ứng nói trên thay đổi nhẹ (hoặc hầu như không thay đổi). Như chúng ta đã biết, ^{107}Ag là hạt nhân chẵn lẻ với spin $I = 1/2$ - được xác định bởi proton lẻ cuối cùng $1g_{9/2}$ của vỏ thứ tư $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$ [26]. Như kết quả của phản ứng hạt nhân $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m.g}\text{Ag}$ cặp đồng phân $^{106m.g}\text{Ag}$ được tạo thành với trạng thái đồng phân và cơ bản có spin tương ứng là 6^+ và 1^+ (cấu trúc hạt nhân tương ứng với các trạng thái này được giải thích ở phần trên).

Từ các kết quả ở bảng 3.4 và hình 3.5, ta thấy rằng:

a. Cho đến nay, có rất ít số liệu về tỉ số suất lượng hình thành cặp đồng phân với phản ứng quang hạt nhân trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lồ với bia bạc tự nhiên. Chúng tôi chỉ tìm thấy 07 bộ số liệu thực nghiệm [64-65] và một kết quả tính toán lý thuyết [64] sử dụng hàm lực photon [66]. Chỉ có ba giá trị của tỷ số đồng phân cho cặp $^{106m.g}\text{Ag}$ được tìm thấy với năng lượng cực đại của chùm photon nằm trong vùng cộng hưởng không lồ, đó là các giá trị năng lượng 14, 18 và 20 MeV. Trong đó, số liệu của Mutsuro và các cộng sự [67] là quá cao so với các kết quả thu được của nhóm Demekhina và các cộng sự và nhóm Fuchs H và các cộng sự [64, 68] cũng như kết quả trong nghiên cứu này của chúng tôi. Mặc dù có một sự khác biệt lớn giữa các số liệu thực nghiệm, nhưng nhìn chung tỷ số đồng phân giảm với sự tăng

1 của năng lượng cực đại của bức xạ hãm. Có thể thấy rằng trong giới hạn sai số, kết quả của chúng tôi là phù hợp với số liệu thực nghiệm và thấp hơn không đáng kể so với tính toán lý thuyết từ [64], các số liệu từ [67, 68] cao hơn nhiều so với các kết quả thu được từ thí nghiệm của chúng tôi. Cần lưu ý thêm rằng kết quả tính toán từ [64] không tính đến sai số.

18 **Bảng 3.4.** Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân vào năng lượng chùm bức xạ hãm

Phản ứng quang hạt nhân	Kết quả của nhóm nghiên cứu		Kết quả tham khảo khác	
	1 Năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm (MeV)	Tỷ số đồng phân $IR = Y(hs)/Y(ls)$	1 Năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm (MeV)	Tỷ số đồng phân $IR = Y(hs)/Y(ls)$
$^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106m,g}\text{Ag}$	14,0	0,026± 0,0017	14,0	2,5 [67]
	15,0	0,021± 0,0014	18,0	0,06 ± 0,01 [68]
	16,0	0,016± 0,0011		
	17,0	0,015± 0,0010	20,0	0,015± 0,0045 [64]
	18,0	0,014± 0,0009		0,0147 ^a [64]
	19,0	0,013± 0,0009	30,0	0,010± 0,002 [64]
	20,0	0,012± 0,0008		0,042 [69, 71]
	21,0	0,011± 0,0007		0,040± 0.02 [70]
	22,0	0,010± 0,0006		0,0160 ^a [64]
	23,0	0,011± 0,0007	40,0	0,0197 ^a [64]
	24,0	0,010± 0,0006	50,0	0,023[65]

2 Như đã đề cập ở trên, với phản ứng quang hạt nhân $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106m,g}\text{Ag}$ trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (vùng từ 9 MeV-21/22 MeV) thì với năng lượng chùm photon lớn hơn 21 MeV, tỉ số đồng phân thay đổi ít hoặc có thể là gần như không thay đổi. Tuy nhiên, như có thể thấy trong bảng 3.4 với chùm bức xạ hãm có

năng lượng cực đại 30 MeV, tỉ số đồng phân thu được của các tác giả như mô tả trong [64, 65, 69, 70] là có sự khác biệt lớn và số liệu thực nghiệm trong [64] là thấp hơn đáng kể so với số liệu trong [65, 69, 70].

b. Kết quả của chúng tôi cho thấy rằng tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m.g}}\text{Ag}$ ở vùng GDR giảm khi năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm tăng, đạt giá trị tối thiểu ở cuối vùng này (21 MeV) và thay đổi chút ít ở năng lượng cao hơn (23, 24 MeV). Điều này đúng với mong đợi từ công thức (1) như đã đề cập ở trên. Mặt khác cũng có thể thấy rằng tỷ số đồng phân thay đổi không đáng kể trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lờ.

Thực tế này có thể được giải thích là do sự truyền xung lượng thấp trong phản ứng quang hạt nhân. Hiệu ứng này cũng được quan sát thấy trong [6, 61, 62]. Kết quả cũng cho thấy rằng đối với cặp đồng phân $^{106\text{m.g}}\text{Ag}$, suất lượng của trạng thái spin cao hơn tăng chậm hơn so với trạng thái spin thấp khi năng lượng cực đại chùm bức xạ hãm tăng lên.

Trên thực tế, ở cuối vùng GDR giá trị của tỷ số đồng phân trong nghiên cứu của chúng tôi là $0,010 \pm 0,0006$. vì thế chúng tôi chờ đợi ở vùng năng lượng lớn hơn vùng cộng hưởng lưỡng cực không lờ, tỷ số đồng phân phải vào khoảng $0,010 \pm 0,0006$. Thực tế giá trị này thấp hơn số liệu tại năng lượng 30 MeV từ [69-71] và tại 50 MeV từ [65]. Nó có thể được giải thích như sau: tỉ số đồng phân của cặp đồng phân $^{106\text{m.g}}\text{Ag}$ trong bạc tự nhiên cho vùng năng lượng cao hơn vùng GDR đến từ hai phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{g}}\text{Ag}$ và $^{109}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{106\text{g}}\text{Ag}$. Tỉ số đồng phân của hai phản ứng khác nhau do hiệu ứng kênh [74]. Các nghiên cứu trong [72, 73] cho thấy rằng tỷ số đồng phân cho một và cùng một cặp đồng phân phụ thuộc vào khối lượng sự khác biệt của hạt nhân bia và hạt nhân sản phẩm và chênh lệch càng cao thì tỷ số đồng phân càng cao. Nó có nghĩa là tỷ số đồng phân trong $^{109}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{106\text{g}}\text{Ag}$ cao hơn so với $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{g}}\text{Ag}$. Kết quả là tỉ số đồng phân của cặp đồng phân $^{106\text{m.g}}\text{Ag}$ trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lờ thấp hơn tỉ số đồng phân đối với vùng năng lượng trên vùng này. Điều này có nghĩa là tỷ số đồng phân thu được trong nghiên cứu của chúng tôi với năng lượng chùm bức xạ hãm nằm ở phần cuối của vùng lưỡng cực không lờ phải thấp hơn với số liệu ở 30 và 50 MeV mà các tác giả thu được trong [65- 69,70]. Thực tế này xác nhận rằng kết quả của chúng tôi là hợp lý.

Bảng 3.5. Tỷ số đồng phân trong các phản ứng $^{107}\text{Ag}(n,2n)^{106m.g}\text{Ag}$ và $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106m.g}\text{Ag}$

Phản ứng	Năng lượng neutron (MeV)	Năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm (MeV)	Tỷ số đồng phân $IR = Y(\text{hs})/Y(\text{ls})$
$^{107}\text{Ag}(n,2n)^{106m.g}\text{Ag}$	14,1		$0,709 \pm 0,075$ [75,76]
			$0,680 \pm 0,073$ [75, 78]
	14,5		$0,680 \pm 0,07$ [75, 79]
	14,9		$0,724 \pm 0,049$ [79]
$^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m.g}\text{Ag}$		18,0	$0,060 \pm 0,01$ [68]
		14,0	$0,026 \pm 0,0017$ [Nhóm NC]
		15,0	$0,021 \pm 0,0014$ [Nhóm NC]

c. Theo nguyên tắc, tỷ số đồng phân của một cặp đồng phân, được tạo ra từ các phản ứng hạt nhân khác nhau phụ thuộc vào xung lượng của hạt tới. Đây là ảnh hưởng của kênh phản ứng đến tỷ số đồng phân như được chứng minh trong nghiên cứu của Qaim SM và các cộng sự [74]. Xung lượng của hạt tới càng cao thì tỷ số đồng phân càng cao. Như đã biết rằng phản ứng hạt nhân $(n, 2n)$ và (γ, n) tạo thành cùng một cặp đồng phân. Tuy nhiên đối với cùng một năng lượng của neutron và photon, xung lượng của neutron trong $(n, 2n)$ phản ứng cao hơn của photon trong phản ứng (γ, n) bởi vì photon có khối lượng nghỉ bằng không. Do đó tỷ số đồng phân trong phản ứng $(n, 2n)$ cao hơn đáng kể trong phản ứng (γ, n) . Thực tế này có thể được đề cập đến trong [35- 39] đối với các cặp đồng phân $^{143m.g}\text{Sm}$, $^{109m.g}\text{Pd}$ và $^{174m.g}\text{Lu}$. Trong trường hợp $^{106m.g}\text{Ag}$ thì hiệu ứng này được trình bày trong bảng 3.5. Có thể thấy rằng kết quả của chúng tôi đối với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 14,0 và 15,0 MeV là thấp hơn đáng kể so với số liệu cho phản ứng $^{107}\text{Ag}(n,2n)^{106m.g}\text{Ag}$

với 14,1 và 14,9 MeV neutron. ²⁰ Điều này một lần nữa khẳng định rằng kết quả của chúng tôi là hợp lý.

Điều thú vị là các hạt nhân bền ^{113}In và ^{107}Ag là những hạt nhân chẵn-lẻ có cùng cấu hình nucleon và spin của chúng được xác định bởi proton lẻ cuối cùng $1g_{9/2}$ của lớp vỏ thứ tư $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$. Do đó, trong xem xét với mẫu vỏ thì spin của chúng phải có cùng giá trị tức là $I = 9/2^+$. Tuy nhiên, thực nghiệm giá trị spin thu được của ^{113}In và ^{107}Ag là khác nhau và tương ứng bằng $9/2^+$ và $1/2^-$. Từ phản ứng (γ, n) , hạt nhân lẻ-lẻ ^{112}In và ^{106}Ag được tạo thành và spin của chúng được xác định bởi proton lẻ như đã đề cập $1g_{9/2}$ và neutron lẻ $2d_{5/2}$ của lớp vỏ thứ năm [26]. Như kết quả là cặp đồng phân $^{112m.g}\text{In}$ được tạo thành với spin của trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản là $4+$ và $1+$ trong khi cặp đồng phân $^{106m.g}\text{Ag}$ được hình thành với spin đồng phân và trạng thái cơ bản tương ứng là $6+$ và $1+$. Như chúng ta đã biết rằng suất lượng của trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản phụ thuộc vào spin của chúng và tỷ số đồng phân phụ thuộc vào trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản cũng như về sự khác biệt spin của chúng. Trong [30] dựa trên số liệu do chúng tôi và các tác giả khác thu được và đưa vào giải thích rằng trạng thái spin cao và thấp đã được hiểu như trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản tương ứng, chúng tôi nhận thấy đối với các hạt nhân có cùng spin trạng thái cơ bản, hạt nhân có spin trạng thái đồng phân cao hơn có tỷ số đồng phân thấp và đối với các hạt nhân có cùng spin trạng thái đồng phân, hạt nhân có spin trạng thái cơ bản cao hơn có tỷ số đồng phân thấp hơn. Có một xu hướng chung là chênh lệch spin càng cao thì tỷ số đồng phân càng thấp. Trong trường hợp của chúng ta sự khác biệt giữa spin của đồng phân và trạng thái cơ bản là 3 đối với ^{112}In và 5 đối với ^{106}Ag và cũng là spin trạng thái cơ bản giống nhau ($1+$) và spin của trạng thái đồng phân tương ứng là $4+$ và $6+$. Do đó tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m.g}\text{Ag}$ là thấp hơn đáng kể ở $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m.g}\text{In}$ như đã thấy từ [80-82] đối với các tỷ số đồng phân là $^{112m.g}\text{In}$ và từ kết quả của chúng tôi và [64 - 65] cho $^{106m.g}\text{Ag}$. Có thể thấy điều này với trường hợp tỷ số đồng phân trong phản ứng hạt nhân với các đồng vị của selenium, trong đó các tỷ số đồng phân là cùng một xu hướng khi sự khác biệt về spin là tương tự [7].

3.2.2. Thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{gIn}$ và $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m}\text{gIn}$

Trong phần này, chúng tôi sẽ trình bày thí nghiệm và kết quả thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong các phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{gIn}$ và $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m}\text{gIn}$ trên bia In tự nhiên với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lồi. Do ngưỡng phản ứng $(\gamma, 2n)$ với ^{113}In là 17,28 MeV nên trong nghiên cứu này, tại một số năng lượng, việc kích hoạt bia mẫu In tự nhiên sẽ gây ra đồng thời hai phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112}\text{In}$ và $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111}\text{In}$. Như chúng ta đã biết, cả hai đồng vị ^{112}In và ^{111}In đều tồn tại trạng thái đồng phân (xem phần 1 của chương này) nên trong cùng một thí nghiệm, chúng ta có thể xác định tỷ số tạo thành 02 cặp đồng phân ^{111m}gIn và ^{112m}gIn .

3.2.2.1. Chuẩn bị mẫu và kích hoạt

Trong nghiên cứu này, 11 mẫu Indium tự nhiên có độ tinh khiết cao (99,99%) ở dạng đĩa với đường kính 1cm được chuẩn bị. Các mẫu được kích hoạt bằng chùm bức xạ hãm từ máy gia tốc Microtron MT-25 có năng lượng cực đại từ 14-25 MeV với dòng trung bình là 14-15 μA , thời gian kích hoạt cho toàn bộ các mẫu là 15 phút (xem bảng 3.6).

Bảng 3.6. Các đặc trưng của mẫu ^{nat}In và thông số của chùm bức xạ hãm

Mẫu	Năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm (MeV)	Khối lượng mẫu (g)	Đường kính mẫu (cm)	Cường độ trung bình chùm electron (μA)	Thời gian chiếu mẫu (phút)
1	14,0	0,1276	1,0	15,0	15
2	15,0	0,1311	1,0	15,0	15
3	16,0	0,1285	1,0	15,0	15
4	17,0	0,1327	1,0	15,0	15
5	18,0	0,1195	1,0	15,0	15

6	19,0	0,1223	1,0	14,0	15
7	20,0	0,1271	1,0	14,0	15
8	21,0	0,1196	1,0	14,0	15
9	22,0	0,1232	1,0	14,0	15
10	23,0	0,1195	1,0	14,0	15
11	24,0	0,1115	1,0	14,0	15

3.2.2.2. Kết quả thí nghiệm và thảo luận

Cũng như với tất cả các thí nghiệm nghiên cứu phản ứng hạt nhân sử dụng phương pháp kích hoạt, căn cứ vào thời gian sống của hạt nhân sản phẩm cần quan tâm, mẫu sau khi kích hoạt sẽ được phơi, đo trong khoảng thời gian hợp lý. Thông qua việc ghi đo các tia gamma đặc trưng của $^{111\text{m.g}}\text{In}$ và $^{112\text{m.g}}\text{In}$ chúng ta có thể xác định được sự hình thành của sản phẩm phản ứng hay nói cách khác là xác định phản ứng có xảy ra hay không. Các đặc trưng của phản ứng và đặc trưng phân rã của hạt nhân sản phẩm được trình bày trên bảng 3.7. Trong thí nghiệm này, thời gian của mỗi phép đo là khác nhau và thay đổi từ 5 phút cho đến 6 giờ.

Trên hình 3.6 là phổ gamma đặc trưng của mẫu In tự nhiên được kích hoạt bởi chùm photon hãm có năng lượng cực đại 24 MeV, thời gian chiếu, phơi lần lượt là 15, 30 phút và được đo trên hệ phổ kế gamma HPGe, tương tự như trong thí nghiệm xác định tỉ số đồng phân trong phản ứng $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m.g}}\text{Ag}$, do hoạt độ của hạt nhân sản phẩm tạo thành tương đối lớn, để giảm thời gian chết của detector cũng như giảm sai số do mất số đếm do hiện tượng chồng chập xung, mẫu kích hoạt được đặt cách detector 5 cm, thời gian đo tương ứng với phổ này là 30 phút. Các tia gamma đặc trưng cho trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản của cặp đồng phân $^{112\text{m.g}}\text{In}$ và $^{111\text{m.g}}\text{In}$ được ghi nhận và đánh dấu trên phổ. Bên cạnh đỉnh phổ tương ứng với tia gamma đặc trưng của hạt nhân sản phẩm, chúng ta còn có thể thấy đỉnh quang điện của các tia gamma khác từ các sản phẩm của các phản ứng cạnh nhiều. Hình 3.7 là sơ đồ phân rã của cặp đồng phân $^{112\text{m.g}}\text{In}$ tham khảo từ [31, 32]. Từ sơ đồ phân rã trên ta thấy rằng trạng thái đồng phân $^{112\text{m}}\text{In}$ rã xuống trạng thái cơ bản $^{112\text{g}}\text{In}$ với hệ số dịch

chuyển đồng phân IT = 100 % với tia gamma 155,6 keV và trạng thái cơ bản ^{112g}In phân rã thành hạt nhân bền ^{112}Sn bởi phát xạ beta (44%) và rã thành ^{112}Cd theo cơ chế EC (56%). Phân rã từ ^{112g}In thành ^{112}Cd theo cơ chế EC được biểu diễn ở sơ đồ trên. Có hai tia gamma đặc trưng cho hạt nhân sản phẩm có cường độ lớn nhất nhất là 606,7 và 617,2 keV có cường độ tương ứng là 1,10 và 4,60%. Do đó, để xác định tỷ số đồng phân của cặp đồng phân $^{112m,g}\text{In}$, các tia gamma 155,6 và 617,2 keV được chọn (xem bảng 3.7).

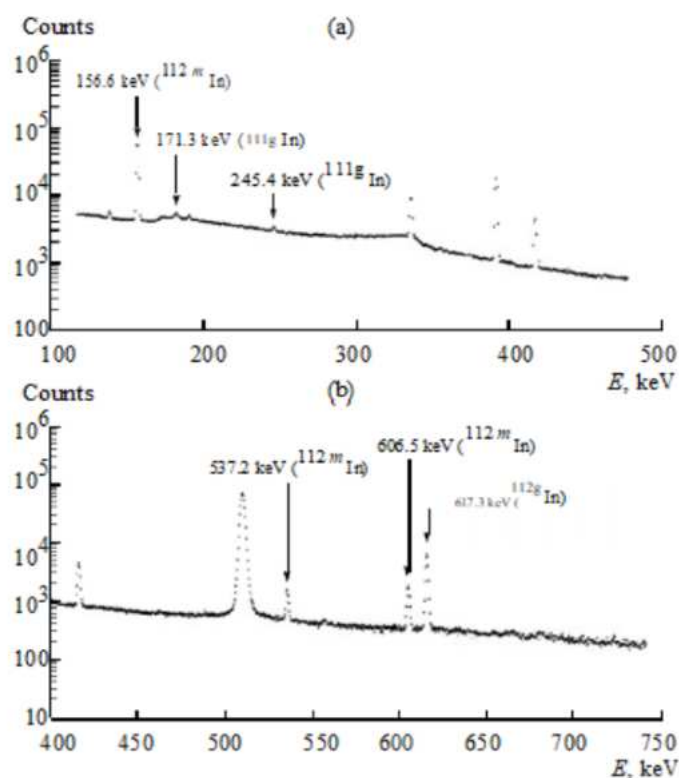
Bảng 3.7. Ngưỡng phản ứng, các đặc trưng phân rã và tia gamma đặc trưng của các hạt nhân sản phẩm $^{111,112}\text{In}$

Phản ứng hạt nhân	Hạt nhân sản phẩm	Spin	Độ phổ cập (%)	$T_{1/2}$	Ngưỡng phản ứng (MeV)	Năng lượng và cường độ tia gamma, keV (%)	Hệ số chuyển dời đồng phân IT
$^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$	^{112m}In	4+	4,23	20,56 phút	9,58	156,6 (13,2)	100
$^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$	^{112g}In	1+		14,97 phút	9,43	617,3 (4,60)	
$^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m}\text{In}$	^{111m}In	1/2-	4,23	7,6 phút	17,28	537,2 (87,0)	100
$^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111g}\text{In}$	^{111g}In	9/2+		2,83 ngày	17,28	171,3 (90,24)	

Hình 3.8 biểu diễn sơ đồ phân rã của cặp đồng phân $^{111m,g}\text{In}$. Ở đây có thể thấy rằng trạng thái đồng phân ^{111m}In phân rã về trạng thái cơ bản ^{111g}In với hệ số dịch chuyển đồng phân IT = 100% và phát ra tia gamma 537,0 keV. Trong khi đó, trạng thái cơ bản ^{111g}In rã xuống hạt nhân bền ^{111}Cd qua cơ chế EC (100%). Sơ đồ phân rã đơn giản của ^{111g}In cũng được mô tả trong hình trên. Có hai tia gamma 171,3 và 245,4 keV với cường độ cao nhất, tương ứng là 90,24 và 94,00%. Trong trường hợp này,

các tia gamma 537,0 và 171,3 keV được chọn cho tính tỉ số đồng phân của cặp đồng phân ^{111m}In . Lựa chọn này đã làm cho sai số thí nghiệm thấp hơn. Phương pháp tính toán sai số thực nghiệm được trình bày chi tiết trong phần 2.6 chương 2.

Kết quả thí nghiệm của chúng tôi về tỉ số suất lượng tạo các cặp đồng phân ^{111m}In và ^{112m}In và kết quả tham khảo của các tác giả khác được trình bày chi tiết trong bảng 3.8. Trong tính toán của chúng tôi như định nghĩa trong chương 2, tỉ số đồng phân được xác định là tỉ số của suất lượng trạng thái spin cao Y_{hs} so với suất lượng của trạng thái spin thấp Y_{ls} , tức là $IR = Y_{hs} / Y_{ls}$.

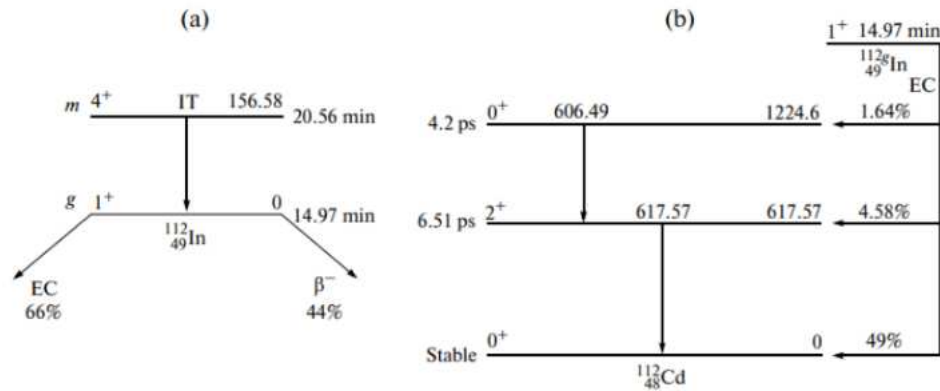


Hình 3.6. Phổ gamma của mẫu ^{nat}In được chiếu trên chùm photon hãm 24 MeV

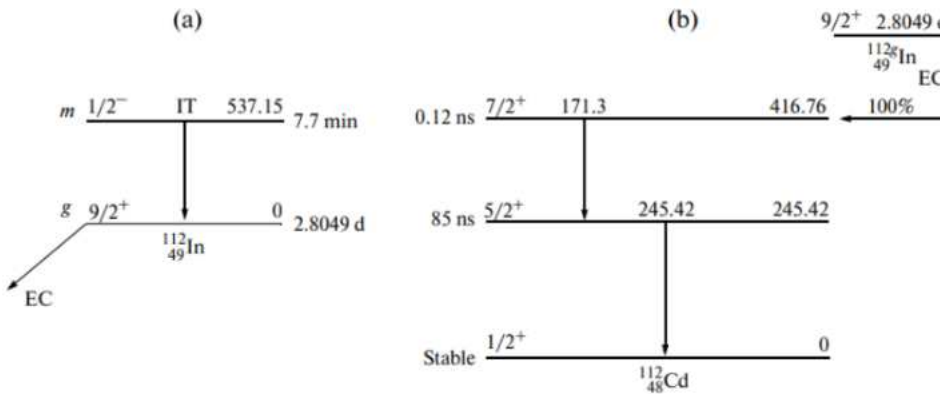
với $t_i = 15$ phút, $t_d = 30$ phút, $t_c = 30$ phút và $d = 5$ cm

Lưu ý rằng trong tài liệu tham khảo [33, 34] tỉ số đồng phân của ^{112m}In , các tác giả đã tính tỉ số giữa suất lượng của trạng thái đồng phân với tổng của nó cho các trạng thái đồng phân và cơ bản, tức là, $Y_m / (Y_m + Y_g)$. Để so sánh, từ tỉ số đó chúng

tôi tính toán tỷ số đồng phân $IR = Y_m / Y_g$ và tỷ số giữa suất lượng của trạng thái spin cao với suất lượng của trạng thái spin thấp, được thể hiện trong Bảng 4. Số liệu đối với $^{112m,g}\text{In}$ trong [31, 32] được biểu thị bằng $IR = Y_{hs} / Y_{ls}$ cũng là được so sánh trong bảng này. Trong [38], đối với phản ứng $^{113}\text{In}(n, 2n)^{112m,g}\text{In}$, các tác giả đã đưa ra giá trị $IR = Y_m / Y_g$. Từ giá trị này chúng tôi đã tính tỷ số Y_{hs}/Y_{ls} .



Hình 3.7. Sơ đồ phân rã cặp đồng phân $^{112m,g}\text{In}$



Hình 3.8. Sơ đồ phân rã cặp đồng phân $^{111m,g}\text{In}$

Hình 3.9 mô tả sự phụ thuộc của các tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ vào năng lượng cực đại của chùm bức xạ gamma và phản ứng $^{113}\text{In}(n, 2n)^{112m,g}\text{In}$ ở năng lượng neutron 14,9 MeV. Hình 3.10 mô tả sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m,g}\text{In}$ với năng lượng cực đại chùm bức xạ gamma. Đây là vùng năng lượng chưa có số liệu nào trong thư viện số liệu về tỉ số

đồng phân cho phản ứng này. Từ công thức (2.3) cho trường hợp của phản ứng quang hạt nhân với chùm bức xạ hãm trong vùng GDR, trong nghiên cứu này tỷ số đồng phân tăng (hoặc giảm) theo năng lượng của chùm bức xạ hãm với khuynh hướng tương tự như đã thảo luận trong phần 2.1 chương 2.

Trong phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$, vùng GDR là từ ngưỡng (tức là khoảng 10 MeV) đến khoảng 20 -21 MeV, như đã thấy trong [34]. Trong phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m,g}\text{In}$, vùng này tương tự như của phản ứng hạt nhân $^{115}\text{In}(\gamma, 2n)^{113m,g}\text{In}$, tức là, từ khoảng 17,5 đến khoảng 28 MeV [45]

Bảng 3.8. Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân vào năng lượng cực đại của bức xạ hãm.

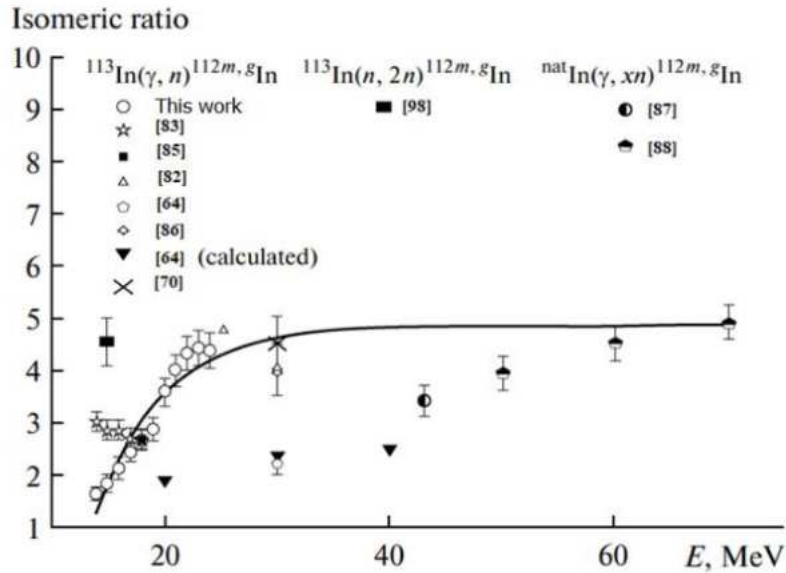
Phản ứng hạt nhân	Năng lượng cực đại, [MeV]	IR = Y_{hs}/Y_{ls}	
		Nhóm NC	Tác giả khác
$^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$	14,0	$1,645 \pm 0,123$	$3,00 \pm 0,19$ [83]
	15,0	$1,837 \pm 0,159$	$2,85 \pm 0,18$ [83]
	16,0	$2,123 \pm 0,218$	$2,85 \pm 0,18$ [83]
	17,0	$2,417 \pm 0,181$	$2,70 \pm 0,18$ [83]
	18,0	$2,664 \pm 0,200$	$2,67 \pm 0,17$ [83] $2,67 \pm 0,17$ [85]
	19,0	$2,866 \pm 0,215$	
	20,0	$3,572 \pm 0,268$	1,90 [64]
	21,0	$3,979 \pm 0,298$	
	22,0	$4,295 \pm 0,322$	
	23,0	$4,406 \pm 0,330$	
	24,0	$4,365 \pm 0,327$	
	25,0		$4,74 \pm 0,10$ [82]
	30,0		$4,5 \pm 0,5$ [70]

			2,37 [64]
			2,21 ± 0,21 [64]
			4,05 ± 0,05 [82]
			4,0 ± 0,5 [86]
	40,0		2,50 [64]
$^{na}In(\gamma, xn)^{112m,g}In$	43,0		3,4 ± 0,3 [87]
	50,0		3,93 ± 0,31 [88]
	60,0		4,47 ± 0,33 [88]
	70,0		4,88 ± 0,33 [88]
$^{113}In(\gamma, 2n)^{111m,g}In$	19,0	7,032 ± 0,598	
	20,0	6,874 ± 0,584	
	21,0	6,683 ± 0,568	
	22,0	6,452 ± 0,548	
	23,0	6,271 ± 0,533	
	24,0	6,314 ± 0,536	

Từ kết quả trên (bảng 3.8 và các hình 3.9 và hình 3.10) ta có thể thấy:

(a) Cho đến nay, có rất ít số liệu về tỷ số đồng phân trong phản ứng hạt nhân của indium tự nhiên gây bởi chùm bức xạ hãm ở vùng năng lượng GDR cũng như dải năng lượng cao hơn. Chúng tôi chỉ tìm thấy sau công bố [64,70, 82-88], như trong Bảng 2.2.4. Có thể thấy từ bảng này như sau: đối với cặp đồng phân $^{112m,g}In$, kết quả của chúng tôi và dữ liệu từ [83] phù hợp tại điểm năng lượng 17 và 18 MeV trong giới hạn sai số; trong khoảng năng lượng từ 14 đến 16 MeV kết quả của chúng tôi thấp hơn số liệu trong công bố [83], và trong khoảng năng lượng từ 19 đến 24 MeV, cho đến nay chưa có số liệu thực nghiệm để có thể so sánh. Do đó, có thể nói rằng đối với tỉ số đồng phân của phản ứng $^{113}In(\gamma, n)^{112m,g}In$, kết quả cho vùng năng lượng

từ 19 đến 24 MeV trong thực nghiệm này là các số liệu mới và phù hợp với kết quả thu được trong các công bố [70, 86].

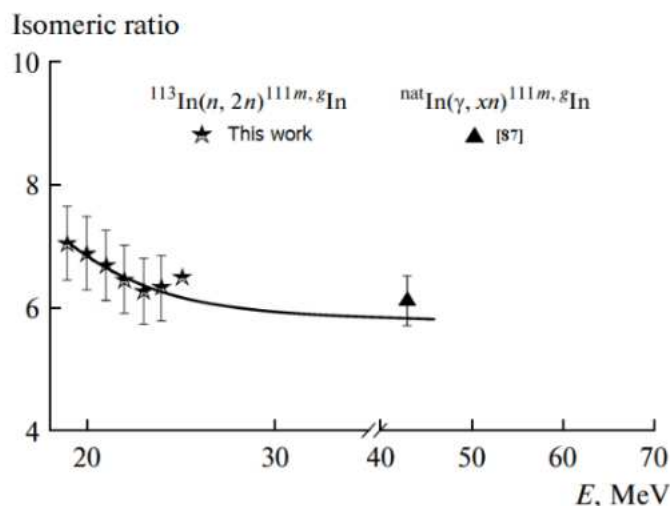


Hình 3.9. Tỷ số đồng phân trong quang phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$.

Tại năng lượng 30 MeV, có sự khác biệt lớn giữa các công bố khác nhau. Bảng 3.8 và hình 3.9 cũng trình bày kết quả thí nghiệm từ [87, 88] cho phản ứng hạt nhân $^{\text{nat}}\text{In}(\gamma, xn)^{112m,g}\text{In}$. Tỷ số đồng phân trong trường hợp này đồng thời là sự đóng góp từ hai phản ứng $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m,g}\text{In}$ và $^{115}\text{In}(\gamma, 3n)^{112m,g}\text{In}$. Các năng lượng ngưỡng của những phản ứng này tương ứng là khoảng 9,5 và 26,0 MeV. Có thể thấy ở đây rằng số liệu ở [87] thấp hơn không đáng kể so với ở [88] và kết quả của chúng tôi phù hợp với xu hướng của số liệu trong [87, 88].

(b) Kết quả thí nghiệm của chúng tôi cho thấy rằng đối với cặp đồng phân $^{112m,g}\text{In}$ hình thành qua phản ứng quang hạt nhân ở vùng GDR, tỷ số đồng phân tăng với sự gia tăng của năng lượng cực đại (điểm cuối), đạt giá trị tối đa ở cuối vùng này (20–21 MeV) và thay đổi một chút ở năng lượng cao hơn. Điều này thực tế đã được mong đợi từ công thức (3) như đã đề cập ở trên, có nghĩa là kết quả của chúng tôi là hợp lý. Theo nguyên tắc, tỷ số đồng phân tiếp tục tăng với năng lượng trong vùng năng lượng cao hơn vùng GDR. Trong bảng 3.8 và hình 3.9 cũng cho thấy số liệu lấy từ [64] đối với cặp đồng phân $^{112m,g}\text{In}$ được tính với sự hỗ trợ của các hàm lực

photon [66] cho năng lượng cực đại (điểm cuối) là 20, 30 và 40 MeV. Mặc dù những giá trị này thấp hơn đáng kể so với những thử nghiệm, chúng có cùng xu hướng với kết quả của chúng tôi, tức là, tỷ số đồng phân của $^{112m.g}\text{In}$ tăng với sự gia tăng của năng lượng cực đại của bức xạ hãm.



Hình 3.10. Tỷ số đồng phân quang phân ứng $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m.g}\text{In}$.

(c) Đối với cặp đồng phân $^{111m.g}\text{In}$, cho đến nay không có bất kỳ số liệu thực nghiệm hay tính toán lý thuyết nào. Do đó, có thể nói rằng kết quả thực nghiệm trong nghiên cứu của chúng tôi cho tỷ số đồng phân $^{111m.g}\text{In}$ ở vùng GDR là các số liệu hoàn toàn mới. Trên hình 3.10 có thể thấy rằng đối với quang phân ứng $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m.g}\text{In}$, theo khuynh hướng chung, tỉ số đồng phân giảm khi tăng năng lượng cực đại của bức xạ hãm từ 19 đến 24 MeV. Về mặt lý thuyết, tỉ số này sẽ tiếp tục giảm cho đến 28 MeV, tức là, đến cuối vùng GDR của phản ứng này. Sự giảm tỷ số đồng phân trong trường hợp này có nghĩa là xác suất để tạo thành trạng thái spin thấp $1/2^-$ tăng nhanh hơn ở trạng thái spin cao $9/2^+$ khi năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm tăng lên. Trong bảng 3.8 và hình 3.10 cũng đã đưa ra kết quả nghiên cứu trong công bố [87] cho phản ứng $^{\text{nat}}\text{In}(\gamma, xn)^{111m.g}\text{In}$. Tỷ số đồng phân trong trường hợp này, tuy nhiên, đồng thời đến từ hai phản ứng hạt nhân $^{113}\text{In}(\gamma, 2n)^{111m.g}\text{In}$ và $^{115}\text{In}(\gamma, 4n)^{111m.g}\text{In}$. Năng lượng ngưỡng của các phản ứng này tương ứng là 17,5 và

34,0 MeV. Có thể thấy rằng kết quả của chúng tôi có xu hướng phù hợp với số liệu trong [87].

(d) Về nguyên tắc, như đã thảo luận trong phần 2.1, tỉ số đồng phân tương ứng với một cặp đồng phân được tạo ra từ các phản ứng hạt nhân khác nhau phụ thuộc vào xung lượng của hạt tới. Đây là ảnh hưởng của các kênh phản ứng đến tỉ số đồng phân, như được các tác giả chứng minh trong [74]. Xung lượng hạt tới càng cao, tỉ số đồng phân càng cao. Các phản ứng hạt nhân $(n,2n)$ và (γ,n) nêu trên tạo cùng một cặp đồng phân. Tuy nhiên, đối với cùng năng lượng của neutron và photon, xung lượng của neutron ở phản ứng $(n,2n)$ cao hơn neutron ở phản ứng (γ,n) vì photon không có khối lượng nghỉ. Do đó, tỉ số đồng phân trong phản ứng $(n,2n)$ cao hơn đáng kể so với phản ứng (γ,n) . Điều này thực tế có thể được nhìn thấy trong các tài liệu [64, 82-85, 98]. Ví dụ, trong [7], chúng tôi thu được sản phẩm từ phản ứng hạt nhân (γ,n) gây bởi bức xạ hãm 14 MeV giá trị của các tỉ số đồng phân các đồng vị ^{130}Ba , ^{132}Ba và ^{134}Ba tương ứng $0,135 \pm 0,011$, $0,095 \pm 0,008$ và $0,065 \pm 0,005$, trong khi các tác giả trong [113] thu được các giá trị tương ứng 0,28, 0,19 và 0,29, đối với các tỉ số đồng phân trong phản ứng $(n,2n)$ của các đồng vị được đề cập ở năng lượng neutron 14,4 MeV. Trong hình 3.9, chúng tôi cũng trình bày các tỉ số đồng phân được các tác giả thu được trong [98] cho phản ứng $^{113}\text{In}(n,2n)^{112m,g}\text{In}$ ở năng lượng neutron 14,9 MeV và kết quả cho phản ứng hạt nhân $^{113}\text{In}(\gamma,n)^{112m,g}\text{In}$ ở năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm 15 MeV. Có thể thấy rằng dữ liệu của chúng tôi thấp hơn đáng kể so với dữ liệu trong [98]. Điều này một lần nữa xác nhận rằng kết quả của chúng tôi là hợp lý.

3.2.3. Thí nghiệm xác định tỉ số đồng phân trong phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma,p)^{194m,g}\text{Ir}$ và $^{198m,g}\text{Pt}(\gamma,n)^{197}\text{Pt}$

Trong phần này, các nghiên cứu thực nghiệm về tỉ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân với bia mẫu Pt tự nhiên gây bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng nằm trong vùng GDR được trình bày. Một điểm khá thú vị trong nghiên cứu này, đó là bia Pt tự nhiên có chứa hai đồng vị bền ^{195}Pt và ^{198}Pt với độ phổ cập tương ứng là 33,83 % và 1,16 %, ngưỡng của các phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma,p)$ và $^{198}\text{Pt}(\gamma,n)$ tương đối thấp và có giá trị tương ứng là 7,58 MeV và 7,95 MeV/7,96 MeV. Sản phẩm của

hai phản ứng này là các hạt nhân ^{194}Ir và ^{197}Pt có thể tồn tại ở cả trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản với spin và cấu hình nucleon tương ứng được trình bày trong phần 1 của chương này. Như vậy, với việc sử dụng chùm bức xạ hãm có năng lượng từ ngưỡng đến hết vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, chúng ta có thể cùng lúc nghiên cứu tỉ số đồng phân trong hai phản ứng nói trên. Ngoài ra, cũng cần nhấn mạnh thêm rằng, số liệu thực nghiệm về tỷ số suất lượng tạo các cặp đồng phân $^{194m,g}\text{Ir}$ và $^{197m,g}\text{Pt}$ trong nghiên cứu này với chùm bức xạ hãm có năng lượng từ 19 đến 23 MeV cho $^{194m,g}\text{Ir}$ và từ 18 đến 24 MeV cho $^{197m,g}\text{Pt}$ là số liệu thực nghiệm đầu tiên.

3.2.3.1. Chuẩn bị và kích hoạt mẫu:

Trong nghiên cứu này, 11 mẫu Pt tự nhiên có độ tinh khiết cao (99,99%) ở dạng đĩa với đường kính 1cm, có khối lượng từ 0,2500 đến 0,2976 g được sử dụng. Chi tiết đặc trưng của các mẫu được cho trong bảng 3.9. Mẫu được kích hoạt bởi chùm bức xạ hãm từ máy gia tốc electron tuyến tính Microtron MT 25 với năng lượng cực đại được thay đổi từ 14 MeV đến 24 MeV với thời gian chiếu được tính toán tối ưu là 6 giờ với cường độ trung bình của dòng electron là 15 μA .

Bảng 3.9. Các đặc trưng của mẫu ^{nat}Pt và thông số của chùm bức xạ hãm

Mẫu	Năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm (MeV)	Khối lượng mẫu (g)	Đường kính mẫu (cm)	Cường độ trung bình chùm electron (μA)	Thời gian chiếu mẫu (giờ)
1	14,0	0,2500	1,0	15,0	6
2	15,0	0,2605	1,0	15,0	6
3	16,0	0,2850	1,0	15,0	6
4	17,0	0,2730	1,0	15,0	6
5	18,0	0,2950	1,0	15,0	6
6	19,0	0,2830	1,0	15,0	6

7	20,0	0,2710	1,0	15,0	6
8	21,0	0,2960	1,0	15,0	6
9	22,0	0,2732	1,0	15,0	6
10	23,0	0,2915	1,0	15,0	6
11	24,0	0,2976	1,0	15,0	6

3.2.3.2. Kết quả thí nghiệm và thảo luận

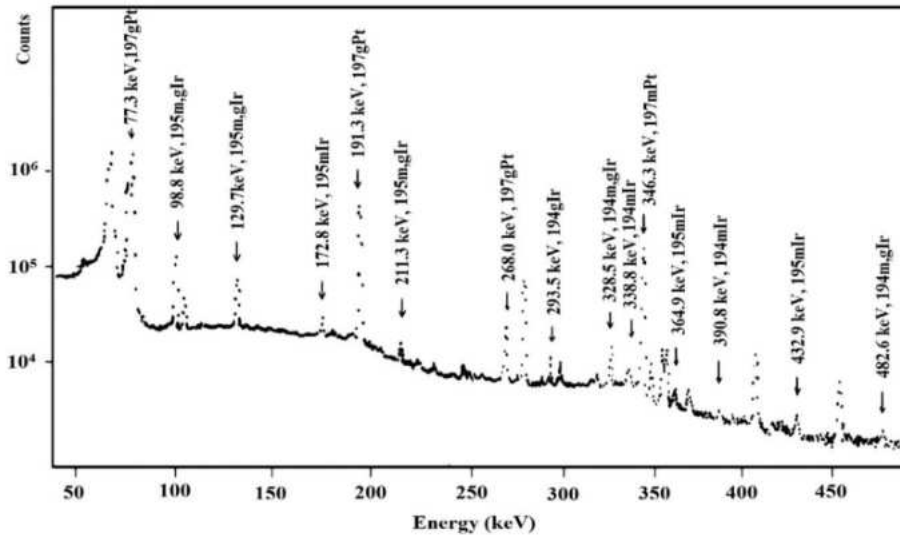
Các phản ứng tạo cặp đồng phân và ngưỡng của chúng cũng như các tia gamma đặc trưng dùng để nhận diện sản phẩm phản ứng, xác định hoạt độ phục vụ cho tính toán tỉ số đồng phân theo công thức trong phần trước được trình bày trên bảng 3.10. Trong thí nghiệm này, mỗi phép đo phổ gamma của các tia gamma đặc trưng phát ra từ các hạt nhân sản phẩm thay đổi từ 30 phút tới 6 giờ.

Bảng 3.10. Các đặc trưng phân rã và tia gamma của các hạt nhân sản phẩm ^{194m}gIr và ^{197m}gPt

Phản ứng hạt nhân	Ngưỡng phản ứng (MeV)	Năng lượng và cường độ tia gamma, (keV) (%)	Hệ số chuyển dời đồng phân IT
$^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m}\text{Ir}$	7,58	338,8 (55,00)	0,0
$^{196}\text{Pt}(\gamma, np)^{194m}\text{Ir}$	15,50	390,8 (35,00)	
$^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194g}\text{Ir}$	7,58	293,5 (2,52)	96,7
$^{196}\text{Pt}(\gamma, np)^{194g}\text{Ir}$	15,50	293,5 (2,52)	
$^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{Pt}$	7,96	346,30 (11,1)	96,7
$^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197g}\text{Pt}$	7,95	191,30 (3,7)	

Trên hình 3.11 cho thấy một phần phổ gamma của Pt tự nhiên được chiếu xạ bằng chùm bức xạ hãm 24,0 MeV được ghi nhận bằng hệ phổ kế gamma với detector bán dẫn HPGc ở khoảng cách 5 cm với thời gian phơi mẫu và đo lần lượt là 6 và 10

giờ. Các tia gamma đặc trưng của các trạng thái đồng phân và cơ bản của các cặp đồng phân ^{194m}gIr và ^{197m}gPt được chỉ ra trên phổ này. Trên hình 3.11 chúng ta có thể quan sát thấy nhiều tia gamma đặc trưng của các cặp đồng phân nói trên. Có những tia gamma chỉ đặc trưng cho trạng thái đồng phân hoặc trạng thái cơ bản, cũng như tia gamma đặc trưng cho cả hai trạng thái. Về nguyên tắc, tất cả các tia gamma xuất hiện trong phổ đều có thể được sử dụng để tính toán các tỷ số đồng phân.



Hình 3.11. Phổ gamma điển hình của bạch kim tự nhiên được chiếu xạ bằng chùm bức xạ hãm 24,0 MeV được ghi nhận bằng hệ phổ kế bán dẫn HPGe ở khoảng cách 5 cm với thời gian chiếu, làm mát và đo lần lượt là 6, 6 và 10 h.

Trong thực tế, cũng như các thí nghiệm khác trong luận án, để đơn giản hóa quy trình tính toán và để đạt được sai số thực nghiệm thấp hơn, các tia gamma được sử dụng để tính toán tỷ số đồng phân đã được chọn theo các quy tắc như sau:

- chỉ đặc trưng cho các trạng thái đồng phân và chỉ cho cơ bản
- là các tia có cường độ cao nhất và sai số cường độ thấp nhất và
- năng lượng của các tia nằm trong vùng mà đầu dò có hiệu suất cao hơn.

Với các tiêu chí trên, các tia gamma 346,30 và 191,30 keV đã được chọn cho cặp đồng phân ^{197m}gPt ; 338,8, 390,8 và 293,5 keV được chọn cho ^{194m}gIr như thể hiện trong. Như có thể thấy trong bảng 3.10 năng lượng ngưỡng cho các phản ứng

$^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194}\text{Ir}$ và $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$ là 7,58 và 7,96 MeV tương ứng. Trong trường hợp của phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194}\text{Ir}$, proton mang điện tích dương và theo lý thuyết cổ điển phải có đủ năng lượng để vượt qua rào cản Coulomb bổ sung là 14,07 MeV. Kết quả là, năng lượng ngưỡng cho phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, n)^{194}\text{Ir}$ là tổng của 7,58 và 14,07 MeV, tức là 21,65 MeV. Điều này có nghĩa là phản ứng $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$ chỉ xảy ra khi năng lượng điếm cuối cao hơn 21,65 MeV. Tuy nhiên, trong thực tế, phổ gamma cho thấy sự hình thành cặp đồng phân $^{194\text{m}}\text{Ir}$ khi năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm từ 19 MeV điều này được giải thích do hiệu ứng đường hầm, tương tự như trường hợp của các phản ứng $^{183}\text{W}(\gamma, p)^{182}\text{Ta}$ [80] và $^{112}\text{Sn}(\gamma, np)^{110}\text{In}$ [99]. Đây là lý do trong thí nghiệm này tỷ số đồng phân của cặp đồng phân $^{194\text{m}}\text{Ir}$ được xác định cho vùng năng lượng từ 19 đến 24 MeV trong khi với cặp đồng phân $^{197\text{m}}\text{Pt}$ tỉ số đồng phân được xác định trong vùng năng lượng từ 14 đến 24 MeV.

Bên cạnh đó, trong tương tác giữa Pt tự nhiên và chùm bức xạ hãm, cặp đồng phân $^{195\text{m}}\text{Ir}$ cũng có thể được tạo ra thông qua phản ứng hạt nhân $^{196}\text{Pt}(\gamma, p)^{195}\text{Ir}$. Trên thực tế, có sự xuất hiện của hai tia gamma đặc trưng 364,9 và 432,9 keV của trạng thái đồng phân và ba tia gamma 98,8; 129 và 211 keV đặc trưng cho cả trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản của hạt nhân sản phẩm ^{195}Ir . Tuy nhiên, ba tia gamma nói trên cũng là tia gamma đặc trưng của hạt nhân ^{195}Pt được tạo thành trong phản ứng hạt nhân $^{195}\text{Pt}(\gamma, n)^{195}\text{Pt}$. Sự chòong chấp này dẫn đến việc rất khó khăn trong việc xác định điện tích đỉnh phổ gamma đặc trưng cho trạng thái cơ bản của hạt nhân ^{195}Pt . Vì thế, trong nghiên cứu này, tỷ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân tạo thành cặp đồng phân $^{195\text{m}}\text{Ir}$ không được xem xét.

Các kết quả tính toán thực nghiệm của chúng tôi so sánh với các kết quả từ nghiên cứu khác được trình bày chi tiết ở bảng 3.11 và thể hiện qua các hình 3.12, 3.13. Trong công bố này, tỷ số đồng phân được xác định là tỷ số giữa suất lượng tạo thành trạng thái spin cao Y_{hs} và suất lượng tạo thành trạng thái spin thấp Y_{ls} tức là $IR = Y_{\text{hs}}/Y_{\text{ls}}$. Hình 3.12 và 3.13 mô tả sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân của các cặp đồng phân $^{194\text{m}}\text{Ir}$ và $^{197\text{m}}\text{Pt}$ vào năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm.

Bảng 3.11: Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân của phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194\text{m}}\text{Ir}$ và $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Pt}$ vào năng lượng cực đại của bức xạ hãm.

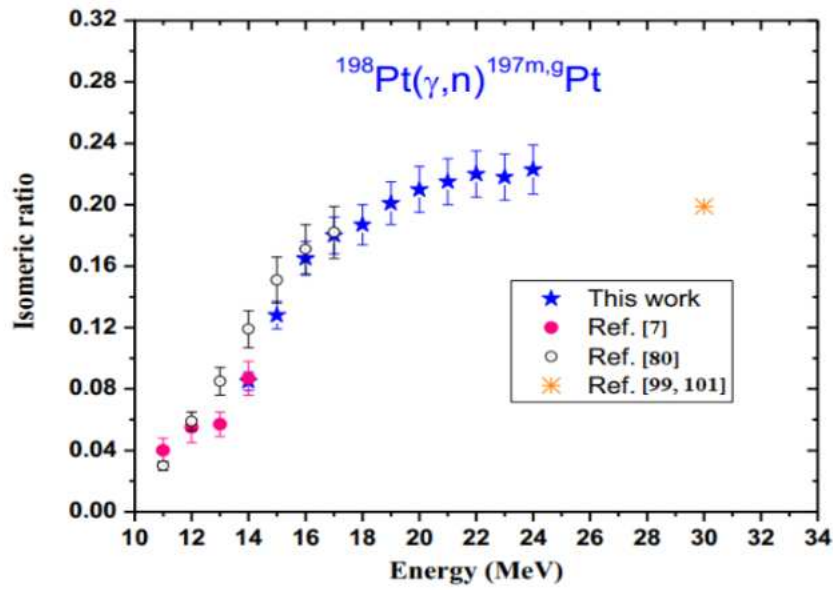
Phản ứng hạt nhân	Nghiên cứu này		Các tác giả khác	
	Năng lượng bức xạ hãm [MeV]	Tỷ số đồng phân $\text{IR} = Y_{\text{hs}}/Y_{\text{ls}}$	Năng lượng bức xạ hãm [MeV]	Tỷ số đồng phân $\text{IR} = Y_{\text{hs}}/Y_{\text{ls}}$
$^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194\text{m}}\text{Ir}$	19,0	$(2,50 \pm 0,32) \times 10^{-4}$		
	20,0	$(2,65 \pm 0,34) \times 10^{-4}$		
	21,0	$(2,70 \pm 0,36) \times 10^{-4}$		
	22,0	$(2,76 \pm 0,36) \times 10^{-4}$		
	23,0	$(2,75 \pm 0,36) \times 10^{-4}$		
	24,0	$(2,90 \pm 0,38) \times 10^{-4}$	24,0	$<10^{-3}$ [104] 8×10^{-4} [104] (tính toán lý thuyết)
$^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197\text{m}}\text{Pt}$	14,0	$0,085 \pm 0,006$	11,0	$0,040 \pm 0,008$ [102]
	15,0	$0,128 \pm 0,009$		$0,030 \pm 0,008$ [103]
	16,0	$0,165 \pm 0,011$	12,0	$0,055 \pm 0,010$ [102]
	17,0	$0,180 \pm 0,012$		$0,059 \pm 0,006$ [103]
	18,0	$0,187 \pm 0,013$	13,0	$0,057 \pm 0,008$ [102]
	19,0	$0,201 \pm 0,014$		$0,085 \pm 0,009$ [103]
	20,0	$0,210 \pm 0,015$	14,0	$0,087 \pm 0,011$ [102]
	21,0	$0,119 \pm 0,015$		$0,119 \pm 0,012$ [103]
	22,0	$0,220 \pm 0,015$	15,0	$0,151 \pm 0,015$ [103]
	23,0	$0,218 \pm 0,015$	16,0	$0,171 \pm 0,016$ [103]
	24,0	$0,223 \pm 0,016$	17,0	$0,182 \pm 0,017$ [103]
			30,0	0,199 [69, 71]

Từ các số liệu trong bảng 3.11 và các hình 3.12 và 3.13, ta có thể đưa ra các nhận xét sau:

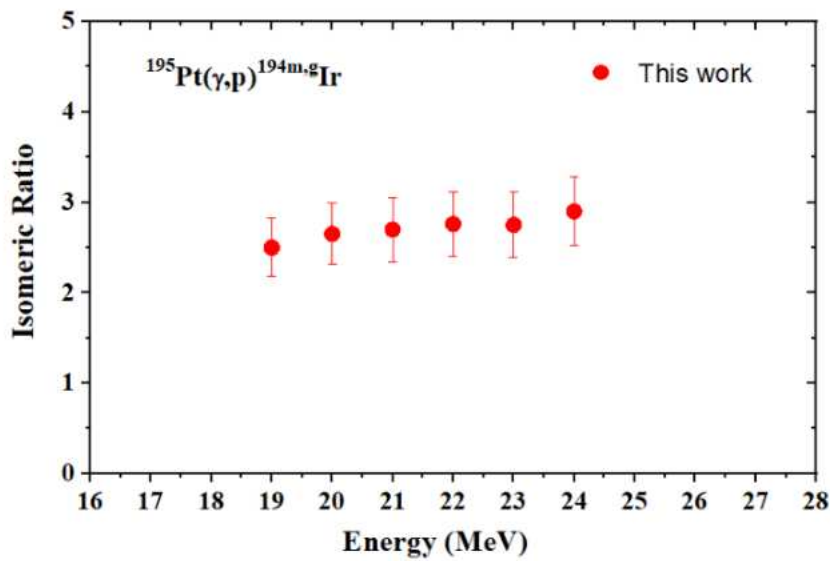
1. Đối với cặp đồng phân ^{197m}gPt là sản phẩm của phản ứng $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)$:

Cho đến nay, có rất ít số liệu về tỷ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân với Platinium tự nhiên ở vùng GDR cũng như trong dải năng lượng cao hơn. Chúng tôi chỉ tìm thấy bốn số liệu thực nghiệm cho phản ứng $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{gPt}$ [69, 71, 102, 103]. Trong công bố [102] các tác giả tiến hành thí nghiệm cho vùng năng lượng từ 11 đến 14 MeV, trong [103] từ 11 đến 17 MeV và các kết quả tính toán được công bố trong các công trình [69, 71] cho 30 MeV. Số liệu của chúng tôi đo cho vùng từ 14 đến 24 MeV.

Có thể thấy rằng đối với năng lượng 14 MeV, số liệu công bố trong [102] thấp hơn không đáng kể so với kết quả công bố trong [103] và phù hợp với kết quả của chúng tôi. Số liệu của chúng tôi từ 14 đến 17 MeV thấp hơn không đáng kể so với [103]. Nói chung, theo khuynh hướng chung được chờ đợi, tỷ số đồng phân của cặp ^{197m}gPt tăng khi tăng năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm. Ta cũng biết rằng vùng GDR của phản ứng $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$ nằm từ ngưỡng (tức là khoảng 8,0 MeV) đến khoảng 20–21 MeV [100]. Có nghĩa là đối với vùng năng lượng cao hơn 21 MeV, tỷ số đồng phân trong phản ứng được đề cập thay đổi một chút (hoặc hầu như không thay đổi). Như được thấy từ kết quả của chúng tôi, tỷ số đồng phân thay đổi một chút đối với năng lượng cao hơn 21 MeV. Trong giới hạn sai số, số liệu trong [69, 71] như có thể thấy trong bảng 3.11 cho 30 MeV, tức là trên vùng GDR phù hợp với kết quả của chúng tôi.



Hình 3.12. Tỷ số đồng phân của cặp đồng phân $^{197m,g}\text{Pt}$ trong phản ứng quang hạt nhân $^{198}\text{Pt}(\gamma,n)^{197m,g}\text{Pt}$.



Hình 3.13. Tỷ số đồng phân của $^{194m,g}\text{Ir}$ trong phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma,p)^{194m,g}\text{Ir}$.

2. Đối với cặp đồng phân $^{194m,g}\text{Ir}$ sản phẩm của phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m,g}\text{Ir}$.

Về nguyên tắc, tỷ số đồng phân của $^{194m,g}\text{Ir}$ đến từ sự đóng góp của hai phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m,g}\text{Ir}$ và $^{196}\text{Pt}(\gamma, np)^{194m,g}\text{Ir}$ trong vùng năng lượng từ ngưỡng của phản ứng $^{196}\text{Pt}(\gamma, np)^{194m,g}\text{Ir}$ (khoảng 16 MeV) đến 24 MeV. Mặt khác, suất lượng của phản ứng $^{196}\text{Pt}(\gamma, np)^{194m,g}\text{Ir}$ thấp hơn nhiều so với phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m,g}\text{Ir}$. Do đó có thể nói rằng trong thí nghiệm này của nhóm chúng tôi, tỉ số đồng phân của cặp $^{194m,g}\text{Ir}$ là từ phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m,g}\text{Ir}$. Có rất ít dữ liệu trong các tài liệu hiện tại về tỷ số đồng phân trong các phản ứng này. Chúng tôi chỉ tìm thấy một bài báo [104] trong đó các tác giả chỉ đo và tính tỷ số đồng phân của $^{194m,g}\text{Ir}$ ở năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm là 24 MeV cho phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194m,g}\text{Ir}$ với đồng vị ^{195}Pt được làm giàu 99%. Do đó, không thể so sánh số liệu của chúng tôi với số liệu của các tác giả khác. Tuy nhiên, người ta có thể thấy rằng số liệu của chúng tôi và của các tác giả trong [104] có cùng bậc. Điều thú vị là ^{195}Pt là hạt nhân chẵn-lẻ có spin 1/2- và thông qua phản ứng hạt nhân (γ, p) , hạt nhân lẻ ^{194}Ir được tạo ra. Spin của hạt nhân ^{194}Ir được xác định bởi proton cuối cùng $1h_{11/2}$ trong lớp vỏ proton thứ 5 ($1g_{7/2}2d_{5/2}2d_{3/2}3s_{1/2}1h_{11/2}$) và neutron cuối cùng $1f_{13/2}$ trong lớp vỏ neutron thứ 6 ($1h_{9/2}2f_{7/2}2f_{5/2}3p_{3/2}3p_{1/2}1f_{13/2}$) [95]. Cùng một lý do, cặp đồng phân được hình thành với spin 1- và 11+ tương ứng với trạng thái cơ bản và trạng thái đồng phân. Mà xác suất (hoặc suất lượng) hình thành trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản phụ thuộc rất nhiều vào spin của chúng. Do đó tỷ số đồng phân (tỷ lệ của suất lượng) sẽ phụ thuộc rất lớn vào spin của trạng thái đồng phân và cơ bản. Kết quả là sự khác biệt lớn về spin, sự khác biệt lớn hơn trong tỷ số đồng phân và dự kiến rằng khi sự khác biệt spin là đáng kể thì tỷ số đồng phân thấp đáng kể. Trong trường hợp này, theo lý thuyết thống kê, phân bố spin của hạt nhân dư phải là một hàm có độ bất đối xứng cao [114]. Có một xu hướng chung là chênh lệch spin càng cao thì tỷ số đồng phân càng thấp và người ta cho rằng đối với một cặp đồng phân có sự khác biệt lớn trong số spin của nó thì tỷ số đồng phân phải rất thấp. Người ta có thể nhận ra rằng $^{194m,g}\text{Ir}$ là một trong những cặp đồng phân có sự khác biệt lớn nhất về spin của trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản. Do đó giá trị của tỷ số đồng phân $^{194m,g}\text{Ir}$ trong công bố của chúng tôi là hợp lý. Xu hướng này có thể được nhìn thấy trong các hạt nhân tương tự như được trình bày trong bảng 3.11

Từ bảng 3.11 và hình 3.13, ta có thể thấy rằng tỷ số đồng phân trong $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194\text{m}}\text{Ir}$ tăng khi tăng năng lượng điểm cuối của bức xạ hãm và thay đổi ít hoặc hầu như không thay đổi ở cuối vùng GDR. Thực tế này phù hợp với công thức (3) như đã đề cập ở trên. Mặt khác, người ta cũng thấy rằng tỷ số đồng phân thay đổi không đáng kể trong vùng GDR. Thực tế này có thể được giải thích bằng sự truyền momen xung lượng thấp trong các phản ứng hạt nhân cũng được quan sát thấy trong [7, 116, 117].

Điều đáng chú ý là trong phản ứng $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194\text{m}}\text{Ir}$, proton phải vượt qua rào cản Coulomb khoảng 14,07 MeV được tính theo công thức trong [101, 115]. Do đó, người ta mong đợi rằng vai trò của các quá trình trực tiếp và quá trình tiền cân bằng trong phản ứng này là đáng kể khi tính đến hàng rào Coulomb đối với proton bứt ra từ hạt nhân ^{195}Pt .

3.2.4. Thí nghiệm xác định tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137\text{m}}\text{Ce}$

Trong thí nghiệm này, chúng tôi xác định tỷ số suất lượng tạo cặp đồng phân $^{137\text{m}}\text{Ce}$ bằng phản ứng quang hạt nhân $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137\text{m}}\text{Ce}$ với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại từ 14 MeV đến 17 MeV; từ 21 đến 23 MeV và 19 MeV. Các kết quả được phân tích, thảo luận và so sánh với các số liệu tương tự từ các tài liệu tham khảo khác nhau để xem xét vai trò của năng lượng kích thích và sự khác biệt về spin của trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản. Tỷ số suất lượng tạo cặp đồng phân $^{137\text{m}}\text{Ce}$ trong nghiên cứu này của chúng tôi, cụ thể là tại 23 MeV là số liệu đầu tiên.

3.2.4.1. Chuẩn bị và kích hoạt mẫu

Trong thí nghiệm này, 8 mẫu Ce_2O_3 dạng bột có độ tinh khiết cao (99,99%) được đóng gói trong lá nhôm dưới dạng hình đĩa với đường kính 1cm có khối lượng xung quanh giá trị 0,8580 g. Chi tiết đặc trưng của các mẫu, năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm, dòng electron trung bình và thời gian kích hoạt mẫu được trình bày trong bảng 3.12. Sơ đồ kích hoạt hoàn toàn tương tự với thí nghiệm khác và được trình bày ở phần trên.

Bảng 3.12. Các đặc trưng của mẫu Ce_2O_3 và thông số của chùm bức xạ hãm

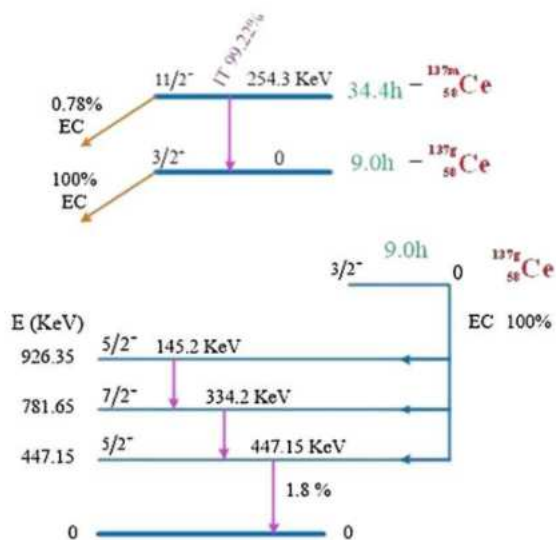
Mẫu	Năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm (MeV)	Khối lượng mẫu (g)	Đường kính mẫu (cm)	Cường độ trung bình chùm electron (μA)	Thời gian chiếu mẫu (phút)
1	14,0	0,8586	1,0	14	90
2	15,0	0,8580	1,0	14	90
3	16,0	0,8560	1,0	14	90
4	17,0	0,8568	1,0	14	90
5	19,0	0,8570	1,0	14	60
6	21,0	0,8578	1,0	14	60
7	22,0	0,8560	1,0	14	60
8	23,0	0,8580	1,0	14	60

3.2.4.2. Kết quả thí nghiệm và thảo luận

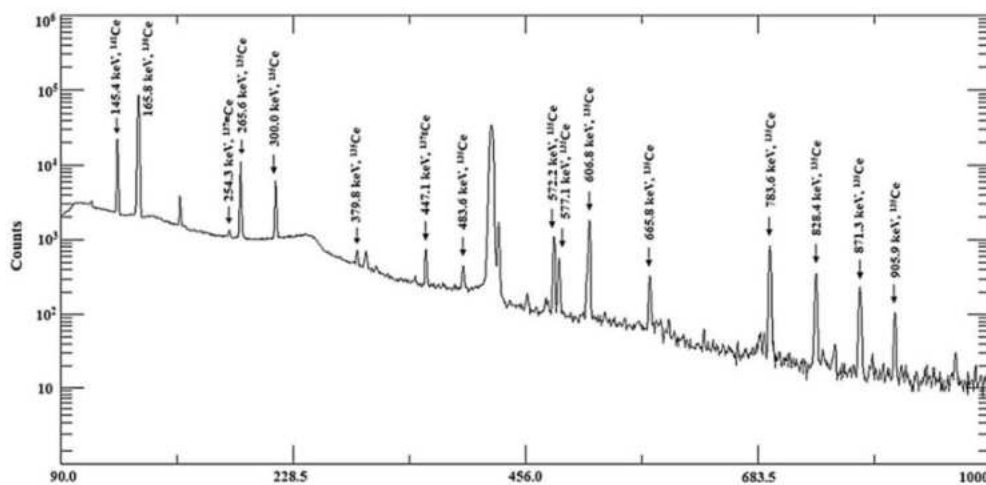
Cặp đồng phân ^{137m}gCe là sản phẩm của phản ứng quang hạt nhân $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)$ có sơ đồ phân rã đơn giản hoá được thể hiện qua hình 3.14. Quá trình phân rã và khử kích thích của các trạng thái đồng phân và cơ bản phát ra các tia gamma đặc trưng và được thu nhận bởi hệ phổ kế gamma phòng thấp với detector bán dẫn HPGe. Thời gian mỗi phép đo khác nhau và phụ thuộc vào hoạt độ ước lượng tại các thời điểm đo, thời gian đo trong thí nghiệm này là từ 20 phút tới 60 phút.

Để xác định tỉ số đồng phân, việc chọn tia gamma đặc trưng thích hợp của các trạng thái đồng phân và cơ bản là rất quan trọng. Trạng thái đồng phân ^{137m}Ce phân rã theo hai cách (xem hình 3.14): (1) bởi sự dịch chuyển đồng phân (IT= 99,22%) thành trạng thái cơ bản ^{137g}Ce và phát ra tia gamma 254,3 keV mà không có bất kỳ gamma nội tầng nào và (2) bởi cơ chế bắt electron (EC) với xác suất 0,78% dẫn đến tia gamma rất yếu với tia gamma 254,3 keV. Trạng thái cơ bản ^{137g}Ce phân rã theo cơ chế EC (100%) kèm theo sự khử kích thích bằng phát xạ gamma, trong đó tia gamma 447,1 keV là tia gamma mạnh nhất trong khi các tia gamma khác là 145,2 và 334,2 keV rất yếu. Do đó hai tia gamma đặc trưng 254,3 keV và 447,1 keV được

chọn để tính toán tỉ số độ phân trong phản ứng này. Đặc trưng phân rã của các trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản là $^{137m,g}\text{Ce}$ được lấy từ [96, 97].



Hình 3.14. Sơ đồ phân rã đơn giản của trạng thái đồng phân và cơ bản của $^{137m,g}\text{Ce}$



Hình 3.15. Phổ gamma của mẫu Ce_2O_3 được chiếu bằng chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 23 MeV được ghi nhận bằng hệ phổ kế bán dẫn HPGc với thời gian chiếu, phơi và đo lần lượt là 60, 60 và 20 phút.

Hình 3.15 là phổ gamma của mẫu Ce_2O_3 được chiếu bởi chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại 23 MeV được đo ở khoảng cách 5 cm từ detector với thời gian

chiếu, phơi và đo lần lượt là 60, 60 và 20 phút. Trong các điều kiện chiếu, phơi và đo này chỉ quan sát được cặp đồng phân ^{137m}gCe . Các tia gamma đặc trưng cho trạng thái đồng phân là 254,3 keV với cường độ 11,0% và trạng thái cơ bản là 447,1 keV với cường độ 1,8% được nhìn thấy rất rõ ràng trong phổ này. Ngoài ra, ta cũng có thể nhìn thấy trên phổ các tia gamma khác của các sản phẩm của phản ứng hạt nhân $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$, $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$ và $^{142}\text{Ce}(\gamma, n)^{141}\text{Ce}$ do Ce tự nhiên bao gồm bốn đồng vị ^{136}Ce , ^{138}Ce , ^{140}Ce và ^{142}Ce với độ phổ cập lần lượt là 0.185, 0.251, 88.45 và 11.14% [118].

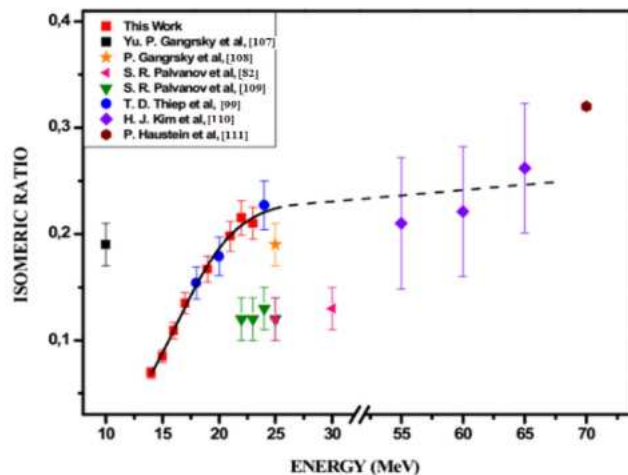
Bảng 3.13: Sự phụ thuộc của tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$ vào năng lượng cực đại của bức xạ hãm.

Phản ứng hạt nhân	Nghiên cứu này		Các tác giả khác	
	Năng lượng bức xạ hãm [MeV]	Tỷ số đồng phân $\text{IR} = Y_{\text{hs}}/Y_{\text{ls}}$	Năng lượng bức xạ hãm [MeV]	Tỷ số đồng phân $\text{IR} = Y_{\text{hs}}/Y_{\text{ls}}$
$^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$	14	$0,069 \pm 0,005$	10	$0,19 \pm 0,02$ [107]
	15	$0,085 \pm 0,006$	25	$0,19 \pm 0,02$ [107,108]
	16	$0,109 \pm 0,008$	22	$0,12 \pm 0,02$ [109]
	17	$0,135 \pm 0,010$	23	$0,12 \pm 0,02$ [82,109]
	19	$0,167 \pm 0,012$	24	$0,13 \pm 0,02$ [82,109]
	21	$0,198 \pm 0,014$	25	$0,12 \pm 0,02$ [82,109]
	22	$0,215 \pm 0,016$	30	$0,13 \pm 0,02$ [82,109]
	23	$0,210 \pm 0,015$	18	$0,154 \pm 0,015$ [21]
		20	$0,179 \pm 0,018$ [21]	
		24	$0,227 \pm 0,023$ [21]	

Trong tính toán IR, độ chính xác của kết quả phụ thuộc đáng kể vào sự mất mát số đếm cho chông chấp định, hiệu ứng tự hấp thụ. Trong thực tế, sự chông chấp này có thể được giảm bớt hoặc loại bỏ bằng cách lựa chọn và tính khoảng cách thích

hợp từ mẫu đến máy dò. Trong trường hợp $^{137m.g}\text{Ce}$, tia gamma đặc trưng 254,3 keV không có tầng phân rã gamma và tia 447,1 keV có cường độ thấp và thấy rằng các tia gamma trong tầng này rất yếu như đã mô tả ở trên. Kết quả là, đỉnh tổng chồng chập không được quan sát trong phổ như được thấy trong hình 3.15. Do đó, việc hiệu chỉnh tổng chồng chập đã được bỏ qua. Việc giám hiện tượng tự hấp thụ được thực hiện với khối lượng mẫu tối ưu.

Hạt nhân con ^{137}Ce của phản ứng $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m.g}\text{Ce}$ là hạt nhân chẵn - lẻ, **trạng thái đồng phân và cơ bản** được hình thành **với** các spin tương ứng là $11/2^-$ và $3/2^+$. Vùng GDR cho phản ứng hạt nhân $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m.g}\text{Ce}$ là từ khoảng 8,7 đến khoảng 23 MeV [119]. Trong thí nghiệm này, chúng tôi thu được các **giá trị tỉ số đồng phân** của **phản ứng** $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m.g}\text{Ce}$ tương ứng các mức **năng lượng cực đại** khác nhau của **chùm bức xạ hãm** từ 14-23 MeV. Các kết quả đã được so sánh với các số liệu đã công bố của các tác giả Gangrsky và cộng sự [107, 108], Palvanov cùng cộng sự [82, 109] và kết quả trước đây của nhóm chúng tôi [21]. Các **kết quả được liệt kê trong bảng 3.13.**



Hình 3.16. Tỷ số đồng phân trong phản ứng $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m.g}\text{Ce}$ gây bởi các chùm photon hãm có năng lượng cực đại khác nhau

Hình 3.16 mô tả sự thuộc IR của cặp đồng phân $^{137m.g}\text{Ce}$ vào các năng lượng cực đại trong và trên vùng GDR được lấy từ số liệu của chúng tôi và các tác

giả khác. Ta có thể thấy rằng có sự không đầy đủ và khác biệt về số liệu thực nghiệm của các IR trong vùng GDR. Từ hình 3.16 chúng ta thấy rằng, số liệu của Gangrsky và cộng sự [108] ở 10 MeV cao hơn số liệu của chúng tôi đối với dải năng lượng từ 14 đến 24 MeV và số liệu của S. R. Palmanov và cs ở 22, 23, 24, 25 và 30 MeV. Tuy nhiên, số liệu của chúng tôi cao hơn so với của S. R. Palmanov. Kim và cộng sự [110] thu được các IR là 0,210 (62); 0,221 (61); 0,262 (61) đối với phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Ce}(\gamma, xn)^{137m,g}\text{Ce}$ với năng lượng lần lượt là 55, 60 và 65 MeV bằng cách sử dụng kích hoạt lá Ce tự nhiên có độ tinh khiết cao (99,9%), trong khi Hausteim và Voigt [111] thu được giá trị IR là 0,32 cho phản ứng hạt nhân quang $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$ gây bởi chùm năng lượng 70 MeV kích hoạt mẫu Ce_2O_3 . Thực tế ở 55, 60, 65 và 70 MeV thì IR của $^{137m,g}\text{Ce}$ trong quang phản ứng $^{nat}\text{Ce}(\gamma, xn)^{137m,g}\text{Ce}$ là tỷ số của tổng từ suất lượng của trạng thái đồng phân ^{137m}Ce và suất lượng của trạng thái cơ bản ^{137g}Ce được tạo ra từ các phản ứng hạt nhân $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$, $^{140}\text{Ce}(\gamma, 3n)^{137m,g}\text{Ce}$ và $^{142}\text{Ce}(\gamma, 5n)^{137m,g}\text{Ce}$. Ta có thể thấy rằng ở cuối vùng GDR (khoảng 23 MeV) của phản ứng hạt nhân $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137}\text{Ce}$, số liệu của chúng tôi về IR trong giới hạn sai số không khác nhiều với ở [110] đối với năng lượng 55, 60, 65 MeV. Điều này có thể được giải thích bởi thực tế là suất lượng của các phản ứng hạt nhân $^{140}\text{Ce}(\gamma, 3n)^{137m,g}\text{Ce}$ và $^{142}\text{Ce}(\gamma, 5n)^{137m,g}\text{Ce}$ là không đáng kể so với suất lượng của phản ứng $^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$. Tuy nhiên, kết quả từ Hausteim và Voigt [111] cao hơn nhiều. Do đó cần có thêm các số liệu thực nghiệm cũng như tính toán lý thuyết về tỷ số đồng phân của phản ứng này ở vùng năng lượng cao để có thể có được các kết luận tin cậy hơn.

Có thể thấy từ hình 3.16 rằng IR đo được của chúng tôi trong vùng GDR tăng lên cùng với sự gia tăng của năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm, đạt giá trị cực đại ở cuối vùng này (khoảng 23 MeV) và thay đổi rất ít ở vùng năng lượng cao hơn. Thực tế này khẳng định vai trò của năng lượng kích thích và các cơ chế phản ứng quang hạt nhân, hiện tượng gia tăng của tỷ số đồng phân theo năng lượng ở vùng năng lượng thấp có thể là do sự tăng của quá trình truyền mômen xung lượng cho hạt nhân hợp phần. Sự tăng chậm ở vùng năng lượng cao có thể được hiểu là do đóng góp của cơ chế phản ứng hạt nhân trực tiếp phát ra các hạt, các hạt này mang theo một phần lớn năng lượng và mômen góc.

Bảng 3.14. Tỷ số đồng phân của ^{137m}gCe trong các phản ứng hạt nhân khác nhau

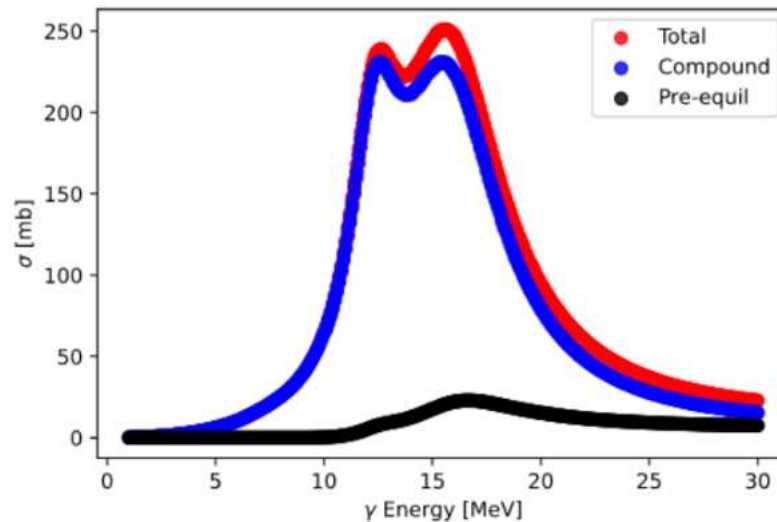
Phản ứng hạt nhân	Năng lượng hạt tới [MeV]	Tỷ số đồng phân
$^{138}\text{Ce}(n, 2n)^{137m}\text{gCe}$	14,5	$0,50 \pm 0,07$ [113]
$^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m}\text{gCe}$	18	$0,154 \pm 0,015$ [99]
	22	$0,120 \pm 0,020$ [109]
	23	$0,210 \pm 0,015$ [this work]
$^{137}\text{Ba}(^3\text{He}, 3n)^{137m}\text{gCe}$	30	4,0 [112]
$^{136}\text{Ba}(^4\text{He}, 3n)^{137m}\text{gCe}$	30	3,0 [112]
$^{138}\text{Cs}(^7\text{Li}, 3n)^{137m}\text{gCe}$	30	5,0 [112]

Bảng 3.14 liệt kê tỷ số đồng phân của ^{137m}gCe tạo ra từ các kênh phản ứng khác nhau [99, 109, 112, 113] và công trình này. Số liệu cho thấy sự khác biệt giữa các phản ứng khác nhau (hiệu ứng kênh), trong đó giá trị thấp nhất của IR thuộc về kênh phản ứng (γ, n) là do xung lượng của photon thấp nhất so với các loại hạt tới khác. Hiệu ứng kênh cũng đã được nghiên cứu trong các nghiên cứu [74, 120].

3. 3. Kết quả tính toán lý thuyết tiết diện vi phân và tỉ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m}\text{gEu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m}\text{gEu}$

Trong phần này, chúng tôi sẽ trình bày kết quả tính toán lý thuyết tiết diện vi phân sử dụng Talys và kết quả tính toán tỉ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m}\text{gEu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m}\text{gEu}$ sử dụng kết hợp mô phỏng phổ hãm bằng Geant4 và kết quả tính tiết diện vi phân bằng Talys. Phương pháp tính toán đã được trình bày trong chương 2. Kết quả tính toán được so sánh với số liệu thực nghiệm của chúng tôi cũng như của các tác giả khác. Trong đó, kết quả tính toán lý thuyết tiết diện vi phân sử dụng Talys 1.8 với 06 mô hình khác nhau, bao gồm: Mô hình nhiệt độ không đổi cùng với mô hình khí Fermi (CFM, BFM), mô hình siêu chảy tổng quát (GSM), mô hình lực Skyme-mG, mô hình lực Skyme-mH và mô hình lực Gogny-mH (xem phần...). Trên hình 3.17 là một ví dụ về hàm kích thích của phản ứng quang hạt nhân $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m}\text{gEu}$ được tính toán sử dụng mô hình CFM, có thể nhận thấy rằng

1 trong vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, cơ chế phản ứng đóng góp chính là cơ chế hợp phân.



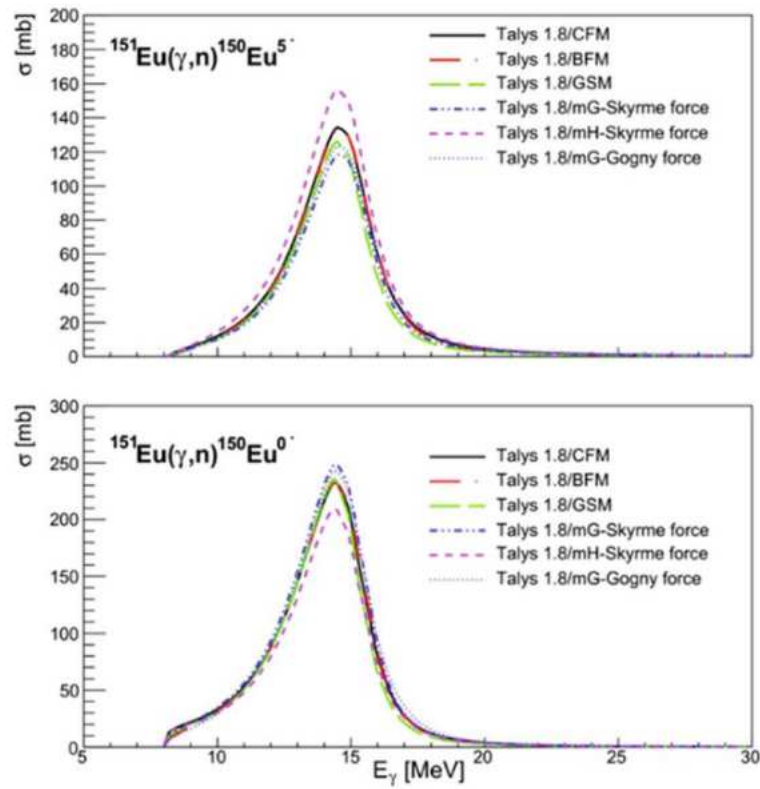
1 **Hình 3.17.** Hàm kích thích của phản ứng quang hạt nhân $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m.g}\text{Eu}$ được tính toán với mô hình CFM

1 Tiết diện hình thành trạng thái đồng phân và cơ bản của các phản ứng $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m.g}\text{Eu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m.g}\text{Eu}$ 38 được biểu diễn trên các hình 3.18 đến 3.21. Hình 3.18 cho thấy kết quả tính toán tiết diện hình thành trạng thái cơ bản $^{150g}\text{Eu}(5^-)$ và trạng thái đồng phân $^{150m}\text{Eu}(0^-)$ sử dụng 06 mô hình có sẵn của Talys 1.8 chỉ sai khác nhau rất ít. 1 Kết quả tính toán tiết diện vi phân tổng của phản ứng $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m.g}\text{Eu}$ cũng được so sánh với số liệu thực nghiệm của T. G. Boal et al [89], theo đó số liệu về tiết diện của phản ứng (γ, n) được lấy ra từ số liệu về tiết diện tổng của hai phản ứng (γ, n) và $(\gamma, 2n)$ cho khoảng năng lượng dưới ngưỡng của phản ứng $(\gamma, 2n)$. Chúng ta có thể thấy trên hình b rằng số liệu thực nghiệm và tính toán là rất phù hợp với nhau. 9 Ngoài ra, đường cong biểu diễn hàm kích thích của phản ứng $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m.g}\text{Eu}$ chỉ có một cực đại do hạt nhân bia ^{151}Eu là hạt nhân dạng hình cầu. Đối với phản ứng $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m.g}\text{Eu}$, kết quả tính toán tiết diện hình thành trạng thái $^{152g}\text{Eu}(0^-)$ sử dụng 6 mô hình khác nhau của Talys 1.8 là rất trùng hợp, trong khi đó với trạng thái $^{152m2}\text{Eu}(3^-)$, các mô hình cho kết quả khá tương đồng nhưng với trạng thái $^{152m1}\text{Eu}(8^-)$

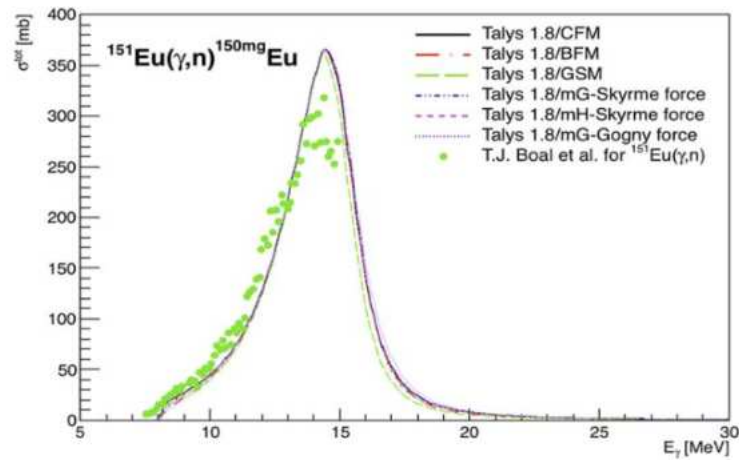
) thì có sự chênh lệch lớn giữa các kết quả ²⁰ khi sử dụng các mô hình khác nhau (xem hình 3.20).

Bên cạnh đó, việc tính tiết diện vi phân tổng cộng của phản ứng $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m.g}}\text{Eu}$ sử dụng 6 mô hình nói trên lại cho kết quả rất trùng hợp (xem hình 3.21). Kết quả tính toán cũng cho thấy, hàm kích thích của phản ứng $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m.g}}\text{Eu}$ có hai cực đại. Điều này được giải thích là do hạt nhân bia ^{153}Eu là hạt nhân biến dạng. Kết quả tính toán tiết diện tổng cộng của phản ứng này cũng được so sánh với số liệu thực nghiệm của B. L. Berman trong [90, 91]. Chúng ta có thể thấy rằng kết quả tính toán lý thuyết và số liệu thực nghiệm là rất phù hợp. ²⁰ Như vậy, có thể kết luận rằng:

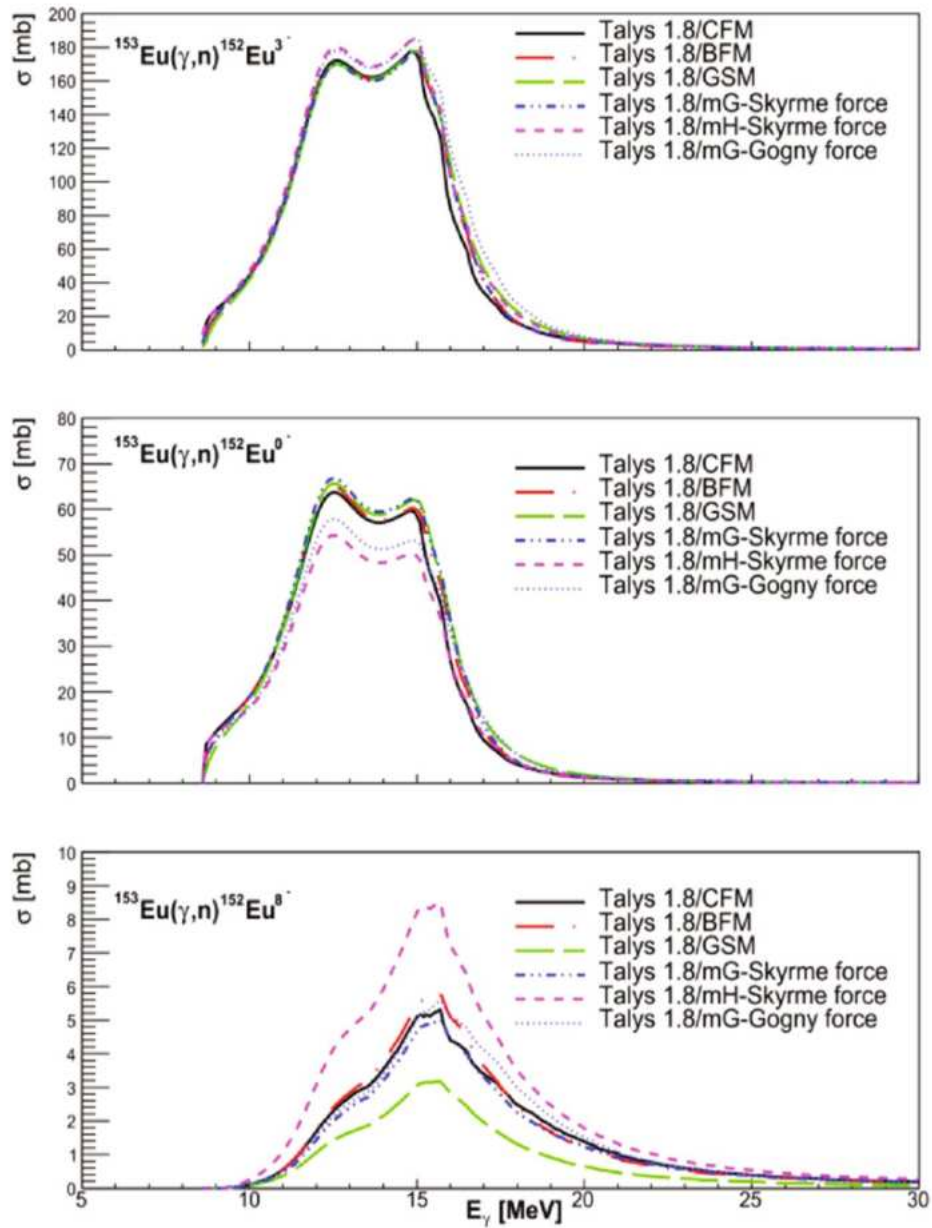
Kết quả tính toán tiết diện vi phân sử dụng Talys 1.8 sau đó được đưa vào Geant4 để tính toán tỉ số đồng phân theo phương pháp đã được mô tả trong phần trên. Hình 3.22 biểu diễn kết quả tính tỉ số suất lượng đồng phân trong phản ứng $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m.g}}\text{Eu}$ và số liệu thực nghiệm của A. P. Tonchev và các cộng sự [4]. Từ hình e, chúng ta có thể thấy rằng, với phản ứng $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m.g}}\text{Eu}$ trong vùng năng lượng thấp (từ ngưỡng phản ứng đến 16 MeV), tính toán lý thuyết với Talys 1.8mG-Skyrme force có thể mô tả tốt số liệu thực nghiệm; với vùng năng lượng từ 17-19 MeV, Talys 1.8/CFM, Talys 1.8/BMF, Talys 1.8/GSM và Talys 1.8/mG-Gogny mô tả tốt số liệu thực nghiệm trong khi đó với vùng năng lượng từ 20 MeV đến cuối vùng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, Talys 1.8/mH-Skyrme phù hợp để tính toán tỉ số đồng phân. Như vậy, có thể kết luận rằng với phản ứng (γ, n) với bia hình cầu ^{151}Eu trong vùng năng lượng cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ, để tính toán tỉ số đồng phân, chúng ta nên sử dụng kết hợp các mô hình khác nhau của Talys 1.8. Đối với phản ứng $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m.g}}\text{Eu}$, tỉ số suất lượng đồng phân được tính toán bằng Talys 1.8 đồng thời so sánh với thực nghiệm cho các cặp $^{152\text{m}2}\text{Eu}(0^-)$ và $^{152\text{g}}\text{Eu}(3^-)$; $^{152\text{m}1}\text{Eu}(8^-)$ và $^{152\text{g}}\text{Eu}(3^-)$; $^{152\text{m}1}\text{Eu}(8^-)$ và $^{152\text{m}2}\text{Eu}(0^-)$ được trình bày trên các hình 3.23. Ở đây, các số liệu thực nghiệm được lấy trong công bố của A. P. Tonchev và các cộng sự [4] và từ kết quả thí nghiệm của chúng tôi.



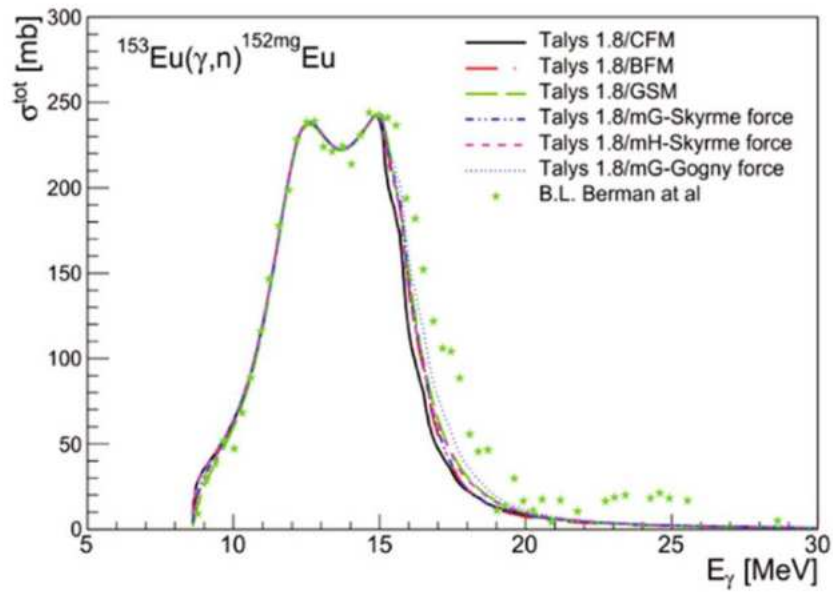
Hình 3.18. Tiết diện hình thành các trạng thái ^{150m}Eu (0^-) và ^{150g}Eu (5^-)



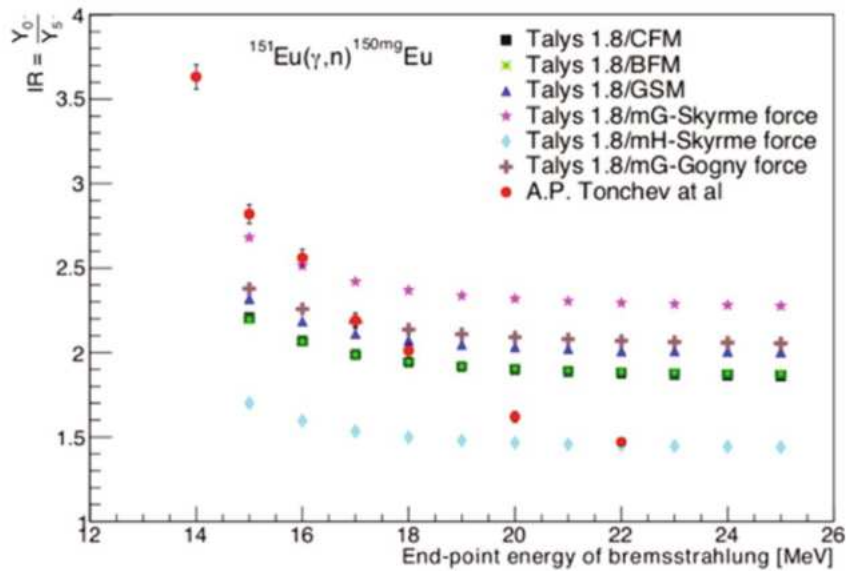
Hình 3.19. Tiết diện tổng cộng của phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150}\text{Eu}$



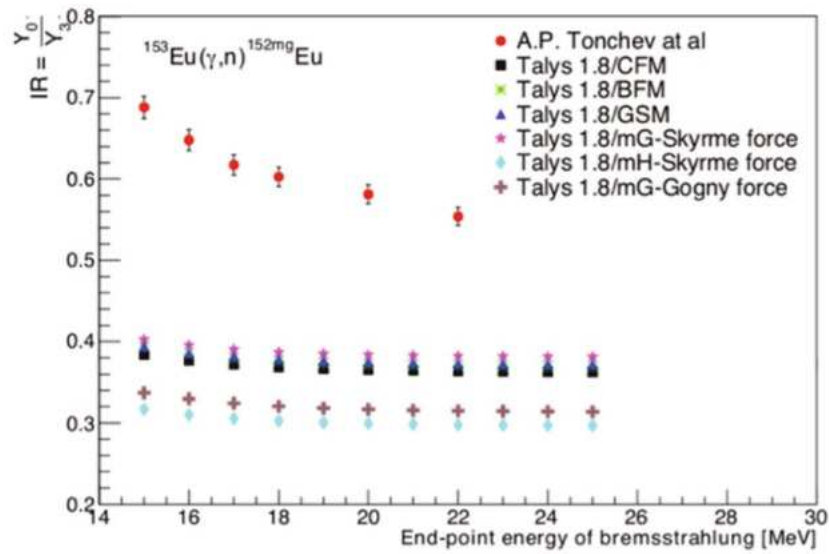
Hình 3.20. Tiết diện vi phân hình thành các trạng thái $^{152m1}\text{Eu}(8^-)$, $^{152m2}\text{Eu}(0^-)$ và $^{152g}\text{Eu}(3^-)$



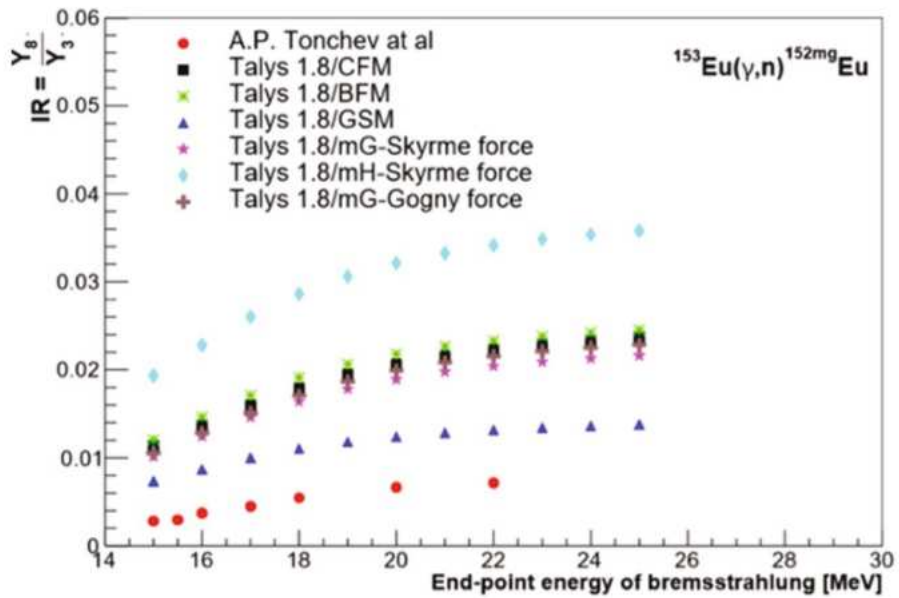
Hình 3.21. Tiết diện vi phân tổng cộng của phản ứng $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m,g}\text{Eu}$



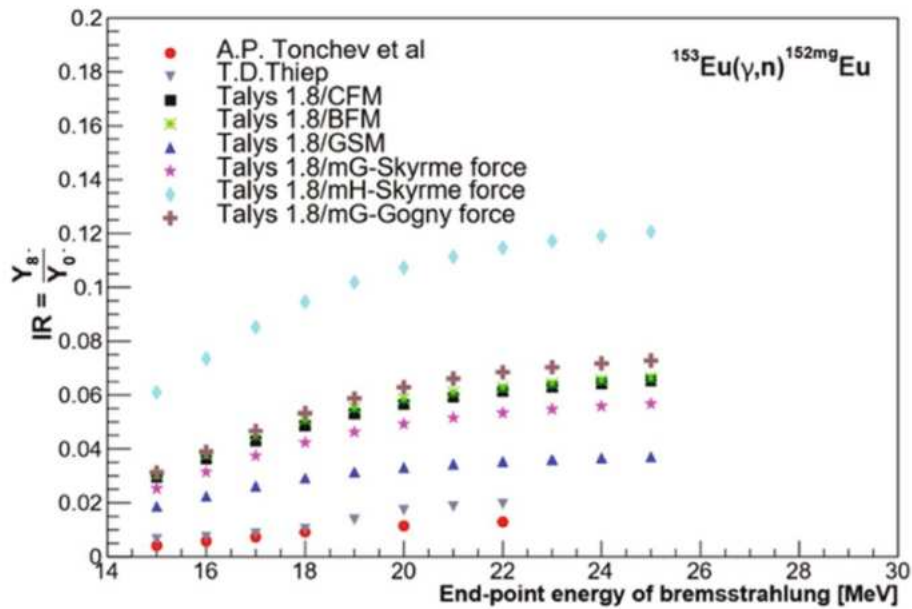
Hình 3.22. Tỷ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m,g}\text{Eu}$



Hình 3.23. Tỷ số suất lượng tạo cặp đồng phân $^{152m_2}\text{Eu}(0^-)$ và $^{152g}\text{Eu}(3^-)$



Hình 3.24. Tỷ số suất lượng tạo cặp $^{152m_1}\text{Eu}(8^-)$ và $^{152g}\text{Eu}(3^-)$



Hình 3.25. Tỷ số suất lượng tạo cặp $^{152m1}\text{Eu}(8^-)$ và $^{152m2}\text{Eu}(0^-)$

Có thể thấy rằng, tính toán lý thuyết mô tả tốt khuynh hướng thay đổi của tỉ số đồng phân trong các phản ứng $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m,g}\text{Eu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m,g}\text{Eu}$, có nghĩa là tỉ số giữa suất lượng hình thành trạng thái spin cao với suất lượng hình thành trạng thái spin thấp tăng khi năng lượng cực đại của chùm bức xạ hãm tăng. Đây là khuynh hướng có thể thấy trong nhiều nghiên cứu khác nhau bao gồm cả những kết quả nghiên cứu của chúng tôi trong khuôn khổ luận án này.

KẾT LUẬN

Luận án đã thực hiện được các mục tiêu và nội dung nghiên cứu đặt ra, các kết quả chính đã thu được bao gồm:

1. Tổng quan về phản ứng quang hạt nhân, cấu trúc các trạng thái hạt nhân đồng phân.

2. Nghiên cứu, phát triển phương pháp thực nghiệm và tính toán lý thuyết xác định tỷ số đồng phân của các phản ứng quang hạt nhân trong vùng năng lượng cộng hưởng lưỡng cực không lồ (8-30 MeV).

3. Xác định bằng thực nghiệm tỷ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân $^{113}\text{In}(\gamma,2n)^{111\text{m.g}}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma,n)^{112\text{m.g}}\text{In}$, $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106\text{m.g}}\text{Ag}$, $^{195}\text{Pt}(\gamma,p)^{194\text{m.g}}\text{Ir}$; $^{198}\text{Pt}(\gamma,n)^{197\text{m.g}}\text{Pt}$ và $^{138}\text{Ce}(\gamma,n)^{137\text{m.g}}\text{Ce}$ gây bởi chùm photon hãm năng lượng cực đại từ 14 đến 24 MeV. Thu được 11 số liệu tỷ số IR đối với $^{111\text{m.g}}\text{In}$; 6 số liệu đối với $^{112\text{m.g}}\text{In}$; 11 số liệu đối với $^{106\text{m.g}}\text{Ag}$; 6 số liệu đối với $^{194\text{m.g}}\text{Ir}$, 11 số liệu đối với $^{197\text{m.g}}\text{Pt}$ và 8 số liệu đối với $^{137\text{m.g}}\text{Ce}$.

4. Tính toán lý thuyết tiết diện vi phân và tỉ số đồng phân của các phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma,n)^{150\text{m.g}}\text{Eu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma,n)^{152\text{m.g}}\text{Eu}$ trong vùng năng lượng cộng hưởng lưỡng cực không lồ.

Các nghiên cứu thực nghiệm tập trung vào xác định tỷ số suất lượng tạo thành các cặp hạt nhân đồng phân có số khối trung bình và hạt nhân nặng với các neutron, proton lẻ nằm trong vùng các đảo đồng phân 39-49, 65-81 và 100-126 thông qua các phản ứng quang hạt nhân $^{113}\text{In}(\gamma,2n)^{111\text{m.g}}\text{In}$, $^{198}\text{Pt}(\gamma,n)^{197\text{m.g}}\text{Pt}$ và $^{138}\text{Ce}(\gamma,n)^{137\text{m.g}}\text{Ce}$ và các hạt nhân biến dạng hay các hạt nhân có cấu trúc tập thể như $^{106\text{m.g}}\text{Ag}$, $^{112\text{m.g}}\text{In}$, $^{194\text{m.g}}\text{Ir}$, $^{152\text{m.g}}\text{Eu}$ tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân $^{107}\text{Ag}(\gamma,n)^{106\text{m.g}}\text{Ag}$, $^{113}\text{In}(\gamma,n)^{112\text{m.g}}\text{In}$, $^{195}\text{Pt}(\gamma,p)^{194\text{m.g}}\text{Ir}$ gây bởi chùm bức xạ hãm từ máy gia tốc Microtron MT-25, JINR Dubna, Nga có năng lượng cực đại nằm trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lồ. Phương pháp kích hoạt phóng xạ kết hợp với đo phổ gamma trên hệ phổ kế bán dẫn HPGe được sử dụng trong nghiên cứu thực nghiệm xác định tỷ số đồng phân. Đây là phương pháp phù hợp, hiệu quả trong nghiên cứu, cho kết quả với độ tin cậy và độ chính xác cao. Các hạt nhân ở trạng thái đồng phân và cơ bản được

nhận diện thông qua các tia gamma đặc trưng và thời gian bán rã của chúng. Tỷ số đồng phân được xác định dựa trên số đếm diện tích đỉnh phổ gamma đặc trưng ghi nhận được. Một số phép hiệu chỉnh đã được áp dụng nhằm nâng cao độ chính xác của các kết quả thực nghiệm.

Kết quả thu được nhiều số liệu mới về tỉ số suất lượng tạo thành các cặp hạt nhân đồng phân. Các nghiên cứu được thực hiện trong toàn dải năng lượng ở vùng cộng hưởng khổng lồ, do đó cung cấp một cách nhìn đầy đủ về khuynh hướng thay đổi của tỉ số đồng phân theo năng lượng trong vùng này. Các kết quả thu được cũng được so sánh và đánh giá với số liệu thu được của các nhóm tác giả khác cho thấy có sự phù hợp tốt. Điều đó khẳng định các kết quả thu được là đáng tin cậy.

Bên cạnh các nghiên cứu thực nghiệm, chúng tôi phát triển một cách tiếp cận mới kết hợp Talys và mô phỏng Monte-Carlo sử dụng Geant4 trong tính toán lý thuyết suất lượng hình thành trạng thái cơ bản và đồng phân, từ đó tính toán tỉ số đồng phân và so sánh với số liệu thực nghiệm. Cách tiếp cận này cho phép mô phỏng toàn bộ quá trình phản ứng từ việc tạo phổ hãm, quá trình tương tác điện từ của bức xạ hãm với chính bia hãm và các vật liệu xung quanh cũng như vật liệu bia và quá trình phản ứng quang hạt nhân với hình học như bố trí thí nghiệm thực tế. Trong tính toán mô phỏng phản ứng quang hạt nhân, tiết diện vi phân của phản ứng cần quan tâm được tính toán sử dụng Talys. Cũng cần nhấn mạnh thêm rằng, code mô phỏng được phát triển bởi chúng tôi cho phép mô phỏng đồng thời phản ứng hình thành trạng thái đồng phân và cơ bản vì vậy, quá trình cạnh tranh được xem xét một cách đầy đủ trong từng sự kiện. Chính vì lý do đó, điều kiện tương đồng khi so sánh giữa lý thuyết và thực nghiệm được đảm bảo. Phương pháp của chúng tôi đã được áp dụng để tính toán tỉ số đồng phân trong các phản ứng quang hạt nhân $^{151}\text{Eu}(\gamma,n)^{150m,g}\text{Eu}$ và $^{153}\text{Eu}(\gamma,n)^{152m,g}\text{Eu}$. Có thể kết luận rằng tính toán lý thuyết sử dụng Talys kết hợp với Geant4 mô tả tốt khuynh hướng của tỉ số đồng phân thực nghiệm. Đối với phản ứng $^{151}\text{Eu}(\gamma,n)$ tạo ra hạt nhân hình cầu $^{150m,g}\text{Eu}$, kết quả tính toán lý thuyết với các mô hình khác nhau trong Talys mô tả tốt số liệu thực nghiệm về tỉ số đồng phân ở từng vùng năng lượng. Tuy nhiên trong phản ứng còn lại, hạt nhân tạo thành là hạt nhân biến dạng mạnh, số liệu tính toán lý thuyết là thấp hơn rất nhiều so với thực nghiệm.

Như vậy, có thể nhận định rằng các mô hình lý thuyết về cấu trúc hạt nhân trong Talys chưa mô tả tốt cấu trúc của hạt nhân biến dạng ¹⁵²Eu.

Trong luận án này, việc phân tích cấu trúc hạt nhân tương ứng với các trạng thái đồng phân và trạng thái cơ bản đã được tiến hành. Tuy nhiên, việc phân tích, đánh giá mối tương quan giữa số liệu thực nghiệm về tỉ số đồng phân và cấu trúc hạt nhân cũng như spin hay hiệu spin giữa các trạng thái đồng phân và cơ bản chưa được tiến hành. Trong tương lai, việc phân tích, hệ thống hoá số liệu thực nghiệm về tỉ số đồng phân theo các tham số, yếu tố nói trên cần được thực hiện. Ngoài ra, ra việc đánh giá, hệ thống hoá sự phụ thuộc của tỉ số đồng phân vào số khối của hạt nhân bia và hạt nhân tạo thành cũng cần được xem xét. Thêm vào đó, với việc phát triển thành công phương pháp tiếp cận tính toán lý thuyết nói trên, chúng tôi sẽ mở rộng tính toán suất lượng phản ứng và tỉ số đồng phân cho nhiều phản ứng quang hạt nhân khác nhau với chùm bức xạ hãm có năng lượng cực đại trong vùng cộng hưởng lưỡng cực không lồ và trên vùng cộng hưởng lưỡng cực không lồ đồng thời so sánh với thực nghiệm từ các cơ sở dữ liệu đáng tin cậy trên thế giới để từ đó có thể có những khuyến cáo giúp cải tiến các mô hình lý thuyết trong Talys.

Tài liệu tham khảo

1. Von Weisacker C. F.¹⁹ *Metastable, Zustände der Atomkerne* Naturewissenschaften, 1936, 24, 813-814
2. Segre E and Hemholz A. C., *Nuclear Isomerism*, Rev. Mod. Phys. 1949, 21, 271-305.
3. Goldhabe M., *Nuclear Isomerism and Shell Model*, Rev. Mod. Phys., 1952, 24, 179-239.
- 4.¹⁹ A. P. Tonchev, Yu. P. Gangrsky, A. G. Belov and V. E. Zhuchko, *Deformation on isomeric excitation of Eu isotopes in (γ, n) and (n, γ) reactions*, Phys. Rev (1998) 58, 2851.
5. Tsoneva N, Stoyanov C, Gangrsky YP, Ponomarev VY, Bala-banov NP, Tonchev AP., *Population of isomers in the decay of the giant dipole resonance*. J Phys Rev C., 2000, 61:044303
4. Thiep TD, An TT, Khai NT, Vinh NT, Cuong PV, Belov AG, Maslov OD. *The isomeric ratios in photonuclear reactions of natural tellurium induced by bremsstrahlungs with endpoint energies in the giant dipole resonance region*. J Radioanal Nucl Chem, 2011, 289:637
7. Thiep TD, An TT, Cuong PV, Vinh NT et al., *The isomeric ratios in photonuclear reactions of natural barium induced by bremsstrahlungs with endpoint energies in the giant dipole resonance region*. J Radioanal. Nucl. Chem. 2012, 292:89
8. T. Hayakawa, Y. Toh, M. Huang et al. *Measurement of isomer production ratio for $^{112}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{C}$ reaction using neutron beam at J-PARC*. Phys. Rev (2006) C 94, 055803.
9. T. Hayakawa, T. Shizuma, T. Yamauchi et al. *Neutron capture cross section to ^{186}Re isomeric state*. Nuclear Physics A (2003) 718, 665c-667c
10. A. R. Balabekyan et al. *Production of isomeric state in the deuteron-induced reaction of gold at incident energy 4 GeV*. arXiv (2014): 1412.3837v1
11. Ana Maria Denis Bacelar. *Isomeric ratios of high-spin states in neutron-deficient $N \approx 126$ nuclei produced in projectile fragmentation reactions*. PHD thesis University of Brighton 2012.

12. D. Denis-Petit, O. Roig et al. *Isomeric ratio measurements for the radiative neutron capture $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ at DANCE*. EPJ Web of Conference (2017)146. 01009.
13. E. T. Li, Maria Lugaro, H. E. Brinkman, C.L. Doherty and B. Cote. *The effect of ^{26}Ag isomeric state on its ground state production*. Chapter 13, Nuclei in the Cosmos XV. Springer Proceedings in Physics 2019
14. T. Hayakawa, Y. Toh, M. Huang et al. *Measurement of isomer production ratio for $^{112}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{C}$ reaction using neutron beam at J-PARC*. Phys. Rev (2006) C 94, 055803
15. T. D. Thiep, Truong Thi An, P. V. Cuong, Hue Minh Bui, Nguyen The Vinh, A. G. Belov and Oleg Dmitrievic Maslov. *Channel effect in isomeric ratio of $^{137m,g}\text{Ce}$ produced in different nuclear reactions*. J. Rad. And Nucl. Chem (2017) 314 (11); DOI: 10.1007/s10967-017-5521-6.
16. P. Chudoba, S. Kilim, V. Wagner, J. Vrzalova, O. Svoboda, M. Majerle, M. Suchopar, A. Kugler, M. Bielewicz. Phys. Proc. (2014) 59, 114.
17. J. Vrzalova, O. Svoboda, A. Krasa, A. Kugler, M. Majerle, M. Suchopar, V. Wagner. Nucl. Instrum. Methods A (2013) 726, 84
18. M. Tatari, G. Kim, H. Naik, K. Kim, S. C. Yang, M. Zaman, S. G. Shin, Y.-U. Kye, M.-H.Cho. *Measurement of average cross sections and isomeric ratios for natRe(γ, xn) photonuclear reactions at the end-point bremsstrahlung energies of 30 MeV and 40 MeV*. Nucl. Instrum. Method B (2015) 344,76.
19. G. B. Saha, N. Porile, L. Yaffe. *(p, xn) and (p, pxn) Reactions of Yttrium-89 with 5-85-MeV Protons*. Phys. Rev. (1966) 144, 962.
20. R. Vandenbosh, L. Haskin, J. Norman . *Isomer Ratios for $Y_{87,87m}$ and the Spin Dependence of the Nuclear Level Density*. Phys. Rev. 137 (1965) B1134.
21. D. Kolev and J. Ernst. *The role of angular-momentum removal in photonuclear reactions as deduced from the isomeric ratios for $^{120m,g}\text{Sb}$ and $^{117m,g}\text{In}$* . J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. 24 (1998) 589-599.
22. Danos, M and Fuller, E. G., *Photonuclear Reactions*. Ann. Rev. Nucl. Sci. 15 (1965) 937.

23. Esam M. A. Husein. *Radiation Mechanics: Principles and Practice*. First edition 2017. Elsevier, The Boulevard, Langford Lane, Kidlington Oxford OX5 1GB, UK
24. IAEA-TECDOC-1178. *Handbook on photonuclear data for applications: Cross-section and spectra*, IAEA, VIENNA, 2000.
25. Oleg Bezshyyko et al., *Isomer ratios for products of photonuclear reactions on 121 Sb*. EPJ Web of Conference 146, 05016 (2017).
26. M. B. Chadwick et al., *Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption*. Phys. Rev. C 44, 814 (1991).
27. A. J. Konning et al., *TALYS – 1.0* in: Proceeding of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology-ND2007, 2008, p211.
28. <http://www.talys.eu>
29. EMPIRE [<https://www-nds.iaea.org/empire/index.html>]
30. D. T. Khoa et al., *New results for reaction cross sections of intermediate energy α -particles on targets from 9Be to 208Pb*. Nuclear Physics A 676 (1-4), 3-31.
31. J. Ehlers et al. Lecture notes in physics: *Photonuclear reactions*. Springer-Verlag-Berlin-Heidelberg-New York 1972.
32. S. Costa and C. Schaerf. *Photonuclear Reaction I. International School on Electro-and Photonuclear Reactions*, Erice, Italy 1976. Spinger-Verlag Berlin-Heidelberg-New York 1977.
33. Audi G, Kondev F G, Wang M, Pfeiffer B, Sun X, Blanchot J and MacCormick M. “*The NUBASE2012 Evaluation of Nuclear Properties*”. Chinese Phys. C36 (12) 1157-286 (2012).
34. M. Goldhaber and R. D. Hill, *Nuclear isomeric and shell structure*”. Revs. Modern Phys., 24, 179 (1982).
35. G. D. Dracoulis. *Isomers, nuclear structure and spectroscopy*. Phys. Scr. T152 (2003) 014015. IOP Publishing
36. Dimiter Kolev. *Studies of some isomeric yield ratios produced with bremsstrahlung*. Appl. Radiat. Isot. Vol. 49, No.8, pp 989-995, 1998
37. Nguyen Van Do, Pham Duc Khue, Kim Tien Thanh, Tran Hoai Nam, MD. Shakilur Rahman, Guinyun Kim, Youngdo Oh, Hee-Seock Lee, Moo-Hyun

- Cho, In Soo Ko, and Won 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. and Nucl. Chem. 287 (2011) 813-820. (SCI).²⁴
38. Nguyen Van Do, Pham Duc Khue, Kim Tien Thanh, Nguyen Thi Hien, Guinyun Kim, Kwangsoo Kim, Sung-Gyun Shin, Yong-Uk Kye, Moo-Hyun 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 end-point energies of 50–70 MeV*. Applied Radiation and Isotopes, 128 (2017) 148-153, (SCI).
39. MT-25 reference. Tài liệu tham khảo về MT-25.³⁷
40. H. W. Koch and J. W. Motz. *Bremsstrahlung Cross-section formulas and Related data*. Rev. Mod. Phys. 31 (1950) 920.
41. M. J. Berger and S. M. Seltzer. *Bremsstrahlung and photoneutrons from thick tungsten and tantalum targets*. Phys. Rev. C (1970) 621.³⁵
42. A. Gilbert and A. G. W. Cameron. *A composite nuclear-level density formula with shell corrections*. Can. J. Phys. 43. 1446 (1965).
43. TALYS manual.
44. Geant4 manual.²³
45. M. L. Terranova and O. A. P. Tavares – *Total nuclear photoabsorption cross section in the range 0.2-1.0 GeV for nuclei throughout the periodic table*. Phys. Scri. Vol.49, 1994, pp. 267 – 279.
46. S. M. Seltzer and M. J. Berger. *Bremstrahlung spectra from electron interaction with screened atomic nuclei and orbital electrons*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research B, 12(1): 95-134, aug 1985.³⁴
47. S. M. Seltzer and M. J. Berger. *Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1 keV-100 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atom with $Z = 1-100$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, 35(3)345-418: 1986.³⁵
48. W. Luo et al., *Implementation of the n-body Monte-Carlo event generator into the 2 Geant4 toolkit for photonuclear studies*. Nucl. Instr. and Meth. A 849 (2017) 49-54.¹⁶
49. R. Brun. Nucl. Instr. and Meth. B 389 (1997) 81-86. Xem thêm tại webstie: <https://root.cern.cn>

50. ² Trần Đức Thiệp. *Máy gia tốc*, Nhà xuất bản Khoa học và Kỹ thuật. Hà nội – 2002.
51. ³⁹ M. Herman et al, *EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation*. Nucl. Data Sheets 108 (2007) 2655.
52. ¹⁶ IAEA Nuclear Data Services, <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
53. J. W. Shin. Nucl. Instr. and Meth. B 358 (2015) 194-200.
54. ¹⁶ <http://cmd.inp.nsk.su/old/cmd2/manuals/cernlib/shortwrups/node266.html>.
55. C. Y. He, L. H. Zhu et al. *Band structures in ¹⁰⁶Ag and systematics of shears mechanism in the A~110 mass region*. Phys. Rev. C. 81.057301.
56. C. Y. He, Z. Q. Le et al. *High-spin yrast and yrare structures in ¹¹²In*. Eur. Phys. J. A 46, 1-4 (2010).
57. M. Adachi, A. Muroi, T. Matsuzaki and H. Taketani. *Low-Lying States in ¹¹²In*. Z. Physik A-Atoms and Nuclei 295, 251-258 (1980).
58. S. J. Zhu. *High spin states and a collective oblate band in ¹³⁷Ce*. Phys. Rev. C62, 041001(R) (2000).
59. ⁸ Gangrski IP, Kolesnikov HH, Lucashek VG, Melnikova LM (2004) Phys At Nucl 67:1227–1234.
60. P.E. Garrett et al., *The nuclear structure of ¹⁹⁴Ir studied with the ¹⁹³Ir(d,p) ¹⁹⁴Ir reaction*. Nucl.Phys.A 579 (1994) 103-124.
61. Kim KS, Shakilur Rahman MD, Kim GN et al. *Measurement of isomeric yield ratios for ⁹³Nb(g,4n)^{89m,g}Nb and ^{nat}Mo(g,xn4p)^{95m,g}Nb*. Radioanal Nucl Chem 287:869 (2011).
62. ¹⁴ Do NV, Khue PD, Kim GN et al. *Measurement of isomeric yield ratios for the 44m, g Sc isomeric pairs produced from 45 Sc and nat Ti targets at 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung*. (2011) J Radioanal Nucl Chem 287:813.
63. ⁶ Berman BL (1975) At Data Nucl Data Tables 15(4):319.
64. Demekhina NA, Danagulyan AS, Karapetyan GS. *Analysis of isomeric ratios in (g,n) and (g,p) reactions around giant-resonance energies*. J Phys At Nucl 65(2):365 (2002).
65. ⁶ Sorokin AA et al (1976) *Report of XXVI conference on nuclear spectroscopy and nuclear structure*. Publisher Science, Moscow, p 449.

66. Dzhilavyan LZ, Kauts VL, Furman VI, Chuprikov Yad fiz. 51, 336(1990) [Sov. J. Nucl.Phys. 51,215 (1990)].
67. Mutsuro N, Ohnuki Y, Sato K, Kimura MJ. *Photoneutron Cross Sections for Ag¹⁰⁷, Mo⁹² and Zr⁹⁰*. (1959) J Phys Soc Jpn 14(12):1649.
68. Fuchs H et al (1962) J Z Phys 166:590.
69. Kato T et al (1972) J Talanta 19:515.
70. Carver J et al (1962) J Nucl Phys 37:449.
71. Kato T (1973) J Rad Chem 16(1):307.
72. Do NV, Kim GN et al (2010) J Radioanal Nucl Chem 283:683.
73. Do NV, Kim GN et al (2008) J Nucl Instrum Methods Phys Res B 266:5080.
74. Qaim SM, Sudar S et al (2005) J Radiochim Acta 93:503.
75. Vonach H, Vonach WG, Munze H, Schrammel P (1968) Report EANDC(E)89"U", NEA, Paris, p 37.
76. Cevolani M, Petralia S (1962) J Nuovo Cimento 26:1328.
77. Minetti B, Pasquarelli A (1968) J Nucl Phys A 118:449.
78. Rayburn LA (1963) J Phys Rev 130:731.
79. Rayburn LA (1961) J Phys Rev 130:168.
80. Thiep TD, An TT, Cuong PV, Vinh NT, Belov AG, Maslov OD, My TTT (2007) Phys Part Nucl Lett 4(5):668–675.
81. Mazur VM, Bigan ZM, Smochko DM (2008) J Phys Part Nucl Lett 5, 4(146):628.
82. Palvanov SR, Razhabov, "Isomeric yield ratios in photonuclear reactions at at 25 and 30 MeV" O (1999) J At Energy 87(1):533.
83. V. M. Mazur, Z. M. Bigan, and D. M. Smochko, "Excitation of the isomeric states of nuclei ¹⁰⁹Pd and ¹¹²In in (γ, n) reactions," Phys. Part. Nucl. Lett. 5 (4), (146), 628 (2008).
84. C. M. Lederer and V. S. Shirley, *Table of Isotopes*, 7th Edn. (Wiley , New York, 1978).
85. V. A. Zheltonozsky, V. M. Mazur, Z. M. Bigan, and D. M. Simochko, "Study of the isomeric yield ratios in (γ, n) reactions for ¹⁰⁹Pd and ¹¹²In in giant dipole resonance region," Phys. of Atomic Nuclei 21 (2), 37 (2007).

86. ¹⁵ M. G. Davidov, B. G. Magera, and A. B. Treuhov, "Isomeric yield ratios (crosssections) of photonuclear reactions" Atomic Energy 62 (4), 236 (1987).
87. D. Kolev, "Studies of some isomeric yield ratios produced with bremsstrahlung," Appl. Radiat. Isot. 49 (8), 989 (1998).
88. M. S. Rahman, K. S. Kim, M. Lee, G. Kim, et al., "Measurement of isomeric yield ratios in natIn and natSn with 50, 60 and 70 MeV bremsstrahlung photon". Nucl. Instr. Meth. B 268, 13 (2010)..
89. ¹⁶ T. J. Boal et al. Nucl. Phys. (1983) 257-268.
90. ¹⁶ B. L. Berman et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables 15 (1975) 319-390.
91. Phys. Rev. C. 185 (1969) 1576.
92. ¹⁹ Hahn O 1921 *Über eine neue radioaktive Substanz im Uran* Chem. Ber. 54 1131-42.
93. Soddy F 1917 *The complexity of the chemical elements* Nature 99 433-8.
94. ²³ M. L. Terranova and O. A. P. Tavares – *Total nuclear photoabsorption cross section in the range 0.2-1.0 GeV for nuclei throughout the periodic table*. Phys. Scri. Vol.49, 1994, pp. 267 – 279.
95. ⁶ K. N. Mukhin – *Experimental Nuclear physics, Volume 1*. Mir Publishers, Moscow, 1987, pp. 253 – 257, 604 – 611.
96. ⁶ Firestone RB (1996) *Table of isotopes*, CD ROM Edn, Version 1.0. Wiley, New York.
97. ⁶ Radiation Search, <http://ie.lbl.gov/toi/radSearch.asp>.
98. ⁸ P. Roetzer, "Measurement of (n, 2n) reaction cross-section and investigation of spin distributions on both Indium isotopes," Nucl. Phys. A 109, 694 (1968).
99. ⁸ Thiep TD, An TT, Khai NT, Cuong PV, Vinh NT, Belov AG, Maslov OD (2009) Phys Part Nucl Lett 6(2):209–218.
100. ⁸ Goryachev AM, Zalesnyy GN (1978) Phys At Nucl 27:1479–1487.
101. ⁸ De Soete D (1979) *Neutron Activation Analysis*. Wiley-Intersci, New York.
102. Tickner J, Bencardino R, Roach G (2010) J NIM/B 268:99–105.
103. ⁸ Zheltonozhsky VA, Mazur VM, Bigan ZM (2004) Phys At Nucl 67:875–883.
104. Gangrski YuP, Belov AG, Kolesnikov HH, Lucashik VG, Melnikova LM (2004) Phys Part Nucl Lett 1(4):47–52.

105. ⁸Thiep TD, An TT, Cuong PV, Vinh NT, Belov AG, Maslov OD, My TTT (2006) *Phys Part Nucl Lett* 3(4):7–16.
106. ⁴Jilavian LZ, Lazareva LE, Ponomarev VN, Sorokin AA (1981) *Phys At Nucl* 33(3):591–598.
107. ⁴Gangrsky YuP, Belov AG, Tonchev AP, Balabanov NN (1996) *Excitation of isomeric states $1h_{11/2}$ in (c, n) reactions*. *Phys At Nucl* 59(4):585–591.
108. ⁴Gangrsky YuP, Zuzaan P, Kolesnikov NN, Lukashik VG, Tonchev AP (2001) *Isomeric ratios in crossing (n, c) and (c, n) reactions*. *Bull Russ Acad Phys Ser* 65(1):111–116.
109. ⁴Palvanov SR, Tadzhibaev GY, Razhabov O, Islamov TA (1994) *Isomeric yield ratios from (c, n) reaction on $^{138,140}\text{Ce}$* . In: *Proceedings conference on nuclear spectroscopy and nuclear structure*, St Petersburg, pp 403–4.
110. ⁴Kim HJ, Noh SJ, Kang YR et al (2015) *Measurement of isomeric yield ratios in the photo-production of $^{133m,g}; ^{137m,g}\text{Ce}$ from natCe using 55, 60, and 65 MeV bremsstrahlung*. *Nucl Inst Meth B* 349:141–146.
111. ⁴Haustein P, Voigt AF (1971) *Isomer ratio measurements for ^{91}Mo , ^{137}Ce and ^{141}Nd produced by (c, n) and $(c, 3n)$ reactions*. *Org Nucl Chem* 33(2):289–294.
112. ⁴Kiefer RL, Street JK (1968) *Isomer ratio of Ce^{137m} to Ce^{137g} produced in several charged-particle reactions*. *Phys Rev* 173(4):1202–1206.
113. ⁴Qaim SM (1981) *Handbook of Spectroscopy*. CRC, Boca Raton.
114. ⁸Bartsch H, Huber K, Kneissl U, Krieger H (1976) *Nucl Phys A* 256:243–252.
115. ⁸Keller KA, Munzel H, Lange J (1973) *Q-value and Excitation Function of Nuclear Reaction 5:3*. Heidenberg and New York, Berlin.
116. ⁸Thiep TD, An TT, Khai NT, Cuong PV, Vinh NT (2010) *Radioanal Nucl Chem* 286:161–167.
117. ⁴Thiep TD, Do NV, An TT, Son NN (2003) *Nucl Phys A* 722:568–572.
118. ⁴*Isotope abundances of elements*. <http://periodictable.com/Properties/A/IsotopeAbundances.html>.
119. ⁴Varlamov AV, Varlamov VV, Rudenko DS, Stepanov ME (1999) *Atlas of giant dipole resonances - international nuclear data committee - INDC(NDS)-394*.

120. Nesaraja CD, Sudar S, Qaim SM (2003) *Cross sections for the formation of $^{69}\text{Zn}^{m,g}$ and $^{71}\text{Zn}^{m,g}$ in neutron induced reactions near their thresholds: effect of reaction channel on the isomeric cross-section ratio*. Phys Rev C 68:024063.
121. Schiff LI (1951) *Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung*. Phys Rev 83:252–253.
122. Thiep TD, An TT, Khai NT, Vinh NT, Cuong PV, Gangrsky YuP, Belov AG, Maslov OD (2012). *Determination of the total bremsstrahlung photon flux from electron accelerators by simultaneous activation of two monitors*. Phys Part Nucl Lett 9(8):648–655.
123. K. Debertin and R. G. Heimer. *Gamma and X ray spectrometry with semiconductor detectors*. North-Holland Elsevier, New-York, 1988.
124. Nguyễn Văn Đỗ. *Các phương pháp phân tích hạt nhân*. Nhà xuất bản Đại học Quốc gia, Hà Nội – 2004.
125. Phan Việt Cường, “Nghiên cứu trạng thái đồng phân và tỷ số đồng phân trong phản ứng quang hạt nhân $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196m,g}\text{Au}$ ”, luận văn thạc sĩ vật lý, Hà Nội, 2004.

**DANH MỤC CÁC CÔNG TRÌNH CÔNG BỐ LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN
CỦA NGHIÊN CỨU SINH**

- 15**
1. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, A. G. Belov, O. D. Maslov, G. Ya. Starodub, and B. N. Markov. "Study of the Isomeric Ratios in Photonuclear Reactions of Natural Indium Induced by Bremsstrahlungs with End-Point Energies in the Giant Dipole Resonance Region". *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 10, 4 (2013) 340–348. DOI: 10.1134/S1547477113040134. Scopus.
- 27**
2. T. D. Thiep, T.T.An, P.V.Cuong, N.T.Vinh, B. Hue, A. Belov, O. D. Maslov. "Study of isomeric ratios in $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106m.g}\text{Ag}$ reaction of natural silver induced by bremsstrahlungs with endpoint energies in the giant dipole resonance region". *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 299 (2014) 477-484. DOI: 10.1007/s10967-013-2727-0. ISI.
- 13**
3. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, A. G. Belov & O. D. Maslov. "Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural Platinum induced by end-point bremsstrahlung energies in the giant dipole resonance region". *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 303 (2015)1857-1864. DOI: 10.1007/ s10967-014-3701-1. ISI.
- 13**
4. Tran duc Thiep, Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, Bui Minh Hue, A. G. Belov, O. D. Maslov, M. V. 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". *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 311 (2017) 887-892. DOI: 10.1007/s10967-016-5064-2. ISI.
- 25**
5. P.V.Cuong, T.D.Thiep, L.T.Anh, T.T.An, B.M.Hue, K.T.Thanh, N.H.T and N.T.Vinh, T.T.Anh. "Theoretical calculation by Talys code in combination with Geant4 simulation for consideration of (γ, n) reactions of Eu isotopes in the giant dipole resonance region". *Nuclear Instr. and Methods in Physics Research B*. 479 (2020) 68-73, <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.06.011>. ISI.

27%

CHỈ SỐ TƯƠNG ĐỒNG

26%

NGUỒN INTERNET

13%

ẤN PHẨM XUẤT BẢN

4%

BÀI CỦA HỌC SINH

NGUỒN CHÍNH

1

tailieu.vn

Nguồn Internet

13%

2

luanvan.org

Nguồn Internet

2%

3

text.123docz.net

Nguồn Internet

1%

4

Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, Bui Minh Hue, A. G. Belov, O. D. Maslov, T. T. T. My, M. V. 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 19MeV", Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 2016

Xuất bản

1%

5

www.slideshare.net

Nguồn Internet

1%

6

link.springer.com

Nguồn Internet

1%

7	www.ctu.edu.vn Nguồn Internet	1 %
8	Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, A. G. Belov, O. D. Maslov. "Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural platinum induced by end-point bremsstrahlung energies in the giant dipole resonance region", Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 2014 Xuất bản	1 %
9	dlu.edu.vn Nguồn Internet	1 %
10	text.xemtailieu.com Nguồn Internet	<1 %
11	Ton Duc Thang University Xuất bản	<1 %
12	Hanoi National University of Education Xuất bản	<1 %
13	iop.vast.ac.vn Nguồn Internet	<1 %
14	Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, Bui Minh Hue, A. G. Belov, O. D. Maslov. "Study of the isomeric ratios in $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)^{106\text{m,g}}\text{Ag}$ reaction of natural silver induced by bremsstrahlungs	<1 %

with endpoint energies in the giant dipole resonance region", Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 2013

Xuất bản

15

Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, A. G. Belov, O. D. Maslov, G. Ya. Starodub, B. N. Markov. "Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural indium induced by bremsstrahlungs with end-point energies in the giant dipole resonance region", Physics of Particles and Nuclei Letters, 2013

Xuất bản

<1 %

16

P.V. Cuong, T.D. Thiep, L.T. Anh, T.T. An, B.M. Hue, K.T. Thanh, N.H. Tan, N.T. Vinh, T.T. Anh. " Theoretical calculation by Talys code in combination with Geant4 simulation for consideration of reactions of Eu isotopes in the giant dipole resonance region ", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2020

Xuất bản

<1 %

17

doc.edu.vn

Nguồn Internet

<1 %

18

www.tailieudaihoc.com

Nguồn Internet

<1 %

stacks.iop.org

19	Nguồn Internet	<1 %
20	hvtc.edu.vn Nguồn Internet	<1 %
21	idoc.vn Nguồn Internet	<1 %
22	Hanoi Pedagogycal University 2 Xuất bản	<1 %
23	www.hindawi.com Nguồn Internet	<1 %
24	inst.gov.vn Nguồn Internet	<1 %
25	M. Şekerci, H. Özdoğan, A. Kaplan. "Effects of deuteron optical models on the cross-section calculations of deuteron induced reactions on natural germanium", Applied Radiation and Isotopes, 2021 Xuất bản	<1 %
26	www.zbook.vn Nguồn Internet	<1 %
27	Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Bui Minh Hue, A.G. Belov, S. Mitrofanov. "Isomeric yield ratios of ^{195m}gHg and ^{197m}gHg in the $^{196}\text{Hg}(\gamma, n)$ and $^{198}\text{Hg}(\gamma, n)$ reactions induced by bremsstrahlung energy within giant dipole	<1 %

resonance region", Nuclear Instruments and
Methods in Physics Research Section B: Beam
Interactions with Materials and Atoms, 2019

Xuất bản

28

idoc.pub

Nguồn Internet

<1 %

29

luanvan.co

Nguồn Internet

<1 %

30

Hanoi University

Xuất bản

<1 %

31

123docz.net

Nguồn Internet

<1 %

32

www.giasualpha.edu.vn

Nguồn Internet

<1 %

33

vjs.ac.vn

Nguồn Internet

<1 %

34

www.escholar.manchester.ac.uk

Nguồn Internet

<1 %

35

www.nst.sinap.ac.cn

Nguồn Internet

<1 %

36

lib.uet.vnu.edu.vn

Nguồn Internet

<1 %

37

fr.scribd.com

Nguồn Internet

<1 %

38	Phenikaa University Xuất bản	<1 %
39	jnpae.kinr.kiev.ua Nguồn Internet	<1 %
40	laptrinhx.com Nguồn Internet	<1 %
41	toc.123docz.net Nguồn Internet	<1 %
42	vdocuments.site Nguồn Internet	<1 %

Loại trừ Trích dẫn Tắt
Loại trừ mục lục tham khảo Mở

Loại trừ trùng khớp < 35 words