

**TRƯỜNG ĐẠI HỌC HÀNG HẢI VIỆT NAM
KHOA CƠ SỞ CƠ BẢN**



**THUYẾT MINH
ĐỀ TÀI NCKH CẤP TRƯỜNG**

**ĐỀ TÀI
NGHIÊN CỨU CƠ BẢN**

**NGHIÊN CỨU PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN
TRÊN BIA Fe GÂY BỞI CHÙM BỨC XẠ Hãm NĂNG LƯỢNG
CỰC ĐẠI 2.5 GeV**

Chủ nhiệm đề tài: NGUYỄN THỊ XUÂN

Hải Phòng, tháng 4/2016

MỤC LỤC

DANH MỤC CÁC KÝ HIỆU, CHỮ VIẾT TẮT	4
DANH MỤC BẢNG BIỂU	4
MỞ ĐẦU	1
CHƯƠNG 1	4
TỔNG QUAN VỀ PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN	4
1.1. Phản ứng quang hạt nhân.....	4
1.2. Một số cơ chế phản ứng quang hạt nhân.....	6
1.2.1. Cơ chế hạt nhân hợp phần.....	6
1.2.2. Cộng hưởng lưỡng cực điện khổng lồ	7
1.2.3. Cơ chế giả đơtron.....	9
1.2.4. Cơ chế hai giai đoạn.....	9
1.3. Tiết diện toàn phần của phản ứng quang hạt nhân.....	10
1.4. Phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt.....	14
1.5. Nguồn bức xạ hãm trên các máy gia tốc electron.....	16
CHƯƠNG 2	20
PHƯƠNG PHÁP VÀ KỸ THUẬT THỰC NGHIỆM	20
2.1. Xác định suất lượng phản ứng bằng thực nghiệm.....	20
2.2. Ghi nhận và phân tích phổ gamma	22
2.3. Một số hiệu chỉnh nâng cao độ chính xác kết quả đo	24
2.3.1. Hiệu ứng thời gian chết và chồng chập xung.....	24
2.3.2. Hiệu ứng tự hấp thụ tia gamma trong mẫu	25
2.3.3. Hiệu ứng cộng đỉnh.....	26
2.3.4. Hiệu chỉnh can nhiễu phóng xạ.....	26
CHƯƠNG 3	29
NGHIÊN CỨU THỰC NGHIỆM XÁC ĐỊNH SUẤT LƯỢNG CỦA CÁC PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN TRÊN BIA Fe	29
3.1. Thí nghiệm xác định suất lượng phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe.....	29
Hình 9. Sơ đồ bố trí thí nghiệm xác định suất lượng phản ứng $^{nat}Fe(\gamma, xn\gamma)$	29
3.2. Đo và xử lý phổ gamma mẫu kích hoạt.....	29
3.3. Xác định hiệu suất ghi của detector.....	32
3.4. Nhận diện đồng vị phóng xạ được tạo thành sau phản ứng $^{nat}Fe(\gamma, xn\gamma)$	34
3.5. Xác định suất lượng tạo thành các đồng vị phóng xạ từ phản ứng $^{nat}Fe(\gamma, xn\gamma)$	41
3.6. Tính toán phân bố suất lượng theo công thức Rudstam và so sánh với số liệu thực nghiệm thu được	43

3.7. Đối chiếu với các kết quả nghiên cứu khác.....	45
3.8. Thảo luận.....	46
KẾT LUẬN.....	48
TÀI LIỆU THAM KHẢO	49
I. Tiếng Anh	49
II. Tiếng Việt.....	51

DANH MỤC CÁC KÝ HIỆU, CHỮ VIẾT TẮT

1. σ : Tiết diện phản ứng
2. E_e : Năng lượng của electron
3. E_{th} : Năng lượng ngưỡng của phản ứng hạt nhân
4. E_γ : Năng lượng tia gamma
5. $T_{1/2}$: Thời gian bán rã của đồng vị phóng xạ
6. I_γ : Xác suất phát xạ hoặc cường độ tia gamma
7. HPGe: detector bán dẫn gecmani siêu tinh khiết
8. GDR: cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ
9. n: neutron; p: proton; γ : tia gamma

DANH MỤC BẢNG BIỂU

Bảng 1: Đặc trưng của một số phản ứng quang hạt nhân	8
Bảng 2: Giá trị các tham số thu được từ số liệu về tiết diện phản ứng với công thức CDMD.....	15
Bảng 3: Hiệu suất ghi của detector bán dẫn HPGe.....	32
Bảng 4: Giá trị của các hệ số làm khớp đối với detector HPGe	33
Bảng 5: Nhận diện các đồng vị trong sản phẩm phản ứng	35
Bảng 6: Suất lượng các phản ứng hạt nhân $^{nat}Fe(\gamma, xnyp)$ thu được	41
Bảng 7: Đánh giá sai số kết quả thực nghiệm xác định suất lượng phản ứng $^{nat}Fe(\gamma, xnyp)$.....	47

DANH MỤC HÌNH VẼ

Hình 1. Sự phân cực hạt nhân	8
Hình 2. Tiết diện phản ứng của Cu với năng lượng từ 10 keV÷ 100 GeV	13
Hình 3. Tiết diện phản ứng quang hạt nhân toàn phần với các vùng năng lượng.....	13
Hình 4. Máy gia tốc tuyến tính 2.5 GeV của Trung tâm Gia tốc Pohang	18
Hình 5. Máy gia tốc tuyến tính 2.5 GeV của Trung tâm Gia tốc Pohang	18
Hình 6. Phổ bức xạ hãm phát ra từ bia Al và W khi bắn phá bởi chùm electron năng lượng 165 MeV	19
Hình 7. Sự phụ thuộc của hoạt độ phóng xạ vào thời gian kích hoạt (t_i),	21
Hình 8. Sơ đồ hệ phổ kế gamma.....	23
Hình 9. Sơ đồ bố trí thí nghiệm xác định suất lượng phản ứng $^{nat}Fe(\gamma, xnyp)$.....	29
Hình 10. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ,	30
Hình 11. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ,	30
Hình 12. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ,	31
Hình 13. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ,	31
Hình 14. Đường cong hiệu suất ghi đỉnh quang điện của detector bán dẫn.....	34

Hình 15. Phân bố suất lượng của phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$ theo số khối của các hạt nhân sản phẩm.....	44
Hình 16. Phân bố suất lượng của phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$ theo số nucleon phát ra.....	45
Hình 17. Phân bố suất lượng của các phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$ theo số khối của hạt nhân sản phẩm của nghiên cứu và thí nghiệm Kumbartzki & U. Kim.	45
Hình 18. Phân bố suất lượng của các phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$	46

MỞ ĐẦU

1. Tính cấp thiết của đề tài.

Phản ứng hạt nhân làm biến đổi sâu sắc hạt nhân nguyên tử và phát ra các nuclon, các loại bức xạ mang theo những thông tin quan trọng liên quan tới các đặc trưng của hạt nhân và các quá trình xảy ra phản ứng. Ghi, đo và phân tích những thông tin đó giúp chúng ta nhận biết về cấu trúc hạt nhân và các tính chất của hạt nhân, về nguồn gốc của năng lượng hạt nhân và các đồng vị phóng xạ cũng như khả năng ứng dụng của chúng. Chính vì vậy ngày nay phản ứng hạt nhân đã trở thành một hướng nghiên cứu quan trọng trong lĩnh vực nghiên cứu hạt nhân cơ bản và ứng dụng. Trải qua gần 100 năm nghiên cứu, mặc dù đã có sự hiểu biết cơ bản về hạt nhân nguyên tử nhưng vẫn còn không ít vấn đề liên quan tới cấu trúc hạt nhân và cơ chế của phản ứng hạt nhân cần tiếp tục được nghiên cứu làm sáng tỏ.

2. Tổng quan về tình hình nghiên cứu.

Cho tới nay đa số các phản ứng hạt nhân được thực hiện với các chùm hạt tích điện và với neutron. Các nghiên cứu về phản ứng quang hạt nhân chưa nhiều, phần lớn tập trung ở vùng năng lượng thấp [1,3,6,8,10,11], một số ở vùng năng lượng cao hơn [4,12,13,16,18,22,25,27,30,33], tuy nhiên các số liệu thực nghiệm tại vùng này còn tương đối ít và tản mạn, chưa đủ nhiều để xây dựng các mẫu hạt nhân bán thực nghiệm hoặc kiểm tra sự phù hợp của các mô hình lý thuyết. Trong những năm gần đây, nhờ sự phát triển của các máy gia tốc điện tử có khả năng sinh bức xạ hãm với năng lượng nằm trong giải rộng và cường độ lớn, tạo điều kiện cho việc đẩy mạnh nghiên cứu về phản ứng quang hạt nhân.

Nếu phản ứng hạt nhân xảy ra với các hạt mang điện tích và neutron theo cơ chế tương tác mạnh thì phản ứng quang hạt nhân xảy theo cơ chế tương tác điện từ và cơ chế phản ứng phụ thuộc mạnh vào năng lượng/bước sóng của photon tới. Cơ chế tương tác của photon với hạt nhân nguyên tử có thể phân chia theo ba vùng năng lượng: (1) $E \leq 40 \text{ MeV}$, (2) $40 \text{ MeV} \leq E \leq 140 \text{ MeV}$, và (3) $E \geq 140 \text{ MeV}$, tức là lớn hơn ngưỡng phản ứng tạo pion. Trong vùng năng lượng 8-40 MeV photon có bước sóng tương đương với kích thước của hạt nhân và nó có thể tương tác trực tiếp với hạt nhân. Các nuclon trong hạt nhân hấp thụ năng lượng của photon, tạo ra dao động tập thể dẫn đến sự hấp thụ cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (Giant Dipole Resonance, GDR). Khi năng lượng tăng thì bước sóng của photon giảm và photon có thể tương tác với các cặp n-p theo cơ chế giả đơteri (Quasi Deuteron, QD) hoặc tương tác trực tiếp (Direct Interaction, DI) với từng nucleon trong hạt nhân. Ở năng lượng cao hơn, ~

300 MeV còn xuất hiện hấp thụ cộng hưởng Δ (1232) [1-4]. Và khi năng lượng của gamma lớn quá trình phản ứng sinh nhiều hạt chiếm ưu thế. Phương pháp hữu hiệu để nghiên cứu các phản ứng này đó là xác định suất lượng của các đồng vị phóng xạ được tạo ra. Việc nghiên cứu suất lượng phản ứng photospallation giúp ta hiểu rõ hơn về các quá trình phát các hạt trong phản ứng. Chính bởi vậy các số liệu tiết diện phản ứng photospallation là rất cần thiết.

3. Mục tiêu, đối tượng, phạm vi nghiên cứu.

Mục đích của đề tài "**Nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe gây bởi chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 2,5 GeV**" là xác định bằng thực nghiệm phân bố suất lượng tạo thành các hạt nhân phóng xạ từ các phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe gây bởi chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 2.5 GeV tạo thành khi chùm electron đã được gia tốc trên máy gia tốc electron tuyến tính bắn vào bia W. Các số liệu thu được từ thực nghiệm được so sánh và đánh giá với các tính toán theo công thức bán thực nghiệm của Rudstam và so sánh với các số liệu thực nghiệm khác có liên quan.

Những số liệu phân tích được từ nghiên cứu này một mặt góp phần bổ sung những thông tin mới vào kho số liệu hạt nhân, mặt khác các kết quả nghiên cứu còn có thể sử dụng trong việc chế tạo đồng vị phục vụ nghiên cứu và y tế, tính toán các che chắn an toàn bức xạ, đảm bảo an toàn cho người vận hành và nghiên cứu trên máy gia tốc,...

4. Phương pháp nghiên cứu và cấu trúc đề tài.

Trong nghiên cứu đã sử dụng phương pháp kích hoạt hạt nhân và ghi nhận phổ gamma. Nguyên lý của phương pháp kích hoạt hạt nhân là biến các đồng vị bền thành những đồng vị phóng xạ thông qua các phản ứng hạt nhân. Trên cơ sở xác định năng lượng của các tia gamma và chu kỳ bán rã của các đồng vị phóng xạ có thể nhận diện được các sản phẩm tạo thành sau phản ứng hạt nhân. Suất lượng phản ứng được xác định căn cứ vào kết quả đo hoạt độ phóng xạ của các hạt nhân sản phẩm sử dụng hệ phổ kế gamma với detector bán dẫn Gecmani siêu tinh khiết (HPGe) có độ phân giải năng lượng cao. Việc ghi nhận và phân tích phổ gamma của các mẫu đã kích hoạt được thực hiện thông qua các phần mềm chuyên dụng GammaVision (Ortec). Để nâng cao độ chính xác của kết quả nghiên cứu, trong thực nghiệm đã lựa chọn các giải pháp kỹ thuật thích hợp liên quan tới vấn đề đo, phân tích số liệu và hiệu chỉnh các nguồn sai số.

Thí nghiệm được thực hiện trên máy gia tốc electron tuyến tính tại Trung tâm gia tốc Pohang, Đại học Khoa học và Công nghệ Pohang (POSTECH), Hàn Quốc. Các số liệu gốc được cung cấp từ đề tài nghiên cứu cơ bản cấp nhà nước, do GS. TS. Nguyễn Văn Đỗ làm chủ nhiệm. Việc phân tích đánh giá số liệu được thực hiện tại Trung tâm

Vật lý hạt nhân, Viện Vật lý, Viện Khoa học và Công nghệ Việt Nam.

Thuyết minh đề tài được trình bày gồm phần mở đầu, kết luận và 3 chương. Chương 1 trình bày những nét tổng quát nhất về các đặc trưng của phản ứng quang hạt nhân. Chương 2 giới thiệu các phương pháp và kỹ thuật thực nghiệm được sử dụng trong nghiên cứu như phương pháp ghi nhận và đo đặc bức xạ, phương pháp xác định suất lượng bằng thực nghiệm, phương pháp hiệu chỉnh sai số. Chương 3 trình bày các kết quả thu được từ việc nghiên cứu tiết diện phản ứng và suất lượng phản ứng trên bia Fe đối chiếu so sánh với các kết quả khác có liên quan.

5. Kết quả đạt được.

Đề tài nghiên cứu đã thu được một số kết quả chính sau:

1. Nhận diện được 28 đồng vị phóng xạ tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$, trong đó có 2 đồng vị ^{55}Co , ^{56}Co là sản phẩm của các phản ứng tạo hạt pion có năng lượng ngưỡng lớn.
2. Xác định hiệu suất ghi đỉnh quang điện của detector bán dẫn HPGe do hãng Ortec (Mỹ) sản xuất.
3. Xác định suất lượng tạo thành 28 hạt nhân sản phẩm từ các phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe.
4. Xác định phân bố khối và phân bố theo số nucleon phát ra của suất lượng phản ứng trên cơ sở so sánh với các tính toán bán thực nghiệm sử dụng công thức của Rudstam.

CHƯƠNG 1

TỔNG QUAN VỀ PHẢN ỨNG QUANG HẠT NHÂN

1.1. Phản ứng quang hạt nhân

Khi xuyên qua vật chất, bức xạ gamma tương tác với môi trường thông qua các quá trình chủ yếu sau: Hiệu ứng quang điện, tán xạ Compton, hiệu ứng tạo cặp và phản ứng hạt nhân. Tùy theo năng lượng của bức xạ gamma và tính chất của môi trường mà đóng góp của các quá trình trên có sự khác nhau. Tại vùng năng lượng thấp hiệu ứng quang điện là cơ chế chủ yếu trong tương tác của bức xạ gamma với vật chất. Trong vùng năng lượng trung bình quá trình tán xạ Compton đóng vai trò chủ đạo và khi năng lượng cao quá trình tương tác được ưu tiên cho hiệu ứng tạo cặp. Với các môi trường vật chất khác nhau thì giới hạn cao thấp về năng lượng của bức xạ gamma là khác nhau. Tiết diện tương tác toàn phần[21]:

$$\sigma_{total} = \sigma_{photo} + \sigma_{Comp} + \sigma_{pair} + \sigma_{\gamma total} \quad (1.1)$$

Trong đó tiết diện tương tác do hiệu ứng quang điện $\sigma_{photo} = \alpha_1 \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}$, tiết diện tương tác do hiệu ứng tán xạ Compton là $\sigma_{Comp} = \alpha_2 \frac{Z}{E_\gamma}$, tiết diện tương tác do hiệu ứng tạo cặp $\sigma_{pair} = \alpha_3 \ln(2E_\gamma)$, $\sigma_{\gamma total}$ là tiết diện tổng cộng của các phản ứng quang hạt nhân, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ là các hệ số tỉ lệ.

Phản ứng quang hạt nhân là sự hấp thụ photon của các hạt nhân dẫn đến trạng thái nhân hợp phần. Điều kiện để những phản ứng này xảy ra đó là năng lượng của lượng tử gamma tới phải lớn hơn năng lượng tách hạt, hay còn gọi là năng lượng ngưỡng của phản ứng $E > E_{th}$.

Trong thực tế, năng lượng của các lượng tử gamma phát ra từ các nguyên tố phóng xạ tự nhiên, các nguồn đồng vị phóng xạ... thường nhỏ, khó có thể gây ra các phản ứng quang hạt nhân. Các lượng tử gamma có năng lượng cao hơn có thể được tạo ra từ các tương tác của proton với các hạt nhân. Ví dụ phản ứng ${}^3_1H(p, \gamma){}_2^4He$ với $E_\gamma = 19.8\text{MeV}$, ${}^{11}_5B(p, \gamma){}^{12}_6C$ với $E_\gamma = 11.7\text{ MeV}$, ${}^7_3Li(p, \gamma){}_4^8Be$ với $E_\gamma = 17.6\text{MeV}$ [21]. Trong những năm gần đây để có được chùm bức xạ gamma có thông lượng lớn và năng lượng cao người ta thường dùng chùm bức xạ hãm sinh ra khi các electron được gia tốc tương tác với các bia hạt nhân nặng. Đặc điểm của chùm bức xạ hãm là có phổ liên tục, năng lượng cực đại bằng năng lượng của chùm hạt tích điện được gia tốc. Vì vậy, bằng việc gia tốc chùm điện tử trong các máy gia tốc năng lượng cao ta có thể tạo ra chùm bức xạ hãm có thông lượng lớn và có năng lượng có thể lên tới hàng vài GeV.

Tuỳ theo năng lượng của photon tới mà phản ứng quang hạt nhân có thể chia ra làm bốn loại [13,20]:

(1) Phản ứng chỉ có một vài nucleon bay ra. Những phản ứng này bao gồm các phản ứng đơn giản loại (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p)

(2) Phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt trong đó có nhiều hơn 2n, 2p cũng như các pion được tạo ra.

(3) Phản ứng phân hạch hạt nhân trong đó hạt nhân phân chia thành hai phần có khối lượng gần bằng nhau.

(4) Phản ứng phân mảnh hạt nhân trong đó nhiều bó nucleon được tách ra trong những quá trình đó.

Cũng như phản ứng hạt nhân dưới tác dụng của các hạt tích điện và neutron, phản ứng quang hạt nhân phụ thuộc mạnh vào năng lượng của chùm lượng tử gamma tới và số khối của hạt nhân bia (A).

Với các photon tới có năng lượng thấp hơn 40 MeV, có cộng hưởng trong các phản ứng giữa các photon và hạt nhân được gọi là cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ. Trong vùng năng lượng từ sau cộng hưởng khổng lồ đến ngưỡng pion (40 ÷ 140 MeV), khi đó bước sóng của photon gần với khoảng cách giữa các nucleon trong hạt nhân, quá trình các cặp proton – neutron trong hạt nhân bia hấp thụ photon trở thành quá trình chiếm ưu thế và quá trình này thường phát triển thành thác lũ. Đối với vùng năng lượng trên ngưỡng pion (>140MeV), tương tác giữa photon và nucleon riêng lẻ bên trong hạt nhân dẫn tới đồng khối Δ được tạo ra trong hạt nhân bia, đồng khối này phân rã thành một pion và một neutron, quá trình này cạnh tranh với quá trình hấp thụ photon của các cặp proton – neutron.

Xét tới ảnh hưởng của số khối hạt nhân bia đến cơ chế của phản ứng các nghiên cứu đã chỉ ra rằng:

Với số khối $A < 170$, phản ứng hạt nhân xảy ra chủ yếu là phản ứng sinh nhiều hạt thông qua “cơ chế bay hơi”.

Với $170 < A < 230$, có sự kết hợp các phản ứng sinh nhiều hạt và phản ứng phân hạch, cơ chế bay hơi và phân hạch.

Số khối $A > 230$ phản ứng xảy ra duy nhất là phản ứng phân hạch với cơ chế phân hạch.

Như nói ở phần trên, năng lượng ngưỡng chính là năng lượng cần thiết tối thiểu của photon để phản ứng có thể xảy ra. Với những phản ứng đơn giản loại (γ, n) thì năng lượng ngưỡng có thể tính theo công thức sau [8,11,13]:

$$E_{th} = (m + M')c^2 \left[1 - \left(1 + \frac{2Q}{(m+M')c^2} \right)^{1/2} \right] \quad (1.2)$$

trong đó M' và m là khối lượng của hạt nhân sản phẩm và khối lượng của neutron; c là vận tốc của ánh sáng. Còn năng lượng ngưỡng của phản ứng sinh nhiều hạt ($\gamma, xnyp$) có thể tính theo công thức, [22,25]:

$$E_{th} = [(xm_n + ym_p + M) * (xm_n + ym_p - M) / (2 * M)] * c^2 \quad (1.3)$$

trong đó: m_n, m_p là khối lượng của neutron và proton

M là khối lượng của hạt nhân bia

x, y là số neutron và proton phát ra

1.2. Một số cơ chế phản ứng quang hạt nhân

Ở vùng năng lượng dưới 40 MeV, sự hấp thụ photon dẫn đến hình thành trạng thái hạt nhân hợp phần, các hạt nhân này có thể phân rã theo nhiều cách như phát xạ neutron, proton hoặc các loại hạt khác. Các phản ứng hạt nhân trong vùng này có thể được giải thích dựa vào mẫu hạt nhân hợp phần. Ngoài ra trong vùng này có sự cộng hưởng của các phản ứng giữa các photon và hạt nhân được gọi là cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ. Hiện tượng cộng hưởng khổng lồ được giải thích dựa trên hai giả thiết: Giả thiết thứ nhất là của Goldhaber và Teller, giả thiết thứ hai là của Steinwedel và Jensen .

Ở vùng năng lượng trên 40 MeV tới khoảng 140 MeV tương tác được mô tả theo cơ chế giả đơtron (quasi – deuteron) được đề xuất bởi Levinger[12,16]. Theo cơ chế này, photon tới được hấp thụ bởi một cặp neutron – proton trong hạt nhân, cặp neutron – proton được tạo thành trong các hạt nhân bia giống như một giả đơtron. Kết quả là sự phát xạ cặp neutron và proton từ hạt nhân.

Còn trong vùng năng lượng cao hơn, như đã đề cập ở trên phản ứng sinh nhiều hạt là quá trình chiếm ưu thế. Cơ chế của phản ứng này được giải thích dựa trên mẫu do Serber đề xuất.

Có thể nói cơ chế phản ứng quang hạt nhân được giải thích một cách khá đầy đủ đối với các phản ứng năng lượng thấp. Tuy nhiên ở vùng năng lượng cao hơn, các thông tin về phản ứng quang hạt nhân còn bị hạn chế. Cơ chế của các phản ứng sinh nhiều hạt, phản ứng phân hạch và phản ứng phân mảnh còn chưa đầy đủ và rõ ràng. Dưới đây là một số mẫu về phản ứng quang hạt nhân. Mỗi một mẫu được đề cập giúp ta hiểu được phần nào cơ chế phản ứng trong từng vùng năng lượng xác định.

1.2.1. Cơ chế hạt nhân hợp phần

Cơ chế hạt nhân hợp phần được Courant áp dụng để giải thích cơ chế phản ứng khi năng lượng của photon tới nhỏ hơn 40MeV[1,3,6]. Để giải thích cơ chế phát các hạt trong phản ứng quang hạt nhân năng lượng thấp người ta dựa vào mẫu hấp thụ photon

(hay còn gọi là *mẫu hạt nhân hợp phần*). Giả thiết rằng photon chỉ bị hấp thụ bởi một phần nhỏ của hạt nhân (thậm chí bởi một nucleon) và đưa hạt nhân lên trạng thái kích thích. Một proton hay neutron sau đó được phát ra (được gọi là các quang proton – photoproton, hay quang neutron – photoneutron) mà không san sẻ năng lượng của nó với phần còn lại của hạt nhân. Ở trạng thái hợp phần khả năng phát các hạt mang tính đối xứng cầu.

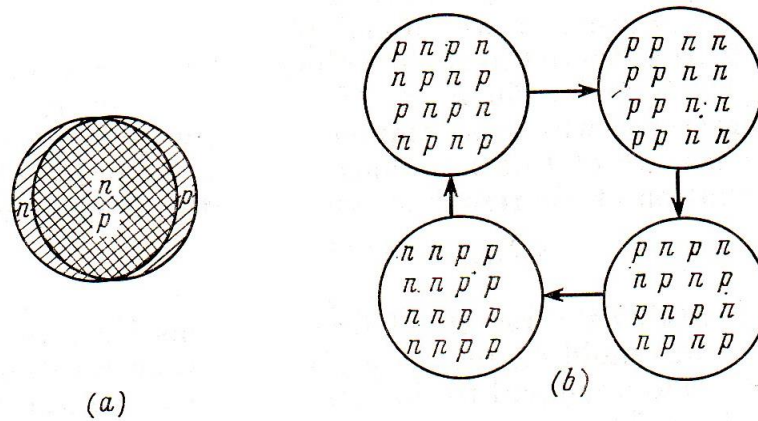
1.2.2. Cộng hưởng lưỡng cực điện khổng lồ

Khi năng lượng của bức xạ gamma trong khoảng gần 40 MeV, cơ chế chủ yếu của phản ứng quang hạt nhân là cộng hưởng lưỡng cực [8-10]. Có thể giải thích cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ trên cơ sở các dao động hạt nhân do trường điện từ của lượng tử γ . Goldhaber và Teller giả thiết neutron và proton của hạt nhân như là hai chất lỏng riêng biệt, hạt nhân nhận năng lượng do hấp thụ các photon tạo ra sự dao động của hai loại chất lỏng này. Hiện tượng cộng hưởng khổng lồ tương ứng với tần số cực đại của dao động. Sau đó Wilkinson xem cộng hưởng khổng lồ như là một sự chùng chập do các đóng góp từ tất cả các nucleon riêng lẻ. Mỗi một nucleon nhận một phần năng lượng từ sự hấp thụ photon. Cộng hưởng khổng lồ là tổng tất cả các cộng hưởng nhỏ đó.

Theo như cơ chế thứ nhất (*Goldhaber–Teller model*), toàn bộ proton của hạt nhân được thay thế bởi toàn bộ neutron, do đó gây nên sự phân cực trong hạt nhân (hình 1a). Dưới tác dụng của lực đàn hồi, hạt nhân bị biến đổi thành các pha đối lập. Tập hợp các dao động lưỡng cực trong hạt nhân có tần số dao động được đánh giá qua công thức $\omega = \sqrt{K/M}$, với K là suất đàn hồi và M là khối lượng của hạt nhân. Trong cơ chế này, vai trò của lực đàn hồi được thực hiện bởi tương tác của các nucleon với hạt nhân bia. Khi suất đàn hồi tỉ lệ với diện tích bề mặt của hạt nhân, tức $K \sim R^2$ và khi đó $\omega \sim A^{-1/6}$. Goldhaber và Teller đưa ra công thức $E_0 = 35A^{-1/6} MeV$.

Vẫn là sự thay thế của các proton và neutron nhưng theo cơ chế thứ hai (*Steinwedel–Jensen model*) (hình 1b) cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ được xem như sự thay thế đó xảy ra xen kẽ lần lượt của các proton và neutron, trong khi mật độ các nucleon không thay đổi. Khi đó lực đàn hồi tỉ lệ với khoảng cách, $K \sim R \sim A^{1/3}$. Do đó, tần số dao động thu được theo công thức $\omega \sim A^{-1/3}$. Migdal đưa ra giá trị [2] $E_0 = 60A^{-1/3} MeV$.

Sự kết hợp giữa lý thuyết và thực nghiệm đã chỉ ra rằng năng lượng kích thích phụ thuộc của vào số khối có thể mô tả một cách chính xác hơn bằng cách kết hợp hai cơ chế trên theo công thức: $E_\gamma = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} MeV$.



Hình 1. Sự phân cực hạt nhân

Với các hạt nhân có số khối từ 16 đến 250, theo như công thức xấp xỉ trên thì vị trí của cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ vào thang năng lượng kích thích thay đổi từ 25,5 đến 13,5 MeV. Với hạt nhân nặng ta có thể biểu diễn năng lượng kích thích bằng một công thức đơn giản hơn $E = 78A^{-1/3}$ MeV [18, 19].

Tiết diện phản ứng hay xác suất xảy ra phản ứng trên một hạt nhân trong một giây khi thông lượng của dòng hạt tới bằng 1 hạt/(cm².giây) của cộng hưởng khổng lồ (đối với hạt nhân nhẹ) thường được biểu diễn gần đúng bằng đường cong Lorent [18]:

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_0 \frac{(\Gamma E_{\gamma})^2}{(E_{\gamma}^2 - E_0^2) + (\Gamma E_{\gamma})^2} \quad (1.4)$$

trong đó σ_{γ} : là tiết diện phản ứng với bức xạ gamma; E_{γ} là năng lượng của xạ gamma tới; E_0 : năng lượng cộng hưởng; Γ : độ rộng cộng hưởng; σ_0 : giá trị tiết diện phản ứng cực đại phụ thuộc vào năng lượng của bức xạ và số khối của hạt nhân bia.

Bảng 1 biểu diễn các kết quả nghiên cứu trên một số hạt nhân [7]. Các giá trị ngưỡng phản ứng bằng với năng lượng tách các nucleon tương ứng. Ngoài ra, bảng 1 cũng đưa ra các giá trị năng lượng cộng hưởng E_0 và độ rộng nửa chiều cao Γ của đường cong cộng hưởng. Trên cơ sở các giá trị lớn của độ rộng nửa chiều cao Γ , hiện tượng này được gọi là cộng hưởng khổng lồ.

Bảng 1: Đặc trưng của một số phản ứng quang hạt nhân

Phản ứng	E_{th} (MeV)	E_0 (MeV)	Γ (MeV)	Q (MeV)
${}_6\text{C}^{12} (\gamma, n) {}_6\text{C}^{11}$	18.73	23.13	2.76	-18.72
${}_{13}\text{Al}^{27} (\gamma, n) {}_{13}\text{Al}^{26}$	13.06	20.0	4.73	-13.05
${}_{13}\text{Al}^{27} (\gamma, p) {}_{12}\text{Mg}^{24}$	8.27	20.21	5.42	-8.27
${}_{15}\text{P}^{31} (\gamma, n) {}_{15}\text{P}^{30}$	12.32	19.75	6.57	-12.31
${}_{29}\text{Cu}^{63} (\gamma, n) {}_{29}\text{Cu}^{62}$	10.85	17.55	6.02	-10.85

${}_{47}\text{Ag}^{109}(\gamma, n) {}_{47}\text{Ag}^{108}$	9.19	16.02	4.76	-9.19
${}_{73}\text{Ta}^{181}(\gamma, n) {}_{73}\text{Ta}^{180}$	7.57	14.72	5.54	-7.57

Bằng sự so sánh tiết diện hấp thụ quang hạt nhân toàn phần quan sát được và các tiên đoán lý thuyết đã cho thấy sự hấp thụ lưỡng cực đóng vai trò chính trong vùng cộng hưởng khổng lồ.

1.2.3. Cơ chế giả đơtron

Theo cơ chế hạt nhân hợp phân các quang proton hay quang neutron có sự phân bố đối xứng cầu. Tuy nhiên, với các photon năng lượng cao, các kết quả từ thực nghiệm cho thấy rằng có sự bất đối xứng trong phân bố góc về phía trước của quang proton [4, 5, 6]. Mẫu giả đơtron (*Quasi-deuteron model*) do Levinger đề xuất [7] đã khắc phục được những nhược điểm của mẫu hạt nhân hợp phân. Trong mẫu này, ông giả thiết photon tới bị hấp thụ bởi cặp proton – neutron trong hạt nhân. Những đặc trưng của hiệu ứng quang điện đối với hạt nhân nhẹ được giải thích bằng sự quang phân rã của các cặp proton – neutron (giả đơtron) năng lượng cao bên trong hạt nhân. Hiệu ứng giả đơtron trở nên đáng kể khi tia gamma có năng lượng $40 \leq E_\gamma \leq 140 \text{ MeV}$. Trong vùng năng lượng này tương tác của hạt nhân với cụm nucleon trong hạt nhân hơn chiếm ưu thế hơn tương tác với các nucleon riêng lẻ. Theo Levinger, sự phân rã ở năng lượng cao bao gồm sự trao đổi xung lượng lớn giữa hai nucleon, vì thế đòi hỏi hai nucleon phải gần nhau. Điều này đúng cả với trường hợp quang phân rã trong các hạt nhân phức tạp hoặc trong đơtron tự do. Tiết diện quang phân rã của giả đơtron được xác định như sau:

$$\sigma_{QD} = \alpha \sigma_D = (LN_Z A^{-1}) \sigma_D \quad (1.5)$$

trong đó L là hệ số Levinger, A: số khối hạt nhân bia; N_Z là số cặp p–n trong hạt nhân bia còn σ_D là tiết diện quang phân rã của đơtron tự do được cho bởi:

$$\sigma_D = k(E_\gamma - B)^{3/2} E_\gamma^{-3} \quad (1.6)$$

Trong đó $B = 4.452 \text{ MeV}$: là năng lượng liên kết của đơtron; $k = 61.1 \text{ mb}/(\text{MeV})^{3/2}$; E_γ : là năng lượng của bức xạ gamma. Theo đó, σ_D tiến tới giá trị cực đại khi năng lượng bức xạ gamma bằng hai lần năng lượng liên kết của đơtron, tức là $\sigma_D \approx 2.3 \text{ mb}$ tại $E_\gamma = 2B = 4.425 \text{ MeV}$.

1.2.4. Cơ chế hai giai đoạn

Cơ chế của các phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt được giải thích dựa trên

mô hình do Serber đề xuất [4]. Theo mẫu mẫu này, phản ứng quang hạt nhân năng lượng cao có hai giai đoạn. Trong giai đoạn đầu là sự tạo thành thác lũ trong hạt nhân: hạt tới va chạm với các nucleon riêng lẻ trong hạt nhân bia, sự tái hấp thụ các pion, sự tán xạ của các nucleon giạt lùi tạo nên một thác lũ các nucleon, pion bên trong hạt nhân. Ở giai đoạn này hạt nhân có thể phát xạ nucleon riêng lẻ hoặc nhóm nucleon cũng như các pion. Giai đoạn tiếp theo các hạt nhân dư vẫn còn đủ năng lượng, chúng có thể khử kích thích thông qua hai kênh phản ứng cạnh tranh nhau: *Quá trình phân hạch và quá trình bay hơi các hạt*. Nhìn chung, sự phát xạ các hạt theo cơ chế bay hơi có xác suất lớn nhất trong quá trình khử kích thích của các hạt nhân dư. Quá trình bay hơi kéo dài tới khi năng lượng kích thích giảm đến mức không còn hạt nào phát xạ tiếp. Điều này có nghĩa là tạo thành sản phẩm phản ứng cuối cùng và năng lượng kích thích còn lại được giải phóng dưới dạng các bức xạ gamma [4, 10].

1.3. Tiết diện toàn phần của phản ứng quang hạt nhân

Tiết diện trung bình phản ứng quang hạt nhân có thể tính bằng tổng các đóng góp từ tất cả các phản ứng có thể xảy ra[21]:

$$\bar{\sigma}_{\gamma total} = \bar{\sigma}(\gamma, n) + \bar{\sigma}(\gamma, p) + \bar{\sigma}(\gamma, xn) + \bar{\sigma}(\gamma, \pi xn) + \bar{\sigma}(\gamma, xnyp) + \bar{\sigma}(\gamma, f) + \bar{\sigma}(\gamma, fr) \quad (1.7)$$

Cho đến nay vẫn chưa có được công thức chung, đầy đủ về tiết diện phản ứng toàn phần của phản ứng quang hạt nhân cho mọi vùng năng lượng. Các công thức chi tiết về tiết diện phản ứng quang hạt nhân đều là công thức bán thực nghiệm, ứng với mỗi vùng năng lượng khác nhau thì có công thức khác nhau. Theo M. L. Terranova và O. A. P. Tavares [21] thì trong vùng năng lượng từ 0.2 – 1.0 GeV thì tiết diện của các phản ứng thành phần trong quá trình hạt nhân hấp thụ photon được tính như sau:

- **Phản ứng (γ, n)** [12]: $\bar{\sigma}(\gamma, n) = 0.104A^{0.81}$ (mb) (1.8)

- **Phản ứng (γ, p)** : tiết diện phản ứng phụ thuộc vào số proton (Z) của hạt nhân bia

[13]: $\bar{\sigma}(\gamma, p) = 0.115Z^{0.5}$ (mb) (1.9)

hoặc phụ thuộc vào số khối A theo mối liên hệ:

$$\bar{\sigma}(\gamma, p) = 0.078A^{0.5}$$
 (mb) (1.10)

- **Phản ứng (γ, xn)** : Tiết diện phản ứng phụ thuộc vào số khối:

$$\bar{\sigma}_x(\gamma, xn) = 0.187A^{0.684} e^{[-37A^{-0.924}(x-1)^{\frac{5}{4}}]} \quad (mb) \quad (1.11)$$

Đối với mỗi hạt nhân được khảo sát, tiết diện toàn phần trung bình đối với việc phát nhiều neutron có thể tính bằng cách:

$$\bar{\sigma}(\gamma, xn) = \sum_{x=2}^{x_m} \bar{\sigma}_x(\gamma, xn) \quad (1.12)$$

Các phương trình từ (1.9) đến (1.11) không áp dụng cho các nguyên tố có hàng rào phân hạch thấp (chỉ áp dụng cho các hạt nhân có $A \leq 230$).

- **Phản ứng** $(\gamma, \pi xn)$: Các phản ứng loại này bao gồm $(\gamma, \pi^{\pm} xn)$ và $(\gamma, \pi^0 xn)$

Với phản ứng (γ, π) , tiết diện phản ứng được xác định theo công thức sau:

$$\bar{\sigma}(\gamma, \pi) = 0.027A^{0.847} \quad (\text{mb}) \quad (1.13)$$

Còn với $x \geq 1$ chỉ có một số ít số liệu thực nghiệm. Do đó việc tìm kiếm một công thức để tính tiết diện cho phản ứng này là công việc vẫn đang được các nhà khoa học tiến hành.

- **Phản ứng** $(\gamma, xnyp)$: Đối với các hạt nhân $A \leq 90$, tiết diện phản ứng sinh nhiều hạt được xác định bằng công thức bốn thừa số, [17,22]:

$$\bar{\sigma}(\gamma, xnyp) = \sigma_M e^{[-B(x-1) - K(x-C\alpha y)^2]} \quad (\text{mb}) \quad (1.14)$$

trong đó α là tỉ số $Z/(A-Z)$ của hạt nhân bia, σ_M , B, K và C là các tham số. Giá trị của các tham số này được cho bởi:

$$\begin{aligned} \sigma_M &= 15.7E^{-1.356} \quad (\text{mb}) \quad \text{với } E \leq 21(\text{MeV/nu}) \\ \text{và } \sigma_M &= 0.248 \quad (\text{mb}) \quad \text{với } E \geq 21(\text{MeV/nu}) \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} B &= 3.03E^{-1.06} \quad \text{với } E \leq 10(\text{MeV/nu}) \\ B &= 0.25 \quad \text{với } E \geq 10(\text{MeV/nu}) \end{aligned} \quad (1.16)$$

trong đó $E = 446/A$ (MeV/nu); $K = 0,466$

$$\text{và } C = 2.30\alpha - 1.044 \quad (1.17)$$

Theo công thức trên ta có thể tính được tiết diện trung bình đối với việc tạo sản phẩm của một hạt nhân dư cho trước.

$$\bar{\sigma}(\gamma, xnyp) = \sum_{x=1}^{(A-Z)/2} \sum_{y=1}^{Z/2} \bar{\sigma}_{xy}(\gamma, xnyp) \quad \text{với } A \leq 90 \quad (1.18)$$

Các hạt nhân có $A \geq 90$, tiết diện trung bình của phản ứng sinh nhiều hạt có thể tính theo cách của Jonsson và Lindgren. Trong vùng năng lượng cao hơn ($E > 0,25$ GeV), để mô tả các đóng góp của hạt nhân dư đồng khối bằng công thức năm hệ số

của Rudstam, [22]:
$$\sigma = \frac{R^{2/3} \delta}{1.79(e^{PA_t} - 1)} e^{\left[PA - R|Z - SA + TA^2|^{3/2} \right]} \quad (1.19)$$

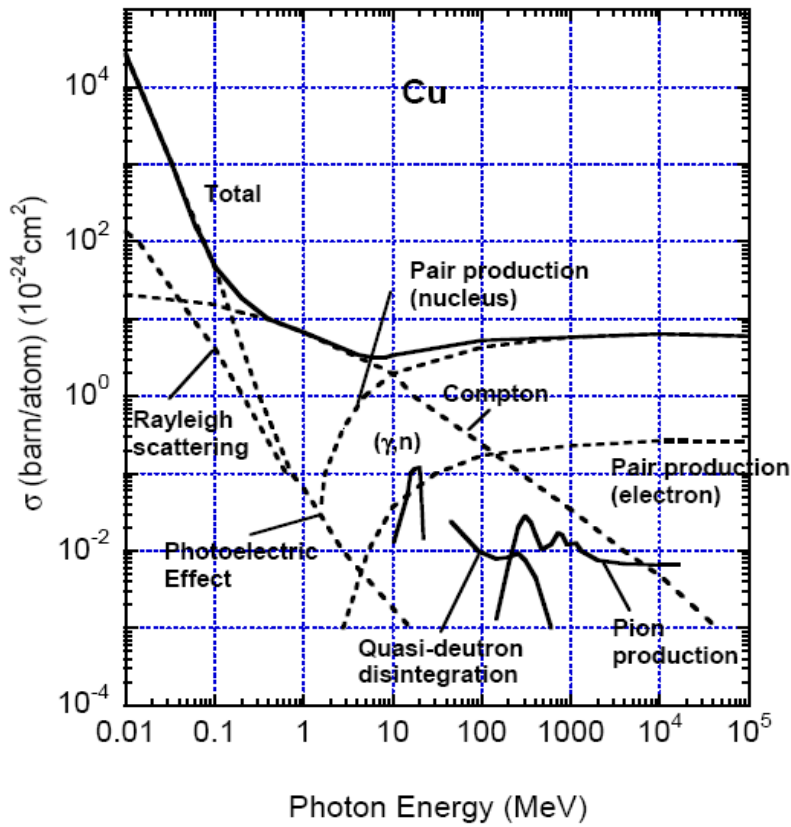
trong đó Z là điện tích của hạt nhân sản phẩm; A là số khối hạt nhân sản phẩm; A_t là số khối của hạt nhân bia; các hệ số P, R, S, T, δ là các hệ số bán thực nghiệm. Đại lượng δ

biểu diễn tiết diện tán xạ không đàn hồi. Tuy nhiên các công thức trong phần này không áp dụng cho các hạt nhân có $A \geq 170$.

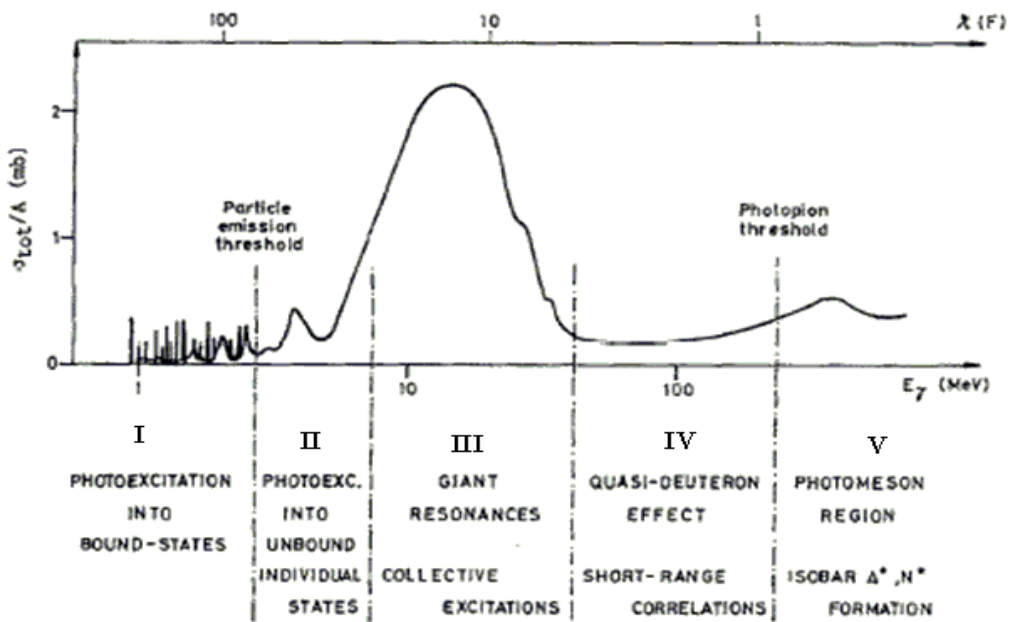
- **Phản ứng phân hạch** (γ, f): Trong vùng năng lượng 0.2 – 1.0 GeV phản ứng quang phân hạch (photofission) là quá trình cạnh tranh với quá trình phản ứng sinh nhiều hạt. Trong miền ($12 \leq \frac{Z^2}{A} \leq 30$; $56 \leq A \leq 185$) quá trình quang phân hạch đóng góp vào tiết diện tán xạ không đàn hồi rất nhỏ, ngược lại trong miền ($30 \leq \frac{Z^2}{A}$; $A \geq 185$), quá trình phân hạch chiếm ưu thế hơn. Sử dụng phép bình phương tối thiểu trên các kết quả thực nghiệm thu được kết hợp với tính toán lý thuyết các nhà khoa học đưa ra công thức bán thực nghiệm [20,21]:

$$\bar{\sigma}(\gamma, f) = \frac{100}{1 + e^{[125(35.38 - \frac{Z^2}{A})]}} \quad (\text{mb}) \quad (1.20)$$

- **Phản ứng fragmentation** (γ, fr): Các phản ứng phân mảnh được cho là xảy ra trong giai đoạn thác lũ hạt nhân nhanh (*intranuclear cascade*), như là kết quả của việc đốt nóng vật liệu hạt nhân ở một vị trí xác định. Tiết diện của các phản ứng phân mảnh vào cỡ bậc 10 của μb . Điều đáng lưu ý là các quá trình phân mảnh rất khó phân biệt với các quá trình phân hạch trong các thí nghiệm thực hiện trên hạt nhân trung bình nếu như sử dụng các phương pháp phân tích hạt nhân như phương pháp kích hoạt hay dùng detector,... Cũng như đối với phản ứng ($\gamma, \pi xn$), phản ứng fragmentation cần có thêm nhiều số liệu hơn nữa để có thể xác định tiết diện phản ứng một cách chi tiết hơn.



Hình 2. Tiết diện phản ứng của Cu với năng lượng từ 10 keV ÷ 100 GeV



Hình 3. Tiết diện phản ứng quang hạt nhân toàn phần với các vùng năng lượng

I- Trạng thái kích thích bền II- Trạng thái kích thích không bền
 III - Vùng cộng hưởng khổng lồ IV - Vùng cơ chế giả đơtơron

V - Vùng tạo pion

1.4. Phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt

Trong các phản ứng hạt nhân năng lượng cao trên các hạt nhân trung bình và nặng, phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt ($\gamma, xnyp$) là một kênh phản ứng cạnh tranh chiếm ưu thế hơn trong các kênh phản ứng khác, trong đó x là số neutron còn y là số proton phát ra sau phản ứng ($1 \leq x \leq (A - Z)/2$; $1 \leq y \leq Z/2$). Phản ứng sinh nhiều hạt, thường xảy ra với vùng năng lượng từ 40 MeV trở lên. Đối với các hạt nhân nặng ở năng lượng cao thì quá trình phân hạch cạnh tranh mạnh mẽ với quá trình sinh nhiều hạt.

Khi các photon hãm năng lượng cao tương tác với hạt nhân bia, các hạt nhân sản phẩm chủ yếu được tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt với cơ chế bay hơi. Đánh giá suất lượng của những phản ứng này từ số liệu kích hoạt nói chung là khá phức tạp vì cộng hưởng không lồ photon trong phổ bức xạ hãm. Phân bố suất lượng phản ứng quang hạt nhân sinh nhiều hạt được phân tích trên cơ sở công thức bán thực nghiệm của Rudstam.

* Công thức Rudstam

Phương pháp Monte Carlo được sử dụng trong tính toán sự bay hơi từ các hạt nhân kích thích. Điểm khởi đầu là một hạt nhân kích thích và một tập hợp các số được lựa chọn một cách ngẫu nhiên. Các số này biểu thị loại và năng lượng của hạt được bay hơi. Các số ngẫu nhiên mới được định nghĩa cho quá trình bay hơi tiếp theo [14,22]. Phương pháp tính được dựa trên công thức đệ quy:

$$F(Z, A, U)dU = \sum_{ij} \int_{U'} F(Z + i, A + j, U') P_{ij}(Z + i, A + j, U', U) dU' dU \quad (1.21)$$

trong đó $F(Z, A, U)dU$ là xác suất các hạt nhân có nguyên tử số Z và số khối A sẽ được tạo thành với năng lượng kích thích nằm trong khoảng từ U đến $U + dU$. P_{ij} là xác suất tương đối mà một hạt với nguyên tử số i , số khối j và động năng nằm trong khoảng từ $(U' - U - S_{ij} - dU)$ đến $(U' - U - S_{ij})$ được phát ra. S_{ij} là năng lượng tách. Các hạt được đưa vào để tính toán là neutron, proton, deuteron, ^2H , ^3He và ^4He .

Từ một hạt nhân ban đầu có năng lượng kích thích xác định, công thức (1.21) được áp dụng lặp đi lặp lại cho tới khi các sản phẩm cuối cùng được tạo ra, tức là khi trạng thái có năng lượng kích thích thấp cản quá trình bay hơi của hạt. Những sản phẩm này đóng góp xác suất thành phần vào xác suất toàn phần tạo hạt nhân (Z, A) . Trên thực tế, công thức (1.21) được thay thế bởi tổng lấy theo toàn bộ khoảng năng lượng kích thích. Năng lượng kích thích của tất cả các hạt nhân xuất hiện trong công thức (1.21) được chia thành các khoảng năng lượng bằng nhau và bằng ΔU , khi đó công thức (1.21) trở thành:

$$F(Z, A, m) = \sum_{ijn} F(Z + i, A + j, n) P_{ij}(Z + i, A + j, n, m) \quad (1.22)$$

trong đó $P_{ij}(Z+i, A+j, n, m)$ là xác suất phát các hạt (i, j) từ các hạt (Z+i, A+j) (trong khoảng năng lượng kích thích thứ n) với động năng mà hạt nhân (Z, A) được tạo thành với năng lượng kích thích nằm trong khoảng $(m-1)\Delta U$ và $m\Delta U$. Khi tính toán xác suất phát xạ, năng lượng của hạt nhân phân rã được giả thiết là năng lượng trung bình trong khoảng thứ n. Năng lượng kích thích trung bình của hạt nhân sản phẩm thu được là:

$$U(Z, A, m) = \frac{1}{F(Z, A, m)} \sum_{ijn} F(Z + i, A + j, n) P_{ij}(Z + i, A + j, n, m) \times [U(Z + i, A + j, n) - S_{ij}(Z + i, A + j) - E_{ij}(Z + i, A + j, n, m)] \quad (1.23)$$

với E_{ij} là năng lượng trung bình của hạt được phát ra.

Xác suất phát hạt trong các công thức từ (1.21) đến (1.23) được xác định bằng biểu thức sau:

$$P = k_1 g m A^{2/3} \alpha \left\{ -\frac{(R+\beta)}{2a} [e^{y_2}(y_2 - 1) - e^{y_1}(y_1 - 1)] \right\} + \frac{1}{8a^2} [e^{y_2}(y_2^3 - 3y_2^2 + 6y_2 - 6) - e^{y_1}(y_1^3 - 3y_1^2 + 6y_1 - 6)] \quad (1.24)$$

với g là số trạng thái spin của hạt bị bay hơi, m là khối lượng của hạt bay hơi, a và δ là các thông số trong công thức mật độ mức:

$$y_1 = 2[a(R - E_1)^2] \text{ và } y_2 = 2[a(R - E_2)^{1/2}]$$

Năng lượng trung bình của hạt phát ra được biểu diễn bởi:

$$E = \frac{k_2 g m A^{2/3}}{P} \alpha \left\{ -\frac{1}{2a} (R^2 + \beta R) [e^{y_2}(y_2 - 1) - e^{y_1}(y_1 - 1)] + \frac{1}{8a^2} [e^{y_2}(y_2^3 - 3y_2^2 + 6y_2 - 6) - e^{y_1}(y_1^3 - 3y_1^2 + 6y_1 - 6)] - \frac{1}{32a^2} [e^{y_2}(y_2^5 - 5y_2^4 + 20y_2^3 - 60y_2^2 + 120y_2 - 120) - e^{y_1}(y_1^5 - 5y_1^4 + 20y_1^3 - 60y_1^2 + 120y_1 - 120)] \right\} \quad (1.25)$$

Bảng 2: Giá trị các tham số thu được từ số liệu về tiết diện phản ứng với công thức CDMD

E_γ (MeV)	σ (mb)	P	R	S	T
350	84 ± 30	0.07 ± 0.06	0.9 ± 0.3	0.53 ± 0.06	0.0008 ± 0.0005
500	64 ± 11	0.09 ± 0.04	1.1 ± 0.3	0.56 ± 0.03	0.0010 ± 0.0003
700	50 ± 20	0.09 ± 0.06	1.2 ± 0.2	0.56 ± 0.05	0.0011 ± 0.0004
1000	40 ± 7	0.08 ± 0.03	1.3 ± 0.2	0.55 ± 0.03	0.0010 ± 0.0002
1500	37 ± 14	0.04 ± 0.04	1.3 ± 0.3	0.53 ± 0.03	0.0008 ± 0.0003
2000	31 ± 14	0.04 ± 0.04	1.3 ± 0.3	0.53 ± 0.03	0.0008 ± 0.0003
3000	18 ± 14	0.06 ± 0.04	1.3 ± 0.3	0.55 ± 0.03	0.0009 ± 0.0003

So sánh giữa các tính toán lý thuyết và thực nghiệm đã cho thấy tiết diện phản ứng thay đổi có quy luật theo số hiệu nguyên tử Z và số khối A của hạt nhân sản phẩm. Thực tế phân bố suất lượng phản ứng được biểu diễn qua công thức bán thực

thực nghiệm Rudstam:
$$\sigma(Z, A) = C \cdot e^{[PA-R|Z-SA+TA^2|]} \quad (1.26)$$

Suất lượng phản ứng sinh nhiều hạt được làm khớp với công thức thực nghiệm 5 thừa số của Rudstam, mô tả suất lượng thông qua phân bố điện tích (SD) và phân bố khối (MD) [6, 7, 21, 25]:

$$\sigma(Z, A) = \frac{\sigma^* R^{2/3} P e^{[PA-R|Z-SA+TA^2|]^{3/2}}}{1.79(e^{PA}t-1)} \quad (1.27)$$

trong đó:

$\sigma(Z, A)$ là tiết diện phản ứng hạt nhân (Z, A) được tạo thành từ bia (Z_t, A_t)

k_1, k_2 là các hệ số

P, σ^*, R, S và T là các thông số tự do.

+ Thông số P xác định độ dốc của đường cong phân bố suất lượng khối,

+ σ^* là tiết diện tán xạ không đàn hồi,

+ R là độ rộng,

+ S và T là vị trí của CD qua điện tích có thể nhất $Z_p = S A - T A^2$.

Thông số R là độc lập với loại và năng lượng của hạt được bắn ra; R phụ thuộc số khối sản phẩm A và điện tích Z ; $R = d' \cdot A^{-e'}$, với d' và e' là hằng số. Vị trí đỉnh Z_p của CD phụ thuộc vào năng lượng phân tách proton và neutron, phụ thuộc vào hàng rào thế Coulomb. S và T thường là hằng số.

Công thức Rudstam về phân bố suất lượng của các sản phẩm phản ứng còn có thể được biểu diễn bằng công thức sau [17, 18]:

$$Y = k \frac{\Delta R^{2/3} P e^{[PA-R|Z-SA+TA^2|]^{3/2}}}{1.79(e^{PA}t-1)} \quad (1.28)$$

trong đó: Z là điện tích của hạt nhân sản phẩm; A là số khối hạt nhân sản phẩm; A_t là số khối của hạt nhân bia; Các hệ số k, P, R, S, T, δ là các hệ số bán thực nghiệm.

1.5. Nguồn bức xạ hãm trên các máy gia tốc electron

Máy gia tốc electron là một thiết bị có thể tạo các electron năng lượng cao. Bằng cách sử dụng tương tác của electron đã được gia tốc với vật chất có thể tạo ra các nguồn bức xạ hãm có năng lượng cao và cường độ lớn.

Nguyên lý chung của máy gia tốc electron tuyến tính là: các electron được gia tốc bởi điện trường tần số cao đặt tại các trạm trên ống gia tốc. Độ dài của các phần

ống gia tốc liên tiếp được điều chỉnh tăng dần theo tốc độ của hạt và phải đảm bảo sự phù hợp giữa pha của sóng điện từ và tốc độ hạt. Các electron được tạo ra dưới dạng xung từ các súng bắn điện từ (RF - gun). Pha của các tín hiệu ở mỗi trạm được điều chỉnh sao cho các electron có thể liên tục nhận được năng lượng từ sóng chuyển động và nó đạt tới vị trí đỉnh của sóng ở điểm cuối của những ống dẫn sóng, như vậy electron liên tục được gia tốc. Việc hội tụ dòng electron được thực hiện bởi từ trường được tạo ra từ các nam châm điện bên ngoài ống dẫn sóng. Các electron chuyển động theo một đường thẳng.

Thiết bị gia tốc chính của Trung tâm Gia tốc Pohang là máy gia tốc tuyến tính 2.5 GeV. Đây là một máy gia tốc lớn có thể tạo ra chùm electron năng lượng tới 2.5 GeV, độ rộng xung 1 ns, tần số của xung 10 Hz, dòng lớn hơn 2A. Các bộ phận chính bao gồm một súng bắn electron, 12 klytron, 44 đoạn ống gia tốc, 6 bộ ba nam châm tứ cực, 6 nam châm lái dòng, 3 nam châm uốn dòng... Tổng chiều dài của máy gia tốc là 160 mét. Máy gia tốc electron tuyến tính 2,5 GeV cung cấp chùm electron năng lượng cao cho thiết bị tạo nguồn bức xạ synchrotron (storage ring), ngoài ra còn có thể tạo ra nguồn bức xạ hãm và neutron năng lượng cao phục vụ nhiều mục đích nghiên cứu và ứng dụng khác nhau.

Thí nghiệm nghiên cứu phân bố suất lượng của các phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe được thực hiện với chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 2.5 GeV trên máy gia tốc tuyến tính 2.5 GeV tại Trung tâm Gia tốc Pohang, Đại học Khoa học và Công nghệ Pohang, Hàn Quốc. Hình 4 và hình 5 là một phần máy gia tốc electron tuyến tính 2.5 GeV tại Trung tâm Gia tốc Pohang, Hàn Quốc.



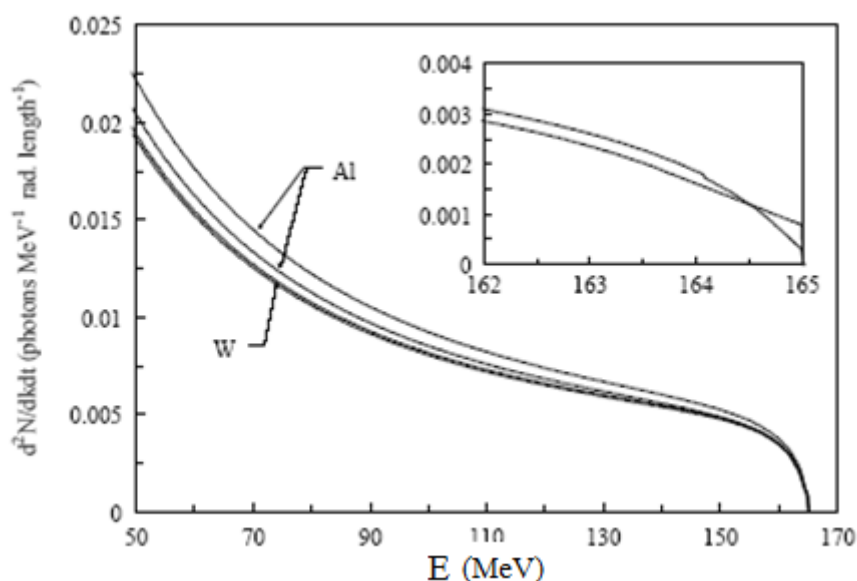
Hình 4. Máy gia tốc tuyến tính 2.5 GeV của Trung tâm Gia tốc Pohang



Hình 5. Máy gia tốc tuyến tính 2.5 GeV của Trung tâm Gia tốc Pohang

Một trong những cơ chế mất năng lượng của electron năng lượng cao khi tương tác với môi trường vật chất là quá trình phát bức xạ hãm. Do khối lượng của các

electron rất nhỏ nên khi tương tác với trường Coulomb của các hạt nhân bia, quỹ đạo của chúng bị thay đổi do lực hút của hạt nhân và bị hãm lại. Quá trình này dẫn tới sự bức xạ sóng điện từ hay còn gọi là bức xạ hãm. Khi electron có năng lượng cao thì xác suất phát bức xạ hãm tăng nhanh. Bức xạ hãm có phổ liên tục và năng lượng đạt giá trị cực đại đúng bằng động năng của electron tới. Hình 6 biểu diễn phổ bức xạ hãm của bia Al và W khi bắn phá bởi chùm electron năng lượng 165 MeV [25].



Hình 6. Phổ bức xạ hãm phát ra từ bia Al và W khi bắn phá bởi chùm electron năng lượng 165 MeV

Độ mất năng lượng do phát bức xạ tỷ lệ với số hạt nhân bia. Vì vậy, năng suất phát bức xạ hãm tăng lên khi sử dụng bia dày, tuy nhiên khi bề dày bia tăng lên sẽ xảy ra một số hiện tượng như mất năng lượng nhưng không phát bức xạ, sự tự hấp thụ các photon trong bia, hiện tượng nhân bức xạ từ một electron, sự tán xạ đàn hồi nhiều lần của electron trước khi phát ra bức xạ, ... Trong các bia dày có bề dày lớn hơn chiều dài bức xạ thì chùm electron tới tạo ra hiện tượng mưa rào thác lũ electron-photon. Các quá trình này dẫn tới những phức tạp trong việc tính toán phân bố năng lượng và phân bố góc của bức xạ hãm. Do vậy, các tính toán thường áp dụng cho các trường hợp bia mỏng.

CHƯƠNG 2

PHƯƠNG PHÁP VÀ KỸ THUẬT THỰC NGHIỆM

2.1. Xác định suất lượng phản ứng bằng thực nghiệm

Phương pháp kích hoạt phóng xạ đã được lựa chọn sử dụng trong nghiên cứu để xác định suất lượng phản ứng. Nguyên lý của phương pháp kích hoạt hạt nhân là biến các đồng vị bền của nguyên tố cần phân tích thành những đồng vị phóng xạ thông qua các phản ứng hạt nhân. Sau đó, trên cơ sở đo phổ bức xạ gamma phát ra từ các đồng vị phóng xạ tạo thành, dựa trên các số liệu hạt nhân tin cậy liên quan đến năng lượng, xác suất phát xạ các tia gamma cũng như chu kỳ bán rã của các đồng vị phóng xạ để có thể nhận diện được các sản phẩm tạo thành sau phản ứng hạt nhân. Thêm vào đó, để nâng cao độ chính xác của kết quả nghiên cứu, trong quá trình thực nghiệm cần lựa chọn các giải pháp kỹ thuật thích hợp liên quan tới vấn đề đo, phân tích số liệu và hiệu chỉnh các nguồn sai số [21, 24].

Đối với nguồn bức xạ kích hoạt làm việc ở chế độ liên tục. Trong thời gian kích hoạt mẫu có 2 quá trình diễn ra đồng thời:

- Thứ nhất là quá trình tạo thành hạt nhân phóng xạ từ hạt nhân bền (bia hạt nhân), quá trình này làm tăng số hạt nhân phóng xạ trong thời gian phản ứng xảy ra hay trong thời gian chiếu.

- Thứ hai là quá trình phân rã các hạt nhân phóng xạ làm giảm số hạt nhân phóng xạ có trong bia. Quá trình này phụ thuộc vào chu kỳ bán rã của hạt nhân phóng xạ được tạo thành.

Gọi số hạt nhân bia là N_0 (hạt nhân X), ϕ là thông lượng bức xạ kích hoạt ($n/cm^2/giây$), σ là tiết diện phản ứng hạt nhân (cm^2), λ là hằng số phân rã ($1/giây$) ($\lambda = \ln 2/T_{1/2}$, trong đó $T_{1/2}$ là chu kỳ bán rã). Số hạt nhân phóng xạ tại thời điểm t bằng:

$$N(t) = \frac{N_0 \phi \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.1)$$

Hoạt độ phóng xạ (số phân rã/giây) của hạt nhân Y:

$$A(t) = \lambda N(t) = N_0 \sigma \Phi (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.2)$$

Hoạt độ phóng xạ giảm theo hàm e mũ. Gọi thời gian chiếu mẫu là t_i thì hoạt độ phóng xạ tại thời điểm $t > t_i$ là:

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

Do hoạt độ phóng xạ từ thời điểm t_1 đến t_2 ($t_2 > t_1 > t_i$) thì tổng hoạt độ là:

$$A(t_i, t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} A(t_i, t) dt = \frac{N_0 \sigma \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_m}) \quad (2.4)$$

trong đó: $t_d = t_1 - t_i$ là thời gian phân rã (thời gian phơi), được tính từ lúc dừng chiếu mẫu đến lúc bắt đầu đo; $t_m = t_2 - t_1$ là thời gian đo.

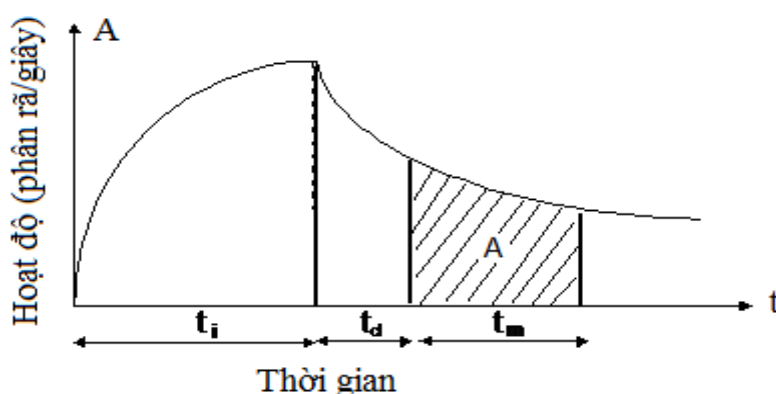
Trong đó I_γ là cường độ của vạch bức xạ đặc trưng hay là xác suất phát tia bức xạ đặc trưng được sử dụng để xác định hoạt độ của hạt nhân phóng xạ. Hiệu suất ghi ε của đỉnh hấp thụ toàn phần của vạch bức xạ gamma đặc trưng. Hiệu suất ghi thường được xác định dựa vào mẫu chuẩn đã biết trước hoạt độ phóng xạ. Mẫu chuẩn có hình dạng kích thước giống như mẫu phân tích, chứa nguyên tố phóng xạ.

Ngoài ra còn có một số hiệu ứng trong tương tác của bức xạ gamma với vật chất (tự hấp thụ), hay do hệ đo (thời gian chết, hiệu ứng cộng đỉnh, hiệu ứng chồng chập xung), ... làm cho tỷ lệ giữa số xung đo được và số xung thực ≤ 1 . Gọi f là hệ số hiệu chỉnh khi tính đến các hiệu ứng trên, khi đó $f \leq 1$.

Vậy, phương trình (2.4) được viết lại theo kết quả đo thực tế như sau :

$$A_{exp}(t_i, t_1, t_2) = \frac{N_0 \phi \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_m}) \varepsilon I_\gamma f \quad (2.5)$$

Hoạt độ tích phân A , chính là diện tích ứng với thời gian đo t_m trên hình 7.



Hình 7. 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).

Sự có mặt của hạt nhân phóng xạ được nhận diện dựa vào đỉnh hấp thụ toàn phần của vạch bức xạ gamma đặc trưng của hạt nhân phóng xạ, và chu kỳ bán rã của nó. Số hạt nhân đã phóng xạ $A(t_i, t_1, t_2)$ trong thời gian đo, được xác định dựa vào diện tích đỉnh hấp thụ toàn phần của vạch bức xạ đặc trưng tỷ lệ thuận với số hạt nhân đã bị phân rã trong thời gian đo t_m hay trong khoảng thời gian từ t_1 đến t_2 .

Đối với trường hợp chùm hạt tới có dạng xung, công thức (2.5) được biểu diễn như sau: $C_{exp}(t_i, t_1, t_2) = \frac{N_0 \varepsilon I_\gamma f}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_m}) \int_{E_{th}}^{E_{max}} \phi(E) \sigma(E) dE \quad (2.6)$

trong đó : E_{th} là năng lượng ngưỡng của phản ứng, E_{max} là năng lượng cực đại của chùm bức xạ tới.

Suất lượng ở là số phản ứng xảy ra trong một đơn vị thời gian và trên một hạt nhân nguyên tử:

$$Y = \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \phi(E) dE \quad (2.7)$$

Từ hoạt độ phóng xạ ghi nhận được ta có thể xác định được suất lượng của phản ứng như sau:

$$Y = \int_{E_{th}}^{E_{max}} \phi(E) \sigma(E) dE = \frac{\lambda}{N_o \epsilon I_\gamma f (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (2.8)$$

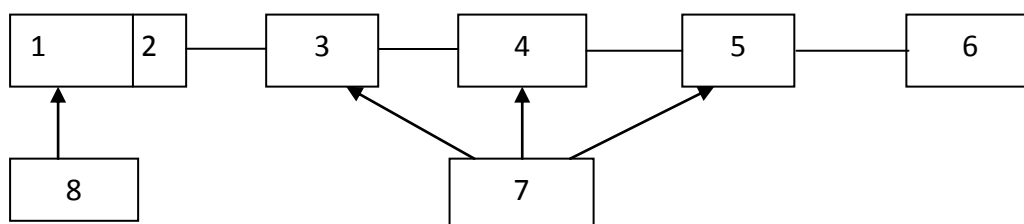
Biểu thức (2.8) biểu diễn mối quan hệ giữa diện tích đỉnh hấp thụ toàn phần của bức xạ gamma đặc trưng với các đại lượng vật lý và thực nghiệm như tiết diện kích hoạt, thông lượng bức xạ kích hoạt, thời gian chiếu, thời gian phơi và đo mẫu, hiệu suất ghi của detector, xác suất phát xạ tia gamma. Với đồng vị phóng xạ được tạo thành trong phản ứng hạt nhân xác định, thì hằng số phân rã λ đã biết, cường độ I_γ ứng với bức xạ đặc trưng của vạch gamma đặc trưng được lựa chọn để phân tích được tra trong các bảng số liệu hạt nhân. Thời gian chiếu mẫu, thời gian phơi mẫu và thời gian đo hoàn toàn xác định được. Hiệu suất ghi của detector ϵ xác định bằng thực nghiệm. Độ chính xác khi xác định suất lượng phản ứng phụ thuộc vào độ chính xác khi xác định diện tích đỉnh hấp thụ toàn phần của bức xạ gamma đặc trưng cũng như các hiệu chỉnh liên quan tới việc xác định hoạt độ của hạt nhân phóng xạ tạo thành trong phản ứng.

2.2. Ghi nhận và phân tích phổ gamma

Hiện nay việc ghi nhận phổ gamma chủ yếu sử dụng các hệ phổ kế gamma đa kênh, bao gồm: detector bán dẫn gecmani siêu tinh khiết HPGe, các hệ điện tử như tiền khuếch đại, khuếch đại phổ, bộ biến đổi tương tự số (ADC), máy phân tích biên độ nhiều kênh (MCA), nguồn nuôi cao áp, ... Ngoài ra còn có thể có các bộ phận khác như máy phát xung chuẩn hoặc bộ loại trừ chồng chập xung để hiệu chỉnh các hiệu ứng gây mất số đếm trong trường hợp tốc độ đếm lớn, ... Hệ phổ kế được ghép nối với máy tính, việc ghi nhận và xử lý phổ được thực hiện bằng các phần mềm chuyên dụng. Hình 8 là sơ đồ khối của một hệ phổ kế gamma thông dụng.

Phổ kế gamma đa kênh có ưu điểm hơn hẳn so với máy đếm đơn kênh. Nó không chỉ đơn thuần đếm số hạt bay đến detector mà còn phân biệt chúng theo năng lượng. Vì sản phẩm sau phản ứng gồm nhiều đồng vị khác nhau, phát ra các bức xạ gamma có năng lượng khác nhau, do đó việc sử dụng phổ kế gamma đa kênh giúp cho

ta có thể nhận diện được các đồng vị tạo thành và xác định suất lượng của chúng.



Hình 8. Sơ đồ hệ phổ kế gamma.

- | | |
|---------------------------|-----------------------|
| 1. Đêctơ HPGe. | 5. MCA. |
| 2. Tiền khuếch đại. | 6. Máy tính |
| 3. Khuếch đại tuyến tính. | 7. Nguồn nuôi thấp áp |
| 4. ADC. | 8. Nguồn nuôi cao áp |

Trong thí nghiệm nghiên cứu đã sử dụng hai hệ phổ kế gamma của Trung tâm Gia tốc Pohang, Hàn Quốc :

Đêctơ bán dẫn HpGe model GEM-20180-p (ORTEC), thể tích 100 cm³, phân giải năng lượng 1,8 keV tại đỉnh 1332 keV, khuếch đại phổ model 501, ADC model 901, 8K MCA card. Phổ gamma được ghi nhận và xử lý bằng phần mềm Gamma Vision.

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 nguyên tố và xác định hoạt độ phóng xạ. Phổ gamma ghi nhận bao gồm một số đỉnh hấp thụ toàn phần của vạch bức xạ gamma nằm trên một nền Compton liên tục. Đỉnh này là kết quả tương tác của bức xạ gamma với vật liệu đêctơ. Kết quả của quá trình tương tác là toàn bộ năng lượng của bức xạ gamma được giải phóng trong thể tích của đêctơ. Hoạt độ phóng xạ được xác định dựa trên diện tích của các đỉnh đặc trưng của bức xạ gamma. Diện tích đỉnh phổ gamma thường xác định bằng việc làm khớp các số liệu đo được với một hàm giải tích thích hợp và tích phân hàm đó để tính diện tích đỉnh[1,2]. Hàm này sẽ chứa các tham số tự do và chúng được tìm bằng thuật toán làm khớp bình phương tối thiểu phi tuyến. Thông thường chọn dạng hàm Gauss để mô tả đỉnh hấp thụ toàn phần.

Với một phổ lý tưởng đỉnh hấp thụ toàn phần có thể được biểu diễn một cách chính xác bởi hàm Gauss

$$f(x) = Y \times e^{-(x-X)^2/(2\sigma^2)} \quad (2.9)$$

trong đó Y là biên độ, X là vị trí tâm, σ là nửa độ rộng đỉnh (FWHM = 2,35 σ)

Trong thực tế đỉnh có thể có đuôi chủ yếu ở phía năng lượng thấp của đỉnh, đặc biệt là khi tốc độ đếm lớn. Do đó hầu hết các hàm đều bao gồm phần chính là Gauss cộng thêm số hạng hiệu chỉnh tính đến phần đuôi của đỉnh. Người ta thường sử dụng

hàm e-mũ cho phần đuôi của đỉnh phổ. Các hàm biểu diễn dạng của phổ thường được xây dựng với hai phần, phần thứ nhất thường là một đa thức bậc thấp mô tả phần phổ bên trái năng lượng cao của đỉnh và nằm dưới toàn bộ vùng đỉnh, phần thứ hai là một hàm mô tả sự tăng dần xấp xỉ bước đôi với bên năng lượng thấp của đỉnh. Phổ nằm dưới chân đỉnh thường được mô tả bằng một đa thức bậc hai.

Đối với trường hợp cần phân tích các đỉnh chập nhau, người ta thường dùng hàm khớp là tổng của các hàm với các giá trị khác nhau của các tham số. Ví dụ với trường hợp đỉnh chập đôi có dạng hai hàm Gauss đơn giản.

$$f(x) = Y_1 \times e^{-(x-X_1)^2/(2\sigma^2)} + Y_2 \times e^{-(x-X_2)^2/(2\sigma^2)} \quad (2.10)$$

trong đó Y_1, Y_2 là biên độ, X_1, X_2 là vị trí tâm của hai đỉnh phổ.

Hiện nay, việc phân tích phổ thường được thực hiện với sự trợ giúp của các chương trình máy tính. Phân tích phổ sử dụng các chương trình máy tính có tốc độ xử lý nhanh, có thể nhận biết và xử lý hầu hết các đỉnh với chất lượng tốt. Các số liệu thu được cho biết đầy đủ các thông tin về phổ gamma bao gồm vị trí năng lượng, diện tích, độ phân giải của các đỉnh gamma, số đếm phổ cùng với các sai số phân tích, ngoài ra còn có các thông tin về thời gian đo, thời gian chết, các tham số chuẩn năng lượng, chuẩn hiệu suất ghi, [33]... Tuy nhiên, trong nhiều trường hợp, chúng ta vẫn cần thiết phải có những can thiệp trực tiếp như để phát hiện ra những bất thường của phổ, quyết định những phổ hoặc những đỉnh phổ cần xử lý, đối với các đỉnh chập cần phải có những xử lý đặc biệt, ... từ những lý do này mà các chương trình có rất nhiều cách tùy chọn, linh hoạt và thích hợp với các yêu cầu đặt ra trong việc ghi nhận và phân tích phổ gamma.

Trong quá trình thực hiện đề tài đã sử dụng phần mềm chuyên dụng Gamma Vision (Ortec, Mỹ). Việc nghiên cứu và khai thác đầy đủ các tính năng của các phần mềm này đã giúp cho việc bán tự động các quy trình đo đạc, xử lý số liệu và nâng cao độ chính xác của kết quả nghiên cứu.

2.3. Một số hiệu chỉnh nâng cao độ chính xác kết quả đo

2.3.1. Hiệu ứng thời gian chết và chồng chập xung

Hiệu ứng thời gian chết (dead time) và chồng chập xung (pile-up) gây nên sự mất số đếm trong ghi nhận phổ gamma. Các hiệu ứng này đặc biệt quan trọng trong trường hợp tốc độ đếm lớn.

Thời gian chết của hệ đo được định nghĩa là thời gian cách nhau tối thiểu của hai bức xạ đến detector sao cho detector có thể cho ở lối ra hai xung độc lập, thời gian chết cần phải tính cho cả hệ đo chứ không chỉ riêng thời gian chết của detector, thời

gian chết chính là thời gian ADC bận xử lý xung và không thể tiếp nhận thêm một xung khác. Do hiệu ứng thời gian chết nên sẽ tồn tại khả năng là bức xạ đã đến được detector nhưng lại không được ghi nhận. ADC thường có một thời gian chết trung bình đối với mỗi phép đo. Hầu hết các máy phân tích biên độ nhiều kênh hiện đại thường có đồng hồ chỉ thị thời gian chết trong quá trình đo theo đơn vị là %. Ngoài ra còn có đồng hồ để xác định thời gian đo theo hai chế độ khác nhau là thời gian theo đồng hồ và thời gian đo thực sự. Với chế độ thời gian đo được xác định theo đồng hồ thì thời gian của phép đo sẽ được ấn định theo đồng hồ. Còn với chế độ thời gian đo thực sự thì thời gian cần đo sẽ được máy tự động hiệu chỉnh phần thời gian chết.

Do phân giải thời gian của các hệ phổ kế có giới hạn, khi tốc độ đếm lớn hai xung liên tiếp có thể chồng chập lên nhau và tạo ra một xung bị biến dạng ở lối ra của khuếch đại. Hiện tượng này gọi là hiệu ứng chồng chập xung. Các xung do chồng chập rộng hơn và có dạng khác các xung không bị chồng chập. Do đó, khi tốc độ đếm cao, phổ gamma ghi nhận được thường bị biến dạng so với phổ thực.

Có hai phương pháp để hiệu chỉnh thường được sử dụng đó là dùng máy phát xung chuẩn hoặc các giải pháp phần cứng như bộ loại trừ chồng chập xung. Máy phát xung chuẩn có thể sử dụng để hiệu chỉnh đồng thời sự mất số đếm do thời gian chết và chồng chập xung. Giả sử tỷ lệ số xung bị mất ở các đỉnh phổ và đỉnh xung chuẩn là như nhau, số đếm của các đỉnh phổ có thể được hiệu chỉnh bằng hệ số: $k = N_p / N_p^0$, trong đó N_p , N_p^0 là số đếm của đỉnh xung chuẩn khi có và không có mẫu. Trên phổ gamma đỉnh xung chuẩn thường có dạng hẹp hơn các đỉnh gamma nên khi phân tích phổ cần chú ý đến việc tính diện tích đỉnh xung chuẩn. Ngoài ra cũng có thể sử dụng nguồn phóng xạ gamma đơn năng để hiệu chỉnh sự mất số đếm và sự chồng chập xung.

2.3.2. Hiệu ứng tự hấp thụ tia gamma trong mẫu

Mẫu dùng trong phương pháp kích hoạt thường có một thể tích nhất định, nếu sử dụng các mẫu dày và đo các tia gamma năng lượng thấp sẽ làm kết quả phân tích không chính xác do mắc phải sai số do hiệu ứng tự hấp thụ. Hệ số tự hấp thụ F có thể xác định được từ biểu thức sau:

$$F = \frac{1 - e^{-\mu t}}{\mu t} \quad (2.11)$$

trong đó μ là hệ số hấp thụ tuyến tính phụ thuộc vào năng lượng tia gamma và thành phần chất hấp thụ, t bề dày mẫu kích hoạt.

Đối với các mẫu biết rõ thành phần và hàm lượng của các nguyên tố hoàn toàn có thể tính được hệ số tự hấp thụ. Mặt khác hệ số tự hấp thụ cũng có thể xác định bằng

thực nghiệm sử dụng phương pháp đo bức xạ gamma truyền qua [32]:

$$F = -\frac{1-(I/I_0)}{\ln(I/I_0)} \quad (2.12)$$

trong đó I và I_0 là cường độ của tia gamma được đo trong trường hợp giữa nguồn và detector có mẫu và không có mẫu.

2.3.3. Hiệu ứng cộng đỉnh

Hiệu ứng cộng đỉnh (summing effect) xuất hiện khi detector không phân biệt được về mặt thời gian hai tia gamma độc lập hoặc hai tia gamma nối tầng. Đỉnh tổng có năng lượng bằng tổng năng lượng của hai tia gamma thành phần. Hiệu ứng cộng đỉnh làm giảm số xung ở các đỉnh thành phần phụ thuộc vào cường độ các bức xạ và góc khối tạo bởi mẫu và detector. Việc hiệu chỉnh hiệu ứng này tương đối khó khăn, phụ thuộc vào từng nguồn gamma cụ thể, vào hình học đo, và sơ đồ phân rã, ...

Giả sử với một sơ đồ phân rã đơn giản chỉ có hai tia gamma nối tầng γ_1, γ_2 với năng lượng E_1 và E_2 phát ra trong thời gian phân giải của phổ kế. Hệ số hiệu chỉnh hiệu ứng cộng đỉnh được tính như sau [31]:

$$\text{Đối với tia } \gamma_1: C_1 = \frac{1}{1-\varepsilon_{t2}} \quad (2.13)$$

$$\text{Đối với tia } \gamma_2: C_2 = \frac{1}{1-(p_1/p_2)\varepsilon_{t1}} \quad (2.14)$$

trong đó: p_1, p_2 là xác suất phát xạ của tia γ_1, γ_2 ; $\varepsilon_{t1}, \varepsilon_{t2}$ là hiệu suất ghi toàn phần của tia γ_1, γ_2 .

Với những sơ đồ phân rã có nhiều tia gamma nối tầng, để hiệu chỉnh hiệu ứng cộng đỉnh cần phải có những tính toán rất phức tạp.

Hiệu ứng cộng đỉnh còn có thể hiệu chỉnh được bằng cách so sánh đường cong hiệu suất ghi khi sử dụng các nguồn đơn năng, (tức là khi đó chỉ có các tia gamma độc lập) với các điểm hiệu suất ghi khi sử dụng các nguồn đa năng (có các tia gamma nối tầng), trong trường hợp đối với các nguồn đa năng sẽ có một số điểm lệch khỏi đường cong hiệu suất ghi được xây dựng với các nguồn đơn năng, từ độ lệch này ta có thể đánh giá được hệ số hiệu chỉnh trung bình của hiệu ứng cộng đỉnh.

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

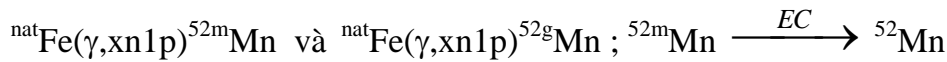
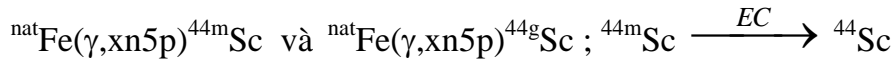
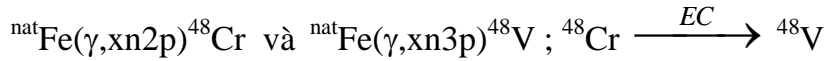
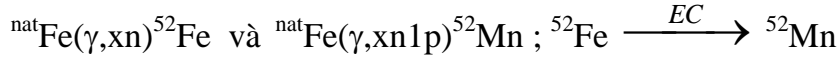
2.3.4. Hiệu chỉnh can nhiễu phóng xạ

Can nhiễu phóng xạ là một vấn đề phức tạp vì nó ảnh hưởng trực tiếp tới độ

chính xác của các kết quả thực nghiệm.

Trong nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe đã quan tâm tới các loại can nhiễu phóng xạ chủ yếu sau:

- Can nhiễu do quá trình phân rã của các đồng vị đồng vị phóng xạ, ví dụ:



Sắt tự nhiên ${}^{\text{nat}}\text{Fe}$ có 4 đồng vị ${}^{56}\text{Fe}$ (91.72 %), ${}^{54}\text{Fe}$ (5.8 %), ${}^{57}\text{Fe}$ (2.2 %), ${}^{58}\text{Fe}$ (0.28%).

Công thức tính hiệu chỉnh suất lượng tạo thành hạt nhân b (Y_b) như sau:

$$Y_a = \frac{S_a}{A_a B_a C_a \varepsilon I_\gamma} \quad (2.15)$$

$$Y_b = \left[\frac{S_b}{\varepsilon I_\gamma} - \frac{p_a Y_a}{\lambda_b - \lambda_a} (\lambda_a A_a B_a C_a - \lambda_a A_b B_b C_b) \right] \frac{1}{A_b B_b C_b} \quad (2.16)$$

trong đó :

Y_a là suất lượng tạo thành hạt nhân a,

S_a, S_b là diện tích đỉnh phổ gamma của hạt nhân a và b,

p_a là tỷ số rẽ nhánh trong phân rã phóng xạ từ hạt nhân a xuống hạt nhân b,

ε là hiệu suất ghi đỉnh gamma,

I_γ là cường độ tia gamma,

A, B, C là các tham số liên quan tới thời gian chiếu (t_i), phơi (t_d), đo (t_m).

$$A_a = \frac{1 - e^{-\lambda_a t_i}}{\lambda_a}; B_a = e^{-\lambda_a t_d}; C_a = 1 - e^{-\lambda_a t_m}$$

$$A_b = \frac{1 - e^{-\lambda_b t_i}}{\lambda_b}; B_b = e^{-\lambda_b t_d}; C_b = 1 - e^{-\lambda_b t_m}$$

- Can nhiễu do các đồng vị phóng xạ phát ra các tia gamma có năng lượng gần giống nhau hoặc hoàn toàn giống nhau như:

+ ${}^{43}\text{K}$ có $E_\gamma = 372.76$ keV và ${}^{43}\text{Sc}$ có $E_\gamma = 372.76$ keV.

+ ${}^{56}\text{Mn}$ có $E_\gamma = 846.77$ keV và ${}^{56}\text{Co}$ có $E_\gamma = 846.77$ keV.

+ ${}^{48}\text{Sc}$ có $E_\gamma = 983.62$ keV và ${}^{48}\text{V}$ có $E_\gamma = 983.517$ keV.

+ ${}^{48}\text{Sc}$ có $E_\gamma = 1312.096$ keV và ${}^{48}\text{V}$ có $E_\gamma = 1312.096$ keV.

+ ${}^{45}\text{K}$ có $E_\gamma = 1434.59$ keV, ${}^{52\text{m}}\text{Mn}$ có $E_\gamma = 1434.068$ keV,

^{52g}Mn có $E_\gamma = 1434.068 \text{ keV}$.

Việc loại bỏ can nhiễu này được tiến hành bằng cách lựa chọn sử dụng các đỉnh năng lượng khác có xác suất phát cao không trùng với đồng vị khác để xác định suất lượng của phản ứng, hoặc bằng cách tiến hành đo mẫu với thời gian phơi và thời gian đo khác nhau sau đó dựa vào chu kỳ bán rã của các đồng vị để xác định được đỉnh năng lượng đó chỉ do đóng góp của đồng vị nào.

- Can nhiễu gây bởi các phản ứng hạt nhân cạnh tranh:

Do sắt tự nhiên có 4 đồng vị ^{56}Fe (91.72 %), ^{54}Fe (5.8%), ^{57}Fe (2.2%), ^{58}Fe (0.28%) nên xảy ra nhiều phản ứng cạnh tranh nhau.

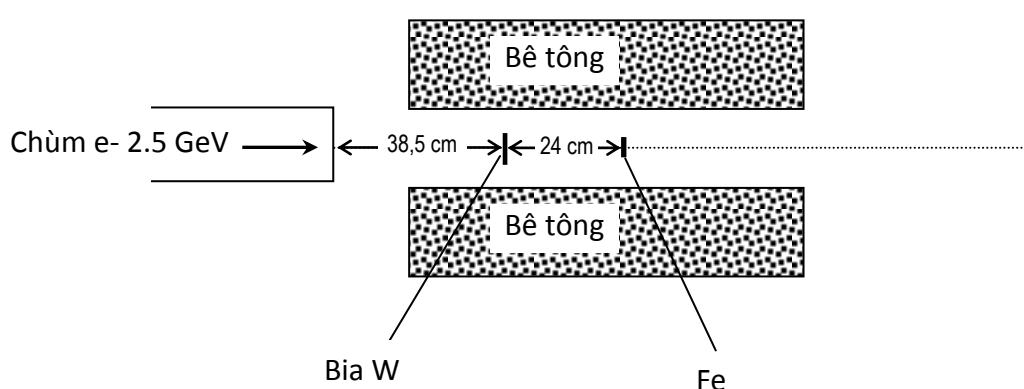
Việc hiệu chỉnh các can nhiễu trên có thể dựa vào phương pháp tỷ số diện tích đỉnh, áp dụng quy luật phân rã phóng xạ theo hàm e-mũ hoặc sử dụng các phản ứng hạt nhân khác làm đối sánh.

CHƯƠNG 3

NGHIÊN CỨU THỰC NGHIỆM XÁC ĐỊNH SUẤT LƯỢNG CỦA CÁC PHẦN ỨNG QUANG HẠT NHÂN TRÊN BIA Fe

3.1. Thí nghiệm xác định suất lượng phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe

Thí nghiệm nghiên cứu phản ứng quang hạt nhân trên bia Fe được thực hiện trên chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 2.5 GeV từ máy gia tốc tuyến tính của Trung tâm Pohang, Hàn Quốc. Các photon hãm được tạo thành khi bắn phá chùm electron được gia tốc tới năng lượng 2.5 GeV vào bia hãm W mỏng có kích thước (100 mm × 100 mm × 0.2 mm). Sơ đồ bố trí thí nghiệm được mô tả trên hình 9.



Hình 9. Sơ đồ bố trí thí nghiệm xác định suất lượng phản ứng ^{nat}Fe ($\gamma, xnyp$)

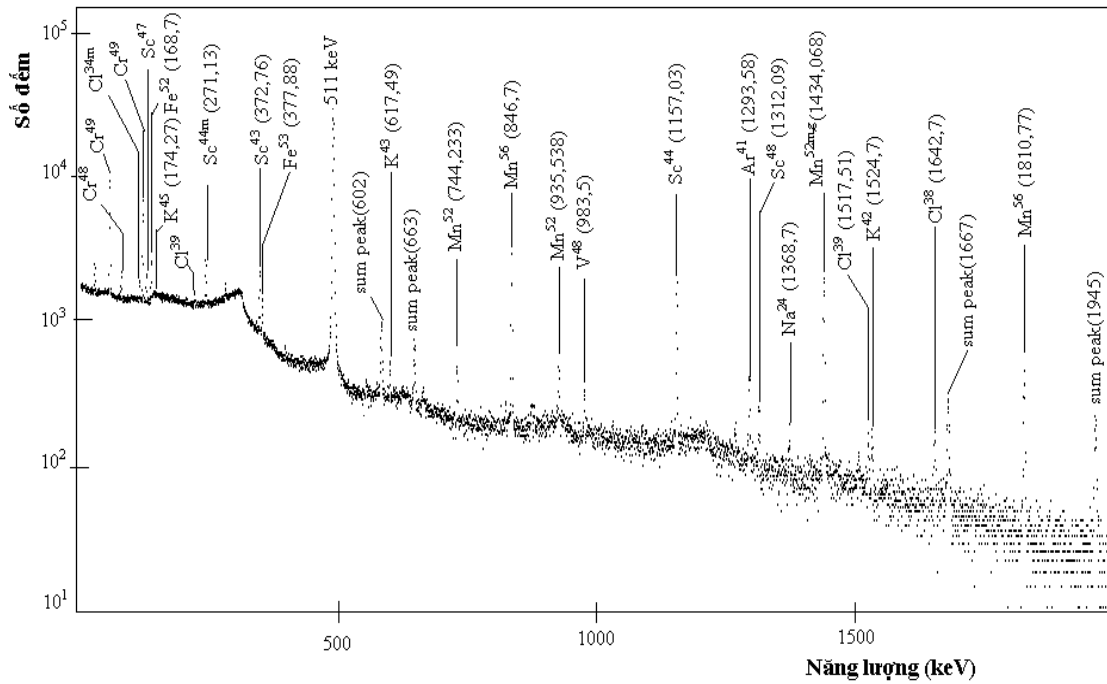
Mẫu nghiên cứu là lá kim loại Fe có dạng hình đĩa, đường kính 1/2 inch, bề dày 0.005 inch, độ tinh khiết cao (99.559 %) được chế tạo bởi Reactor Experiments Inc., USA. Mẫu được đặt vuông góc với trục của chùm photon tới, và được kích hoạt trong thời gian 4 giờ, ở điều kiện: năng lượng chùm electron 2.5 GeV, dòng electron tổng cộng là 2.19×10^{14} electron, tần số xung 15 Hz, độ rộng xung 1 ns.

3.2. Đo và xử lý phổ gamma mẫu kích hoạt

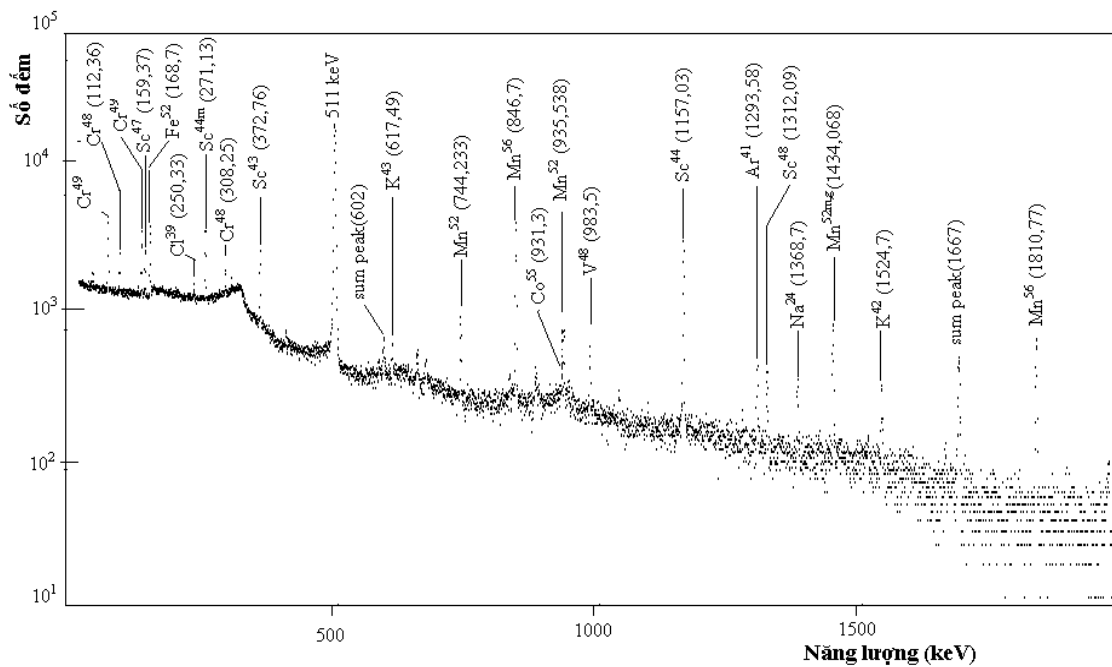
Mẫu Fe sau khi kích hoạt được đo trên hai hệ phổ kế gamma với detector bán dẫn Gecmani siêu tinh khiết HPGe (CANBERRA) có độ phân giải năng lượng 1.8 keV tại đỉnh 1332.2 keV của ^{60}Co . Mẫu được đo với các thời gian phơi mẫu và thời gian đo khác nhau để có thể nhận diện và xác định được các đồng vị phóng xạ tạo thành có chu kỳ bán rã khác nhau từ vài phút cho đến vài năm. Phổ gamma được ghi nhận và xử lý trên phần mềm Gamma Vision (ORTEC).

Hình 10; 11; 12 và 13 là các phổ gamma đặc trưng của mẫu Fe được đo với thời gian phơi mẫu và thời gian đo khác nhau nhằm ghi nhận được tối đa các đồng vị có thời gian bán rã khác nhau và giảm thiểu các sai số thống kê cũng như sai số hình

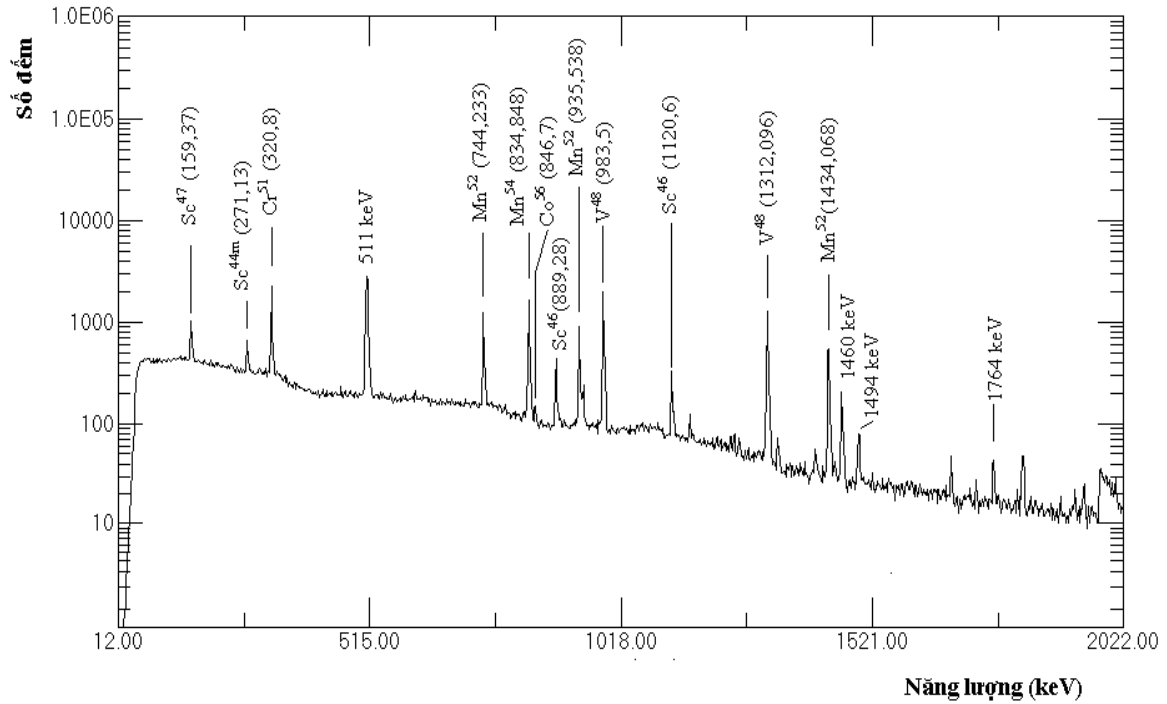
học đo. Thời gian đo ngắn nhất là 10 phút, thời gian đo dài nhất là 48 giờ. Thời gian phơi mẫu từ 30 phút cho tới 60174 phút.



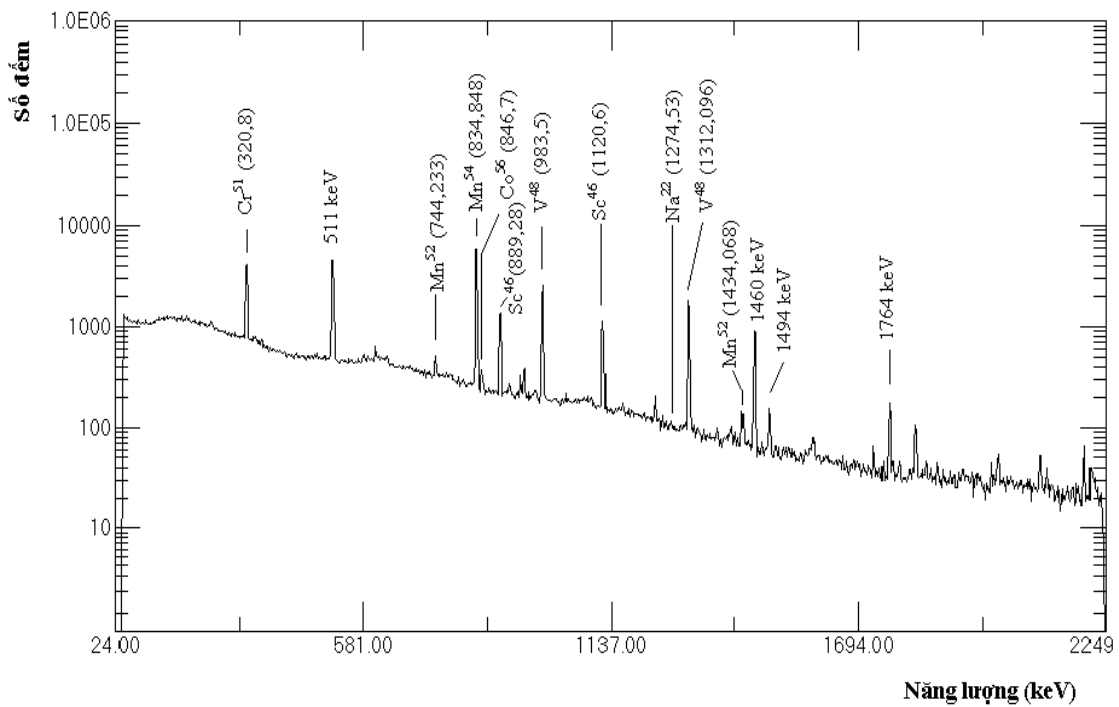
Hình 10. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ, thời gian phơi 30 phút và thời gian đo 15 phút.



Hình 11. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ, thời gian phơi 120 phút và thời gian đo 15 phút.



Hình 12. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ, thời gian phơi 23016 phút và thời gian đo 20 giờ



Hình 13. Phổ gamma của mẫu Fe với thời gian chiếu 4 giờ, thời gian phơi 60174 phút và thời gian đo 48 giờ.

3.3. Xác định hiệu suất ghi của detector

Hiệu suất ghi đỉnh quang điện của một hệ phổ kế gamma là một thông số rất quan trọng trong tính toán và phân tích số liệu thực nghiệm. Hiệu suất ghi đỉnh quang điện được định nghĩa như sau [24]

$$\varepsilon(E) = \frac{n(E)}{R(E)} \quad (3.1)$$

trong đó $n(E)$ là số đếm của đỉnh quang điện có năng lượng E , $R(E)$ là tổng số tia gamma có năng lượng E phát ra từ nguồn.

Có thể xác định hiệu suất ghi của detector bằng tính toán lý thuyết hoặc đo đạc thực nghiệm. Thông thường người ta sử dụng phương pháp thực nghiệm để xác định hiệu suất ghi của detector. Mục đích của việc xác định hiệu suất là thiết lập công thức bán thực nghiệm mô tả đường cong hiệu suất trên toàn bộ vùng năng lượng mà chúng ta quan tâm bằng cách làm khớp các kết quả thực nghiệm với hàm giải tích thích hợp. Trong thực tế khó có một hàm làm khớp nào thỏa mãn cho nhiều loại detector, nhiều hình học đo khác nhau trong dải năng lượng rộng. Với các detector bán dẫn Gecmani siêu tinh khiết HPGe trong dải năng lượng ghi nhận từ khoảng 50 keV tới 2500 keV người ta thường sử dụng hàm khớp có dạng sau [21, 24] :

$$\ln(\varepsilon) = \sum_{i=0}^5 a_i (\ln E / E_0)^i \quad (3.2)$$

trong đó: ε là hiệu suất ghi của detector, E là năng lượng tia gamma, $E_0 = 1$ keV, a_i là các hệ số làm khớp.

Bảng 3 là các số liệu hiệu suất ghi đỉnh quang điện được xác định bằng thực nghiệm đối với detector bán dẫn HPGe sử dụng các nguồn chuẩn ^{152}Eu , ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{137}Cs . Hình 14 biểu diễn hiệu suất ghi của detector HPGe (Canberra) tại các vị trí đặt mẫu cách detector $d_1 = 1.0$ cm; $d_2 = 2.5$ cm; $d_3 = 5$ cm và $d_4 = 10$ cm. Các số liệu hiệu suất ghi tại các điểm năng lượng cụ thể được nội suy từ đường cong làm khớp sử dụng công thức (3.2). Các giá trị của hệ số làm khớp được liệt kê trong bảng 4. Chất lượng khớp được đánh giá bởi hệ số $\chi^2 \geq 0,98$.

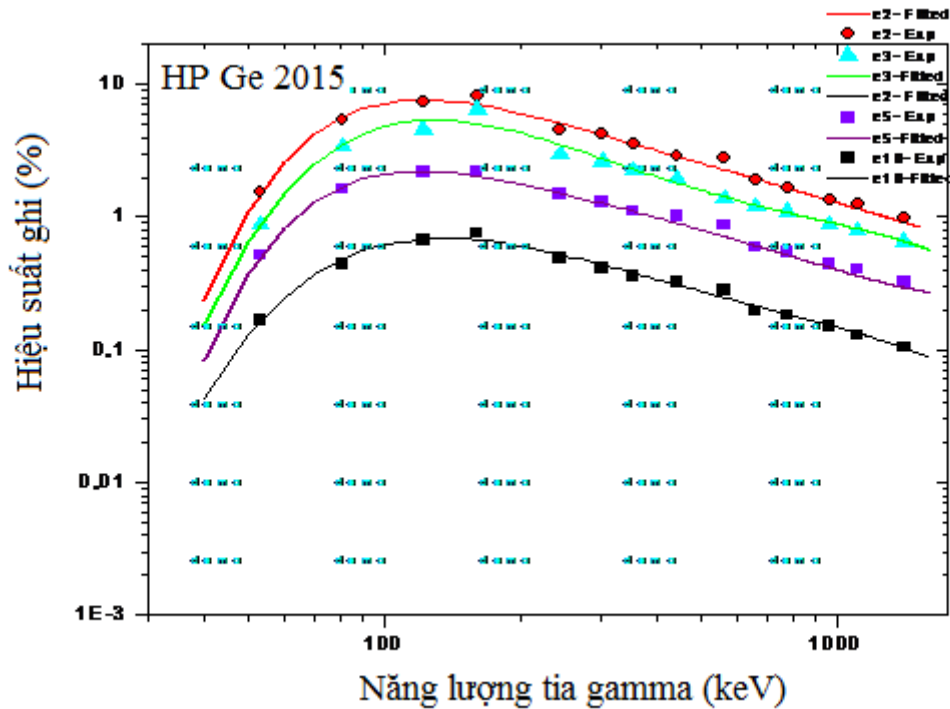
Bảng 3: Hiệu suất ghi của detector bán dẫn HPGe

Nguồn chuẩn	Năng lượng (keV)	Hiệu suất ghi (%)			
		$d_1 = 1$ cm	$d_2 = 2.5$ cm	$d_3 = 5$ cm	$d_4 = 10$ cm
$^{152}\text{Eu}_{63}$	122.06	7.63931	5.33645	2.20713	0.68021
	244.66	5.16366	3.60113	1.54369	0.53142

	344.27	3.72079	2.43437	1.1485	0.39367
	411.12	3.10628	1.97529	0.97025	0.33121
	443.97	2.90184	1.83139	0.90906	0.31026
	778.90	1.66502	1.08594	0.51896	0.18524
	867.34	1.49378	0.99744	0.46421	0.16797
	964.06	1.3532	0.92455	0.4201	0.15349
	1085.79	1.20106	0.84256	0.37388	0.13721
	1089.80	1.18987	0.83629	0.37057	0.13598
	1112.07	1.16809	0.82395	0.36416	0.13356
	1299.17	0.99504	0.7173	0.31579	0.11321
	1408.01	0.91716	0.66169	0.29609	0.10314
$^{241}\text{Am}_{95}$	59.54	2.5765	1.48841	0.827	0.24464
$^{137}\text{Cs}_{55}$	661.71	1.96143	1.24472	0.61457	0.21486
$^{133}\text{Ba}_{56}$	81.01	5.56317	3.45994	1.67789	0.47199
	160.57	7.03271	5.0739	2.03633	0.67247
	276.33	4.47861	3.03826	1.35915	0.46811
	355.92	3.52143	2.28163	1.09153	0.37354

Bảng 4: Giá trị của các hệ số làm khớp đối với detector HPGe

	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
d1=1.0cm	-393.9016	312.0436	-98.6961	15.52465	-1.21798	0.03812
d2=2.5cm	-177.68126	107.08996	-22.52418	1.61196	0.03203	-0.00612
d3= 5cm	-445.63331	364.466	-119.7658	19.63794	-1.60981	0.05274
d4=10cm	-141.82261	87.05224	-19.98941	1.98131	-0.04726	-0.00178



Hình 14. Đường cong hiệu suất ghi đỉnh quang điện của detector bán dẫn HPGe sử dụng trong nghiên cứu.

3.4. Nhận diện đồng vị phóng xạ được tạo thành sau phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$

Các đồng vị phóng xạ tạo thành sau phản ứng quang hạt nhân được nhận diện căn cứ vào năng lượng của các đỉnh phổ gamma (E_γ) và thời gian bán rã ($T_{1/2}$) của các đồng vị [21, 25]. Bảng 5 là đặc trưng của các phản ứng hạt nhân và các đồng vị đã được nhận diện trong nghiên cứu. Trong thí nghiệm nghiên cứu đã nhận diện được 28 đồng vị, trong đó 2 đồng vị ^{55}Co và ^{56}Co là sản phẩm của phản ứng quang pion (pion photospallation). Các đồng vị ^{52}Fe , ^{53}Fe , ^{56}Mn chủ yếu được tạo thành bởi cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ (GDR). Thời gian bán rã của của đồng vị sống ngắn nhất nhận diện được ^{53}Fe là 8,51 phút, đồng vị có thời gian bán rã dài nhất (2,6019 năm) là ^{22}Na .

Bảng 5: Nhận diện các đồng vị trong sản phẩm phản ứng của bức xạ hãm với bia Fe

STT	Sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	E_{th} (MeV)	Chu kỳ bán rã	Năng lượng tia gamma (keV) (xác suất phát xạ %)
1	$^{27}_{27}\text{Co}^{56}$	$^{56}\text{Fe}(\gamma, \pi^-)^{56}\text{Co}$	144.57	77.27 ngày	846.77 (100)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 1n\pi^-)^{56}\text{Co}$	152.21		1037.84 (13.99)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 2n\pi^-)^{56}\text{Co}$	162.26		1238.28 (67.6) 1771.35 (15.69)
2	$^{27}_{27}\text{Co}^{55}$	$^{56}\text{Fe}(\gamma, 1n\pi^-)^{55}\text{Co}$	154.65	17.53 giờ	91.9 (1.167)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 2n\pi^-)^{55}\text{Co}$	162.3		477.2 (20.2)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 3n\pi^-)^{55}\text{Co}$	172.34		931.3 (75) 1316.4 (7.09) 1408.4 (16.88)
3	$^{53}_{26}\text{Fe}_{26}$	$^{56}\text{Fe}(\gamma, 3n)^{53}\text{Fe}$	33.89	8.51 phút	377.88 (42) 1619.9 (0.5)
		$^{54}\text{Fe}(\gamma, 1n)^{53}\text{Fe}$	13.38		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 4n)^{53}\text{Fe}$	41.54		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 5n)^{53}\text{Fe}$	51.59		
4	$^{52}_{26}\text{Fe}_{26}$	$^{56}\text{Fe}(\gamma, 4n)^{52}\text{Fe}$	44.58	8.275 giờ	168.688 (99.2) 377.748 (1.64) 1039.93 (0.095)
		$^{54}\text{Fe}(\gamma, 2n)^{52}\text{Fe}$	24.07		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 5n)^{52}\text{Fe}$	52.23		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 6n)^{52}\text{Fe}$	62.29		
5	$^{25}_{25}\text{Mn}^{56}$	$^{57}\text{Fe}(\gamma, 1p)^{56}\text{Mn}$	10.56	2.578 giờ	846.7 (98.9)

STT	Sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	E_{th} (MeV)	Chu kỳ bán rã	Năng lượng tia gamma (keV) (xác suất phát xạ %)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 1n1p)^{56}\text{Mn}$	20.61		1810.772 (27.2)
6	$^{25}\text{Mn}^{54}$	$^{56}\text{Fe}(\gamma, 1n1p)^{54}\text{Mn}$	20.41	312.3 ngày	834.848 (99.98)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 2n1p)^{54}\text{Mn}$	28.06		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 3n1p)^{54}\text{Mn}$	38.11		
7	$^{25}\text{Mn}^{52}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma, 1n1p)^{52}\text{Mn}$	20.91	5.591 ngày	744.233 (90)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma, 3n1p)^{52}\text{Mn}$	41.42		935.538 (94.5)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 4n1p)^{52}\text{Mn}$	49.07		1246.28 (4.21)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 5n1p)^{52}\text{Mn}$	59.13		1333.649 (5.07)
8	$^{25}\text{Mn}^{52m}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma, 1n1p)^{52m}\text{Mn}$	20.91	21.1 phút	1434.068 (100)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma, 3n1p)^{52m}\text{Mn}$	41.42		377.748 (1.7)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 4n1p)^{52m}\text{Mn}$	49.07		935.538 (0.02)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 5n1p)^{52m}\text{Mn}$	59.13		1333.649 (0.029)
9	$^{24}\text{Cr}^{51}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma, 1n2p)^{51}\text{Cr}$	27.46	27.70 ngày	320.08 (10)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma, 3n2p)^{51}\text{Cr}$	47.97		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma, 4n2p)^{51}\text{Cr}$	55.62		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 5n2p)^{51}\text{Cr}$	65.68		
10	$^{24}\text{Cr}^{49}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma, 3n2p)^{49}\text{Cr}$	49.74	42.3 phút	62.29 (16.39)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma, 5n2p)^{49}\text{Cr}$	70.26		90.64 (53.2)

STT	Sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	E_{th} (MeV)	Chu kỳ bán rã	Năng lượng tia gamma (keV) (xác suất phát xạ %)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,6n2p)^{49}\text{Cr}$	77.91		152.93 (30.32)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,7n2p)^{49}\text{Cr}$	87.97		
11	$^{24}\text{Cr}^{48}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,4n2p)^{48}\text{Cr}$	60.33	21.56 giờ	112.36 (96) 308.25 (100) 420.5 (0.03)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,6n2p)^{48}\text{Cr}$	80.85		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,7n2p)^{48}\text{Cr}$	88.51		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,8n2p)^{48}\text{Cr}$	98.57		
12	$^{23}\text{V}^{47}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,4n3p)^{47}\text{V}$	68.45	32.6 phút	159.8 (0.107) 1793.9 (0.109)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,6n3p)^{47}\text{V}$	72.44		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,7n3p)^{47}\text{V}$	96.63		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,8n3p)^{47}\text{V}$	106.69		
13	$^{23}\text{V}^{48}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,3n3p)^{48}\text{V}$	56.29	15.9735 ngày	944.104 (7.76) 983.517 (99.98) 1312.096 (97.5)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,5n3p)^{48}\text{V}$	76.79		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,6n3p)^{48}\text{V}$	84.43		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,7n3p)^{48}\text{V}$	94.48		
14	$^{21}\text{Sc}^{48}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,1n5p)^{48}\text{Sc}$	56.30	$^{21}\text{Sc}^{48}$	$^{56}\text{Fe}(\gamma,3n5p)^{48}\text{Sc}$
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,3n5p)^{48}\text{Sc}$	76.82		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,4n5p)^{48}\text{Sc}$	84.48		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,5n5p)^{48}\text{Sc}$	94.54		

STT	Sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	E_{th} (MeV)	Chu kỳ bán rã	Năng lượng tia gamma (keV) (xác suất phát xạ %)
15	${}_{21}\text{Sc}^{47}$	${}^{54}\text{Fe}(\gamma, 2n5p){}^{47}\text{Sc}$	64.55	3.349 ngày	159.377 (68.3)
		${}^{56}\text{Fe}(\gamma, 4n5p){}^{47}\text{Sc}$	85.07		
		${}^{57}\text{Fe}(\gamma, 5n5p){}^{47}\text{Sc}$	92.73		
		${}^{58}\text{Fe}(\gamma, 6n5p){}^{47}\text{Sc}$	102.79		
16	${}_{21}\text{Sc}^{46}$	${}^{54}\text{Fe}(\gamma, 3n5p){}^{46}\text{Sc}$	75.21	83.79 ngày	889.277 (99.984) 1120.6 (99.987)
		${}^{56}\text{Fe}(\gamma, 5n5p){}^{46}\text{Sc}$	95.74		
		${}^{57}\text{Fe}(\gamma, 6n5p){}^{46}\text{Sc}$	103.40		
		${}^{58}\text{Fe}(\gamma, 7n5p){}^{46}\text{Sc}$	113.46		
17	${}_{21}\text{Sc}^{44}$	${}^{54}\text{Fe}(\gamma, 5n5p){}^{44}\text{Sc}$	95.33	3.927 giờ	1157.03 (99.9) 1499.43 (0.912)
		${}^{56}\text{Fe}(\gamma, 7n5p){}^{44}\text{Sc}$	115.86		
		${}^{57}\text{Fe}(\gamma, 8n5p){}^{44}\text{Sc}$	123.52		
		${}^{58}\text{Fe}(\gamma, 9n5p){}^{44}\text{Sc}$	133.59		
18		${}^{54}\text{Fe}(\gamma, 5n5p){}^{44m}\text{Sc}$	95.33	58.6 giờ	271.13 (86.7) 1126 (1.2) 1157.03 (1.2)
		${}^{56}\text{Fe}(\gamma, 7n5p){}^{44m}\text{Sc}$	115.86		
		${}^{57}\text{Fe}(\gamma, 8n5p){}^{44}\text{Sc}$	123.52		
		${}^{58}\text{Fe}(\gamma, 9n5p){}^{44}\text{Sc}$	133.59		
19	${}_{21}\text{Sc}^{43}$	${}^{56}\text{Fe}(\gamma, 8n5p){}^{43}\text{Sc}$	125.58	3.891 giờ	372.76 (23) 1158.5 (0.0084)
		${}^{54}\text{Fe}(\gamma, 6n5p){}^{43}\text{Sc}$	105.05		

STT	Sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	E_{th} (MeV)	Chu kỳ bán rã	Năng lượng tia gamma (keV) (xác suất phát xạ %)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,9n5p)^{43}\text{Sc}$	133.25		1931.3 (0.0151)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,10n5p)^{43}\text{Sc}$			
20	$^{19}\text{K}^{45}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,2n7p)^{45}\text{K}$	86.88	17.3 phút	174.276 (74.4)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,4n7p)^{45}\text{K}$	107.42		512 (1.2)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,5n7p)^{45}\text{K}$	115.08		957.59 (8)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,6n7p)^{45}\text{K}$	125.14		1260.53
					1434.59 (4.2)
					1705.6 (53)
21	$^{19}\text{K}^{43}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,4n7p)^{43}\text{K}$	103.07	22.3 giờ	220.63 (4.8)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,6n7p)^{43}\text{K}$	123.61		372.76 (87)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,7n7p)^{43}\text{K}$	131.27		396.86 (11.85)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,8n7p)^{43}\text{K}$	141.34		593.39 (11.26)
					617.49 (79.2)
22	$^{19}\text{K}^{42}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,5n7p)^{42}\text{K}$	112.74	12.36 giờ	312.6 (0.336)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,7n7p)^{42}\text{K}$	133.28		1524.7 (18)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,8n7p)^{42}\text{K}$	140.94		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,9n7p)^{42}\text{K}$	151.01		
23	$^{18}\text{Ar}^{41}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,5n8p)^{41}\text{Ar}$	122.00	109.34 Phút	1293.587 (99.1)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,7n8p)^{41}\text{Ar}$	142.54		1677.198 (0.052)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,8n8p)^{41}\text{Ar}$	150.21		

STT	Sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	E_{th} (MeV)	Chu kỳ bán rã	Năng lượng tia gamma (keV) (xác suất phát xạ %)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,9n8p)^{41}\text{Ar}$	160.28		
24		$^{54}\text{Fe}(\gamma,6n9p)^{39}\text{Cl}$	140.68	55.6 phút	250.33 (46.3)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,8n9p)^{39}\text{Cl}$	161.23		1267.18 (54)
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,9n9p)^{39}\text{Cl}$	168.89		1312.32 (0.251)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,10n9p)^{39}\text{Cl}$	178.66		1432.38 (0.0129)
25	$^{17}\text{Cl}^{38}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,7n9p)^{38}\text{Cl}$	148.77	37.24 phút	1642.7 (31.9) 2167.4 (42.4)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,9n9p)^{38}\text{Cl}$	169.32		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,10n9p)^{38}\text{Cl}$	176.69		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,11n9p)^{38}\text{Cl}$	186.73		
26	$^{17}\text{Cl}^{34m}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,11n9p)^{34m}\text{Cl}$	206.68	32 phút	146.36 (40.5) 1176.63 (14.09) 2127.49 (42.08)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,13n9p)^{34m}\text{Cl}$	186.19		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,14n9p)^{34m}\text{Cl}$	214.33		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,15n9p)^{34m}\text{Cl}$	224.37		
27	$^{11}\text{Na}^{22}$	$^{54}\text{Fe}(\gamma,17n15p)^{22}\text{Na}$	297.61	2.6019 năm	1274.53 (99.94)
		$^{56}\text{Fe}(\gamma,19n15p)^{22}\text{Na}$	318.10		
		$^{57}\text{Fe}(\gamma,20n15p)^{22}\text{Na}$	325.74		
		$^{58}\text{Fe}(\gamma,21n15p)^{22}\text{Na}$	335.79		
28		$^{54}\text{Fe}(\gamma,15n15p)^{24}\text{Na}$	278.23		

STT	Sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	E_{th} (MeV)	Chu kỳ bán rã	Năng lượng tia gamma (keV) (xác suất phát xạ %)
	$^{24}_{11}\text{Na}$	$^{56}\text{Fe}(\gamma, 17n15p)^{24}\text{Na}$	298.72	14.959 giờ	472.202 (100)
	$^{22}_{11}\text{Na}$	$^{57}\text{Fe}(\gamma, 18n15p)^{24}\text{Na}$	306.37	2.6019 năm	1368.633 (100)
		$^{58}\text{Fe}(\gamma, 19n15p)^{24}\text{Na}$	316.41		1274.53 (99.94)

3.5. Xác định suất lượng tạo thành các đồng vị phóng xạ từ phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$

Suất lượng của các phản ứng hạt nhân trên một nguyên tử trong một giây được xác định bằng thực nghiệm dựa trên việc đo hoạt độ gamma của các đồng vị phóng xạ tạo thành sau phản ứng. Hoạt độ của các đồng vị phóng xạ được xác định từ diện tích của các đỉnh phổ gamma thu nhận được. Bảng 6 là các kết quả thực nghiệm xác định suất lượng tạo thành các đồng vị từ các phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$.

Bảng 6: Suất lượng các phản ứng hạt nhân $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$

STT	Hạt nhân sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	Thời gian bán rã ($T_{1/2}$)	Suất lượng $\times 10^{-20}$ (/giây/hạt nhân)	Phân loại
1.	$^{56}_{27}\text{Co}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn\pi^-)\text{Co}^{56}$	77.27 ngày	12.25 ± 1.26	I
2.	$^{55}_{27}\text{Co}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn\pi^-)\text{Co}^{55}$	17.53 giờ	1.037 ± 0.16	I
3.	$^{53}_{26}\text{Fe}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn)\text{Fe}^{53}$	8.51 phút	146.28 ± 13.44	C(^{53m}Fe)
4.	$^{52}_{26}\text{Fe}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn)\text{Fe}^{52}$	8.275 giờ	12.00 ± 1.09	I
5.	$^{56}_{25}\text{Mn}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn1p)\text{Mn}^{56}$	2.5785 giờ	65.64 ± 4.96	I

STT	Hạt nhân sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	Thời gian bán rã ($T_{1/2}$)	Suất lượng $\times 10^{-20}$ (/giây/hạt nhân)	Phân loại
6.	$^{25}\text{Mn}^{54}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn1p)\text{Mn}^{54}$	312.3 ngày	1566.2 ± 117.90	I
7.	$^{25}\text{Mn}^{52g}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn1p)\text{Mn}^{52g}$	5.591 ngày	315.90 ± 29.30	I
8.	$^{25}\text{Mn}^{52m}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn1p)\text{Mn}^{52m}$	21.1 phút	109.79 ± 9.97	I
9.	$^{24}\text{Cr}^{51}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn2p)\text{Cr}^{51}$	27.7 ngày	825.48 ± 62.58	C(^{51}Mn)
10.	$^{24}\text{Cr}^{49}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn2p)\text{Cr}^{49}$	42.3 phút	70.87 ± 5.56	I
11.	$^{24}\text{Cr}^{48}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn2p)\text{Cr}^{48}$	21.56 giờ	15.90 ± 1.49	I
12.	$^{23}\text{V}^{47}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn3p)\text{V}^{47}$	32.6 phút	93.37 ± 7.35	I
13.	$^{23}\text{V}^{48}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn3p)\text{V}^{48}$	15.9735 ngày	335.67 ± 30.02	I
14.	$^{21}\text{Sc}^{48}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)\text{Sc}^{48}$	43.67 giờ	22.80 ± 2.43	I
15.	$^{21}\text{Sc}^{47}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)\text{Sc}^{47}$	3.349 ngày	58.19 ± 4.80	C(^{47}Ca)
16.	$^{21}\text{Sc}^{46}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)\text{Sc}^{46}$	83.79 ngày	134.17 ± 11.71	I
17.	$^{21}\text{Sc}^{44}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)\text{Sc}^{44}$	3.927 giờ	67.63 ± 6.07	I
18.	$^{21}\text{Sc}^{44m}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)\text{Sc}^{44m}$	58.6 giờ	107.76 ± 9.84	I
19.	$^{21}\text{Sc}^{43}$	$^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)\text{Sc}^{43}$	3.891 giờ	61.21 ± 4.78	I

STT	Hạt nhân sản phẩm	Phản ứng hạt nhân	Thời gian bán rã ($T_{1/2}$)	Suất lượng $\times 10^{-20}$ (/giây/hạt nhân)	Phân loại
20.	$_{19}\text{K}^{45}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}7\text{p})\text{K}^{45}$	17.3 phút	1.07 ± 0.08	I
21.	$_{19}\text{K}^{43}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}7\text{p})\text{K}^{43}$	22.3 giờ	13.30 ± 1.27	I
22.	$_{19}\text{K}^{42}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}7\text{p})\text{K}^{42}$	12.36 giờ	48.23 ± 3.68	I
23.	$_{18}\text{Ar}^{41}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}8\text{p})\text{Ar}^{41}$	109.34 phút	6.11 ± 0.25	I
24.	$_{17}\text{Cl}^{39}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}9\text{p})\text{Cl}^{39}$	55.6 phút	3.85 ± 0.19	I
25.	$_{17}\text{Cl}^{38}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}9\text{p})\text{Cl}^{38}$	37.24 phút	8.37 ± 0.56	C(^{38}S)
26.	$_{17}\text{Cl}^{34\text{m}}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}9\text{p})\text{Cl}^{34\text{m}}$	32 phút	4.74 ± 0.14	I
27.	$_{11}\text{Na}^{22}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}15\text{p})\text{Na}^{22}$	2.6019 năm	3.87 ± 0.87	I
28.	$_{11}\text{Na}^{24}$	$^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}15\text{p})\text{Na}^{24}$	14.959 giờ	7.23 ± 0.40	I

I: Suất lượng độc lập; *C*: Suất lượng tích lũy.

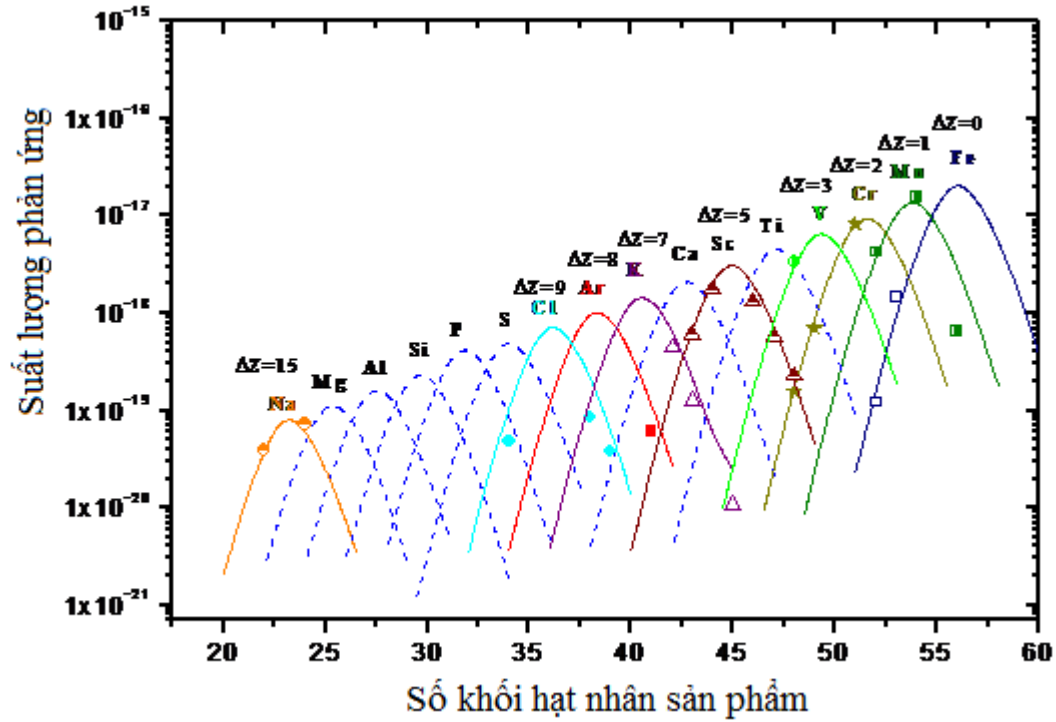
3.6. Tính toán phân bố suất lượng theo công thức Rudstam và so sánh với số liệu thực nghiệm thu được

Các số liệu thực nghiệm được so sánh với các tính toán bán thực nghiệm dựa trên công thức của Rudstam [1.30]:

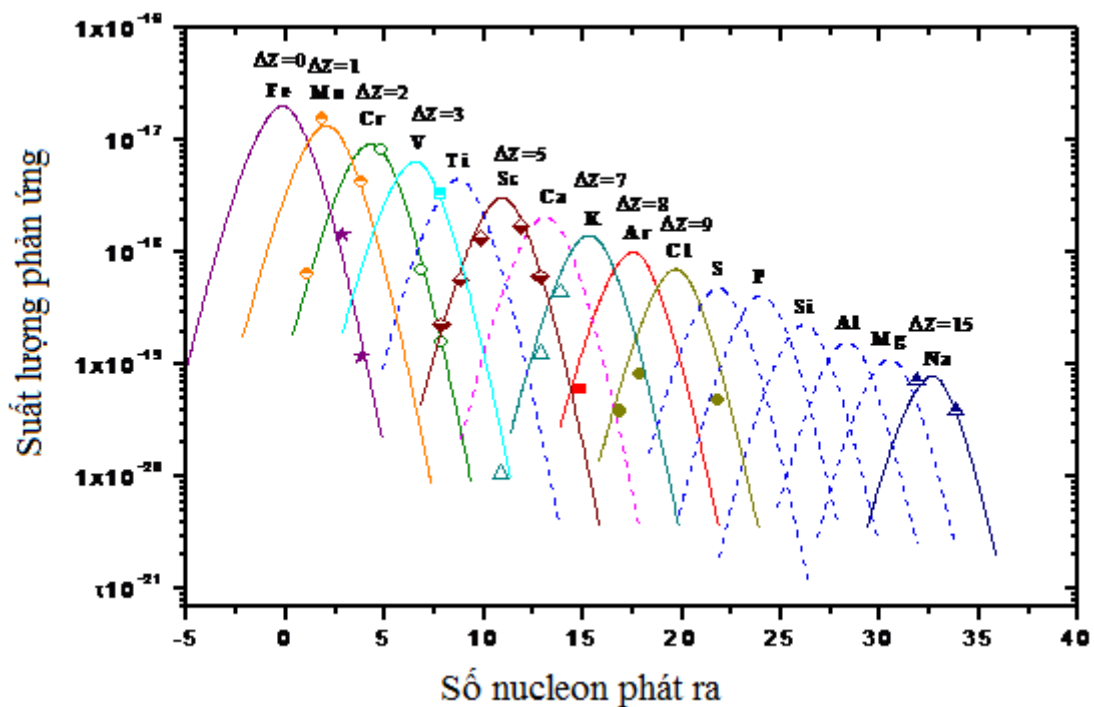
Hình 15 là đồ thị biểu diễn phân bố của suất lượng phản ứng $^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}y\text{p})$ theo số khối của các đồng vị được tạo thành. Hình 16 là đồ thị biểu diễn phân bố của suất lượng phản ứng $^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}y\text{p})$ theo số các nucleon được phát ra.

Trong các hình vẽ, các đường cong nét liền là suất lượng tính theo công thức Rudstam của các sản phẩm phản ứng ghi nhận. Các đường cong nét đứt là suất lượng được tính

cho các đồng vị chưa ghi nhận được trong thí nghiệm này, chủ yếu là do hoạt độ phóng xạ của các đồng vị này quá thấp, thời gian sống quá ngắn hoặc năng lượng tia gamma đặc trưng nằm ngoài vùng detektor có thể ghi nhận. Các biểu tượng là các điểm được xác định bằng thực nghiệm.



Hình 15. Phân bố suất lượng của phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$ theo số khối của các hạt nhân sản phẩm.



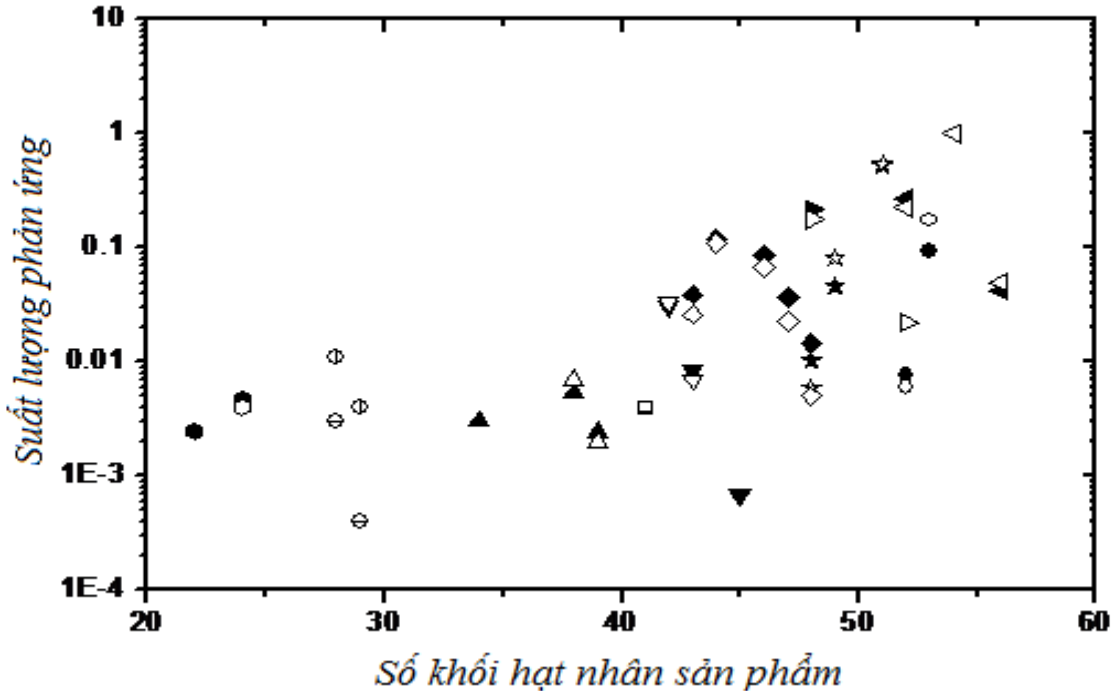
Hình 16. Phân bố suất lượng của phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$ theo số nucleon phát ra.

3.7. Đối chiếu với các kết quả nghiên cứu khác

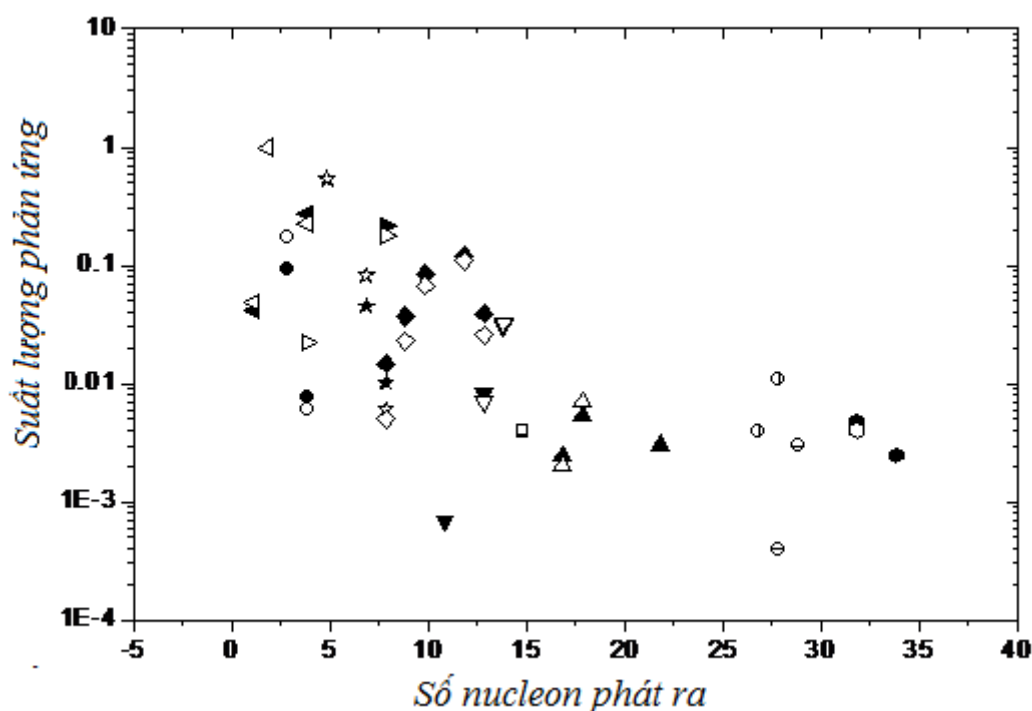
Hình 18 và 19 biểu diễn các kết quả thu được và so sánh với số liệu của G. Kumbartzki và các cộng sự đã được công bố trước đây [16]. Trên đồ thị giá trị suất lượng tạo thành các đồng vị được chuẩn hóa với giá trị suất lượng của đồng vị ^{54}Mn . Thí nghiệm của G. Kumbartzki tiến hành xác định suất lượng của phản ứng photospallation trên bia Fe với năng lượng bức xạ hãm là 1,5 GeV, chiếu trong thời gian 60 phút. Từ đồ thị ta thấy các số liệu tương đối phù hợp với nhau, điều này phần nào phản ánh độ tin cậy của các kết quả thu được.

Trong các hình 17 và 19, các kết quả thu được (ký hiệu đặc) và kết quả so sánh (ký hiệu rỗng - G. Kumbartzki và các cộng sự), kí hiệu các đồng vị như sau:

Tên đồng vị	Ar	Cl	Cr	Fe	K	Na	Mn	V	Sc	Mg	Al
Kết quả thu được	■	▲	★	●	▼	●	◀	▶	◆		
Tài liệu tham khảo	□	△	☆	○	▽	◻	◁	▷	◇	⊖	⊕



Hình 17. Phân bố suất lượng của các phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$ theo số khối của hạt nhân sản phẩm của nghiên cứu và thí nghiệm Kumbartzki & U. Kim.



Hình 18. Phân bố suất lượng của các phản ứng ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xnpy})$ theo số nucleon phát ra của nghiên cứu và thí nghiệm Kumbartzki & U. Kim.

3.8. Thảo luận

Từ việc phân tích số liệu thu được đã nhận diện được 28 đồng vị phóng xạ (như bảng 5, 6). Chu kỳ bán rã của ${}^{24}\text{Na}$ là lớn nhất ($T_{1/2} = 2,6019$ năm) và nhỏ nhất là ${}^{53}\text{Fe}$ ($T_{1/2} = 8,51$ phút). Suất lượng tạo thành đồng vị ${}^{54}\text{Mn}$ là lớn nhất. Ta có thể nhận thấy các đồng vị của một nguyên tố có số khối càng gần đồng vị bền của nguyên tố đó (${}^{23}\text{Na}$, ${}^{45}\text{Sc}$, ${}^{52}\text{Cr}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{41}\text{K}$, ${}^{55}\text{Mn}$, ${}^{37}\text{Cl}$, ...) thì suất lượng tạo thành càng lớn.

Các kết quả thu được trên hình 15 và 16 cho thấy phân bố suất lượng của các đồng vị Na, Sc, Cr, Mn, Cl, K có dạng gần với phân bố Gauss, các số liệu thực nghiệm thu được phù hợp với đường cong tính toán theo công thức bán thực nghiệm của Rudstam. Điều này chứng tỏ có sự phù hợp giữa các kết quả thực nghiệm với các tiên đoán lý thuyết đối với phản ứng quang hạt nhân ở vùng năng lượng cao.

Các kết quả thực nghiệm thu được khá phù hợp với số liệu của các tác giả khác đã được công bố trước đây [16] (hình 17, 18). Điều đó cho thấy các kết quả thu được có độ tin cậy cao. Đặc biệt trong thí nghiệm nghiên cứu đã nhận diện và xác định được suất lượng của hai đồng vị ${}^{55}\text{Co}$, ${}^{56}\text{Co}$ tạo thành từ các phản ứng quang hạt nhân sinh pion ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}\pi^-){}^{55}\text{Co}$, ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(\gamma, \text{xn}\pi^-){}^{56}\text{Co}$ với ngưỡng phản ứng lên tới 172 MeV.

Đây là những phát hiện khá lý thú, rất ít thấy được trong những phản ứng thông thường ở vùng năng lượng thấp.

Trong thí nghiệm, mẫu Fe được kích hoạt trên chùm bức xạ hãm năng lượng cao 2,5 GeV do đó tạo ra rất nhiều đồng vị phóng xạ khác nhau và con cháu của chúng gây nhiều khó khăn trong phân tích số liệu. Việc loại trừ các can nhiễu, thực hiện các phép hiệu chỉnh là rất cần thiết nhằm nâng cao độ chính xác của các kết quả thực nghiệm. Trong đề tài này đã thực hiện hiệu chỉnh suất lượng của một số đồng vị bị can nhiễu bởi các đồng vị khác bao gồm: đồng vị ^{52}Mn do ^{52}Fe tạo thành từ phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn)\text{Fe}^{52}$ phân rã xuống; đồng vị ^{48}V bị can nhiễu bởi ^{48}Cr tạo thành từ phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn2p)^{48}\text{Cr}$ phân rã xuống; đồng vị ^{44}Sc do can nhiễu của ^{44m}Sc tạo thành từ phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn5p)^{44m}\text{Sc}$ phân rã xuống và đồng vị ^{52}Mn do can nhiễu của ^{52m}Mn từ phản ứng và $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn1p)^{52m}\text{Mn}$ phân rã xuống.

Sai số của các kết quả thực nghiệm được đánh giá từ 7% - 20%, chủ yếu do các nguồn sai số như sai số thống kê của số đếm các đỉnh gamma, sai số hiệu suất ghi của detector, sai số trong xử lý phổ gamma, do hiệu ứng cộng đỉnh, hấp thụ tia gamma trong mẫu, sai số từ số liệu hạt nhân như chu kỳ bán rã, xác suất phát xạ, ... Sai số tổng cộng được tính từ công thức truyền sai số.

Bảng 7: Đánh giá sai số kết quả thực nghiệm xác định suất lượng phản ứng $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$.

Các nguồn sai số	Sai số (%)
<i>Sai số thống kê</i>	1 ÷ 16
<i>Hiệu suất ghi detector</i>	2 ÷ 4
<i>Chu kỳ bán rã</i>	0.1 ÷ 1
<i>Xác suất phát tia gamma (%)</i>	0.2 ÷ 0.8
<i>Khớp diện tích đỉnh</i>	1 ÷ 7
<i>Hiệu ứng cộng đỉnh</i>	1 ÷ 3
<i>Tự hấp thụ tia gamma trong mẫu</i>	0.5 ÷ 1
<i>Các nguồn sai số khác</i>	5 ÷ 6
<i>Sai số tổng cộng</i>	5 ÷ 19

KẾT LUẬN

Đề tài nghiên cứu trình bày các kết quả nghiên cứu phân bố suất lượng của các đồng vị phóng xạ được sinh ra từ các phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xnyp)$ gây bởi chùm bức xạ hãm năng lượng cực đại 2,5 GeV trên máy gia tốc electron tuyến tính.

Kỹ thuật kích hoạt phóng xạ và đo phổ gamma được sử dụng trong nghiên cứu thực nghiệm. Các đồng vị phóng xạ tạo thành sau phản ứng quang hạt nhân được nhận diện căn cứ vào năng lượng các tia gamma và chu kỳ bán rã. Suất lượng phản ứng được xác định dựa trên việc đo hoạt độ phóng xạ của các hạt nhân sản phẩm sử dụng detector bán dẫn gecmani siêu tinh khiết (HPGe) có độ phân giải năng lượng cao, sử dụng phần mềm Gamma Vision để ghi nhận và phân tích phổ gamma; các phần mềm Mathematica, talys và Origin để tính toán phân tích số liệu.

Các kết quả nhận được cho thấy suất lượng tạo thành đồng vị của các đồng vị phóng xạ có phân bố gần như đối xứng theo số khối. Các số liệu thực nghiệm phù hợp với các tính toán theo công thức bán thực nghiệm của Rudstam, đồng thời cũng phù hợp với các số liệu của các tác giả khác đã được công bố trước đây.

Thông qua việc xác định chính xác suất lượng phản ứng góp phần làm sáng tỏ cơ chế của phản ứng quang hạt nhân, phản ánh tiết diện phản ứng quang hạt nhân cũng như phân bố thông lượng, năng lượng của chùm bức xạ tới. Cho đến nay các số liệu về phản ứng quang hạt nhân đã được công bố chủ yếu tập trung ở vùng năng lượng cộng hưởng khổng lồ, do đó các kết quả nghiên cứu thực nghiệm ở vùng năng lượng cao hơn có một ý nghĩa khoa học và thực tiễn rất lớn. Trước hết góp phần kiểm nghiệm tính đúng đắn của các tiên đoán lý thuyết về cơ chế của các phản ứng hạt quang nhân ở vùng năng lượng cao. Bên cạnh đó, về mặt ứng dụng, các số liệu thực nghiệm thu được có thể sử dụng trong việc chế tạo đồng vị phục vụ trong nghiên cứu và trong y tế; trong các tính toán che chắn an toàn bức xạ cho các máy gia tốc, đảm bảo an toàn cho người vận hành và nghiên cứu trên máy gia tốc.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

I. Tiếng Anh

1. J.R.Wu and C.C. Chang, (1977), “Pre-equilibrium particle decay in the photonuclear reactions”, *Phys. Rev. C* **16**, 1812.
2. V.S.Barashenkov, F.G.Gereshi, A.S.Ilinov, G.G.Jonsson and V.D.Toneev, (1974), "A cascade-evaporation model for photonuclear reactions", *Nucl. Phys A* **231** 462-476
3. H. Bartsch, K.Buber, U.Kneissl and H. Krieger, (1975), “Critical consideration of the statistical model analysis of photonuclear Isomeric cross-section ratios”, *Nuclear Physics*, **A 256**, 243-252.
4. R. Serber, “Nuclear reactions at high energies, (1947), *Phys. Rev.* **72**, 1114-1115.
5. D.J.S. Findlay, (1990), “Applications of photonuclear reactions”, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 50**, 314.
6. B. S. Ishkhanova, b, S. Yu. Troshchieva, b, and V. A. Chetvertkova, "Yields of Photonuclear Reactions on Sn Isotopes at an Energy of 29.1 MeV", (2012). Bulletin of the Russian Academy of Sciences. *Physics*, **4**, 481–485.
7. D. Kolev, E. Dobрева, N. Nenov, V. Todorov(1995), “A convenient method for experimental determination of yields and isomeric ratios in photonuclear reactions measured by the activation technique”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 356**, 390-396.
8. N. A. Demekhina, A. S. Danagulyan and G.S.Karapetyan (2001), “Analysis of Isomeric Ratios in (γ, n) and (γ, p) Reactions around Giant-Resonance Energies”, *Physics of Atomic Nuclei*, **Vol. 65, No. 2**, 365–370.
9. B. S. Ishkhanov and S. Yu. Troshchiev (2009), “Bremsstrahlung Target for Studying Photonuclear Reactions in the Giant Dipole Resonance Energy Region”, *Moscow University Physics Bulletin*, **Vol.65, No.1**, 39–42.
10. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin and S. Yu. Troshchiev (2011), “Photonuclear Reactions on Mercury Isotopes in the Region of the Giant-Dipole-Resonance Energy”, *Physics of Atomic Nuclei*, **Vol. 74, No. 5**, 706–713.
11. M. Ericsson and G. G. Jonsson (1975), “Cross-sections and Isomeric ratios in the photoproduction of ^{44}Sc from heavier nuclei”, *Nuclear Physics*, **A 242**, 507-518.

12. B. S. Ishkhanov and V. N. Orlin(2009), “Description of Cross Sections for Photonuclear Reactions in the Energy Range between 7 and 140 MeV”, *Physics of Atomic Nuclei*, **Vol. 72, No. 3**, 410–424.
13. K. Lingren and G. G. Jonsson (1971), “High-energy (γ , xn) reactions in ^{197}Au ”, *Nuclear Physics*, **A166**, 643-660.
14. G. Rudstam and E. Bruninx, Spallation of arsenic with 590 MeV protons. *J. Inorg. Nucl. Chem.* 23 (1961) 161-165.
15. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Nguyen The Vinh, Phan Viet Cuong, G. Belov, O. D. Maslov, and Trinh Thi Thu My (2007), “Study on the Isomeric Ratios of (γ , p) Photonuclear Reactions with Isotopes and in the Giant Dipole Resonance Region”, *Physics of Particles and Nuclei Letters*, **Vol. 4, No. 5**, 397–402.
16. Hiromitsu Haba, “*Recoil Studies of photonuclear reactions at intermediate energies*”, *J. Nucl. Radiochem. Sci.* 3 (2002) 11.
17. A. S. Demekhina and G. A. Vartapetyan, “*Photonuclear reactions in medium weight nuclei ^{51}V , ^{55}Mn and Cu* ”, *Nucl. Phys. A* 285 (1977) 482.
18. S. Shibata, M. Imamura, T. Miyachi and M. Mutou, “*Photonuclear spallation reactions in Cu* ”, *Phys. Rev. C* 35 (1987)254.
19. J.R.Wu and C.C. Chang, “*Pre-equilibrium particle decay in the photonuclear reactions*”, *Phys. Rev. C* 16 (1977) 1812.
20. K.N.Mukhin, “*Experimental Nuclear Physics*”, Mir Publisher, 1987.
21. M.L.Terranova and O.A.P.Tavares, “*Total Nuclear Photoabsorption Cross Section in the Range 0.2-1.0GeV for Nuclei Throughout the Periodic Table*”, *Phys. Scri.* 49 (1994) 267.
22. G.Rudstam, “*The evaporation step in spallation reactions*”, *Nucl. Phys. A* 126 (1969) 401
23. Nguyen Van Do and Pham Duc Khue, “*Determination of absolute efficiency of high purity Ge detector*”, *Communications in Physics*, 13 (2003) 233.
24. W.R. Leo, “*Techniques for nuclear and particle physics experiment*”, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1993.
25. G.Kumbartzki and U. Kim, “*High-energy photonuclear reactions in vanadium and iron*”, *Nucl. Phys. A* 176 (1971) 23.

26. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Syuichi Ban, Yoshihito Namoto, Hajime Nakamura, Hideo Hirayama, “*Measurements of high – energy photonuclear reaction yields in the 2,5 GeV electron beam stop*”, Nucl. Instr. and Meth. A 401 (1997) 476.
27. Richard B. Fiestone, “*Table of Isotopes*”, CD ROM Edition, Wiley-Interscience, 1996.
28. M.Yuly, J.Mittelstaedt, E.R.Kinney, “ *A test of high-energy electron bremsstrahlung calculation*”, Nucl. Instr. and Meth. A 488 (2002) 262.
- 29 <http://nndc.bnl.gov/>
- 30 <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
- 31 <http://nucleardata.nuclear.lu.se/>

II. Tiếng Việt.

- 32 Nguyễn Văn Đỗ, “*Các phương pháp phân tích hạt nhân*”, Nhà xuất bản Đại học Quốc gia Hà Nội, Hà Nội, 2004.
- 33 Phạm Đức Khuê, “*Nghiên cứu phân bố của bức xạ hãm và neutron trên máy gia tốc electron năng lượng 15 MeV, 65 MeV và 2,5 GeV*”, Luận án tiến sĩ Vật lý, Hà Nội, 2006.
- 34 Lê Hồng Khiêm, “*Phân tích số liệu trong ghi nhận bức xạ*”, NXB ĐH QG Hà Nội, 2008.
- 35 Trần Đức Thiệp. Máy gia tốc, Nhà xuất bản Khoa học và Kỹ thuật. Hà nội - 2002.
- 36 Nguyễn Thị Thanh Tâm, “Xác định tỷ số tiết diện đồng phân của phản ứng quang hạt nhân $^{nat}\text{Fe}(\gamma, xn1p)^{52m,g}\text{Mn}$ với chùm bức xạ hãm năng lượng 50 MeV, 60 MeV và 70 MeV”, luận văn thạc sĩ vật lý, Hà Nội 2008.