

Thông tin

& Khoa học
& Công nghệ

HẠT NHÂN

VIỆN NĂNG LƯỢNG NGUYÊN TỬ VIỆT NAM



VẬT LÝ HẠT NHÂN



VIỆN NĂNG LƯỢNG NGUYÊN TỬ VIỆT NAM

Website: <http://www.vinatom.gov.vn>

Email: infor.vinatom@hn.vnn.vn

SỐ 63

6/2020



BAN BIÊN TẬP

TS. Trần Chí Thành - Trưởng ban
TS. Cao Đình Thanh - Phó Trưởng ban
PGS. TS Nguyễn Nhị Điền - Phó Trưởng ban
TS. Trần Ngọc Toàn - Ủy viên
TS. Trịnh Văn Giáp - Ủy viên
TS. Đặng Quang Thiệu - Ủy viên
TS. Hoàng Sỹ Thân - Ủy viên
TS. Trần Quốc Dũng - Ủy viên
ThS. Trần Khắc Ân - Ủy viên
KS. Nguyễn Hữu Quang - Ủy viên
KS. Vũ Tiến Hà - Ủy viên
ThS. Bùi Đăng Hạnh - Ủy viên

Thư ký: ThS. Nguyễn Thị Thu Hà
Biên tập và trình bày: ThS. Vũ Quang Linh



Địa chỉ liên hệ:

Viện Năng lượng nguyên tử Việt Nam
59 Lý Thường Kiệt, Hoàn Kiếm, Hà Nội
ĐT: (024) 3942 0463
Fax: (024) 3942 2625
Email: infor.vinatom@hn.vnn.vn
Giấy phép xuất bản số: 57/CP-XBBT
Cấp ngày 26/12/2003



THÔNG TIN KHOA HỌC & CÔNG NGHỆ HẠT NHÂN

NỘI DUNG

1- Triển vọng nghiên cứu vật lý hạt nhân và vật lý thiên văn hạt nhân sử dụng máy gia tốc PELLETRON 5SDH-2

PHẠM ĐỨC KHUÊ

9- Nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm mật độ mức và hàm lọc bức xạ của hạt nhân nguyên tử tại Việt Nam

NGUYỄN QUANG HÙNG, LÊ TẤN PHÚC, NGUYỄN NGỌC ANH

17- Thí nghiệm trên hạt nhân giàu neutron $^{92,94}\text{Se}$: Mở đầu cho các nghiên cứu trạng thái đồng phân của hạt nhân biến dạng trong vùng $Z \sim 72$

LÊ XUÂN CHUNG

20- Các phản ứng hạt nhân trong phân tích kích hoạt neutron lò phản ứng

HỒ MẠNH DŨNG

28- Tổng hợp hạt nhân

CAO CHI

31- Triển vọng sử dụng chùm proton và ion được gia tốc bởi chùm laser xung trong điều trị ung thư

PHAN VIỆT CƯƠNG

34- Thiết kế và chế tạo detector nhấp nháy sử dụng tinh thể CsI(Tl) và quang đi-ốt thác lũ đo bức xạ gamma

PHẠM ĐÌNH KHANG, VŨ TRỌNG KHÁNH, LẠI HỮU THÀNH, ĐÌNH TIẾN HÙNG, ĐÌNH KIM CHIẾN, CAO VĂN HIỆP, NGUYỄN XUÂN HẢI, NGUYỄN NGỌC ANH, TRƯƠNG VĂN MINH

TIN TRONG NƯỚC VÀ QUỐC TẾ

39- Năng lượng hạt nhân: Yếu tố quan trọng để khử cacbon trong cuộc chiến phục hồi sau đại dịch virus corona

40- Bộ Năng lượng Hoa Kỳ sửa đổi thỏa thuận buôn bán uranium hexafluoride cũng như phác thảo kế hoạch xử lý

41- Dự án hợp tác phát triển lò phản ứng hạt nhân dạng mô đun siêu nhỏ của Canada

42- Belarus nhận thiết bị của Cơ quan Năng lượng nguyên tử Quốc tế (IAEA) để đánh giá mối đe dọa từ phóng xạ liên quan đến cháy rừng

TRIỂN VỌNG NGHIÊN CỨU VẬT LÝ HẠT NHÂN VÀ VẬT LÝ THIÊN VĂN HẠT NHÂN SỬ DỤNG MÁY GIA TỐC PELLETRON 5SDH-2

Nghiên cứu phản ứng hạt nhân với các hạt nhẹ ở vùng năng lượng thấp bên cạnh việc góp phần hiểu biết sâu sắc hơn về đặc trưng của các phản ứng hạt nhân, cấu trúc các trạng thái kích thích hạt nhân, còn cung cấp các thông tin quan trọng về các hiện tượng xảy ra trong các ngôi sao, về sự thay đổi của độ phổ cập của các nguyên tố trong vũ trụ. Các phản ứng hạt nhân trong vật lý thiên văn hạt nhân thường có tiết diện phản ứng nhỏ, xảy ra ở vùng năng lượng thấp, để nghiên cứu chúng cần có chùm hạt nhân phóng xạ có năng lượng thấp và cường độ đủ lớn. Các máy gia tốc tĩnh điện loại Tandem là công cụ đáp ứng được các yêu cầu này. Trong nhiều thập niên qua máy gia tốc tĩnh điện đóng một vai trò quan trọng trong nghiên cứu cũng như ứng dụng. Đây là một công cụ được sử dụng nhiều trong các nghiên cứu vật lý hạt nhân năng lượng thấp, vật lý thiên văn hạt nhân và vật lý ion nặng.

Bài viết giới thiệu về tổng quan về khả năng thực hiện các thí nghiệm nghiên cứu phản ứng hạt nhân ở vùng năng lượng thấp dùng trong vật lý thiên văn hạt nhân trên thiết bị gia tốc Pelletron 5SDH-2 tại Trường Khoa học tự nhiên - Đại học Quốc gia Hà Nội.

1. NGHIÊN CỨU VẬT LÝ HẠT NHÂN NĂNG LƯỢNG THẤP TRÊN MÁY GIA TỐC TANDEM

Trong những năm gần đây, vật lý hạt nhân đã mở rộng phạm vi nghiên cứu trong nhiều lĩnh vực khác nhau, trong đó có những đóng góp quan trọng trong việc hiểu biết một cách đầy đủ hơn về sự hình thành và tiến hóa của vũ trụ. Các phản ứng hạt nhân ở vùng năng lượng thấp đóng vai trò chính trong các quá trình này. Mục đích của các thí nghiệm vật lý hạt nhân trong nghiên cứu thiên văn là xác định tốc độ của các phản ứng hạt nhân xảy ra trong các sao trong các điều kiện khác nhau. Tốc độ phản ứng là một nhân tố quan trọng cho việc hiểu biết về phân bố độ giàu đồng vị trong các sao. Tốc độ phản ứng được xác định từ tiết diện phản ứng được đo tại các vùng năng lượng gần với năng lượng vật lý thiên văn. Trong

phần lớn các thí nghiệm tiết diện được xác định bằng cách đo trực tiếp các hạt sản phẩm trên chùm (in-beam) hoặc ghi nhận các tia gamma tức thời để bóc tách các kênh phản ứng xác định. Trong nhiều trường hợp hạt nhân sản phẩm của phản ứng là các đồng vị phóng xạ có thời gian sống đủ dài cho phép xác định tiết diện dựa trên các phép đo gián tiếp (off-line) ghi nhận các tia gamma trễ hoặc tia X, kỹ thuật này còn được gọi là phương pháp kích hoạt. Trong trường hợp các sản phẩm phản ứng có thời gian sống quá dài, hoạt độ yếu có thể sử dụng phương pháp khối phổ kế gia tốc AMS [1,2].

Đối với phương pháp đo trực tiếp, hầu hết các phản ứng vật lý thiên văn là các phản ứng bắt (capture) các hạt nhẹ như proton, alpha và cả neutron trong một số môi trường. Để đo các phản ứng bắt hạt, chùm các hạt nhẹ được gia tốc và bắn

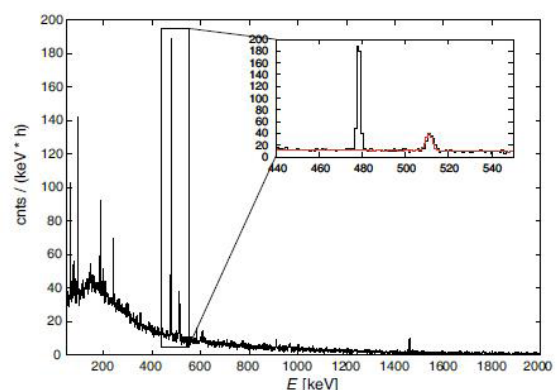
phá vào các bia chứa các nguyên tố có khả năng bắt hạt. Do các phản ứng bắt hạt thường được đo ở vùng năng lượng thấp, các hạt nhân bia nặng hơn các hạt tới, các sản phẩm phản ứng thường dừng trong thể tích bia. Các tia gamma phát ra từ quá trình khử kích thích được ghi nhận để nhận diện các sự kiện từ các phản ứng hạt nhân, cường độ của chúng phản ánh tốc độ hay tiết diện của phản ứng hạt nhân.

Trên thực tế, thách thức lớn đối với việc đo các phản ứng vật lý thiên văn quan trọng, trong các giai đoạn chính của quá trình cháy sao, tốc độ phản ứng thường rất thấp, chỉ những đồng vị có thời gian sống rất dài mới có đóng góp, các thành phần sống ngắn sẽ bị phân rã trước khi chúng có thể tham gia phản ứng. Với các phản ứng có tiết diện rất nhỏ, đòi hỏi các chùm hạt tới có cường độ lớn, bia tinh khiết, và nền nhiễu môi trường thấp. Do đó người ta thường sử dụng các chùm hạt có năng lượng thấp, cường độ lớn được tạo ra trên các máy gia tốc tĩnh điện, các phép đo được thực hiện trong phòng thí nghiệm đặc biệt để đảm bảo giảm nhiễu nền đến mức thấp nhất có thể, phương pháp này chỉ thích hợp với các hạt nhân có thời gian sống đủ dài. Trong nhiều trường hợp việc đo trực tiếp tốc độ phản ứng vật lý thiên văn không thể thực hiện được do tiết diện quá thấp hoặc yêu cầu khó khăn về chùm hạt và bia. Khi đó các kỹ thuật đo gián tiếp sẽ được thực hiện, ví dụ đo đặc trưng của các phản ứng khác và sử dụng để tính toán tốc độ của các phản ứng quan trọng trong vật lý thiên văn [3,4].

Các nguyên tố H, He, Li, Be, B đóng vai trò quan trọng trong lĩnh vực vật lý thiên văn hạt nhân (nuclear astrophysics), trong quá trình tổng hợp các nguyên tố trên các sao. Trong số các phản ứng hạt nhân sử dụng nhiều trong nghiên cứu vật lý thiên văn hạt nhân, $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ được xem là phản ứng quan trọng trong chu trình pp và một số chu trình tiếp theo, chỉ một số ít mức cộng hưởng trong hạt

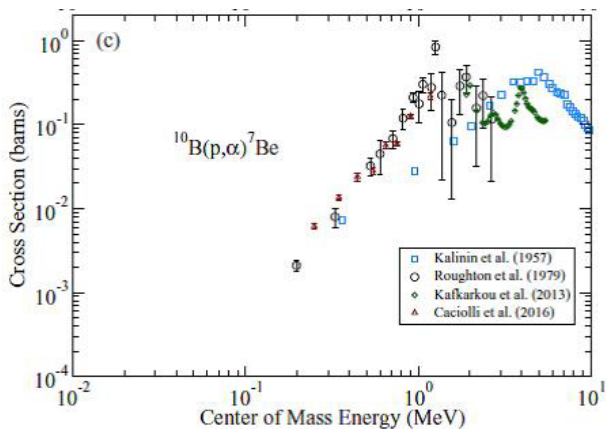
nhân hợp phân ^{11}C nằm trong cửa sổ Gamow của phản ứng (0.5 - 1.5 MeV) mới tham gia vào phản ứng hạt nhân $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$. Phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ được xem là quá trình chính của sự phá hủy ^{10}B cũng như làm thay đổi độ phổ cập của các nguyên tố nhẹ. Việc nghiên cứu đặc trưng của các mức cộng hưởng này sẽ cho phép tính được tốc độ của phản ứng này trong các ngôi sao. Cũng có thể nghiên cứu phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ kết hợp phương pháp động học ngược trong phản ứng hạt nhân để tính tiết diện phản ứng $^7\text{Be}(\alpha,p)^{10}\text{B}$. Gần đây đã có khá nhiều nghiên cứu về phản ứng này, tuy nhiên các kết quả thu được từ các nhóm tác giả khác nhau được tổng hợp trên thư viện số liệu EXFOR cho thấy còn có sự sai khác đáng kể giữa các số liệu [5-9].

Phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ được quan tâm nhiều trong các lĩnh vực khác nhau như thiên văn học hạt nhân, vật lý hạt nhân, công nghệ lò phản ứng hạt nhân mới cho năng lượng sạch. A. Caiolli và các cộng sự đã thực hiện nghiên cứu phản ứng này trên máy gia tốc tĩnh điện AN2000 tại phòng thí nghiệm INFN. Tiết diện tổng cộng của phản ứng được đo trong vùng năng lượng của chùm proton từ 250 - 1182 keV bằng phương pháp kích hoạt. Các phân rã của hạt nhân ^7Be được đo trên hệ phổ kế HPGe nhiễu thấp (Hình 1) [6].



Hình 1. Phổ gamma của ^7Be đo trên hệ phổ kế gamma HPGe trong 6 giờ, phần phổ màu đỏ là phổ nhiễu đo trong 100 giờ [6]

M. Wiescher và cộng sự đã thực hiện các thí nghiệm xác định tiết diện của phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ trong khoảng năng lượng chùm proton từ 400-1000 keV sử dụng phương pháp ghi nhận hạt và dùng kỹ thuật năng phổ gamma đối với vùng năng lượng từ 80 - 1440 keV (Hình 2) [5]. I. Lommardo và cộng sự đã thực hiện một nghiên cứu khác về phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ ở mức năng lượng thấp ($E_p = 630 - 1280$ keV) sử dụng máy gia tốc Tandem TTT3 tại Naples [8].

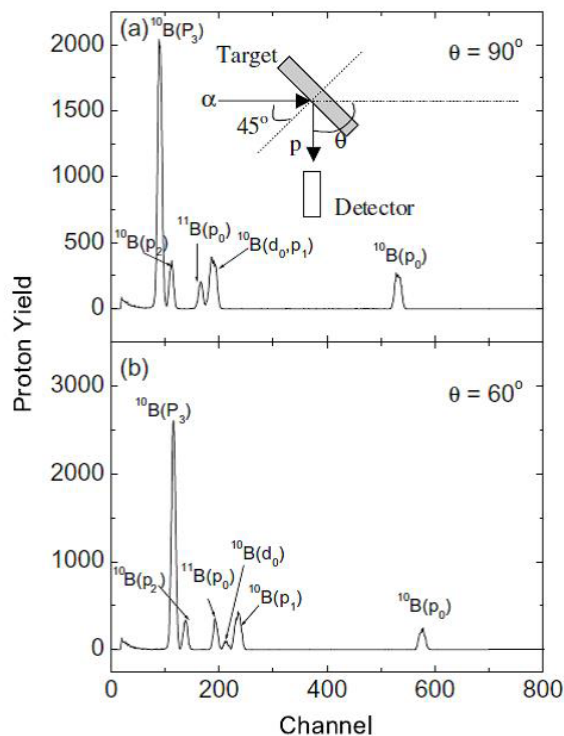


Hình 2. Tiết diện phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ được đo bởi các nhóm tác giả khác nhau [5]

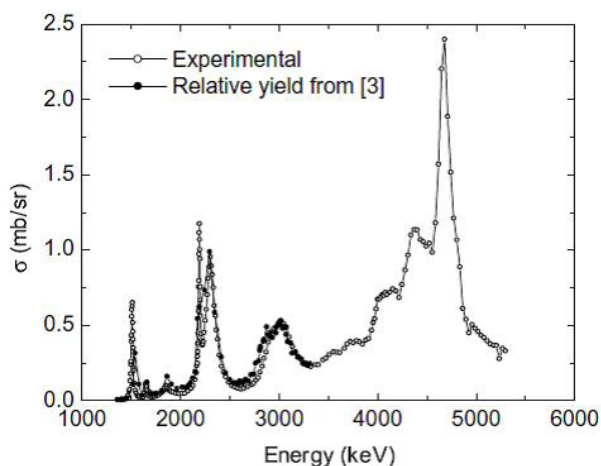
Bên cạnh phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$, phản ứng $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ cũng có vai trò quan trọng trong việc hình thành các hạt nhân nặng hơn từ các hạt nhẹ trong quá trình tiến hóa các nguyên tố của vũ trụ. Hiện nay, tính toán mô phỏng vẫn chưa giải thích được kết quả độ phổ cập thực nghiệm của các nguyên tố nặng trong vùng CNO do còn thiếu số liệu về suất lượng, tiết diện thực nghiệm của các phản ứng trong vùng năng lượng thấp này. H. Chen và cộng sự đã thực hiện thí nghiệm đo tiết diện của phản ứng $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ ở góc 90° với năng lượng chùm hạt alpha từ 1.4 đến 5.3 MeV phát ra từ máy gia tốc 5SDH-2 Pelletron tại Trung tâm Siêu dẫn và Vật liệu tiên tiến thuộc Đại học Houston (Hình 3, 4) [10].

Phương pháp kích hoạt phóng xạ và đo phổ gamma trở sử dụng phổ kế bán dẫn siêu tinh khiết HPGe cũng được sử dụng nhiều trong nghiên cứu phản ứng hạt nhân trên máy gia tốc tĩnh điện. Hình 5 cho thấy phổ gamma kích hoạt được ghi nhận trên bia Sr tự nhiên sau khi chiếu xạ với chùm proton 3 MeV từ máy gia tốc Tandem. Việc

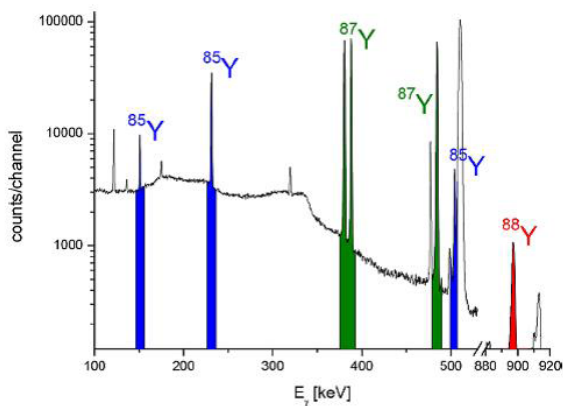
bắt proton trên ba đồng vị $^{84,86,87}\text{Sr}$ bền tạo thành các đồng vị $^{85,87,88}\text{Y}$ phóng xạ. Sự phân rã của ba đồng vị có thể dễ dàng được nhận diện trên phổ gamma. ^{85}Y và ^{87}Y có trạng thái đồng phân thời gian sống khá dài. Nhờ các bức xạ gamma khác nhau, chúng ta có thể đo được sự phân rã của trạng thái cơ bản và trạng thái đồng phân và tiết diện tạo thành các trạng thái này [2].



Hình 3. Phổ năng lượng của proton từ phản ứng $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ sử dụng boron tự nhiên, năng lượng chùm hạt alpha là 1.515 MeV [10]



Hình 4. Hàm kích thích của phản ứng $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ [10]



Hình 5. Phổ gamma của mẫu Sr tự nhiên được chiếu bởi chùm proton 3 MeV [2]

2. MÁY GIA TỐC TÍNH ĐIỆN PELLETRON 5SDH-2

Pelletron 5SDH-2 là máy gia tốc tính điện hiện đại, lần đầu có mặt tại Việt Nam, được lắp đặt tại Trường Khoa học Tự nhiên - Đại học Quốc gia Hà Nội. Đây là loại máy gia tốc tính điện kép (Tandem), được sản xuất tại hãng National Electrostatics Corporation (NEC) - USA. Máy có điện áp gia tốc cực đại là 1.7 MV, do đó có thể gia tốc proton lên đến năng lượng 3.4 MeV, chùm hạt alpha lên đến 5.1 MeV. Hệ máy gia tốc 5SDH-2 Pelletron gồm có các bộ phận chính sau: nguồn ion, buồng gia tốc chính, hệ thống chân không, các bộ phận hội tụ, điều chỉnh chùm tia, kênh phân tích và kênh cấy ghép ion,...

Nguồn ion của máy gia tốc bao gồm hai loại: (1) Nguồn ion phun xạ cathode (SNICS) cho phép tạo ra các ion âm từ H đến Bi để gia tốc; (2) Nguồn ion âm trao đổi điện tích (RF) dùng để tạo ra ion H⁻ và He⁻ để gia tốc và tạo chùm hạt proton và alpha cho kênh phân tích [12-14].

Hiện tại máy gia tốc 5SDH-2 có 02 kênh chính: (1) Kênh sử dụng trong các kỹ thuật phân tích nguyên tố và cho các nghiên cứu khác như: Phổ kế tán xạ ngược Rutherford (RBS), phân tích phản ứng hạt nhân (NRA), Phân tích phát xạ tia X bởi hạt tích điện (PIXE), phân tích phát xạ gamma bởi hạt tích điện (PIGE); (2) Kênh cấy ghép ion.

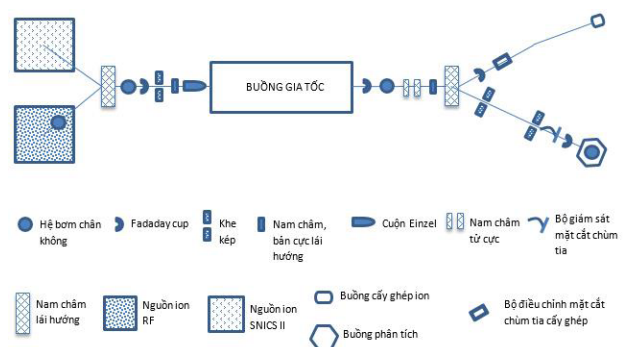
Hệ các detector trong buồng chiếu, đo của kênh phân tích bao gồm: 01t detector nhấp nháy NaI (Tl) được đặt sau vị trí của mẫu dùng cho hệ phân

tích NRA; 02 detector Silicon hàng rào mặt SSB, một detector đặt ở vị trí góc tán xạ đối với chùm tia tới là 170° dùng cho phân tích RBS, detector thứ hai có thể quay theo mọi góc xung quanh mẫu; 01 detector tia X loại SDD đặt ở góc 38.4° so với hướng chùm tia tới từ mẫu dùng cho hệ phân tích PIXE. Các tín hiệu từ detector đi vào bộ khuếch đại và qua bộ chuyển đổi ADC và bộ phân tích biên độ nhiều kênh MCA. Phổ được ghi nhận và phân tích trên máy tính với các phần mềm chuyên dụng như MAESTRO, RC43, SIM-NRA,...

Máy gia tốc Pelletron 5SDH-2 có thể sử dụng trong nhiều lĩnh vực nghiên cứu ứng dụng khác nhau như: nghiên cứu vật lý hạt nhân, vật lý ion nặng, vật lý thiên văn hạt nhân; Nghiên cứu nhiên liệu hạt nhân, hóa phóng xạ; Khoa học vật liệu, vật lý bán dẫn, vật lý bề mặt, ăn mòn hóa lý; Ứng dụng trong lĩnh vực khảo cổ, y học, sinh học, nông nghiệp, địa chất, môi trường, hải dương, khoa học hình sự và dấu vết tội phạm,...



Hình 6. Hình ảnh thực tế thiết bị gia tốc Pelletron 5SDH-2



Hình 7. Sơ đồ nguyên lý cấu tạo của máy gia tốc Pelletron 5SDH-2

Hình 6, 7 là hình ảnh thực tế và sơ đồ nguyên

lý cấu tạo của máy gia tốc Pelletron 5SDH-2 tại trường Đại học Khoa học tự nhiên - Đại học Quốc Gia Hà Nội.

Đối với các nghiên cứu phản ứng hạt nhân chúng ta cần phải biết chính xác là năng lượng của chùm hạt được gia tốc và độ phân giải năng lượng của nó. Thông thường đối với các máy gia tốc hạt, thông tin về năng lượng của chùm hạt được xác định qua các đại lượng trung gian liên quan đến các tham số của máy gia tốc. Tuy nhiên, giá trị năng lượng xác định bằng phương pháp này cho độ chính xác không cao, đặc biệt cho các nghiên cứu đòi hỏi cần phải biết năng lượng của chùm hạt với độ chính xác cao. Phương pháp sử dụng các phản ứng hạt nhân cộng hưởng để chuẩn năng lượng chùm hạt gia tốc là kỹ thuật được sử dụng phổ biến đối với các máy gia tốc Tandem.

N. T. Nghĩa và các cộng sự đã sử dụng phản ứng cộng hưởng $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ để hiệu chuẩn năng lượng của chùm proton trên máy gia tốc Pelletron 5SDH-2 [12].

3. TRIỂN VỌNG NGHIÊN CỨU VẬT LÝ HẠT NHÂN TRÊN MÁY GIA TỐC PELLETRON 5SDH-2

Cho đến nay các nghiên cứu thực nghiệm về phản ứng hạt nhân gây bởi các chùm hạt tích điện được tạo ra trên các thiết bị gia tốc tại Việt Nam còn rất ít. Trên thiết bị gia tốc Pelletron 5SDH-2, bên cạnh việc khai thác trong nghiên cứu ứng dụng các phương pháp và hệ thiết bị phân tích như RBS, PIXE, NRA trong việc nhận diện và xác định hàm lượng nguyên tố trong các đối tượng mẫu khác nhau. Một số nghiên cứu về tính chất các vật liệu, cấu trúc các mẫu vật như bề dày lớp, thành phần mẫu vật,... cũng đã được thực hiện trên thiết bị này.

N. T. Nghĩa và các cộng sự đã có một số kết quả nghiên cứu bước đầu về vật lý hạt nhân và các phương pháp, kỹ thuật phân tích trên máy gia tốc Pelletron [12-15]. T. T. Anh đã thực hiện nghiên cứu sơ bộ đo suất lượng và tiết diện của phản ứng $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ gây bởi chùm proton năng lượng từ 0.8 MeV đến 2.5 MeV bằng phương pháp kích hoạt và đo gamma tức thời [16].

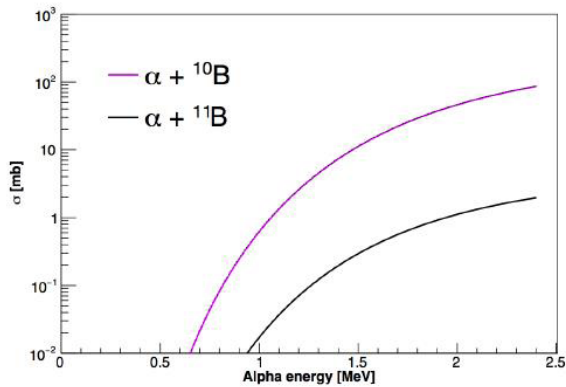
Trong thời gian gần đây, các nghiên cứu về phản ứng hạt nhân liên quan đến vật lý thiên văn gây bởi các chùm hạt proton và alpha từ máy gia tốc 5SDH-2 Pelletron đã bắt đầu được thực hiện.

Nhóm đề tài khoa học công nghệ cấp Quốc gia thuộc Chương trình phát triển Vật lý đến 2020 do TS. Lê Xuân Chung làm chủ nhiệm đang từng bước thực hiện các nội dung nghiên cứu về phản ứng hạt nhân ở vùng năng lượng thấp sử dụng trong thiên văn học trên hệ thiết bị gia tốc 5SDH-2 Pelletron. Đề tài đã tập hợp được một đội ngũ đông đảo các cán bộ nghiên cứu vật lý hạt nhân thực nghiệm đến từ nhiều cơ sở nghiên cứu và đào tạo khác nhau trong nước như Viện Khoa học và Kỹ thuật hạt nhân, Trường Đại học Khoa học tự nhiên Hà Nội, Trung tâm VINAGAMMA cơ sở Đà Nẵng, Đại học Khoa học tự nhiên TP. Hồ Chí Minh. Nhóm nghiên cứu cũng đã nhận được sự giúp đỡ nhiệt tình của GS. Kubono từ trường Đại học Tổng hợp Tokyo. Các phản ứng được nghiên cứu trước hết là $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ và $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$, ngoài ra, các phản ứng $^{10}\text{B}(p,p')^{10}\text{B}$ và $^{10}\text{B}(p,\gamma)^{11}\text{C}^*$ cũng sẽ được quan tâm. Nhóm nghiên cứu đã có một số kết quả bước đầu trong việc thực hiện các tính toán mô phỏng, thiết kế thí nghiệm, xây dựng, lắp đặt hệ đo, chế tạo bia, và thực hiện các thí nghiệm thử nghiệm [17].

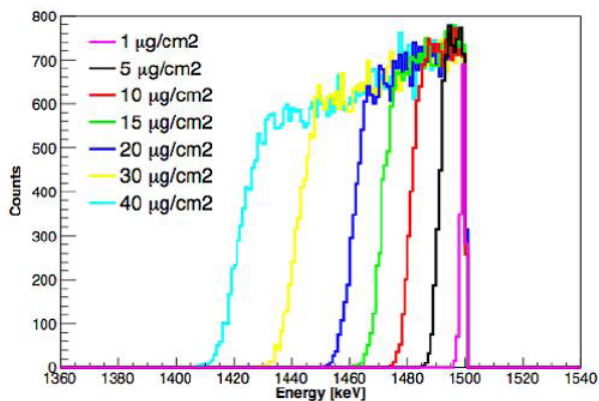
Bước đầu đã thu được có một số kết quả tính toán mô phỏng phản ứng $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ sử dụng Geant4, với 2 module chính: (1) tính tiết diện tương tác của phản ứng và (2) tính hạt ở trạng thái cuối cùng cũng như phân bố động năng của chúng. Tiết diện toàn phần của phản ứng $\alpha+^{10}\text{B}$ được tính toán bằng Talys 1.9 code (Hình 8), các giá trị này sẽ là đầu vào của chương trình Geant4. Phổ năng lượng của chùm α trong bia Boron với các bề dày bia khác nhau (Hình 9). Để thiết kế hình học bố trí các detector của thí nghiệm, năng lượng của các hạt theo góc bay ra đã được tính toán. Kết quả mô phỏng phổ năng lượng của các hạt tích điện được ghi nhận bởi detector silicon tại góc 120° với bia có bề dày $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ được biểu diễn trên Hình 10 [18].

Thí nghiệm đo suất lượng và tiết diện phản ứng $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ sẽ được thực hiện với chùm hạt α có năng lượng từ 0.7-1.5 MeV, tại các góc khác nhau. Sơ đồ thí nghiệm được biểu diễn trên Hình 11,

với aSi là các detector bán dẫn Si đo năng lượng hạt mang điện bay ra sau phản ứng, bia Boron tự nhiên được chế tạo dưới dạng lá mỏng, FC là Faraday cup nhằm đo cường độ hạt, bố trí thí nghiệm được đặt trong buồng chân không cao.



Hình 8. Kết quả tính toán tiết diện toàn phần của các phản ứng $\alpha + {}^{10,11}\text{B}$ bằng Talys 1.9 code



Hình 9. Phổ năng lượng của chùm α trong bia Boron với các bề dày bia khác nhau

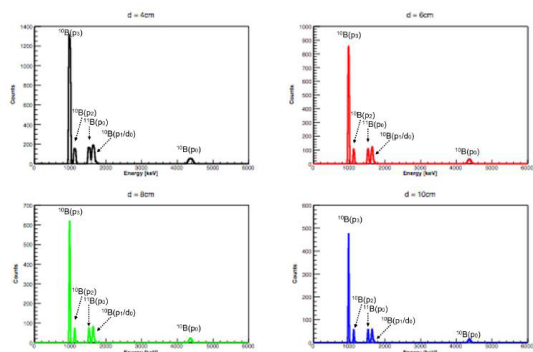
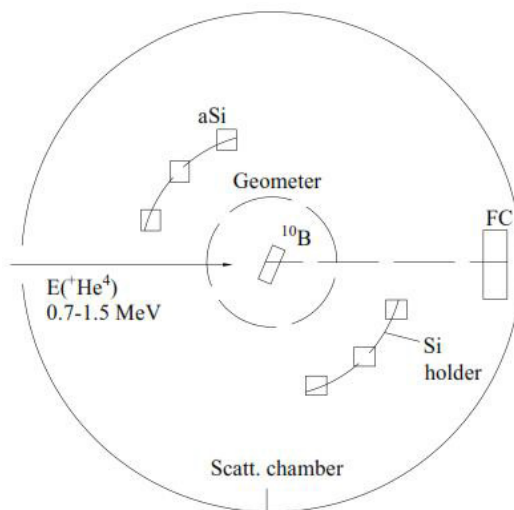


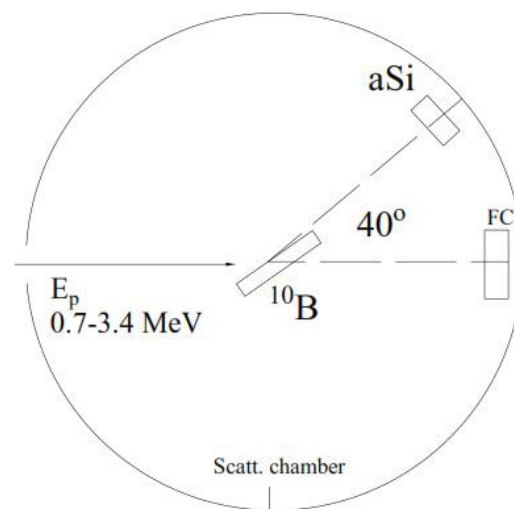
Figure 6: Spectrum of charged particle detected by silicon detector at 120° . Target thickness is $10 \mu\text{m}/\text{cm}^2$

Hình 10. Phổ của các hạt tích điện ghi nhận bởi detector Silicon tại góc 120° . Bia có bề dày $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [18]

Để bổ sung cũng như nâng cao độ chính xác của số liệu về tiết diện đề xuất tiến hành thí nghiệm này với chùm proton có giải năng lượng từ 700 keV cho đến 3.4 MeV từ máy gia tốc 5SDH-2 Pelletron, việc đo bức xạ gamma và các hạt alpha bay ra được tiến hành đồng thời. Ngoài ra, các detector sẽ được bố trí xung quanh bia để đo sự phụ thuộc của tiết diện theo góc. Ở năng lượng $E_p > 3.2$ MeV, có thể sẽ mở ra kênh phản ứng tạo ra ${}^7\text{Be}$ ở trạng thái kích thích cao hơn. Sơ đồ bố trí thí nghiệm được trình bày trên Hình 12.



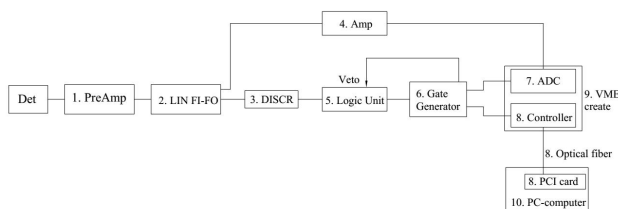
Hình 11. Sơ đồ thí nghiệm đo phản ứng ${}^{10}\text{B}(\alpha,p){}^{13}\text{C}$



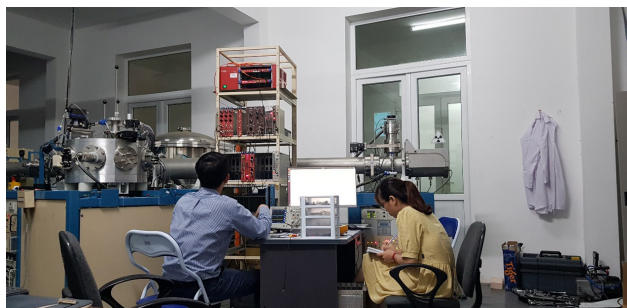
Hình 12. Sơ đồ thí nghiệm đo phản ứng $p+{}^{10}\text{B}$

Trong nghiên cứu phản ứng hạt nhân, các hệ đo ngoài việc phải đạt được độ chính xác cao còn phải có tính linh động, đáp ứng được nhiều yêu cầu khác. Chính vì vậy, việc xây dựng một hệ đo từ việc lắp ghép các khối điện tử rời rạc là phương

án tối ưu cho các thiết bị nghiên cứu thực nghiệm vật lý hạt nhân. Xu hướng chung của thế giới hiện nay là chuyển sang sử dụng các hệ VME để đạt được lợi thế về số lượng kênh mà hệ điện tử, cơ khí đi kèm không quá cồng kềnh. Nhóm đề tài thuộc Chương trình phát triển Vật lý do TS. Lê Xuân Chung làm chủ nhiệm đã thực hiện thành công việc thiết kế, xây dựng một hệ đo nhiều thông số tùy biến VME (Hình 13, 14) có thể sử dụng trong nhiều mục đích nghiên cứu vật lý hạt nhân khác nhau (Hình 15), [17]. Với hệ đo VME, khả năng đo đồng thời các hạt tích điện và tia gamma là khả thi. Trong tương lai, việc này cho phép nhóm nghiên cứu thực hiện nhiều bài toán vật lý hạt nhân phức tạp đòi hỏi việc nhận diện kênh phản ứng chính xác.



Hình 13. Sơ đồ nguyên lý hệ đo nhiều thông số tùy biến VME



Hình 14. Hình ảnh hệ đo nhiều thông số tùy biến VME



Hình 15. Hình ảnh chuẩn bị thí nghiệm nghiên cứu phản ứng hạt nhân trên máy gia tốc Pelletron 5SDH-2 tại trường ĐH Khoa học tự nhiên Hà Nội

4. KẾT LUẬN

Với thiết bị gia tốc gia tốc Tandem Pelletron 5SDH-2 tại Trường Đại học Khoa học tự nhiên - Đại học Quốc gia Hà Nội và hệ các thiết bị ghi đo tùy biến nhiều thông số VME hiện đại đã được xây dựng tại Viện Khoa học và Kỹ thuật hạt nhân, cùng năng lực, kinh nghiệm và sự say mê nghiên cứu vật lý hạt nhân của đội ngũ cán bộ nghiên cứu trẻ của Việt Nam, khả năng thực hiện thành công các nghiên cứu về vật lý hạt nhân hiện đại nói chung, phản ứng hạt nhân ở vùng năng lượng thấp dùng trong vật lý thiên văn hạt nhân nói riêng đang thực sự được khởi động tại Việt Nam.

Trên cơ sở hiện có và sự quan tâm tiếp tục đầu tư nguồn lực thiết bị, nhân lực, kinh phí, trong thời gian tới phạm vi và hiệu quả khai thác máy gia tốc Pelletron 5SDH-2 trong nghiên cứu và ứng dụng tại Việt Nam sẽ ngày càng được mở rộng.

Phạm Đức Khuê

Viện Khoa học và Kỹ thuật hạt nhân

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Michael Wiescher, “The Four Lives of a Nuclear Accelerator”, Phys. Perspect. 19 (2017) 151–179.
- [2] Gy. Gyurky, Zs. Fulop et al., “The activation method for cross section measurements in nuclear astrophysics”, Eur. Phys. J. A (2019) 55: 41.
- [3] D.Tudor et al., “Facility for direct measurements for nuclear astrophysics at IFIN-HH - a 3 MV tandem accelerator and an ultra-low background laboratory”, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B 953 (2020) 163178.
- [4] S. D. Pain , “Advances in instrumentation for nuclear astrophysics” AIP ADVANCES 4, 041015 (2014).
- [5] M. Wiescher, R. J. de Boer, and J. Görres, “Low energy measurements of the $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ reaction”, Physical Review C 95, 044617 (2017).
- [6] A. Caciolli, R. Depalo et al. “A new study of

- $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ reaction at low energies”, Eur. Phys. J. A (2016) 52: 136.
- [7] C. Spitaleri et al. “Measurement of the $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ cross section from 5 keV to 1.5 MeV in a single experiment using the Trojan horse method”. Physical Review C 95, 035801 (2017).
- [8] Lombardo, D. Dell’Aquila, “New measurement of the $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$ reaction cross section at low energies and the structure of ^{11}C ”, EPJ Web of Conferences, 117 7, 09009 (2016).
- [9] H. Yamaguchi,... D. N. Binh, L. H. Khiem, N. N. Duy, “Alpha-resonance structure in ^{11}C studied via resonant scattering of $^7\text{Be}+\alpha$ and with the $^7\text{Be}(\alpha,p)$ reaction. Physical Review C 87 (3) (2013) 034303.
- [10] H. Chen et al., “Cross-sections of $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ nuclear reaction for boron analysis”, Nucl. Instr. Meth. B 211 (2003) 1.
- [11] T. Trivedi et al. “Ion Beam Facilities at the National Centre for Accelerator based Research using a 3 MV Pelletron Accelerator”, Physics Procedia 90 (2017) 100-106.
- [12] Nguyen The Nghia, Nguyen Thi Lan, Le Hong Khiem, Vi Ho Phong, Bui Van Loat, Tran The Anh. Using resonant nuclear reaction $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ to calibrate beam energy for pelletron accelerator 5SDH-2 at Hanoi University of Science: Nuclear Science and Technology - Vol. 3, No. 3 (2013).
- [13] Nguyen The Nghia, Vu Thanh Mai, Bui Van Loat, “The model 5SDH-2 pelletron accelerator and application”. VNU Journal of Science, Mathematics-Physics, 27, 1S (2011) 180-184.
- [14] Le Hong Khiem, Vi Ho Phong, Nguyen The Nghia, “Calculation for optimization of the experimental conditions for RBS analysis at the HUS 5SDH-2 tandem accelerator”. IOP Science. Journal of Physics: Conference Series 627 (2015) 012005.
- [15] Nguyễn Thế Nghĩa: “Nghiên cứu ứng dụng một số phản ứng hạt nhân gây bởi chùm hạt tích điện trên máy gia tốc tĩnh điện trong phân tích”, Luận án Tiến sĩ, 2015.
- [16] Trần Thế Anh: “Bước đầu nghiên cứu phản ứng hạt nhân $^{10}\text{B}(p,\alpha)$ trên máy gia tốc 5SDH-2 tại Trường Đại học Khoa học tự nhiên”. Luận văn Thạc sĩ, 2013.
- [17] Lê Xuân Chung và cs “Nghiên cứu cấu trúc hạt nhân và phản ứng hạt nhân trên các thiết bị lớn của Trung tâm nghiên cứu hạt nhân tiên tiến trên thế giới”. Đề tài KH-CN cấp Quốc gia thuộc Chương trình phát triển Vật lý (2018-2020).
- [18] Cuong Phan Viet, Anh Le Tuan, Chung Le Xuan, Ha Nguyen Hong, Thao Ho Thi and Khue Pham Duc, “Possibility for nuclear physics study based on Pelletron accelerator at Hanoi, Vietnam”, EPJ Web of Conferences 206 (2019) 08004.

NGHIÊN CỨU LÝ THUYẾT VÀ THỰC NGHIỆM MẬT ĐỘ MỨC VÀ HÀM LỰC BỨC XẠ CỦA HẠT NHÂN NGUYÊN TỬ TẠI VIỆT NAM

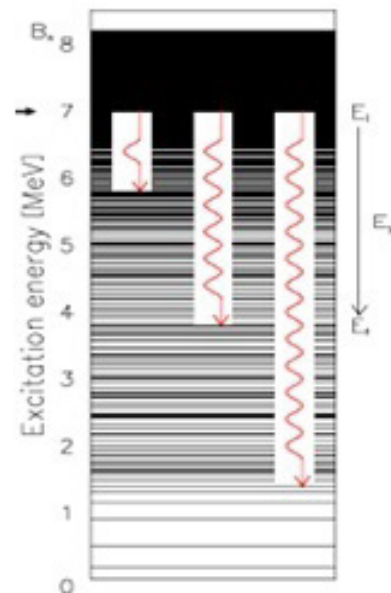
Mật độ mức và hàm lực bức xạ của hạt nhân nguyên tử là hai trong số các đại lượng quan trọng trong các nghiên cứu về cấu trúc hạt nhân, phản ứng hạt nhân, và một số quá trình liên quan tới vật lý hạt nhân thiên văn như quá trình tổng hợp các nguyên tố trong vũ trụ và tốc độ phản ứng xảy ra trong sao. Từ năm 2016, tại Việt Nam đã bắt đầu hình thành một nhóm nghiên cứu về chủ đề này. Nhóm nghiên cứu được hình thành dựa trên sự hợp tác chặt chẽ giữa nhóm thực nghiệm về vật lý neutron của Viện Nghiên cứu hạt nhân trực thuộc Viện Năng lượng nguyên tử Việt Nam và nhóm lý thuyết cấu trúc hạt nhân thuộc Trường Đại học Duy Tân.

Trong báo cáo này, chúng tôi sẽ giới thiệu về nhóm nghiên cứu, một số kết quả nổi bật mà chúng tôi đạt được gần đây, cũng như một số định hướng phát triển trong tương lai về chủ đề nghiên cứu trên.

1. GIỚI THIỆU TỔNG QUAN

Khi một hạt nhân bị bắn phá bởi chùm hạt neutron (từ lò phản ứng hoặc máy phát neutron) hoặc proton hoặc alpha (từ máy gia tốc) với năng lượng đủ lớn, hạt nhân sẽ bị kích thích để hình thành một trạng thái hạt nhân hợp phần. Trạng thái hợp phần là trạng thái hạt nhân bia kết hợp với hạt neutron hoặc proton hoặc alpha tới với năng lượng kích thích cao (còn gọi là hạt nhân nóng). Hạt nhân hợp phần sau đó sẽ luôn có xu hướng trở về trạng thái cơ bản (trạng thái có năng lượng thấp nhất và bền vững nhất) bằng cách phát ra rất nhiều các tia gamma một cách trực tiếp hoặc gián tiếp thông qua các mức kích thích trung gian có năng lượng thấp hơn. Số các mức kích thích trong hạt nhân phụ thuộc rất nhiều vào năng lượng kích thích. Hình 1 minh họa sự thay đổi của số mức kích thích trong hạt nhân theo năng lượng kích thích. Có thể thấy rằng, tại vùng năng lượng kích thích thấp (dưới 1 MeV), các mức kích thích của hạt nhân là tách biệt rõ ràng hay còn gọi là rời rạc. Khi năng lượng kích thích càng tăng, các mức kích thích càng gần lại hay khoảng cách giữa các mức kích thích sẽ giảm tới mức vượt quá khả năng ghi nhận của các đầu dò (detector) hiện đại nhất. Tương tự như vậy,

số các tia (dịch chuyển) gamma phát ra giữa các mức trong vùng này là rất lớn. Lúc này, người ta chỉ có thể ghi nhận giá trị trung bình của số mức kích thích hoặc số dịch chuyển gamma trong hạt nhân.



Hình 1. Hình minh họa số các mức kích thích trong hạt nhân theo năng lượng kích thích. B_n là năng lượng tách 1 neutron ra khỏi hạt nhân [4]

Xuất phát từ đó, khái niệm về mật độ mức (MDM) và hàm lực bức xạ (HLBX) ra đời. Theo

định nghĩa, MĐM là số mức kích thích trên một đơn vị năng lượng kích thích [1] và HLBX là xác suất dịch chuyển gamma điện từ trung bình trên một đơn vị năng lượng tia gamma [1]. Hai đại lượng này có ý nghĩa quan trọng đối với nhiều lĩnh vực nghiên cứu khác nhau như cấu trúc hạt nhân, phản ứng hạt nhân tại năng lượng thấp, phản ứng phân hạch hạt nhân, quá trình tổng hợp các nguyên tố trong các sao trong vũ trụ [2],... Do vậy, nghiên cứu về MĐM và HLBX là một trong những chủ đề nghiên cứu then chốt trong vật lý hạt nhân, cả về lý thuyết lẫn thực nghiệm.

Về thực nghiệm: trước những năm 2000, số liệu về MĐM chủ yếu là số liệu tại vùng năng lượng kích thích thấp (dưới 1-2 MeV) và tại năng lượng kích thích bằng đúng năng lượng tách neutron ra khỏi hạt nhân (B_n). Tại vùng năng lượng kích thích thấp, MĐM thực nghiệm được xác định bằng cách đếm số mức kích thích rời rạc trên một đơn vị năng lượng mà thực nghiệm có thể xác định chính xác được thông tin về mức (bao gồm năng lượng, spin, chẵn lẻ, và cường độ chuyển rời). Số liệu MĐM thực nghiệm trong vùng này đã được thu thập từ nhiều loại phản ứng khác nhau như (α, α'), (p, d), (d, t), (n, γ),... và được đưa vào thư viện về số liệu hạt nhân ENSDF của IAEA [5]. Tại năng lượng kích thích bằng B_n , MĐM được xác định dựa trên số liệu về độ rộng cộng hưởng neutron trung bình thu được từ các phản ứng bắt neutron. Tương tự, số liệu thực nghiệm về HLBX trong giai đoạn này chỉ bao gồm số liệu tại năng lượng tia gamma bằng đúng B_n (xác định dựa trên độ rộng bắt bức xạ trung bình thu được từ phản ứng bắt neutron) và tại vùng năng lượng tia gamma lớn hơn B_n (xác định từ phản ứng bắt bức xạ gamma) [6]. Như vậy, thông tin thực nghiệm về MĐM và HLBX tại vùng năng lượng trung bình (lớn hơn 1-2 MeV và nhỏ hơn B_n) trong giai đoạn này là hầu như chưa được công bố do những hạn chế về kỹ thuật thực nghiệm. Trong khi đó, số liệu MĐM và HLBX trong vùng năng lượng trung bình có vai trò quan trọng đối với các tính toán tiết diện phản ứng năng lượng thấp cũng như các tính toán liên quan tới vật lý hạt nhân thiên văn. Từ năm 2000 trở lại đây, nhờ những tiến bộ vượt bậc trong kỹ thuật hạt nhân thực nghiệm, nhóm nghiên cứu thuộc Trung tâm

máy gia tốc vòng (cyclotron center), thuộc trường Đại học Oslo đã phát triển một phương pháp cho phép trích xuất đồng thời MĐM và HLBX từ phổ phân rã tia gamma sơ cấp của các hạt nhân hợp phần được tạo ra từ việc bắn các chùm hạt proton hoặc deuteron hoặc ion nhẹ (^3He hoặc alpha) từ máy gia tốc lên bia hạt nhân trung bình và nặng. Phương pháp này còn được gọi là phương pháp Oslo và hiện nay vẫn là phương pháp có độ tin cậy nhất trong việc trích xuất thông tin MĐM và HLBX thực nghiệm [7].

Về lý thuyết: các mô hình lý thuyết về MĐM và HLBX được chia thành 2 loại, mô hình hiện tượng luận và mô hình vi mô. Một số mô hình lý thuyết hiện tượng luận được sử dụng phổ biến trong mô tả MĐM gồm có mô hình khí Fermi dịch chuyển ngược và mô hình nhiệt độ không đổi [8]. Tương tự, một số mô hình hiện tượng luận về HLBX phổ biến như mô hình KFM (Kadmanskij-Markushev-Furman), mô hình SLO (Standard Lorentizian), GLO (Generalized Lorentizian), EGLO (Enhanced Generalized Lotenzian), và GFL (Generalized Fermi Liquid) [9]. Các mô hình lý thuyết hiện tượng luận đều được phát triển dựa trên các hàm phân bố toán học với một tập hợp các tham số mà giá trị của chúng chỉ có được dựa trên việc làm khớp với số liệu thực nghiệm đã biết. Do vậy, các mô hình này không có giá trị trong việc tiên đoán các số liệu mà thực nghiệm hoàn toàn chưa xác định được. Trong trường hợp này việc phát triển các mô hình lý thuyết vi mô là rất quan trọng. Khả nhiều mô hình MĐM vi mô đã được phát triển, tuy nhiên hai mô hình vi mô điển hình nhất là phương pháp trường trung bình Hartree-Fock-Bogoliubov kết hợp với phương pháp tổ hợp (HFBC) của nhóm nghiên cứu Đại học Bruxelles (Bi) [10] và phương pháp mô phỏng Monte Carlo dựa trên mẫu lớp (SMMC) của nhóm nghiên cứu Đại học Yale (Mỹ) [11]. Ngược lại, đối với HLBX, hiện chỉ có duy nhất một mô hình lý thuyết vi mô là mô hình gần đúng pha ngẫu nhiên giả hạt (QRPA) được phát triển dựa trên lý thuyết trường trung bình Hartree-Fock-Bogoliubov kết hợp với phương pháp gần đúng pha ngẫu nhiên [12]. Tuy nhiên, các mô hình lý thuyết vi mô trên (HFBC và QRPA) vẫn chưa thể mô tả chính xác số liệu thực

nghiệm nếu không sử dụng thêm một vài tham số chuẩn hoá. Trong khi đó, mô hình SMMC có thời gian tính toán rất lâu (vài ngày tới vài tuần) và phải thực hiện trên các hệ siêu máy tính, đặc biệt đối với hạt nhân nặng.

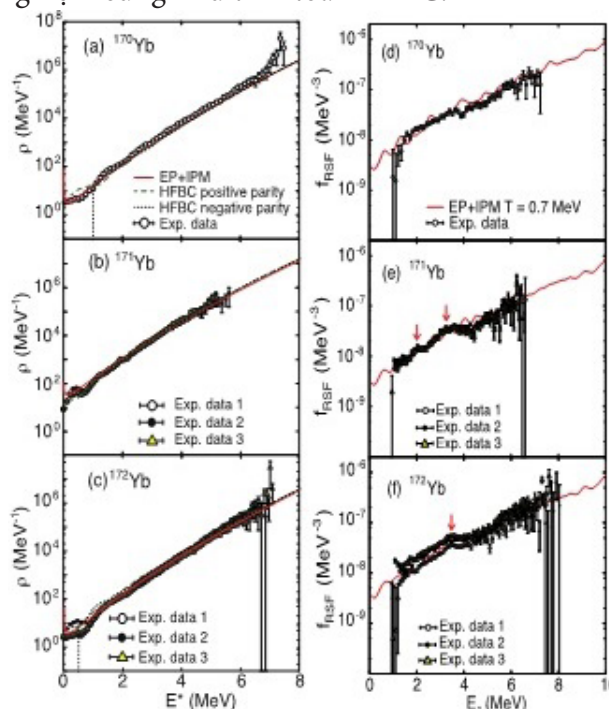
Tại Việt Nam, từ năm 2016, nhóm lý thuyết cấu trúc hạt nhân tại Trường Đại học Duy Tân đã phối hợp với Phòng thí nghiệm Vật lý hadron lượng tử tại Viện Nghiên cứu Vật Lý và Hóa Học (RIKEN), Nhật Bản đã phát triển một mô hình lý thuyết vi mô cho phép mô tả đồng thời MĐM và HLBX mà không phải sử dụng bất cứ một tham số chuẩn hóa nào. Theo phương pháp này, MĐM của hạt nhân được mô tả dựa trên việc kết hợp lời giải chính xác bài toán kết cặp với mô hình đơn hạt độc lập tại nhiệt độ hữu hạn (EP+IPM) cùng với các tương tác thặng dư gây bởi các giao động thập thể và chuyển động quay của hạt nhân. Đối với HLBX, mô hình suy giảm phonon kết hợp với lời giải chính xác bài toán kết cặp tại nhiệt độ khác không (EP+PDM) được sử dụng. Các kết quả tính toán đối với MĐM và HLBX của 3 hạt nhân $^{170,171,172}\text{Yb}$ khá phù hợp với số liệu thực nghiệm của nhóm Oslo đã chứng minh độ tin cậy của mô hình lý thuyết được đề xuất. Các kết quả này đã được đăng trên tạp chí Physical Review Letters đầu năm 2017 [13] và đang tiếp tục được mở rộng cho các hạt nhân khác [14]. Cũng bắt đầu từ năm 2016, nhóm nghiên cứu lý thuyết cấu trúc hạt nhân tại Trường Đại học Duy Tân đã có những hợp tác nghiên cứu chặt chẽ với nhóm Vật lý neutron tại Viện Nghiên cứu hạt nhân (NCHN) trực thuộc Viện Năng lượng nguyên tử Việt Nam trong việc phân tích và đánh giá sơ đồ mức kích thích của một số hạt nhân dựa trên phản ứng ($n, 2\gamma$) với chùm neutron nhiệt từ lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt. Một số kết quả nghiên cứu bước đầu về sơ đồ mức kích thích của 2 hạt nhân ^{172}Yb và ^{153}Sm cũng như đánh giá mức đóng góp của các số liệu thực nghiệm mới thu được tại Viện NCHN đối với MĐM của hạt nhân ^{153}Sm đã được công bố thành công trên tạp chí Nuclear Physics A năm 2017 [15] và Physical Review C năm 2019 [16]. Ngoài ra, nhóm nghiên cứu cũng đang phát triển các ý tưởng trích xuất thông tin MĐM và HLBX từ phổ cường độ phân rã gamma nổi tăng thu được từ các phản ứng ($n, 2\gamma$) trên.

Trong báo cáo này chúng tôi sẽ giới thiệu một số kết quả nổi bật của nhóm và những định hướng nghiên cứu trong tương lai về chủ đề này.

2. MỘT SỐ KẾT QUẢ NGHIÊN CỨU MĐM VÀ HLBX TẠI VIỆT NAM

2.1. Nghiên cứu lý thuyết

Hình 2[(a)-(c)] biểu diễn kết quả tính toán MĐM $\rho(E^*)$ từ mô hình EP+IPM so sánh với số liệu thực nghiệm của nhóm Oslo [7] và các kết quả tính toán theo phương pháp HFBC [10] cho 3 hạt nhân $^{170,171,172}\text{Yb}$. Có thể thấy rõ rằng, MĐM thu được từ EP+IPM phù hợp rất tốt với số liệu thực nghiệm cũng như tính toán HFBC.



Hình 2. MĐM $\rho(E^*)$ và HLBX $f_{\text{RSF}}(E_\gamma)$ tính từ mô hình lý thuyết EP+IPM và EP+PDM cho các hạt nhân $^{170,171,172}\text{Yb}$ so sánh với số liệu thực nghiệm của nhóm Oslo [7] và các kết quả tính toán theo mô hình HFBC với chặn lẻ âm và dương [10]. Hình vẽ được trích xuất từ tài liệu tham khảo [13]

Tương tự như vậy, Hình 2 [(d)-(e)] cho thấy rằng HLBX $f_{\text{RSF}}(E_\gamma)$ thu được từ tính toán EP+PDM tại nhiệt độ $T = 0.7$ MeV khá phù hợp với số liệu thực nghiệm của nhóm Oslo cho cả 3 hạt nhân trên. Các kết quả này đều đã được công bố trên tạp chí Physical Review Letters năm 2017 [13]. Có 3 đặc điểm nổi bật của mô hình EP+IPM và EP+PDM mà chúng tôi đề xuất. Thứ nhất, nhờ giải chính

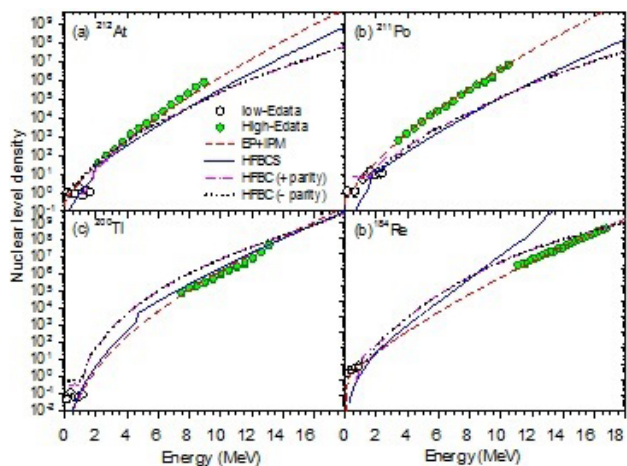
xác bài toán kết cặp tại nhiệt độ khác không mà chúng tôi hoàn toàn không phải sử dụng thêm bất cứ một tham số làm khớp hay tham số chuẩn hoá nào với số liệu MĐM và HLBX thực nghiệm. Thứ hai, cũng nhờ giải chính xác bài toán kết cặp, sự tăng cường của HLBX của 2 hạt nhân $^{171,172}\text{Yb}$ tại vùng $2.1 \text{ MeV} < E_\gamma < 3.5 \text{ MeV}$ gây bởi cộng hưởng lưỡng cực pygmy (PDR) được mô tả một cách tự nhiên trong mô hình của chúng tôi mà không cần phải bổ sung thêm một hàm lực PDR nào. Cuối cùng, thời gian tính toán của mô hình chúng tôi để xuất rất nhanh. Các phép tính có thể thực hiện ngay trên máy tính cá nhân có cấu hình bình thường với thời gian chỉ mất khoảng 5 phút cho một lần tính, ngay cả đối với hạt nhân nặng.

Mô hình EP+IPM sau đó được chúng tôi tiếp tục mở rộng để nghiên cứu MĐM và tính chất nhiệt động học của một số hạt nhân vừa trong trạng thái kích thích vừa trong trạng thái quay (hot rotating nuclei).

Các kết quả tính toán đã cho thấy mô hình EP+IPM mô tả khá tốt MĐM của hạt nhân ^{96}Tc tại giá trị động lượng (moment) góc tổng cộng $J = 12\hbar$ và $16\hbar$ [17] và MĐM của 4 hạt nhân ^{184}Re , ^{200}Tl , ^{201}Po , và ^{212}At tại $J = 12\hbar$ (Hình 3) [18]. Số liệu MĐM của các hạt nhân này được trích xuất từ phổ bay hơi (evaporation spectra) thu được khi bắn phá bia hạt nhân bởi chùm hạt α với năng lượng trong khoảng từ 18 MeV tới 28 MeV từ máy gia tốc vòng tại Trung tâm gia tốc VECC, Viện Năng lượng nguyên tử Ấn Độ. Trong thí nghiệm này, giá trị động lượng góc tổng cộng J của hạt nhân được xác định bằng cách sử dụng một hệ bao gồm 50 detector đo gamma loại BaF_2 được kết nối lại thành dạng hình cầu. Các kết quả trên đã được chúng tôi công bố trên tạp chí Physical Review C năm 2017 [17] và Physics Letters B năm 2019 [18].

Chúng tôi tiếp tục phát triển mô hình EP+IPM một cách vi mô hoàn toàn bằng cách tính trực tiếp hệ số tăng cường MĐM gây bởi sự dao động của hạt nhân (k_{vib}) từ phương pháp gần đúng pha ngẫu nhiên (RPA) có tính tới ảnh hưởng của lời giải chính xác bài toán kết cặp thay vì sử dụng công thức bán thực nghiệm như trong công trình trước đó [13]. Ngoài ra, hệ số cắt ngưỡng spin σ

cũng được chúng tôi tính toán một cách vi mô từ mô hình EP+IPM thay vì sử dụng công thức bán thực nghiệm. Kết quả tính toán ban đầu cho hạt nhân ^{60}Ni đã chỉ ra một cách vi mô rằng các dao động tập thể lưỡng cực, tứ cực, và bát cực có ảnh hưởng quan trọng nhất lên MĐM của hạt nhân có dạng hình cầu như ^{60}Ni . Các kết quả này đã được gửi đăng trên tạp chí Physics Letters B đầu năm 2020 và đang trong quá trình phản biện của tạp chí [19].



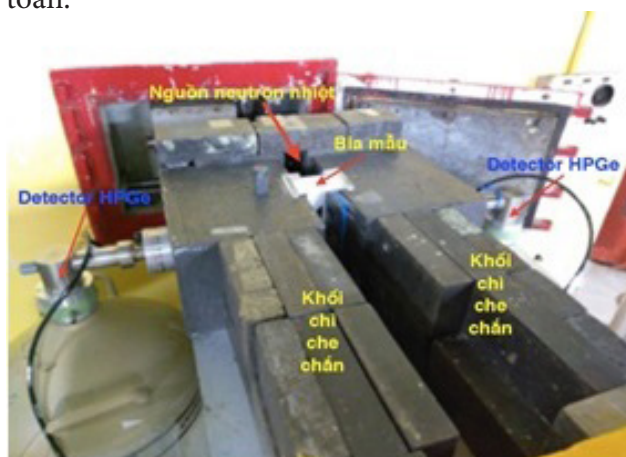
Hình 3. MĐM của các hạt nhân ^{184}Re , ^{200}Tl , ^{201}Po , và ^{212}At thu được từ mô hình EP+IPM so sánh với số liệu thực nghiệm của VECC, Ấn Độ và kết quả tính toán từ các mô hình HFBCS và HFBC. Hình vẽ được trích xuất từ tài liệu tham khảo [18]

Đối với HLBX, chúng tôi tiếp tục mở rộng tính toán EP+PDM cho một loạt các hạt nhân mà nhóm Oslo đã đo được. Các kết quả tính toán đều cho thấy sự phù hợp tốt giữa HLBX thu được từ EP+PDM với số liệu thực nghiệm. Một trong số những kết quả nổi bật là chúng tôi đã mô tả thành công HLBX của 3 hạt nhân $^{161,162,163}\text{Dy}$ trong toàn bộ vùng năng lượng E_γ từ thấp tới cao chỉ với hàm lực gây bởi cộng hưởng lưỡng cực điện khổng lồ (E1 GDR) mà không cần tới hàm lực pygmy như trong các mô hình hiện tượng luận (Hình 4). Các kết quả này đã được gửi đăng trên tạp chí Physical Review C (rapid communication) từ đầu tháng 6 năm 2020 [20].

2.2. Nghiên cứu thực nghiệm

Các nghiên cứu thực nghiệm về sơ đồ mức, MĐM, và HLBX tại Việt Nam được thực hiện bằng phương pháp $(n, 2\gamma)$ [21] sử dụng nguồn

neutron nhiệt từ kênh ngang số 3 của lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt. Thí nghiệm $(n, 2\gamma)$ cho phép đo các phổ phân rã gamma nổi tầng tương ứng với các phân rã của hạt nhân từ trạng thái hợp phần về các trạng thái cơ bản và một số trạng thái kích thích có năng lượng thấp. Cấu hình của thí nghiệm $(n, 2\gamma)$ được minh họa trong Hình 4. Dòng neutron (thông lượng và đường kính lần lượt là $1.7 \times 10^5 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ và 2.5 cm [15]) chiếu vào bia mẫu được đặt giữa hai detector Germanium siêu tinh khiết (HPGe) nhằm gây ra phản ứng bắt neutron và tạo thành hạt nhân hợp phần. Hạt nhân hợp phần sẽ trở về trạng thái cơ bản bằng cách phát ra các tia gamma trực tiếp (xuống trạng thái cơ bản) hoặc gián tiếp (thông qua các trạng thái trung gian). Các tia gamma này sau đó được ghi nhận bởi hệ phổ kế trùng phùng gamma - gamma ghi theo dạng sự kiện - sự kiện [22]. Hệ phổ kế tiên tiến này không chỉ cho phép nhận diện các tia gamma phát ra đồng thời (trùng phùng nhanh) mà còn ghi lại năng lượng của các tia gamma thu được dưới dạng các mã sự kiện. Nhờ hai ưu điểm này, nền phong Compton trong phổ phân rã gamma nổi tầng thu được trong thí nghiệm $(n, 2\gamma)$ có thể được loại bỏ hầu như hoàn toàn.

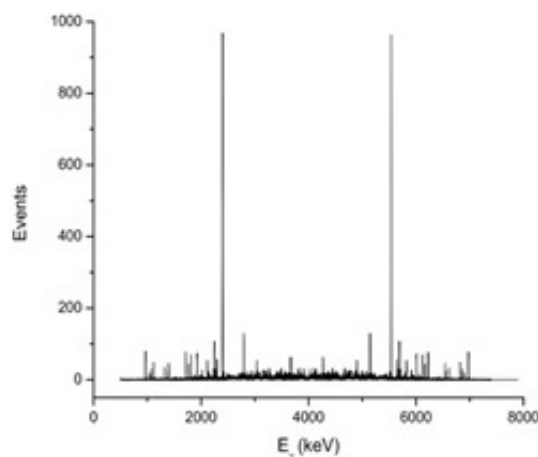


Hình 4. Bố trí thí nghiệm $(n, 2\gamma)$ tại kênh ngang số 3 của Lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt

Phổ phân rã gamma nổi tầng tương ứng với trạng thái cuối có năng lượng 78 keV của ^{172}Yb được đưa ra trong Hình 5 như một ví dụ minh họa. Các cặp đỉnh đối xứng nhau trong phổ phân rã gamma nổi tầng đại diện cho các cặp chuyển dời nổi tầng mà năng lượng và cường độ tỷ lệ với vị trí và diện tích của các đỉnh tương ứng. Kết hợp

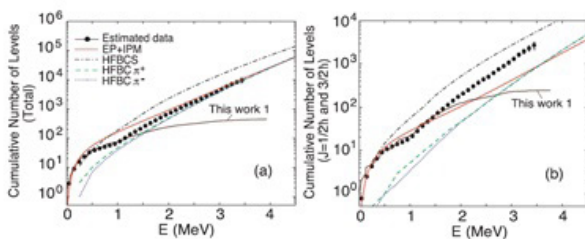
điều này với một số giả thiết đưa ra để xác định thứ tự chuyển dời trong một nổi tầng, chúng tôi đã xác định được sơ đồ mức kích thích của 2 hạt nhân ^{172}Yb [15] và ^{153}Sm [16] từ thí nghiệm $(n, 2\gamma)$. Spin của các mức kích thích đo được cũng được đánh giá dựa trên các quy luật chuyển dời gamma [2].

So sánh với thư viện số liệu hạt nhân ENSDF [5], số liệu về sơ đồ mức xác định từ thí nghiệm của chúng tôi cho 2 hạt nhân trên đã trùng khớp với một số lượng lớn các mức kích thích và chuyển dời gamma hiện có trong thư viện ENSDF. Kết quả này đã tái khẳng định lại sự tồn tại của các mức hiện có trong thư viện cũng như khẳng định độ tin cậy của phương pháp $(n, 2\gamma)$ mà chúng tôi sử dụng. Ngoài ra, thí nghiệm của chúng tôi còn xác định được một số lượng đáng kể các mức kích thích cũng như chuyển rời gamma chưa có trong thư viện. Các số liệu này do đó được coi như là các dữ liệu mới với độ tin cậy cao. Cụ thể, chúng tôi đã phát hiện 18 chuyển dời sơ cấp, 108 chuyển dời thứ cấp, và 18 mức kích thích mới trong sơ đồ mức của hạt nhân ^{172}Yb [15]. Tương tự, với hạt nhân ^{153}Sm , chúng tôi cũng xác định được 74 chuyển dời sơ cấp, 291 chuyển dời thứ cấp, và 61 mức kích thích mới [16]. Các phát hiện này có ý nghĩa quan trọng tới quá trình xây dựng sơ đồ mức hoàn chỉnh của 2 hạt nhân ^{172}Yb và ^{153}Sm , qua đó đóng góp vào việc xây dựng kho tàng số liệu hạt nhân thế giới.



Hình 5. Phổ phân rã gamma nổi tầng tương ứng với mức cuối 78 keV của ^{172}Yb . Nền phong Compton đã được loại bỏ hầu như triệt để. Hình vẽ được trích xuất từ tài liệu tham khảo [15]

Đặc biệt, số lượng lớn các mức kích thích mới được phát hiện trong sơ đồ mức của hạt nhân ^{153}Sm đã cho phép chúng tôi nghiên cứu về MĐM thực nghiệm của hạt nhân này trong vùng năng lượng kích thích dưới 2 MeV. Kết hợp với các số liệu về MĐM thực nghiệm mà nhóm Oslo đã xác định được [7], chúng tôi đã mở rộng ngưỡng năng lượng cực đại của số đếm mức tích lũy toàn phần (toàn bộ các trạng thái) và riêng phần (cho các trạng thái có spin bằng 1/2 và 3/2h) của hạt nhân ^{153}Sm lên lần lượt bằng 1.2 và 1.8 MeV (Hình 6). Với việc ngưỡng hiện tại xác định từ thư viện ENSDF chỉ vào khoảng 1 MeV, phát hiện này của chúng tôi có ý nghĩa quan trọng trong nghiên cứu MĐM của hạt nhân ở vùng năng lượng thấp. Ngoài ra, kết quả này cũng có ý nghĩa quan trọng đối với việc đánh giá lại độ chính xác của một số mô hình lý thuyết MĐM hiện nay. Cụ thể, chúng tôi đã chỉ ra rằng, hai mô hình MĐM hiện tượng luận là mẫu khí Fermi dịch chuyển ngược và mẫu nhiệt độ không đổi [8], cũng như hai mô hình MĐM vi mô phổ biến nhất là HFBC và HFBCS [6] đều chỉ có thể mô tả được một phần số liệu thực nghiệm. Trong khi đó, mô hình vi mô EP+IPM của chúng tôi cho kết quả phù hợp nhất với cả số liệu MĐM toàn phần và riêng phần tại vùng năng lượng thấp (được xác định từ thí nghiệm $(n, 2\gamma)$) cũng như số liệu MĐM tại vùng năng lượng trung bình (của nhóm Oslo) (Hình 7). Đây là một trong những lý do quan trọng mà công trình của chúng tôi được chấp nhận công bố trên tạp chí Physical Review C vào tháng 8 năm 2019 [16].



Hình 6. So sánh số đếm tích lũy các mức kích thích thực nghiệm với các mô hình vi mô: (a) số đếm mức toàn phần và (b) số đếm cho các mức có spin $J = 1/2$ và $3/2\hbar$. Hình vẽ được trích xuất từ tài liệu tham khảo [16]

III. KẾT LUẬN VÀ ĐỊNH HƯỚNG NGHIÊN CỨU

Trong báo cáo này, chúng tôi giới thiệu hướng nghiên cứu về MĐM và HLBX của một số hạt nhân kích thích đã và đang được thực hiện tại Việt Nam từ 2016 tới nay, cả về lý thuyết lẫn thực nghiệm. Về cơ bản, một nhóm nghiên cứu có sự kết hợp chặt chẽ giữa lý thuyết và thực nghiệm về vật lý hạt nhân đã được hình thành tại Việt Nam nhằm khai thác tối đa tiềm lực về con người cũng như những trang thiết bị sẵn có. Nhóm đã làm chủ hoàn toàn về mặt tính toán lý thuyết cũng như triển khai các phép đo thực nghiệm. Các kết quả bước đầu mà nhóm đạt được đều được công bố trên các tạp chí quốc tế uy tín thuộc danh mục ISI như Physical Review C, Physics Letters B, và Nuclear Physics A. Các kết quả này đã khẳng định việc lựa chọn được một hướng đi đúng đắn về vật lý hạt nhân trong điều kiện nghiên cứu còn nhiều hạn chế tại Việt Nam.

Về định hướng nghiên cứu trong thời gian tới, chúng tôi dự kiến sẽ tiếp tục áp dụng phương pháp $(n, 2\gamma)$ cho một số hạt nhân khác, đặc biệt là các hạt nhân nặng như ^{164}Dy , ^{181}Ta , và các hạt nhân có ý nghĩa lớn trong nghiên cứu vật lý thiên văn như ^{54}Cr . Song song với đó, chúng tôi cũng sẽ nghiên cứu mở rộng để phát triển một phương pháp có thể trích xuất trực tiếp MĐM và HLBX từ số liệu phân rã gamma nối tầng của phản ứng $(n, 2\gamma)$. Các nghiên cứu tiền khả thi của chúng tôi cho tới thời điểm hiện tại đều dựa trên việc phân tích và kết hợp các ý tưởng từ phương pháp Oslo, các nghiên cứu về các phản ứng $(n, 2\gamma)$ tại Viện Liên hợp nghiên cứu hạt nhân Dubna (Nga), phản ứng $(p, 2\gamma)$ tại trung tâm máy gia tốc Edwards thuộc Trường Đại học Ohio (Mỹ), và các nghiên cứu sử dụng phổ kế cầu DANCE tại phòng thí nghiệm Los Alamos (Mỹ). Các kết quả thử nghiệm ban đầu đã cho thấy việc phát triển một phương pháp trích xuất MĐM và HLBX từ thí nghiệm $(n, 2\gamma)$ tại Viện NCHN là có tính khả thi cao. Bên cạnh đó, chúng tôi cũng sẽ tiếp tục phát triển các kỹ thuật ghi đo và xử lý tín hiệu để có thể nâng cấp hệ phổ kế trùng phùng gamma - gamma nhằm phục vụ các phép đo phức tạp hơn, như trùng phùng nối tầng bậc 3, bậc 4, và xác định tương quan góc của các gamma nối tầng.

Một trong những hạn chế lớn nhất của thí nghiệm $(n, 2\gamma)$ hiện tại là thông lượng neutron nhiệt đạt được qua kênh ngang số 3 của lò hạt nhân Đà Lạt tương đối thấp (chỉ cỡ 10^5 n cm⁻² s⁻¹), dẫn tới thời gian chiếu mẫu thường rất lâu (từ 4 tháng tới 1 năm tùy theo đặc điểm của từng hạt nhân) mới có được số liệu có đủ thống kê để phân tích. Do vậy, trong tương lai sắp tới, nếu Việt Nam có được một lò phản ứng hạt nhân công suất cao với thông lượng neutron tăng lên vài bậc so với hiện tại thì sẽ rút ngắn rất nhiều thời gian thực hiện các thí nghiệm cũng như công bố số liệu ra thế giới.

Bài báo cáo này được viết dưới sự tài trợ của Bộ Khoa học và Công nghệ thông qua đề tài “Nghiên cứu thực nghiệm và lý thuyết mật độ mức và hàm lực bức xạ của một số hạt nhân kích thích” thuộc Chương trình phát triển Vật Lý tới 2020, mã số ĐTĐLCN.02/19.

Nguyễn Quang Hưng, Lê Tấn Phúc

Trường Đại Học Duy Tân

Nguyễn Ngọc Anh

Viện Nghiên cứu hạt Nhân

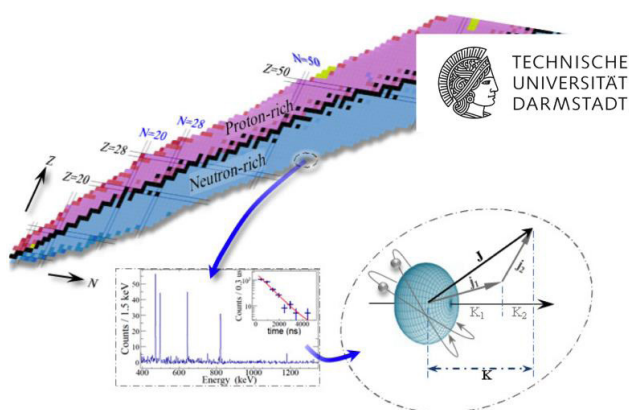
TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] H. A. Bethe, Physical Review 50, 332 (1936); Review of Modern Physics 9, 69 (1937).
- [2] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New York, 1952).
- [3] T. Rauscher, F.K. Thielemann, and K.L. Kratz, Physical Review C 56, 1613 (1997); T. Rauscher and F.K. Thielemann, Atomic Data and Nuclear Data Tables 75, 1 (2000).
- [4] A. Larsen, Gamma-ray strength functions obtained with the Oslo method, Workshop on Statistical Nuclear Physics and Applications in Astrophysics and Technology, Jul. 8-11 (2008), Oslo University.
- [5] B. Singh, J. Chen, Nucl. Data Sheets 147, 1 (2018); <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [6] <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>.
- [7] <https://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/about/infrastructure/ocl/nuclear-physics-research/compilation/>.
- [8] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Canadian Journal of Physics 43, 1446 (1965).
- [9] S. G. Kadenskij, V. P. Markushev, and V. I. Furman, Sov. J. Nucl. Phys. 37, 165 (1983); J. Kopecky and R. E. Chrien, Nucl. Phys. A 468, 285 (1987).
- [10] P. Demetriou and S. Goriely, Nucl. Phys. A 695, 95 (2001); S. Hilaire and S. Goriely, Nucl. Phys. A 779, 63 (2006); S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning, Phys. Rev. C 78, 064307 (2008); S. Goriely and E. Khan, Nucl. Phys. A 706, 217 (2002).
- [11] Y. Alhassid, S. Liu, and H. Nakada, Phys. Rev. Lett. 83, 4265 (1999); Y. Alhassid, S. Liu, and H. Nakada, Phys. Rev. Lett. 99, 162504 (2007); M. Bonett-Matiz, A. Mukherjee, and Y. Alhassid, Phys. Rev. C 88, 011302(R) (2013); Y. Alhassid, M. Bonett-Matiz, S. Liu, and H. Nakada, Phys. Rev. C 92, 024307 (2015); C. Ozen, Y. Alhassid, and H. Nakada, Phys. Rev. C 91, 034329 (2015).
- [12] S. Goriely and E. Khan, Nucl. Phys. A 706, 217 (2002); S. Goriely, E. Khan, and M. Samyn, Nucl. Phys. A 739, 331 (2004); S. Goriely, S. Hilaire, S. Peru, and K. Sieja, Phys. Rev. C 98, 014327 (2018).
- [13] N. Quang Hung, N. Dinh Dang and L. T. Quynh Huong, Phys. Rev. Lett. 118, 022502 (2017).
- [14] N. Dinh Dang, N. Quang Hung, and L. T. Quynh Huong, Phys. Rev. C 96, 054321 (2017); Balaram Dey, N. Quang Hung et. al., Phys. Lett. B 789, 634 (2019).
- [15] Nguyen Ngoc Anh, Nguyen Xuan Hai, Pham Dinh Khang, Nguyen Quang Hung, and Ho Huu Thang, Nucl. Phys. A 964, 55 (2017).
- [16] N. Ngoc Anh, N. Quang Hung, N. Xuan Hai, P. Dinh Khang, A. M. Sukhovich, L. V. Mitsyna, H. Huu Thang, and L. Hong Khiem, Phys. Rev. C 100, 023324 (2019).

- [17] Balaram Dey, Deepak Pandit, Srijit Bhattacharya, N. Quang Hung, N. Dinh Dang, L. Tan Phuc, Debasish Mondal, S. Mukhopadhyay, Surajit Pal, A. De, C. Ghosh, and S. R. Banerjee, *Phys. Rev. C* 96, 054326 (2017).
- [18] Balaram Dey, N. Quang Hung, Deepak Pandit, Srijit Bhattacharya, N. Dinh Dang, L. T. Quynh Huong, Debasish Mondal, S. Mukhopadhyay, Surajit Pal, A. De, and S. R. Banerjee, *Phys. Lett. B* 789, 634 (2019).
- [19] N. Quang Hung, N. Dinh Dang, L. Tan Phuc, N. Ngoc Anh, T. Dong Xuan, and T. V. Nhan Hao, A fully microscopic model of total level density in spherical nuclei, *Physics Letters B* (under review since Jan. 2020).
- [20] L. Tan Phuc, N. Quang Hung, N. Dinh Dang, L. T. Quynh Huong, N. Ngoc Anh, N. Ngoc Duy, L. Ngoc Uyen, and N. Nhu Le, Role of exact thermal pairing in radiative strength functions of 161-163Dy nuclei, *Phys. Rev. C* (Rapid Communication) (under review since Jun. 2020).
- [21] S.T. Boneva, E. V Vasileva, Y.P. Popov, A.M. Sukhovi, V.A. Khitrov, *Sov. J. Part. Nucl.* 22, 232 (1991).
- [22] P. D. Khang, N. X. Hai, V. H. Tan, and N. N. Dien, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 634, 47 (2011).

THÍ NGHIỆM TRÊN HẠT NHÂN GIÀU NƠTRON $^{92,94}\text{Se}$: MỞ ĐẦU CHO CÁC NGHIÊN CỨU TRẠNG THÁI ĐỒNG PHÂN CỦA HẠT NHÂN BIẾN DẠNG TRONG VÙNG $Z \sim 72$

Tạp chí *Physical Review Letters* vừa đăng tải nghiên cứu phát hiện trạng thái đồng phân của $^{92,94}\text{Se}$. Đây là các hạt nhân biến dạng rất giàu notron. Mặc dù các trạng thái đồng phân đã được biết đến từ lâu trong các hạt nhân bền và giải thích thành công theo mô hình mẫu vỏ. Kết quả phân tích trên số liệu thực nghiệm $^{92,94}\text{Se}$ cho thấy sự phù hợp của mô hình cấu trúc dao động tập thể Nilsson, ra đời từ những năm 50 của thế kỷ trước, cho hạt nhân biến dạng. Điều này mở ra triển vọng nghiên cứu trạng thái đồng phân trên các hạt nhân biến dạng không bền. Các tác giả chính của công bố đến từ trường Đại học Kỹ thuật Darmstadt, CHLB Đức. Trong đó, các thành viên nhóm Vật lý hạt nhân đến từ viện Năng lượng nguyên tử Việt Nam tham gia, đóng góp với tư cách đồng tác giả. Thí nghiệm trên được thực hiện tại Viện Nghiên cứu Hóa Lý RIKEN, Nhật Bản, là một phần kết hợp trong dự án SEASTAR (Shell Evolution And Search for Two-plus energies At RIBF).



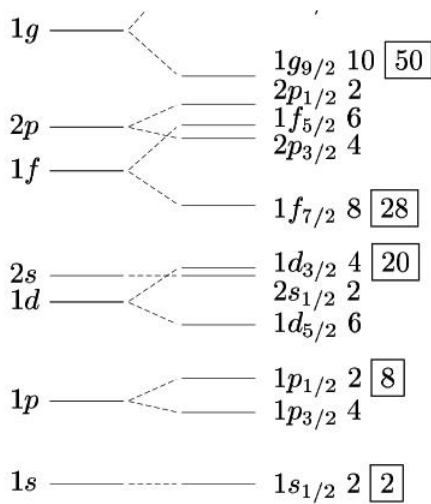
Hình 1: Minh họa kết quả nghiên cứu cấu trúc hạt nhân $^{92,94}\text{Se}$. Hình trên cùng là đảo hạt nhân vẽ theo số Z và N . Các hạt $^{92,94}\text{Se}$, thuộc vùng giàu notron (Neutron-rich), được tạo ra. Sau đó phổ gamma trẻ của chúng được ghi nhận như hình dưới-bên trái. Từ đó, mô hình lý thuyết được đưa vào để giải thích số liệu thực nghiệm và rút ra cấu trúc hạt nhân như hình dưới-bên phải: biến dạng elipsoid và trục đối xứng đã bị quay một góc nhất định. Kết quả công bố tại tài liệu [1]

Trạng thái kích thích có thời gian sống dài được quan sát thấy từ năm 1921 trong thí nghiệm phân rã beta của nhà khoa học người Đức Otto Hahn. Đến năm 1935, hiện tượng này mới được giải thích là trạng thái đồng phân bởi các nhà khoa học Liên Xô cũ I. Kurchatov, B. Kurchatov, Mysovskii và Rusinov. Những trạng thái này được

hình thành gắn với trạng thái cơ bản về khoảng cách năng lượng nhưng lại có mô men góc khác biệt rất lớn, thường lớn hơn 3. Chính vì vậy, sự chuyển dịch gamma đa cực về trạng thái cơ bản trở nên khó khăn và cần phải có thời gian khá dài, thông thường lớn hơn từ 100 lần giá trị của trạng thái phân rã tức thời ($\sim 10-12$ s). Thời gian sống của trạng thái đồng phân có thể lên tới hàng giờ, hàng ngày hay thậm trí hàng năm. Một thống kê khá thú vị là hạt nhân có số khối A lẻ sẽ có nhiều trạng thái đồng phân hơn các hạt nhân chẵn-chẵn và khả năng tồn tại trạng thái đồng phân là lớn nhất khi hạt nhân có số proton (Z) hoặc notron (N) trong khoảng từ 39 đến 49. Điều này có thể được giải thích bằng mẫu vỏ.

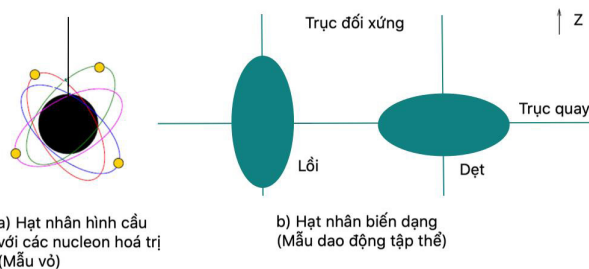
Theo mô hình mẫu vỏ, các nucleon được lấp đầy dần vào các quỹ đạo có spin nhất định được ký hiệu như trên hình 2, ví dụ $2p_{1/2}$ có spin $1/2$. Trạng thái hạt nhân được quy định bởi hạt nucleon nằm ở lớp vỏ ngoài cùng (nucleon hoá trị). Với N (Z) nằm trong khoảng từ 39 đến 49, các nucleon nằm ở lớp ngoài cùng thuộc $1g_{9/2}$. Khi nucleon ở trạng thái kích thích $1g_{9/2}$ chuyển về trạng thái cơ bản $1p_{1/2}$, chênh lệch spin bằng 4 ($9/2-1/2$). Do chênh lệch spin lớn như vậy làm cản trở quá trình chuyển trạng thái, dẫn đến việc hình thành các trạng thái đồng phân. Trên hình 2, các số 2, 8, 20, 28 và 50 là những số magic khi đó

nucleon lấp đầy các lớp vỏ đóng, khiến hạt nhân trở nên đặc biệt bền vững.



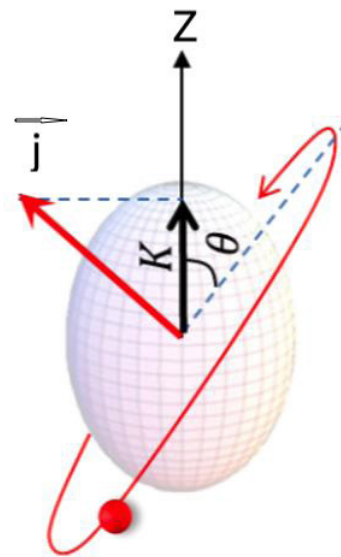
Hình 2. Các phân lớp quỹ đạo hạt nhân theo mô hình mẫu vỏ. Hạt nhân có số $Z(N) \sim 39-49$ có số trạng thái đồng phân cao nhất do khi đó nucleon hoá trị nằm trên quỹ đạo $1g_{9/2}$ có khác biệt spin lớn hơn 4 so với quỹ đạo ngay dưới $2p_{1/2}$

Mặc dù mẫu vỏ rất thành công trong việc mô tả hạt nhân có dạng hình cầu, trạng thái cơ bản và một số trạng thái kích thích thấp của hạt nhân. Tuy nhiên, còn rất nhiều số liệu thực nghiệm nằm ngoài khả năng giải thích của mẫu vỏ như (1) độ lớn moment tứ cực hạt nhân, (2) trạng thái cơ bản của các hạt nhân có $150 \leq A \leq 190$, (3) các trạng thái kích thích của hạt nhân chẵn-chẵn ... Chính vì vậy, khái niệm về hạt nhân biến dạng đã được Bohr và Mottelson đưa ra trong những năm 50 của thế kỷ trước với dải quay kích thích hạt nhân [2] nhằm giải thích các số liệu thực nghiệm. Khái niệm biến dạng nhằm chỉ các hạt nhân có hình dạng khác với hình cầu. Có hai loại biến dạng là dạng dẹt và dạng lồi theo phân bố của hạt nhân dọc theo trục đối xứng Z, hình 3.



Hình 3. Hạt nhân dạng hình cầu và hạt nhân biến dạng

Một mô hình cấu trúc có thể coi là kết hợp ý tưởng của mẫu vỏ và hạt nhân biến dạng là mô hình do nhà toán học và vật lý Thụy Điển Sven Goesta Nilsson đưa ra. Theo ông, hạt nhân có thể mô tả theo các mức đơn hạt của mẫu vỏ nhưng trong trường thế biến dạng không xuyên tâm. Khi đó các trạng thái của hạt nhân phụ thuộc rất nhiều vào độ biến dạng của nó, thông qua hệ số biến dạng, hình 3. Bây giờ, hình chiếu K của spin hạt nhân j lên trục đối xứng Z trở thành một số lượng tử quan trọng cho trạng thái của hạt nhân.



Hình 4. Quỹ đạo đơn hạt trong trường biến dạng Nilsson. Z là trục đối xứng. K là hình chiếu của spin hạt nhân j lên trục Z. θ là góc giữa mặt phẳng quỹ đạo đơn hạt và trục Z

Cho đến nay, có rất ít hạt nhân quan sát được có trạng thái đồng phân với giá trị K lớn, ngoại trừ trường hợp của $^{188-196}\text{Pb}$ [3, 4] và chưa có nghiên cứu nào trên các hạt nhân biến dạng. Chú ý rằng $^{188-196}\text{Pb}$ vẫn là các hạt nhân hình cầu. Ngoài ra, các công bố trước đây thường trên các hạt nhân nặng có $A \sim 170-180$. Nghiên cứu trên $^{92,94}\text{Se}$ lần đầu tiên cho thấy các trạng thái đồng phân tồn tại trong những hạt nhân biến dạng, và biến dạng là lồi. Đây là những hạt nhân nhẹ nhất trong vùng $Z \sim 72$ được nghiên cứu. Kết quả thu được sẽ là tiền đề cho các nghiên cứu tiếp theo về cấu trúc hạt nhân thông qua đo đặc trạng thái đồng phân của các hạt nhân biến dạng trong vùng này.

Thí nghiệm trên được thực hiện tại Viện Nghiên cứu Hóa Lý RIKEN, Nhật Bản, là một phần kết

hợp trong dự án SEASTAR. Dự án này tập chung vào phổ năng lượng tức thời của hạt nhân phát xạ trên đường bay, sau khi tương tác với bia MINOS [5], đo bởi hệ detector DALI2 [6]. Để thực hiện nghiên cứu các trạng thái đồng phân, một hệ detector AIDA [7] được sử dụng để cấy và giữ các hạt nhân cần quan tâm và hệ detector EURICA [8] dùng để đo các gamma trễ.

Nghiên cứu trên $^{92,94}\text{Se}$ [1] được tài trợ một phần bởi Bộ Khoa học và Công nghệ Việt Nam thông qua Đề tài mã số ĐTDLCN.25/18 thuộc Chương trình phát triển Vật lý đến năm 2020.

TS. Lê Xuân Chung

Trung tâm Vật lý hạt nhân, Viện Khoa học và Kỹ thuật hạt nhân

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Physical Review Letters 124, 222501 (2020)
- [2] Physical Review 90, 717 (1953)
- [3] Physical Review C 69, 054318 (2004)
- [4] Physical Review C 72, 064319 (2005)
- [5] The European Physical Journal A 50, 8 (2014)
- [6] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 763, 596 (2014)
- [7] Proceeding of Science, NICXIII2014 (2014) 097
- [8] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 317, 649 (2013).

CÁC PHẢN ỨNG HẠT NHÂN TRONG PHÂN TÍCH KÍCH HOẠT NEUTRON LÒ PHẢN ỨNG

Tổng quan về các phản ứng hạt nhân trong phân tích kích hoạt neutron (NAA), đặc biệt là NAA trên lò phản ứng hạt nhân nghiên cứu sử dụng phương pháp chuẩn hóa k_0 (viết tắt là k_0 -NAA) được thực hiện và trình bày trong báo cáo. Các phản ứng hạt nhân gây ra bởi các neutron ở những vùng năng lượng khác nhau: neutron nhiệt, neutron trên nhiệt và neutron nhanh hay neutron phân hạch, đóng góp vào tổng hoạt độ phóng xạ tạo thành với những lượng khác nhau được phân tích và đánh giá. Phản ứng hạt nhân được quan tâm chủ yếu trong NAA là phản ứng (n, γ) , tuy nhiên, những phản ứng ảnh hưởng (nhiều) như các phản ứng ngưỡng (n, p) cũng được quan tâm. Khi tổng quan các phản ứng hạt nhân, tốc độ phản ứng và mối liên hệ của chúng với các số liệu hạt nhân cơ bản cần được xem xét. Ngoài ra, việc đánh giá độ không bảo đảm đo (sai số) của các số liệu hạt nhân, nguồn sai số và sự lan truyền sai số đến tốc độ phản ứng cũng được nhận diện. Sau cùng, việc tổng quan các phản ứng hạt nhân trong NAA - phân tích mối liên hệ giữa các phản ứng hạt nhân với các số liệu hạt nhân cơ bản (hệ số k_0 , Q_0 , năng lượng cộng hưởng hiệu dụng \bar{E}_r và các số liệu liên quan khác). Vì vậy, việc tổng quan về các phản ứng hạt nhân trong NAA là cần thiết và bổ ích nhằm phát triển phương pháp luận NAA và xây dựng những phương pháp xác định thực nghiệm phù hợp cho việc hiệu chỉnh những phản ứng hạt nhân ảnh hưởng (nhiều) từ đó nâng cao độ chính xác của các kết quả phân tích.

1. MỞ ĐẦU

Do tính chọn lọc và độ nhạy cao, phân tích kích hoạt neutron (NAA) chiếm một vị trí quan trọng trong số các phương pháp phân tích vật lý và hóa học. NAA là một kỹ thuật phân tích không hủy mẫu cho việc xác định hàm lượng ở mức bằng hoặc dưới ppm ($\mu\text{g/g}$) đối với khoảng 60 nguyên tố, bằng cách thực hiện hai phép chiếu và một số phép đo phổ gamma sau những thời gian rã khác nhau. Độ chính xác của NAA do hiệu ứng matrix (hiệu ứng nền) hầu như có thể bỏ qua và cơ sở vật lý hoàn toàn khác biệt khi so sánh với các kỹ thuật phân tích khác, làm cho NAA đặc biệt phù hợp để phê chuẩn các vật liệu tham khảo (Standard Reference Materials - SRMs).

Phương pháp chuẩn hóa k_0 của NAA (k_0 -NAA), một khái niệm được đưa ra vào năm 1975 [1], có thể được hiểu là một phương pháp chuẩn hóa tuyệt đối [2,3]. Phương pháp này dựa vào các hệ

số k_0 , Q_0 và một vài số liệu khác là các hằng số vật lý có thể được lấy từ bộ số liệu hạt nhân cơ bản [4]. Trong thực tế, các hệ số k_0 và các số liệu hạt nhân liên quan thường được xác định bằng thực nghiệm vì các bộ số liệu hạt nhân cơ bản thường không nhất quán [5,6,7].

Mục đích của công việc này là xem xét một cách tổng quan về các phản ứng hạt nhân trong NAA trên lò phản ứng hạt nhân nghiên cứu. Vấn đề quan trọng nhất của phản ứng hạt nhân là tính tốc độ phản ứng và mối liên hệ của chúng với các số liệu hạt nhân cơ bản. Cuối cùng là phân tích mối liên hệ giữa các phản ứng hạt nhân trong NAA với các số liệu hạt nhân cơ bản (hệ số k_0 , Q_0 , năng lượng cộng hưởng hiệu dụng \bar{E}_r và các số liệu hạt nhân liên quan khác).

1.1 Hoạt độ riêng

Khi mẫu được đặt trong trường neutron, hạt nhân trong mẫu có thể bắt neutron để tạo thành hạt

nhân kích thích, sau đó các hạt nhân kích thích sẽ trở về trạng thái cơ bản bằng cách hát ra bức xạ gamma - gọi là phản ứng (n, γ). Thông thường các tia gamma phát ra một cách tức thời từ sản phẩm bắt neutron bị kích thích hoặc phát ra sau một khoảng thời gian trễ nhất định.

Nếu việc chiếu xạ được thực hiện trong trường neutron với một phần đáng kể neutron năng lượng cao, có thể xảy ra một số phản ứng ngưỡng (threshold reactions) trên các hạt nhân khác có trong mẫu tạo ra hạt nhân sản phẩm giống như hạt nhân được đo. Ngoài ra, nếu một số nguyên tố phân hạch có trong mẫu có thể gây ra sự phân hạch thành các hạt nhân trùng với hạt nhân sản phẩm do phản ứng (n, γ). Đây là những phản ứng nhiễu và phải được tính đến trong quá trình xác định tốc độ phản ứng.

Trong quá trình chiếu xạ, một số sản phẩm bắt neutron rồi phân rã và một số lại có thể tiếp tục bắt neutron để tạo thành một hạt nhân khác và bị mất đi hay còn gọi là phản ứng đốt cháy (burn-up). Ở mật độ thông lượng neutron cao, các hạt nhân bia có thể bị suy giảm, điều này cũng ảnh hưởng đến việc đo các hạt nhân sản phẩm. Phương trình vi phân tính đến sự thay đổi tốc độ phản ứng hạt nhân quan tâm được biểu diễn như sau:

$$\frac{dN_c}{dx} = \phi N_m \sigma_m + \phi N_h \sigma_h + \phi N_f \sigma_f \gamma_f - \phi N_c \sigma_c - \lambda_c N_c \quad (1)$$

Trong phương trình (1), ϕ là thông lượng neutron, σ là tiết diện phản ứng, N là số hạt nhân trong mẫu, λ là hằng số phân rã và γ là xác suất phân hạch. Các chỉ số: “m” chỉ thị cho hạt nhân đo, “c” chỉ thị cho hạt nhân sản phẩm sau quá trình bắt neutron, “f” chỉ thị cho hạt nhân phân hạch và “h” chỉ thị cho hạt nhân tạo thành hạt nhân “c” do phản ứng ngưỡng của các neutron có năng lượng cao với tiết diện phản ứng σ_h .

Hoạt độ riêng của mẫu là hoạt độ được đo khi kết thúc chiếu, được hiệu chỉnh sự thay đổi hàm lượng của hạt nhân phân rã trong thời gian đo,

thời gian rã và thời gian chiếu. Do đó, từ hoạt độ đo được, ta có thể xác định tốc độ phản ứng và do đó hàm lượng của hạt nhân đo, miễn là chúng ta biết chính xác thông lượng neutron và hằng số hạt nhân tương ứng. Như vậy, bài toán còn lại là tính tốc độ phản ứng và các hằng số hạt nhân liên quan.

1.2 Tốc độ phản ứng

Tốc độ phản ứng A khi các hạt neutron đi qua mẫu chứa các hạt nhân được thông số hóa bằng tiết diện phản ứng $\sigma(v)$ - đặc trưng cho hạt nhân và phổ thông lượng neutron $\phi(v)$ - liên quan đến mật độ số neutron đi qua mẫu $n(v)$ với tốc độ v :

$$\phi(v) = v n(v) \quad (2)$$

Biểu diễn theo động năng E của neutron (hạt tới) tương đương với tốc độ v ,

$$E = \frac{mv^2}{2} \quad (3)$$

Trong phương trình (3), m là khối lượng neutron, khi đó tốc độ phản ứng sẽ là:

$$A = K \int_0^\infty \sigma(E) \phi(E) dE ; \quad \phi(1eV) = 1. \quad (4)$$

Hằng số K đảm bảo rằng tích phân $\phi(E)$ theo năng lượng tạo ra thông lượng neutron toàn phần. Biểu thức tương đương cho tốc độ phản ứng theo vận tốc neutron:

$$A = K \int_0^\infty \sigma(v) v \cdot n(v) dv \quad (5)$$

Tích phân có thể chia thành hai phần, một phần đối với năng lượng neutron dưới cadmium (tương ứng với vận tốc neutron v_{cd}) và phần neutron có năng lượng trên nhiệt.

$$A = K \left[\int_0^{E_{cd}} \sigma(E) \phi(E) dE + \int_{E_{cd}}^\infty \sigma_{r,f}(E) \phi(E) dE \right] \quad (6)$$

Hơn nữa, thông lượng neutron trên nhiệt lại được chia thành phần năng lượng cộng hưởng và phần neutron nhanh (hay neutron phân hạch).

$$\phi_E(E) = \phi_r(E) h \phi_f(E) \quad (7)$$

Thực tế, phần đóng góp của phổ neutron phân hạch trong việc tính tốc độ phản ứng toàn phần là

không đáng kể đối với vị trí chiếu neutron được nhiệt hoá tốt. Tuy nhiên, tại các vị trí có thành phần neutron trên nhiệt (epithermal neutrons) cao, đặc biệt trường hợp phổ neutron nhanh (phân hạch) đáng kể, lúc đó phản ứng ngưỡng sẽ đóng góp đáng kể:

$$A = K \left[\int_0^{E_{cd}} \sigma(E) \varphi(E) dE + \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_r(E) \varphi_r(E) dE + h \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma_f(E) \varphi_f(E) dE \right] \quad (8)$$

Những biểu thức trên được biểu diễn một cách chính xác về mặt vật lý và toán học, tuy nhiên thực tế cả tiết diện và thông lượng neutron không được xác định bằng thực nghiệm một cách đủ chính xác. Việc biểu diễn chi tiết phải tính đến hiệu ứng giãn nở Doppler vì ảnh hưởng nhiệt độ neutron và hiệu ứng tự che chắn neutron.

Không làm mất đi tính tổng quát về mặt vật lý, phương trình tích phân (8) có thể được suy ra dưới dạng biểu thức qua các hằng số [9]:

$$\begin{aligned} A &= \phi_t \sigma_0 g G_{th} + \phi_e (I_0 G_e + J_0 h) \\ &= \phi_{th} \sigma_0 \left[g G_{th} + \frac{1}{f} (Q_0 G_e + H_0 h) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

Trong phương trình (9), các ký hiệu có ý nghĩa như sau:

- ϕ_t - Thông lượng neutron nhiệt;
- ϕ_e - Thông lượng neutron trên nhiệt;
- f - Tỷ số thông lượng neutron nhiệt trên thông lượng neutron trên nhiệt;
- σ_0 - Tiết diện bắt neutron nhiệt;
- g - Hệ số biểu diễn độ lệch của tiết diện nhiệt ra khỏi quy luật $1/v$;
- I_0 - Tích phân cộng hưởng (tiết diện bắt neutron cộng hưởng);
- J_0 - Tích phân phân hạch (tiết diện bắt neutron phân hạch);
- $Q_0 = I_0/\sigma_0$, Tỷ số tích phân cộng hưởng trên tiết diện bắt neutron nhiệt;
- $H_0 = J_0/\sigma_0$, Tỷ số tích phân phân hạch trên tiết diện bắt neutron nhiệt;
- h - Hệ số phổ phân hạch;
- G_{th} - Hệ số suy giảm neutron nhiệt;
- G_e - Hệ số suy giảm neutron trên nhiệt;

Khả năng áp dụng và độ chính xác của biểu thức trên phụ thuộc vào các xấp xỉ gần đúng liên quan đến việc xác định các hằng số hạt nhân.

Phương pháp chuẩn hóa k_0 của NAA dựa vào phép đo tỷ số hoạt độ riêng (và tốc độ phản ứng) của hạt nhân cần xác định và nguyên tố được chọn làm chuẩn thường là vàng (Au), vì nó có tiết diện và tia gamma đã biết chính xác (411.8keV).

Tỷ số giữa hoạt độ riêng của mẫu A_a trên hoạt độ riêng của chuẩn A_s chính là tỷ số của các tốc

độ phản ứng, tương ứng, được cho bởi biểu thức như sau:

$$\frac{A_a}{A_s} = k_{0,a} \frac{G_{tf} G_a + G_{e,a} Q_{0,a} + H_{0,a} h}{G_{tf} G_s + G_{e,s} Q_{0,s} + H_{0,s} h} \quad (10)$$

Trong phương trình (10),

$$k_{0,a} = \frac{M_s \theta_a \gamma_a \sigma_{0,a}}{M_a \theta_s \gamma_s \sigma_{0,s}} \quad (11)$$

Các chỉ số “a” và “s” chỉ thị cho mẫu và chuẩn, tương ứng,

- M_x - Khối lượng nguyên tử Mol,
- θ_x - Độ phổ biến đồng vị trong tự nhiên,
- γ_x - Xác suất phát gamma của tia gamma đo được,
- $\sigma_{0,x}$ - Tiết diện bắt neutron nhiệt.

1.3 Các hệ số tiết diện σ_0 , g-Westcott và tự che chắn neutron nhiệt G_{th} :

Sự đóng góp của neutron nhiệt vào tốc độ phản ứng được biểu diễn theo vận tốc:

$$A_{th} = \int_0^{v_{cd}} \sigma(v) \cdot v \cdot n(v) dv \quad (12)$$

Đối với nguyên tố tuân theo quy luật $1/v$ thì tiết diện sẽ được biểu diễn:

$$\sigma(v) = \sigma_0 \frac{v_0}{v} \quad (13)$$

Trong pt (13),

- v_0 - Vận tốc neutron nhiệt, 2200 m/s,
- σ_0 - Tiết diện bắt neutron ở vận tốc v_0 .

Thay vào phương trình (12), ta có:

$$A_{th} = \sigma_0 v_0 \int_0^{v_{cd}} n(v) dv = \sigma_0 v_0 N_t \quad (14)$$

Trong pt (14), N_t là mật độ neutron nhiệt toàn phần, nghĩa là: Tổng số các neutron nhiệt trên đơn vị thể tích - total number of thermal neutrons per unit volume).

Biểu diễn theo năng lượng, tốc độ phản ứng được định nghĩa như sau:

$$A_{th} = \int_0^{E_{cd}} \sigma(E) \varphi(E) dE \quad (15)$$

Thay thế động năng vào pt (13), ta có:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \quad (16)$$

Trong đó, E_0 là năng lượng của neutron nhiệt tương ứng với $v_0 = 0,0253$ eV.

Giả sử rằng thông lượng neutron nhiệt có phân bố Maxwell:

$$\phi(E) = E e^{-E/kT} \quad (17)$$

Trong pt (17), k là hằng số Boltzmann, T là nhiệt độ neutron và K là hằng số:

$$A_{th} = K \int_0^{E_{cd}} \sigma(E) E e^{-E/kT} dE \quad (18)$$

Đối với các hạt nhân tuân theo quy luật $1/v$,

$$A_{th} = K \sigma_0 \sqrt{E_0} \int_0^{E_{cd}} \sqrt{E} e^{-E/kT} dE \quad (19)$$

Tiết diện bắt neutron nhiệt trung bình được định nghĩa như sau:

$$\sigma_{th} = \frac{\int \sigma(E) \phi(E) dE}{\int \phi(E) dE} = \frac{K \sigma_0 \sqrt{E_0} \int \sqrt{E} e^{-E/kT} dE}{K \int E e^{-E/kT} dE} \quad (20)$$

Mở rộng giới hạn tích phân từ 0 đến ∞ , thay tích phân ở tử số của pt (20) bằng hàm $\Gamma(3/2)$ và sử dụng mối liên hệ giữa năng lượng và nhiệt độ $E_0 = kT_0$, tiết diện neutron:

$$\sigma_{th} = \frac{K \sigma_0 (kT)^{3/2} \sqrt{kT_0} \sqrt{\pi}/2}{K (kT)^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_0 \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (21)$$

Lưu ý rằng pt (21) chỉ đúng đối với những hạt nhân tuân theo quy luật $1/v$ trong một phổ neutron thuần phân bố Maxwell.

Trong thực tế, tiết diện có thể lệch khỏi quy luật $1/v$ và phổ neutron có thể bị biến dạng (tùy thuộc vào vị trí chiếu) ra khỏi thuần phân bố Maxwell. Tác giả Westcott đã cố gắng điều chỉnh cho những trường hợp hạt nhân có tiết diện không lý tưởng bằng cách giới thiệu hệ số g -Westcott, nhưng vẫn giả sử rằng phổ neutron có phân bố Maxwell. Thậm chí Westcott đã gặp khó khăn khi tách phần đóng góp $1/v$ của tiết diện ra khỏi vùng phía trên của năng lượng cộng hưởng E_{cd} .

Vào thời điểm những năm 1960's khi hình thức luận Westcott được phát triển, kiến thức về hàm tiết diện còn thiếu và việc xác định phổ neutron còn hạn chế, trong đó chủ yếu dựa vào các phương pháp tính giải tích.

Chúng ta có thể giới thiệu một định nghĩa thay thế cho hệ số g -Westcott bằng hệ số g tổng quát để tính tốc độ phản ứng và áp dụng cho các hạt nhân không tuân theo quy luật $1/v$ cũng như đối với phổ neutron bị lệch khỏi phân bố Maxwell. So sánh các pt (6) và (9):

$$\phi_{th} \sigma_0 g G_{th} = K \int_0^{E_{cd}} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (22)$$

Một cách tùy ý:

$$\phi_{th} = K \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^{E_{cd}} \phi(E) dE \quad (23)$$

Bỏ qua hệ số suy giảm thông lượng neutron nhiệt G_{th} trong thời điểm xem xét (giả sử nó bằng 1), định nghĩa của hệ số g tổng quát sau:

$$g = \frac{\int_0^{E_{cd}} \sigma(E) \phi(E) dE}{\sigma_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^{E_{cd}} \phi(E) dE} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sigma_{th}}{\sigma_0} \quad (24)$$

Thay thế σ_{th} đối với những hạt nhân tuân theo quy luật $1/v$ trong phổ neutron có phân bố Maxwell, mối liên hệ giữa hệ số g -Westcott (g_w) và g -tổng quát (g) như sau:

$$g_w = \sqrt{\frac{T_0}{T}} g. \quad (25)$$

Ngoài khả năng áp dụng phổ tùy ý, sự khác biệt chính trong định nghĩa hệ số g -tổng quát là giới hạn tích phân trên E_{cd} , thường được lấy là 0,55eV.

1.4 Tích phân cộng hưởng I_0 , hệ số truyền qua cadmium (Fcd) và hệ số Q0

Tích phân cộng hưởng tham khảo I_0 thường được xác định bằng tiết diện bắt neutron trên nhiệt trong điều kiện phổ neutron lý tưởng tuân theo phân bố thuần $1/E$,

$$I_0 = \int_{E_{cd}}^{E_s} \sigma(E) \omega(E) dE; \quad \omega(E) = \frac{\phi(E)}{E} \quad (26)$$

Tương tự, hệ số Q_0 tham khảo được cho,

$$Q_0 = \frac{I_0}{\sigma_0} \quad (27)$$

Các phép đo phổ neutron thường được thực hiện trong lò phản ứng hạt nhân nghiên cứu, một cách gần đúng tuân theo quy luật $1/E$ trong vùng năng lượng neutron trên nhiệt.

Tiết diện bắt neutron toàn phần của cadmium được biểu diễn trong Hình 1 (Phần a). Tích phân cộng hưởng có thể được tính gần đúng thông qua tốc độ phản ứng I_{cd} .

Việc giới thiệu hàm truyền qua cadmium $t(E)$ - một định nghĩa chính xác hơn về tích phân cộng hưởng đo được dưới lớp vỏ bọc cadmium I_{cd} trong phổ neutron thực $\phi^*(E)$:

$$I_{cd} = \int_0^{\infty} t(E)\sigma(E)\phi^*(E)dE \quad (28)$$

Phương trình (28) giảm xuống đến mức lý tưởng nếu vùng tích phân được giới hạn từ cận dưới E_{cd} đến cận trên E_3 , phổ neutron trên nhiệt thuần dạng $1/E$ và $t(E)$: Phương trình (28) giảm xuống đến mức lý tưởng nếu vùng tích phân được giới hạn từ cận dưới E_{cd} đến cận trên E_3 , phổ neutron trên nhiệt thuần dạng $1/E$ và $t(E)$:

$$t(E) = \begin{cases} 0 & \text{đối với } E < E_{cd} \\ 1 & \text{đối với } E \geq E_{cd} \end{cases} \quad (29)$$

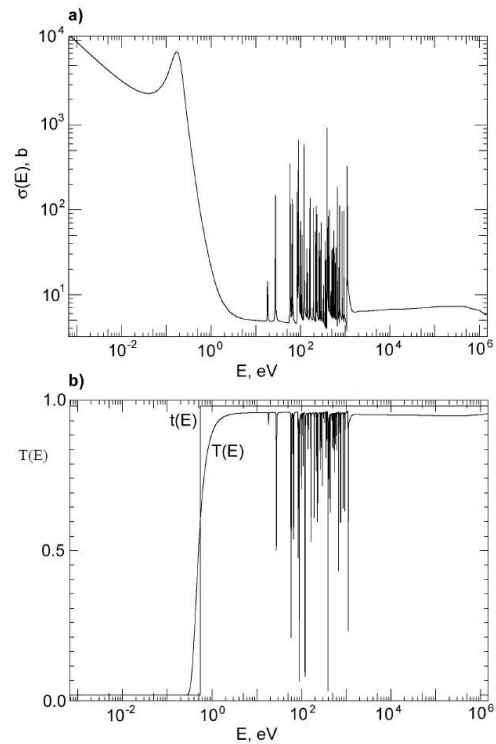
Một dạng thực tế hơn của hàm truyền qua cadmium thu được bằng cách giả sử sự suy giảm theo hàm mũ của neutron đi qua vỏ bọc cadmium:

$$t(E) = e^{-N_{cd}d\sigma_{cd}(E)} \quad (30)$$

Trong đó, d là bề dày lớp vỏ bọc cadmium, σ_{cd} là tiết diện bắt neutron của cadmium và N_{cd} là mật độ số nguyên tử cadmium trong lớp vỏ bọc. Nó được tính như sau:

$$N_{cd} = \frac{\rho_{cd}N_A}{M_{cd}} \quad (31)$$

Trong đó ρ_{cd} là mật độ cadmium, N_A là số Avogadro và M_{cd} khối lượng nguyên tử Mol của cadmium.



Hình 1. a) Tiết diện bắt neutron toàn phần của vật liệu cadmium; b) Hàm truyền qua cadmium đối với vỏ bọc Cd có bề dày 1 mm.

Đối với chùm neutron hẹp chiếu vào một bia nhỏ, sử dụng tiết diện toàn phần của cadmium σ_{cd} , hàm truyền qua cadmium sẽ được tính một cách chính xác.

$$I = \int_{E_{cd}}^{E_3} \sigma(E)\phi(E)dE = \frac{1}{F_{cd}} \int_0^{\infty} t(E)\sigma(E)\phi(E)dE \quad (32)$$

Từ pt (32), ta suy ra,

$$F_{cd} = \frac{\int_0^{\infty} t(E)\sigma(E)\phi(E)dE}{\int_{E_{cd}}^{E_3} \sigma(E)\phi(E)dE} \quad (33)$$

Độ lệch của giá trị F_{cd} ra khỏi đơn vị ($=1$) phát sinh từ hàm truyền qua cadmium và sự khác biệt trong việc lấy giới hạn tích phân cận trên.

Trong các cơ sở dữ liệu NAA, có rất ít hạt nhân có hệ số F_{cd} khác đơn vị ($=1$). Ví dụ, giá trị được dùng phổ biến đối với ^{186}W là $F_{cd} = 0,908$ [5].

Với tích phân cộng hưởng được xác định duy nhất, giá trị Q cho phổ neutron tổng quát cũng có thể được xác định theo cách tương tự với phương trình (27):

$$Q = \frac{l}{\sigma_0} \quad (34)$$

Giá trị Q_0 tham khảo cho phổ $1/E$ lý tưởng đã được xác định bởi phương trình (27).

2.5 Hệ số tự che chắn neutron cộng hưởng G_f

Trong trường hợp không có chất hấp thụ mạnh trong lò, phổ neutron là một hàm theo năng lượng và là một hàm trơn. Khi các chất hấp thụ cộng hưởng hiện diện với số lượng đáng kể, các cộng hưởng có xu hướng tạo ra các độ dốc trong phổ neutron.

$$\phi^*(E) = \frac{\sigma_0 + \lambda\sigma_p(E)}{\sigma_0 + \lambda\sigma_a(E) + \sigma_s(E)} \phi(E) \quad (35)$$

Trong pt (35):

σ_0 - Tiết diện nền Bondarenko là số đo độ pha loãng hiệu dụng của vật liệu hấp thụ cộng hưởng,

σ_a - Tiết diện hấp thụ của vật liệu hấp thụ cộng hưởng,

σ_s - Tiết diện tán xạ của vật liệu hấp thụ cộng hưởng,

σ_p - Tiết diện tán xạ thể của vật liệu hấp thụ cộng hưởng,

λ - Tham số Goldstein-Cohen – “số đo” độ rộng cộng hưởng,

$\phi(E)$ - Phổ trơn (không bị nhiễu loạn bởi các cộng hưởng).

Lý thuyết cộng hưởng dựa trên giả định rằng nguyên tử hấp thụ được bao quanh bởi một vật liệu làm chậm có tiết diện xấp xỉ là hằng số,

$$\sigma_0 = \frac{1}{N_a} \sum_i N_i \lambda_i \sigma_i \quad (36)$$

Trong pt (36),

N_a - Mật độ số nguyên tử hấp thụ N_a ,

N_i - Mật độ số N_i của hạt nhân điều hành thứ i ,

σ_i - Tiết diện bắt neutron của hạt nhân làm chậm thứ i ,

λ_i - Tham số (liên quan đến tham số Goldstein-Cohen) đo lường độ hiệu dụng của vật liệu làm chậm.

Theo định nghĩa, $\lambda_i = 1$ đối với hydro.

Suy diễn ở trên có thể áp dụng cho môi trường

đồng nhất vô hạn, nhưng các mẫu kích hoạt có kích thước hữu hạn.

$$\sigma_0 = \frac{1}{N_a} [\Sigma_e + \sum_i N_i \lambda_i \sigma_i] \quad (37)$$

Tiết diện thoát được biểu diễn một cách đơn giản như sau:

$$\Sigma_e = \frac{a}{l} \quad (38)$$

Ở đây,

a - Hệ số Bell (luôn luôn được giả định là hằng số có giá trị = 1.16),

l - độ dài quãng đường trung bình.

Độ dài quãng đường trung bình cho một thể tích V được cho bởi,

$$l = \frac{4V}{S} \quad (39)$$

Trong đó, V là thể tích và S là diện tích bề mặt.

Hệ số tự che chắn neutron trên nhiệt mô tả ảnh hưởng của sự hấp thụ cộng hưởng có thể được xác định bởi:

$$G_f = \frac{\int_{E_{cd}}^{E_3} \sigma(E) \phi^*(E) dE}{\int_{E_{cd}}^{E_3} \sigma(E) \phi(E) dE} \quad (40)$$

2.6 Năng lượng cộng hưởng hiệu dụng \bar{E}_r

Tích phân cộng hưởng I_0 và hệ số Q_0 phụ thuộc vào dạng phổ neutron trên nhiệt.

$$\phi(E) \sim \frac{1}{E^{1+\alpha}} \quad (41)$$

Trong pt (41), α là hằng số biểu diễn độ lệch phổ neutron trên nhiệt ra khỏi dạng $1/E$;

Giả sử các cộng hưởng có thể biểu diễn bằng công thức Breit-Wigner, hệ số $Q_0(\alpha)$:

$$Q_0(\alpha) = \frac{Q_0 - 0.429}{\bar{E}_r^\alpha} + \frac{0.429}{E_{cd}^\alpha (2\alpha + 1)} (1eV)^\alpha \quad (42)$$

Bằng cách đảo ngược phương trình (42), biểu thức tính năng lượng cộng hưởng hiệu dụng phụ thuộc và độ lệch phổ neutron trên nhiệt $\bar{E}_r(\alpha)$. Ta thu được [5,6]:

$$\bar{E}_r(\alpha) = \left\{ \frac{Q_0 \times 0.429}{Q_0(\alpha) - \frac{0.429}{E_{cd}^\alpha (2\alpha + 1)}} \right\}^{1/\alpha} \quad (43)$$

Năng lượng cộng hưởng hiệu dụng được tính qua tích phân như sau:

$$\bar{E}_r = \frac{1}{\alpha_{hi} - \alpha_{lo}} \int_{\alpha_{lo}}^{\alpha_{hi}} \bar{E}_r(\alpha) d\alpha \quad (44)$$

Giới hạn tích phân α_{hi} và α_{lo} là cận trên +0.1 và cận dưới -0.1, tương ứng.

2.7 Sự đóng góp của phổ phân hạch vào tốc độ phản ứng

Phổ phân hạch tích phân có thể được biểu diễn một cách toán học như sau:

$$J = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \phi_h(E) dE = \frac{1}{h} \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) [\phi_e(E) + h\phi_h(E)] dE - \frac{1}{h} \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \phi_e(E) dE \quad (45)$$

Phần phổ phân hạch h phụ thuộc vào việc chuẩn hóa phổ.

$$\frac{A_a}{A_s} = k_{0,a} \times \frac{I_a + J_a h}{G_{thf} g_s + G_{f,s} Q_{0,s} + H_s h} \quad (46)$$

Trong đó,

$$k_{0,a} = \frac{M_s \theta_a \gamma_a}{M_a \theta_s \gamma_s \sigma_{0,s}} \quad (47)$$

3. KẾT LUẬN

Các phản ứng hạt nhân trong NAA được xem xét một cách tổng thể, trong đó, các neutron ở những vùng năng lượng khác nhau: neutron nhiệt, neutron trên nhiệt và neutron nhanh, tạo ra các hoạt độ phóng xạ đóng góp vào tổng hoạt độ phóng xạ của hạt nhân tạo thành với những lượng khác nhau đã được phân tích và đánh giá. Phản ứng hạt nhân được quan tâm chủ yếu trong NAA là phản ứng (n, γ) , tuy nhiên, những phản ứng ảnh hưởng (nhiều) như các phản ứng ngưỡng (n, p) cũng được quan tâm.

Khi tổng quan các phản ứng hạt nhân, tốc độ phản

ứng và mối liên hệ của chúng với các số liệu hạt nhân cơ bản đã được xem xét.

Sau cùng, việc tổng quan các phản ứng hạt nhân trong NAA - phân tích mối liên hệ giữa các phản ứng hạt nhân với các số liệu hạt nhân cơ bản (hệ số k_0 , Q_0 , năng lượng cộng hưởng hiệu dụng \bar{E}_r và các số liệu liên quan khác).

Vi vậy, việc tổng quan về các phản ứng hạt nhân trong NAA là cần thiết và bổ ích nhằm phát triển phương pháp luận NAA và xây dựng những phương pháp xác định thực nghiệm phù hợp cho việc hiệu chỉnh những phản ứng hạt nhân ảnh hưởng (nhiều) từ đó nâng cao độ chính xác của các kết quả phân tích [10,11].

Hồ Mạnh Dũng

Trung tâm Hạt nhân Tp. Hồ Chí Minh

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Simonits A, De Corte F, Hoste J (1975) Single-comparator methods in reactor neutron activation analysis. J Radioanal Chem 24:31–46.
- [2] De Corte F (1987) In: The k_0 -standardization method: a move to the optimization of neutron activation analysis. Aggregate Thesis, Gent University, Belgium.
- [3] Ho Manh Dung, Pham Duy Hien, Application and development of k_0 -standardization method of neutron activation analysis at Dalat research reactor, J Radioanal Nucl Chem 257 (2003) 643–647.
- [4] Jovanovic S, De Corte F, Simonits A, Moens L, Vukotic P, Hoste J (1987) The effective resonance energy as a parameter in (n, γ) activation analysis with reactor neutrons. J Radioanal Nucl Chem 113:177–185.

- [5] M. Blaauw: The Derivation and Proper Use of Stewart's Formula for Thermal Neutron Self-Shielding in Scattering Media, Nucl. Sci. Eng., 124, 431 (1996).
- [6] De Corte F, Simonits A (1989) k_0 -measurements and related nuclear-data compilation for (n, γ) reactor neutron-activation analysis. J. Radioanal Nucl Chem 133:43–130.
- [7] De Corte F, Van Lierde S (2001) Determination and evaluation of fission k_0 -factors for correction of the U-235(n, f) interference in k_0 -NAA. J Radioanal Nucl Chem 248:97–101.
- [8] De Corte F, Simonits A (2003) Recommended nuclear data for use in the k_0 standardization of neutron activation analysis. At Data Nucl Data Tables 85:47–67.
- [9] A. Simonits, F. De Corte, T. El Nimr, L. Moens, J. Hoste: Comparative study of measured and critically evaluated resonance integral to thermal cross-section ratios, Part II, J. Radioanal. Nucl. Chem. Articles, 81 (1984) 397.



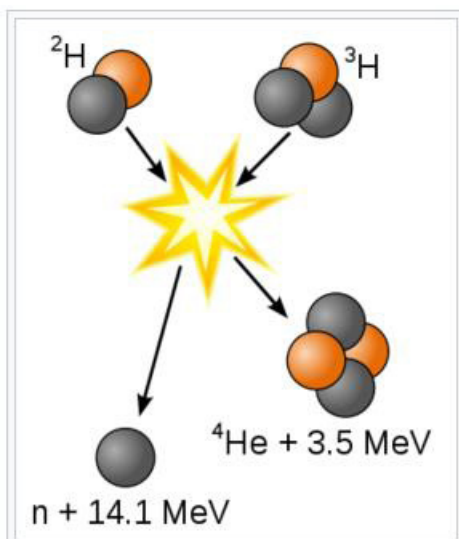
TỔNG HỢP HẠT NHÂN

Các nhà vật lý hạt nhân đã tiến đến gần thời điểm có thể chế ngự một năng lượng sạch hầu như vô tận: năng lượng tổng hợp nhiệt hạch (fusion thermonucleaire – tổng hợp hai hạt nhân nguyên tử) trong một tương lai gần 2030-2035.

Mục tiêu của tổng hợp hạt nhân: giải quyết vấn đề biến đổi khí hậu và bảo đảm tương lai năng lượng cho nhân loại bền vững đầy đủ trong nhiều triệu năm.

1. NGUYÊN LÝ

Sau đây là một phản ứng tổng hợp hạt nhân:



Hình 1. Phản ứng tổng hợp hạt nhân cho ta năng lượng



Phản ứng trên viết lại theo ký hiệu thường dùng :



Vậy nếu thực hiện được phản ứng tổng hợp thì chúng ta thu được năng lượng

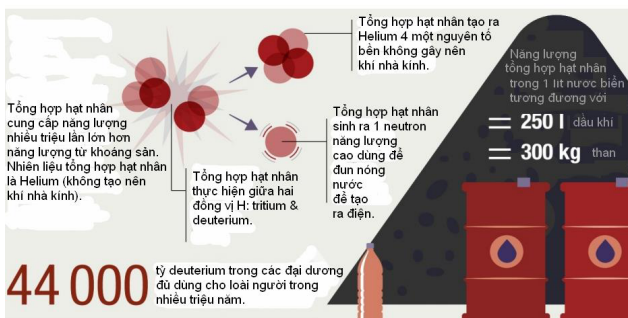
Phản ứng trên thông dụng trong nghiên cứu, công nghệ và quân sự. Deuterium và tritium là nguyên tố đồng vị tự nhiên của hydrogen.

Muốn có được tổng hợp hạt nhân phải làm xích gần hai hạt nhân ban đầu đến khoảng ~ 10 - 14 m để vượt qua hàng rào Coulomb. Vậy phải có nhiệt độ rất cao (tương đương hoặc cao hơn nhiệt độ trên mặt trời → khoảng 150.000.000 degrees Celsius—10 lần lớn hơn trong các phản ứng H trên mặt trời).

Ở nhiệt độ cao như vậy (~ hàng nghìn triệu độ) thì hệ biến thành plasma – mọi nguyên tử đều bị ion hóa. Người ta vì thế gọi đây là phản ứng nhiệt hạch.

Vì nhiệt độ rất cao nên không có thành bình nào chịu nổi, người ta phải dùng từ trường để giam

giữ plasma. Phản ứng nhiệt hạch là cơ sở để chế tạo bom khinh khí 1 (November 1952, Ivy Mike hydrogen bomb test) và đồng thời cũng là cơ sở để xây dựng lò phản ứng nhiệt hạch. Tổng hợp hạt nhân giải phóng 17,59 MeV (xem hình 1), năng lượng nhiều triệu lần lớn hơn năng lượng cung cấp bởi các phản ứng sử dụng carbon. Nhiên liệu cho tổng hợp hạt nhân (đồng vị H) chứa trong nước các đại dương vì thế xem như vô tận. Tổng hợp hạt nhân cho nhiều năng lượng hơn phân hạch hạt nhân và các phản ứng hóa học.



Hình 2. Tổng hợp hạt nhân cung cấp nhiều năng lượng hơn tất cả

Sau đây là một số lò phản ứng nhiệt hạch phân bố trên thế giới.

1/ TOKAMAK 9 (ITER)

Tokamak” (các chữ cái đầu của tiếng Nga) тороидальная камера с магнитными катушками, Toroidalnaia kamera s magnitnymi katushkami-буồng với các cuộn từ dạng xoắn). ITER,=International Thermonuclear Experimental Reactor.



Hình 3. Tokamak

Các tokamak xây dựng trên ý tưởng của Igor Tamm và Andrei Sakharov, và Oleg Lavrentiev. Có 35 nước tham gia (TQ, Ấn độ , Mỹ, UE,...),

Saint-Paul-Lez-Durance (Pháp).

Trong tokamak một plasma đồng vị H (nung đến 150 độ Celsius) bị giam cầm trong một từ trường dạng vành đai (tore). ITER gồm 24 nam châm siêu dẫn (mỗi nam châm 300 tấn).

2 / Greifswall – Đức , Helicoidal Wendelstein 7-X

3 / NIF-sử dụng laser.Địa điểm LIVERMORE (California)

4 / MagLif →machine Z (Albuquerque-Mỹ)

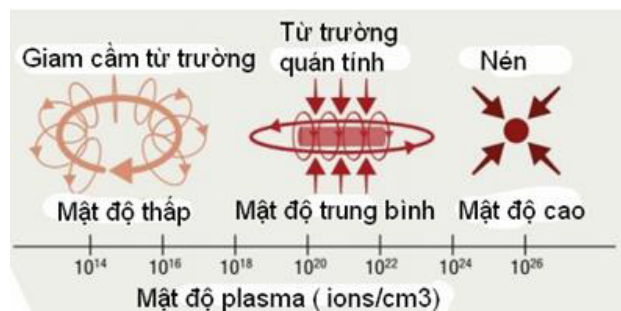
5 / Máy nén (Burnaby-CANADA)



Hình 4. Phân bố các máy nghiên cứu tổng hợp hạt nhân trên thế giới

Nguyên lý hoạt động

Nói chung nguyên lý hoạt động các máy vừa kể trên là tương tự : giam giữ một hệ khó bị giam giữ là plasma bằng từ trường , để thực hiện nguyên lý trên người ta có thể dùng những công nghệ khác nhau (giam cầm từ trường-confinement magnétique, từ trường quán tính-magneto-inertiel, nén-compression). Có thể phân biệt các công nghệ qua mật độ trung bình của plasma theo hình 5:



Hình 5. Minh họa các công nghệ qua hình dáng từ trường và mật độ plasma

Các công nghệ (theo hình dáng từ trường và mật độ plasma – hình 5)

1/ Giam cầm từ trường (Confinement magnétique): giam cầm plasma vào giữa một từ trường

mạnh có dạng của một hình xuyên (tore), các yếu tố đóng góp nhiệt độ ([2] trang 456): nhiệt trở kháng (resistive heating) từ dòng điện chảy trong plasma, các nguyên tử nhiên liệu trung hòa (được bắn vào) tương tác với plasma và cảm ứng RF (radio-frequency) nhiệt của plasma (như trong lò vi sóng).

2/ Từ trường quán tính (Magneto-inertiel) : tạo mật độ lớn trong một thời gian ngắn bằng cách bắn đối tượng nhiên liệu bằng laser siêu mạnh : phương pháp này gọi là giam cầm từ-quán tính.

3/ Nén (Compression) : một plasma bọc trong một từ trường được nén bởi một hệ thống piston.

2. KHÓ KHĂN CHỦ YẾU

Khó khăn chủ yếu là tạo ra được plasma với nhiệt độ cao T, mật độ nhất định plasma, lưu giữ được plasma đó trong thời gian nhất định sao cho tích của 3 thừa số đó vượt một ngưỡng nhất định để tổng hợp hạt nhân có thể xảy ra. Đó là tiêu chí Lawson (theo tên nhà vật lý người Anh J.D. Lawson) cho tổng hợp hạt nhân. Muốn tạo được phản ứng tổng hợp cần có điều kiện:

$$n\tau \geq 3 \times 10^{20} s / m^3$$

$$n\tau T \geq 6 \times 10^{21} s.keV / m^3$$

Hiện nay nhiều lò phản ứng đã thỏa mãn tiêu chí Lawson.

Những chuyên môn cần thiết ở đây là: từ-thủy động học magneto-hydro dynamics và trí khôn nhân tạo (AI) trong điều khiển.

3. KẾT LUẬN

Phương hướng tổng hợp nhiệt hạch hiện nay đang phát triển mạnh làm hé mở một phương pháp tạo năng lượng vô cùng tận (cung cấp năng lượng cho nhân loại nhiều triệu năm), không gây khí nhà kính, giải quyết vấn đề biến đổi khí hậu. Nhiều vấn đề công nghệ phức tạp cần phải tiếp tục hoàn thành để biến tổng hợp hạt nhân thành công nghiệp thị trường.

Với quy mô và tốc độ phát triển hiện nay chúng ta có thể chờ đợi không lâu (~2030-2035) để chế

ngự một năng lượng có một không hai cho loài người-năng lượng tổng hợp hạt nhân.

Cao Chi

TÀI LIỆU THAM KHẢO

[1] Vincent Nouyrigat, Fusion-Enfin les première étincelles, Science et vie số tháng 2/2020, trang 58

[2] Stephen T. Thornton & Andrew Rex, Modern Physics, Saunders College Publishing

[3] Cao Chi, Vật lý hiện đại, tập 2, NXB Tri Thức, 2015

TRIỂN VỌNG SỬ DỤNG CHÙM PROTON VÀ ION ĐƯỢC GIA TỐC BỞI CHÙM LASER XUNG TRONG ĐIỀU TRỊ UNG THƯ

Trong một vài thập kỷ qua, các nhà khoa học đã có thể tạo ra chùm laser xung cực ngắn ~ 10 - 18 s và có cường độ cực cao có thể lên đến 10^{23} - 10^{24} W/cm² bằng phương pháp khuếch đại xung mới thường gọi là phương pháp CPA (chirped-pulse amplification) được phát minh bởi nhà khoa học người Pháp Gérard Mourou và nhà khoa học người Canada Donna Strickland, hai nhà khoa học đã được trao giải Nobel vật lý năm 2018 cho phát minh đột phá này.

Phát minh giúp chúng ta tiệm cận đến “biên giới” mà ở đó các định luật về tương tác của ánh sáng với vật chất có thể thay đổi một cách căn bản đồng thời mở ra nhiều lĩnh vực nghiên cứu hoàn toàn mới từ vật lý cơ bản đến khoa học vật liệu và khoa học đời sống như cơ chế tạo ra các chùm ion, tia X và tia gamma có năng lượng cao,...

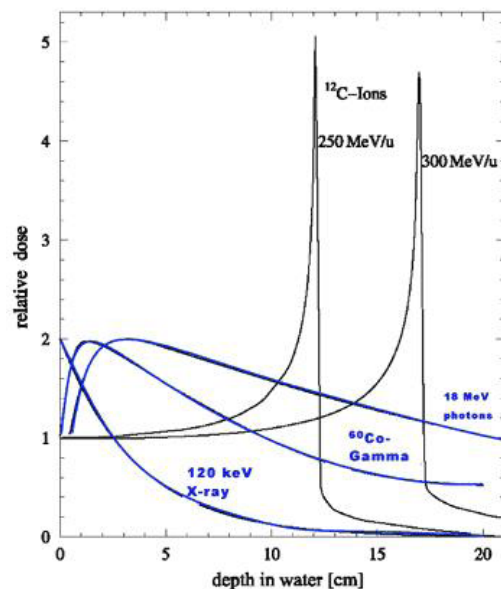
Bên cạnh các nghiên cứu cơ bản, với chùm laser công suất cao, các nhà khoa học dự đoán sẽ tạo ra một cuộc cách mạng mới trong điều trị ung thư sử dụng chùm proton và ion nặng (hadron therapy) dựa vào nguyên lý gia tốc hạt trong môi trường plasma tạo bởi laser.

1. XẠ TRỊ SỬ DỤNG CHÙM HẠT PROTON, ION NẶNG (HADRON THERAPY)

Năm 1946, Robert Wilson công bố bài báo về các ưu điểm vật lý của chùm ion trong điều trị ung thư, khi đó cộng đồng y khoa đã rất thờ ơ. Tuy nhiên, ngày nay ý tưởng sử dụng chùm carbon hay proton trong điều trị ung thư đã rất phổ biến. Cho đến nay, đã có hơn 300 bệnh nhân được điều trị ở GSI, Đức sử dụng chùm carbon, 2.000 bệnh nhân ở Nhật và hơn 10.000 bệnh nhân ở Trung tâm y khoa Đại học Loma Linda, Mỹ. Xạ trị sử dụng chùm proton hay ion rất hiệu quả đối với các khối u nằm ở những vùng không thể can thiệp bằng phẫu thuật hay những vùng khó có thể điều trị sử dụng chùm photon, ví dụ như các khối u ở não, vùng gần tủy sống hay ở trong mắt.

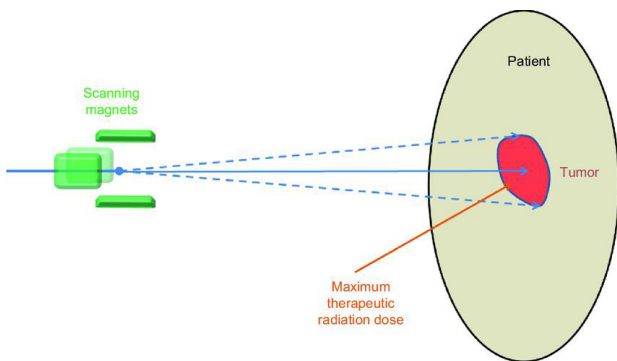
Khác biệt chính giữa chùm photon và chùm hạt (proton, ion) là hiệu ứng sinh học và phân bố liều theo chiều sâu khác nhau. Đối với chùm photon, liều giảm theo quy luật hàm mũ theo chiều sâu. Vì vậy, với những khối u nằm sâu trong cơ thể cần phải được chiếu xạ từ nhiều phần để phân tán liều không mong muốn phía trước khối u trong một vùng thể tích rộng trong khi cung cấp một liều đủ tiêu diệt khối u. Trong kỹ thuật xạ trị điều biến liều hiện đại (IMRT), có đến 10 trường chiếu

từ các hướng khác nhau được thiết lập. Kỹ thuật IMRT nhắm đến khối u rất tốt mặc dù một vùng thể tích khá rộng các tế bào lành có thể bị chiếu xạ. Vấn đề lớn nhất của liệu pháp này là nguy cơ có thể tạo ra khối u thứ cấp.

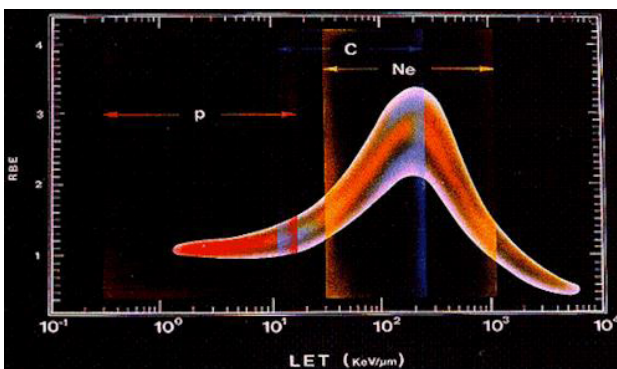


Hình 1. So sánh phân bố liều theo chiều sâu trong môi trường nước. Ion chủ yếu mất năng lượng ở phía cuối của quãng chạy vì vậy liều chủ yếu tập trung vào khối u và giảm thiểu liều cho các mô lành phía trước khối u

Giải pháp liên quan đến vấn đề tập trung liều vào khối u một cách chính xác hơn có thể được giải quyết bằng kỹ thuật xạ trị sử dụng chùm hạt. Đường phân bố liều theo chiều sâu khi sử dụng chùm hạt là trái ngược với chùm photon, liều bức xạ chủ yếu tập trung vào khối u trong khi liều mà các mô lành ở phía trước và sau khối u phải chịu là rất thấp mặc dù chỉ sử dụng duy nhất một trường chiếu (xem hình 1). Trong kỹ thuật xạ trị điều biến liều sử dụng chùm hạt hiện đại nhất hiện nay, chùm hạt có hình dạng như đầu bút chì (pencil beam) được quét trên toàn bộ bề mặt của khối u cần tiêu diệt theo các đường đồng mức với độ chính xác 2-3 mm (xem hình 2).



Hình 2. Minh họa chùm tia dạng bút chì (pencil beam) sử dụng trong xạ trị điều biến liều sử dụng chùm hạt proton hay ion nặng



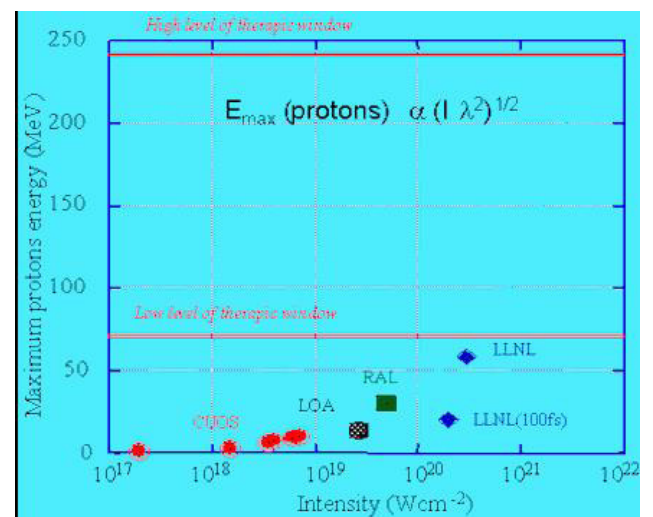
Hình 3. Hiệu ứng sinh học tương đối tương ứng với chùm proton, carbon và neon như là hàm đại lượng truyền năng lượng tuyến tính (LET)

Các ion nặng như carbon hay neon có số nguyên tử lớn nên sự tán xạ trong môi trường bé hơn rất nhiều so với proton. Một trong những ưu điểm nổi trội của kỹ thuật xạ trị sử dụng hạt nặng là hiệu ứng sinh học tương đối (RBE) tăng ở đoạn cuối của quỹ đạo (tức là ở vùng khối u). Hiệu ứng

này cần phải được tính đến khi lập phác đồ điều trị. RBE phụ thuộc vào nhiều yếu tố khác nhau như loại ion, năng lượng, độ sâu của khối u, mức liều và loại mô (xem hình 3). Trong điều trị ung thư với liệu pháp sử dụng chùm hạt, nếu giá trị RBE tăng thì liều điều trị cần thiết tương ứng được giảm xuống. Nhìn chung, chùm ion phù hợp với các loại u kháng bức xạ trong khi nếu sử dụng chùm proton thì nguy cơ xuất hiện các khối u thứ cấp được giảm thiểu.

2. ĐÓNG GÓP CỦA MÁY GIA TỐC PROTON VÀ CHÙM ION NẶNG SỬ DỤNG CHÙM LASER XUNG CƯỜNG ĐỘ CAO

Tiến bộ của kỹ thuật xạ trị sử dụng chùm hạt có thể có được nhờ công nghệ gia tốc kém đắt đỏ hơn công nghệ hiện tại. Gần đây, các thí nghiệm đã chứng minh rằng chùm laser xung ngắn có thể gia tốc proton hay carbon. Để có thể dùng được trong xạ trị, proton cần được gia tốc đến năng lượng 150 MeV trong khi ion carbon cần được gia tốc đến năng lượng 350 MeV. Các thí nghiệm mới nhất chứng tỏ rằng với chùm laser cường độ cao, việc đạt được các mức năng lượng nói trên cho proton phù hợp trong điều trị ung thư là hoàn toàn khả thi (xem hình 4).



Hình 4. Năng lượng của chùm proton có thể đạt được tại các phòng thí nghiệm khác nhau trên thế giới như là hàm của cường độ laser

Đối với các máy gia tốc proton truyền thống, việc lái và tập trung chùm tia vẫn rất đắt đỏ và khó

khản. Hệ thống lái chùm proton từ máy gia tốc đến khối u sử dụng các nam châm từ lớn và nặng có khối lượng cỡ 100 đến 200 tấn và có đường kính từ 4 đến 10 m và rất khó phù hợp với các bệnh viện (xem hình 5). Một trung tâm xạ trị sử dụng chùm proton có chi phí lên đến 150 triệu euro. Một hệ thống máy gia tốc proton sử dụng chùm laser có cường độ cỡ Petawatt (10¹⁵W) chỉ sử dụng bia với kích thước cỡ vài cm vì vậy chúng ta có thể đặt bia gần với bệnh nhân, có nghĩa là chỉ cần một hệ thống gương rất nhỏ để “vận chuyển” chùm laser thay vì sử dụng hệ thống nam châm từ nặng nề và tốn kém. Mặc dù vẫn cần có hệ thống lựa chọn và tập trung chùm tia sau bia nhưng toàn bộ hệ thiết bị là rất nhẹ và nhỏ hơn nhiều so với các máy gia tốc hiện tại. Ngoài ra, chúng ta có thể hình dung rằng, trong một bệnh viện, các phòng điều trị có thể bố trí ở các vị trí linh hoạt và chỉ cần hệ thống gương để “vận chuyển” chùm laser. Hơn nữa, với máy gia tốc sử dụng chùm laser, chúng ta không cần hệ thống che chắn phóng xạ đồ sộ và tốn kém.



Hình 5. Hệ thống lựa chọn và lái chùm proton của các máy gia tốc xạ trị proton truyền thống

Phan Việt Cường

Trung tâm Nghiên cứu và Triển khai công nghệ bức xạ

THIẾT KẾ VÀ CHẾ TẠO DETECTOR NHẤP NHÁY SỬ DỤNG TINH THỂ CsI(Tl) VÀ QUANG ĐI-ỐT THÁC LŨ ĐO BỨC XẠ GAMMA

Detector nhấp nháy là loại detector có hiệu suất ghi cao, sử dụng đơn giản, giải quyết tốt được mục tiêu của nhiều nghiên cứu và đào tạo nên việc nội địa hóa quá trình chế tạo sẽ mang lại nhiều ích lợi. Việc sử dụng quang đi ốt thác lũ thay cho ống nhân quang điện (PMT) cho phép tiết kiệm năng lượng, rút gọn thể tích detector và loại bỏ khối cao áp công suất lớn và khối khuếch đại hình thành xung. Tổ hợp chất nhấp nháy CsI(Tl), quang đi ốt thác lũ, tiền khuếch đại nhạy điện tích, hệ thống khuếch đại dải rộng và hệ nguồn nuôi đã được tích hợp vào trong detector.

Bài viết này đưa ra một số kết quả mới trong việc chế tạo thử nghiệm detector nhấp nháy sử dụng quang đi ốt thác lũ. Các detector loại này có thể sử dụng được trong các trạm quan trắc môi trường, các bệnh viện và các phòng thí nghiệm hạt nhân của các trường đại học để đào tạo và huấn luyện sinh viên...

1. NHẬP ĐỀ

Ngày nay, số lượng nhà máy điện hạt nhân ngày càng tăng nhanh, đặc biệt ở Trung Quốc mà Việt Nam là quốc gia nằm trong khu vực dễ bị ảnh hưởng nhất do ở phía cuối các luồng không khí vận chuyển trong các mùa thu, đông và xuân. Thêm vào đó, các mỏ quặng chứa chất phóng xạ, các nhà máy nhiệt điện thải vào môi trường các xỉ than có chứa phóng xạ cũng là một vấn đề quan trọng cần được giám sát, theo dõi. Vì vậy, việc xây dựng các trạm quan trắc môi trường phóng xạ là một nhiệm vụ cấp thiết. Theo quy hoạch đã được chính phủ phê duyệt bằng Quyết định số 1636/QĐ-TTg, Việt Nam cần có mạng lưới quan trắc phóng xạ với số trạm lên đến hàng trăm trạm trên toàn quốc. Ngoài ra, nhu cầu về các detector và hệ thống thiết bị đo đạc, xử lý số liệu bức xạ hạt nhân phục vụ nhu cầu nghiên cứu và đào tạo cũng tăng nhanh. Cho dù chương trình điện hạt nhân đã tạm dừng nhưng các ứng dụng kỹ thuật hạt nhân khác trong y tế, công nghiệp vẫn đang tăng trưởng mạnh mẽ. Tình hình nói trên đã đặt ra yêu cầu có nhiều hệ đo gamma nhằm đo liều bức xạ, giám sát môi trường, đào tạo... Các hệ đo với detector nhấp nháy chắc chắn chiếm tỷ lệ cao

trong số các hệ đo được sử dụng do tính đơn giản trong sử dụng, hiệu suất ghi cao, bền trong các môi trường làm việc khác nhau và cung cấp nhiều thông tin về trường bức xạ được giám sát.

Các lý do trên đã đặt ra yêu cầu chế tạo số lượng lớn các detector ghi đo bức xạ có độ bền cao, đáp ứng yêu cầu làm việc liên tục, tiêu thụ năng lượng ít, gọn nhẹ, đơn giản và nhanh chóng được bảo dưỡng khi có yêu cầu và thay thế khi cần thiết.

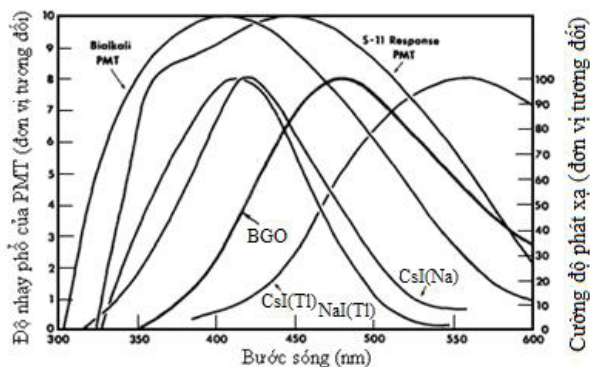
2. LỰA CHỌN CẤU HÌNH DETECTOR NHẤP NHÁY

2.1. Lựa chọn chất nhấp nháy

Chất nhấp nháy NaI (Tl) thuộc loại phổ cập nhất có độ ra sáng lớn, có thể chế tạo thành những tinh thể có kích thước lớn đến hàng dm³. Nhược điểm chủ yếu của nhấp nháy NaI (Tl) gồm:

- Tuổi thọ của tinh thể giảm nhiều nếu bị sốc nhiệt, thậm chí tự rạn vỡ. Điều này làm cho nhấp nháy NaI (Tl) được sử dụng chủ yếu trong phòng thí nghiệm – nơi có nhiệt độ ổn định hoặc thay đổi chậm.
- Độ ra sáng của tinh thể nhấp nháy NaI (Tl) thay

đổi mạnh khi nhiệt độ thay đổi – đến 0,3%/°C. Vì vậy, các hệ phổ kế nhấp nháy NaI (Tl) thường phải có hệ thống ổn định phổ đi kèm [1] hoặc phải có hệ thống phần mềm hiệu chỉnh phổ khi thời gian đo kéo dài, nhất là với các hệ đo dã ngoại, đặt ngoài phòng thí nghiệm. Việc sử dụng bộ ổn định phổ làm cho chi phí mua sắm hệ đo tăng lên nhiều lần.



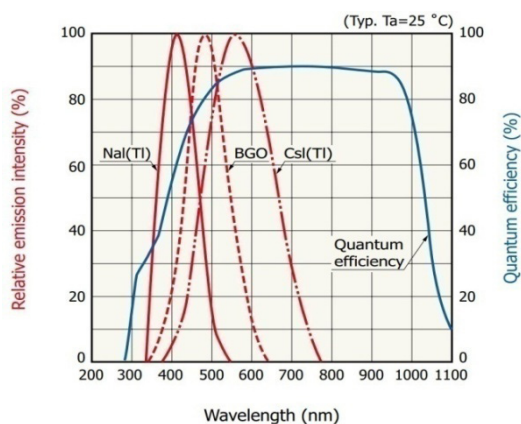
Hình 1. Cường độ phát của 4 loại nhấp nháy và độ nhấp phổ của 2 loại PMT [3]

Chất nhấp nháy CsI(Tl) có hai ưu điểm so với NaI(Tl) là độ ra sáng ổn định, thay đổi theo nhiệt độ môi trường ít hơn 30 lần (~ 0,01%/°C) và chịu được sốc nhiệt. Hơn nữa, khối lượng riêng của CsI(Tl) cao hơn NaI(Tl) và số photon được tạo nên trên 1 keV năng lượng tia gamma đi tới detector cao hơn (4,51 g/cm³, 55 photon/keV so với 3,67 g/cm³ và 38 photon/keV tương ứng). Tuy nhiên, khi ghép CsI(Tl) với PMT thì biên độ xung ra ở anod thấp hơn 2 lần so với NaI(Tl) – do phổ phát xạ của CsI(Tl) nghiêng về phía hồng ngoại mà ở vùng bước sóng đó, hiệu suất lượng tử của PMT thấp. Tình hình sẽ đổi khác nếu ghép CsI(Tl) với quang điốt Si: Nhấp nháy CsI(Tl) ghép với quang điốt cho biên độ xung ra lớn hơn hẳn so với ghép NaI(Tl) với quang điốt. Hình 1 cho thấy mức độ phù hợp của các nhấp nháy với các PMT.

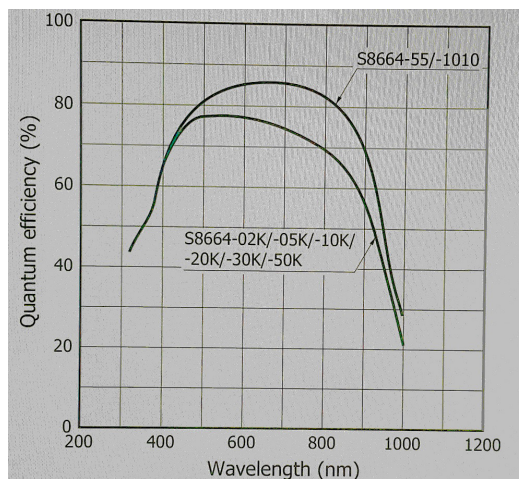
Vì có nhiều loại quang điốt (quang điốt Si; quang điốt Si loại PIN và quang điốt Si loại thác lũ), việc lựa chọn chất nhấp nháy CsI(Tl) và yêu cầu chế tạo hệ đo gọn nhẹ dẫn đến lựa chọn quang đi

ốt làm hệ thống biến đổi quang - điện.

2.2 Lựa chọn linh kiện biến đổi quang-điện



Hình 2. Hiệu suất lượng tử của quang đi-ốt S3590-08[4]



Hình 3. Hiệu suất lượng tử của quang đi-ốt S8664-0505[4]

Với thành tựu phát triển khoa học trong lĩnh vực linh kiện bán dẫn, sự thay thế PMT bằng quang điốt (gồm quang điốt thường và quang điốt thác lũ) đang diễn ra. So với ống nhân quang điện, quang điốt có những ưu điểm:

- Kích thước nhỏ, quãng đường di chuyển của các phần tử tải điện cỡ μm nên hoạt động của quang điốt không nhạy với từ trường.
- Không cần khối cao áp công suất lớn, điện áp cao như detector nhấp nháy sử dụng PMT. Điện áp bias đặt lên quang điốt thường dưới 400V và dòng điện cỡ nA.

- Hiệu suất lượng tử cao, đạt tới trên 80% ở vùng bước sóng khả kiến.

Hình 2 thể hiện hiệu suất lượng tử phụ thuộc bước sóng của các photon tới và sự phù hợp của quang điốt S3590-08 với các loại nhấp nháy NaI(Tl), BGO và CsI(Tl). Và rõ ràng là trong số 3 loại nhấp nháy thì CsI(Tl) phù hợp nhất với quang điốt.

Tuy nhiên, việc sử dụng quang điốt thường làm bộ chuyển đổi quang điện cũng có nhược điểm là quang điốt thuộc loại S3590 không có sự khuếch đại nội nên tín hiệu ra nhỏ, tỷ số tín hiệu trên tạp âm không cao. Để khắc phục tình trạng này, có hai giải pháp như sau:

- Sử dụng tiền khuếch đại nhạy điện tích có tạp âm rất thấp và được chống nhiễu tốt. Công bố [2] là một ví dụ đi theo hướng này.

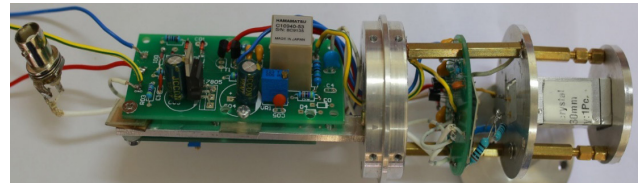
- Thay thế quang điốt thường (như S3590-08) bằng quang điốt thác lũ (như S8664-1010/0505). Sự khuếch đại dòng trong quang điốt thác lũ không đóng góp tạp âm như các mạch điện tử. Tuy điện dung của quang điốt thác lũ cao nhưng việc khuếch đại dòng điện bù lại nên vẫn nâng được cả biên độ tín hiệu ra lẫn tỷ số tín hiệu trên tạp âm. Công bố [5] là ví dụ điển hình của phương án thứ 2.

Trong nghiên cứu này, phương án thứ 2 đã được lựa chọn là sử dụng quang điốt thác lũ loại S8664-0505 để ghép với nhấp nháy CsI(Tl). Hiệu suất quang điện của S8664-0505 được thể hiện trên Hình 3. Các photon do CsI(Tl) phát ra có bước sóng từ khoảng 380 : 780 nm và ở dải bước sóng này, hiệu suất lượng tử của S8664-0505 tính trung bình không nhỏ hơn 80%.

3. THỰC NGHIỆM, KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

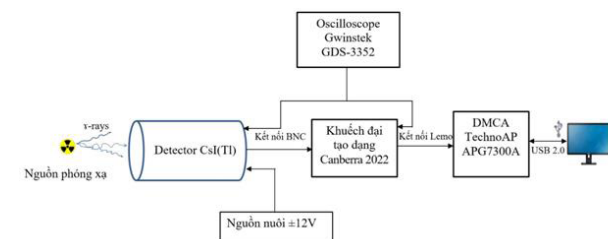
3.1 Thực nghiệm, kết quả

Detector có dạng hình trụ có đường kính 32mm, độ dài 190 mm, dày 2 mm – chế tạo từ nhôm như ở Hình 4. Tinh thể CsI(Tl) kích thước 1x1x-3cm, quang điốt thác lũ loại S8664-0505 và tiền khuếch đại nhạy điện tích CR-110 được đưa vào trong ngăn thứ nhất và thứ 2 của detector (phía bên phải).



Hình 4. Detector và mạch nguồn nuôi, khuếch đại

Ngăn thứ 2 (phía bên trái) của detector là hệ thống nguồn và khuếch đại sơ bộ: Từ điện áp ± 12 V đưa vào, hệ mạch nguồn tạo ra: điện áp 5 V để tạo điện áp bias cho quang điốt thác lũ S8664-0505; các điện áp $\pm 6,8$ V cung cấp cho tiền khuếch đại và ± 6 V cung cấp cho hệ khuếch đại sơ bộ. Hệ khuếch đại sơ bộ được đưa vào để chuẩn dải biên độ xung ra – thay đổi hệ số biến đổi năng lượng của lượng tử gamma bị tinh thể nhấp nháy hấp thụ thành biên độ xung cho các loại nhấp nháy và tiền khuếch đại khác nhau để biên độ xung ra với cùng một loại chuyển dời gamma là như nhau. Điện áp bias 380 V được tạo ra từ linh kiện tổ hợp C10940-53 do hãng Hamamatsu chế tạo.

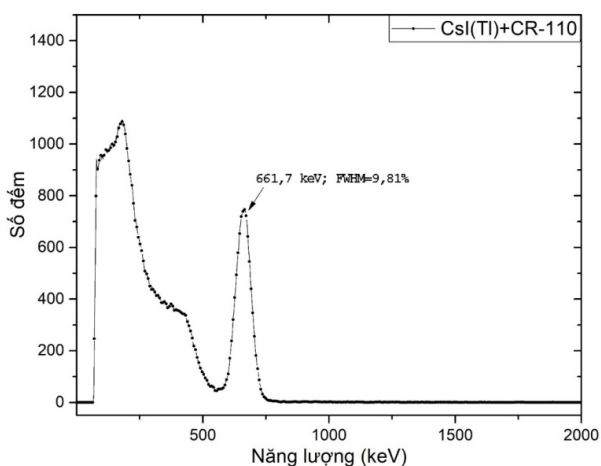


Hình 5: Cấu hình thực nghiệm đánh giá detector

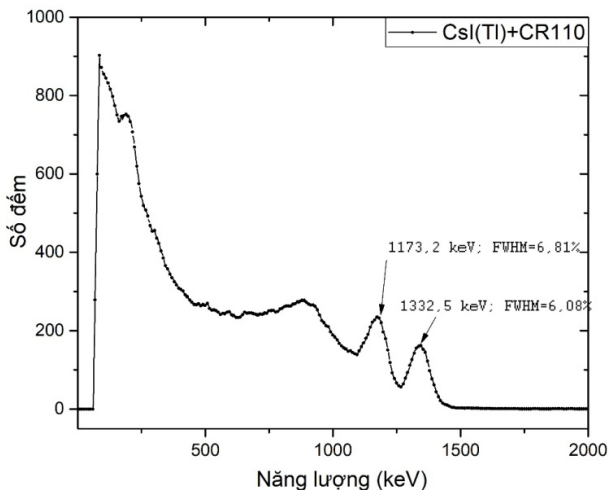
Hệ thiết bị kiểm tra detector gồm khuếch đại và tạo dạng 2022 của hãng Canberra, MCA loại APG7300A của hãng TechnoAP – trên hình 5 được sử dụng để khảo sát detector nhấp nháy được lắp ráp như mô tả ở trên. Các nguồn phóng xạ dùng trong các thực nghiệm đánh giá detector là Cs137 và Co60 phát ra các lượng tử gamma 661,7;

1173,2 và 1332,5 keV tương ứng.

Phổ thu được đo với Cs137 được thể hiện trên hình 6, phổ thu được khi đo với Co60 được biểu diễn trên Hình 7. Các giá trị độ phân giải năng lượng với các đỉnh 661,7 keV và 1332,5 keV là 9,81% và 6,08%.



Hình 6: Phổ đo được với Cs137, độ phân giải ở đỉnh 661 keV đạt 9,8 %



Hình 7: Phổ đo với nguồn Co60. Độ phân giải năng lượng ở đỉnh 1332 keV đạt 6,08%

3.2 Thảo luận

Các kết quả thu được về phổ trên Hình 6 và Hình 7 cho thấy:

- Kích thước tinh thể thuộc loại nhỏ nên số lượng quá trình tán xạ Compton nhiều lần dẫn tới tạo xung ra có biên độ nằm ở đỉnh hấp thụ quang điện

không lớn. Điều này dẫn tới đóng góp của tán xạ Compton vào hiệu suất ghi toàn phần của detector cao hơn so với đóng góp của tán xạ Compton ở các tinh thể nhấp nháy kích thước lớn (phổ cấp là 40 mm đường kính và cao 40 mm).

- Ngưỡng cắt còn cao – khoảng 40 keV nên chưa thể sử dụng detector loại này đo tia X hoặc các gamma mềm có năng lượng dưới 40 keV.

- So sánh độ phân giải năng lượng ở 661,7 keV như thông lệ cho thấy độ phân giải năng lượng của detector được chế tạo gần tiếp cận được với kết quả ở [2], [5] và [7].

Các chuyển dời gamma 661,7; 1173,2 và 1332,5 keV tạo nên các đỉnh trong phổ ở các kênh 352; 620 và 705 tương ứng. Việc xây dựng đường chuẩn năng lượng $E_\gamma = a.X + b$ với X là vị trí đỉnh; E_γ là năng lượng của tia gamma; a và b là các tham số của đường chuẩn năng lượng cho kết quả a = 1,900 và b = -7,2. Như vậy, đường chuẩn năng lượng cắt trục hoành ở tọa độ (4, 0). Ngưỡng cắt của phổ ở kênh 25 tương ứng với năng lượng 40 keV. Trong vùng từ kênh 4 đến kênh 25 là đóng góp của các xung có biên độ nhỏ do nhấp nháy hấp thụ được một phần nhỏ năng lượng của tia gamma và các xung do tiếng ồn tạo nên – các xung này không được phân tích biên độ. Việc đánh giá đóng góp của tiếng ồn có thể thông qua xem xét độ phân giải của đỉnh 1332,5 keV. Độ phân giải của đỉnh 1332,5 keV là 6,08% tương đương 80 keV. Do các đóng góp tiếng ồn của hệ khuếch đại 2022 là nhỏ nên tạp âm chủ yếu là do đóng góp của tiếng ồn nội của tiền khuếch đại và tạp âm ENC do điện dung của quang điốt thác lũ gây nên - ước lượng ban đầu là dưới 20 keV. Tuy nhiên, để chính xác loại tiếng ồn và tỷ lệ đóng góp của các thành phần tiếng ồn, cần tiến hành các thực nghiệm bổ sung khác. Ngoài ra, cũng cần thiết kế lại vỏ detector để tăng khả năng truyền qua của tia X và tia gamma mềm.

Các thực nghiệm đánh giá hiệu suất ghi, ảnh hưởng của nhiệt độ, độ ẩm, độ ổn định và độ bền, chống nhiễu điện từ và khắc phục tạp âm của hệ để giảm ngưỡng đo sẽ được tiếp tục trong thời gian tới.

4. KẾT LUẬN

Với các kết quả như trên, có thể đánh giá tích cực về triển vọng tự chế tạo các detector nhấp nháy để phục vụ mục tiêu nội địa hóa thiết bị đo đặc bức xạ của Việt Nam nhằm làm chủ công nghệ, giảm chi phí trang bị, chủ động bảo trì, bảo dưỡng, sửa chữa và thay thế của các đơn vị giám sát môi trường, nghiên cứu và đào tạo. Ở tình trạng hiện tại, các detector với các thông số như trên hoàn toàn có thể sử dụng được ở các trạm quan trắc môi trường, thiết bị trinh sát phóng xạ, các phòng thí nghiệm phục vụ đào tạo và bệnh viện y học hạt nhân để đo bức xạ gamma có năng lượng từ 50 keV trở lên. Các hiệu chỉnh kỹ thuật và mỹ thuật công nghiệp cũng đang được thực hiện để sớm chế tạo hàng loạt detector loại này.

Các tác giả trân trọng cảm ơn Đại học Bách khoa Hà Nội đã cung cấp kinh phí mua APD S8664 cho nghiên cứu này thông qua đề tài T2018-PC-124.

Phạm Đình Khang

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Scintillation Materials and Assemblies. www.crystals.saint-gobain.com.
- [2] Kwang Hyun Kim et al. Signal and noise performance of large-area PIN photodiodes and charge-sensitive preamplifiers for gamma radiography. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 591 (2008) 63–66.

[3] G. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3rd ed. Hoboken, NY: John Wiley & Sons, 2000

[4] HAMAMATSU Corp., Si PIN Photodiodes S3590- / S2744- / S3204- / S3584- / S3588-08 (preliminary data), Hamamatsu Photonics K.K.

[5] Gascon M. et al, Optimization of Energy Resolution Obtained With CsI(Tl) Crystals for the R3B Calorimeter. IEEE Transactions on Nuclear Science, 55(3), 1259–1262, 2008.

[6] Hamamatsu Photonics K.K., “Si APD S8664 series data sheet”, KAPD1012E04 DN, Japan, Sep.2005.

[7] <https://www.kromek.com/product/sigma-scintillator-detectors/>

TIN TRONG NƯỚC VÀ QUỐC TẾ

NĂNG LƯỢNG HẠT NHÂN: YẾU TỐ QUAN TRỌNG ĐỂ KHỬ CACBON TRONG CUỘC CHIẾN PHỤC HỒI SAU ĐẠI DỊCH VIRUS CORONA

Phát biểu trong một cuộc phỏng vấn với đài BBC, Hiệp hội hạt nhân thế giới tuyên bố ngành công nghiệp hạt nhân của Anh đã và đang chứng minh được tính linh hoạt cũng như văn hóa an toàn vốn có với trách nhiệm phục hồi kinh tế đồng thời giảm thiểu lượng phát thải carbon trong cuộc khủng hoảng COVID-19.



Giám đốc Hiệp hội Hạt nhân thế giới, bà Agneta Rising (Ảnh: World Nuclear Association)

Một thập kỷ trước, Vương quốc Anh được biết đến với hơn 40% điện năng được cung cấp từ than đá, tuy nhiên cho tới nay, quốc gia này đã gần chạm đến kỷ lục hai tháng không sử dụng năng lượng hóa thạch trong sản xuất điện năng. Theo hãng tin BBC phân tích, giá năng lượng tái tạo được giảm bởi một phần nhờ có “sự thay đổi cơ bản trong kinh tế năng lượng”. Kể từ đầu năm nay, năng lượng tái tạo và nhiên liệu hóa thạch lần lượt chiếm 35% và 30% tổng điện năng tiêu thụ của Vương quốc Anh, trong khi đó năng lượng hạt nhân là 18%.

Khi được hỏi liệu năng lượng hạt nhân liệu có

bị “lép vế” trong hỗn hợp các dạng năng lượng điện hay không, bà Agneta Rising, tổng giám đốc Hiệp hội hạt nhân thế giới cho biết năng lượng hạt nhân đang ngày càng cho thấy khả năng đáp ứng nhu cầu điện trong quá trình khử carbon và linh hoạt tạo tài.

Tất cả các hình thức sản xuất năng lượng phát thải ít carbon đều sẽ được áp dụng nhằm mục tiêu đưa lượng khí thải cacbon của Anh về mức 0 đến năm 2050, nhưng nếu không có hạt nhân, việc khử cacbon triệt để có lẽ không thể đạt được. Nhiên liệu cho các nhà máy điện có thể được dự trữ trong vòng vài năm và một nhà máy có thể hoạt động trong khoảng 12-18 tháng trước khi cần được tiếp nhiên liệu.

Theo giám đốc Hiệp hội Hạt nhân thế giới, nước Anh sẽ không thể loại bỏ hoàn toàn việc sử dụng than đá trong sản xuất điện nếu không có sự trợ giúp của năng lượng hạt nhân trong hỗn hợp năng lượng. Việc sử dụng năng lượng hạt nhân trên toàn thế giới đang phát triển không ngừng, một phần sản lượng điện ở Liên minh châu Âu đến từ điện hạt nhân, ngành năng lượng này cũng hỗ trợ 1,1 triệu việc làm, và 55 lò phản ứng đang được xây dựng trên toàn thế giới.

Bà khuyên chính phủ các nước nên xem xét kỹ những ưu điểm nổi trội của năng lượng hạt nhân như chi phí hệ thống thấp và lợi ích rõ ràng với người dân trong kế hoạch phục hồi kinh tế sau đại dịch. Hơn nữa, đầu tư vào hạt nhân cũng là đầu tư vào quá trình chuyển đổi sang nền kinh tế không phát thải carbon đồng thời tạo ra nhiều việc làm mới.

Trong một cuộc phỏng vấn riêng với đài BBC,

ông Jonathan Cobb, giám đốc truyền thông của Hiệp hội hạt nhân thế giới cho biết ngành công nghiệp hạt nhân hiện nay tập trung chủ yếu vào yếu tố an toàn, điều đó có nghĩa rất lớn trong việc đối phó với đại dịch.

Ông nói: “An toàn hạt nhân là văn hóa của ngành, do đó, việc chấp nhận bổ sung thêm một số quy định an toàn cần thiết để đối phó với COVID-19 là điều mà ngành công nghiệp hạt nhân thực hiện rất dễ dàng. Do đó đến nay chúng ta vẫn chưa có bất cứ một nhà máy điện hạt nhân nào phải đóng cửa do có người nhiễm vi-rút hay dừng hoạt động để phòng ngừa dịch bệnh.”

Đầu tư vào năng lượng hạt nhân để phục hồi sau virus, ông tự tin cho biết: “Chúng ta đã có những nhà máy điện đầu tiên đang được xây dựng ở Anh, bên cạnh các nhà máy khác ở Phần Lan, Pháp, và đặc biệt ở Đông Âu hiện vẫn đang tiếp tục khởi động thêm thêm các dự án mới. Vì vậy, một tổ hợp các công trình mới với hơn 50 lò phản ứng được xây dựng trên khắp thế giới, và hy vọng trong thời gian tới con số này sẽ tiếp tục được tăng lên.”

Trần Thiện Phương Anh (dịch)

Ban Kế hoạch và quản lý khoa học

Nguồn: <https://www.world-nuclear-news.org/Articles/Nuclear-crucial-to-deep-decarbonisation-in-post-vi>

BỘ NĂNG LƯỢNG HOA KỲ SỬA ĐỔI THỎA THUẬN BUÔN BÁN URANIUM HEX-AFLUORIDE CŨNG NHƯ PHÁC THẢO KẾ HOẠCH XỬ LÝ

Cơ sở làm giàu laser toàn cầu - Hitachi (GLE) và Bộ Năng lượng Hoa Kỳ (DOE) đã ký biên bản sửa đổi đối với thỏa thuận của họ về việc buôn bán các kho dự trữ uranium hexafluoride (UF₆) nghèo làm tiền đề cho kế hoạch làm giàu laser thương mại tại Paducah ở Kentucky. Theo đó, DOE đã đơn phương công bố kế hoạch xử lý bất

kỳ chất thải uranium oxit nào từ các nhà máy làm giàu khuếch tán khí trước đây.



Việc sửa đổi năm 2016 đã khiến thỏa thuận mua bán phù hợp hơn với điều kiện thị trường hiện tại và là yếu tố quan trọng trong việc đạt được thỏa thuận giữa công ty Silex Systems (Úc), công ty Cameco Corporation (Canada) và công ty GE-Hitachi Nucle Energy để tái cấu trúc GLE. Sự chấp thuận của chính phủ Hoa Kỳ trong việc tái cấu trúc đã giúp Silex mua lại 51% GLE và giá trị cổ phần Cameco tăng từ 24% lên 49% được kỳ vọng sẽ diễn ra vào cuối năm nay.

GLE là đơn vị được cấp phép độc quyền của quy trình làm giàu uranium của SILEX (Tách các đồng vị bằng phương pháp laser) và đang tiến hành thương mại hóa thông qua một dự án có liên quan đến việc xây dựng Cơ sở làm giàu Laser Paducah (PLEF) làm giàu lại UF₆. Việc DOE sở hữu UF₆ sẵn có đóng vai trò quan trọng trong vấn đề này, Silex cho biết vào ngày 5 tháng 6 vừa qua, vật liệu còn được biết đến là uranium nghèo sót lại từ các hoạt động làm giàu trước đó, chứa tỷ lệ uranium-235 phân hạch thấp hơn uranium tự nhiên, nhưng có khả năng được làm giàu trở lại để sử dụng trong nhiên liệu hạt nhân.

Silex cho rằng thỏa thuận giữa GLE và DOE về việc bán hàng tồn kho đã được ký kết vào năm 2016 tại thời điểm đánh dấu sự phục hồi của thị trường uranium. Việc sửa đổi đảm bảo thỏa thuận sẽ có hiệu lực lâu dài, cho phép GLE có thời gian hoàn tất kế hoạch cho dự án PLEF, dự kiến sẽ

bắt đầu đi vào hoạt động thương mại cuối những năm 2020.

Silex cho biết, dự án làm giàu vẫn sẽ tiếp tục kéo dài trong nhiều thập kỷ, và dự kiến sản xuất khoảng 2000 tấn uranium tự nhiên mỗi năm dưới dạng UF6. Điều này tương đương với một mỏ khai thác với doanh thu đầu ra hàng năm hàng năm khoảng 5,2 triệu bảng U3O8 (2000 tU). Đầu ra sản phẩm của PLEF cũng sẽ có giá trị gia tăng khi đã được chuyển đổi thành UF6.

DOE ra quyết định xử lý

DOE vào ngày 5 tháng 6 đã ban hành Bản ghi quyết định (ROD), trong đó chính thức ưu tiên loại bỏ oxit uranium nghèo từ các nhà máy khuếch tán khí trước đây của họ ở Portsmouth, Ohio và Paducah, Kentucky tại một hoặc ba địa điểm được đề cử: Công ty EnergySolutions LLC gần Clive, Utah; Công ty kiểm soát chất thải LLC gần Andrew, Texas; và Khu vực thử nghiệm Nevada ở Hạt Nye, Nevada, các khu vực thương mại khác ở Utah và Texas và khu vực thuộc sở hữu của chính phủ Nevada.

Theo DOE, 800.000 tấn UF6 nghèo tại các địa điểm Portsmouth và Paducah. Các nhà máy chuyển đổi UF6 thành uranium oxide nghèo, một dạng ổn định hơn để tái sử dụng hoặc thải bỏ, hiện đang có mặt tại cả hai địa điểm.

ROD chỉ áp dụng cho vật liệu đã được xếp vào danh sách “chất thải”. Bộ cho biết kế hoạch ngắn hạn trong thời gian tới là tập trung vào việc xử lý oxit uranium đã nghèo tại các địa điểm thương mại. Bộ cũng đang lên kế hoạch cho dự án thí điểm trong năm tới để vận chuyển một số thanh xi lanh uranium nghèo đến các cơ sở xử lý thương mại.

Trần Thiện Phương Anh (dịch)

Ban Kế hoạch và quản lý khoa học

Nguồn: <https://www.world-nuclear-news.org/Articles/DOE-amends-agreement-for-UF6-sale,-outlines-dispos>

DỰ ÁN HỢP TÁC PHÁT TRIỂN Lò PHẢN ỨNG HẠT NHÂN DẠNG MÔ ĐUN SIÊU NHỎ CỦA CANADA

Hãng phát triển lò phản ứng hạt nhân cỡ nhỏ Global First Power Ltd. (GFP) ngày 10/6/2020 cho biết họ đang thành lập một liên doanh với tập đoàn Ultra Safe Nuclear (USNC) và Ontario Power Generation (OPG) với mục tiêu xây dựng, sở hữu và vận hành loại lò phản ứng hạt nhân dạng mô đun siêu nhỏ (MMR) trong địa phận Phòng thí nghiệm quốc gia Chalk River.

Liên doanh có trụ sở ở Ottawa này sẽ được gọi là Global First Power Limited Partnership. Quyền sở hữu nó chia đều cho OPG và USNC-Power, chi nhánh tại Canada của USNC. Liên doanh sẽ phối hợp với nhau để thực hiện dự án do GFP khởi động năm 2019.

Mục tiêu của họ là phát triển, cấp phép, xây dựng và vận hành một lò phản ứng thương mại để trình diễn tại Chalk River, đóng vai trò khuôn mẫu cho những dự án lò MMR tương lai sẽ được xây dựng khắp Canada.

Lò phản ứng cỡ siêu nhỏ có nhiều ứng dụng ít phát thải carbon trong lĩnh vực sản xuất năng lượng tại Canada, bao gồm cả việc cung cấp nhiệt sưởi ấm và điện cho những khu vực khai mỏ hay các cộng đồng dân cư ở vùng hẻo lánh. GFP, USNC và OPG đã hợp tác với nhau trong Công ty cho biết, dự án Chalk River đã được vài năm, dẫn tới thỏa thuận đồng sở hữu và tạo ra Liên doanh hữu hạn này.

Ông Joe Howieson, Giám đốc điều hành của Global First Power Ltd. giải thích: “Sự ủng hộ của OPG kết hợp với thiết kế nhiên liệu và lò hạt nhân tiên tiến của USNC cho phép chúng tôi tiếp tục dẫn đầu trong lĩnh vực cung cấp giải pháp lò phản ứng cỡ nhỏ tại Canada. Dự án liên doanh này là một cột mốc quan trọng, đánh dấu một cấp độ mới về sự cống hiến của một nhà phát minh

công nghệ phát điện hạt nhân và một tư tưởng tân tiến chủ đạo.”

Dự án Lò siêu nhỏ dạng mô đun đang tiến hành ở giai đoạn 3 trong số 4 giai đoạn triển khai của lò hạt nhân dạng mô đun cỡ nhỏ (SMR) theo Hiệp hội các Phòng thí nghiệm hạt nhân Canada (CNL). Khu vực này được sở hữu bởi công ty Atomic Energy of Canada Limited (AECL) và vận hành bởi CNL.

Dự án lò hạt nhân dạng mô đun cỡ nhỏ này có công suất 15 MW nhiệt (khoảng 5 MW phát điện) và đang được đánh giá tác động môi trường, đồng nghĩa với việc nó đang đi đầu trong các dự án lò hạt nhân dạng mô đun của Canada.

Ông Francesco Venneri, Giám đốc điều hành USNC cho biết: “Trong khi rất nhiều công ty phát triển lò phản ứng hạt nhân cỡ nhỏ khoe về tiến độ thực hiện của họ thì chưa đơn vị nào đạt được đến giai đoạn xây dựng lò phản ứng hạt nhân siêu nhỏ tại Canada như chúng tôi. Qua liên doanh này, chúng tôi đã gắng sức để chứng minh giá trị, độ an toàn và tính khả thi của công nghệ lò MMR với Canada và cả thế giới.”



Phòng thí nghiệm Chalk Rivertại Hạt Renfrew, Ontario, trên bờ sông Ottawa thuộc sở hữu của Công ty Năng lượng Nguyên tử Canada (AECL) và được điều hành bởi Phòng thí nghiệm Hạt nhân Canada (CNL). Nguồn: CNL

Dự án MMR của USNC bao gồm 2 nhà máy: Một nhà máy hạt nhân sản xuất nhiệt và một nhà máy nằm cạnh đó chuyển lượng nhiệt này thành điện hoặc xử lý nguồn nhiệt này thành dạng dùng được trong công nghiệp. Hệ thống của USNC

được thiết kế có tính đơn giản đặc biệt, yêu cầu vận hành và bảo dưỡng tối thiểu, không lưu giữ hay xử lý nhiên liệu tại chỗ. Chìa khóa của thiết kế này chính là thiết kế loại nhiên liệu cỡ nhỏ bọc gốm toàn diện (Fully Ceramic Microencapsulated – FCM), được tuyên bố là sẽ cung cấp một cách tiếp cận mới về an toàn lò ở cấp độ nhiên liệu.



Tiến trình phát triển của Global First Power cho dự án Chalk River MMR. Nguồn: GFP

An Thái - Thực Phương

Viện Công nghệ xạ hiểm

Nguồn: https://nuclearstreet.com/nuclear_power_industry_news/b/nuclear_power_news/archive/2020/06/10/canadian-joint-project-to-develop-micro-modular-reactor-061001

BELARUS NHẬN THIẾT BỊ CỦA CƠ QUAN NĂNG LƯỢNG NGUYÊN TỬ QUỐC TẾ (IAEA) ĐỂ ĐÁNH GIÁ MỐI ĐE DỌA TỪ PHÓNG XẠ LIÊN QUAN ĐẾN CHÁY RỪNG

Khi cháy rừng xảy ra ở các khu vực có mức độ phóng xạ cao đáng kể như trong khu vực cách ly nhà máy điện hạt nhân Chernobyl nằm ở cả hai quốc gia Ukraine và Belarus vào tháng 5/2020; các nhà chức trách và người dân muốn biết liệu có rủi ro phóng xạ ở mức độ cao hay không. Trong khi không có rủi ro phóng xạ trong hàng loạt vụ cháy rừng ở miền bắc Ukraine trong khu vực cách ly (chỉ cách biên giới Belarus 16 km), thiết bị mới do IAEA cung cấp sẽ tạo nên một sự chuẩn bị tốt hơn cho việc giám sát bức xạ trong tương lai.

Các vụ cháy rừng thường niên trong các khu vực bỏ hoang thuộc khu vực cách ly Chernobyl (diện tích 4760 km² bao quanh nhà máy điện

hạt nhân), chủ yếu không có người ở kể từ vụ nổ nhà máy điện nguyên tử Chornobyl năm 1986. Trong những trường hợp như vậy, cần có cơ sở dữ liệu khoa học phù hợp để đảm bảo các ứng phó thích hợp, bảo vệ sức khỏe của người dân và những người bị ảnh hưởng trực tiếp như lính cứu hỏa, cán bộ kiểm lâm, bộ đội biên phòng, các nhà khoa học và kỹ thuật viên làm việc trong khu vực cách ly.

Đáp ứng nguyện vọng của Belarus, IAEA đã giúp thiết kế và mua một phòng thí nghiệm di động cho Belarus với đầy đủ thiết bị và dụng cụ nhằm giám sát bức xạ trong không khí và môi trường.

Ông Peter Swarzenki (quyền Giám đốc Phòng thí nghiệm Môi trường của IAEA) cho biết: “Với sự quyết tâm của các chuyên gia IAEA và các đối tác người Belarus đã cho phép thiết kế và vận chuyển một phòng thí nghiệm di động được trang bị đầy đủ và phù hợp để hỗ trợ Belarus trong việc ứng phó kịp thời với các mối đe dọa phóng xạ do cháy rừng ở khu vực cách ly Chornobyl”.

Phòng thí nghiệm di động có khả năng hoạt động ngoài trời và có thể phục vụ như một văn phòng làm việc cho nhóm bốn người tại hiện trường. Phòng thí nghiệm di động được trang bị với một thiết bị lấy mẫu không khí, máy đo quang phổ gamma cầm tay, máy theo dõi bức xạ để đo mẫu môi trường, bộ lấy mẫu đất, quần áo bảo hộ cá nhân, thiết bị định vị và liên lạc, máy phát điện và nơi làm việc với một máy tính và các thiết bị khác.

Không khí được lấy từ các khu vực cháy rừng cần phải được phân tích để xác định chính xác hoạt độ của các đồng vị phóng xạ có trong môi trường như xêsi, stronti và các nguyên tố siêu urani.

Việc phân tích này đang được thực hiện như một phần của dự án hợp tác kỹ thuật bắt đầu từ năm 2018, chủ yếu tập trung vào việc giúp các nhà khoa học và nhân viên kỹ thuật của Khu bảo tồn sinh thái phóng xạ bang Polessie nhằm nâng cao kiến thức và kỹ năng chuyên môn của họ; đặc biệt là liên quan đến liều hấp thụ hạt nhân phóng xạ

qua đường hô hấp; từ đó xác định và mua sắm nguyên vật liệu, công cụ, dụng cụ thích hợp phục vụ quá trình theo dõi bức xạ, lấy mẫu không khí và đất, xử lý mẫu và đo lường.

Ông Mikhail Patsiomkin, Chuyên gia trưởng của Bộ Tình trạng khẩn cấp Belarus cho biết: “Các hoạt động đào tạo, tham quan khoa học, mua sắm thiết bị và vật tư cần thiết cũng như phòng thí nghiệm phóng xạ di động là một đóng góp có ý nghĩa của IAEA để thúc đẩy các hoạt động của chúng tôi trong các lĩnh vực nghiên cứu và giám sát ô nhiễm phóng xạ. Đây là những điều chúng ta cần trong giai đoạn này”.

Dữ liệu khoa học hỗ trợ thông báo tốt hơn với người dân địa phương

Cùng với việc thu thập và phân tích dữ liệu, thông báo tới người dân địa phương là một phần quan trọng của ứng phó khẩn cấp, khi rừng đang cháy cách nhà họ vài km. Theo ông Patsiomkin: “Khi đánh giá các thách thức và mối đe dọa phóng xạ trong các vụ cháy gần đây ở khu vực cách ly của Ukraine, các phương tiện truyền thông đã quan tâm đến ý kiến của Khu bảo tồn Polessie, những ý kiến này được củng cố với sự hỗ trợ về khoa học và kỹ thuật của IAEA. Do đó, thông tin được công bố trên các phương tiện thông tin đại chúng của người dân Belarus phần lớn là đáng tin cậy và dựa trên một quan điểm đúng đắn”.

Hiện nay, dự án hợp tác kỹ thuật của IAEA đang chuẩn bị hoàn thành và Belarus đang được trang bị đầy đủ để đánh giá mối đe dọa phóng xạ có thể có từ các vụ cháy rừng trong tương lai.

Biên dịch: Nguyễn Thị Thu Hà

Ban Kế hoạch và Quản lý khoa học

Nguồn: <https://globalimpactnews.com/2020/05/28/belarus-receives-iaea-equipment-to-assess-radiological-threats-associated-with-forest-fires/>

HỘI NGHỊ ĐIỂN HÌNH TIÊN TIẾN
VIỆN NĂNG LƯỢNG NGUYÊN TỬ VIỆT NAM
(16/6/2020)

