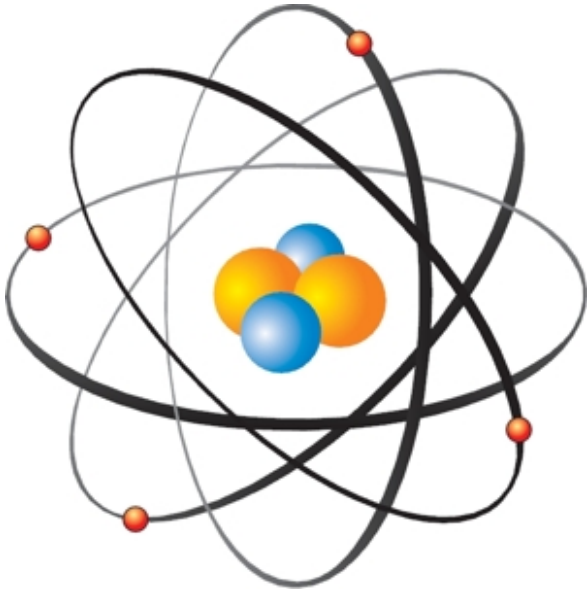


NGUYỄN AN SƠN

CƠ SỞ VẬT LÝ HẠT NHÂN



NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA TP HỒ CHÍ MINH

Lời mở đầu

Kỹ thuật hạt nhân là ngành học sử dụng chùm bức xạ trong đời sống theo hai hình thức: phi năng lượng và năng lượng. Gần đây, Việt Nam triển khai đào tạo ngành Kỹ thuật hạt nhân nhằm đáp ứng nhu cầu phát triển nguồn nhân lực trong lĩnh vực năng lượng nguyên tử, đáp ứng an toàn năng lượng quốc gia và các ngành ứng dụng chùm bức xạ phi năng lượng phục vụ cho sự phát triển kinh tế, xã hội của đất nước.

Về ứng dụng năng lượng hạt nhân, thì kỹ thuật hạt nhân cung cấp nguồn năng lượng vô cùng lớn và quan trọng trên toàn cầu, không gây ra những vấn đề như sự phát thải khí nhà kính, ô nhiễm không khí,...; trong khi đó phi năng lượng hạt nhân đã và đang được sử dụng trong nhiều lĩnh vực như ứng dụng chùm bức xạ trong y học, nông nghiệp, công nghiệp, ...

Vật lý hạt nhân là môn học bắt buộc cho sinh viên chuyên ngành Kỹ thuật hạt nhân ở các trường đại học trên thế giới. Cuốn sách ***Cơ sở Vật lý hạt nhân*** này được biên soạn theo chương trình cho sinh viên đại học hệ kỹ sư chuyên ngành Kỹ thuật hạt nhân, Trường Đại học Đà Lạt. Sách cũng có thể sử dụng làm tài liệu cho sinh viên các ngành học khác như Vật lý tổng hợp, Sư phạm vật lý, Vật lý hạt nhân ở các trường đại học và cao đẳng.

Nội dung sách gồm 7 chương, biên soạn để phục vụ giảng dạy từ 45 tiết ÷ 60 tiết lý thuyết.

Chương 1. Trình bày các tính chất cơ bản của hạt nhân nguyên tử. Các vấn đề về: Cấu tạo hạt nhân và nguyên tử, Khối lượng nguyên tử và khối lượng phân tử, Bán kính nguyên tử, Trạng thái kích thích và sự phát xạ của nguyên tử, các thành phần của hạt nhân, Khối lượng và năng lượng liên kết hạt nhân, Năng lượng liên kết, Độ chắn lẻ, spin, spin hạt nhân được đề cập ở chương này.

Chương 2. Trình bày một số mẫu cấu trúc hạt nhân thường được dùng để tính toán, dự đoán cấu trúc hạt nhân từ kết quả phản ứng hạt nhân thực nghiệm. Các mẫu cấu trúc bao gồm: Mẫu giọt, Mẫu khí Fermi, Mẫu lớp hạt nhân, và Mẫu suy rộng.

Chương 3. Trình bày kiến thức cơ bản về Phản ứng hạt nhân. Nội dung gồm: Phân loại phản ứng, Các định luật bảo toàn trong phản ứng hạt nhân, Năng lượng phản ứng, Phản ứng hạt nhân hợp phân.

Chương 4. Trình bày các dạng Phân rã phóng xạ. Trong chương này, các vấn đề: Độ bền hạt nhân và các quá trình phân rã phóng xạ, Các đặc trưng cơ bản của hiện tượng phóng xạ, Các dạng phân rã phóng xạ như: Phân rã alpha, Phân rã beta, Dịch chuyển gamma được trình bày khá chi tiết.

Chương 5. Trình bày một số nguồn bức xạ, phòng phóng xạ và các nguồn phóng xạ dùng trong phòng thí nghiệm như: Nguồn phát beta, Nguồn phát hạt nặng mang điện, Nguồn bức xạ gamma, Nguồn neutron.

Chương 6. Trình bày tương tác bức xạ với vật chất. Các vấn đề sau được trình bày rõ gồm: Tương tác của hạt nặng tích điện với vật chất, Tương tác của electron với vật chất, Tương tác của tia gamma với vật chất, và Tương tác của neutron với vật chất.

Chương 7. Trình bày tương tác bức xạ gamma bên trong detector và một số hệ phổ kế gamma thường dùng trong đo đạc bức xạ và nghiên cứu cấu trúc hạt nhân.

Các chương mục được biên soạn từ lý thuyết đến một số ứng dụng cơ bản. Nội dung sách được tác giả tham khảo và biên soạn từ các tài liệu trong và ngoài nước.

Đây là lần xuất bản đầu tiên, vì vậy cuốn sách sẽ còn thiếu sót về bố cục cũng như nội dung. Tác giả rất mong nhận được ý kiến đóng góp của đồng nghiệp, độc giả, các nhà nghiên cứu và các em sinh viên.

MỤC LỤC

Chương 1. CÁC TÍNH CHẤT CƠ BẢN CỦA HẠT NHÂN NGUYÊN TỬ.....	1
1.1. Các hạt cơ bản	1
1.2. Cấu tạo hạt nhân và nguyên tử	2
1.3. Khối lượng nguyên tử và khối lượng phân tử	2
1.4. Bán kính nguyên tử.....	5
1.5. Khối lượng và năng lượng.....	5
1.6. Bước sóng của hạt	8
1.7. Trạng thái kích thích và sự phát xạ của nguyên tử	9
1.8. Tổng quan về hạt nhân	11
1.8.1. Sự phát hiện ra hạt nhân	11
1.8.2. Thành phần của hạt nhân	12
1.9. Khối lượng và năng lượng liên kết hạt nhân	13
1.9.1. Năng lượng liên kết	13
1.9.2. Kích thước hạt nhân.....	13
1.10. Độ chắn lẻ, spin, spin đồng vị và mô men điện từ.....	17
1.10.1. Độ chắn lẻ và spin hạt nhân	17
1.10.2. Spin đồng vị của nucleon và hạt nhân	18
1.10.3. Mô men điện từ của hạt nhân.....	19
BÀI TẬP CHƯƠNG 1	22
Chương 2. MỘT SỐ MẪU CẤU TRÚC HẠT NHÂN	24
2.1. Mẫu giọt	25
2.1.1. Công thức bán thực nghiệm của Weizsacker.....	26
2.1.2. Phạm vi áp dụng của mẫu giọt.....	31
2.1.3. Hạn chế của mẫu giọt.....	36
2.2. Mẫu khí Fermi	37

2.3. Mẫu lớp	40
2.3.1. Cơ sở thực nghiệm của mẫu lớp hạt nhân.....	40
2.3.1.1. Sự biến đổi của năng lượng liên kết	40
2.3.1.2. Sự phân bố của các nucleon.....	41
2.3.1.3. Quy luật các phân rã alpha, beta	42
2.3.2. Nguyên tắc xây dựng mẫu lớp hạt nhân	43
2.3.2.1. Các nguyên tắc xây dựng mẫu lớp hạt nhân	43
2.3.2.2. Các sơ đồ cụ thể của mẫu lớp hạt nhân	46
2.3.3. Các kết quả thực nghiệm của mẫu lớp và phạm vi ứng dụng của nó	50
2.3.4. Nhược điểm của mẫu lớp.....	53
2.4. Mẫu suy rộng.....	54
2.4.1. Trạng thái đơn hạt trong hố thế không đối xứng cầu.....	57
2.4.2. Trạng thái quay	60
2.4.3. Các mức dao động	63
2.4.4. Dao động của tất cả nucleon trong hạt nhân. Các cộng hưởng khổng lồ	63
2.4.5. Phạm vi ứng dụng của mẫu suy rộng.....	68
2.5. Mẫu hạt nhân siêu chảy	69
BÀI TẬP CHƯƠNG 2	73
Chương 3. PHẢN ỨNG HẠT NHÂN.....	74
3.1. Nghiên cứu hạt nhân bằng các phản ứng hạt nhân	74
3.2. Phân loại phản ứng	75
3.2.1. Định nghĩa phản ứng hạt nhân	75
3.2.2. Ký hiệu phản ứng và kênh phản ứng	75
3.3. Các định luật bảo toàn trong phản ứng hạt nhân	76
3.3.1. Định luật bảo toàn điện tích và số nucleon	76
3.3.2. Định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng.....	78
3.3.2.1. Năng lượng phản ứng	78

3.3.2.2. Sơ đồ năng lượng phản ứng và năng lượng ngưỡng của phản ứng Endo	80
3.3.3. Định luật bảo toàn mô men động lượng	83
3.3.4. Định luật bảo toàn chắn lẻ	86
3.3.5. Định luật bảo toàn spin đồng vị	86
3.4. Lý thuyết hạt nhân hợp phần	86
3.4.1. Hạt nhân trung gian.....	86
3.4.2. Các mức của hạt nhân hợp phần	89
3.5. Tiết diện phản ứng hạt nhân. Công thức Breigh - Wigner	93
BÀI TẬP CHƯƠNG 3	103
Chương 4. PHÂN RÃ PHÓNG XẠ	104
4.1. Độ bền hạt nhân và các quá trình phân rã phóng xạ.....	104
4.2. Các đặc trưng cơ bản của hiện tượng phóng xạ.....	105
4.2.1. Phương trình cơ bản của hiện tượng phóng xạ	106
4.2.2. Độ phóng xạ.....	108
4.2.3. Phương pháp xác định hằng số phân rã λ bằng thực nghiệm.....	108
4.3. Các dạng phân rã phóng xạ	110
4.3.1. Phân rã alpha.....	110
4.3.2 Phân rã beta.....	121
4.3.3. Dịch chuyển gamma	135
BÀI TẬP CHƯƠNG 4	147
Chương 5. NGUỒN BỨC XẠ.....	148
5.1. Bức xạ thông.....	149
5.1.1. Phóng xạ của các vật liệu thông thường	149
5.1.2. Phóng xạ ở trên không	151
5.2. Nguồn phát electron nhanh.....	152
5.2.1. Phân rã beta.....	152
5.2.2. Nguồn biến hoán trong	154

5.2.3. Electron Auger.....	156
5.3. Nguồn phát hạt nặng mang điện.....	157
5.3.1. Nguồn phát alpha.....	157
5.3.2. Phân hạch tự phát.....	158
5.4. Nguồn bức xạ gamma.....	161
5.4.1. Bức xạ Gamma phát ra sau phân rã beta.....	161
5.4.2. Bức xạ hủy cặp.....	163
5.4.3. Bức xạ gamma sinh ra từ các phản ứng hạt nhân.....	164
5.4.4. Bức xạ hãm.....	165
5.4.5. Tia X đặc trưng.....	165
5.4.6. Kích thích do phân rã phóng xạ.....	166
5.4.7. Kích thích do bức xạ ngoài.....	168
5.5. Nguồn neutron.....	171
5.5.1. Phân hạch tự phát.....	171
5.5.2. Các nguồn (α , n) đồng vị phóng xạ.....	173
5.5.3. Các nguồn quang neutron.....	177
5.5.4. Phản ứng từ các hạt mang điện được gia tốc.....	180
BÀI TẬP CHƯƠNG 5.....	182
Chương 6. TƯƠNG TÁC CỦA BỨC XẠ VỚI VẬT CHẤT.....	184
6.1. Tương tác của hạt nặng tích điện với vật chất.....	184
6.1.1. Độ mất năng lượng riêng.....	184
6.1.2. Quỹ đạo của hạt tích điện trong vật chất.....	190
6.1.3. Tương tác của electron với vật chất.....	193
6.1.3.1. Độ mất năng lượng riêng của electron.....	193
6.1.3.2. Độ ion hóa riêng.....	194
6.1.3.3. Bức xạ hãm.....	195
6.1.3.4. Quỹ đạo của electron trong vật chất.....	198
6.2. Tương tác của tia gamma với vật chất.....	201

6.2.1. Sự suy giảm bức xạ gamma khi đi qua vật chất.....	201
6.2.2. Các cơ chế tương tác của bức xạ gamma với vật chất	206
6.2.2.1. Hiệu ứng quang điện	206
6.2.2.2. Hiệu ứng Compton	210
6.2.2.3. Tạo cặp electron - positron	213
6.2.2.4. Tổng hợp các hiệu ứng khi gamma tương tác với vật chất	215
6.3. Tương tác của neutron với vật chất	217
6.3.1. Các loại tương tác của neutron với vật chất.....	217
6.3.2. Sự suy giảm chùm neutron khi đi qua vật chất.....	218
6.3.3. Làm chậm neutron do tán xạ đàn hồi.....	219
6.3.3.1. Khả năng làm chậm của các vật liệu	219
6.3.3.2. Độ dài làm chậm và độ dài khuếch tán neutron	221
6.3.4. Hấp thụ neutron	223
BÀI TẬP CHƯƠNG 6	224
Chương 7. TƯƠNG TÁC BỨC XẠ GAMMA TRONG DETECTOR VÀ MỘT SỐ HỆ PHỔ KẾ GAMMA THƯỜNG DÙNG	225
7.1. Các tương tác của tia gamma bên trong detector.....	225
7.1.1. Hấp thụ quang điện	225
7.1.2. Tán xạ Compton	227
7.1.3. Hiện tượng tạo cặp.....	228
7.2. Các hàm đặc tuyến bên trong detector.....	229
7.2.1. Các detector nhỏ	229
7.2.2. Các detector rất lớn.....	231
7.2.3. Các detector kích thước trung bình.....	232
7.3. Một số loại detector thông dụng	235
7.3.1. Detector chứa khí.....	235
7.3.2. Detector nhấp nháy	238

7.3.3. Detector bán dẫn	240
7.4. Các loại phổ kế ghi đo bức xạ gamma thường dùng	243
7.4.1. Phổ kế gamma sử dụng một detector	243
7.4.2. Phổ kế gamma phân trùng phùng	245
7.4.3. Phổ kế Compton	246
7.4.4. Phổ kế tạo cặp	248
7.4.5. Phổ kế trùng phùng gamma - gamma	249
7.4.6. Hệ đo trùng phùng tại Viện nghiên cứu hạt nhân	251
BÀI TẬP CHƯƠNG 7	254
TÀI LIỆU THAM KHẢO	256

Chương 1.

CÁC TÍNH CHẤT CƠ BẢN CỦA HẠT NHÂN NGUYÊN TỬ

1.1. Các hạt cơ bản

Thế giới vật chất được cấu tạo bởi các hạt hạ nguyên tử và các hạt cơ bản. Các hạt cơ bản được cấu thành bởi các hạt quark liên kết với nhau bởi các gluon.

Thông thường trong kỹ thuật hạt nhân, các hạt quan tâm được chia thành lepton và hadron. Electron, positron và neutrino là lepton. Hadron bao gồm proton và neutron, thuộc vào phân lớp hadron được gọi là baryon. Lepton chịu lực tương tác yếu trong khi hadron và baryon chịu cả tương tác yếu lẫn tương tác mạnh. Hadron được cấu thành từ các hạt quark và sự trao đổi gluon giữa các hạt quark tạo nên lực hạt nhân mạnh.

Electron có khối lượng nghỉ $m_e = 9,01954 \cdot 10^{-31} \text{kg}$ và mang điện tích $e = 1,62019 \cdot 10^{-19} \text{C}$. Có 2 loại electron: electron âm (-e) và positron, tức electron dương (+e).

Proton có khối lượng nghỉ $m_p = 1,6725 \cdot 10^{-27} \text{kg}$ và mang điện tích dương với độ lớn bằng độ lớn điện tích của electron. Proton mang điện tích âm cũng đã được phát hiện.

Neutron có khối lượng $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{kg}$ và trung hòa về điện. Neutron tự do phân rã thành proton, electron và antineutrino.

Photon là hạt có khối lượng nghỉ bằng 0 và không mang điện, di chuyển trong chân không với vận tốc ánh sáng $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{m/s}$.

Neutrino là sản phẩm phân rã của một số hạt nhân, khối lượng nghỉ bằng 0 và không mang điện. Có ít nhất 6 loại neutrino, nhưng

trong đó electron neutrino và electron antineutrino rất được quan tâm vì tính ứng dụng của nó. Thông thường, ta không cần phải phân biệt rõ electron neutrino và electron antineutrino, chúng đều được gọi là neutrino.

1.2. Cấu tạo hạt nhân và nguyên tử

Như chúng ta đã biết, nguyên tử là đơn vị cơ bản của vật chất mang đầy đủ tính chất hóa học của chất đó. Nguyên tử chứa một hạt nhân ở trung tâm bao quanh bởi đám mây các electron mang điện tích âm. Hạt nhân nguyên tử là dạng gắn kết hỗn hợp giữa các proton mang điện tích dương và các neutron trung hòa điện (ngoại trừ trường hợp của nguyên tử hydro chỉ chứa một proton duy nhất mà không có neutron). Electron của nguyên tử liên kết với hạt nhân bởi tương tác điện từ và tuân theo các nguyên lý của cơ học lượng tử. Tương tự như vậy, nhóm các nguyên tử liên kết với nhau bởi liên kết hóa học dựa trên cùng một tương tác này, và tạo nên phân tử. Trong nguyên tử trung hòa, số electron di chuyển xung quanh hạt nhân bằng số proton. Electron quyết định tính chất hóa học của nguyên tử và nó giúp nhận biết các nguyên tố.

1.3. Khối lượng nguyên tử và khối lượng phân tử

Khối lượng nguyên tử được định nghĩa theo khối lượng của nguyên tử $^{12}_6\text{C}$ trung hòa theo một thang đo, trong đó khối lượng của $^{12}_6\text{C}$ được chọn là 12. Ta ký hiệu $m({}^A_N\text{X})$ là khối lượng của nguyên tố được có ký hiệu là ${}^A_N\text{X}$ và $m({}^{12}_6\text{C})$ là khối lượng của $^{12}_6\text{C}$ trung hòa. Khối lượng nguyên tử của ${}^A_N\text{X}$ là $M({}^A_N\text{X})$ được tính như sau:

$$M({}^A_N\text{X}) = 12 \times \frac{m({}^A_N\text{X})}{m({}^{12}_6\text{C})} \quad (1.1)$$

Trong tự nhiên, các nguyên tố tồn tại thường chứa nhiều hơn

một đồng vị. Khối lượng nguyên tử của một nguyên tố được định nghĩa là khối lượng nguyên tử trung bình của các đồng vị. Vì vậy, nếu γ_i là tỷ lệ phần trăm của đồng vị thứ i (độ phổ biến đồng vị), thì khối lượng nguyên tử M của nguyên tố là:

$$M = \sum_i \gamma_i \times M_i / 100 \quad (1.2)$$

Tổng khối lượng phân tử tính theo khối lượng của nguyên tử ^{12}C trung hòa được gọi là khối lượng phân tử. Khối lượng phân tử là tổng khối lượng nguyên tử của các nguyên tử tạo thành nó. Ví dụ, khối lượng phân tử của oxy (O_2) chứa hai nguyên tử oxy là $2 \times 15,99938 = 31,99876$.

Ví dụ 1.1. Dựa vào số liệu của bảng dưới đây, hãy tính khối lượng nguyên tử của oxy trong tự nhiên.

Đồng vị	Hàm lượng (%)	Khối lượng phân tử
$^{16}_8\text{O}$	99,759	15,99492
$^{17}_8\text{O}$	0,037	16,99913
$^{18}_8\text{O}$	0,204	17,99916

Theo Công thức 1.2, ta có:

$$M(\text{O}) = \frac{\gamma(^{16}_8\text{O}) \cdot M(^{16}_8\text{O}) + \gamma(^{17}_8\text{O}) \cdot M(^{17}_8\text{O}) + \gamma(^{18}_8\text{O}) \cdot M(^{18}_8\text{O})}{100} = 15,99938$$

Khối lượng phân tử và khối lượng nguyên tử là đại lượng không có đơn vị, nó là tỷ lệ về khối lượng của nguyên tử hoặc phân tử so với $^{12}_6\text{C}$. Ngược lại, khối lượng gam phân tử và khối lượng gam nguyên tử được định nghĩa là lượng chất có khối lượng theo gam, bằng với khối lượng phân tử hay khối lượng nguyên tử của chất đó. Lượng chất đó được gọi là mole. Do đó, khối lượng gam nguyên tử hay 1 mole của đồng vị $^{12}_6\text{C}$ có khối lượng chính xác là 12 g, 1 mole O_2 là 31,99876 g, ...

Vì khối lượng nguyên tử là tỷ lệ của khối lượng nguyên tử và 1

mole theo (g), nên số nguyên tử hoặc phân tử trong 1 mole chất là không đổi, không phụ thuộc vào bản chất của chất đó. Ví dụ, một nguyên tố A có khối lượng nguyên tử là 24,000, nên từng nguyên tử của chất A có khối lượng gấp đôi nguyên tử $^{12}_6\text{C}$. Vì vậy, số lượng nguyên tử trong 24,000 g chất A bằng với trong 12 g của $^{12}_6\text{C}$. Đó là nội dung của định luật Avogadro, và số nguyên tử hay phân tử trong 1 mole được gọi là số Avogadro, được ký hiệu là N_A , có giá trị là $N_A = 6,022045 \cdot 10^{23}$.

Sử dụng số Avogadro, ta có thể tính khối lượng của 1 nguyên tử hay 1 phân tử. Ví dụ 1 mole của $^{12}_6\text{C}$ chứa N_A nguyên tử nên khối lượng của 1 nguyên tử $^{12}_6\text{C}$ là:

$$m(^{12}_6\text{C}) = \frac{12}{6,022045 \cdot 10^{23}} = 1,99268 \cdot 10^{-23}\text{g}$$

Thông thường, khối lượng của một nguyên tử được biểu thị theo đơn vị khối lượng nguyên tử (amu). Một amu được định nghĩa là 1/12 khối lượng nguyên tử $^{12}_6\text{C}$ trung hòa:

$$1\text{amu} = \frac{1}{12} \times m(^{12}_6\text{C})$$

Lấy nghịch đảo công thức trên, ta được: $m(^{12}_6\text{C}) = 12 \text{ amu}$.

Khử $^{12}_6\text{C}$ từ hai công thức vừa nêu, ta được:

$$1\text{amu} = \frac{1}{12} \times 1,99268 \cdot 10^{-23}\text{g} = 1/N_A = 1,66057 \cdot 10^{-24}\text{g}$$

Cũng theo Công thức 1.1:

$$m(^A_N\text{X}) = \frac{m(^{12}_6\text{C})}{12} \times M(^A_N\text{X})$$

$$m(^A_N\text{X}) = M(^A_N\text{X})\text{amu}$$

Vì vậy, khối lượng của từng nguyên tử theo đơn vị khối lượng nguyên tử amu đúng bằng khối lượng nguyên tử của nó.

1.4. Bán kính nguyên tử

Rất khó xác định kích thước nguyên tử vì các đám mây electron nguyên tử không có hình dạng bên ngoài xác định. Electron có thể di chuyển ra xa hoặc vào gần hạt nhân. Phương pháp thích hợp nhất để xác định kích thước nguyên tử là đo khoảng cách trung bình giữa hạt nhân và electron ngoài cùng. Trừ một vài nguyên tử rất nhẹ, thì bán kính trung bình của các nguyên tử gần bằng nhau, bằng 2.10^{-10} m. Vì số electron tăng theo số nguyên tử, nên mật độ electron trung bình của các đám mây electron cũng tăng theo số nguyên tử.

1.5. Khối lượng và năng lượng

Một trong những kết quả nổi bật của thuyết tương đối của Einstein là sự tương đương giữa năng lượng và khối lượng, và có thể chuyển đổi lẫn nhau. Cụ thể hơn, việc phá hủy hoàn toàn một vật thể có khối lượng nghỉ là m_0 sẽ giải phóng ra một lượng năng lượng E_{rest} được cho bởi công thức sau:

$$E_{rest} = m_0 c^2 \quad (1.3)$$

trong đó c là vận tốc ánh sáng. Ví dụ, việc phá hủy hoàn toàn 1g vật chất có thể tạo ra năng lượng $E = 1 \times (2,9979.10^{10})^2 = 8,9874.10^{20}$ erg = $8,9794.10^{13}$ J \cong 25 triệu kW/h.

Đơn vị thường được sử dụng trong ngành hạt nhân là electron volt, ký hiệu là eV, là độ tăng động năng của 1 electron khi đi qua hiệu điện thế 1V. Theo đó, 1eV bằng điện tích của 1 electron nhân với độ giảm hiệu điện thế.

$$\begin{aligned} 1 \text{ eV} &= 1,60219.10^{-19} \text{ Coulomb} \times 1 \text{ volt} \\ &= 1,60219.10^{-19} \text{ joule} \end{aligned}$$

Một số bội số của eV hay gặp là GeV ($10^9 eV$), MeV ($10^6 eV$), và keV ($10^3 eV$).

Ví dụ 1.2. Tính năng lượng nghỉ của electron theo MeV?

Năng lượng nghỉ của electron là:

$$\begin{aligned} E_{rest} &= m_e c^2 = 9,1095 \cdot 10^{-28} \times (2,979 \cdot 10^{10})^2 \\ &= 8,1871 \cdot 10^{-7} \text{ erg} = 8,1871 \cdot 10^{-14} \text{ joule} \end{aligned}$$

Biểu diễn theo đơn vị MeV đó là:

$$\begin{aligned} &8,1871 \cdot 10^{-14} \text{ joule} / 1,6022 \cdot 10^{-13} \text{ joule/MeV} \\ &= 0,5110 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Ví dụ 1.3. Tính năng lượng tương đương theo amu?

Năng lượng theo amu có thể được tính một cách dễ dàng dựa vào kết quả của ví dụ trên. Ta có: 1amu = 1,6066.10⁻²⁴g, nên 1 amu tương đương với:

$$\frac{1,6606 \cdot 10^{-24} \text{ g/amu}}{9,1095 \cdot 10^{-28} \text{ g/electron}} \times 0,5110 \frac{\text{MeV}}{\text{electron}} = 931,5 \text{ MeV}$$

Khi một vật thể chuyển động, khối lượng của nó tăng đối với người đứng yên quan sát theo công thức:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.4)$$

trong đó m_0 là khối lượng nghỉ và v là vận tốc của vật thể chuyển động.

Theo Công thức 1.4, nếu vận tốc của vật bằng 0 thì $m = m_0$. Tuy nhiên khi v tiến tới c thì khối lượng tăng lên vô hạn. Năng lượng toàn phần của một hạt, bao gồm năng lượng nghỉ và động năng được cho bởi công thức:

$$E_{total} = mc^2 = E + m_0c^2 \quad (1.5)$$

Động năng E là hiệu số của năng lượng toàn phần và năng lượng nghỉ được tính theo công thức:

$$E = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right] \quad (1.6)$$

Biểu thức dưới dấu căn trong Công thức 1.6 có thể khai triển theo lũy thừa của $(v/c)^2$ theo định lý nhị thức. Nếu $v \ll c$ thì có thể thu gọn lại theo số hạng thứ nhất như sau:

$$E = \frac{1}{2}m_0v^2 \quad (1.7)$$

đây là công thức quen thuộc về động năng trong cơ học cổ điển. Công thức 1.7 chỉ có thể thay thế cho Công thức 1.6 khi động năng tính theo Công thức 1.7 là nhỏ so với năng lượng nghỉ. Công thức 1.7 chỉ có thể dùng được với điều kiện:

$$\frac{1}{2}m_0v^2 \ll m_0c^2$$

Trên thực tế, Công thức 1.7 đủ chính xác cho hầu hết các hạt chuyển động với $v \leq 0,2c$, hay:

$$E \leq 0,02E_{rest} \quad (1.8)$$

Theo ví dụ 1.3, năng lượng nghỉ của một electron là 0,511 MeV và theo Công thức 1.8 cho trường hợp chuyển động tương đối. Cần phải áp dụng Công thức 1.7 cho các electron có động năng lớn hơn $0,02 \cdot 0,511 \text{ MeV} = 0,0122 \text{ MeV} = 12,2 \text{ keV}$, vì nhiều electron gặp trong ngành hạt nhân có động năng lớn hơn 10 keV, nên cần phải áp dụng Công thức 1.6 cho electron.

Nhưng nếu hạt có khối lượng lớn, ví dụ năng lượng nghỉ của neutron xấp xỉ 1000 MeV và $0,02 E_{rest} = 20 \text{ MeV}$. Trên thực tế, động năng của neutron hiếm khi vượt quá 20 MeV, nên được phép áp dụng Công thức 1.7 để tính động năng của neutron. Khi khối lượng của neutron được đưa vào Công thức 1.7, ta được công thức sau:

$$v = 1,383 \cdot 10^6 \sqrt{E} \quad (1.9)$$

trong đó v có đơn vị là cm/s , và E là động năng của neutron với đơn vị là eV .

Chú ý rằng Công thức 1.6 và 1.7 chỉ áp dụng được cho các hạt có khối lượng nghỉ khác 0, và chúng không áp dụng được cho các photon, vì vậy việc sử dụng thuật ngữ động năng cho photon là không hợp lý. Photon chỉ di chuyển với vận tốc ánh sáng và năng lượng toàn phần của photon được cho bởi công thức:

$$E = h\nu \quad (1.10)$$

trong đó h là hằng số Planck và ν là tần số sóng điện từ ứng với photon. Hằng số Planck có đơn vị là năng lượng thời gian, $h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{eV} \cdot \text{s}$.

1.6. Bước sóng của hạt

Như đã nói ở trên, tất cả các hạt trong tự nhiên đều có bước sóng tương ứng. Bước sóng của một hạt có động lượng p là:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1.11)$$

Với các hạt có khối lượng nghỉ khác 0, p được cho bởi công thức:

$$p = m_0 \cdot v \quad (1.12)$$

trong đó m là khối lượng của hạt và v là vận tốc. Tại năng lượng phi tương đối tính, p có thể được viết như sau:

$$p = \sqrt{2m_0 E}$$

trong đó E là động năng, khi thay công thức này vào Công thức 1.11, bước sóng hạt trở thành:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E}} \quad (1.13)$$

Xét với trường hợp neutron, công thức này thường được áp dụng. Thay vào khối lượng neutron ta được:

$$\lambda = \frac{2,860.10^{-9}}{\sqrt{E}} \quad (1.14)$$

Đơn vị của λ là cm và E là động năng của neutron với đơn vị là eV. Với trường hợp phi tương đối tính, có thể tính p theo công thức:

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E_{\text{total}}^2 - E_{\text{rest}}^2} \quad (1.15)$$

do đó:

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E_{\text{total}}^2 - E_{\text{rest}}^2}} \quad (1.16)$$

Động lượng của các hạt có khối lượng nghỉ bằng 0 không được tính bằng Công thức 1.12 mà được tính bởi công thức sau:

$$p = \frac{E}{c} \quad (1.17)$$

trong đó E là năng lượng của hạt. Khi đưa Công thức 1.17 vào Công thức 1.11, ta được:

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (1.18)$$

Thay giá trị của h và c với đơn vị thích hợp vào công thức trên, ta được:

$$\lambda = \frac{1,240.10^{-6}}{E} \quad (1.19)$$

trong đó đơn vị của λ là m, của E là eV. Công thức 1.19 có thể áp dụng cho các photon và các hạt có khối lượng nghỉ bằng 0.

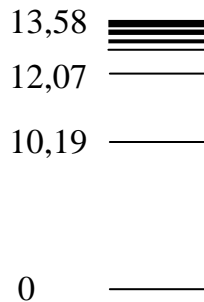
1.7. Trạng thái kích thích và sự phát xạ của nguyên tử

Các electron của nguyên tử bao quanh hạt nhân chuyển động theo các quỹ đạo xác định. Trong số đó, có một số electron liên kết mạnh hơn với nguyên tử. Ví dụ, chỉ cần 7,38 eV để tách electron ngoài cùng ra khỏi nguyên tử Pb ($Z = 82$), trong khi để tách electron trong cùng (electron lớp K) cần năng lượng là 88 keV.

Việc tách electron khỏi nguyên tử được gọi là ion hóa nguyên tử, và năng lượng để tách gọi là năng lượng ion hóa của nguyên tử.

Với nguyên tử trung hòa, electron có thể tồn tại ở các quỹ đạo (trạng thái) khác nhau. Trạng thái năng lượng thấp nhất của các nguyên tử được gọi là trạng thái cơ bản. Khi một nguyên tử ở trạng thái năng lượng cao hơn năng lượng ở trạng thái cơ bản, nguyên tử đó đang ở trạng thái kích thích. Trạng thái cơ bản và các trạng thái kích thích khác nhau có thể được mô tả bằng sơ đồ phân mức năng lượng, ví dụ như Hình 1.1 cho mô tả trạng thái của nguyên tử hydro. Trạng thái năng lượng cao nhất tương ứng với trạng thái khi electron bị tách hoàn toàn khỏi nguyên tử, và lúc này nguyên tử bị ion hóa.

Một nguyên tử không thể tồn tại mãi ở trạng thái kích thích, nó sẽ chuyển về các trạng thái năng lượng thấp hơn, và do đó sau cùng nguyên tử sẽ trở về trạng thái cơ bản.



Hình 1.1. Các mức năng lượng (eV) của nguyên tử hydro

Khi chuyển dịch từ trạng thái năng lượng cao về trạng thái năng lượng thấp hơn, nguyên tử sẽ phát ra một photon với năng lượng đúng bằng độ chênh lệch năng lượng giữa hai trạng thái. Ví dụ, khi nguyên tử hydro ở trạng thái kích thích thứ nhất 10,19 eV chuyển về trạng thái cơ bản, nó phát ra 1 photon. Theo Công thức 1.19, bước sóng của photon này là $\lambda = 1,240 \cdot 10^{-6} / 10,19 = 1,217 \cdot 10^{-7} m$.

Ví dụ 1.4. Một electron năng lượng cao va chạm với nguyên tử chì, giải phóng một electron ở lớp K ra khỏi nguyên tử. Tính bước sóng của bức xạ phát ra khi một electron ở phía ngoài di chuyển vào lỗ trống mà electron ở lớp K vừa để lại.

Năng lượng ion hóa của electron K là 88 keV, vậy nguyên tử mất đi electron đó ở trạng thái kích thích với năng lượng 88 keV cao hơn trạng thái cơ bản. Khi electron lớp ngoài di chuyển vào vị trí K, nguyên tử chì vẫn thiếu 1 electron, nhưng là electron ở lớp vỏ, liên kết yếu với hạt nhân. Ở trạng thái cuối cùng, nguyên tử tồn tại trạng thái kích thích với năng lượng 7,38 eV, nhỏ hơn nhiều so với mức ban đầu 88 keV. Vì vậy, photon được phát ra do sự chuyển dịch này có năng lượng ít hơn 88 keV một chút. Bước sóng tương ứng là:

$$\lambda = 1,240 \cdot 10^{-6} / 8,8 \cdot 10^4 = 1,409 \cdot 10^{-11} \text{m.}$$

Photon này nằm trong vùng tia X của phổ điện từ. Quá trình này là một cách tạo ra tia X, và năng lượng tia X này phụ vào từng vật liệu, gọi là tia X đặc trưng.

1.8. Tổng quan về hạt nhân

1.8.1. Sự phát hiện ra hạt nhân

Năm 1909, Geiger và Masden đã tiến hành nghiên cứu tán xạ của hạt alpha phát ra từ các nguyên tố phóng xạ lên các lá vàng và bạc. Kết quả cho thấy có một phần nhỏ (khoảng 1/8000) các hạt alpha bị phản xạ theo một góc lớn hơn 90° . Điều đó có nghĩa là một số hạt alpha bị tán xạ ngược trở lại, trong khi phần lớn số hạt thay đổi góc bay với một góc nhỏ hơn 1° . Vì hạt alpha là hạt tích điện nặng, nên nó không bị bẻ cong quỹ đạo chuyển động do tương tác của các electron ở trong các lá vàng và bạc, vì thế tán xạ này là do các hạt điện tích dương nặng gây nên.

Nếu các điện tích được phân bố đồng đều theo các đám mây có kích thước nguyên tử thì điện trường tác dụng lên hạt alpha sẽ rất yếu, do đó không thể bẻ cong quỹ đạo của hạt alpha theo một góc lớn được, và biên độ tán xạ sẽ nhỏ hơn nhiều lần so với kết quả thực nghiệm đã thu được. Do vậy, để có được một trường thế đủ lớn thì điện tích dương của nguyên tử phải tập trung theo một cách nào đó.

Năm 1911, Rutherford cho rằng các điện tích dương trong nguyên tử tập trung ở tâm của nguyên tử. Các thí nghiệm khác do Geiger và Marsden thực hiện vào năm 1913 đã xác nhận rằng phân bố góc tán xạ của hạt alpha phù hợp với lý thuyết tán xạ của Rutherford. Kết quả thực nghiệm của Geiger và Marsden xác nhận có lõi nguyên tử (tức là hạt nhân) tích điện dương, bán kính nhỏ hơn 10^{-14} m một vài lần. Nguyên tử gồm các electron sắp xếp xung quanh hạt nhân và cách hạt nhân khoảng 10^{-10} m.

1.8.2. Thành phần của hạt nhân

Hạt nhân gồm hai loại hạt chính là neutron và proton. Hai loại hạt này khi nằm trong hạt nhân được gọi là nucleon. Khối lượng của nguyên tử gần bằng A lần khối lượng của nguyên tử hydro (A gọi là số khối). Hạt nhân gồm Z proton và (A-Z) neutron. Trong đó, Z là số nguyên tử của nguyên tố (Z.e là điện tích tổng cộng trong hạt nhân, e là điện tích của một electron).

Hạt nhân có kích thước vô cùng nhỏ ngay cả nếu so sánh với kích thước nguyên tử của chính nó. Bán kính của hạt nhân vào khoảng 10^{-15} m. Khối lượng nguyên tử tập trung hầu hết ở hạt nhân. Mật độ vật chất của hạt nhân rất lớn, khoảng $3 \cdot 10^{17}$ kg/m³ (gấp $\sim 3 \cdot 10^{14}$ lần mật độ của nước).

1.9. Khối lượng và năng lượng liên kết hạt nhân

1.9.1. Năng lượng liên kết

Đại lượng đặc trưng cơ bản nhất của hạt nhân là năng lượng liên kết, có thể xác định được từ khối lượng của hạt nhân. Bốn dạng tương tác vật lý cơ bản trong tự nhiên là: hấp dẫn, điện từ, tương tác mạnh và tương tác yếu. Chỉ có tương tác mạnh với cường độ mạnh hơn tương tác điện từ hàng ngàn lần mới có lực đủ mạnh để gắn kết các nucleon lại trong hạt nhân, và để có mật độ hạt nhân lớn hơn hàng trăm ngàn tỷ lần mật độ trung bình của vật chất vĩ mô. Do đó, năng lượng liên kết hạt nhân là một trong những chỉ số quan trọng nhất của tương tác mạnh. Năng lượng liên kết là một đại lượng đặc trưng cho hệ các nucleon nằm trong hạt nhân, và là năng lượng tối thiểu cần thiết để tách được các nucleon ra khỏi hạt nhân. Công thức 1.20 cho thấy năng lượng liên kết E_{lk} của hạt nhân (ở trạng thái cơ bản) được xác định từ độ chênh lệch giữa khối lượng hạt nhân M_A và tổng khối lượng các nucleon thành phần như sau:

$$E_{lk} = [N \times m_n + Z \times m_p - M_A]c^2 \quad (1.20)$$

E_{lk} phải dương để đảm bảo hạt nhân có cấu trúc bền vững trước quá trình phá vỡ hạt nhân thành các nucleon thành phần.

1.9.2. Kích thước hạt nhân

Theo cơ học lượng tử, coi hạt nhân như một hệ hạt ở trạng thái chuyển động, tuân theo nguyên lý bất định Heisenberg:

$$\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$$

Bề mặt hạt nhân bị nhòe nên khó xác định được chính xác kích thước hạt nhân. Có nhiều phương pháp xác định kích thước hạt nhân và cùng đạt được độ lớn như nhau, chỉ sai khác về hệ số, như:

- Phương pháp so sánh năng lượng liên kết của các hạt nhân gương;

- Phương pháp nhiễu xạ electron nhanh lên hạt nhân;
- Phương pháp khảo sát tán xạ của neutron lên hạt nhân;
- Phương pháp bắn phá hạt nhân bằng chùm hạt.

Ta hãy xét một số phương pháp xác định kích thước hạt nhân sau.

*** Phương pháp so sánh năng lượng liên kết hạt nhân gương**

Trong các hạt nhân đồng khối nhẹ, có những cặp hạt nhân mà số proton của hạt nhân này bằng số neutron của hạt nhân kia, ta gọi đó là các hạt nhân gương. Ví dụ các hạt nhân: ${}_1\text{H}^3$ và ${}_2\text{He}^3$; ${}_5\text{B}^{11}$ và ${}_6\text{C}^{11}$;... Người ta đã xác định được khoảng 40 hạt nhân gương. Năng lượng liên kết của các hạt nhân gương khác nhau, cụ thể năng lượng liên kết của hạt nhân có nhiều proton hơn thì năng lượng liên kết nhỏ hơn những hạt nhân có nhiều neutron. Ví dụ:

$$\Delta E({}_1^3\text{H}) = 8,482 \text{ MeV}$$

$$\Delta E({}_2^3\text{He}) = 7,718 \text{ MeV}$$

Giả thiết lực hạt nhân không có tính chất điện, tức là lực hạt nhân không phụ thuộc loại nucleon (không phụ thuộc vào neutron hay proton). Như vậy, có thể giải thích sự khác nhau của năng lượng liên kết là do lực đẩy Coulomb giữa các proton, và hiệu năng lượng liên kết bằng năng lượng tĩnh điện E_c của Z proton.

$$\Delta E(A, Z) - \Delta E(A, Z+1) = E_c \quad (1.21)$$

E_c phụ thuộc vào sự phân bố điện tích bên trong hạt nhân và kích thước hạt nhân. Giả sử hạt nhân hình cầu, bán kính R , điện tích e , các proton phân bố đều trên toàn thể tích, hãy tính E_c .

Gọi ρ là mật độ điện tích của hạt nhân:

$$\rho = \frac{e}{V} = \frac{e}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (1.22)$$

Xét lớp cầu, bán kính ξ có bề dày $d\xi$, thể tích $4\pi\xi^2d\xi$ và điện tích:

$$\rho 4\pi\xi^2d\xi = \frac{e}{V} 4\pi\xi^2d\xi \quad (1.23)$$

lớp cầu này gây ra tại $r > \xi$ một điện thế $U(r)$:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e}{Vr}\right) 4\pi\xi^2d\xi \quad (1.24)$$

và gây ra tại $r < \xi$ một điện thế $U(r)$:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e}{V}\right) 4\pi\xi d\xi \quad (1.25)$$

Do đó, tại điểm r điện thế $U(r)$ do phân bố đều điện tích e theo toàn thể tích V là:

$$U(r) = \frac{e}{V\epsilon_0} \left\{ \int_0^r \frac{\xi^2 d\xi}{r} + \int_r^R \xi d\xi \right\} = \frac{e}{2\epsilon_0 V} \left(R^2 - \frac{1}{3}r^2 \right) \quad (1.26)$$

với R là bán kính hạt nhân, r là khoảng cách từ tâm đến điểm bên trong hạt nhân mà tại đó ta xác định điện thế $U(r)$.

Nếu coi hạt nhân có $Z+1$ proton và điện tích phân bố đều trong toàn thể tích, thì năng lượng tương tác của một proton với Z proton còn lại sẽ bằng:

$$E_c = \frac{Ze}{V} \int_0^R U(r) 4\pi r^2 dr = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{R} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (1.27)$$

Theo thực nghiệm, năng lượng liên kết của các hạt nhân gương theo Công thức 1.21, ta tính được bán kính hạt nhân gương:

$$\Delta E(A, Z) - \Delta E(A, Z + 1) = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{R} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (1.28)$$

Nhờ đó ta tính được bán kính hạt nhân R khá phù hợp với công thức thực nghiệm:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.29)$$

với $r_0 = 1,465 \cdot 10^{-13}$ cm.

*** Phương pháp nhiễu xạ electron lên hạt nhân**

Nếu electron có bước sóng vào cỡ kích thước hạt nhân, thì khi tán xạ đàn hồi của electron lên hạt nhân sẽ có hiện tượng nhiễu xạ. Có thể giải thích hiện tượng nhiễu xạ này nếu giả thiết electron tán xạ trên quả cầu tích điện đều bán kính R, và giá trị R tính từ lý thuyết và thực nghiệm phù hợp nhau phải là bán kính hạt nhân. Muốn thế electron phải có năng lượng tương ứng với bước sóng $\lambda = 10^{-12}$ cm. Khi đạt tốc độ tương đối tính thì $p = \frac{E}{c}$.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E} \approx \frac{6,25 \cdot 10^{-27} \times 3 \cdot 10^{10}}{1,6 \cdot 10^{-6} E} \approx \frac{10^{-10}}{E}$$

Khi $\lambda = 10^{-12}$ cm, thì $E \approx 100$ MeV. Như vậy electron phải có động năng cỡ 100 MeV thì có thể quan sát được hiện tượng nhiễu xạ. Bằng phương pháp này người ta đã xác định bán kính của nhiều hạt nhân, kể cả bán kính proton.

Giả thiết hạt nhân có dạng cầu bán kính R, người ta tìm được sự phụ thuộc giữa bán kính R và số khối A.

$$R = r_0 A^{1/3} \text{ với } r_0 = (1,2 \div 1,3) 10^{-13} \text{ cm.}$$

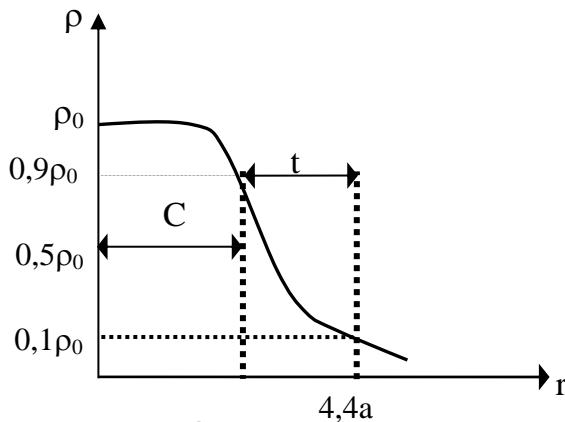
Hofstader đã nghiên cứu phân bố điện tích trong hạt nhân bằng phương pháp tán xạ electron nhanh lên hạt nhân, cho phép xác định kích thước trung bình của vùng choán bởi các proton và xác định sự phân bố mật độ điện trong hạt nhân (còn gọi là phân bố Fermi) có dạng:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - C_0}{a}\right)} \quad (1.30)$$

C_0 là khoảng cách tới tâm mà ρ giảm đi một nửa, a là đại lượng đặc trưng cho độ giảm mật độ điện tích khi ra xa tâm hạt nhân. Mật độ $\rho(0) = \rho_0$ nếu $C_0 \gg a$.

Gọi t là khoảng cách mà mật độ giảm từ $0,9\rho_0$ đến $0,1\rho_0$. Khi Z giảm, mật độ điện giảm. Khi $Z < 6$ thì vùng đó biến mất hoàn toàn, lúc này bề dày của lớp mật ngoài đó cỡ $4,4a$.

Với hạt nhân có A từ 40 đến 208, thì t có cùng giá trị khoảng 2,4 fermi (f), nên $a \approx 0,55 f$. Mật độ neutron xấp xỉ mật độ proton với cùng các thông số sai khác nhau không nhiều. Vì vậy, thực tế có thể coi kích thước hạt nhân được xác định với độ chính xác cao bởi phân bố điện tích trong hạt nhân.



Hình 1.2 Phân bố mật độ điện tích trong hạt nhân

Các phép đo trên đã khẳng định bán kính hạt nhân tăng theo số lượng nucleon trong hạt nhân, nghĩa là R tăng khi A tăng và có giá trị trong khoảng ($1,2 \cdot 10^{-15}$ m đến $1,5 \cdot 10^{-15}$ m). Nếu tính bằng đơn vị fermi thì giá trị t nằm trong khoảng 1,2f đến 1,5f. Với bán kính của hạt nhân như thế thì khối lượng riêng của hạt nhân là rất lớn.

1.10. Độ chắn lẻ, spin, spin đồng vị và mô men điện từ

1.10.1. Độ chắn lẻ và spin hạt nhân

Spin và độ chắn lẻ là hai đặc trưng lượng tử của hàm sóng. Hàm sóng này thường được ký hiệu như sau:

$$\Psi_{J^\pi} \equiv |J^\pi\rangle \quad (1.31)$$

trong đó π là độ chẵn lẻ và J là spin của hạt nhân. Độ chẵn lẻ gắn liền với tính chất của hàm sóng Ψ ở phép biến đổi phản xạ gương \hat{P} trong không gian tọa độ.

$$\hat{P}\Psi_{J^\pi}(\vec{r}) = \Psi_{J^\pi}(\vec{r}) = \pi \cdot \Psi_{J^\pi}(\vec{r}) \quad (1.32)$$

Từ tính bất biến của trạng thái hạt nhân đối với phép biến đổi \hat{P} nên $\pi = \pm 1$. Trạng thái có $\pi = +1$ gọi là trạng thái có độ chẵn lẻ dương, trạng thái có $\pi = -1$ gọi là trạng thái có độ chẵn lẻ âm.

Spin hạt nhân \vec{J} là mô men góc toàn phần xác định từ tổng mô men góc của các nucleon tham gia cấu trúc lên trạng thái Ψ_{J^π} .

Độ chẵn lẻ và spin của hạt nhân là hai số lượng tử quan trọng đặc trưng cho cấu trúc hạt nhân trong từng trạng thái vật lý của nó. Đây là hai đại lượng vật lý luôn được bảo toàn trong các quá trình biến đổi hạt nhân gây bởi lực hạt nhân.

1.10.2. Spin đồng vị của nucleon và hạt nhân

Ta biết proton và neutron là hai fermion có khối lượng gần bằng nhau $m_p \approx m_n$ và thường được xét gần đúng như là hai trạng thái lượng tử của một nucleon. Đây là hệ quả do tính chất không phụ thuộc điện tích trong tương tác mạnh giữa hai nucleon. Cụ thể, tương tác cặp p - p, n - n và n - p gần bằng nhau khi các cặp nucleon - nucleon này nằm trong các trạng thái vật lý có cùng các số lượng tử của spin tổng $J = J_1 + J_2$, và mô men quỹ đạo L của chuyển động tương đối của hệ hai nucleon. Trong đối xứng độc lập điện tích như vậy, hàm sóng đơn hạt của nucleon có thêm một số lượng tử mới tương ứng với spin đồng vị, ký hiệu T .

Mặc dù là spin trong không gian trừu tượng của đối xứng độ lập điện tích, spin đồng vị T cũng có các tính chất như spin J của nucleon ($T = 1/2$ với hình chiếu lên trục z xác định theo $T_z = \pm 1/2$).

1.10.3. Mô men điện từ của hạt nhân

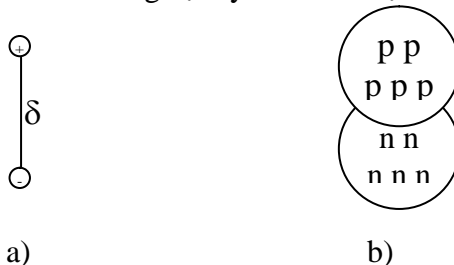
Điện tích Z của hạt nhân là thông số quan trọng cho biết số proton trong hạt nhân, độ lớn của thế Coulomb và tính chất hóa học của nó. Tuy nhiên Z chỉ thể hiện tổng số điện tích của hạt nhân mà không cho biết sự phân bố điện tích trong hạt nhân. Sự phân bố điện tích cho biết về hình dạng hạt nhân và các tính chất khác của hạt nhân.

Có ba loại phân bố điện tích hạt nhân là: phân bố đối xứng cầu, phân bố lưỡng cực và phân bố tứ cực.

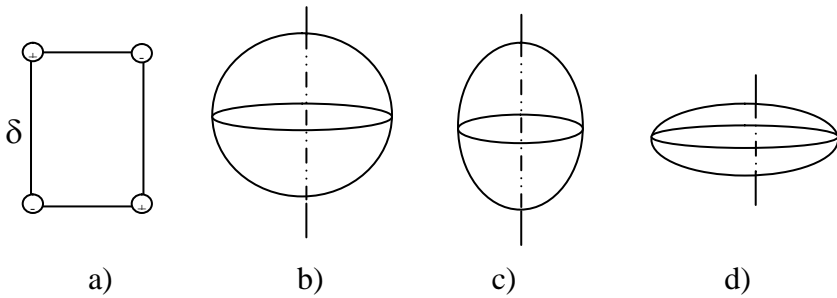
Phân bố thành lưỡng cực là khi các neutron và các proton phân bố lệch về hai đầu của hạt nhân với khoảng cách giữa các trọng tâm của chúng bằng δ . Đại lượng đặc trưng cho phân bố lưỡng cực là mô men lưỡng cực điện D mà hình chiếu lên trục z của nó có dạng:

$$D_z = \int z\rho(r)dV \quad (1.33)$$

Trong đó $\rho(r)$ là mật độ điện tích, và dV là yếu tố thể tích tại điểm r. Mô men lưỡng cực điện bằng 0 đối với trạng thái cơ bản và các trạng thái kích thích không bị suy biến của hạt nhân.



Hình 1.3 Lưỡng cực điện hạt nhân



a) Tứ cực điện; b) Đối xứng cầu; c) Dạng ellipsoid căng; d) Dạng ellipsoid dẹp

Hình 1.4 Tứ cực điện hạt nhân

Phân bố thành tứ cực khi các điện tích trong hạt nhân hình thành hai lưỡng cực điện cách nhau một khoảng cách d . Đại lượng đặc trưng cho phân bố tứ cực là mô men tứ cực điện Q , phản ánh mức độ bất đối xứng cầu, có dạng ellipsoid trong phân bố điện tích hạt nhân. Khi $Q = 0$ hạt nhân có dạng hình cầu, $Q > 0$ hạt nhân có dạng ellipsoid căng, khi $Q < 0$ hạt nhân có dạng ellipsoid dẹp. Đơn vị đo mô men tứ cực là đơn vị điện tích, thường sử dụng cm^2 hay barn.

Trường hợp hạt nhân bất đối xứng, có hai khái niệm về mô men tứ cực là mô men tứ cực điện nội Q_0 và mô men tứ cực điện ngoại Q .

Mô men tứ cực điện nội Q_0 được tính trong hệ tọa độ cùng quay với hạt nhân, biểu thị bởi công thức:

$$Q_0 = \int \rho(r)(3\xi^2 - r^2)dV \quad (1.34)$$

Trong hệ tọa độ 3 chiều ξ, η, ζ gắn liền với hạt nhân với ζ đặt dọc theo trục quay của hạt nhân. Như vậy r là khoảng cách từ điểm lấy tích phân đến tâm quán tính của hạt nhân, và dV là yếu tố thể tích tại r , ζ là hình chiếu của r lên trục ζ , $\rho(r)$ là hàm phân bố điện tích bên trong hạt nhân.

Do $r^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$ nên $3\bar{\zeta}^2 = \bar{r}^2$ đối với phân bố đối xứng cầu, $3\bar{\zeta}^2 > \bar{r}^2$ đối với phân bố ellipsoid căng, và $3\bar{\zeta}^2 < \bar{r}^2$ đối với phân bố ellipsoid dẹp so với trục ξ .

Mô men tứ cực điện ngoại Q được tính trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm:

$$Q = \int \rho(r)(3z^2 - r^2)dV \quad (1.35)$$

Trong đó hệ tọa độ 3 chiều x, y, z trong phòng thí nghiệm với trục z được chọn trong không gian. Độ lớn của Q phụ thuộc vào Q_0 và sự định hướng của hạt nhân so với trục z . Sự định hướng này phụ thuộc vào sự định hướng của spin \vec{J} so với trục z và hình chiếu K của nó lên trục đối xứng của hạt nhân.

Cơ học lượng tử đã tính được đối với hình chiếu cực đại J của vector \vec{J} lên trục z với quan hệ Q, Q_0, J và K :

$$Q = \frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.36)$$

Hệ số $\frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)}$ gọi là hệ số chiều. Như vậy Q được xem như hình chiếu của Q_0 lên trục z .

Đối với trạng thái cơ bản $J = K$ thì:

$$Q = \frac{J(2J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.37)$$

Như vậy nếu Công thức 1.37 có spin hạt nhân $J = 0$ hay $J = 1/2$ thì mô men tứ cực ngoại bằng 0 ngay cả mô men tứ cực nội khác không. Điều này là do các thăng giáng lượng tử, trục đối xứng khi spin bằng 0 và $1/2$ định hướng ngẫu nhiên, do đó phân bố điện tích trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm trở thành đối xứng cầu.

BÀI TẬP CHƯƠNG 1

1.1. Có bao nhiêu nguyên tử trong 10 g ^{12}C ?

1.2. Uranium trong tự nhiên được tạo ra từ 3 đồng vị: ^{234}U , ^{235}U và ^{238}U . Độ phổ biến và khối lượng nguyên tử của chúng được cho ở bảng dưới. Tính khối lượng nguyên tử uranium trong tự nhiên?

Đồng vị	Độ phổ biến %	Khối lượng nguyên tử
^{234}U	0,0057	234,0409
^{235}U	0,72	235,0439
^{238}U	99,27	238,0508

1.3. Tính khối lượng của neutron và proton theo đơn vị amu và MeV?

1.4. Tính khối lượng của nguyên tử ^{235}U

- a) Đơn vị là amu
- b) Đơn vị là gam.

1.5. Chứng minh rằng 1 amu về mặt độ lớn bằng nghịch đảo của số Avogadro.

1.6. Trái đất có khối lượng xấp xỉ khoảng 6.10^{24} kg. Nếu tỷ khối của trái đất bằng tỷ khối của hạt nhân thì kích thước của nó bằng bao nhiêu?

1.7. Một electron đang ở trạng thái đứng yên được gia tốc dọc theo các điểm có chênh lệch điện thế là 5 triệu Vôn.

- a) Động năng cuối cùng của nó là bao nhiêu?
- b) Năng lượng tổng của nó là bao nhiêu?
- c) Khối lượng khi đó của nó là bao nhiêu?

1.8. Tính bước sóng của hạt có năng lượng 1 MeV với hạt đó là:

- a) Photon
- b) Neutron.

1.9. Một electron chuyển động với động năng bằng năng lượng nghỉ, tính:

- a) Tổng năng lượng của nó theo đơn vị $m_e c^2$
- b) Khối lượng của nó theo đơn vị m_e
- c) Vận tốc của nó theo đơn vị c
- d) Bước sóng của nó theo đơn vị bước sóng Compton.

1.10. Nước Tritium (là nước thường có chứa một vài phân tử nước $^3\text{H}_2\text{O}$) dùng trong các ứng dụng sinh học được đựng trong các ống có thể tích 1cm^3 có hoạt độ là 5 mCi trên cm^3 . Vậy tỷ số nước chứa các nguyên tử ^3H là bao nhiêu?

Chương 2.

MỘT SỐ MẪU CẤU TRÚC HẠT NHÂN

Ngày nay chưa có một lý thuyết hoàn chỉnh nào có thể giải thích được tất cả các tính chất cũng như mọi vấn đề về cấu trúc của hạt nhân, ví dụ như sau:

1. Thế nào là hạt nhân bền, khi nào thì hạt nhân phân rã phóng xạ? Có những dạng phóng xạ, chu kỳ bán hủy, dạng phổ, phân bố góc của các hạt bay ra đối với hạt nhân phóng xạ?
2. Bán kính, khối lượng, năng lượng liên kết, mô men từ, độ chắn lẻ, mô men tứ cực điện và các thuộc tính khác của hạt nhân bất kỳ bằng bao nhiêu?
3. Các trạng thái năng lượng trong hạt nhân phân bố ra sao? Giá trị năng lượng, spin, ... tương ứng của chúng bằng bao nhiêu?
4. Xác suất các chuyển dời từ trạng thái kích thích về trạng thái thấp hơn bằng bao nhiêu và phụ thuộc vào các tham số mức hạt nhân như thế nào?
5. Tiết diện tương tác của các hạt nhân khác nhau phụ thuộc năng lượng như thế nào?

Vì sự khiêm khuyết của lý thuyết hạt nhân với việc giải thích các vấn đề đặt ra ở trên, nên cần sử dụng các mẫu cấu trúc khác nhau. Để làm cơ sở cho một mẫu hạt nhân, việc sử dụng một vài tính chất hạt nhân riêng biệt nào đó được coi là chính yếu để xây dựng mẫu lý thuyết. Các tính chất khác của hạt nhân trong mẫu này ít được quan tâm. Đây cũng là vấn đề hạn chế của các mẫu. Tuy nhiên trong giới hạn đó, mỗi mẫu hạt nhân cũng mang lại một số kết quả nhất định.

Mẫu giọt được xây dựng theo giả thiết tương tác mạnh giữa các nucleon. Mẫu này thuộc về các mẫu tập thể (trong đó khảo sát

sự tương tác của tập thể lớn các nucleon). Mẫu khí Fermi được giả thiết các nucleon của hạt nhân hoàn toàn không tương tác với nhau. Mẫu lớp hạt nhân được xem xét như sự chuyển động của các nucleon là độc lập, nhưng có tính đến tương tác spin quỹ đạo. Mẫu suy rộng được xem như chuyển động của các hạt độc lập trong trường tự hợp nào đó được khảo sát, cũng như chuyển động tập thể của các nhóm nucleon lớn (sự quay và sự biến dạng hạt nhân mà không có sự thay đổi thể tích).

2.1. Mẫu giọt

Từ năm 1911, để giải thích sự tán xạ khác thường của hạt alpha, Rutherford đã giả thiết bên trong nguyên tử tồn tại hạt nhân có dạng hình cầu kích thước khoảng 10^{-13} cm. Sau này, bán kính của các hạt nhân được xác định thành công bằng việc phân tích thời gian sống của hạt nhân phóng xạ alpha và năng lượng hạt alpha phát ra. Đối với tất cả các hạt nhân phóng xạ alpha thì:

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.1)$$

ở đây $r_0 = (1,45 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$ cm.

Giả thiết $R \sim A^{1/3}$ không chỉ đúng với các hạt phóng xạ alpha mà còn đúng đối với các hạt nhân khác. Khi khối lượng của hạt nhân bất kỳ tỷ lệ thuận với thể tích của nó ($A \sim R^3$), thì tất cả các hạt nhân có mật độ nucleon là giống nhau:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi (1,5 \cdot 10^{-13})^3 A} \approx 10^{38} \text{ nucleon / cm}^3 \quad (2.2)$$

Mật độ khối lượng cũng giống nhau:

$$\rho = n \times m_{\text{nucleon}} \approx 10^{38} \times 1,67 \cdot 10^{-24} \approx 1,67 \cdot 10^{14} \text{ g / cm}^3 \quad (2.3)$$

và khoảng cách trung bình giữa các nucleon cũng giống nhau:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{V}{A}} = \sqrt[3]{10^{-38}} \approx 2.10^{-13} \text{ cm} \quad (2.4)$$

Như vậy, mật độ vật chất của các hạt nhân không đổi (tính không nén được). Tính chất này có ở tính chất của chất lỏng, tỷ lệ với năng lượng liên kết ΔW và số khối. Tương tự như vậy, khi so sánh năng lượng hóa hơi chất lỏng cho thấy sự phụ thuộc tuyến tính vào khối lượng của nó.

Xuất phát từ tính bất biến gần đúng của năng lượng liên kết riêng $\varepsilon = \frac{\Delta W}{A}$, thì tính bảo hòa của lực hạt nhân cũng tương tự. Vì các lực hóa học liên kết các phân tử chất lỏng cũng có tính chất đồng dạng. Điều đó cho phép xây dựng mẫu giọt của hạt nhân. Theo mẫu giọt, hạt nhân được xem là một giọt chất lỏng hình cầu siêu đặc, mang điện, và không nén được.

Mẫu giọt đã được phát triển trong các công trình nghiên cứu của Bohr, Wheeler và Frenkel. Trên cơ sở mẫu giọt, công thức bán thực nghiệm về năng lượng liên kết và khối lượng hạt nhân được xác lập, đồng thời giải thích thành công rất nhiều đặc tính phân hạch của hạt nhân nặng và các quy luật phân rã alpha, giải thích được cấu trúc các trạng thái kích thích đầu của hạt nhân chẵn – chẵn, tiên đoán khối lượng và năng lượng liên kết của các hạt nhân mới.

2.1.1. Công thức bán thực nghiệm của Weizsacker

Trong phép tính gần đúng bậc nhất, năng lượng liên kết hạt nhân tỷ lệ thuận với số khối A:

$$\Delta W = \alpha A; \quad \varepsilon = \frac{\Delta W}{A} = \alpha \quad (\alpha \text{ là hệ số tỷ lệ}).$$

Công thức này giả thiết rằng A nucleon hạt nhân có năng lượng liên kết bằng nhau. Tuy nhiên, thực tế không đúng, vì các

nucleon bên ngoài nằm ở vị trí riêng lẻ, nên chúng chỉ bị hút từ một mặt (về bên trong). Do đó, năng lượng liên kết của hạt nhân đó sẽ nhỏ hơn giá trị αA , giá trị nhỏ hơn này tỷ lệ với bề mặt, tức là $A^{2/3}$ (sức căng mặt ngoài), nên:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} \quad (\beta \text{ là hệ số tỷ lệ}).$$

Mặt khác, cần phải tính đến lực đẩy điện từ của các nucleon loại proton, lực này tỷ lệ thuận với Z^2 (các lực Coulomb không bão hòa, và như vậy mỗi proton trong số Z proton sẽ tương tác với $Z - 1$ proton còn lại ($Z(Z - 1) \sim Z^2$) và tỷ lệ nghịch với $r \sim A^{1/3}$). Lực đẩy nucleon cũng làm giảm năng lượng liên kết, nên:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad \gamma \text{ là hệ số tỷ lệ nghịch.}$$

Cuối cùng, công thức tính năng lượng liên kết cần phải phản ánh xu hướng quan sát được trong tự nhiên cho sự đối xứng trong cấu trúc của hạt nhân. Sự đối xứng này được thể hiện một cách rõ ràng trong các hạt nhân nhẹ (các hạt nhân có số proton và số neutron gần như bằng nhau). Tức là hạt nhân có $Z = A/2$ thì bền nhất và có năng lượng liên kết riêng ϵ lớn nhất. Độ lệch từ đẳng thức $Z = A/2$ theo một hướng bất kỳ (tăng hoặc giảm) sẽ làm giảm năng lượng liên kết, và có thể tính trong công thức đối với ϵ bằng

số hạng $\zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A^2}$ có dấu âm, ở đây ζ là hệ số tỷ lệ nghịch. Số

hạng này trong công thức bán thực nghiệm không thể giải thích trong phạm vi của mẫu giọt.

Với hạt nhân nặng, số lượng proton lớn, nên sự cân bằng bị phá vỡ theo chiều hướng có lợi cho các neutron, nhưng vì hiệu ứng này cũng được tính bằng số hạng $\gamma Z^2/A^{1/3}$, và đối với các hạt nhân

nặng việc tính toán hiệu ứng đối xứng cần phải áp dụng số hạng

$$\zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A^2}.$$

Với việc tính toán hiệu ứng đối xứng, công thức năng lượng liên kết có dạng:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A^2} \quad (2.5)$$

Vì khối lượng hạt nhân được thể hiện thông qua năng lượng liên kết nhờ hệ thức $\Delta W(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - M(A,Z)$ nên Công thức 2.5 cho phép thực hiện việc tính toán khối lượng hạt nhân:

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - \left(\alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A^2} \right) \quad (2.6)$$

Các hệ số $\alpha, \beta, \gamma, \zeta$ được xác định bằng cách so sánh với năng lượng liên kết đã biết.

Hệ số γ có thể xác định bằng cách tính trực tiếp năng lượng tĩnh điện của lực tương tác giữa Z proton. Với giả thiết phân bố điện tích đều $+Ze$ bên trong khối cầu bán kính R .

$$\gamma = \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \frac{(Z.e)^2}{R} \quad (2.7)$$

Từ công thức trên, với $R = r_0 A^{1/3}$, suy ra $\gamma = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0}$.

Hệ số ζ có thể được xác định từ hệ thức liên hệ giữa A và Z đối với các hạt nhân bền. Hệ thức này nhận được nếu lấy vi phân Công

thức 2.6 theo Z khi A không đổi. Nhờ tất cả các kết quả tính toán, người ta tìm thấy giá trị các hệ số:

$$\alpha = 15,75 \text{ MeV}; \beta = 17,8 \text{ MeV}; \gamma = 0,71 \text{ MeV}; \zeta = 94,8 \text{ MeV} \quad (2.8)$$

Công thức 2.6 với các hệ số ở Công thức 2.8 đưa ra chính xác giá trị khối lượng của tất cả các hạt nhân có A lẻ, khi đó các giá trị khối lượng chính xác đến chữ số thập phân thứ hai. Mức độ chính xác này nhận được không những đối với các hạt nhân bền mà còn đối với các hạt nhân phóng xạ. Tuy nhiên đối với các hạt nhân có các giá trị A chẵn thì Công thức 2.6 cho giá trị khối lượng chính xác thấp hơn.

Các hạt nhân có thể được chia thành ba nhóm theo tính bền của chúng. Nhóm đầu tiên là các hạt nhân chẵn - chẵn bền nhất, nhóm thứ hai là các hạt chẵn - lẻ và lẻ - chẵn kém bền hơn (có số khối A lẻ), cuối cùng nhóm thứ ba là các hạt nhân lẻ - lẻ không bền (chỉ biết được bốn hạt nhân không bền là: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ và ${}^{14}_7\text{N}$).

Thực tế, các hạt nhân có số khối A chẵn $A = 2n = \text{const}$ thường không thay đổi dần dần mà thay đổi một cách đột ngột khi liên tục thay đổi điện tích hạt nhân Z một đơn vị. Sự thay đổi khối lượng hạt nhân theo Z như vậy chưa được đề cập trong Công thức 2.6, nên Công thức 2.6 đưa ra giá trị khối lượng quá cao đối với các hạt nhân chẵn - chẵn, và quá thấp đối với các hạt nhân lẻ - lẻ. Để Công thức 2.6 chính xác hơn cho tất cả các hạt nhân thì cần phải bổ sung thêm số hạng $\delta A^{-3/4}$.

Ở đây:

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{nối với hạt nhân chẵn - chẵn,} \\ 0 & \text{nối với hạt nhân lẻ- chẵn,} \\ -|\delta| & \text{nối với hạt nhân lẻ- lẻ} \end{cases} \quad (2.9)$$

Đối chiếu với các giá trị khối lượng đã biết của các hạt nhân chẵn - chẵn, hệ số δ xác định:

$$|\delta| = 34 \text{ MeV} \quad (2.10)$$

Các công thức dưới đây có số hạng δ cho giá trị năng lượng liên kết (và khối lượng) rất giống nhau đối với các hạt nhân có A lẻ cũng như A chẵn.

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A^2} + \delta A^{-3/4} \quad (2.11)$$

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \left(\alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A^2} \right) + \delta A^{-3/4} \quad (2.12)$$

Ví dụ 2.1. Tính khối lượng và năng lượng liên kết của $^{107}_{47}\text{Ag}$ theo công thức bán thực nghiệm của Weizsacker.

Sử dụng Công thức 2.11 và 2.12 để tính khối lượng và năng lượng liên kết, chú ý rằng giá trị âm của tổng 5 số hạng cuối cùng thể hiện năng lượng liên kết của các nucleon thành phần. Đầu tiên ta tính khối lượng nguyên tử của $^{107}_{47}\text{Ag}$ theo công thức khối lượng và chú ý rằng N chẵn và Z lẻ, nên $\delta = 0$.

$N.m_n$	60,939,573 MeV
$Z.m_H$	47,938,791 MeV
$-\alpha.A$	-15,56.107 MeV
$+\beta.A^{2/3}$	$(17,23.107)^{\frac{2}{3}} \text{MeV}$
$\gamma.Z^2/A^{1/3}$	$(0,697,47)^2/(107)^{\frac{1}{3}} \text{MeV}$
$\zeta\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2/A^2$	23,285.(107-2,47) ² /107 MeV
Khối lượng (MeV)	99548,1173 MeV
Khối lượng (u)	106,8684 u

Khối lượng đo được của $^{107}_{47}\text{Ag}$ là 106,905092 u. Cộng 4 số hạng cuối cùng, ta được tổng năng lượng liên kết là 949,44 MeV hay 8,9 MeV/nucleon.

2.1.2. Phạm vi áp dụng của mẫu giọt

Công thức 2.11 với các hệ số từ Công thức 2.8 đến Công thức 2.10 cho phép tính $\Delta W(A, Z)$ có sai số 10 – 20 MeV theo các giá trị A và Z đã biết. Khi $A \approx 100$ cho sai số tương đối $\sim 1\%$. Tương tự, Công thức 2.12 tính khối lượng hạt nhân bất kỳ theo các giá trị đã biết A, Z, m_p và m_n có sai số cho phép $\sim 10^{-14}$.

Độ chính xác càng cao trong công thức bán thực nghiệm Weizsacker nhờ các kết quả tính toán đưa về tổng đại số của một vài giá trị tiêu biểu. Ví dụ khi $A = 100, \alpha A \approx 1600$ MeV, $\beta A^{2/3} \approx 400$ MeV, $\gamma Z^2/A^{1/3} \approx 300$ MeV.

Nhờ công thức bán thực nghiệm, có thể xác định được nhiều đặc trưng thống kê của hạt nhân, bởi chúng được biểu diễn thông qua $\Delta W(A, Z)$. Dễ dàng chỉ ra rằng, năng lượng liên kết riêng:

$$\varepsilon_n(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z) \quad (2.13)$$

$$\varepsilon_p(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z-1) \quad (2.14)$$

Với $A - Z$ chẵn:

$$\varepsilon_{2n}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z) \quad (2.15)$$

Với Z chẵn:

$$\varepsilon_{2p}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z-2) \quad (2.16)$$

Với $A - Z$ chẵn:

$$P_n(A, Z) = \Delta W(A, Z) + \Delta W(A-2, Z) - 2\Delta W(A-1, Z) = 2\varepsilon_n - \varepsilon_{2n} \quad (2.17)$$

Với Z chẵn:

$$P_p(A, Z) = \Delta W(A, Z) + \Delta W(A-2, Z-2) - 2\Delta W(A-1, Z-1) = 2\varepsilon_p - \varepsilon_{2p} \quad (2.18)$$

Bằng cách sử dụng các công thức trên ở dải hẹp (theo Z và N có tổng bằng 81), có thể tính các giá trị $\Delta W(A, Z)$ với sai số $0,5 \div 1$

MeV, vì thế ta nhận được các giá trị ε_n , ε_p và các đại lượng khác có sai số từ 10 – 20 %.

Do vậy, năng lượng phân rã alpha cũng được biểu diễn thông qua $\Delta W(A, Z)$:

$$E_\alpha = \left\{ M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He}) \right\} c^2 \\ = - \left(\Delta W(A-4, Z-2) + \Delta W({}^4_2\text{He}) - \Delta W(A, Z) \right)$$

Đặc tính chuyển động tập thể của các hạt trong chất lỏng hạt nhân không nén được sẽ dẫn đến dao động bề mặt của mẫu giọt (không thay đổi thể tích của nó). Dao động tứ cực và bát cực là loại dao động đơn giản nhất. Tại các dao động tứ cực, giọt hạt nhân bị kích thích có dạng elipxoit, tại các dao động bát cực thì giọt hạt nhân bị kích thích có dạng quả lê (pirus). Năng lượng của các dao động:

$$E = n\hbar\omega \quad (2.19)$$

ở đây $n = 1, 2, \dots$, $\hbar\omega$ là lượng tử tứ cực hoặc bát cực. Vì lượng tử tứ cực được đặc trưng bởi spin và độ chẵn lẻ 2^+ và lượng tử bát cực được đặc trưng bởi độ chẵn lẻ 3^- , nên các mức 2^+ , 3^- được quan sát trên hạt nhân chẵn – chẵn tương ứng với giá trị $n = 1$. Các mức 0^+ , 2^+ , 4^+ thường gặp ở giữa các trạng thái kích thích đầu tiên của các hạt nhân chẵn – chẵn, và có thể liên tưởng đến các dao động tứ cực khi $n = 2$.

- Mẫu giọt hạt nhân cho phép xây dựng lý thuyết phân hạch bán định lượng;

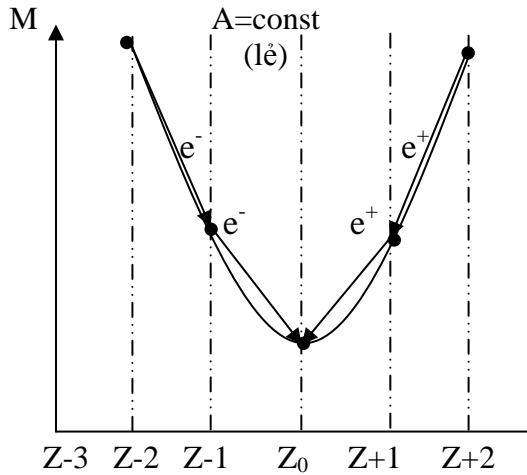
- Nhờ mẫu giọt có thể tìm thấy điều kiện liên hệ giữa A và Z đối với tất cả các hạt nhân không phân rã beta.

Thật vậy, Công thức 2.12 đưa ra sự phụ thuộc của năng lượng hạt nhân $M(Z)$ vào điện tích khi A không đổi. Sự phụ thuộc này có dạng parabol (Hình 2.1). Như đã chỉ ra, hạt nhân bền nhất ứng với trường hợp khối lượng nhỏ nhất, có thể tìm thấy Z_0 tương ứng với

nó bằng phương pháp xác định điểm cực tiểu của đường cong. Vì phân Công thức 2.12 theo Z khi A không đổi và đạo hàm bằng 0 ta có:

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}} \quad (2.20)$$

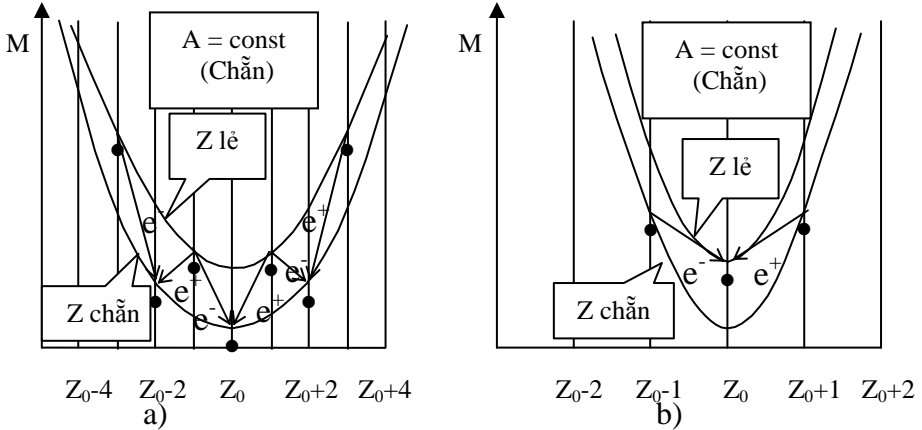
Công thức này cho phép nhận được Z_0 đối với đường đồng khối bền beta (đường bền beta) theo giá trị đã biết A . So sánh với thực nghiệm cho thấy công thức đưa ra các giá trị Z_0 khá chính xác (các giá trị này không lớn hơn các giá trị thực một lượng $\Delta Z = \pm 1$).



Hình 2.1 Các hạt nhân đồng khối với A lẻ. Các hạt nhân phân rã β^- và β^+ để chuyển về hạt nhân bền có khối lượng bé nhất ứng với điện tích Z_0

Nếu A lẻ và $\delta = 0$ thì hàm $M(Z)$ là đơn trị và mỗi giá trị Z_0 (thỏa mãn đường đồng khối) tương ứng với một giá trị A . Hạt nhân đồng khối với $Z = Z_0 + 1$ ở phần bên phải của parabol có khối lượng lớn hơn (giá trị tại Z_0), và khi thỏa mãn bất đẳng thức $M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e$ thì nó sẽ chuyển thành hạt nhân đồng khối (có $Z = Z_0$) bằng cách phát positron (phát β^+). Tương tự, hạt nhân đồng khối (có $Z = Z_0 - 1$) phân bố ở nhánh bên trái của parabol cũng có

giá trị khối lượng lớn hơn, và nếu sự lớn hơn đó thỏa mãn sự bất cân bằng này thì hạt nhân đó trở thành hạt nhân có $Z = Z_0$ đồng thời phát ra electron (phát β^-). Tương tự như vậy, trường hợp các hạt nhân đồng khối ($A, Z_0 + 2$) và ($A, Z_0 - 2$) có thể biến đổi tương ứng thành các hạt nhân ($A, Z_0 + 1$) và ($A, Z_0 - 1$),



2.2a) Ứng với các hạt nhân lẻ-lẻ không bền, các hạt nhân chẵn-chẵn bền

2.2b) Ứng với các hạt nhân lẻ-lẻ bền, các hạt nhân chẵn-chẵn không bền

Hình 2.2 Các hạt nhân đồng khối với A chẵn

Đối với A chẵn thì hàm $M(Z)$ có hai giá trị, vì số hạng δ có giá trị khác nhau đối với các hạt nhân chẵn - chẵn và hạt nhân lẻ - lẻ, nên khi A chẵn thì sự phụ thuộc $M(Z)$ được mô tả bởi 2 parabol như ở Hình 2.2. Hình 2.2a tương ứng với các hạt nhân bền hơn với Z chẵn và ngược lại Hình 2.2b tương ứng với hạt nhân kém bền hơn khi Z chẵn.

Từ Hình 2.2a ta thấy vì sự khác nhau giữa các hạt nhân lân cận được phân bố trên cùng một parabol theo hai đơn vị Z đối với các hạt nhân chẵn - chẵn, nên có thể tồn tại một vài hạt nhân đồng khối bền. Điều đó là do không thỏa mãn về mặt năng lượng của chuyển đổi từ hạt nhân có điện tích $Z_0 + 2$ thành hạt nhân có điện tích $Z_0 + 1$, và mức độ cấm (hoặc có xác suất rất nhỏ) của

phân rã β kép thẳng từ $Z_0 + 2(Z_0 - 2)$ thành hạt nhân có điện tích Z_0 . Ngược lại, do đối với mỗi hạt nhân được phân bố ở parabol phía trên đều có 2 hạt nhân có điện tích $Z_0 \pm 1$ nằm ở parabol phía dưới nên tất cả các hạt nhân lẻ - lẻ đều không bền, chỉ ngoại trừ bốn hạt nhân là: 2_1H , 6_3Li , ${}^{10}_5B$, ${}^{14}_7N$.

Tương tự với các hạt nhân đồng khối (isobar) phân bố trên các parabol tương ứng với Hình 2.2b. Rõ ràng là trong trường hợp này, các isobar chẵn - chẵn thường không bền. Ví dụ các hạt nhân chẵn - chẵn ${}^{14}_6C$, ${}^{14}_8O$ nằm phía trên hạt nhân lẻ - lẻ bền beta: ${}^{14}_7N$.

- Có thể sử dụng mẫu giọt để tính năng lượng phân rã beta:

+ Phân rã β^- :

$$\begin{aligned} E_{\beta^-} &= \{M(A, Z) - M(A, Z + 1) - m_e\}c^2 \\ &= -\{\Delta m + \Delta W(A, Z + 1) - \Delta W(A, Z)\} \end{aligned} \quad (2.21)$$

với $\Delta m = (m_n - m_p - m_e)c^2 = 0,8 \text{ MeV}$

+ Phân rã β^+ :

$$\begin{aligned} E_{\beta^+} &= \{M(A, Z) - M(A, Z - 1) - m_e\}c^2 \\ &= -\{\Delta m' + \Delta W(A, Z - 1) - \Delta W(A, Z)\} \end{aligned} \quad (2.22)$$

và $\Delta m' = (m_p - m_n - m_e)c^2 = -1,8 \text{ MeV}$. Trong đó, nếu (A, Z) và $(A, Z - 1)$ là những hạt nhân gương, tức là số neutron $A - Z$ của một trong số chúng bằng số proton $Z - 1$ của hạt nhân khác và ngược lại ($A = 2Z - 1$) thì:

$$E_{\beta^+} = \Delta m' + \gamma A^{2/3} = \Delta m' + \frac{3}{5}e^2 / r_0 A^{2/3} \quad (2.23)$$

Như vậy, năng lượng E_{β^+} của hạt nhân gương phụ thuộc vào $A^{2/3}$. Khi xây dựng công thức liên hệ bán thực nghiệm có thể tìm thấy giá trị r_0 theo độ nghiêng của đường thẳng là:

$$r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

2.1.3. Hạn chế của mẫu giọt

Mẫu giọt mang lại thành công đáng kể như: biểu diễn khá chính xác về khối lượng, năng lượng liên kết và các thông số khác của hạt nhân, cho phép tìm thấy điều kiện năng lượng của phân rã alpha và beta. Dựa trên cơ sở của mẫu giọt, có thể nhận được phép biểu diễn định tính chính xác về cấu trúc phân bố mức, spin và độ chẵn lẻ của một vài mức đầu tiên ở hạt nhân chẵn - chẵn, cho phép xây dựng lý thuyết định tính của sự phân hạch,...

Hơn nữa, không thể xây dựng công thức bán thực nghiệm đối với năng lượng liên kết và khối lượng hạt nhân mà chỉ dựa vào mẫu giọt. Như vậy, để mô tả chính xác sự phụ thuộc của khối lượng hạt nhân vào điện tích Z và số khối A theo công thức ba thừa số (được xây dựng theo nguyên tắc tương tự giữa chất hạt nhân và giọt chất lỏng) là chưa đủ, mà đòi hỏi cần phải áp dụng số hạng thứ tư - tính toán hiệu ứng đối xứng và số hạng thứ năm, số hạng δ , có dạng khác nhau phụ thuộc vào số nucleon chẵn hoặc lẻ trong hạt nhân. Về cơ bản, việc áp dụng các số hạng này trong công thức bán thực nghiệm là trái với mẫu giọt.

Mẫu giọt không cho các tiên đoán định lượng về các trạng thái kích thích của hạt nhân. Nỗ lực điều hòa tần số các sóng bề mặt của giọt lỏng từ chất hạt nhân theo những quy tắc của mức hạt nhân là không thành công. Mẫu giọt không thể giải thích một trong những tính chất cơ bản của sự phân hạch có tính bất đối xứng.

Ngoài ra, còn tồn tại phạm vi mở rộng của các vấn đề mà mẫu giọt hoàn toàn không đề cập đến, chẳng hạn các đặc tính riêng biệt của các trạng thái cơ bản và kích thích của các hạt nhân (các năng lượng liên kết, spin, mô men từ và độ chẵn lẻ), một vài đặc trưng của phân rã alpha, beta, các quy luật phân bố các hạt nhân isomer

nằm giữa các hạt nhân khác, lượng phân bố của các hạt nhân khác nhau trong tự nhiên,...

Như vậy, các tính chất đã được liệt kê ở trên và một số tính chất khác phụ thuộc đặc trưng vào số nucleon trong hạt nhân. Đặc trưng đó bao gồm sự biến đổi tuần hoàn. Ví dụ tất cả các hạt nhân chẵn – chẵn ở trạng thái bền có các spin bằng 0. Thực nghiệm chứng tỏ rằng các hạt nhân có số proton hoặc neutron là các số magic (2, 8, 20, 50, 82, 126) thì đặc biệt bền. Hạt nhân hai lần magic (bao gồm số các proton magic và neutron magic), ví dụ ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ có độ bền cao nhất.

Chu kỳ được ghi lại theo sự thay đổi tính chất của các hạt nhân phụ thuộc vào số lượng các nucleon chứa trong chúng. Điều này liên tưởng đến sự thay đổi tuần hoàn các tính chất của các hạt nhân phụ thuộc vào số electron chứa trong chúng. Cũng giống như các hạt nhân magic, các nguyên tử bao gồm số electron xác định (2, 10, 18, 36, 54, 86) được gọi là các nguyên tử đặc biệt bền (các khí trơ).

Như đã biết, mẫu nguyên tử hiện đại được xây dựng trên giả thiết chuyển động độc lập của các electron trong thế trung tâm. Vì vậy, có thể giả thiết rằng, tính tuần hoàn trong các tính chất của các hạt nhân được liệt kê ở trên cũng có thể được giải thích trong mẫu các hạt độc lập mặc dù chính ý tưởng của việc sử dụng mẫu này để mô tả các hạt nhân có các nucleon tương tác mạnh thoát nhìn có vẻ chưa rõ ràng.

2.2. Mẫu khí Fermi

Mẫu khí Fermi là mẫu đơn giản của mẫu các hạt độc lập. Trong mẫu này, thay cho sự chòong chất của các tương tác đơn lẻ nucleon - nucleon, thì chuyển động được xem như không tương tác giữa các nucleon với nhau trong trường thế trung bình có độ rộng $R = r_0 A^{1/3}$. Có thể xác định độ sâu của giếng thế U_0 mà tại đó nó giữ

được các nucleon trong giới hạn bán kính hạt nhân R với giả thiết dựa trên lập luận sau:

Trạng thái thấp nhất của khí Fermi ở không độ tuyệt đối được lấp đầy bởi các nucleon (khí Fermi suy biến) tương ứng với trạng thái cơ bản của hạt nhân. Tổng số neutron là:

$$N = \int_0^{p_{\max}} \frac{dN}{dp} dp \quad (2.24)$$

ở đây $\frac{dN}{dp} = 2 \frac{4\pi p^2 V}{(2\pi\hbar)^3}$ là mật độ trạng thái trong thống kê Fermi. (p là xung lượng neutron, p_{\max} là xung lượng cực đại của neutron khi lấp đầy các trạng thái, $V = \frac{4\pi R^3}{3} = \frac{4\pi r_0^3 A}{3}$ là thể tích hạt nhân, nhân 2 là vì có định hướng spin khác nhau).

Tích phân Công thức 2.24 ta được:

$$N = \frac{V p_{\max}^3}{3\pi^2 \hbar^3} \quad (2.25)$$

- Xét với hạt nhân đối xứng, tức số proton bằng số neutron, thì $N = A/2$ và $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{cm}$, thì:

$$p_{\max}^{(n)} = \sqrt[3]{\frac{9}{8} \pi} \frac{\hbar}{r_0} = 1,3 \cdot 10^{-14} \text{erg.s/cm} = 1,3 \cdot 10^{-21} \text{J.s/cm} \quad (2.26)$$

Do đó động năng cực đại của neutron là:

$$T_{\max} = \frac{p_{\max}^2}{2m_n} = 32 \text{ MeV} \quad (2.27)$$

Vì năng lượng liên kết trung bình của neutron trong hạt nhân khoảng 8 MeV, nên độ sâu giếng thế $U_0 = 32 + 8 = 40 \text{ MeV}$.

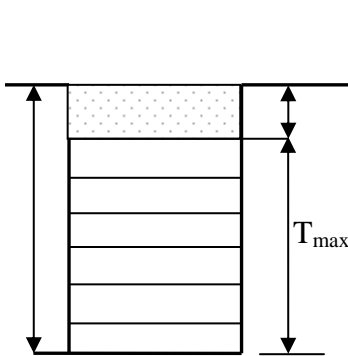
Hố thế proton của hạt nhân đối xứng cũng có các thông số tương tự (người ta cho rằng trong trường hợp hạt nhân đối xứng, tức là hạt nhân nhẹ thì có thể bỏ qua lực đẩy nucleon giữa các proton).

- Xét các hạt nhân không đối xứng ($N > Z$) thì:

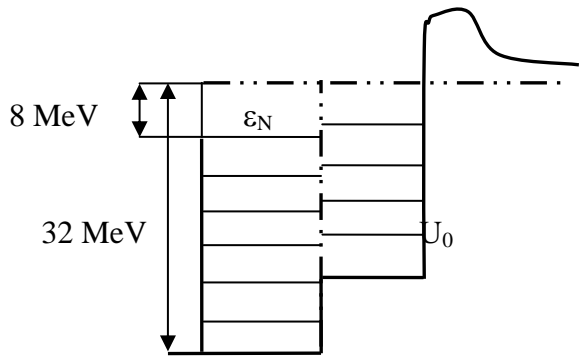
$T_{\max}^{(n)} > T_{\max}^{(p)}$ và $U_0^{(n)} > U_0^{(p)}$. Vì vậy giữa các proton tồn tại tương tác đẩy.

Để dàng chứng minh rằng năng lượng trung bình của các nucleon trong hạt nhân là:

$$\bar{T}_{nucleon} = \int_0^{T_{\max}} T \frac{dN}{dT} dT \approx 20 \text{ MeV}$$



Hình 2.3 Mô tả động năng của neutron



Hình 2.4 Độ sâu của giếng thế

Cả hai giá trị nhận được từ U_0 và T_N phù hợp với các kết quả từ các nghiên cứu khác nhau. Như vậy, mẫu khí Fermi đưa ra sự mô tả hạt nhân một cách rất hợp lý. Sự mô tả này không những tương tự đối với chất lỏng mà còn đối với chất khí.

Người ta cho rằng bản chất kép của hạt nhân là mâu thuẫn, vì khí Fermi hạt nhân suy biến có khác biệt lớn với khí Fermi thông thường tại không độ tuyệt đối. Trong trường hợp đầu tiên $T_{\max} \approx U_0$,

tức là các nucleon của hạt nhân khi va chạm với các nucleon khác sẽ không thay đổi trạng thái, chúng như các hạt độc lập. Trong trường hợp thứ hai $U_0 \approx 10^3 T_{max}$ - tức là các hạt của khí thông thường được liên kết tương đối mạnh, vì ở không độ tuyệt đối, khí thông thường thể hiện các tính chất của môi trường ngưng tụ.

Phạm vi sử dụng của mẫu khí Fermi không quá rộng. Nó chỉ thích hợp để giải thích định lượng hiệu ứng đối xứng và hiệu ứng bão hòa, đồng thời giải thích các tính chất của hạt nhân liên quan đến sự phân bố các nucleon bên trong hạt nhân theo xung lượng.

2.3. Mẫu lớp

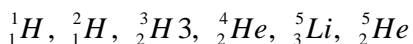
Như đã phân tích ở mục trước, các hạt nhân magic có năng lượng liên kết lớn bất thường (tức đặc biệt ổn định), và mô men tứ cực điện bằng 0 (tính đối xứng cầu). Tính tuần hoàn đặc biệt này trong các tính chất của hạt nhân giống với sự biến đổi tuần hoàn các tính chất của các nguyên tử, nên có thể giả thiết sắp xếp nucleon trong hạt nhân giống như electron trong nguyên tử. Mẫu tương ứng với hạt nhân được gọi là mẫu lớp hay là mẫu các lớp hạt nhân.

2.3.1. Cơ sở thực nghiệm của mẫu lớp hạt nhân

2.3.1.1. Sự biến đổi của năng lượng liên kết

Có thể suy đoán sự xuất hiện của các hạt nhân đặc biệt bền theo năng lượng liên kết. Các hạt nhân bền có năng lượng liên kết lớn nhất. Các nucleon bổ sung tham gia cùng chúng có liên kết yếu hơn với hạt nhân (năng lượng của nucleon tham gia thấp).

Điều này thể hiện khi so sánh năng lượng của nucleon tham gia ϵ_N với các hạt nhân từ dãy sau đây:



Đối với bốn hạt nhân đầu tiên thì ε_N tăng lên từ 2,2 MeV đến 20,6 MeV, và đối với hai hạt nhân cuối thì ε_N âm. Như vậy, kết quả cho thấy độ bền đặc biệt của hạt nhân hai lần magic ${}^4_2\text{He}$. Có thể phát hiện ra độ bền đặc biệt của các hạt nhân magic khác bao gồm các số 8, 20, 50, 82 và 126 của các nucleon cùng loại khi so sánh năng lượng liên kết của chúng với năng lượng liên kết của các hạt nhân chẵn – chẵn lân cận. Độ bền cao hơn bình thường của các hạt nhân magic cũng được thể hiện theo độ giảm tiết diện bắt các neutron từ 10 lần đến 100 lần của các hạt nhân này.

2.3.1.2. Sự phân bố của các nucleon

Độ bền đặc biệt của các hạt nhân với số nucleon magic cũng được thể hiện qua độ phổ biến của chúng cao hơn các hạt nhân đồng vị khác trong tự nhiên, ví dụ:

- Hạt nhân hai lần magic ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ là hạt nhân bền cuối cùng có $Z = N$. Hàm lượng của nó trong các đồng vị canxi ở hỗn hợp tự nhiên là 97%. Hạt nhân ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ đứng trước nó với $Z = N$ thì có độ phổ biến tương đối là 0,3%, hạt nhân tiếp theo sau nó là ${}^{44}_{22}\text{Ti}$ không gặp trong tự nhiên.

- Trong tự nhiên thường gặp 3 đến 4 đồng vị có N chẵn đã cho. Tuy nhiên, khi $N = 20$ thì số lượng đồng vị của chúng tăng lên đến 5, khi $N = 50$ thì số lượng tăng lên đến 6, và khi $N = 82$ thì số lượng đó tăng lên đến 7.

- Đồng vị có giá trị khối lượng trung bình thường là đồng vị phổ biến nhất giữa các đồng vị khác nhau của các nguyên tố. Các trường hợp ngoại lệ được nghiên cứu đối với các đồng vị có $N = 50$ và $N = 82$ (ví dụ ${}^{138}_{56}\text{Ba}$, ${}^{139}_{57}\text{La}$, ${}^{88}_{38}\text{Sr}$, ${}^{140}_{58}\text{Ce}$, ...).

- Thiếc ${}_{50}\text{Sn}$ có số lượng đồng vị bền lớn nhất (10 đồng vị), và có ba đồng vị trong số chúng có số khối A lẻ.

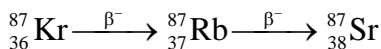
2.3.1.3. Quy luật các phân rã alpha, beta

- Như đã biết, ba họ phóng xạ gặp trong tự nhiên được kết thúc bằng chì ${}_{82}\text{Pb}$. Trong đó các hạt nhân có $Z \leq 82$ thường gặp trong tự nhiên thường là những hạt nhân bền. Hạt nhân hai lần magic ${}^4_2\text{He}$ được phát ra trong quá trình phân rã alpha.

- Năng lượng của các hạt alpha phát ra tăng phù hợp với công thức bán thực nghiệm khi Z tăng. Tuy nhiên, thực nghiệm cho thấy các hạt nhân poloni ($Z = 84$) là trường hợp ngoại lệ phát ra năng lượng các hạt alpha lớn hơn so với các hạt nhân nằm sau nó ($Z > 84$).

- Hai đồng vị của polonium là ${}^{210}_{84}\text{Po}$ và ${}^{212}_{84}\text{Po}$ phát ra các hạt alpha có quãng chạy lớn. Nói chung, các hạt alpha có năng lượng lớn nhất (so với các hạt nhân lân cận) gặp trong các hạt nhân phóng xạ có $N = 128, Z = 84, N = 84$. Các hạt nhân này sau khi phân rã chuyển thành các hạt nhân có $N = 126, Z = 82, N = 82$. Ví dụ, người ta đã tìm ra hoạt tính của một trong các đồng vị của nguyên tố neodim (${}^{144}_{60}\text{Nd}$), nguyên tố này phân bố ở giữa bảng hệ thống tuần hoàn, chu kỳ bán bán hủy đối với ${}^{144}_{60}\text{Nd}$ là 5.10^{15} năm, và năng lượng cực đại của các hạt alpha bằng 1,8MeV.

- Năng lượng lớn nhất của phân rã beta được xác định khi hạt nhân phân rã β thành hạt nhân magic, và nhỏ nhất khi phân rã beta của các hạt nhân magic. Có thể lấy ví dụ, chuỗi chuyển tiếp sau:



Trong phân rã đầu tiên thì năng lượng phân rã beta được giải phóng là $\Delta E_\beta = 3,6 \text{ MeV}$, và trong phân rã thứ hai là $\Delta E_\beta = 0,27 \text{ MeV}$.

- Hạt nhân hai lần magic ${}^{16}_8\text{O}$ là hạt nhân cuối cùng trong hai quá trình phát xạ nối tầng làm chậm các nucleon:



Trong cả hai trường hợp sau khi phân rã beta, các hạt nhân bị kích thích ${}^{17}_8\text{O}$, ${}^{17}_9\text{F}$ được hình thành tương ứng bao gồm $N_{\text{magic}}+1 = 9$ neutron và $Z_{\text{magic}}+1 = 9$ proton. Năng lượng tách nucleon thứ chín của các hạt nhân này rất nhỏ, nhỏ hơn năng lượng kích thích của chúng. Điều đó làm cho các hạt nhân này phát ra các nucleon làm chậm chu kỳ bán hủy của chuyển tiếp beta trước đó:

$$T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta^-)}; \quad T_{1/2}^{(p)} = T_{1/2}^{(\beta^+)}$$

2.3.2. Nguyên tắc xây dựng mẫu lớp hạt nhân

Các hiện tượng vừa liệt kê không thể giải thích theo quan điểm của mẫu giọt hạt nhân. Giả thiết về sự tương tác mạnh giữa các hạt trong hạt nhân nằm trong cơ sở của mẫu này. Sự tồn tại của các số magic nói lên sự có mặt của các cấu trúc bên trong hạt nhân, chỉ ra sự phân bố theo quy luật giữa các hạt độc lập của hạt nhân theo các mức năng lượng và các quỹ đạo năng lượng, tương tự như quan sát với các electron nguyên tử. Giả sử tập hợp các hạt nằm trên một hoặc một số mức gần nhau về năng lượng tạo nên lớp hạt nhân, sự lấp đầy liên tục của lớp dẫn đến sự hình thành các hạt nhân đặc biệt bền (tương tự với sự hình thành các khí trơ khi tạo thành lớp electron trong nguyên tử).

2.3.2.1. Các nguyên tắc xây dựng mẫu lớp hạt nhân

Đặc tính tương tác đặc biệt của các electron với hạt nhân nằm trong phần giải thích của bảng tuần hoàn. Trong hạt nhân có trường nucleon xuyên tâm (tâm lực), mà trong đó, các electron chuyển động tương tác yếu với nhau. Sự lấp đầy các mức nguyên tử bằng electron được thực hiện theo nguyên lý loại trừ Pauli.

Trên thực tế, hai trong ba điều kiện cần thiết để xây dựng mẫu lớp đối với các nucleon của hạt nhân bị vi phạm. Các nucleon không chuyển động trên một trường xuyên tâm nào, và các nucleon của hạt nhân khác với các electron bởi sự tương tác mạnh với nhau.

Như đã biết, nồng độ các nucleon trong hạt nhân là $n \approx 10^{38}$ nucleon/cm³, và tiết diện tương tác của các nucleon với nhau khi năng lượng 25 MeV (năng lượng chuyển động trung bình của nucleon trong hạt nhân) là $\sigma = 0,3 \cdot 10^{-24}$ cm². Vì vậy, độ dài trung bình của nucleon dịch chuyển tự do trong hạt nhân là:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{38} \times 0,3 \cdot 10^{-24}} \approx 0,3 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (2.30)$$

tức là nhỏ hơn bán kính của hạt nhân.

Do đó có vẻ như vô lý khi nói về chuyển động quỹ đạo, có trật tự, thường xuyên của các nucleon bên trong hạt nhân. Tuy nhiên, chính tương tác mạnh của các nucleon, đồng thời bán kính tương tác nhỏ cho phép xây dựng thể đối xứng cầu, mà trong trường của nó các nucleon di chuyển độc lập với nhau. Có thể mô tả hiệu ứng lớn và bán kính nhỏ của tương tác hạt nhân giữa hai nucleon nhờ vào giếng thế hẹp (khoảng 10^{-13} cm) và sâu (khoảng 30 MeV – giếng thế nucleon). Trong phép tính gần đúng bậc nhất có thể coi giếng thế đó là giếng thế vuông góc. Trong hạt nhân, các nucleon chuyển động nhanh tương đối với nhau ở những khoảng cách so với chiều sâu của giếng nucleon. Vì vậy, có thể mô tả tương tác của nucleon với hạt nhân trong trường thế trung bình không phụ thuộc vào thời gian. Vì bán kính tương tác hạt nhân nhỏ, nên thế trung bình phải ổn định và ít thay đổi ở bên trong, và nhanh chóng tiến gần đến 0 ở biên hạt nhân. Mặt khác, hạt nhân trong phép tính gần đúng bậc nhất có dạng hình cầu, nên giếng thế phải có đối xứng cầu.

Theo cơ học lượng tử, các nucleon dịch chuyển trong trường thế có thể nằm trong các trạng thái năng lượng khác nhau. Ở đây,

sự lấp đầy toàn bộ các mức dưới thỏa mãn trạng thái cơ bản của hạt nhân. Quá trình va chạm của hai nucleon dẫn đến sự phân chia lại năng lượng giữa chúng, do đó một trong các nucleon đó phải bị mất đi một phần năng lượng và chuyển sang trạng thái năng lượng thấp hơn. Tuy nhiên, điều này là không thể bởi vì tất cả các mức năng lượng thấp hơn cũng đã bị chiếm, và tại các mức đó theo nguyên lý Pauli không thể chứa thêm các nucleon khác.

Do vậy, cần thiết đưa ra một số tiên đề để xây dựng mẫu lớp hạt nhân: trong trường thế đối xứng các neutron và các proton di chuyển không tương tác giữa các hạt với nhau. Các hạt này có spin bán nguyên và tuân theo nguyên lý loại trừ Pauli. Thế điện trong phép tính gần đúng bậc nhất giống nhau đối với các neutron và các proton bởi vì lực đẩy nucleon đối với các proton chỉ đáng quan tâm đối với các hạt nhân nặng. Kết luận này được chứng thực bằng sự trùng phù hợp của các số magic đối với các proton và các neutron.

Nhờ thế đối xứng cầu nên mô men quỹ đạo động lượng L là tích phân chuyển động, hơn nữa cùng một giá trị năng lượng thỏa mãn tất cả $2l+1$ định hướng vecto \vec{L} (vì trường đẳng hướng).

Lập luận này chỉ đúng đối với các nucleon nằm trong hạt nhân bị kích thích. Đối với nucleon bay vào trong hạt nhân từ bên ngoài và kích thích hạt nhân bia với năng lượng bằng hoặc lớn hơn ε_N (ε_N là năng lượng liên kết của nucleon), các va chạm có thể xảy ra do có mặt của các mức tự do phía trên.

$2(2l+1)$ nucleon cùng loại đã cho có thể phân bố lại trên mức năng lượng này và thỏa mãn nguyên lý Pauli. Do đó có thể xây dựng mẫu hạt nhân trong đó các nucleon phân bố với số lượng xác định tại các lớp năng lượng.

Mẫu đơn hạt đối với các hạt nhân có số khối A lẻ là biến thể của mẫu lớp hạt nhân. Trong mẫu này giả thiết tất cả các nucleon (ngoại trừ nucleon lẻ cuối cùng) tạo nên lõi đối xứng cầu trung tính có mô men từ và mô men cơ bằng 0. Trong biến thể phức tạp hơn

của mẫu lớp, lớp lấp đầy được xem như là nhân trung tính, và chỉ cần tính toán đến tương tác giữa các nucleon còn lại.

2.3.2.2. Các sơ đồ cụ thể của mẫu lớp hạt nhân

Để xác định vị trí các mức của hạt, người ta đã đưa ra các thông số xác định của giếng thế: chiều rộng bằng đường kính của hạt nhân, và chiều sâu được tìm thấy từ điều kiện năng lượng liên kết của neutron trong hạt nhân (~ 8 MeV). Nếu đối với các hạt nằm trong giếng thế như vậy thì giải phương trình Schrödinger sẽ nhận được một loạt các trị riêng, và tương ứng với chúng là các hàm riêng mô tả các trạng thái khác nhau của hạt và các mức năng lượng trong giếng thế.

Vị trí của các mức có số lượng tử cụ thể (n và l) phụ thuộc vào hình dạng của giếng thế và số các nucleon N , có thể phân bố chúng tại mức đã cho được xác định bằng nguyên lý loại trừ Pauli [$N = 2(2l+1)$]. Trong mẫu đúng, các mức năng lượng tập hợp lại thành các lớp được phân chia bằng các vạch năng lượng lớn, và tổng số lấp đầy tất cả các mức của lớp phải trùng với số magic.

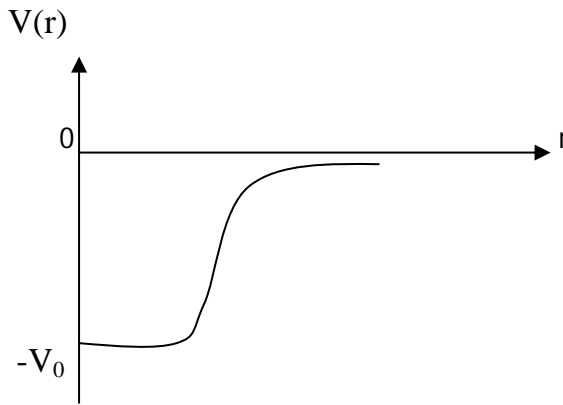
Thành công lớn nhất đạt được trong mẫu lớp hạt nhân là tìm ra môi liên hệ spin quỹ đạo được đưa ra năm 1949 bởi Goeppert - Mayer và Jensen. Theo quy tắc của mẫu này, thế tự hợp được đưa ra bởi công thức:

$$V = V(r) + U(r)\vec{r}\vec{L} \quad (2.31)$$

Trong đó $V(r)$ là thế điện Saxon – Woods, tức là dạng giếng thế có đáy phẳng và mép bị nhòe (Hình 2.5), hoặc dạng dao động điều hòa.

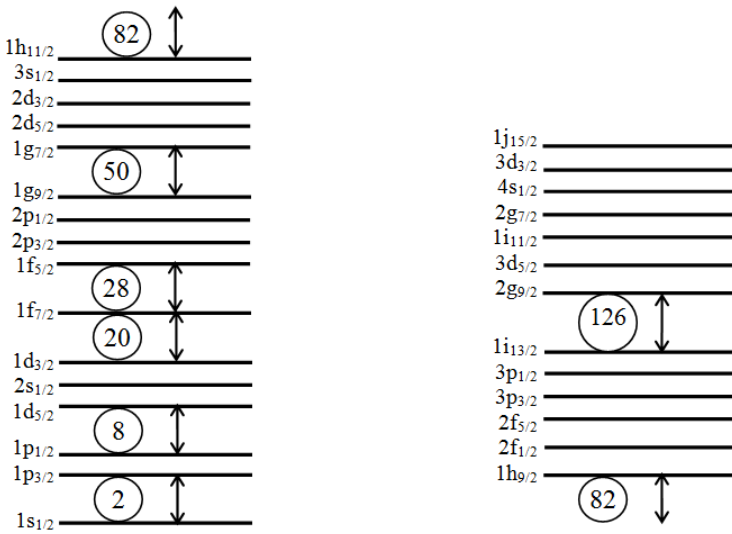
$$V(r) = -\frac{V_0}{1+\exp\frac{r-R}{a}}$$

với a là hằng số, R là bán kính hạt nhân, \vec{s} là spin nucleon, \vec{L} là mô men quỹ đạo, $U(r)$ là hàm thế đối xứng tương tự với nguyên tử $U(r) = b \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$, b là hằng số tương tác spin - quỹ đạo.



Hình 2.5 Dạng phụ thuộc của hàm thế tự hợp $V(r)$ vào r

Trạng thái năng lượng có l đã cho tùy theo định hướng spin tương hỗ \vec{s} và mô men quỹ đạo \vec{L} của nucleon. Hơn nữa, với định hướng song song tương ứng với giá trị năng lượng nhỏ hơn (lớn hơn giá trị năng lượng tương tác), nên khi tách ra các mức có l đã cho thành hai lớp con có $i = l \pm 1/2$ có hai trạng thái $n_{p_{3/2}}$, $n_{p_{1/2}}$ thay vì một trạng thái n_p , và hai trạng thái $n_{d_{5/2}}$, $n_{d_{3/2}}$ xuất hiện thay vì một trạng thái n_d, \dots , và trạng thái có giá trị i lớn thì có năng lượng nhỏ. Việc phân tách mức này tăng theo l (cụ thể là tách thành $2l+1$ mức), khi $l \geq 4$ thì hai mức con $l+1/2$ và $l-1/2$ nằm ở hai lớp khác nhau.



Hình 2.6 Sự phân bố lại các mức đối với mẫu lớp một hạt đơn giản nhất

Các trạng thái được xác định bằng thực nghiệm với giả thiết:

- Mô men tổng của hệ bao gồm số các proton chẵn và số các neutron chẵn thì bằng 0;
- Mô men tổng của hệ bao gồm số các nucleon lẻ được xác định bằng mô men $i = s+l$ của nucleon không cặp đôi;
- Mô men tổng của các hệ chẵn - lẻ, các nucleon không cặp đôi của chúng ở các trạng thái giống nhau bằng hai lần mô men của nucleon;
- Mức năng lượng (với n đã cho) tăng theo độ tăng của l ;
- Năng lượng tương tác spin quỹ đạo đối với trạng thái tương ứng với sự phân bố song song i và s lớn hơn đối với phân bố phản song song.

Độ chính xác của việc phân loại hạt nhân này hoặc hạt nhân khác đối với trạng thái đã cho được kiểm soát bằng phép tính mô men từ và phép so sánh giá trị tìm thấy với thực nghiệm.

Toàn bộ các hạt nhân ở lớp I được chỉ ra ở Bảng 2.1. Các nucleon trong các hạt nhân này chiếm cùng một trạng thái $1s_{1/2}$ đối với hạt nhân cuối cùng bị lấp đầy hoàn toàn (khi $i = 1/2$ giá trị $2i+1$ bằng 2 tức là hai proton và hai neutron có thể nằm trong cùng trạng thái này).

Bảng 2.1 Các hạt nhân lớp I

Hạt nhân	Spin và chẵn lẻ	Trạng thái	μ_{TN}	μ_{LT}	Hạt nhân	Spin và chẵn lẻ	Trạng thái	μ_{TN}	μ_{LT}
n	$1/2^+$	$1s_{1/2}$	-1,91		3_1H	$1/2^+$	$(1s_{1/2})^3$	+2,98	+2,79
p	$1/2^+$	$1s_{1/2}$	+2,79		3_2He	$1/2^+$	$(1s_{1/2})^3$	-2,13	-1,91
2_1H	1^+	$(1s_{1/2})^2$	+0,86	+0,88	4_2H	0^+	$(1s_{1/2})^4$	0	0

Sự lấp đầy của lớp II cần được bắt đầu từ việc liên kết của nucleon thứ 5 vào hạt nhân 4_2He . Tuy nhiên, năng lượng liên kết của nó âm, tức là hạt nhân 5_2He và 5_3Li không bền. Hạt nhân 6_3Li được phát hiện trong tự nhiên, nhưng spin của nó bằng 1, điều đó mâu thuẫn với mẫu lớp hạt nhân, mà theo đó spin của hạt nhân 6_3Li phải bằng 3. Các hạt nhân còn lại của lớp II được dẫn ra trong Bảng 2.2.

Bảng 2.2 Các hạt nhân ở lớp II

Hạt nhân	Spin và độ chẵn lẻ	Trạng thái	μ_{tn}	μ_{lt}
7_3Li	$3/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^3$	3,26	3,07
9_4Be	$3/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^5$	-1,18	-1,14

${}^{11}_5\text{B}$	3^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^6$	1,80	1,88
${}^{12}_6\text{C}$	0^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8$	0	0
${}^{13}_6\text{C}$	$1/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8 1p_{1/2}$	0,70	0,64
${}^{14}_7\text{N}$	1^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^2$	-0,40	-0,40
${}^{15}_7\text{N}$	$1/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^3$	-0,28	-0,24
${}^{16}_8\text{O}$	0^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^4$	0	0

Từ Bảng 2.2 ta thấy spin của 4 cặp đầu tiên được tạo thành do việc lấp đầy trạng thái $1p_{3/2}$, là bội số của $3/2$ (hoặc bằng 0), như được suy ra từ những liệt kê ở trên. Spin của 4 hạt nhân tiếp theo là bội số của $1/2$ (hoặc bằng 0), do những hạt nhân này được tạo thành khi lấp đầy trạng thái $1p_{1/2}$. Bảng 2.3 tổng hợp các trạng thái khả dĩ của nucleon trong hạt nhân trên các lớp vỏ theo lý thuyết mẫu lớp.

Bảng 2.3 Các trạng thái ứng với các lớp vỏ có tính đến spin quỹ đạo

Lớp vỏ	Trạng thái	m_j	N
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}1p_{1/2}$	4 + 2	8
III	$1d_{5/2}2s_{1/2}1d_{3/2}$	6 + 2 + 4	20
IV	$1f_{7/2}1f_{5/2}2p_{3/2}2p_{1/2}1g_{9/2}$	8 + 6 + 4 + 2 + 10	50
V	$1g_{7/2}2d_{5/2}2d_{3/2}3s_{1/2}1h_{11/2}$	8 + 6 + 4 + 2 + 12	82
VI	$1h_{9/2}2f_{7/2}2f_{5/2}3p_{3/2}3p_{1/2}1i_{13/2}$	10 + 8 + 6 + 4 + 2 + 14	126

2.3.3. Các kết quả thực nghiệm của mẫu lớp và phạm vi ứng dụng của nó

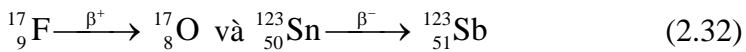
Khi xây dựng mẫu lớp, người ta sử dụng các giá trị thực nghiệm của số magic, spin và mô men từ hạt nhân (đôi khi cũng sử dụng một số đặc tính khác, ví dụ như giá trị của mô men tứ cực điện). Vì vậy, sự trùng nhau của giá trị thực nghiệm và giá trị lý

thuyết ở những đại lượng này không phải là tiêu chí để đánh giá độ chính xác của mẫu. Tuy nhiên, vẫn có một số kết quả từ mẫu khác với thực nghiệm. Hai hiện tượng: sự phân bố các hạt nhân đồng vị và các quy luật đối với phân rã beta cho thấy sự khác biệt này.

- Những hạt nhân có các mức giả bền, tức là thời gian sống của mức năng lượng đủ lâu, được gọi là các đồng phân (isomer). Sự tồn tại của các đồng phân sống lâu liên quan tới sự có mặt của các trạng thái kích thích yếu, rất khác trạng thái cơ bản về giá trị của mô men động lượng ($\Delta I \geq 4$).

- Có thể thu được từ mẫu lớp liên quan đến quy tắc lọc lựa ở phân rã beta. Quy tắc lọc lựa liên quan đến sự thay đổi spin và độ chắn lẻ của hạt nhân trong quá trình của phân rã beta. Mẫu lớp cho phép dự đoán trước sự thay đổi này, đó là đặc tính của chuyển dời beta tương ứng (cho phép hoặc bị cấm, đối với trường hợp cấm còn có mức độ cấm, tức là giá trị lý thuyết của thời gian sống trung bình τ).

So sánh giá trị dự đoán của τ với giá trị thực nghiệm cho thấy rất trùng khớp nhau. Ví dụ, khảo sát 2 chuyển dời beta:



Trong trường hợp đầu tiên, ${}^9_{17}\text{F} \xrightarrow{\beta^+} {}^8_{17}\text{O}$, phân rã beta dẫn tới sự biến đổi proton thứ 9 của hạt nhân ${}^{17}\text{F}$ thành neutron thứ 9 của hạt nhân ${}^{17}\text{O}$. Theo mô hình của mẫu lớp thì cả 2 nucleon này đều nằm ở trạng thái $1d_{5/2}$. Do đó, trong biến đổi ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O}$ cả mô men toàn phần và mô men quỹ đạo của nucleon này đều không thay đổi. Vì vậy, trong chuyển tiếp này, spin và tính chắn lẻ của hạt nhân giữ nguyên ($\Delta J = 0$, $\pi_i/\pi_f = 1$ với π_i là độ chắn lẻ ở trạng thái đầu, π_f là độ chắn lẻ ở trạng thái cuối).

Theo lý thuyết phân rã beta, những phân rã beta liên quan tới số các chuyển dời cho phép đặc trưng bằng thông số thực nghiệm

$\lg(F\tau) \approx 3 \div 5$. Trong đó F là hàm đã biết của năng lượng E_β của phân rã beta; τ là thời gian sống trung bình của hạt nhân phóng xạ beta. Thực nghiệm đã xác thực những kết luận này của các mẫu lớp. Giá trị $[\lg(F\tau)]_{\text{tn}}$ đối với phân rã beta của hạt nhân ^{17}F bằng 3,36.

Trong trường hợp thứ hai, $^{123}_{50}\text{Sn} \xrightarrow{\beta^-} ^{123}_{51}\text{Sb}$, neutron thứ 73 của hạt nhân $^{123}_{50}\text{Sn}$ nằm ở trạng thái $1h_{11/2}$, chuyển thành proton thứ 51 của hạt nhân, $^{123}_{51}\text{Sb}$ trạng thái $1g_{7/2}$. Trong biến đổi này, mô men toàn phần và các mô men quỹ đạo của nucleon bị biến đổi tương ứng là 2 và 1. Vì vậy, các hạt nhân $^{123}_{50}\text{Sn}$ và $^{123}_{51}\text{Sb}$ cần phải khác nhau theo spin là 2 và có độ chẵn lẻ ngược nhau: $\Delta J = 2$; $\pi_i/\pi_f = -1$. Theo lý thuyết phân rã beta, những chuyển dời beta này thuộc loại cấm. Đại lượng $\lg(F\tau)$ của chúng xấp xỉ 9. Thí nghiệm đối với phân rã beta của $^{123}_{50}\text{Sn}$ cho giá trị:

$$[\lg(F\tau)]_{\text{tn}} = 9,1 \quad (2.33)$$

- Mẫu lớp dự đoán chính xác sự biến đổi của mô men tứ cực điện ngang qua 0 (đổi dấu) tại số nucleon magic (nhưng không cho phép tính toán giá trị mô men tứ cực điện).

- Mẫu lớp cũng giúp lý giải tại sao chuyển dời alpha thường bị cấm ở hạt nhân lẻ.

Từ cơ sở của mẫu lớp, xác suất tạo ra các hạt alpha bên trong hạt nhân bức xạ alpha cần phải tăng lên khi đi từ tâm đến biên. Vì vậy, các hạt alpha do hạt nhân phát ra mang theo năng lượng đáng kể của nó, được tạo ra ở gần bề mặt hạt nhân từ các nucleon biên (năng lượng lớn nhất). Khi đó, quá trình tạo thành các hạt alpha ở biên của hạt nhân lẻ có xác suất nhỏ hơn so với hạt nhân chẵn. Vì các hạt nhân lẻ có 1 nucleon biên, nên cần phải liên kết với nucleon ở lớp bên trong. Quá trình tạo thành hạt alpha trong hạt nhân lẻ-lẻ có 2 nucleon biên có xác suất còn nhỏ hơn nữa.

2.3.4. Nhược điểm của mẫu lớp

Mặc dù mẫu lớp hạt nhân có những thành công lớn, nhưng phạm vi ứng dụng của mẫu cũng rất hạn chế: nó cho phép giải thích các hiện tượng liên quan đến tính chất của các hạt nhân cầu (chủ yếu là các hạt nhân nhẹ) ở trạng thái cơ bản và kích thích thấp. Nhưng ngay cả trong phạm vi được khảo sát này, cũng có những mâu thuẫn giữa tính toán theo lý thuyết của mẫu lớp với thực nghiệm. Một số mâu thuẫn chính như sau:

- Khi lấp đầy các mức của hố thế bằng các nucleon, có những trường hợp sai lệch giữa các giá trị dự đoán và giá trị thực nghiệm của spin đối với một số hạt nhân. Ví dụ, spin của hạt nhân ${}^6_3\text{Li}$ theo mẫu lớp được xác định bằng các mô men của proton thứ 3 và của neutron thứ 3. Cả 2 nucleon này đều nằm ở trạng thái $1p_{3/2}$. Do đó, theo quy tắc đã được mẫu lớp dự đoán thì spin theo lý thuyết $I_{\text{lt}}({}^6_3\text{Li}) = 3$, thế nhưng thực nghiệm lại cho giá trị spin $I_{\text{tn}}({}^6_3\text{Li}) = 1$.

- Với hạt nhân ${}^{19}_9\text{F}$, proton thứ 9 của nó nằm ở trạng thái $d_{5/2}$, cần phải có spin $I_{\text{lt}} = 5/2$, trong khi $I_{\text{tn}}({}^{19}_9\text{F}) = 1/2$. Tương tự, giá trị thực nghiệm các spin của ${}^{21}_{10}\text{Ne}$ và ${}^{23}_{11}\text{Na}$ bằng $3/2$, mặc dù nucleon thứ 11 của những hạt nhân này nằm ở trạng thái $1d_{5/2}$, thì cần phải có $I_{\text{lt}} = 5/2, \dots$

Sai sót đó của mẫu lớp thường được chấp nhận bằng việc giả định có sự bất thường của việc lấp đầy các mức (nó được xác lập từ trước trong vật lý nguyên tử ở sự lấp đầy của một số lớp electron). Tuy nhiên, những giải thích này không phải lúc nào cũng có tính thuyết phục.

- Rất nhiều các hạt nhân chẵn - chẵn nếu được lấp đầy một nửa lớp ngoài thì có cấu trúc các mức quay. Thực tế này chống lại quan điểm của mẫu giọt, vì mẫu giọt dựa trên giả thiết về sự đối xứng cầu của trường thế tự hợp.

- Mẫu lớp đưa ra giá trị rất thấp của các mô men tứ cực điện đối với các hạt nhân tương ứng với sự lấp đầy một nửa lớp ngoài. Rõ ràng là mô men tứ cực điện Q của bức tranh một hạt phải xấp xỉ bằng eR^2 , với R là bán kính hạt nhân. Thế nhưng các giá trị thực nghiệm của Q lại lên tới $(10 \div 20)e.R^2$.

- Chính các hạt nhân lấp đầy một nửa, mẫu dự đoán rất thấp của xác suất các chuyển dời γ dạng E2. Thực nghiệm thì xác nhận ngược lại, những lượng tử γ có mô men động lượng $L= 2$ được phát ra khá lớn.

Nguyên nhân của những nhược điểm kể trên của mẫu lớp xuất phát từ giả thiết cơ bản để xây dựng mẫu đó. Những giả thiết này có ba ý chính là:

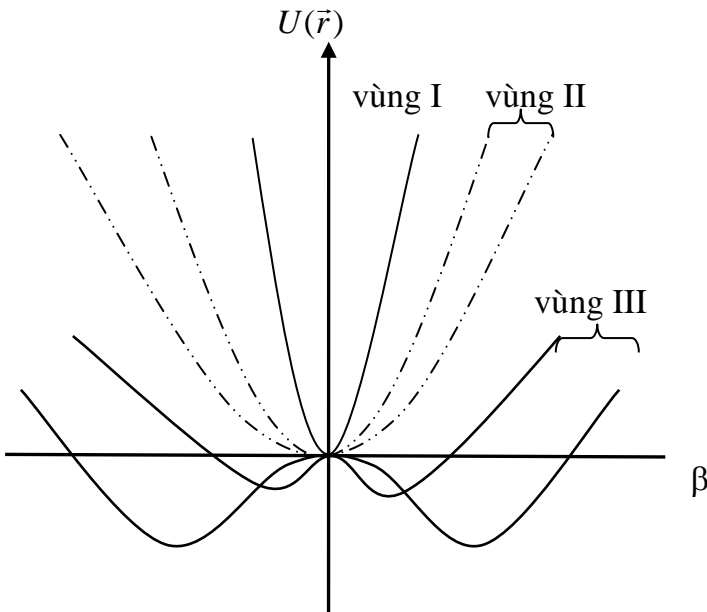
- Thế năng đối xứng cầu;
- Không có tương tác giữa các nucleon;
- Tính đúng đắn của nguyên lý loại trừ Pauli đối với các nucleon.

Do không có cơ sở nghi ngờ tính đúng đắn của nguyên lý Pauli, nên sự không tương thích của mẫu lớp với thực nghiệm có thể lý giải bằng sự vi phạm hai giả thiết đầu tiên. Vì vậy, việc bổ sung tương tác cặp và không có tính đối xứng cầu là cách tất nhiên và đơn giản nhất (theo ý định lượng các tham số lý thuyết mới) để giải quyết nhược điểm của mẫu lớp. Mẫu hạt nhân có tính đến hai yếu tố này được gọi là mẫu hạt nhân suy rộng (đôi khi người ta gọi nó là mẫu tập thể).

2.4. Mẫu suy rộng

Mẫu hạt nhân suy rộng được phát triển vào năm 1950 bởi các công trình nghiên cứu của Reymvoter, A. Bohr và Mottelson, Hill và Wheele. Ý tưởng của mẫu rất đơn giản.

Trường thế đối xứng cầu tự hợp được sử dụng trong mẫu lớp là kết quả của sự tương tác giữa các nucleon với nhau. Vì vậy, trường thế này không thể bất biến mà nó phải phụ thuộc vào sự chuyển động cũng như tương tác của các nucleon riêng lẻ. Đặc điểm và mức độ phụ thuộc được xác định bằng số các nucleon ở lớp ngoài cùng.



Hình 2.7 Sự phụ thuộc của thế năng hạt nhân vào thông số biến dạng β trong trường hợp các hạt nhân chẵn - chẵn nằm sát các lớp vỏ lấp đầy (vùng I), không gần các lớp vỏ lấp đầy (vùng II) và hoàn toàn xa khỏi lớp vỏ lấp đầy (vùng III)

Đối với các hạt nhân có lớp lấp đầy hoặc gần như đầy, thế năng đối xứng cầu có độ ổn định khá cao trước những tác động nhiễu loạn từ phía các nucleon bổ sung. Vì thế, hình thể và hình dạng hạt nhân khi số nucleon bổ sung nhỏ vẫn còn mang tính đối xứng cầu. Các trạng thái kích thích của những hạt nhân này được xác định bằng các mức một hạt trong trường thế đối xứng cầu và bằng

các dao động tứ cực dạng hạt nhân đối xứng cầu cân bằng tương đối.

Độ ổn định cao của hình dạng hạt nhân tương ứng trạng thái đối xứng cầu cân bằng, có nghĩa là đường cong thế năng của hạt nhân tăng dựng đứng với sự thay đổi của biến dạng (Hình 2.7, vùng I). Mức dao động đầu tiên trong hố này phải nằm tại năng lượng kích thích lớn (so với năng lượng của các trạng thái đơn hạt).

Với sự tăng lên của số các nucleon ở lớp ngoài cùng, ảnh hưởng của chuyển động riêng ở các nucleon lên trường thế tự hợp tăng. Áp lực ly tâm của các nucleon dư xuất hiện trên vách của hạt nhân. Do độ ổn định của trường thế giảm, dẫn đến giảm tính ổn định của hình dạng cầu của hạt nhân và giảm năng lượng của các mức dao động (Hình 2.7, vùng II).

Khi số các nucleon bổ sung đủ lớn, dạng đối xứng cầu của hạt nhân có thể không ổn định (Hình 2.7, vùng III), tức là thế năng cực tiểu, tương ứng hạt nhân không phải hình cầu với sự biến dạng cân bằng khác 0, hạt nhân như vậy có mô men tứ cực điện lớn.

Theo cơ học lượng tử, hạt nhân không cầu có thể quay. Vì vậy, trong hạt nhân xuất hiện lực quay tự do, tức là dải quay của các mức. Mức độ dao động tự do ở hạt nhân không cầu cũng được bảo toàn, nhưng tần số dao động (năng lượng của các mức dao động) phải giảm đi. Cuối cùng, trong trường thế biến dạng, đặc tính của các mức đơn hạt cần phải biến đổi. Như vậy, hệ các mức của hạt nhân không cầu được xác định gồm cả chuyển động đơn hạt lẫn chuyển động tập thể (quay, dao động) của các nucleon nằm bên ngoài các lớp lấp đầy.

Theo mức độ tăng lên của số nucleon ở lớp trên cùng, chuyển động tập thể ngày càng tăng mạnh, và cuối cùng nó mạnh đến mức bắt đầu gây tác động lên lõi của hạt nhân được cấu tạo từ các lớp lấp đầy. Trong trường hợp này, sự biến dạng sẽ diễn ra trên toàn bộ

hạt nhân, do đó, trong hạt nhân cần phải xuất hiện sự tái cơ cấu năng lượng đặc biệt mạnh, đạt từ $3 \div 20$ MeV.

Như vậy, từ những bức tranh minh họa trực quan ở trên ta thấy, việc đưa vào dạng không đối xứng cầu bằng tính toán tương tác của các nucleon dẫn đến các kết quả như sau:

- Hố thế không đối xứng cầu xuất hiện các trạng thái đơn hạt, khác với các trạng thái mà đã được tìm thấy trong hố thế đối xứng cầu.

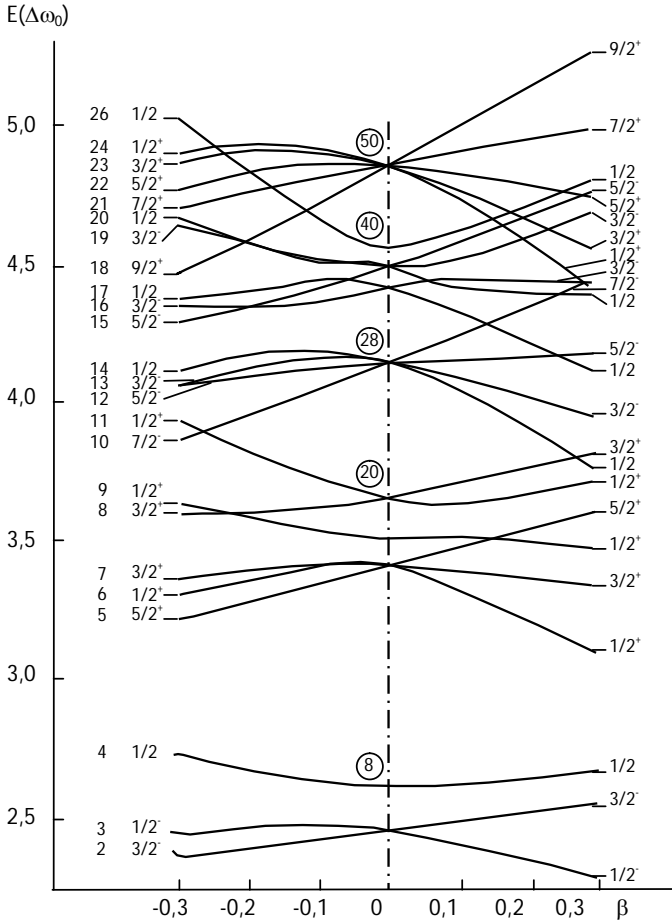
- Hạt nhân có ít nucleon dư bên ngoài các lớp kín thì có thể xuất hiện các mức dao động do sự tương tác của các nucleon dư với bề mặt hạt nhân.

- Hạt nhân có nhiều nucleon dư bên ngoài lớp lấp đầy xuất hiện các mức quay.

- Khi kích thích hạt nhân rất mạnh, các dao động của tất cả các nucleon là khả dĩ. Năng lượng của những dao động này gần 10 MeV.

2.4.1. Trạng thái đơn hạt trong hố thế không đối xứng cầu

Trong trường thế không đối xứng cầu, mô men tổng động lượng i không được bảo toàn. Do đó, sự suy biến gần $(2i + 1)$ của mức bị loại bỏ. Tuy vậy, nếu trường có đối xứng trục, thì hình chiếu i_z của vector i lên trục đối xứng được bảo toàn. Điều này dẫn tới sự suy biến gấp đôi của mỗi mức con với giá trị $|i_z|$ (tương ứng với 2 giá trị hình chiếu $+i_z$ và $-i_z$). Như vậy, mức i được chia thành $(2i + 1)/2$ mức con dịch chuyển lẫn nhau một cách tương đối. Mức độ dịch chuyển phụ thuộc vào dấu và thông số của hạt nhân không cầu $\delta = \frac{\Delta R}{R}$, có thể tính toán được từ giá trị mô men tứ cực điện của hạt nhân Q .



Hình 2.8 Sơ đồ các mức đơn hạt trong hạt nhân biến dạng (Sơ đồ Nilsson)

Việc tính toán các mức một hạt đối với hạt nhân không đối xứng cầu lần đầu tiên được thực hiện vào năm 1955 bởi Nilsson, ông đã sử dụng hố thế của dao động tử với đối xứng trục và liên kết spin quỹ đạo mạnh:

$$V(r) = \frac{M}{2} (\omega^2 x^2 + \omega^2 y^2 + \omega^2 z^2) + CI_s + DI^2 \quad (2.34)$$

với $\omega^2 = \omega_0^2(1 + 2\delta/3)$; $\omega_z^2 = \omega_0^2(1 - 4\delta/3)$; C, D, ω_0 là các hằng số; δ là thông số biến dạng.

Các kết quả tính toán được biểu diễn trên Hình 2.8. Xét đối với số mức nhỏ và δ nhỏ, từ hình vẽ ta thấy mức $p_{3/2}$, mà tại mức này trong hố cầu ($\delta = 0$) có thể xếp 4 nucleon, khi $\delta \neq 0$ mức này bị tách ra thành 2 mức con tương ứng với hai cặp hình chiếu khả dĩ của vector $i = 3/2; \pm 1/2$ và $\pm 3/2$.

Độ chẵn lẻ của cả 2 mức con đều âm, vì với trạng thái p thì $l = 1$. Trên mỗi mức con có thể tồn tại hai nucleon. Khi $\delta > 0$, trước tiên cần phải lấp đầy mức con với $i_z = \pm 1/2$, tiếp đến là lấp đầy mức con với $i_z = \pm 3/2$. Khi $\delta < 0$ thì ngược lại.

Tương tự, mức $d_{5/2}$ bị tách ra thành 3 mức con, tương ứng với 3 cặp hình chiếu có thể có của vector $i = 5/2: \pm 1/2, \pm 3/2$ và $\pm 5/2$. Tất cả các mức con đều có độ chẵn lẻ dương ($l = 2$). Trên mỗi mức con lại có thể có 2 nucleon. Trình tự lấp đầy các mức con khi $\delta > 0$ tương ứng với sự tăng lên của $|i_z|$. Khi $\delta < 0$, trước tiên lấp đầy trạng thái với $i_z = \pm 5/2$, tiếp đến là $i_z = \pm 1/2$ và cuối cùng là $i_z = \pm 3/2$.

Chúng ta hãy giới hạn sự phân tách các mức của mẫu lớp bằng những ví dụ này và xem xét sơ đồ Nilsson mới so với mẫu lớp để giải thích spin của hạt nhân.

Ở phần trước đã chỉ ra spin của các hạt nhân ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{19}_9\text{F}$, ${}^{21}_{10}\text{Ne}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}$, ... được giải thích là không phù hợp theo mẫu lớp hạt nhân. Với quan điểm của sơ đồ Nilsson, thì đó là một kết quả tự nhiên, bởi vì các hạt nhân đã kể ra có các mô men tứ cực điện Q khác 0, tức là có dạng không đối xứng cầu. Ta sẽ dùng sơ đồ Nilsson để xác định spin của các hạt nhân này.

Từ thực nghiệm ta thấy rằng, tất cả các hạt nhân nói trên đều có $Q > 0$, tức là thông số biến dạng của hạt nhân dương $\delta = \Delta R/R > 0$. Vì vậy, cần phải khảo sát nửa bên phải của sơ đồ Nilsson. Hạt nhân

${}^6_3\text{Li}$ có 1 (thứ 3) proton đơn và 1 (cũng thứ 3) neutron đơn. Cả 2 đều rơi vào mức con với đặc tính $1/2^-$, do đó spin và độ chẵn lẻ của hạt nhân ${}^6_3\text{Li}$ phải bằng 1^+ . Kết luận này phù hợp với thực nghiệm.

Spin của hạt nhân ${}^{19}_9\text{F}$ được xác định bằng 9 proton rơi vào mức con $1/2^+$. Do đó spin và độ chẵn lẻ của hạt nhân ${}^{19}_9\text{F}$ phải bằng $1/2^+$. Cuối cùng, spin và độ chẵn lẻ của hạt nhân ${}^{21}_{10}\text{Ne}$ được xác định bằng 11 neutron, còn hạt nhân ${}^{23}_{11}\text{Na}$ được xác định bằng 11 proton, và rơi vào mức con $3/2^+$. Do đó, spin và độ chẵn lẻ của các hạt nhân này cũng bằng $3/2^+$. Tất cả những dự đoán đó đều phù hợp với thực nghiệm. Các spin và độ chẵn lẻ của những hạt nhân khác không cầu, tương ứng với sự lấp đầy của các mức cao hơn trong sơ đồ Nilsson, cũng được giải thích một cách tương tự.

Sơ đồ Nilsson không làm thay đổi các giá trị đúng của spin mà mẫu lớp đã tiên đoán. Ví dụ, các hạt nhân ${}^7_3\text{Li}$ và ${}^{17}_8\text{O}$ có các nucleon đơn của chúng tương ứng rơi vào các mức con $3/2^-$ và $5/2^+$ ở nửa bên trái của sơ đồ do các hạt nhân này có $Q < 0$.

2.4.2. Trạng thái quay

Hạt nhân không cầu có đối xứng trục (elipxoit quay), có hình chiếu tổng tất cả các mô men của các nucleon hạt nhân trên trục đối xứng của hạt nhân, hình chiếu này được ký hiệu bằng chữ K. Vector K trùng với spin của hạt nhân ở trạng thái cơ bản, $K = I_0$, với hạt nhân chẵn - chẵn $I_0 = K = 0$.

Trường hợp hạt nhân không cầu và không ở trạng thái cơ bản mà ở trạng thái kích thích, thì giá trị spin của nó có thể khác I_0 . Điều này là do đại lượng Σ_i và dẫn đến giá trị của K bị thay đổi, đồng thời do hạt nhân có thể quay quanh trục vuông góc với trục đối xứng. Nếu mô men quay của hạt nhân bằng Ω , thì mô men tổng cộng của nó ở trạng thái kích thích:

$$I = K + \Omega \quad (2.35)$$

Ta sẽ khảo sát các trạng thái kích thích của dải quay. Trong trường hợp này $K = \text{const}$. Năng lượng của trạng thái quay:

$$E_{\text{quay}} = \frac{\Omega^2}{2J_{\text{hd}}} \frac{I^2 - K^2}{2J_{\text{hd}}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{hd}}} [I(I+1) - K(K+1)] \quad (2.36)$$

trong đó J_{hd} là mô men quán tính hiệu dụng:

$$J_{\text{hd}} \approx J_0 (\Delta R/R)^2 \quad (2.37)$$

với J_0 là mô men quán tính của vật cứng có hình dạng giống như hạt nhân.

Nếu hạt nhân chẵn - chẵn và các chuyển dời được khảo sát ở trạng thái cơ bản ($K = 0$), thì:

$$E_{\text{quay}} = \hbar^2 I(I+1)/2 J_{\text{hd}} \quad (2.38)$$

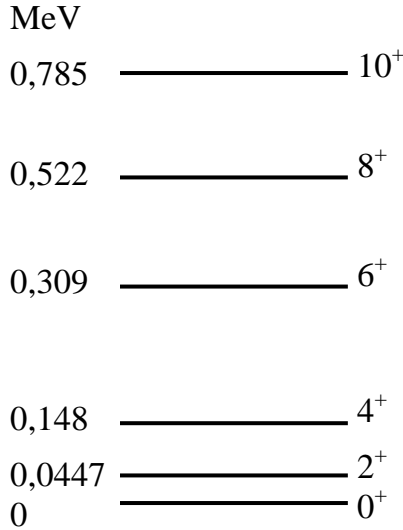
trong đó $I = \Omega$ nhận giá trị chẵn $I = 0, 2, 4, 6, \dots$ (do tính đối xứng biến dạng đối với mặt phẳng vuông góc trục đối xứng của hạt nhân). Do đó, năng lượng của các mức quay có thể nhận các giá trị sau:

$$E_0 = 0; \quad E_1 = 3\hbar^2/J_{\text{hd}}; \quad E_2 = 10\hbar^2/J_{\text{hd}}; \quad E_3 = 21\hbar^2/J_{\text{hd}}; \quad E_4 = 36\hbar^2/J_{\text{hd}}; \quad E_5 = 55\hbar^2/J_{\text{hd}}, \dots$$

Như vậy:

$$E_1:E_2:E_3:E_4:E_5:\dots = 1:(10/3):7:12:(55/3):\dots \quad (2.39)$$

Ví dụ, ta xem xét hệ các mức quay của hạt nhân $^{238}_{92}\text{U}$ (Hình 2.9). Từ hình vẽ, mô men và độ chẵn lẻ của các mức là hoàn toàn chính xác phù hợp với các quy tắc xen kẽ của chúng đối với các phổ quay, còn $E_1/E_2/E_3/E_4/E_5 = 1/(3,2)/(6,92)/(11,7)/(17,6)$.



Hình 2.9 Các mức quay của hạt nhân $^{238}_{92}\text{U}$

Phạm vi năng lượng kích thích đối với mức quay đầu tiên E_1 trong các hạt nhân nặng ($A \approx 240$) khoảng $40 \div 50$ KeV, còn đối với hạt nhân đất hiếm ($A = 150 \div 160$) khoảng $80 \div 90$ KeV. Ở gần số magic thì $E_1 \rightarrow \infty$ (do hạt nhân cầu không có các trạng thái quay). Khi so sánh giá trị của E_1 với công thức $E_1 = 3\hbar^2/J_{\text{hd}}$, có thể đánh giá mô men quán tính hiệu dụng của các hạt nhân tương ứng, và khi so sánh J_{hd} thì xác định được hạt nhân có dạng elipxoit với mô men quán tính J_0 của vật rắn có cùng hình dạng.

$$J_0 = (2/5) MR^2; J_{\text{hd}} = J_0 (\Delta R/R)^2$$

với R là bán kính trung bình của elipxoit. Có thể tìm được giá trị biên dạng của hạt nhân $\delta = \Delta R/R$. So sánh ta được $J_0/J_{\text{hd}} \approx 2,5$, suy ra $\delta \approx 0,63$.

Điều cần lưu ý trong kết quả quá trình khảo sát mức quay tự do, ta có thể thu được sự phù hợp tốt hơn giữa các giá trị thực nghiệm và các giá trị lý thuyết của mô men từ nếu chúng được tính toán theo công thức:

$$\mu = g_K K + g_\Omega \Omega, \text{ với } g_K \text{ và } g_\Omega \text{ là các hệ số.} \quad (2.40)$$

2.4.3. Các mức dao động

Khác với các mức quay xuất hiện khi có sự thừa hoặc thiếu nhiều nucleon bên ngoài các lớp lấp đầy, các mức dao động xuất hiện khi có sự thừa hoặc thiếu không nhiều (khoảng 10 nucleon). Khoảng cách đều nhau của các mức và tính liên tục của spin và độ chẵn lẻ đặc trưng cho các phổ dao động.

$$E = n\hbar\omega, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (2.41)$$

Ví dụ, lượng tử của dao động tứ tứ cực có xác suất cao nhất được đặc trưng bởi mô men và độ chẵn lẻ 2^+ . Vì vậy, trạng thái dao động kích thích đầu tiên ($n = 1$) phải có đặc trưng 2^+ , trạng thái kích thích thứ hai tương ứng với kích thích của hai lượng tử ($n = 2$) phải có suy biến triplet (bậc 3) với trạng thái $0^+, 2^+, 4^+$.

Sơ đồ các mức tiêu biểu cho phổ dao động có tỷ lệ năng lượng kích thích đối với mức dao động đầu tiên (khoảng 0,3 MeV) là tương đối nhỏ nếu so sánh với khoảng cách giữa các mức một hạt. Điều này có thể được giải thích là do liên kết của các nucleon bên ngoài nhỏ, và khối lượng tổng cộng lớn:

$$\omega = \sqrt{k / Nm_N}, \quad (k \text{ là hệ số đàn hồi, } N \text{ là số nucleon thừa}) \quad (2.42)$$

2.4.4. Dao động của tất cả nucleon trong hạt nhân. Các cộng hưởng khổng lồ

Các cộng hưởng khổng lồ đa cực khác nhau được khảo sát như các dạng dao động khác nhau của tất cả các nucleon, là mức biểu thị độ kích thích tập thể hạt nhân rõ nhất. Các đặc trưng được nêu ra sau đây là các đặc tính tiêu biểu của cộng hưởng khổng lồ:

- Các đặc trưng được quan sát thấy ở nhiều hạt nhân, là tính chất chung của chất hạt nhân;

- Phân bố cộng hưởng không lồ trên thang năng lượng kích thích hạt nhân biến thiên tron theo sự thay đổi số khối A (xấp xỉ theo công thức $A^{-1/3}$ cho tất cả các cộng hưởng không lồ đã biết);
- Độ rộng Γ của chúng rất lớn (vài MeV) và biến thiên tron theo số khối;
- Giới hạn rõ rệt của công thức tổng bổ sung về năng lượng đối với các chuyển dời đa cực tương ứng.

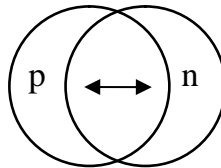
Theo quan điểm mẫu giọt hạt nhân, các cộng hưởng không lồ của các đa cực khác nhau thực chất là các dạng khác nhau của chuyển động tập thể của các nucleon bên trong hạt nhân. Ví dụ, đối với cộng hưởng đơn cực là sự giãn nở đều và sự nén tiếp theo của hạt nhân; còn đối với cộng hưởng lưỡng cực thì đó là sự dịch chuyển của toàn bộ proton so với neutron,... Theo quan điểm mẫu lớp hạt nhân, các cộng hưởng không lồ là phần liên kết bổ chính hạt - lỗ trống của trạng thái kích thích đi kèm bởi quá trình hiệp biến của nhiều nucleon từ lớp bị lấp đầy, tương ứng với trạng thái cơ bản của hạt nhân sang các lớp khác còn những chỗ trống.

Loại cộng hưởng (lưỡng cực, tứ cực...) và đặc trưng điện hoặc từ của nó được xác định bởi sự thay đổi của mô men L và độ chẵn lẻ π của hạt nhân. Đối với các cộng hưởng điện thì $\pi_i / \pi_f = (-1)^L$, còn đối với cộng hưởng từ thì $\pi_i / \pi_f = (-1)^{L+1}$.

* Cộng hưởng lưỡng cực E1 (1^-)

Cộng hưởng không lồ đầu tiên được phát hiện vào năm 1947 trong các phản ứng hạt nhân dưới tác dụng của các bức xạ gamma. Đối với nhiều hạt nhân, bắt đầu từ các hạt nhân nhẹ ($^{12}_6C$) và kết thúc ở các hạt nhân nặng $^{208}_{82}Pb$, $^{238}_{92}U$ người ta đã tìm thấy độ rộng cực đại Γ từ 3 MeV đến 10 MeV trong miền E_γ từ 20 MeV đến 25 MeV đối với các hạt nhân nhẹ, E_γ từ 17 MeV đến 19 MeV đối với

các hạt nhân trung bình, và E_γ từ 13 MeV đến 15 MeV đối với các hạt nhân nặng. Để giải thích điều này, vào thời điểm đó người ta đã nêu ra giả thuyết về cơ chế dịch chuyển của tất cả các proton trong hạt nhân so với toàn bộ neutron. Cơ chế này dựa trên việc khi chiếu hạt nhân bởi chùm gamma có năng lượng $10 \div 20$ MeV, thì tất cả các proton trong hạt nhân chuyển về cùng một pha và dịch chuyển theo cùng một hướng dưới tác dụng của trường điện từ được sinh ra bởi các bức xạ gamma như Hình 2.10.



Hình 2.10 Dịch chuyển các nucleon trong hạt nhân

Theo cách phân loại hiện nay, thì cộng hưởng khổng lồ này được gọi là cộng hưởng lưỡng cực điện khổng lồ giả vector. Sở dĩ được gọi là giả vector vì các proton và neutron chuyển động ngược pha và dường như thay thế lẫn nhau (spin đồng vị của nucleon thay đổi theo một đơn vị, $\Delta T = 1$); được gọi là điện vì các hạt có spin up và spin down chuyển động cùng pha (spin của nucleon không bị thay đổi $\Delta S = 0$).

Vị trí của cộng hưởng lưỡng cực khổng lồ giả vector trên thang năng lượng kích thích là W (MeV). Đối với các hạt nhân nặng được biểu diễn qua công thức:

$$W = 78A^{-1/3}$$

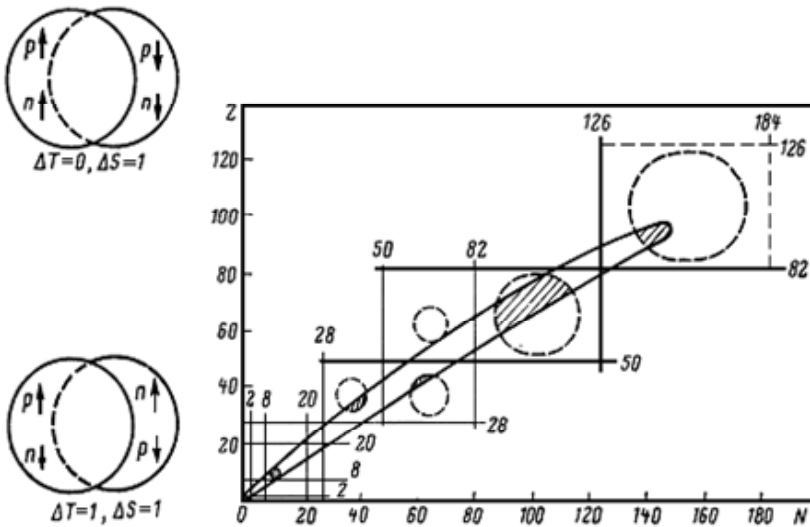
Công thức tính W gồm hai thành phần sẽ phù hợp hơn cho vùng thay đổi số khối rộng:

$$W = (31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6}) \quad (2.43)$$

ở đây W được đo bằng MeV.

*** Cộng hưởng tứ cực E2 (2^+)**

Năm 1971, lần đầu tiên người ta phát hiện ra một dạng chuyển động tập thể khác của hạt nhân - cộng hưởng tứ cực khổng lồ “giả vô hướng”. Mô hình loại cộng hưởng này được minh họa trên Hình 2.11. Tên gọi giả vô hướng có nghĩa là n và p dao động cùng pha, tức là không dẫn tới sự thay đổi spin đồng vị ($\Delta T = 0$). Cộng hưởng khổng lồ tứ cực được phát hiện lần đầu tiên khi nghiên cứu tán xạ không đàn hồi của proton. Trong các thí nghiệm này, người ta nhận thấy rằng, ngoài cực đại tương ứng với cộng hưởng khổng lồ lưỡng cực, còn xuất hiện một cộng hưởng có mức năng lượng nhỏ hơn, sau khi đo phân bố góc người ta thấy nó như tứ cực.



Hình 2.11 Cộng hưởng khổng lồ Gamow – Teller

Nghiên cứu cộng hưởng tứ cực khổng lồ được thực hiện nhờ phản ứng tán xạ không đàn hồi của hạt alpha có năng lượng 96 MeV lên hạt nhân có A nằm trong khoảng $14 \leq A \leq 208$. Đối với

tất cả các hạt nhân đã được nghiên cứu, người ta nhận thấy bề rộng cực đại khi năng lượng kích thích (MeV) bằng:

$$W = 63.A^{-1/3} \quad (2.44)$$

Phân bố góc của các hạt alpha tán xạ tương ứng với cực đại là $\Delta L = 2$. Bề rộng cực đại Γ giảm từ 6 MeV khi $A = 60$ xuống 3 MeV khi $A = 208$.

Ngoài giả vô hướng, còn phát hiện cộng hưởng tứ cực không lồ kiểu giả vector ($\Delta T = 1$). Cơ chế hình thành loại cộng hưởng này được mô tả trên Hình 2.11 (các proton và neutron chuyển động ngược pha). Cộng hưởng này được chỉ ra ở năng lượng kích thích (MeV) như sau:

$$W = 130A^{-1/3} \quad (2.45)$$

* Cộng hưởng bát cực E3 (3⁻)

Cộng hưởng bát cực năng lượng thấp giả vô hướng 3⁻ có Γ từ 1 MeV đến 2 MeV được quan sát thấy ở nhiều hạt nhân trong vùng $66 \leq A \leq 200$. Đối với loại cộng hưởng này thì năng lượng kích thích (MeV) như sau.

$$W = 30A^{-1/3} \quad (2.46)$$

Với độ tin cậy thấp hơn, người ta cũng đã chứng minh được sự tồn tại của cộng hưởng bát cực giả vector ở vùng năng lượng cao. Đối với loại cộng hưởng này thì W (MeV) bằng:

$$W = 110A^{-1/3} \quad (2.47)$$

Độ rộng được nghiên cứu trên một số hạt nhân là Γ từ 6 MeV đến 7 MeV.

Cộng hưởng đơn cực

Năm 1975, khi nghiên cứu phổ tán xạ không đàn hồi của deuteron năng lượng 80 MeV lên các bia ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb và so sánh

chúng với phổ tán xạ không đàn hồi của các hạt alpha có năng lượng 96 MeV. Kết quả cho thấy, sự tồn tại của cộng hưởng giả vô hướng kiểu đơn cực ($E_0, \Delta T = 0$) khi năng lượng kích thích cỡ MeV.

$$W = 80A^{-1/3} \quad (2.48)$$

Năm 1977, các bằng chứng về loại cộng hưởng này nhận được khi nghiên cứu tán xạ không đàn hồi của các hạt alpha trên chì. Các nghiên cứu này đã cho thấy sự đóng góp vào tiết diện khi $W = 80A^{-1/3}$ và $W = 63A^{-1/3}$ MeV (cộng hưởng bát cực) phụ thuộc vào góc tán xạ, đồng thời có sự góp mặt của hai đa cực khác nhau. Do phản ứng tán xạ không đàn hồi của các hạt alpha xảy ra với xác suất nhỏ khi $\Delta T = 1$, nên đa cực mới này phải là giả vô hướng.

Vì bức xạ điện từ là sóng ngang, nên cộng hưởng đơn cực khổng lồ không bị gây kích thích bởi bức xạ gamma. Để kích thích chúng (cùng với các đa cực khác) có thể sử dụng các ion đủ nặng, ví dụ ${}^6_3\text{Li}$.

2.4.5. Phạm vi ứng dụng của mẫu suy rộng

Phạm vi ứng dụng của mẫu suy rộng được chỉ ra trên Hình 2.11 (phần hình tròn gạch chéo). Ở đây, miền tồn tại của tất cả các hạt nhân bền beta và các hạt nhân phóng xạ beta có thời gian sống đủ lâu ($\tau > 1$ phút) được xác định bằng bề rộng của dải có dạng phần hình liềm nét. Các đường nằm ngang và dọc đi qua miền các số magic chỉ ra phạm vi tác dụng của mẫu lớp. Các vùng được đánh dấu bằng nét đứt là vùng chứa các hạt nhân có giá trị mô men tứ cực điện lớn. Ta thấy các vùng này đều tập trung trong các hình tròn. Có thể dự đoán rằng, các hạt nhân được phát hiện trong vùng này có tính không cầu.

Một số thành công đáng kể của mẫu suy rộng.

- Xác định được các giá trị spin chính xác đối với một số hạt nhân không cầu (bảo toàn các giá trị đúng đã được tìm ra trước đó);
- Giải thích các mức quay của các hạt nhân không cầu liên quan đến lõi lấp đầy của mẫu lớp;
- Giải thích phổ dao động của một số hạt nhân;
- Giải thích các giá trị lớn của mô men tứ cực điện và xác suất chuyển dời $E2$ tăng lên của các hạt nhân không cầu;
- Tính toán giá trị mô men từ hạt nhân bằng lý thuyết khá phù hợp với kết quả thực nghiệm;
- Đưa ra khái niệm cụ thể về bản chất của cộng hưởng khổng lồ.

2.5. Mẫu hạt nhân siêu chảy

Tuy mẫu lớp và mẫu suy rộng rất thành công, nhưng còn rất nhiều tính chất hạt nhân vẫn không thể giải thích được.

- Thứ nhất, sự khác nhau về khối lượng và năng lượng liên kết của các hạt nhân chẵn - chẵn, chẵn - lẻ và lẻ - lẻ. Sự sai khác này được bổ chính vào công thức bán thực nghiệm số hạng δ cho năng lượng liên kết.

- Thứ hai, mức đầu tiên của trạng thái kích thích không quay của hạt nhân chẵn - chẵn nằm cách trạng thái cơ bản một khoảng cách rất lớn, khoảng 1 MeV (khe năng lượng). Trong khi đó, đối với các hạt nhân chẵn - lẻ và lẻ - lẻ thì mức đầu tiên nằm cách trạng thái cơ bản chỉ khoảng vài chục keV.

- Thứ ba, để mô tả chính xác phổ quay của hạt nhân biến dạng, cần đưa vào mô men quán tính hiệu dụng $J_{eff} = J_0 \left(\Delta R / R^2 \right)$, giá trị này khi so với vật rắn phải nhỏ hơn J_0 , điều này chỉ ra đặc trưng siêu chảy của phép quay. Trong khi đó, mô men quán tính

của các hạt nhân lẻ lớn hơn các hạt nhân chẵn - chẵn (sự khác biệt này không thể giải thích bởi sự thêm vào của các nucleon dư).

- Thứ tư, mật độ thực nghiệm của mức một hạt trong hạt nhân lẻ biến dạng lớn gấp đôi so với mẫu tính toán dựa trên thế Nilsson (hoặc là của một thế nào đó, bởi vì mật độ trung bình của mức không phụ thuộc vào hình dạng thế mà chỉ được xác định bởi mật độ chất hạt nhân).

Mẫu hạt nhân siêu chảy, dựa trên việc tách tương tác dư của cặp lực tương tác ngắn và tính đến các tương tác này khi khảo sát cấu trúc hạt nhân, được đề xuất để giải thích các đặc điểm này và một số đặc tính khác.

Tương tác cặp là tương tác hút giữa hai nucleon (ghép đôi) cùng loại có cùng một năng lượng E và mô men I , nhưng lại khác nhau về dấu của hình chiếu mô men lên trục đối xứng của hạt nhân. Trong các hạt nhân chẵn - chẵn, tất cả các nucleon đều ghép đôi và spin của các hạt nhân này bằng 0 (bỏ chính toàn phần của spin). Để đưa hạt nhân chẵn - chẵn lên trạng thái kích thích cần phải phá bỏ liên kết cặp của các nucleon, tức là đưa vào hạt nhân một năng lượng đủ lớn. Nói cách khác, cần có một khe năng lượng giữa trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích đầu tiên (không phải do sự quay) trong hạt nhân chẵn - chẵn.

Như đã biết, có một khe năng lượng tương tự trong phổ electron của kim loại, đây chính là nguyên nhân của tính siêu dẫn. Dựa trên đặc điểm tương tự này, vào năm 1958, N. N. Bogolyubov lần đầu tiên đưa ra khả năng tồn tại của chất hạt nhân siêu chảy. Vào năm 1959, S. T. Belyaev và V. G. Soloviev nghiên cứu độc lập với nhau, kết quả đã xây dựng lý thuyết hạt nhân ở trạng thái siêu chảy.

Ở mẫu siêu chảy, cũng như trong mẫu hạt độc lập, người ta đưa vào trường tự hợp trung bình, có thể mô tả bằng hàm thế, ví dụ bởi thế Nilsson.

Trong mẫu hạt độc lập, tính chất của hạt nhân được xác định bởi sự phân bố các nucleon không tương tác với nhau trên các mức một hạt do trường trung bình tạo nên. Vì mô tả này không chính xác, nên người ta tìm cách thay đổi bằng cách “trộn” cấu trúc của mẫu này, tức là khảo sát sự chồng chập của một trong các trạng thái một hạt (không tính đến các mối tương quan phức tạp).

Trong mẫu siêu chảy, người ta khảo sát thể hai hạt, trong đó ngoài trường thể tự hợp trung bình còn có phần tương ứng với tương tác dư. Tương tác dư lại được tách thành hai phần gồm tương tác cặp với khoảng cách gần và tương tác đa cực tác dụng xa. Tương tác dư tách ra là không nhỏ, cho nên nó rất khó tính toán (phương pháp lý thuyết nhiễu loạn không dùng được). Tuy nhiên, đối với tương tác dư có dạng cặp nucleon hút nhau (mạnh) có cùng E và I nhưng khác dấu có thể mang theo một biến đổi đặc biệt, nó sẽ biến một hệ nucleon tương tác thành hệ các giả hạt không tương tác (chồng chập của các hạt và lỗ trống). Kết quả thu được một phổ năng lượng của trạng thái đơn hạt (hoặc các trạng thái khác). Năng lượng của các trạng thái này được xác định bởi:

$$E_v = \sqrt{(\varepsilon_v - \lambda)^2 + \Delta_v^2} \quad (2.49)$$

ở đây ε_v là năng lượng của nucleon có số lượng tử v trong mẫu đơn hạt; λ là năng lượng của nucleon cuối cùng (xấp xỉ bằng năng lượng Fermi); Δ_v là thông số khe năng lượng trong phổ chuẩn hạt, bằng khoảng năng lượng cặp.

Từ lý thuyết ta thấy trạng thái kích thích của hạt nhân có A chẵn được đặc trưng bởi số chẵn chuẩn hạt. Trạng thái kích thích thứ nhất có năng lượng:

$$E_{i1} = E_0 + E_v + E_v. \quad (2.50)$$

với E_0 là năng lượng của trạng thái cơ bản (khác với giá trị ban đầu trong mẫu đơn hạt).

Từ Công thức 2.5 ta thấy $E_0 + E_v + E_{v'} \geq E_0 + 2\Delta$, tức là trong phổ năng lượng của hạt nhân chắn, thực sự tồn tại khe năng lượng có bề rộng:

$$\Delta E \geq 2\Delta \quad (2.51)$$

Trạng thái kích thích của hạt nhân có A lẻ được đặc trưng bởi số lẻ chuẩn hạt, gồm cả số 1. Do đó, trong trường hợp này thì:

$$E = E_0 + E_v \quad (2.52)$$

ở đây E_v chỉ nhận một số giá trị. Vì vậy, phổ năng lượng của hạt nhân có A lẻ không có khe năng lượng, tức là hoàn toàn khác phổ năng lượng của hạt nhân có A chẵn. Sự dịch chuyển năng lượng của trạng thái cơ bản và sự thay đổi đặc trưng của phổ dẫn tới thay đổi mật độ các mức trong hạt nhân lẻ biến dạng. Các đặc tính khác của phổ năng lượng có thể giải thích nếu tính đến các lực đa cực.

BÀI TẬP CHƯƠNG 2

2.1. Nêu những ưu, nhược điểm của mẫu giọt.

2.2. Những thành công của mẫu lớp?

2.3. Những thành công nổi bật của mẫu suy rộng?

2.4. Sử dụng mẫu lớp hạt nhân để xác định mô men từ của các hạt nhân ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^{17}\text{O}$ và ${}^{39}\text{K}$. Các giá trị thực nghiệm tương ứng là $2,98\mu_0$; $-2,13\mu_0$; $-1,89\mu_0$ và $0,39\mu_0$.

2.5. Sử dụng mẫu lớp hạt nhân, hãy tính spin và độ chắn lẻ của các hạt nhân ${}_{22}^{49}\text{Ti}$, ${}_{23}^{52}\text{V}$, ${}_{28}^{59}\text{Ni}$.

2.6. Hãy tính mô men từ của hạt nhân ${}_{7}^{15}\text{Ni}$ và so sánh với giá trị thực nghiệm $\mu = -0,283\mu_0$.

Chương 3.

PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

3.1. Nghiên cứu hạt nhân bằng các phản ứng hạt nhân

Có thể nghiên cứu hạt nhân thông qua các bức xạ dựa trên các phân rã phóng xạ. Trong một số trường hợp khác, chúng ta còn có thể nghiên cứu tương tác giữa hạt nhân với các electron. Tuy nhiên, thông tin mang lại tốt nhất về hạt nhân thu được từ việc sử dụng các tác động bên ngoài, bằng cách bắn một chùm hạt nhân này vào bia mẫu, sau đó quan sát các sản phẩm tạo thành cùng với phân bố góc và năng lượng của chúng. Các hạt tán xạ có thể là các photon, electron, mezon, neutron, proton hay các hạt nhân khác.

Trong các thí nghiệm của mình, năm 1090, Geiger, Masden, và sau đó Rutherford đã sử dụng các chất phóng xạ tự nhiên làm nguồn phát ra các hạt. Tuy nhiên, cũng như sự phát hiện ra neutron, vào năm 1932 lần đầu tiên người ta đã nhận thấy các biến đổi của hạt nhân nhờ các hạt được gia tốc. Năm 1932, Cockcroft và Walton gia tốc proton bằng việc sử dụng thế năng của trường điện từ với điện thế 500 kV. Các proton này cho bắn phá vào lithium (${}^7_3\text{Li}$), kết quả quan sát thấy có hai hạt alpha phát ra. Điều đó có thể được giải thích như sau: khi hạt nhân lithium bắt proton, nó sẽ bị phá vỡ và tạo thành hai hạt alpha.

Việc nghiên cứu hạt nhân bằng phản ứng hạt nhân đã được mở rộng và ứng dụng nhanh chóng. Năm 1934, Fermi đã chỉ ra rằng hạt nhân có thể bị biến đổi khi bắt một neutron thứ cấp tạo bởi một phản ứng hạt nhân khác. Năm 1939, điều này đã được Hahn và Steasman kiểm chứng khi quan sát sự phân hạch của hạt nhân nặng thành hai hạt nhân nhẹ hơn sau khi bắt một neutron. Kết quả đến giữa những năm 40 của thế kỷ 20, có khoảng 1300 đồng vị phóng

xạ được tạo ra, và thêm 300 đồng vị bền nữa được nghiên cứu. Trong thời gian này, người ta cũng quan tâm đến khả năng tạo ra các hạt nhân siêu nặng với $A \geq 300$ mà theo các lý thuyết tiên đoán thì đây là các hạt nhân nửa bền.

3.2. Phân loại phản ứng

3.2.1. Định nghĩa phản ứng hạt nhân

Khi hai hạt nhân (hoặc nucleon và hạt nhân) gần nhau đến khoảng cách 10^{-13} cm (bán kính hạt nhân) thì xuất hiện hiện tượng tương tác mạnh, dẫn tới sự biến đổi của hạt nhân. Quá trình này gọi là phản ứng hạt nhân.

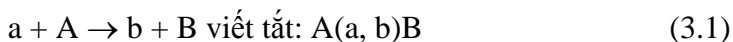
Trong phản ứng hạt nhân có sự phân bố lại năng lượng và xung lượng của hai hạt, đồng thời sinh ra một số hạt khác. Tùy theo hạt tới gây tương tác, người ta có thể chia ra thành các loại tương tác sau:

- Phản ứng dưới tác dụng của neutron;
- Phản ứng dưới tác dụng của hạt tích điện;
- Phản ứng dưới tác động của tia γ (quang phản ứng);

Và theo quan điểm về cơ chế tương tác, có thể chia ra làm ba loại tương tác:

- Phản ứng qua giai đoạn trung gian bằng cách tạo hạt nhân hợp phần;
- Phản ứng bằng tương tác trực tiếp;
- Phản ứng tiền cân bằng (tức giữa hai phản ứng trên).

3.2.2. Ký hiệu phản ứng và kênh phản ứng



a, A là các hạt tham gia phản ứng; b, B là các hạt sản phẩm của phản ứng. Quá trình này thường không đơn trị, nên:



Mỗi loại kết quả gọi là kênh phản ứng. Giai đoạn đầu: kênh vào; giai đoạn sau: kênh ra.

Tán xạ đàn hồi bảo toàn cả loại hạt lẫn trạng thái nội tại của hạt nhân, còn tán xạ không đàn hồi thì trạng thái nội tại của hạt nhân bị thay đổi, hạt nhân sẽ chuyển lên trạng thái kích thích.

Từ số liệu thực nghiệm như xác suất xảy ra phản ứng theo các kênh, năng lượng, phân bố góc và cả trạng thái nội tại của hạt, người ta đưa ra các định luật bảo toàn.

3.3. Các định luật bảo toàn trong phản ứng hạt nhân

3.3.1. Định luật bảo toàn điện tích và số nucleon

- Các nghiên cứu thực nghiệm cho thấy rằng trong tất cả các trường hợp thì tổng số điện tích của các hạt tham gia phản ứng bằng tổng điện tích của các sản phẩm của phản ứng.

- Trong phản ứng hạt nhân thông thường (không sinh phản hạt) thì số nucleon bảo toàn. Bảng 3.1 trình bày một vài phản ứng hạt nhân làm ví dụ cho định luật bảo toàn điện tích và nucleon.

Bảng 3.1 Một số phản ứng hạt nhân bảo toàn điện tích, nucleon

Phản ứng	Điện tích	Số nucleon
${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + n$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$

$p + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_4\text{Be}^7 + n$	$1 + 3 = 4 + 0$	$1 + 7 = 7 + 1$
$\gamma + {}_4\text{Be}^9 \rightarrow 2{}_2\text{He}^4 + n$	$0 + 4 = 2 \times 2 + 0$	$0 + 9 = 2 \times 4 + 1$
$n + {}_{16}\text{S}^{32} \rightarrow {}_{15}\text{P}^{32} + p$	$0 + 16 = 15 + 1$	$1 + 32 = 32 + 1$
$\alpha + {}_7\text{N}^{14} \rightarrow {}_8\text{O}^{17} + p$	$2 + 7 = 8 + 1$	$4 + 14 = 17 + 1$

Hai định luật nói trên đều đúng với các quá trình: phân rã alpha, phân rã beta, chiếm electron quỹ đạo và phân hạch. Bảng 3.2 minh họa cho các loại phản ứng này.

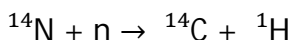
Bảng 3.2. Các phản ứng phân rã alpha, phân rã beta và chiếm electron quỹ đạo bảo toàn điện tích và nucleon

Phản ứng	Điện tích	Số nucleon
${}_1\text{H}^3 \xrightarrow{\beta^-} {}_2\text{He}^3 + e^- + \bar{\nu}$	$1 = 2 - 1 + 0$	$3 = 3 + 0 + 0$
${}_{88}\text{Ra}^{226} \xrightarrow{\alpha} {}_{86}\text{Rn}^{222} + {}_2\text{He}^4$	$88 = 86 + 2$	$226 = 222 + 4$
${}_4\text{Be}^7 + e^- \xrightarrow{K} {}_3\text{Li}^7 + \nu$	$4 - 1 = 3 + 0$	$7 + 0 = 7 + 0$

- Sự bảo toàn số nucleon dẫn tới quá trình $p + e^- \rightarrow 2\gamma$ bị cấm;
- Bảo toàn số nucleon dẫn tới bảo toàn số khối A. Như vậy có thể đưa thêm khái niệm điện tích nucleon ($B_n = B_p = 1$). Xét trong hạt nhân, điện tích sẽ bằng với số khối A, được gọi là điện tích Barion.

Ví dụ 3.1. Hoàn thành phản ứng sau: ${}^{14}\text{N} + n \rightarrow ? + {}^1\text{H}$

Số proton của ${}^{14}\text{N}$ là 7, số proton của neutron là 0. Vậy tổng số proton của vế trái là 7. Vì với hydro $Z = 1$ vậy Z của hạt nhân chưa biết là $7 - 1 = 6$ (Carbon). Tổng số nucleon ở vế trái là $14 + 1 = 15$. Vì số khối của ${}^1\text{H}$ là 1, đồng vị carbon sinh ra trong phản ứng trên là ${}^{14}\text{C}$. Vậy phản ứng cần tìm là:



3.3.2. Định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng

Do các hạt nhân trong vật chất có kích thước nhỏ ($\sim 10^{-13}$ cm), nằm cách xa nhau (bằng bán kính nguyên tử, 10^{-8} cm) và năng lượng liên kết hóa học nhỏ, nên có thể coi hệ hai hạt nhân va chạm với nhau là hệ kín. Khi đó, trong hệ cô lập này, năng lượng và xung lượng toàn phần bảo toàn.

3.3.2.1. Năng lượng phản ứng

Có thể viết định luật bảo toàn năng lượng cho phản ứng hạt nhân dưới dạng sau:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_2 \\ \text{hay } E_{01} + T_1 &= E_{02} + T_2 \\ \text{với } E_{01} &= M_A c^2 + m_a c^2; E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2 \\ T_1 &= T_A + T_a; T_2 = T_B + T_b \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} E_1 &= E_2 \\ \text{hay } E_{01} + T_1 &= E_{02} + T_2 \\ \text{với } E_{01} &= M_A c^2 + m_a c^2; E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2 \\ T_1 &= T_A + T_a; T_2 = T_B + T_b \end{aligned}} \right\} \quad (3.3)$$

Thông thường thì $E_{01} \neq E_{02}$. Hiệu số $E_{01} - E_{02}$ được gọi là năng lượng phản ứng, ký hiệu là Q:

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (3.4)$$

- 1) $Q > 0$ là phản ứng mà một phần năng lượng tĩnh chuyển thành động năng. Đây là phản ứng tỏa năng lượng (Ecd). Phản ứng Ecd có thể xảy ra với bất cứ động năng nào của hạt tới (nếu là hạt tích điện thì nó phải vượt được hàng rào thế Coulomb);
- 2) $Q < 0$ là phản ứng tăng năng lượng nghỉ và giảm động năng của hệ. Đây là phản ứng Endo (phản ứng thu năng lượng). Phản ứng này chỉ xảy ra khi động năng hạt tới khá cao: $T_1 = |Q| + T_2 > |Q|$;
- 3) $Q = 0$ là tán xạ đàn hồi. Trong trường hợp này ta có: $T_1 = T_2$ và

$E_{01} = E_{02}$. Như vậy trong trường hợp này cả động năng lẫn năng lượng tĩnh, và khối lượng của hạt được bảo toàn. Quá trình tán xạ đàn hồi chỉ làm phân bố lại động năng giữa hai hạt va chạm.

Chẳng hạn, ở phản ứng ${}^2_1H + {}^2_1H \rightarrow {}^3_2He + n$ giải phóng năng lượng $Q = 3,25$ MeV dưới dạng động năng của các hạt sản phẩm bay ra.

Phản ứng ${}^2_1H + {}^3_1H \rightarrow {}^4_2He + n$ tỏa ra năng lượng còn lớn hơn, $Q = 17,6$ MeV, tức là bằng khoảng 0,5% khối lượng tĩnh của các hạt. Giá trị này bằng khoảng 100.000 lần năng lượng của một phản ứng hóa học.

Cả hai phản ứng trên thuộc loại phản ứng tổng hợp các nguyên tố nhẹ. Phản ứng phân chia của các hạt nhân nặng cũng thuộc loại phản ứng Ecdô, mỗi một phân hạch tỏa ra năng lượng khoảng 200 MeV.

Các phản ứng nhận năng lượng, phản ứng Endo có $Q < 0$, nằm trong khoảng $Q \approx - (1 \div 2)$ MeV.

Ví dụ 3.2. Một trong những phản ứng xảy ra khi bắn phá 3H (triti) bằng 2H (deuteri) là: ${}^3H(d, n) {}^4He$

trong đó d là hạt nhân deuteron. Tính giá trị Q cho phản ứng trên.

Ta tính Q từ khối lượng của các nguyên tử trung hòa theo amu.

$$\begin{array}{r} M({}^3H) = 3,016049 \quad M({}^4He) = 4,002604 \\ M({}^2H) = 2,014102 \quad M(n) = 1,008665 \\ \hline M({}^3H) + M({}^2H) = 5,030151 \quad M({}^4He) + M(n) = 5,011269 \end{array}$$

Giá trị Q theo đơn vị amu là $5,030151 - 5,011269 = 0,018882$ amu.

Vì $1 \text{ amu} = 931,502 \text{ MeV}$, nên $Q = 0,018882 \times 931,502 = 17,588 \text{ MeV}$. $Q > 0$ nên phản ứng này tỏa nhiệt. Điều đó có nghĩa là

khi một hạt ^3H đứng yên bị bắn phá bởi deuteron 1 MeV, tổng động năng của hạt alpha sinh ra (^4He) và neutron là $17,588 + 1 = 18,588$ MeV.

3.3.2.2. Sơ đồ năng lượng phản ứng và năng lượng ngưỡng của phản ứng Endo

Có thể viết định luật bảo toàn xung lượng cho phản ứng hạt nhân như sau:

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (3.5)$$

Nếu A đứng yên ta có: $\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B$

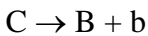
Bohr đã chỉ ra rằng trong nhiều trường hợp, có thể coi phản ứng hạt nhân (A) xảy ra thông qua hai giai đoạn:

- Giai đoạn đầu, hai hạt tiến lại gần nhau và tạo nên một hạt nhân hợp phần C:



với các giá trị của hạt nhân C hoàn toàn xác định như điện tích, khối lượng, các mức kích thích, spin..., và hạt nhân hợp phần này sống khá lâu ($\sim 10^{-14}\text{s}$).

- Giai đoạn thứ hai, hạt nhân hợp phần sẽ phân rã thành các sản phẩm của phản ứng theo sơ đồ:



Chúng ta dùng giả thiết về hạt nhân trung gian để mô tả năng lượng của phản ứng hạt nhân. Khảo sát giai đoạn đầu của phản ứng hạt nhân, tức quá trình tạo nên hạt nhân trung gian C. Định luật bảo toàn xung lượng và năng lượng có thể viết như sau:

$$\vec{p}_a = \vec{p}_C$$

$$T_a + (M_A + m_a)c^2 = M_C^*c^2 + T_C \quad (3.6)$$

ở đây $\overrightarrow{p_C}$ là xung lượng của hạt nhân trung gian, T_C là động năng và $M_C^*c^2$ là năng lượng nghỉ của hạt nhân này.

Dấu sao ký hiệu trên M_C^* - có nghĩa là hạt nhân trung gian có thể sống ở trạng thái kích thích, và $M_C^*c^2$ là năng lượng nghỉ của hạt nhân trung gian ở trạng thái kích thích. Ta dễ dàng tính được T_C khi $T_a \ll 10$ MeV:

$$T_C = \frac{p_C^2}{2M_C^*} = \frac{m_a}{M_C^*} \frac{p_C^2}{2m_a} = \frac{m_a}{M_C^*} T_a \quad (3.7)$$

$$\text{Nhu vậy } M_C^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + T_a \left(1 - \frac{m_a}{M_C^*}\right) \quad (3.8)$$

Số hạng thứ hai của vế phải nhỏ hơn động năng tới $T_a \ll 10$ MeV, trong khi số hạng thứ nhất $(M_A + m_a)c^2 = 931 \times A_{M+m}$, với A_{M+m} là số khối tổng cộng của các hạt A và a. Vì thế trong gần đúng bậc nhất ta có:

$$M_C^*c^2 \approx (M_A + m_a)c^2$$

Thay hệ thức nói trên vào phần bên phải, thu được gần đúng bậc hai chính xác hơn đối với $M_C^*c^2$:

$$M_C^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + T_a \left(1 - \frac{m_a}{M_A + m_a}\right)$$

$$\text{hay: } M_C^*c^2 = (M_A + m_a)c^2 + \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a \quad (3.9)$$

$$\text{tính cho } T_C: T_C = \frac{m_a}{M_A + m_a} T_a$$

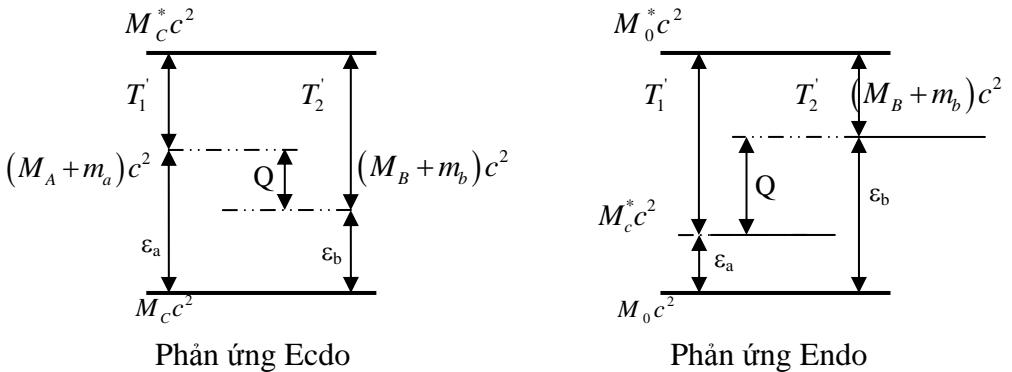
Khi biết khối lượng của hạt nhân bị kích thích, dễ dàng tính được năng lượng kích thích:

$$W = M_c^*c^2 - M_c c^2 = (M_A + m_a - M_c)c^2 + \frac{M_A}{M_A + m_a}T_a \quad (3.10)$$

Số hạng đầu tiên của phần bên phải của hệ thức biểu thị năng lượng liên kết $\varepsilon_a(C)$ của hạt a trong hạt nhân trung gian C. Còn số hạng thứ hai thể hiện động năng T_1' của các hạt a và A trong hệ tọa độ khối tâm (động năng tương đối):

$$\frac{M_A}{M_A + m_a}T_a = \frac{m_a v^2}{2} \frac{M_A}{M_A + m_a} = \frac{\mu v^2}{2} = T_1' \quad (3.11)$$

với v là vận tốc tương đối của các hạt, μ là khối lượng rút gọn.



Hình 3.1 Sơ đồ mô tả năng lượng của phản ứng

Như vậy, năng lượng kích thích của hạt nhân trung gian C là tổng của năng lượng liên kết của hạt tới $\varepsilon_a(C)$ và động năng của các hạt (a và A) trong hệ tâm quán tính:

$$W = \varepsilon_a(C) + T_1'$$

- Năng lượng kích thích khác 0 ngay cả khi $T_1' = 0$ (khi $T_a =$

0). Nếu $T_a \neq 0$ thì $T_1' = \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a$. Một phần của T_a chuyển thành năng lượng kích thích của hạt nhân hợp phần, phần còn lại $T_C = \frac{m_a}{M_A + m_a} T_a$ sẽ biến thành động năng của hạt nhân trung gian (thỏa mãn định luật bảo toàn xung lượng):

$$T_1' + T_C = \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a + \frac{m_a}{M_A + m_a} T_a = T_a \quad (3.12)$$

T_1' luôn lớn hơn hay bằng $|Q|$, dấu bằng tương ứng với động năng cực tiểu của các hạt A và a mà phản ứng vẫn xảy ra: $(T_1')_{\min} = |Q|$.

Sử dụng $T_1' = \frac{M_A}{M_A + m_a} T_a$ ta thu được điều kiện phản ứng:

$$\frac{M_A}{M_A + m_a} (T_a)_{\min} = |Q|$$

$$(T_a)_{\min} = \frac{M_A + m_a}{M_A} |Q|$$

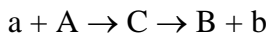
$$\text{Hay } (T_a)_{\min} = |Q| + \frac{m_a}{M_A} |Q| = |Q| + \frac{m_a}{M_A + m_a} (T_a)_{\min} = |Q| + (T_C)_{\min} \quad (3.13)$$

như vậy $(T_a)_{\min}$ lớn hơn $|Q|$ một lượng bằng động năng của hạt nhân trung gian.

3.3.3. Định luật bảo toàn mô men động lượng

Trong phản ứng hạt nhân, mô men động lượng của các hạt đang tương tác và hình chiếu của nó lên một phương được bảo toàn.

Phản ứng dạng:



Khi đó: $\vec{I}_1 = \vec{I}_C = \vec{I}_2$

với $\vec{I}_1 = \vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{L}_{Aa}$

và $\vec{I}_2 = \vec{I}_B + \vec{i}_b + \vec{L}_{Bb}$

$\vec{I}_A, \vec{i}_a, \vec{I}_C, \vec{I}_B$ và \vec{i}_b là spin của các hạt tương ứng mà chúng có thể xác định từ thực nghiệm hay được tính bằng lý thuyết.

Spin của proton và neutron bằng 1/2, spin của các hạt nhân chẵn - chẵn bằng 0, spin của hạt nhân có A chẵn là nguyên, A lẻ là bán nguyên.

Vì mô men động lượng của hạt nhân phụ thuộc không chỉ vào spin của các nucleon mà còn cả chuyển động nội tại của chúng (mô men quỹ đạo). Mô men động lượng của hạt nhân ở trạng thái cơ bản gọi là spin của hạt nhân.

$\vec{L}_{Aa}, \vec{L}_{Bb}$ xác định giá trị mô men quỹ đạo của cặp hạt tương ứng và đặc trưng cho chuyển động tương đối giữa chúng. Mô men quỹ đạo có thể nhận giá trị rời rạc 0, 1, 2, ..., và các giá trị này được xác định bằng đặc trưng chuyển động của các hạt.

Xét phản ứng hạt nhân dạng: $a + A \rightarrow B + b$.

Coi các hạt trước và sau tương tác ở xa nhau, nghĩa là các hạt chuyển động độc lập. Như vậy:

$$\Psi_i = \Psi_A \Psi_a \Psi_{l_{Aa}}$$

$$\Psi_f = \Psi_B \Psi_b \Psi_{l_{Bb}}$$

với Ψ_i, Ψ_f là hàm sóng trước tương tác và sau tương tác; $\Psi_A, \Psi_a, \Psi_B, \Psi_b$ mô tả hàm sóng chuyển động của các hạt A, a, B, b.

Vì các hạt chuyển động độc lập, nên xét trong hệ toạ độ cầu ta có:

$$\Psi_{l_{Aa}} = R(r)P_l^m(\cos\theta)e^{im\phi} \quad (3.14)$$

$R(r)$ mô tả hàm khoảng cách giữa các hạt; $P_l^m(\cos\theta)$ là hàm liên kết Lagrange, nó có dạng khác nhau đối với các mô men quỹ đạo L_{Aa} và hình chiếu của nó nên trục đối xứng khác nhau.

Khi $L_{Aa} = 0$, tức chuyển động đối xứng cầu (chuyển động với thông số ngắm $\rho_0 = 0$), trường hợp $L_{Aa} = 1$ ($\rho_1 \approx \lambda$) có dạng hàm tuyến tính $\cos\theta$.

$$L_{Aa} = 2 \rightarrow \rho_2 \approx 2\lambda \rightarrow \text{tỷ lệ với } \cos^2\theta. \quad (3.15)$$

Cần chú ý các vector trong I_1, I_2 là của hệ lượng tử nên có những đặc trưng:

- Không thể cùng một lúc đo được ba thành phần. Đối với \vec{I} chỉ xác định đồng thời với $|\vec{I}|^2 = I(I+1)\hbar^2$ và một hình chiếu I_z lên trục đối xứng. Khi đó I_z nhận $(2I + 1)$ giá trị từ $I\hbar, \dots, -I\hbar$ tương ứng với $2I + 1$ giá trị \vec{I} .

- Tổng hai vector lượng tử \vec{I}_1, \vec{I}_2 không đơn trị. Tổng $\vec{I}_1 + \vec{I}_2$ nhận $2I_{\min} + 1$ giá trị: $I_1 + I_2, I_1 + I_2 - 1, \dots, |I_1 - I_2|$. I_{\min} là giá trị nhỏ nhất từ hai số lượng tử I_1 và I_2 .

Từ quy luật bảo toàn mô men động lượng có tính đến hai đặc trưng trên, đã dẫn tới qui tắc lọc lựa. Ví dụ, không có phân rã gamma của hạt nhân mà giữa các trạng thái có mô men bằng 0.

Tất nhiên, có một số trường hợp khi $\vec{I}_0 \neq 0, \vec{L}_{Aa} = 0$ do hàm sóng đối xứng cầu $\Psi_{L_{Aa}}$ không có hướng ưu tiên với \vec{I}_0 . Trong trường hợp $\vec{L}_{Bb} = 0$, thì hàm sóng $\Psi_{L_{Bb}}$ đặc trưng phân bố góc của sản phẩm của phản ứng cũng có dạng đối xứng cầu.

3.3.4. Định luật bảo toàn chẵn lẻ

Trong tương tác mạnh và tương tác điện từ thì độ chẵn lẻ được bảo toàn.

$$\pi_a \pi_A (-1)^{L_{Aa}} = \pi_b \pi_B (-1)^{L_{Bb}} \quad (3.16)$$

$\pi_a, \pi_A, \pi_b, \pi_B$ là độ chẵn lẻ nội tại của các hạt, L_{Aa}, L_{Bb} là mô men quỹ đạo của các cặp hạt tương ứng. Ở đây định luật bảo toàn chẵn lẻ dẫn tới các quy tắc lọc lựa. Trong quá trình tán xạ đàn hồi cả hạt nhân lẫn hạt bắn phá đều không thay đổi trạng thái của mình, như vậy L chỉ có thể thay đổi một lượng chẵn.

3.3.5. Định luật bảo toàn spin đồng vị

Việc phân tích cấu trúc mức của các hạt nhân đối xứng gương cho thấy có sự đồng nhất về cặp tương tác p-p, n-n và n-p. Như vậy, lực hạt nhân không phụ thuộc vào điện tích.

Tính đồng nhất của proton và neutron có thể mô tả bằng vector spin đồng vị \vec{T} , $T = 1/2$ với cả proton và neutron. Hình chiếu của nó $T_\xi = +1/2$ đối với proton và $T_\xi = -1/2$ đối với neutron.

Đặc trưng tương tác không phụ thuộc vào loại nucleon (hoặc T_ξ), nên tương tác hạt nhân của nucleon xác định chỉ bằng \vec{T} . Như vậy tương tác hạt nhân bất biến với phép quay trong không gian spin đồng vị. Đây chính là định luật bảo toàn spin đồng vị.

3.4. Lý thuyết hạt nhân hợp phần

3.4.1. Hạt nhân trung gian

Sự tồn tại những mức năng lượng có độ rộng mức rất hẹp (độ rộng mức $\Gamma \approx 0,1$ eV) ở hạt nhân bị kích thích, với năng lượng lớn hơn năng lượng liên kết của hạt nhân với nucleon là một vấn đề cần

được lý giải. Theo cơ chế của cơ học lượng tử thì:

$$\Delta E \times \Delta t \approx \hbar \quad (3.17)$$

Như vậy thời gian sống ở trạng thái trên là:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6,593 \times 10^{-16}}{0,1} \approx 10^{-14} s \quad (3.18)$$

Thời gian này lớn hơn nhiều so với thời gian của neutron bay qua hạt nhân:

$$\Delta t = \frac{R_{hn}}{v_n} \cong \frac{10^{-13} (cm)}{10^{10} (cm / s)} \cong 10^{-23} s \quad (3.19)$$

và cũng lớn hơn thời gian truyền tương tác qua hạt nhân.

Từ việc phân tích như trên, cùng với số liệu tiết diện lớn, mật độ mức cao, khi nghiên cứu hạt nhân bắt cộng hưởng neutron chậm, năm 1936, Bohr đã đưa ra lý thuyết phản ứng hạt nhân dựa trên mẫu giọt. Theo Bohr, phản ứng hạt nhân chia ra làm hai giai đoạn:

- **Giai đoạn 1:** neutron xuyên vào hạt nhân và bị hạt nhân giữ lại tạo nên một hệ hợp phân (còn gọi là hạt nhân hợp phân, hạt nhân trung gian, hạt nhân compound) với năng lượng kích thích:

$$W = \varepsilon_n + \frac{A}{A+1} T_n \quad (3.20)$$

với các giá trị như mô men động lượng, chẵn lẻ,... hoàn toàn được xác định.

Do tương tác mạnh, nên năng lượng kích thích nhanh chóng được phân bố lại giữa các nucleon của hạt nhân. Do đó, mỗi nucleon nhận được năng lượng nhỏ hơn nhiều năng lượng liên kết. Suốt thời gian dài chúng không thể bay ra khỏi hạt nhân, cho đến khi một nucleon nhận được năng lượng lớn hơn năng lượng liên kết

và bay ra ngoài.

Một khả năng khác của phân rã hệ hạt nhân hợp phần là phát tia gamma, và cũng xảy ra tương đối chậm. Điều này giải thích tại sao thời gian sống của hệ hợp phần là khá lớn. Các thông số của hạt nhân trung gian (năng lượng, mô men và chẵn lẻ) không phụ thuộc vào dạng phản ứng tạo nên hạt nhân hợp phần.

- **Giai đoạn 2:** Sau một khoảng thời gian đủ dài τ (thời gian sống của hạt nhân hợp phần), bắt đầu giai đoạn thứ hai của phản ứng là phân rã của hạt nhân hợp phần, bằng cách phát ra nucleon, phát tia gamma, hay bằng cách phân rã nào đó. Xác suất phân rã của hạt nhân hợp phần là:

$$\omega = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar} \quad (3.21)$$

Hạt nhân có thể phân rã bằng cách khác nhau như: γ , n, p, ..., nên xác suất phân rã gồm tổng các xác suất riêng phần mà mỗi phần đặc trưng cho một cách phân rã:

$$\omega = \omega_\gamma + \omega_n + \omega_p + \dots = \frac{\Gamma_\gamma}{\hbar} + \frac{\Gamma_n}{\hbar} + \frac{\Gamma_p}{\hbar} + \dots \quad (3.22)$$

Xác suất phân rã tương đối của hạt nhân hợp phần theo từng kênh bằng:

$$\eta_i = \frac{\omega_i}{\omega} = \frac{\Gamma_i}{\Gamma} \quad (3.23)$$

Γ_i là độ rộng riêng phần, ví dụ Γ_γ là độ rộng bức xạ gamma, Γ_n là độ rộng neutron,...

Theo lý thuyết Bohr, xác suất phân rã tương đối của hạt nhân hợp phần không phụ thuộc vào cách tạo ra hạt nhân hợp phần. Kết luận này phù hợp với các thực nghiệm khi so sánh các cách phân rã của một hạt nhân hợp phần (với cùng A, Z, E, \bar{I} và P) thu được từ

các phản ứng hạt nhân khác nhau.

3.4.2. Các mức của hạt nhân hợp phần

Theo mẫu giọt, tương tác mạnh giữa nhiều nucleon làm cho chúng chuyển động tập thể, ví dụ như làm hạt nhân quay hoặc dao động bề mặt. Tính chất tập thể trong tương tác của các nucleon khi kích thích hạt nhân quyết định đặc trưng phân bố của các mức năng lượng, các mức năng lượng này có mật độ càng lớn khi năng lượng tăng. Năng lượng kích thích của hạt nhân càng lớn thì khả năng xuất hiện những dịch chuyển của hạt nhân càng phức tạp.

Kết luận trên hoàn toàn phù hợp với những kết quả từ các thực nghiệm khác nhau. Ví dụ, từ phân tích số liệu phân rã alpha, beta và các bức xạ gamma đi kèm, khi năng lượng kích thích không cao (cỡ $1 \div 3$ MeV) đối với hạt nhân nặng, thì số mức rất ít ($\Delta E \approx 100$ KeV). Với thí nghiệm bắt cộng hưởng neutron chậm, năng lượng kích thích vượt qua năng lượng liên kết của neutron (~ 8 MeV), thì khoảng cách các mức nhỏ rất nhanh ($\Delta E \sim 1 \div 10$ eV) dù phổ các mức còn rời rạc. Khi ở năng lượng các mức kích thích cao hơn nữa ($W \gg \epsilon_n$), thì các mức gần nhau dẫn đến phổ các mức chuyển thành liên tục.

Sự tồn tại phổ rời rạc của các mức khi năng lượng kích thích lớn hơn năng lượng liên kết của nucleon là một kết quả không bình thường. Ví dụ trong vật lý nguyên tử, vùng năng lượng kích thích tương tự (cao hơn năng lượng ion hóa) tương ứng với phổ năng lượng liên tục. Chúng ta cần lý giải tại sao phổ năng lượng các mức kích thích hạt nhân lại rời rạc khi năng lượng kích thích lớn hơn năng lượng liên kết của nucleon với hạt nhân.

Như đã biết dấu hiệu rời rạc của phổ là:

$$\Delta \gg \Gamma \quad (3.24)$$

với Δ là khoảng cách các mức, Γ là độ rộng mức.

Cần tìm mối liên hệ giữa Δ và Γ , bằng cách sử dụng giả thiết bán cổ điển và bỏ qua sự phát xạ của hạt nhân, tức là $\Gamma = \Gamma_n$. Trên thực tế khi năng lượng của neutron nhỏ thì:

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \approx \Gamma_\gamma \quad \text{vì } \Gamma_\gamma > \Gamma_n \quad (3.25)$$

Tuy nhiên, trong vùng hấp thụ cộng hưởng, sự khác biệt giữa Γ_n và Γ_γ sẽ không nhiều để có thể làm thay đổi định hướng phân tích $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} \sim 0,01 \div 0,1 \right)$.

Giả sử Δ là khoảng cách trung bình giữa các mức của hạt nhân trung gian, khi đó có thể khảo sát một cách gần đúng hệ các mức rời rạc như hệ các mức cách đều nhau, mỗi mức có năng lượng:

$$W_n = W_0 + n\Delta \quad n \text{ là số nguyên.} \quad (3.26)$$

Trạng thái có năng lượng xác định W_n trong cơ học lượng tử được mô tả bởi hàm sóng φ_n dạng:

$$\varphi_n = \exp\left(\frac{-iW_n t}{\hbar}\right) = \exp\left(\frac{-in\Delta t}{\hbar}\right) \exp\left(\frac{-iW_0 t}{\hbar}\right) \quad (3.27)$$

Hàm sóng đầy đủ mô tả của hạt nhân trung gian với N trạng thái có dạng:

$$\Psi = \sum_{n=1}^N C_n \Psi_n \exp\left(\frac{-iW_n t}{\hbar}\right) = \exp\left(\frac{-iW_0 t}{\hbar}\right) \sum_{n=1}^N C_n \Psi_n \exp\left(\frac{-in\Delta t}{\hbar}\right) \quad (3.28)$$

φ_n là hàm tọa độ tương ứng trạng thái năng lượng W_n . Hàm sóng ψ

có chu kỳ $T = \frac{2\pi\hbar}{\Delta}$ vì $\psi(t + T) = \psi(t)$. Chu kỳ T bằng khoảng thời gian lặp lại trạng thái ban đầu của hạt trong hạt nhân. Khi đó, tập trung ở nucleon nào đó lượng năng lượng W lớn hơn năng lượng để tách một nucleon. Tuy nhiên, neutron không bay ra khỏi hạt nhân

do hiệu ứng phản xạ lượng tử trên biên hạt nhân, mà có sự thay đổi đột ngột bước sóng De Broglie của neutron chậm. Nếu hệ số của hàng rào thế trên biên hạt nhân (rào thế hạt nhân) bằng D_h thì thời gian sống của hạt nhân tăng $\frac{1}{D_h}$ lần và bằng:

$$\tau = \frac{1}{D_h} T = \frac{2\pi\hbar}{D_h\Delta} \quad (3.29)$$

và do vậy: $\Gamma_n = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{D_h\Delta}{2\pi}$ (3.30)

Độ rộng neutron Γ_n tỷ lệ với khoảng cách mức Δ . Nếu D_h nhỏ ($D_h \ll 1$) thì $\Gamma_n \ll \Delta$, nếu $D_h < \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma}$ thì điều kiện rời rạc của phổ $\Gamma \ll \Delta$ là tất yếu.

Để đánh giá D_h , chúng ta xét hàm sóng tọa độ của neutron bên trong và ngoài hạt nhân như sau:

$$\Psi = e^{ik_0x} + \alpha e^{-ik_0x} \quad \text{và} \quad \Psi = \gamma e^{ik_0x} \quad (3.31)$$

α và γ là hệ số phản xạ và truyền qua; $k = \frac{1}{\lambda}$.

Đối với nucleon thì: $\lambda = \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{T}} (cm / MeV)$

Xét với neutron còn ở bên ngoài hạt nhân, $T_a \approx 1$ eV, nên $k \approx 2,0 \cdot 10^9$ cm⁻¹, và đối với neutron bên trong hạt nhân $T_0 \approx 25$ MeV nên $k \approx 10^{13}$ cm⁻¹.

Xác suất phản xạ bằng $|\alpha|^2$, xác suất truyền qua:

$$D_h = 1 - |\alpha|^2. \quad (3.32)$$

Để xác định α , chúng ta biết điều kiện liên tục của hàm sóng và đạo hàm của chúng trên biên hạt nhân ($x = 0$) là:

$$1 + \alpha = \gamma \quad (3.33)$$

$$(1 - \alpha)k_0 = \gamma k \quad (3.34)$$

$$\text{Từ đó: } \alpha = \frac{k_0 - k}{k_0 + k} \quad (3.35)$$

$$\text{hay } D_h = 1 - |\alpha|^2 = \frac{4k_0 k}{(k_0 + k)^2} \quad (3.36)$$

Với trường hợp đang khảo sát: $k_0 \gg k$

$$\text{nên: } D_h = \frac{4k}{k_0} = 4 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (3.37)$$

Như vậy $D_h \approx 10^{-3} \ll 1$.

Các kết quả của suy luận trên không phụ thuộc vào hướng lan truyền của sóng (vào hạt nhân con bay ra).

Sự xuất hiện ở hạt nhân trung gian các trạng thái năng lượng rời rạc với thời gian sống hữu hạn $\tau \neq \infty$ ($\sim 10^{-14}$ s), làm cho các trạng thái này khác với trạng thái cơ bản bền vững có $\tau = \infty$.

Từ hệ thức bất định $\Gamma \cdot \tau = \hbar$, suy ra năng lượng hạt nhân ở trạng thái cơ bản được xác định một cách chính xác, tức trạng thái năng lượng khi đó có thể được đặc trưng bằng hàm δ , với $\Gamma = 0$ (trạng thái bền).

Trong hạt nhân, các trạng thái có năng lượng của chúng nhỏ hơn năng lượng tách hạt bất kỳ (α , p, n, γ) thì bị cấm rất mạnh. Những trạng thái như vậy sống khá lâu, được gọi là những trạng thái đồng phân. Chúng có độ rộng mức Γ rất nhỏ và năng lượng của chúng gần như có dạng hàm delta (ví dụ với đồng phân có $\tau \approx 1$

phút thì độ rộng mức $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \approx 10^{-17}$ eV). Các trạng thái đang xem

xét có thời gian sống nhỏ $\tau \approx 10^{-14}$ s, và có độ rộng mức Γ lớn khác với các trạng thái bền sống dài và nửa bền, chúng được gọi là các

trạng thái giả bền, có $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = 0,1 \text{ eV} \gg 0$, tức là xác suất hệ ở

trạng thái năng lượng W không phải là hàm delta mà là hàm $\rho(W)$. Xác suất này khác 0 không chỉ ở giá trị năng lượng xác định $W = W_0$, mà cả ở lân cận giá trị này. Kích thước vùng $\rho(W) \neq 0$ được xác định bằng độ rộng của cực đại Γ . Γ cũng đặc trưng bởi tốc độ rời khỏi trạng thái kích thích của hạt nhân. Nếu giả thiết phân rã của hạt nhân trung gian xảy ra theo quy luật phân rã phóng xạ, thì hàm $\rho(W)$ có dạng:

$$\rho(W) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(W - W_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.38)$$

Như vậy, khi $W = W_0$ thì $\rho(W_0) = \frac{2}{\pi\Gamma}$, tức độ rộng của đường cong càng lớn thì độ cao của nó càng nhỏ.

3.5. Tiết diện phản ứng hạt nhân. Công thức Breigh - Wigner

Phân tích quá trình phản ứng hạt nhân thành hai giai đoạn: tạo hạt nhân trung gian và phân rã của nó. Điều này cho phép tính tiết diện phản ứng σ_i dưới dạng:

$$\sigma_i = \sigma^* \eta_i \quad (3.39)$$

σ^* là tiết diện tạo hạt nhân trung gian, và η_i là xác suất phân rã theo kênh i .

Tiết diện tạo hạt nhân trung gian:

Ta có thể viết σ^* dưới dạng tổng của các tích:

$$\sigma^* = \sum \sigma_1^* = \sum S_1 \xi_1 \quad (3.40)$$

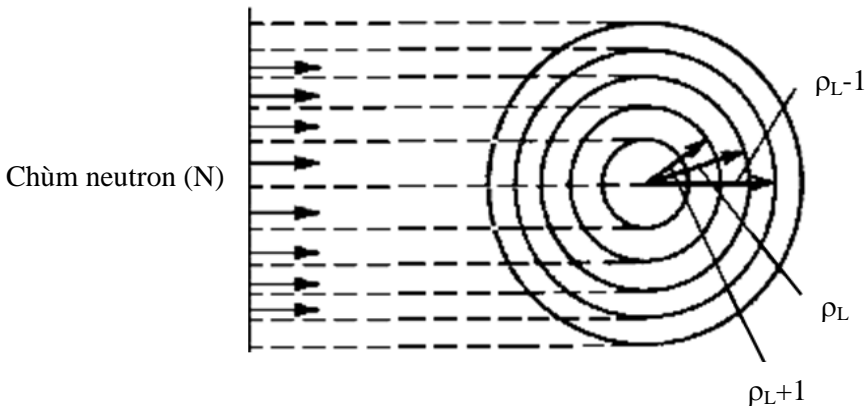
S_1 là tiết diện hình học, bằng phần hạt với mô men quỹ đạo L bay đến hạt nhân với mô men quỹ đạo L' . ξ_1 là hệ số kết dính đặc trưng xác suất xuất hiện neutron trong hạt nhân và bị mắc lại ở đây.

Để tính giá trị tiết diện hình học, sử dụng ví dụ để đánh giá vai trò mô men quỹ đạo L trong phân rã alpha. Chúng ta có thông số ngắm ρ_1 (khoảng cách của neutron đến hạt nhân) như sau:

$$\rho_1 = \lambda \sqrt{L(L+1)} \quad (3.41)$$

Giả sử có N neutron bay về phía hạt nhân, phân các neutron có mô men quỹ đạo L là $\frac{dN_L}{N}$, bằng diện tích vành khuyên có bán kính trung bình ρ_1 bao quanh hạt nhân. Diện tích vành khuyên này bằng một nửa hiệu số diện tích vòng có bán kính ρ_{L+1} và ρ_{L-1} :

$$S_1 = \frac{1}{2} \pi (\rho_{L+1}^2 - \rho_{L-1}^2) = (2L+1) \pi \lambda^2 \quad (3.42)$$



Hình. 3.2 Mô tả tiết diện hình học của phản ứng

Để neutron rơi vào vùng tác động của lực hạt nhân, từ các giá trị khả dĩ của L thì cần chọn theo điều kiện $\rho_1 < R$ (R là bán kính hạt nhân). Như vậy, giới hạn trên của phép lấy tổng sẽ là:

$$L_{\max} = \frac{R}{\lambda} \quad (3.43)$$

Diện tích hình học là:

$$S = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2L+1)\pi\lambda^2 = \pi(R+\lambda)^2 \quad (3.44)$$

Tiết diện hình học chỉ ra giới hạn trên của tiết diện tạo hạt nhân trung gian:

$$\sigma_{\max}^* = S; \quad \sigma^* \leq S \quad (3.45)$$

Để tính được tiết diện tạo hạt nhân hợp phần:

$$\sigma^* = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2L+1)\pi\lambda^2 \xi_l \quad (3.46)$$

cần xác định hệ số kết dính ξ_l , giá trị này đối với neutron được xác định bằng độ xuyên tâm rào thế D_{xt} và độ đậm xuyên rào thế hạt nhân D_{xthn} (với hạt tích điện nặng còn phải tính đến độ đậm xuyên rào thế couloub, D_C).

Nếu động năng tới của neutron không lớn ($T_n < 10$ keV), thì $\lambda \gg R$ và $L_{\max} = 0$. Khi đó, tiết diện hình học bằng $S = S_0 = \pi\lambda^2$ và thế xuyên tâm bằng 0. Như vậy, với neutron chậm, chỉ cần tính đến ảnh hưởng rào thế hạt nhân trên biên hạt nhân. Độ đậm xuyên rào thế này bằng:

$$D_{\text{hạt nhân}} = \frac{4kk_0}{(k+k_0)^2} \quad (3.47)$$

Mặc khác $D_{hn} \sim \Gamma_n$, nên với neutron chậm, ξ phải tỷ lệ với Γ_n : $\xi_0 \sim \Gamma_n$.

Ngoài ra, sự bắt neutron chậm có đặc trưng cộng hưởng riêng biệt, vì hạt nhân trong vùng năng lượng trung gian có các mức rời rạc. Qua biểu thức $\rho(W)$, xác suất tìm được hạt nhân trong trạng

thái năng lượng W gần mức giả bền W_0 , tỷ lệ với giá trị:

$$\rho(W) \sim \frac{\Gamma}{(W-W_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.48)$$

tức là tăng theo mức độ gần sát của W , với giá trị cộng hưởng $W = W_0$, nhưng năng lượng neutron T_n liên quan tới năng lượng kích thích của hạt nhân theo hệ thức:

$$W = \varepsilon_n + T$$

ở đây T là động năng tương đối, tức là động năng của neutron trong hệ tâm quán tính. Như vậy, $(W - W_0)^2 = (T - T_0)^2$, cho thấy xác suất tạo hạt nhân hợp phần phụ thuộc vào năng lượng tới của neutron:

$$\zeta_0 \sim \frac{\Gamma}{(T - T_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.49)$$

Như vậy chúng ta thu được tiết diện hấp thụ là:

$$\sigma^* = S_0 \zeta_0 \sim \pi \lambda^2 \frac{\Gamma \Gamma_n}{(T - T_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.50)$$

với độ chính xác đến hệ số tỷ lệ của công thức Breigh - Wigner đối với các mức tách bạch.

Nguyên lý cân bằng chi tiết:

Trên quan điểm của cơ học cổ điển và cơ học lượng tử đối với nhiều hệ, các biểu thức chuyển động bất biến đối với phép nghịch đảo thời gian. Tính bất biến này cho phép thu được quan hệ giữa xác suất xảy ra một quá trình và xác suất xảy ra quá trình ngược lại.

Giả sử 1 và 2 là hai trạng thái lượng tử của một hệ nào đấy với phổ năng lượng rời rạc. Ký hiệu xác suất chuyển từ trạng thái thứ nhất sang trạng thái thứ hai là ω_{12} và xác suất chuyển từ trạng thái

thứ hai sang trạng thái thứ nhất là ω_{21} . Từ sự bất biến của phương trình chuyển động đối với phép đảo thời gian, ta có:

$$\omega_{12} = \omega_{21} \quad (3.51)$$

Nếu trạng thái 3 gồm một nhóm các trạng thái gần nhau, và số đó bằng g_2 (trọng số thống kê của trạng thái thứ hai) thì xác suất chuyển từ 1 sang tất cả các trạng thái của 2 tăng g_2 lần so với ω_{12} :

$$P_{12} = g_2 \omega_{12} \quad (3.52)$$

Tương tự ngược lại, nếu g_1 là trọng số thống kê của trạng thái 1 thì xác suất P_{21} từ trạng thái 2 sang tất cả các trạng thái 1 là:

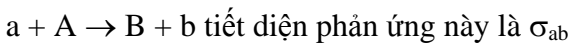
$$P_{21} = g_1 \omega_{21} \quad (3.53)$$

từ đẳng thức $\omega_{12} = \omega_{21}$ ta có $\frac{P_{12}}{g_2} = \frac{P_{21}}{g_1}$, hay:

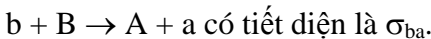
$$g_1 P_{12} = g_2 P_{21} \quad (3.54)$$

Hệ thức này được gọi là nguyên lý cân bằng chi tiết. Nguyên lý cân bằng chi tiết cho phép liên kết quá trình diễn tiến và quá trình ngược lại.

Xét phản ứng:



và phản ứng ngược lại:



Gọi hệ hạt nhân A và a là trạng thái thứ nhất của hệ thứ nhất, còn hệ các hạt sản phẩm B và b là trạng thái thứ hai. Giả thiết hệ được đặt trong thể tích đủ lớn V. Khi đó, trọng số thống kê của trạng thái đầu và xác suất chuyển P_{12} là:

$$g_1 = (2I_A + 1)(2i_a + 1) \frac{4\pi V p_a^2 dp_a}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3.55)$$

$$P_{12} = \frac{\sigma_{ab}v_a}{V} \quad (3.56)$$

I_A là spin của hạt A, i_a là spin của hạt a, p_a là xung lượng tương đối của hệ A + a, v_a là vận tốc tương đối của hạt a và hạt nhân A.

Ý nghĩa của hệ thức tính g_1 rất rõ ràng: Hai thừa số đầu tiên ở bên phải của hệ thức 3.55 tính các giá trị định hướng spin khả dĩ của hạt nhân A và hạt a, thừa số $\frac{4\pi V p_a^2 dp_a}{(2\pi\hbar)^3}$ là số trạng thái của hệ

có xung lượng từ $p_a \rightarrow p_a + dp_a$. Công thức 3.56 biểu diễn tỷ số thể tích hình trụ với tiết diện σ_{ab} và độ dài v_a , tức là thể tích giới hạn hạt a trong một đơn vị thời gian (thể tích tương tác $\sigma_{ab}v_a$) và thể tích toàn thể V.

Tương tự:

$$g_2 = (2I_B + 1)(2i_b + 1) \frac{4\pi V p_b^2 dp_b}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3.57)$$

$$P_{21} = \frac{\sigma_{ba}v_b}{V} \quad (3.58)$$

ở đây I_B là spin của hạt nhân B, i_b là spin của hạt b, p_b là xung lượng tương đối của hệ B + b; v_b là vận tốc tương đối của hạt b và hạt nhân B.

Thay 4 hệ thức 3.55, 3.56, 3.57, và 3.58 vào hệ thức 3.54, ta được:

$$(2I_A + 1)(2i_a + 1)p_a^2 \sigma_{ab} = (2I_B + 1)(2i_b + 1)p_b^2 \sigma_{ba} \quad (3.59)$$

$$\text{(chú ý } v_a dp_a = v_b dp_b), v_a dp_a = d\left(\frac{\mu_a v_a^2}{2}\right) = dT'_{Aa},$$

$$\text{còn } v_b dp_b = d\left(\frac{\mu_b v_b^2}{2}\right) = dT'_{Bb} = d(T'_{Aa} + Q) = dT'_{Aa}$$

với T'_{Aa} là động năng tương đối của các hạt a và A; T'_{Bb} là động năng tương đối của các hạt b và B; Q là năng lượng của phản ứng.

Công thức Breit-Vigner:

Chúng ta sử dụng nguyên lý cân bằng chi tiết để tính tiết diện tạo hạt nhân hợp phần σ^* . Gọi hệ hạt nhân A và neutron tương tác với hạt nhân A là trạng thái đầu tiên của hệ, còn hạt nhân hợp phần bị kích thích với mức giả bền $\rho(W)$ tính theo Công thức 3.38 là trạng thái thứ hai. Khi đó ta có:

$$g_1 = (2I + 1) (2S + 1) \frac{4\pi V p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3.60)$$

$$P_{12} = \frac{\sigma^* v}{V} \quad (3.61)$$

Đối với quá trình ngược lại, tức là phát neutron từ hạt nhân hợp phần:

$$g_2 = 2J + 1 \quad (3.62)$$

J là mô men động lượng của hạt nhân hợp phần:

$$P_{21} = \frac{\Gamma_n}{\hbar} \rho(W) dW \quad (3.63)$$

ở đây Γ_n là độ rộng neutron; $\rho(W)$ tính theo Công thức 3.38 là hàm phân bố trạng thái W. Trong Công thức 3.63, $\frac{\Gamma_n}{\hbar}$ là xác suất bay ra

của neutron; $\rho(W) = \rho(T + \epsilon_n)$ là xác suất để năng lượng của neutron nằm trong khoảng T đến T + dT (tương ứng với xung lượng trong khoảng p đến p + dp).

Thay các Công thức 3.60, 3.61, 3.62, và 3.63 vào 3.54 ta thu được:

$$(2I + 1)(2S + 1) \frac{4\pi V p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\sigma^* v}{V} = (2J + 1) \frac{\Gamma_n}{\hbar} \rho(W) dW \quad (3.64)$$

với $dW = dT = vdp$, thay $p = \frac{\hbar}{\lambda}$ ta có:

$$\sigma^* = \frac{2J + 1}{(2I + 1)(2S + 1)} 2\pi\lambda^2 \Gamma_n \rho(W) \quad (3.65)$$

thay $(W - W_0)^2$ bằng $(T - T_0)^2$ trong công thức tính xác suất tồn tại của hệ ở năng lượng W Công thức 3.38, ta được:

$$\sigma^* = \frac{2J + 1}{(2I + 1)(2S + 1)} \pi\lambda^2 \frac{\Gamma \Gamma_n}{(T - T_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.66)$$

Khi so sánh Công thức 3.66 với công thức tính tiết diện tạo hạt nhân hợp phần từ Công thức 3.50, ta thấy chúng khác nhau chỉ bởi thừa số $\frac{2J + 1}{(2I + 1)(2S + 1)}$, mà về bậc, thừa số này vào cỡ đơn vị.

Thay Công thức 3.66 vào 3.39 và sử dụng Công thức 3.23 thu được tiết diện phản ứng đối với phản ứng bắt bức xạ và tán xạ cộng hưởng neutron là:

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma^* \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{2J + 1}{(2I + 1)(2S + 1)} \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.67)$$

$$\sigma(n, n) = \sigma^* \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{2J + 1}{(2I + 1)(2S + 1)} \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.68)$$

Phân tích công thức Breigh - Wigner đối với phản ứng bắt bức xạ ở các vùng năng lượng neutron khác nhau, ta thấy:

$$\text{Khi } T \ll T_0 \rightarrow \lambda^2 \sim \frac{1}{p^2} \sim \frac{1}{v^2}; \Gamma_n \sim D_{\text{hạt nhân}} \approx \frac{4k}{k_0} \sim \frac{1}{\lambda} \sim v,$$

còn $\Gamma_n \approx \text{const}$ vì xác suất phát xạ gamma được xác định bằng năng lượng kích thích của hạt nhân $W = \epsilon_n + T$, xác suất này ít thay đổi khi động năng neutron thay đổi ($T \ll \epsilon_n$). Ta đã có $\Gamma_n \sim v$ và $\Gamma \approx \text{const}$, như vậy khi động năng của neutron đủ nhỏ $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ thì:

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \approx \Gamma_\gamma$$

Như vậy khi $T_n \ll T_0$:

$$\sigma(n, \gamma) \sim \frac{1}{v} \quad (3.69)$$

Điều này có nghĩa là tiết diện bắt phóng xạ ở xa cộng hưởng khi giảm năng lượng của neutron tăng theo quy luật $1/v$. Chính vì điều này mà có rất nhiều hạt nhân bắt neutron với tiết diện lớn.

Khi năng lượng neutron gần bằng cộng hưởng T_0 , tiết diện bắt đầu tăng, và khi $T = T_0$ tiết diện đạt cực đại:

$$\sigma_0 = \sigma(T_0) = \pi\lambda_0^2 \frac{\Gamma_n(T_0)\Gamma_\gamma}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.70)$$

chú ý rằng $\Gamma_\gamma \approx \Gamma$, nên:

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda_0^2 \frac{\Gamma_n(T_0)}{\Gamma} \quad (3.71)$$

Giá trị λ lớn khi năng lượng của neutron nhỏ, dẫn đến tiết diện bắt bức xạ lớn ở cộng hưởng.

Khi $T > T_0$ tiết diện phản ứng giảm xuống. Nếu mức kích thích nằm gần năng lượng nhiệt ($T_n \approx 0,025 \text{ eV}$), thì tiết diện bắt neutron nhiệt trở nên rất lớn. Ví dụ như cadmi có mức kích thích ở động năng của neutron là $T_0 = 0,176 \text{ eV}$ (hàng chục ngàn barn).

Có thể viết lại tiết diện phản ứng bắt bức xạ (n, γ) khi không có thừa số spin qua giá trị tiết diện ở cộng hưởng bằng cách thay Công thức 3.70 vào 3.67:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{(\Gamma / 2)^2}{(T - T_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (3.72)$$

Công thức này dựa trên giả thiết về sự tồn tại chỉ một mức kích thích duy nhất trong hạt nhân hợp phần. Tuy nhiên, có thể sử dụng công thức này trong trường hợp khoảng cách các mức lớn hơn độ rộng mức rất nhiều. Nếu điều kiện này không được thỏa mãn, thì không sử dụng công thức này được vì cần tính đến sự giao thoa.

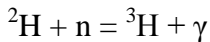
BÀI TẬP CHƯƠNG 3

3.1. Hoàn thành các phản ứng sau và tính nhiệt Q tỏa ra của chúng. Biết khối lượng nguyên tử ^{14}C là 14,003242.

- $^4\text{He}(p, d)$
- $^9\text{Be}(\alpha, n)$
- $^{115}\text{In}(d, p)$
- $^{207}\text{Pb}(\gamma, n)$.

3.2. Tính động năng giật lùi của hạt nhân còn lại, hạt nhân con cháu sau khi hạt ^{226}Ra phát ra hạt alpha có động năng là 4,782 MeV

3.3. Tritium (^3H) có thể tạo ra bằng quá trình hấp thụ neutron năng lượng thấp của deuterium. Đó là phản ứng:



Trong đó tia gamma có năng lượng là 6,256 MeV

- Chứng minh rằng động năng giật lùi của hạt nhân ^3H có giá trị xấp xỉ 7 KeV
- Nhiệt tỏa ra của phản ứng Q là bao nhiêu?
- Tính toán năng lượng tách neutron ngoài cùng của ^3H
- Sử dụng năng lượng liên kết của hạt nhân ^2H là 2,23 MeV và kết quả phần (c) tính toán tổng năng lượng liên kết cho hạt ^3H .

3.4. Một chùm hạt có cường độ bằng 1mA của:

- Ion ^{16}O tích điện
- Hạt alpha
- Proton

Mỗi một hạt có năng lượng 140MeV, bị dừng hoàn toàn trong một bia nào đó. Động năng của hạt được chuyển thành nhiệt. Trong mỗi trường hợp hãy tính nhiệt được tỏa ra?

Chương 4.

PHÂN RÃ PHÓNG XẠ

4.1. Độ bền hạt nhân và các quá trình phân rã phóng xạ

Độ phổ biến của một hạt nhân bất kỳ trong tự nhiên phụ thuộc vào năng lượng liên kết của nó. Trên cơ sở năng lượng liên kết hạt nhân, người ta thường phân loại các hạt nhân tồn tại trong thiên nhiên thành hai nhóm: hạt nhân bền và các hạt nhân không bền (các đồng vị phóng xạ).

Hạt nhân phóng xạ được đặc trưng bởi: Loại phóng xạ, năng lượng, chu kỳ bán rã, spin. Hạt nhân không phóng xạ gọi là hạt nhân bền. Các hạt nhân phóng xạ tồn tại cùng với các hạt nhân bền trong vỏ quả đất, hoặc do con người tạo nên qua việc thực hiện các phản ứng hạt nhân, hoặc do các tia vũ trụ bắn phá vào các hạt nhân bền trong khí quyển, hoặc do các vụ nổ hạt nhân, ...

Đại lượng cơ bản đặc trưng cho độ bền của một hạt nhân là thời gian sống và thời gian bán rã $T_{1/2}$ (khoảng thời gian cần cho một nửa số lượng hạt nhân bị phân rã). Những hạt nhân bền thường có thời gian sống rất lớn, như hạt proton có $T_{1/2} \cong 10^{14}$ năm. Trong khi đó, hạt neutron tự do có $T_{1/2} \cong 615$ giây, và nó phân rã rất nhanh qua phản ứng phân rã β^- thành proton, electron và phản hạt neutrino như sau:

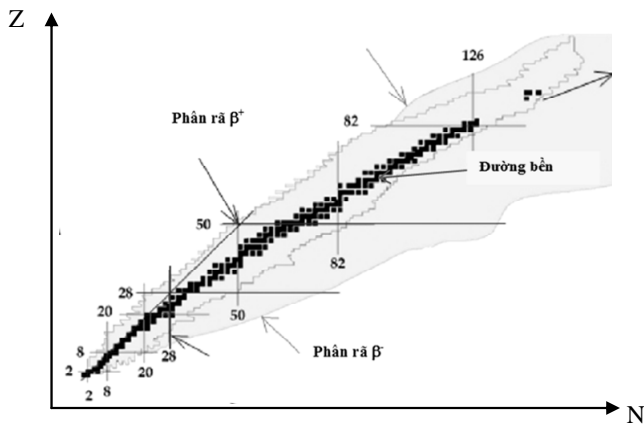


Tuy nhiên, nếu neutron liên kết trong trạng thái cơ bản của một hạt nhân bền như ^{12}C , ^{16}O , ^{56}Fe , ... thì hạt neutron vẫn có thể tồn tại gần như vĩnh viễn cùng hạt nhân đó.

Phụ thuộc vào thời gian sống $T_{1/2}$, mỗi một hạt nhân không bền

đều có khuynh hướng tự chuyển sang một trạng thái hạt nhân khác qua một quá trình phân rã hạt nhân, hay còn được gọi là phân rã phóng xạ. Ba quá trình phân rã phóng xạ thường gặp nhất trong tự nhiên là phân rã alpha (quá trình phân rã hạt nhân kèm theo sự phát ra các hạt nhân ${}^4_2\text{He}$), phân rã beta (quá trình phân rã hạt nhân phát ra các electron e^- hay positron e^+) và phân rã gamma (quá trình phân rã hạt nhân phát ra photon năng lượng cao hay còn được gọi là bức xạ gamma).

Những năm 70-80 của thế kỷ 20, nghiên cứu vật lý hạt nhân chủ yếu tiến hành trên vài trăm đồng vị với những hạt nhân bền, và không bền có thời gian sống dài. Tuy nhiên, các tính toán cấu trúc hạt nhân đã dự đoán sự tồn tại của khoảng $5000 \div 7000$ hạt nhân không bền, với thời gian sống có thể ngắn tới $T_{1/2} \cong 10^{-10} \div 10^{-13}$ s hoặc nhỏ hơn, và những tính chất vật lý có nhiều khác biệt so với các đồng vị bền.



Hình 4.1 Phân bố các hạt nhân theo Z và N

4.2. Các đặc trưng cơ bản của hiện tượng phóng xạ

Hiện tượng phóng xạ là hiện tượng hạt nhân tự động phát ra những hạt để trở thành hạt nhân khác, hoặc thay đổi trạng thái của

nó. Hạt nhân chịu sự phóng xạ gọi là hạt nhân phóng xạ, các tia phát ra gọi là các tia phóng xạ. Hiện tượng phóng xạ được quan sát lần đầu tiên vào năm 1896 bởi A. Becquerel.

Hiện tượng phóng xạ là một quá trình thống kê, các hạt nhân giống nhau nhưng chúng sẽ phóng xạ tại những thời điểm khác nhau. Hiện tượng phóng xạ xảy ra bên trong hạt nhân, không phụ thuộc các tác nhân lý hóa bên ngoài.

4.2.1. Phương trình cơ bản của hiện tượng phóng xạ

Xét N hạt nhân cùng loại, ta không thể biết chính xác thời điểm nào nó sẽ phóng xạ. Tuy nhiên, bằng phương pháp thống kê ta có thể đánh giá xác suất trong một đơn vị thời gian hạt nhân sẽ phóng xạ, đại lượng đó ký hiệu λ , gọi là hằng số phân rã, có thứ nguyên s^{-1} .

Giả sử tại thời điểm t số hạt nhân phóng xạ là N, sau thời gian dt số hạt nhân phóng xạ là dN

$$dN = -\lambda N dt$$

Tại thời điểm t = 0, giả sử N = N₀ ta có:

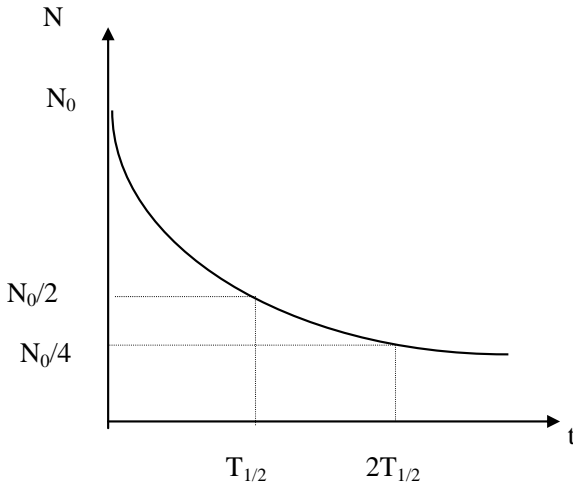
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.2)$$

Phương trình trên gọi là phương trình cơ bản của hiện tượng phóng xạ.

Gọi T_{1/2} là thời gian để số hạt nhân phóng xạ còn lại một nửa, đại lượng này gọi là chu kỳ bán rã của hạt nhân phóng xạ. Ta có:

$$\frac{N}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$\text{Suy ra: } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (4.3)$$



Hình 4.2 Sự phụ thuộc hoạt độ theo chu kỳ bán rã

Thời gian sống trung bình

Đối với một hạt nhân phóng xạ xác định, không thể biết thời điểm khi nào thì hạt nhân phóng xạ, nhưng xét một tập thể hạt nhân phóng xạ cùng loại thì ta có thể xác định giá trị trung bình thời gian kể từ lúc hạt nhân phóng xạ tạo ra đến khi nó phóng xạ. Đại lượng đó được gọi là thời gian sống trung bình, ký hiệu τ , được xác định như sau:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} Ntdt}{\int_0^{\infty} Ndt} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (4.4)$$

Ý nghĩa của τ : thế $\tau = t$ vào phương trình 4.2, ta có:

$$N(\tau) = N_0 e^{-\lambda\tau} = N_0 e^{-\lambda/\lambda} = \frac{N_0}{e}$$

như vậy τ chính là thời gian để số hạt nhân phóng xạ giảm đi e lần.

4.2.2. Độ phóng xạ

Để đặc trưng cho tốc độ phân rã của một nguồn phóng xạ, người ta đưa ra đại lượng độ phóng xạ H , là số hạt nhân của một nguồn phóng xạ phân rã trong một đơn vị thời gian.

$$\text{Độ phóng xạ: } H = -dN/dt = \lambda N$$

Đơn vị đo độ phóng xạ: Curie, ký hiệu Ci, $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}$ phân rã/giây. Một số bội và ước số của Ci: $1 \text{ kCi} = 10^3 \text{ Ci}$, $1 \text{ mCi} = 10^{-3} \text{ Ci}$, $1 \mu\text{Ci} = 10^{-6} \text{ Ci}$.

Ngoài Curie, còn có đơn vị Becquerel, ký hiệu Bq

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ phân rã/giây.}$$

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

4.2.3. Phương pháp xác định hằng số phân rã λ bằng thực nghiệm

Xét trường hợp hạt nhân phóng xạ trở thành hạt nhân bền với chu kỳ bán rã bé. Muốn xác định λ , ta xác định số hạt bay ra khỏi nguồn trong một đơn vị thời gian, nghĩa là hoạt độ phóng xạ của nguồn $A = -dN/dt = \lambda N$.

$$\ln A = \ln(-dN/dt) = \ln(\lambda N) = \ln(\lambda N_0 e^{-\lambda t}) \quad (4.5)$$

Nếu vẽ theo thang logarit, sự phụ thuộc độ phóng xạ theo thời gian thì đường biểu diễn có dạng một đường thẳng mà hệ số góc sẽ cho ta tính được giá trị của λ .

Trường hợp hạt nhân mẹ sau khi phân rã trở thành hạt nhân con, hạt nhân con lại tiếp tục phóng xạ theo sơ đồ:



Đối với hạt nhân A ta có:

$$N_A(t) = N_0 e^{-\lambda_A t} \quad (4.6)$$

với hạt nhân B ta có phương trình:

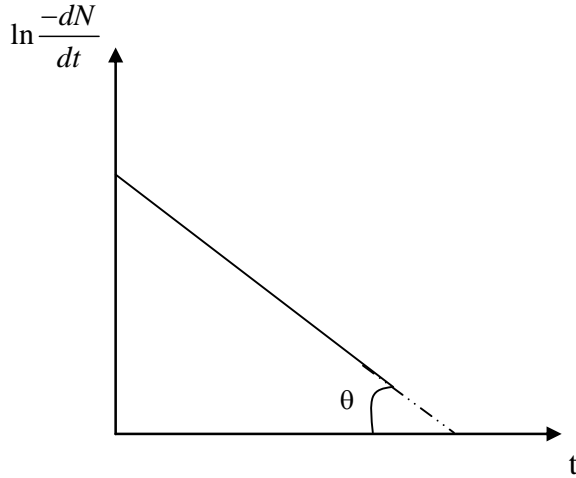
$$dN_B/dt = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \quad (4.7)$$

- Nếu $t = 0$, và ban đầu $N_{0B} = 0$, quy luật mô tả sự biến thiên số hạt nhân phóng xạ theo thời gian:

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A N_{0A}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (4.8)$$

- Nếu khi $t = 0$, và ban đầu $N_{0B} \neq 0$ thì:

$$N_B(t) = N_{0B} e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A N_{0A}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (4.9)$$



Hình 4.3 Sự phụ thuộc hoạt độ phóng xạ theo thời gian

Xét sự cân bằng phóng xạ

Nếu hạt nhân mẹ có thời gian bán rã lớn hơn hạt nhân con một chút ít ($T_A > T_B$), thì trong quá trình biến đổi phóng xạ giữa các đồng vị đó sẽ hình thành sự cân bằng phóng xạ mô tả bởi hệ thức:

$$\frac{\lambda_B N_B}{\lambda_A N_A} = \text{const}$$

Nếu hạt nhân mẹ có thời gian bán rã rất lớn so với thời gian bán rã của hạt nhân con ($T_A \gg T_B$, hay $\lambda_A \ll \lambda_B$), thì sẽ thiết lập sự cân bằng bền (còn gọi là cân bằng thế kỷ) mô tả qua hệ thức:

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B$$

nghĩa là tốc độ phân rã của hạt nhân mẹ bằng tốc độ phân rã của hạt nhân con.

Nếu hạt nhân con tiếp tục phân rã, và nếu có sự cân bằng phóng xạ giữa các hạt nhân con, thì ta có chuỗi cân bằng ở trạng thái cân bằng bền:

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B = \dots = \lambda_N N_N$$

giữa hai số hạng bất kỳ:

$$\frac{N_i}{N_f} = \frac{T_i}{T_f} = \frac{\lambda_f}{\lambda_i} = \text{const}$$

4.3. Các dạng phân rã phóng xạ

4.3.1. Phân rã alpha

Phân rã alpha là hiện tượng hạt nhân ${}^A_Z X$ tự động phát ra hạt nhân ${}^4_2 He$ và trở thành hạt nhân con ${}^{A-4}_{Z-2} Y$.



*** Điều kiện về năng lượng**

Hạt nhân phóng xạ alpha phải có năng lượng liên kết âm:

$$E_b = [m_\alpha + M_Y - M_X] c^2 < 0 \quad (4.11)$$

Năng lượng của phân rã alpha đúng bằng giá trị tuyệt đối của năng lượng liên kết E_b

$$E_\alpha = |E_b| \quad (4.12)$$

Năng lượng E_α dành cho động năng của hạt alpha và hạt nhân giật lùi Y.

Theo Công thức 4.11, điều kiện về khối lượng để hạt nhân X phóng xạ alpha là:

$$M_X > m_\alpha + M_Y \quad (4.13)$$

*** Năng lượng E_α và chu kỳ bán rã**

Để đo chính xác năng lượng của hạt alpha, hiện nay người ta sử dụng phương pháp mẫu chuẩn để so sánh. Thường dùng mẫu chuẩn là ${}^{214}_{84}Po$ đã biết chính xác về năng lượng:

$$E_\alpha = (7,6804 \pm 0,0009) \text{ MeV}$$

Dùng phổ kế từ, phần cơ bản của phổ kế từ là nam châm điện để làm các hạt alpha có năng lượng khác nhau sẽ hội tụ các điểm khác nhau. Nguồn alpha thường được cấu tạo dưới dạng màng mỏng, detector thường dùng là ống đếm hoặc kính ảnh với độ phân giải của phổ kế từ rất cao, nhờ đó có thể đo được các vạch alpha rất yếu trong cấu trúc tinh tế của phổ alpha.

Thực nghiệm thấy rằng λ_α tăng rất nhanh khi E_α tăng.

Ví dụ: ${}^{147}_{62}Sm \quad \lambda_\alpha = 1,92 \cdot 10^{-19} \text{ s}^{-1} \quad E_\alpha = 2,25 \text{ MeV}$

$ThC', {}^{212}_{84}Po \quad \lambda_\alpha = 0,2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \quad E_\alpha = 8,78 \text{ MeV}$

*** Định luật Geiger-Nuttal**

Một trong những đặc điểm của phân rã alpha là hằng số phân rã alpha, λ_α , phụ thuộc mạnh vào năng lượng của alpha.

Năm 1911, Geiger và Nuttal đã tìm được sự phụ thuộc của λ_α theo khoảng chạy trung bình R_α ở không khí trong điều kiện chuẩn:

$$\lg \lambda = A. \lg R_{\alpha} + B \quad (4.14)$$

hằng số A gần giống nhau ở 3 họ phóng xạ Thorium (Th^{232}), Uranium (U^{238}) và Actinium (U^{235}), B khác nhau từ họ này đến họ kia khoảng 5%, nếu viết theo năng lượng:

$$\lg \lambda = a. \lg E + b \quad (4.15)$$

a, b là hằng số cho cùng một họ phóng xạ.

Để xác định các hằng số A, B ta xác định λ , R_{α} đối với hai nguyên tố phóng xạ của cùng một dãy.

Nhờ Định luật Geiger-Nuttall ta có thể xác định hằng số phân rã của các hạt nhân mà ta không thể xác định được trực tiếp.

Động năng của gần 200 đồng vị phóng xạ alpha nằm trong vùng $4 \text{ MeV} \leq E_{\alpha} \leq 9 \text{ MeV}$ có năng lượng trung bình $\bar{E}_{\alpha} = 6 \text{ MeV}$.

Các hạt nhân trong bảng tuần hoàn có thể chia thành hai nhóm theo quan điểm phóng xạ:

- Nhóm hạt nhân phóng xạ alpha;
- Nhóm hạt nhân bền đối với phóng xạ alpha.

Thực nghiệm cho thấy các hạt nhân có $Z > 82$ có tính phóng xạ alpha. Khi Z tăng thì E_{α} tăng (E_{α} tăng thì λ_{α} tăng) trừ trường hợp một số hạt nhân ở vùng đất hiếm với $A = 140 \div 160$; $2 \text{ MeV} \leq E_{\alpha} \leq 4 \text{ MeV}$ (vì các hạt nhân trong vùng đất hiếm thường có tỷ số neutron trên proton thấp).

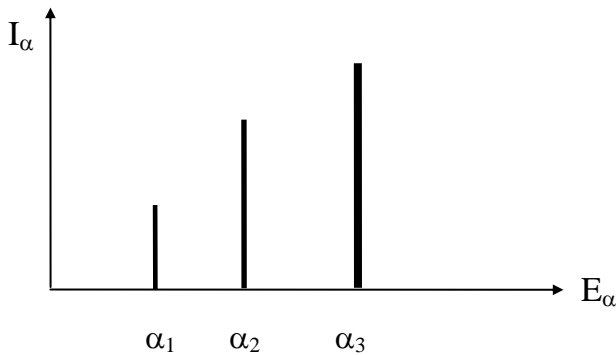
Ví dụ: $^{146}_{62}\text{Sm}$: $E_{\alpha} = 2,5 \text{ MeV}$; $^{142}_{58}\text{Ce}$: $E_{\alpha} = 1,5 \text{ MeV}$

Khi so sánh năng lượng phân rã alpha, E_{α} , giữa các đồng vị trong cùng một nguyên tố cho thấy năng lượng E_{α} giảm khi A tăng. Hiện tượng này đúng khi $209 < A < 215$. Trong vùng $209 \leq A \leq 215$ thì ngược lại. Nhờ tính chất này, có thể tiên đoán được năng lượng phân rã alpha đối với các đồng vị chưa biết của cùng một nguyên tố cho trước.

*** Năng lượng phân rã alpha phụ thuộc theo số khối A của các đồng vị**

Nhờ các phép đo chính xác phổ alpha người ta đã phát hiện được cấu trúc tinh tế của các vạch phổ, thường vài nhóm alpha năng lượng khác nhau. Có hai loại phổ vạch:

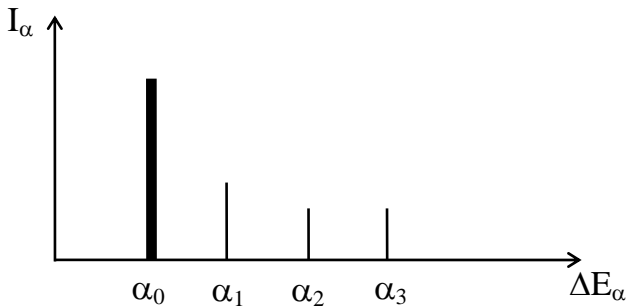
a) Các phổ gồm có vài vạch, năng lượng chênh lệch nhau cỡ 0,1 MeV, cường độ vạch lớn hơn nhau một chút ít và cường độ giảm khi năng lượng E_α giảm.



Hình 4.4 Sự phụ thuộc của cường độ vào năng lượng của vạch phổ alpha

b) Loại phổ gồm một nhóm alpha cường độ rất mạnh gọi là vạch cơ bản, và vài nhóm alpha cường độ rất yếu (nhỏ hơn vạch cơ bản nhiều bậc).

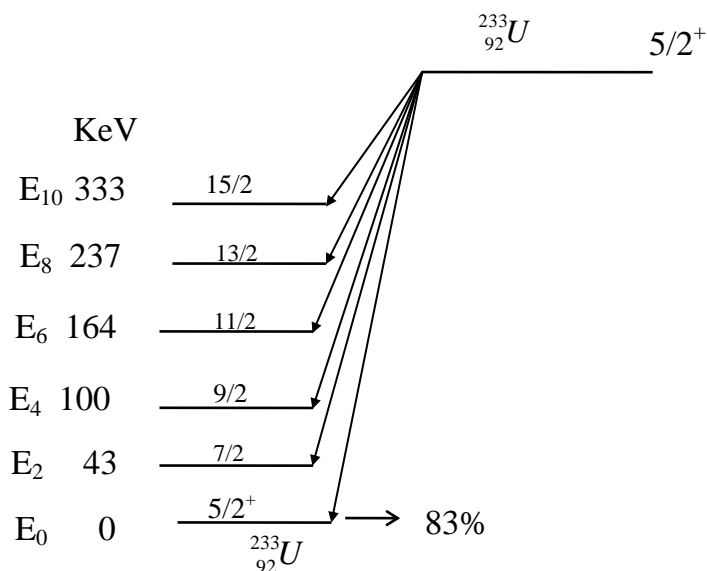
Ví dụ: ThC'



Hình 4.5 Sự phụ thuộc cường độ của vạch alpha theo nhóm năng lượng

Nhóm alpha	$E_\alpha(\text{MeV})$	Cường độ tương đối (%)
α_0	8,780	100,000
α_1	9,692	0,0035
α_2	10,422	0,0020
α_3	10,543	0,0018

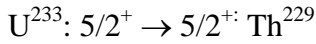
Giải thích sự tồn tại hai loại vạch phổ



Hình 4.6 Sơ đồ phân rã của $^{233}_{92}\text{U}$

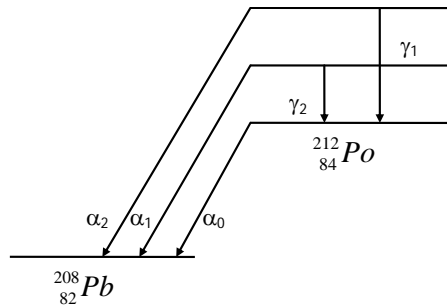
Đối với trường hợp a thì có thể xem hạt nhân mẹ ở trạng thái cơ bản, khi phân rã hạt nhân con ở trạng thái kích thích. Cường độ vạch phổ tuân theo quy tắc khoảng, ví dụ hạt nhân $^{238}_{92}\text{U}$: $E_2/E_4/E_6 = 43/100/164$, do đó cường độ giảm khi E_α giảm.

Chuyển dời chỉ có thể xảy ra giữa các trạng thái có mô men quỹ đạo giống nhau của nucleon lẻ trong hạt nhân mẹ và hạt nhân con:



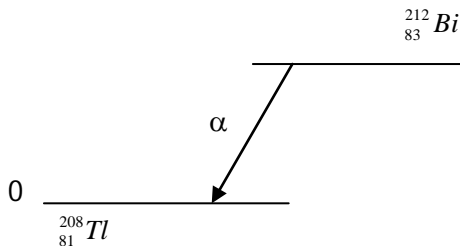
còn các trạng thái khác, do có sự chênh lệch mô men quỹ đạo càng lớn nên dịch chuyển càng khó.

Đối với phổ loại b, người ta giả thiết hạt nhân mẹ ở trạng thái kích thích khi phân rã về hạt nhân con ở trạng thái cơ bản. Ta xét sơ đồ phân rã như Hình 4.7.



Hình 4.7 Một số mức phân rã alpha của hạt nhân mẹ về $^{208}_{82}Pb$

$E_{\alpha 0} = 8,780$ MeV vạch với khối lượng của hạt nhân giật lùi $m_{\alpha} \ll M_R$, nên hầu như toàn bộ năng lượng trong phân rã alpha chuyển thành động năng của hạt alpha. Hình 4.8 mô tả phân rã alpha của $^{212}_{83}Bi$



Hình 4.8 Sơ đồ phân rã alpha của $^{212}_{83}Bi$

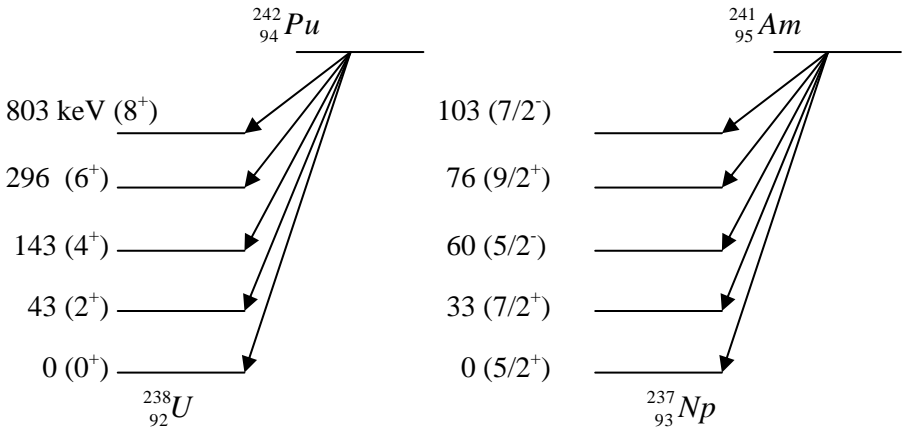
Trong phản ứng này, năng lượng của alpha đo được bằng thực nghiệm là $E_\alpha = 6,086$ MeV. Do đó, động năng của hạt nhân giật lùi là:

$$T_\alpha = E_\alpha \left(\frac{M_R}{M_R + m_\alpha} \right) = 6,086 \frac{4}{208} = 0,117 \text{ MeV} \quad (4.21)$$

Như vậy, năng lượng của phân rã alpha:

$$E_\alpha = T_\alpha + T_R = 6,086 + 0,117 = 6,203 \text{ MeV} \quad (4.22)$$

Xét một số phổ alpha đặc trưng:



Hình 4.9 Sơ đồ phân rã của $^{242}_{94}\text{Pu}$ và $^{241}_{95}\text{Am}$

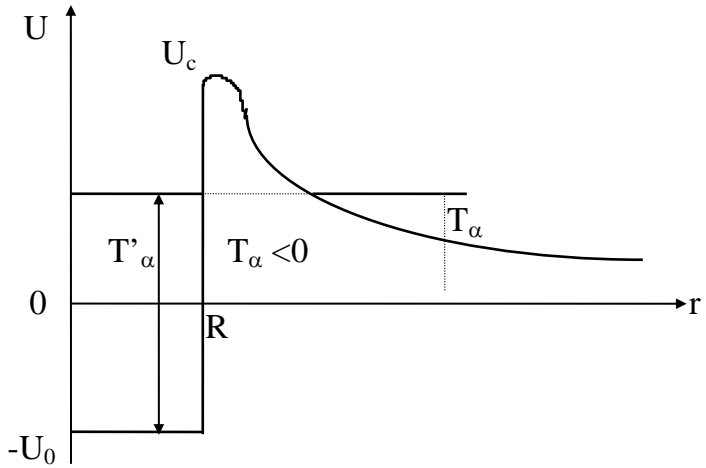
*** Hiệu ứng đường ngầm**

Năng lượng của hạt alpha phát ra trong hầu hết các nhân phóng xạ có giá trị dưới 10 MeV. Trong khi đó, thế năng tương tác Coulomb giữa hạt nhân con và alpha rất lớn so với giá trị này. Ví dụ, xét trường hợp hạt nhân ^{238}U phân rã alpha để trở thành hạt nhân con, thế năng tương tác Coulomb trong vùng bán kính hạt

nhân (R) ${}_{90}^{234}\text{Th}$ phụ thuộc vào số điện tích Z và điện tích electron như sau:

$$U_R = \frac{2Z.e^2}{R} \approx 30\text{MeV} \quad (4.23)$$

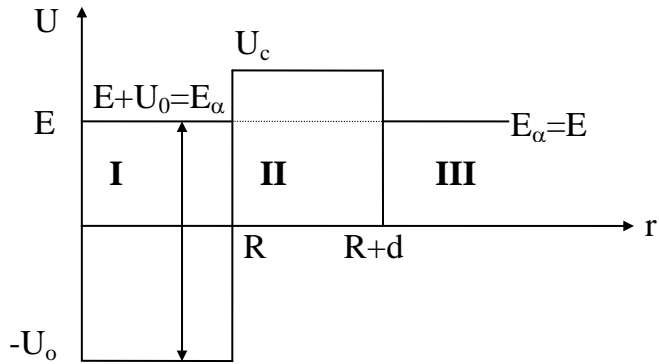
Theo vật lý cổ điển, hạt alpha phải có năng lượng lớn hơn giá trị 30 MeV mới có thể thoát ra khỏi hạt nhân mẹ ${}^{238}\text{U}$. Tương tác Coulomb đòi hỏi hạt alpha phải có động năng có giá trị tối thiểu bằng giá trị cực đại của thế năng.



Hình 4.10 Thế năng tương tác hạt nhân và thế Coulomb đối với hạt alpha

Vật lý cổ điển không thể giải thích hiện tượng phân rã alpha, khi mà hạt alpha bị giam giữ trong một hố thế năng có chiều cao lớn hơn động năng của hạt alpha. Tuy nhiên, hạt alpha vẫn có thể phát ra ngoài hạt nhân. Thế năng Coulomb đã ngăn chặn hạt alpha, làm thành một rào cản có chiều cao bằng chiều cao của đường biểu diễn thế năng.

Cơ học lượng tử đã giải thích hiện tượng này qua hiệu ứng đường ngầm, với việc giải phương trình Schrodinger. Để đơn giản, xét trường hợp hố thế có dạng vuông góc như Hình 4.11



Hình 4.11 Mô tả bờ thế chữ nhật

Hàm thế năng có dạng:

$$U(r) = \begin{cases} -U_0 & r < R \\ U_c & R \leq r \leq R+d \\ 0 & r > R+d \end{cases} \quad (4.24)$$

Xét trường hợp hạt alpha chuyển động từ trái sang phải với năng lượng toàn phần là E . Ta tính xác suất để hạt alpha xuyên qua rào thế. Hàm sóng $\psi(r)$ là nghiệm của phương trình Schrodinger, với $|\Psi(r)|^2$ mô tả mật độ xác suất tìm thấy hạt tại vị trí r . Phương trình Schrodinger:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (4.25)$$

Trong đó ψ là hàm sóng trong tọa độ xyz.

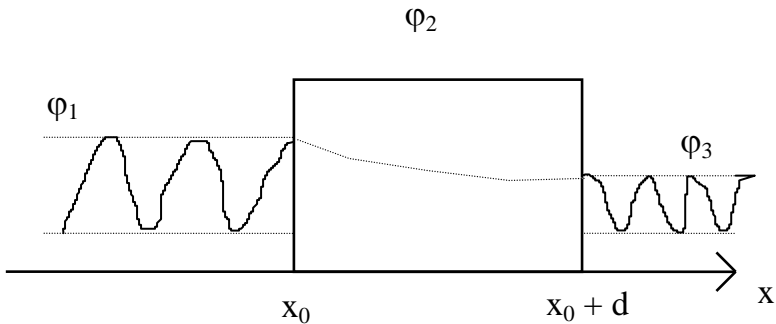
E là năng lượng toàn phần trong chuyển động tương đối của alpha và hạt nhân con, U là thế năng của hạt alpha.

Để đơn giản, ta xét bài toán một chiều, theo x :

Trong miền (I): $\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E + U_0)\psi(x) = 0$ (4.26)

Trong miền (II): $\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_c)\psi(x) = 0$ (4.27)

Trong miền (III): $\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E)\psi(x) = 0$ (4.28)



Hình 4.12 Mô tả hiệu ứng đường ngầm.

Nghiệm miền I:

$$K^2 + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0) = 0 \Rightarrow K = \pm i \sqrt{\frac{2m(E - U_0)}{\hbar^2}} \quad (4.29)$$

$$\psi_1(x) = Ae^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2m(E-U_0)}x} + Be^{-\frac{i}{\hbar}\sqrt{2m(E-U_0)}x}$$

Nghiệm của miền III:

$$K^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E = 0 \Rightarrow K = \pm \frac{i}{\hbar}\sqrt{2mE} \quad (4.30)$$

$$\psi_3(x) = ae^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mE}x} + be^{-\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mE}x}$$

Nghiệm của miền II:

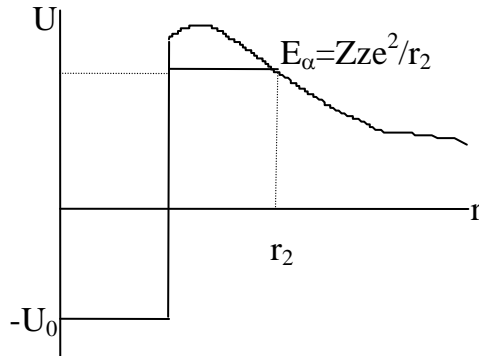
$$K^2 + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_c) = 0; \quad U_c > E \Rightarrow$$

$$\Rightarrow K^2 - \frac{2m}{\hbar^2}(U_c - E) = 0 \Rightarrow K = \pm \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_c - E)} \quad (4.31)$$

$$\psi_2(x) = \alpha e^{\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_c - E)}x} + \beta e^{-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_c - E)}x}$$

Kết quả cho thấy: Hàm sóng tại miền I và miền III có tính chất dao động. Miền II có tính chất hàm mũ. Hơn nữa, vì nồng độ hạt khi đi qua rào thế chỉ có thể giảm nên hệ số α phải rất nhỏ hơn β ($\alpha \ll \beta$).

$$\text{Do đó: } \psi_2(x) = \beta e^{-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_c - E)}x} \quad (4.32)$$



Hình 4.13 Mô tả rào thế

Hệ số xuyên qua D được xác định bằng tỷ số các mật độ thông lượng xác suất tại các mặt giới hạn:

$$D = \frac{v_{III}}{v_I} \left| \frac{\psi_{II}(x_0 + d)}{\psi_I(x_0)_{\text{tối}}} \right|^2 \quad (4.33)$$

Khi $x = x_0 + d$ thì: $\psi = \psi_{II}(x)$, và vì $v_I = v_{III}$ tức là năng lượng của hạt tới và hạt truyền qua đều như nhau, có thể chọn:

$$|\psi_I(x_0)|^2 = A^2 = 1$$

$$\text{Suy ra: } |\psi_{II}(x_0 + d)|^2 \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_c - E)}(x_0 + d)} \quad (4.34)$$

Kết quả này có thể mở rộng cho rào thế có dạng bất kỳ.

Ta có thể đưa rào thế đó thành những rào vuông góc có độ rộng và chiều cao u_k , vì vậy:

$$D = D_1 \cdot D_2 \dots D_n = e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(u_1 - E)} \Delta r_1} \dots = e^{-\frac{2}{\hbar} \sum_k \sqrt{2m(u_k - E)} \Delta r_k}$$

nếu Δr rất nhỏ thì:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(U_c - E)} dr} \quad (4.35)$$

nếu U_c có dạng $U_c = \frac{Z \cdot z \cdot e^2}{E_\alpha}$ thì công thức trên xác định được:

$$r_1 = R; \quad r_2 = Z \cdot z \cdot e^2 / E_\alpha$$

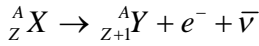
4.3.2 Phân rã beta

Phân rã beta là hiện tượng hạt nhân tự động phát ra các electron, positron. Sau khi phân rã, hạt nhân mẹ không thay đổi số khối A , nhưng điện tích Z thay đổi một đơn vị. Có ba loại phân rã beta.

Phân rã β^-

Phân rã β^- là hiện tượng hạt nhân phát ra một electron (e^-), một phản hạt antineutrino ($\bar{\nu}$). Thực chất quá trình này là bên trong hạt

nhân mẹ một neutron biến đổi thành một proton ngay lúc phân rã.



Điều kiện về mặt năng lượng là liên kết của hạt nhân mẹ đối với hạt nhân con Y và electron có giá trị âm (khối lượng và điện tích của antineutrino bằng 0).

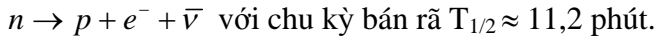
$$\Delta E_{(e^-, Y)} = (m_e + M_Y - M_X)c^2 < 0$$

$$\text{Hay } M_X > m_e + M_Y$$

Nếu viết theo khối lượng nguyên tử (bỏ qua năng lượng liên kết của các electron).

$$M_X > M_Y \quad (4.36)$$

Hạt nhân nhẹ nhất có thể phân rã β^- là hạt neutron, do khối lượng của neutron lớn hơn khối lượng của proton nên ở trạng thái tự do neutron phân rã thành proton theo phương trình:



Phân rã β^+

Phân rã β^+ là hiện tượng hạt nhân tự động phát ra một positron (e^+) và một hạt neutrino (ν). Quá trình xảy ra trong hạt nhân mẹ là một proton biến đổi thành một neutron. Do đó, điện tích của hạt nhân con giảm đi một đơn vị.



Điều kiện về năng lượng là hạt nhân mẹ phải có năng lượng liên kết âm đối với hạt nhân con và positron:

$$\Delta E_{(e^+, Y)} = [m_e + M_Y - M_X] c^2 < 0 \quad (4.38)$$

$$\text{Hay } M_X > M_Y + m_e \quad (4.39)$$

Positron là một phản hạt của electron, có khối lượng bằng khối lượng của electron, điện tích bằng giá trị điện tích của electron nhưng ngược dấu ($e^+ = +1,6.10^{19}C$).

Hiện tượng chiếm electron (hay chiếm K)

Ngoài hai quá trình nêu trên, trong phân rã beta còn có hiện tượng một proton trong hạt nhân tương tác với một electron của vỏ điện tử (thường là electron ở lớp vỏ K) phát ra neutrino. Quá trình này rất đặc biệt, vì không có electron hay positron bay ra. Điện tích hạt nhân giảm một đơn vị trong hiện tượng chiếm K:



Điều kiện về năng lượng:

$$M_X > M_Y \quad (4.41)$$

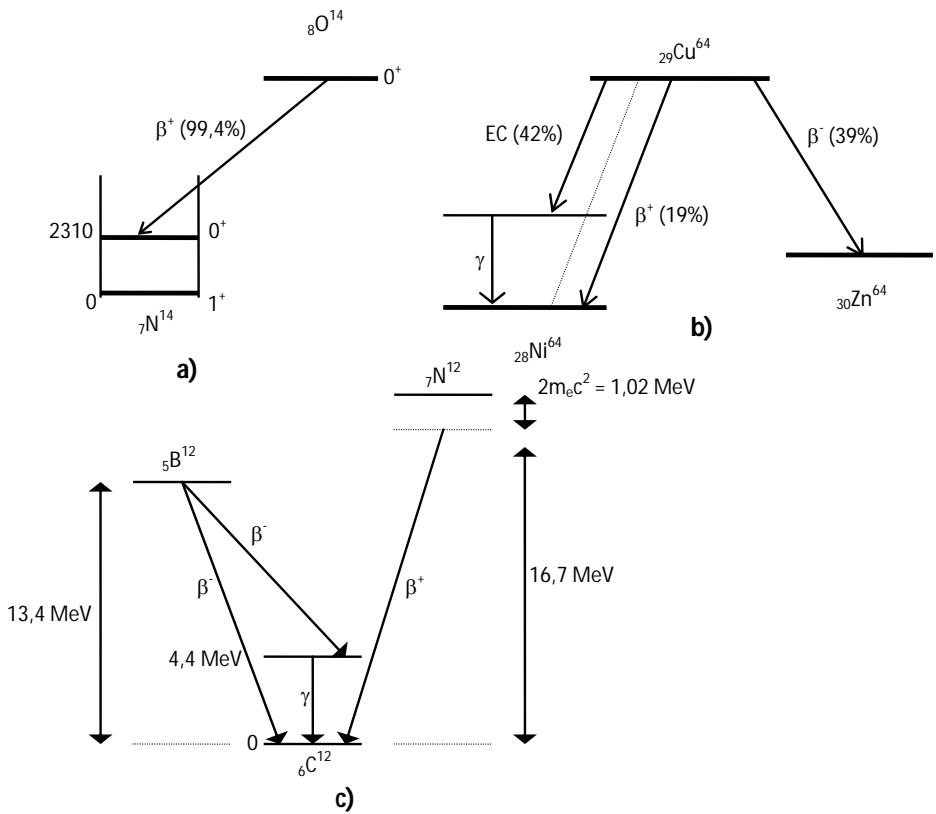
So sánh Công thức 4.39 và 4.41 ta thấy hiện tượng chiếm K dễ dàng xảy ra hơn so với phân rã β^+ theo quan điểm năng lượng, đặc biệt nếu:

$$M_Y + 2m_e > M_X > M_Y$$

thì quá trình chiếm K là cho phép, còn phân rã β^+ bị cấm. Phân rã β^+ thường kèm theo hiện tượng chiếm K, nhưng ngược lại không phải bao giờ cũng đúng. Ví dụ: hạt nhân 7_4Be có khối lượng lớn hơn 7_3Li 0,864 MeV nhưng nhỏ thua $2m_e c^2 = 1,022$ MeV. Do đó, 7_4Be chỉ xảy ra hiện tượng chiếm K mà không phân rã β^+ .

Tóm lại, ba quá trình căn bản liên quan đến sự phân rã beta là:

- Phân rã β^- : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
- Phân rã β^+ : $p \rightarrow n + e^+ + \nu$
- Chiếm K: $e^- + p \rightarrow n + \nu$



Hình 4.14 Một số sơ đồ phân rã beta

Các đặc điểm của phân rã beta

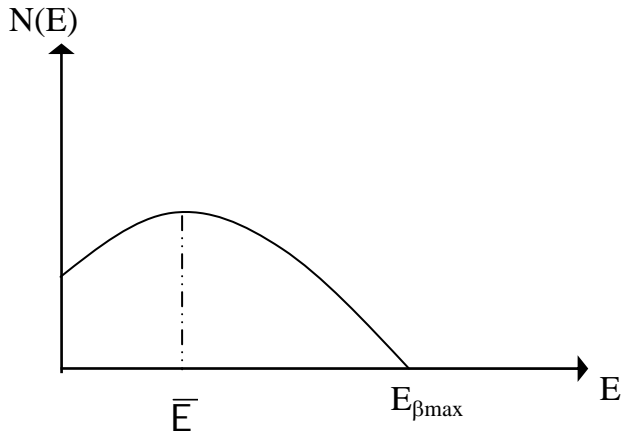
Phổ beta

Năng lượng trong phân rã beta của các hạt nhân thay đổi từ 0,02 MeV đến 13,4 MeV:

$${}_1\text{H}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + e^- \quad \Delta E_\beta = 0,02 \text{ MeV}$$

$${}_5\text{B}^{12} \rightarrow {}_6\text{C}^{12} + e^- \quad \Delta E_\beta = 13,4 \text{ MeV}$$

Khác với phổ vạch của phân rã alpha, tất cả các hạt alpha trong cùng mỗi nhóm có năng lượng như nhau. Trong khi phổ beta là liên tục.



Hình 4.15 Dạng phổ beta

Tất cả các hạt beta phát ra đều có năng lượng $E_{\beta} \leq E_{\beta\max} \leq \Delta E_{\beta}$. Mỗi phổ beta đều được đặc trưng bằng một giá trị $E_{\beta\max}$ xác định, đối với các hạt nhân phân rã beta thì $E_{\beta\max}$ nằm trong khoảng:

$$3 \text{ keV} \leq E_{\beta\max} \leq 15 \text{ MeV}$$

Mỗi phổ beta có một giá trị trung bình \bar{E} xác định tương ứng với chùm hạt beta có cường độ lớn nhất.

Trong vùng hạt nhân nặng: $\bar{E} \approx (1/3)E_{\beta\max}$

Trong vùng hạt nhân nhẹ: $\bar{E} \approx (1/2) E_{\beta\max}$

Kèm theo phân rã beta, thường hạt nhân cũng phát gamma, và đa phân gamma phát ra có năng lượng cao.

Đối với các hạt nhân phân rã beta tự nhiên thì \bar{E} nằm trong khoảng từ 0,4 MeV đến 0,6 MeV.

Phổ beta và sự tồn tại neutrino

Trước khi có giả thiết về hạt neutrino do Pauli đưa ra (1930), người ta không thể giải thích được một số tính chất bất thường trong phổ beta do thực nghiệm. Ví dụ, vấn đề bảo toàn năng lượng, bảo toàn spin trong phân rã beta. Ta thấy, nếu năng lượng trong phân rã beta chỉ do electron mang lại thông qua động năng của nó (E_β) thì các phép đo chính xác luôn luôn thu được giá trị $E_\beta < E_{\beta\max}$ (năng lượng giạt lùi của hạt nhân con rất bé), như vậy một phần năng lượng bị mất đi trong phân rã beta. Mặt khác, ngay cả spin của hạt nhân cũng không bảo toàn, ví dụ: giả sử hạt nhân mẹ có A chẵn, spin là một số nguyên. Khi phân rã (vì A không đổi trong phân rã β) do đó spin của hạt nhân con cũng là số nguyên kết hợp với electron là hạt có spin bán nguyên. Kết quả trước khi phân rã hệ có spin nguyên, sau khi phân rã hệ có spin bán nguyên. Lý luận tương tự cho trường hợp A lẻ, spin không bảo toàn.

Theo Pauli, trong phân rã β , ngoài electron còn có một hạt tham gia. Hạt đó có điện tích bằng 0, khối lượng nghỉ bằng 0, spin $= \frac{1}{2}\hbar$. Sau này Fermi đặt tên là neutrino và ký hiệu ν . Nhờ đưa vào giả thiết về neutrino, dễ dàng giải thích được năng lượng và spin trong phân rã β bảo toàn. Thật vậy, năng lượng trong phân rã β phân bổ cho hạt β (E_β), một phần cho neutrino (E_ν) và hạt nhân con giạt lùi (E_R):

$$E_{\beta\max} = \Delta E_\beta = E_\beta + E_\nu + E_R \quad (4.42)$$

do hạt nhân con có khối lượng lớn so với electron và ν , nên E_R rất nhỏ và có thể bỏ qua:

$$\Delta E_\beta \approx E_\beta + E_\nu \Rightarrow E_\beta = \Delta E_\beta - E_\nu \quad (4.43)$$

Năng lượng do neutrino mang đi E_ν có giá trị không xác định, dẫn đến E_β có giá trị không xác định, làm cho phổ beta liên tục. Vì spin của neutrino bán nguyên nên spin của hệ trong phân rã beta cũng được bảo toàn.

Sau khi Pauli đưa ra giả thiết sự tồn tại hạt neutrino, nhiều thí nghiệm đã tiến hành nhằm xác định neutrino bằng thực nghiệm, nhưng một thời gian dài người ta không thể ghi được hạt này một cách trực tiếp. Sự khó khăn ở chỗ là tiết diện tương tác của hạt neutrino rất bé ($\sigma \approx 10^{-20} \text{ barn} = 10^{-44} \text{ cm}^2$).

Gọi λ là khoảng cách trung bình giữa hai lần va chạm liên tiếp trong môi trường, tức là quãng chạy trung bình của neutrino. Trong môi trường vật chất thông thường mật độ $N \approx 10^{22}$ hạt nhân/cm³, thì:

$$\lambda = 1/N\sigma = 1/10^{22} \cdot 10^{-44} = 10^{-22} \text{ cm} = 10^{-17} \text{ km}.$$

Nếu môi trường là chất hạt nhân, mật độ $N \approx 10^{38}$ hạt nhân/cm³ thì:

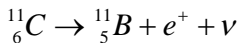
$$\lambda = 1/N\sigma = 1/10^{38} \cdot 10^{-44} = 10^{-6} \text{ cm}$$

Vì thế, việc quan sát trực tiếp neutrino là không thể. Thông thường việc xác nhận sự tồn tại neutrino qua các hiệu ứng gián tiếp.

Một vài thí nghiệm về tồn tại của antineutrino và neutrino

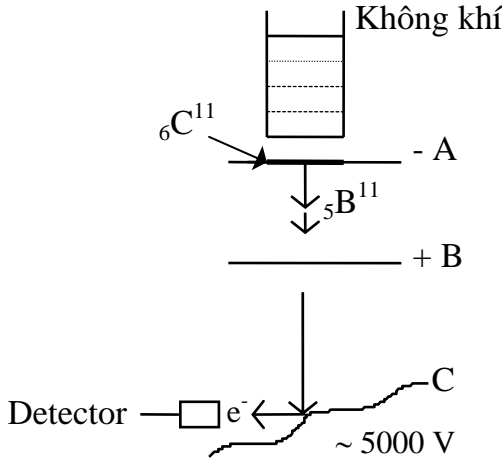
- *Thí nghiệm của Lepunski (1936)*

Trong thí nghiệm này, Lepunski so sánh phổ năng lượng của electron giạt lùi và phổ năng lượng của positron qua phân rã:



Giả sử không có sự tham gia của ν trong phân rã, theo định luật bảo toàn động lượng thì khi hạt nhân ${}^{11}\text{C}$ phân rã β^{+} , thì hạt e^{+} sẽ được ghi bằng detector. Còn hạt nhân giạt lùi ${}^{11}\text{B}$ bay ra khỏi nguồn dưới dạng ion dương. Ion này đi vào khoảng giữa hai điện cực AB có đặt một điện thế hãm, làm ngăn cản chuyển động của ion đến cực B. Chỉ cho các ion có năng lượng lớn hơn điện thế hãm lọt qua B để vào vùng có hiệu điện thế tăng tốc BC. Nhờ hiệu điện thế tăng tốc này, các ion dương thu đủ năng lượng làm bật các

electron thứ cấp, các electron thứ cấp này sẽ được detector ghi $|\vec{P}_e| = |\vec{P}_{11B}|$, nếu có neutrino thì $|\vec{P}_e| \neq |\vec{P}_{11B}|$.

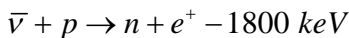


Hình 4.16 Sơ đồ thí nghiệm của Lepunski

Nếu ta thay đổi điện thế hãm, số ion dương sẽ thay đổi dẫn đến số electron thứ cấp cũng thay đổi theo. Từ việc ghi electron thứ cấp, ta ghi được phân bố các hạt nhân giạt lùi theo năng lượng. So sánh phân bố theo năng lượng của các hạt nhân giạt lùi và phân bố năng lượng của positron, kết quả ghi được trong phân rã beta ngoài e^+ còn có một hạt khác nữa.

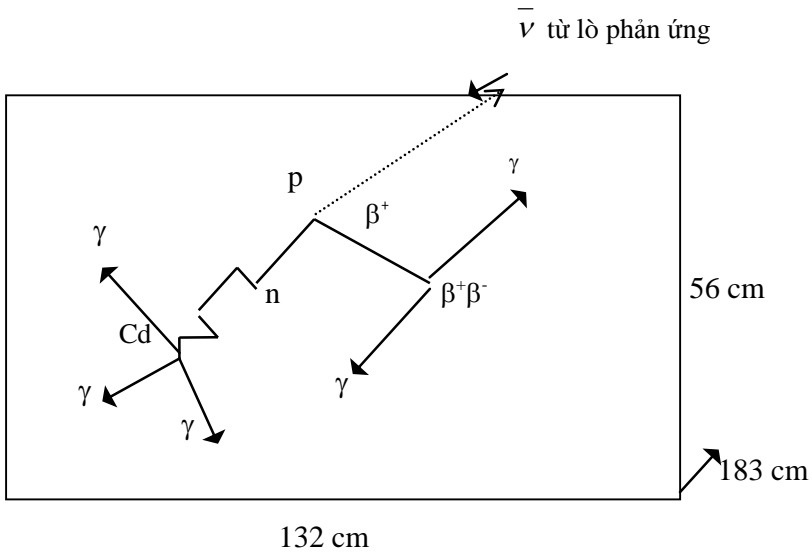
- *Thí nghiệm của F. Reines và C. L. Cowan (1959)*

Trong thí nghiệm này, Reines và Cowan đã chứng tỏ quá trình tương tác giữa antineutrino và proton, một quá trình ngược của sự phân rã neutron:



Các antineutrino từ một lò phản ứng đi vào thiết bị chứa $1,4 \cdot 10^3$ lít dung dịch chất nhấp nháy lỏng. Khi một antineutrino bị

hấp thụ bởi một proton trong dung dịch, theo phản ứng trên, nếu năng lượng của antineutrino vượt trên giới hạn ngưỡng, thì sẽ tạo ra một neutron và một positron. Positron tương tác với môi trường chất nhấp nháy tạo ra một tín hiệu sáng tức thời, và được ghi bởi detector. Còn neutron tạo ra trong phản ứng sẽ tán xạ đàn hồi với chất nhấp nháy, mất dần năng lượng và cuối cùng sẽ bị hấp thụ bởi cadmium (Cd) đã được đưa vào môi trường nhấp nháy. Neutron tương tác với Cd tạo ra phản ứng (n, γ) , với phổ năng lượng toàn phần trong phản ứng này là 9 MeV. Tia gamma phát ra trong phản ứng này được ghi nhận bởi detector nhấp nháy lỏng. Thời gian làm chậm neutron cỡ 30 μ s.



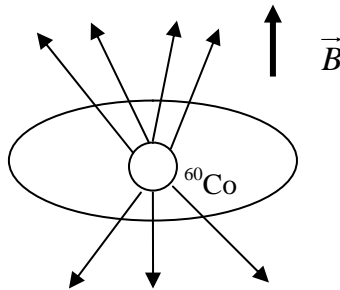
Hình 4.17 Sơ đồ thí nghiệm xác định tiết diện hấp thụ của antineutrino

Các xung neutron và positron được ghi bằng phương pháp trùng phù hợp chậm. Sự khác biệt về tốc độ đếm khi lò phản ứng ở chế độ hoạt động và ở chế độ ngưng hoạt động đã chứng minh sự tồn tại của quá trình hấp thụ antineutrino bởi proton.

Trong thí nghiệm này, người ta đếm được 36 ± 4 biến cố trong một giờ, từ đó tính được tiết diện tương tác cỡ $(11 \pm 2,6) \cdot 10^{-20}$ barn.

Sự khác biệt giữa neutrino và antineutrino ở chiều quay của spin. Những thí nghiệm hiện đại xác nhận antineutrino có spin cùng phương và cùng chiều với động lượng, chiều quay spin của antineutrino là chiều kim đồng hồ khi ta nhìn từ phía sau tới, do đó antineutrino có chiều xoắn về phía tay phải. Trong khi đó, neutrino có chiều xoắn về phía tay trái, neutrino có spin quay ngược chiều kim đồng hồ khi nhìn từ đằng sau tới. Như vậy, tự nhiên đã phân biệt neutrino với antineutrino. Sự bất đối xứng này thể hiện qua tính chất không bảo toàn tính chẵn lẻ trong tương tác yếu beta được C. N. Yang và T. D. Lee tiên đoán và C. S. Wu kiểm nghiệm bằng thực nghiệm năm 1957.

Nguyên lý cho rằng thiên nhiên không phân biệt được bên phải, bên trái hay là định luật bảo toàn tính chẵn lẻ bị vi phạm trong phân rã beta.



Hình 4.18 Bố trí nguồn ^{60}Co trong từ trường

Trong thí nghiệm của C.S.Wu, nguồn phóng xạ beta ^{60}Co đặt trong một từ trường rất mạnh được tạo ra từ dòng điện không đổi, có cường độ từ trường đến hàng ngàn Oestet. Người ta chọn nguồn ^{60}Co có spin lớn ($J = 5$). Do đó, khi đặt trong từ trường mạnh, ^{60}Co bị phân cực. Người ta ghi các tia beta phát ra theo hai hướng cùng chiều và ngược chiều với vector cường độ từ trường. Kết quả cho thấy các tia beta phát ra theo hướng từ trường lớn hơn số tia beta phát ra theo hướng ngược lại (trong thí nghiệm của Wu là 40%).

Qua thí nghiệm của Wu, lý thuyết về tính không bảo toàn chẵn lẻ trong tương tác yếu của Lee và Yang đã được kiểm chứng.

Cơ sở lý thuyết của phân rã beta

Fermi thừa nhận giả thiết của Pauli, và đặt tên cho hạt thứ ba là neutrino trong phân rã beta. Xem quá trình phân rã beta là quá trình biến đổi các nucleon trong hạt nhân theo sơ đồ phân rã:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (4.44)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (4.45)$$

Tại thời điểm phân rã, hạt nhân hình thành các hạt β và ν , và quá trình phân rã sẽ là quá trình tương tác giữa các nucleon với trường các electron và neutrino.

- Phân bố theo năng lượng

Theo cơ học lượng tử thì xác suất phân rã beta trong một đơn vị thời gian chính là xác suất phân rã các trạng thái. Xác suất đó có giá trị:

$$d\omega = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{ik}|^2 \rho(E) \quad (4.46)$$

$H_{ik} = \int \psi_k^* H \psi_i d\tau$ gọi là phần tử ma trận của toán tử tương tác H, toán tử tương tác H là toán tử tương tác giữa các electron và nucleon, còn $\rho(E) = \frac{dn}{dE}$ là mật độ trạng thái cuối của hệ (số trạng thái cuối trong một đơn vị năng lượng).

$dn = dn_\beta dn_\nu$ là số trạng thái cuối của hệ .

Từ năng lượng toàn phần của hạt phát ra: $E_\beta + E_\nu = E_{\beta\max} = \Delta E_\beta = \text{const}$. Đối với một dịch chuyển beta xác định, ta có:

$$|dE_\beta| = |dE_\nu| \equiv dE$$

Nếu hạt có năng lượng trong khoảng $E \rightarrow E + dE$ thì tương ứng với xung lượng trong khoảng $p \rightarrow p + dp$.

Giả sử trong không gian xung lượng, đầu mút của vector p nằm trong lớp cầu có bán kính p và $p + dp$, đầu mút nằm trong một thể tích $4\pi p^2 dp$.

Theo thống kê lượng tử: Số trạng thái cuối sẽ là:

$$dn = \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} V.$$

V là thể tích không gian pha, có hệ mà ta đang xét đã được chuẩn hóa $(2\pi\hbar)^3$ là phần tử thể tích của không gian pha tương ứng với một trạng thái của hệ.

Vì vậy ta có:

$$dn_\beta = \frac{4\pi p_\beta^2 dp_\beta}{(2\pi\hbar)^3} V ; dn_v = \frac{4\pi p_v^2 dp_v}{(2\pi\hbar)^3} V$$

và
$$dn = dn_\beta dn_v = \frac{16\pi^2 V^2 p_\beta^2 p_v^2 dp_\beta dp_v}{(2\pi\hbar)^6}$$

Cuối cùng mật độ trạng thái: $\rho(E) = \frac{dn}{dE}$

$$\rho(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{16\pi^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6} p_\beta^2 p_v^2 dp_\beta dp_v \frac{1}{dE} \quad (4.47)$$

Theo lý thuyết tương đối tính:

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m_0^2 c^2 \Rightarrow p = \left(\frac{E^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{1/2},$$

lấy vi phân hai vế: $\frac{2EdE}{c^2} = 2pdp \Rightarrow pdp = \frac{EdE}{c^2}$

Đổi với β :

$$p_\beta dp_\beta = \frac{E_\beta dE_\beta}{c^2} \text{ tương tự } p_\nu dp_\nu = \frac{E_\nu dE_\nu}{c^2}$$

Thay các giá trị vào $d\omega$, ta có:

$$d\omega = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{ik}|^2 \frac{16\pi^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6 c^4} E_\beta E_\nu \left(\frac{E_\beta^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_\nu^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{\frac{1}{2}} dE \quad (4.48)$$

Ta phải chuyển $E_\nu \rightarrow E_\beta$ vì E_ν không đo trực tiếp được. $E_\nu = E_{\beta\max} - E_\beta$ và đưa vào khái niệm năng lượng tương đối:

$$\varepsilon = \frac{E_\beta}{m_0 c^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{E_{\beta\max}}{m_0 c^2} \text{ ta có công thức cuối cùng:}$$

$$d\omega(\varepsilon) = \frac{V^2 m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H_{ik}|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (4.49)$$

đặt hằng số: $\frac{V^2 m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H_{ik}|^2 \equiv C^2$, ta có:

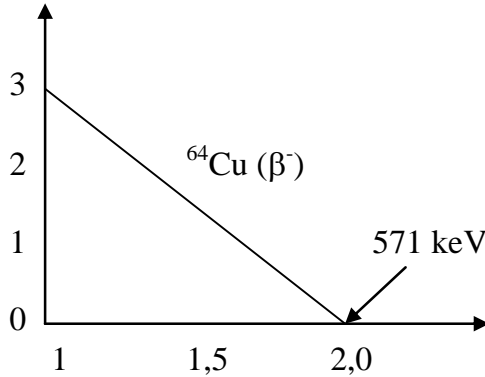
$$\frac{d\omega(\varepsilon)}{d\varepsilon} = I(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \quad (4.50)$$

Gọi là hàm phân bố các hạt beta theo năng lượng. $I(\varepsilon)$ là cường độ các hạt beta với năng lượng tương đối ε , nếu ta biến đổi:

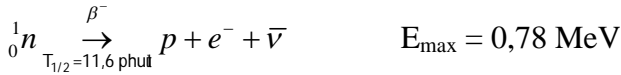
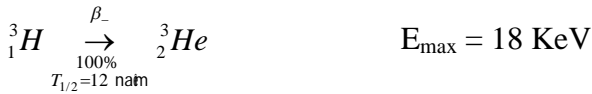
$$\sqrt{\frac{I(\varepsilon)}{\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{1/2}}} = C(\varepsilon_0 - \varepsilon) \equiv F(\varepsilon) \quad (4.51)$$

$F(\varepsilon)$ phụ thuộc tuyến tính vào ε , gọi là đường cong Fermi. Các phổ thực nghiệm tuân theo quy luật tuyến tính $F(\varepsilon) = C(\varepsilon_0 - \varepsilon)$. Đặc

biệt với ba phổ β đơn giản sau đây, phổ thu được rất phù hợp với lý thuyết trên đường cong Fermi.



Hình 4.19 Đường Curie của phân rã β đối với ^{64}Cu

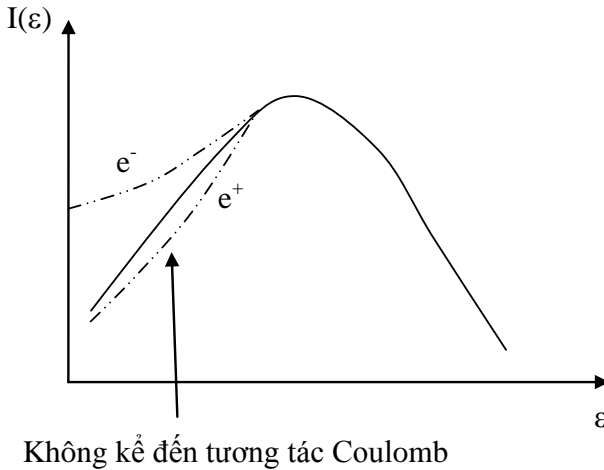


- Số hiệu chính Coulomb

Nếu tính đến tương tác Coulomb của hạt nhân lên hạt beta thì phải đưa thêm vào số hiệu chính $f(Z, \varepsilon)$. Đường cong Fermi có dạng:

$$F(\varepsilon) = \frac{l(\varepsilon)}{\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} f(Z, \varepsilon)} = C(\varepsilon_0 - \varepsilon) \quad (4.52)$$

Nếu kể đến hiệu chỉnh Coulomb ta thấy: Tương tác Coulomb tăng số e^- trong vùng năng lượng nhỏ, và làm giảm số e^+ trong vùng năng lượng nhỏ.



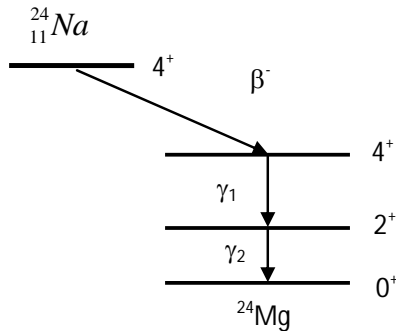
Hình 4.20 Ảnh hưởng của hiệu ứng Coulomb trong phân rã beta

4.3.3. Dịch chuyển gamma

Hiện tượng khi hạt nhân chuyển dời từ trạng thái kích thích cao xuống các trạng thái kích thích thấp hơn, bằng cách phát ra bức xạ điện từ có bước sóng ngắn gọi là tia gamma. Trong quá trình này, hạt nhân không thay đổi số khối A và điện tích Z , mà chỉ thay đổi trạng thái của hạt nhân mà thôi:



Hạt nhân ở trạng thái kích thích được tạo nên thường thông qua phản ứng hạt nhân hoặc sau các quá trình phân rã beta, phân rã alpha để về các mức năng lượng cao của hạt nhân con, khi mà trạng thái cơ bản dịch chuyển bị cấm bậc cao vì spin và độ chẵn lẻ giữa hạt nhân mẹ và hạt nhân con quá khác biệt nhau. Ví dụ xét sơ đồ phân rã beta của ${}^{24}\text{Na}$.



Hình 4.21 Sơ đồ phân rã của $^{24}_{11}\text{Na}$

Từ sơ đồ phân rã ta thấy, hạt nhân ^{24}Na có spin và độ chẵn lẻ 4^+ , khi phân rã β^- về trạng thái cơ bản của ^{24}Mg có spin và độ chẵn lẻ 0^+ , phân rã này thuộc loại bị cấm bậc cao, trong khi phân rã beta về trạng thái 4^+ là thuận lợi vì có cùng trạng thái spin và độ chẵn lẻ. Phân rã beta này có chu kỳ bán rã là 15 giờ.

Do tính chất lượng tử các mức năng lượng của hạt nhân, nên gamma phát ra có phổ năng lượng là phổ vạch. Ở đây ta chỉ xét phân rã gamma không liên quan đến nguyên nhân gây ra quá trình kích thích hạt nhân mà chỉ xét bản chất của chuyển dời.

Hiện tượng chuyển dời từ trạng thái kích thích cao về trạng thái năng lượng thấp hơn nếu trong chuyển dời đó có năng lượng:

$$E_\gamma > 2m_0c^2$$

khi đó người ta thấy hạt nhân phát ra cặp electron và positron và gọi đó là hiện tượng tạo cặp.

Quá trình chuyển dời trạng thái của hạt nhân bằng cách phát ra bức xạ gamma còn có hiện tượng electron biến hoá trong và hiện tượng tạo cặp.

Theo lý thuyết điện từ thì:

$$\begin{aligned}
E_\gamma &= h\nu = 2\pi\hbar\nu = \hbar\omega \\
\vec{P}_\gamma &= \hbar\vec{k}, \quad \vec{k} \text{ là vector sóng, } |\vec{k}| = k = \frac{2\pi c}{\lambda\nu} \\
\lambda &= \frac{hc}{h\nu} = \frac{hc}{E_\gamma} \\
\Rightarrow k &= \frac{2\pi E_\gamma}{hc} = \frac{2\pi h\nu}{hc} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c} \\
\vec{k} &= \frac{\omega}{c}\vec{n}
\end{aligned} \tag{4.54}$$

Theo lý thuyết của điện động lực học lượng tử, xác suất dịch chuyển gamma λ phụ thuộc mạnh vào spin J và số lượng tử mô men động lượng L của bức xạ. Mỗi bức xạ được đặc trưng bởi bậc đa cực l . Trường hợp $l = 1$ là bức xạ lưỡng cực, $l = 2$ là bức xạ tứ cực, ...

Có hai loại dịch chuyển trong quá trình hạt nhân phát gamma, đó là dịch chuyển điện và dịch chuyển từ. Dịch chuyển điện liên quan đến sự phân bố lại điện tích trong hạt nhân, dịch chuyển từ liên quan đến sự phân bố mật độ dòng trong hạt nhân.

$$\text{Giá trị } l \text{ xác định bởi } |J_d - J_c| \leq l \leq J_d + J_c$$

Trong đó J_d, J_c là spin của trạng thái đầu và spin của trạng thái cuối của mức năng lượng hạt nhân.

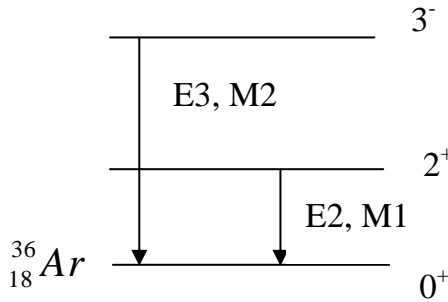
Ứng với mỗi giá trị của l có $(2)^l$ bức xạ đa cực điện và $(2)^{l-1}$ bức xạ đa cực từ.

Với $l = 1$ ta có dịch chuyển lưỡng cực điện, ký hiệu E1; với $l = 2$ ta có dịch chuyển tứ cực điện E2 và dịch chuyển lưỡng cực từ M1, với $l = 3$ ta có E3 và M2, ...

Khi giá trị mô men động lượng L của bức xạ tăng, thời gian sống của mức năng lượng kích thích tăng rất nhanh. Ví dụ, với chuyển dời lưỡng cực ($l = 1$), tương ứng với thời gian sống τ cỡ $10^{13} \div 10^{17}$ giây, trong khi với chuyển dời tứ cực ($l = 2$) thì τ cỡ 10^{-13} giây.

Do đó các bức xạ chủ yếu tập trung vào các bậc đa cực thấp, tuân theo quy tắc lựa chọn: $l = |\Delta J|, |\Delta J| + 1$.

Chẳng hạn, xét các bức xạ gamma phát ra từ hạt nhân ${}^{36}_{18}\text{Ar}$



Hình 4.22 Mô tả bậc đa cực của phân rã ${}^{36}_{18}\text{Ar}$

Theo định luật bảo toàn chẵn lẻ thì các chuyển dời đa cực điện xảy ra nếu tính chẵn lẻ của hạt nhân ở trạng thái đầu và cuối thỏa mãn hệ thức: $(\pi_d/\pi_c) = (-1)^l$, các chuyển dời đa cực từ sẽ xảy ra khi: $(\pi_d/\pi_c) = (-1)^{l+1}$.

Bảng 4.1 Các loại chuyển dời theo spin và bậc đa cực.

	$\Delta J = 0$	$\Delta J = 1$	$\Delta J = 2$	$\Delta J = 3$
$\Delta\pi$ thay đổi	E1, M2	E1, M2	M2, E3	E3, M4
$\Delta\pi$ không đổi	M1, E2	M1, E2	E 2, M3	M3, E4

Trong các chuyển dời khả dĩ, phải loại trừ chuyển dời với $|\Delta J| = 0$, nghĩa là dịch chuyển $0 - 0$ bị cấm. Tương tự $|\Delta J| = 1$ với l

= 2 thì dịch chuyển 0 - 1, 1 - 0 bị cấm; $|\Delta J| = 3$ thì dịch chuyển 0 - 2, 2 - 0 bị cấm, ...

Giữa các chuyển dời cùng bậc đa cực thì tỷ số xác suất dịch chuyển điện từ là $\frac{R^2}{(2L+3)^3}$ (R là bán kính hạt nhân).

Nếu xét tỷ số xác suất dịch chuyển giữa hai đa cực cùng loại, nhưng có bậc đa cực khác nhau một đơn vị thì:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{M_1}{M_2} = \dots \cong 10^5$$

Các chuyển dời bậc cao với năng lượng chuyển dời thấp thì có thời gian sống lớn (cỡ vài giây cho đến trên giờ), các trạng thái kích thích hạt nhân có thời gian sống lâu như vậy được gọi là các trạng thái đồng phân hạt nhân. Hiện tượng đồng phân hạt nhân được phát hiện lần đầu tiên bởi O. Hann vào năm 1921 ở hạt nhân ^{234}Pa trong chuỗi hạt nhân phóng xạ tự nhiên thuộc họ Uranium ($4n + 2$), sau này I. V. Kurchatov (1935) phát hiện hạt nhân ^{80}Br và ^{115}In .

*** Hiện tượng biến hoán trong**

Trong quá trình chuyển dời, hạt nhân phát ra những bức xạ gamma. Tuy nhiên, quá trình phát gamma không phải là quá trình duy nhất để hạt nhân giảm năng lượng kích thích. Hạt nhân có thể giảm năng lượng kích thích bằng cách bứt các electron từ các vỏ điện tử, gọi là hiện tượng biến hoán trong. Các electron bị bứt ra gọi là các electron biến hoán.

Năng lượng của các electron biến hoán trong, ví dụ năng lượng các e^- từ vỏ K, L bứt ra ngoài:

$$E_{eK} = E_\gamma - E_K \quad (4.55)$$

$$E_{eL} = E_\gamma - E_L$$

Năng lượng liên kết của electron ở vỏ thứ K, L,.. là E_K, E_L, \dots đều có giá trị xác định. Năng lượng của bức xạ gamma có giá trị gián đoạn nên năng lượng của e^- biến hoán trong phát ra cũng gián đoạn. Nói cách khác phổ năng lượng của các e^- biến hoán trong giống phổ gamma, nghĩa là phổ vạch. Cơ cấu về hiện tượng biến hoán trong về hình thức gồm hai giai đoạn:

Giai đoạn 1: hạt nhân phát ra γ ;

Giai đoạn 2: Các bức xạ gamma đó tương tác với electron của lớp vỏ điện tử làm bức các electron đó ra giống như hiệu ứng quang điện. Tuy nhiên, nếu xem quá trình hai giai đoạn là đúng, thì đồng thời với các electron biến hoán trong phát ra với năng lượng xác định thì các gamma cũng phát ra có năng lượng tương ứng.

Nhưng thực tế, đa số trường hợp chỉ quan sát thấy các electron biến hoán trong mà không có các bức xạ gamma có năng lượng tương ứng. Điều này chứng tỏ hiện tượng biến hoán trong là một quá trình độc lập và cạnh tranh với quá trình phát bức xạ gamma, chứ hoàn toàn không phải do bức xạ gamma gây ra. Do đó, quá trình biến hoán trong không phải là quá trình hai giai đoạn.

Người ta chỉ có thể giải thích việc phát các electron biến hoán trong là do tương tác điện từ của hạt nhân với các electron của nguyên tử, có thể coi là electron rơi vào trong vùng trường điện từ của hạt nhân và vì thế coi tương tác đó là tương tác trực tiếp.

Như đã đề cập ở trên, để giảm năng lượng kích thích, ngoài quá trình phát bức xạ gamma còn có quá trình hạt nhân tương tác với một electron ở vỏ điện tử, electron này thu năng lượng kích thích của hạt nhân bức xạ ra ngoài với năng lượng xác định:

$$E_e = E_\gamma - \varepsilon_{lk}$$

trong đó ε_{lk} là năng lượng liên kết của electron.

Hiện tượng electron biến hoán trong là quá trình xảy ra cùng với dịch chuyển gamma. Người ta định nghĩa hệ số electron biến hoán trong:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$$

Trong đó N_e là số electron phát ra từ vỏ điện tử, N_γ là số bức xạ gamma phát ra.

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \quad (4.56)$$

$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$ trong đó α_i là hệ số biến hoán trong ở lớp vỏ thứ i .

Lý thuyết đã chứng minh được:

$$\alpha^{\text{điện}}_{K,L} = \frac{2Z^3\alpha^4}{\varepsilon_\gamma^3} \left(\frac{\varepsilon_\gamma + 2}{\varepsilon_\gamma} \right)^{l-\frac{1}{2}} \left[\frac{(l+1)\varepsilon_\gamma^2 + 4l}{l+1} \right] \quad (4.57)$$

$$\alpha^{\text{từ}}_{K,L} = \frac{2Z^3\alpha^4}{\varepsilon_\gamma} \left(\frac{\varepsilon_\gamma + 2}{\varepsilon_\gamma} \right)^{l+\frac{1}{2}} \quad (4.58)$$

Trong đó: $\varepsilon_\gamma = E_\gamma/m_e c^2$ năng lượng tương đối; $\alpha = e^2/hc$ là hằng số tương tác.

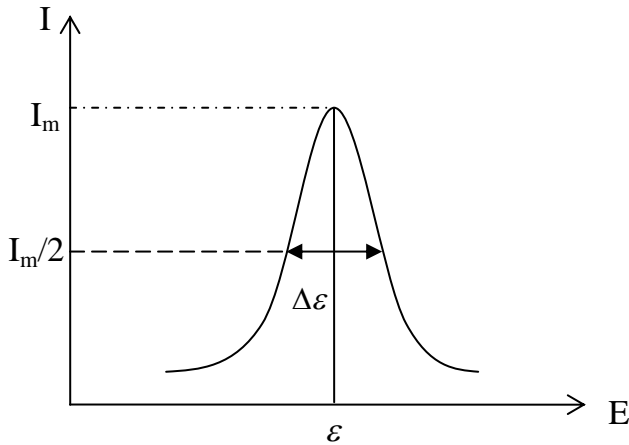
* *Hiệu ứng Mossbauer*

Lý thuyết về cộng hưởng được xây dựng cho nhiều ngành vật lý trong đó có vật lý nguyên tử và hạt nhân. Hiện tượng hấp thụ cộng hưởng xảy ra như sau: Bức xạ gamma phát ra bởi một hạt nhân nào đó khi chuyển từ trạng thái kích thích E_1 xuống trạng thái cơ bản E_0 thì hiệu năng lượng hai trạng thái này là $\varepsilon = E_1 - E_0$. Photon phát ra sẽ bị hấp thụ nhanh chóng bởi hạt nhân cùng loại và làm cho hạt nhân này chuyển từ trạng thái cơ bản lên trạng thái kích

thích. Tuy nhiên, hiện tượng đó xảy ra không nhiều, ít có hấp thụ cộng hưởng xảy ra với bức xạ bởi vì năng lượng gamma phát ra không bằng hiệu năng lượng ε . Nếu P là xung lượng của lượng tử phát ra thì hạt nhân giật lùi với hướng ngược lại, và nếu hạt nhân có khối lượng M thì năng lượng hạt nhân giật lùi được xác định bằng công thức:

$$\varepsilon_{\text{lùi}} = \frac{P^2}{2M} \cong \frac{\varepsilon^2}{2Mc^2}$$

Như vậy photon mang năng lượng là $\varepsilon - \varepsilon_{\text{lùi}}$



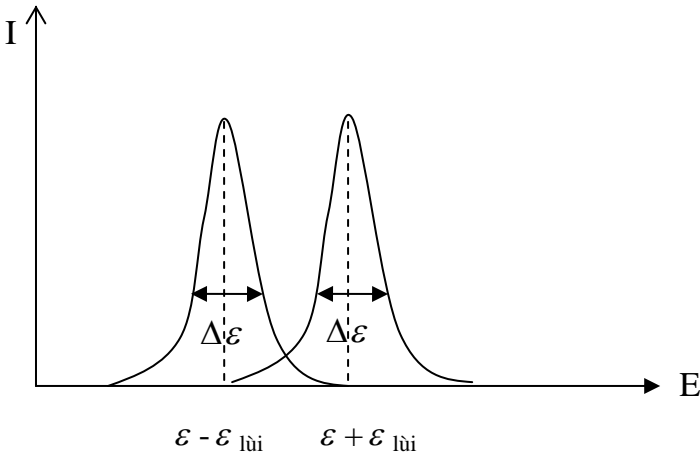
Hình 4.23 Sự phân bố cường độ bức xạ gamma theo độ bất định năng lượng

Độ rộng của đường cong cộng hưởng ở nửa chiều cao cực đại là $\Delta\varepsilon$ và đỉnh nằm ở giá trị ε nếu không tính đến hiệu ứng giật lùi. Thực tế đường cong phân bố gamma phát xạ sẽ dịch chuyển sang bên trái một khoảng $\varepsilon_{\text{lùi}}$. Ta cũng dễ thấy rằng, đường cong hấp thụ có dạng hoàn toàn tương tự và nằm cách đường cong một khoảng là $2\varepsilon_{\text{lùi}}$ về phía tay phải. Nhờ có sự chùng chéo trong một vùng của hai đường phân bố, số photon được hấp thụ nhanh chóng.

Tương tự như khi photon bị hấp thụ nó sẽ chuyển một xung lượng cho hạt nhân tương ứng với năng lượng $\varepsilon_{\text{lùi}}$, vì vậy để có hấp thụ cộng hưởng photon phải có năng lượng là $\varepsilon + \varepsilon_{\text{lùi}}$. Do đó độ chênh lệch giữa năng lượng photon phát ra và năng lượng cần thiết để gây cộng hưởng sẽ là: $\varepsilon + \varepsilon_{\text{lùi}} - \varepsilon + \varepsilon_{\text{lùi}} = 2\varepsilon_{\text{lùi}}$. Như vậy hiện tượng hấp thụ cộng hưởng sẽ không xảy ra được nếu không có sự bất định năng lượng của mức kích thích. Độ bất định $\Delta\varepsilon$ của mức năng lượng liên hệ với thời gian sống Δt được xác định bởi hệ thức bất định Heisenberg:

$$\Delta\varepsilon\Delta t \sim \hbar \text{ hay } \Delta\varepsilon = \hbar / \Delta t$$

Đối với hạt nhân bền thì $\Delta t \rightarrow \infty$ nên $\Delta\varepsilon = 0$, và độ bất định của năng lượng các photon phát chỉ bởi độ bất định của mức kích thích.

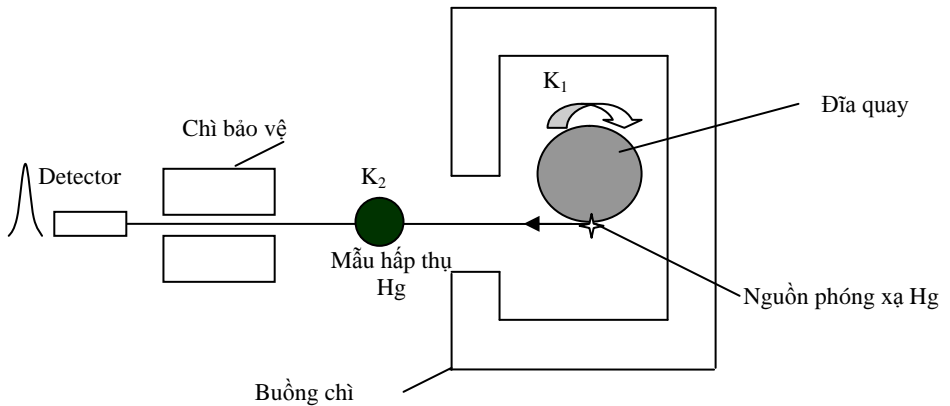


Hình 4.24 Mô tả hiệu ứng hấp thụ cộng hưởng

Muốn tăng hiệu ứng hấp thụ cộng hưởng ta cần phải tăng vùng chồng chất giữa hai đường cong. Có nhiều cách để thực hiện điều này, cách cổ điển là gây một dịch chuyển Doppler vào nguồn phóng xạ, vào chất hấp thụ hay vào cả hai. Sơ đồ thí nghiệm quan sát hiện tượng hấp thụ cộng hưởng như Hình 4.25.

Khi nguồn phát gamma (nguồn phóng xạ Hg) chuyển động cùng chiều với các photon phát ra bay tới vật hấp thụ thì hiệu ứng Doppler xuất hiện. Nhờ hiệu ứng này mà sự chênh lệch năng lượng giạt lùi $2\varepsilon_{\text{lùi}}$ của gamma phát ra và của gamma hấp thụ sẽ được loại trừ. Với thiết bị trên người ta thấy khi nguồn phát gamma có vận tốc $3 \times 10^4 \text{ cm/s}$ thì cộng hưởng tăng lên cực đại.

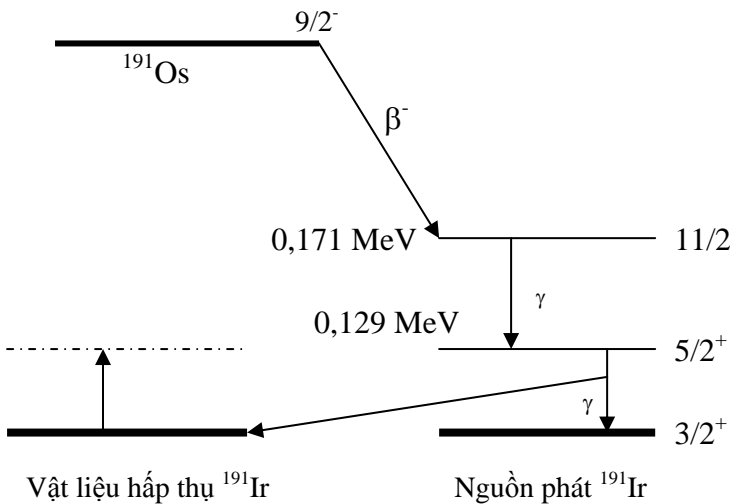
Hiệu ứng Doppler còn xuất hiện bằng cách nung nóng nguồn phát gamma hoặc vật hấp thụ hoặc cả hai lên một nhiệt độ nào đó. Ví dụ nếu có năng lượng giạt lùi $\varepsilon_{\text{lùi}} = 0,1 \text{ eV}$ thì nhiệt độ cần thiết $T = \varepsilon_{\text{lùi}}/k = 1200 \text{ K}$, k là hằng số Boltzman.



Hình 4.25 Sơ đồ thí nghiệm quan sát hiện tượng hấp thụ cộng hưởng

Một nguyên tử có khối lượng M , phát bức xạ gamma với xung lượng p thì năng lượng giạt lùi của nguyên tử đó là $\varepsilon_{\text{lùi}} = p^2/(2M)$. Từ tính chất này, Mossbauer nhận thấy rằng, nếu nguồn phát gamma là một phần của tinh thể chất rắn thì trong công thức trên, khối lượng nguyên tử không phải là khối lượng của nguyên tử tự do mà là khối lượng của mạng tinh thể, nhờ lực liên kết tinh thể năng lượng giạt lùi sẽ giảm đi nhiều, nhưng vẫn chưa đủ để gây ra sự cộng hưởng. Mặt khác, khi biên độ giạt lùi giảm đi quá nhỏ thì hiện tượng giạt lùi này phải xét theo quan điểm lượng tử. Mossbauer cho

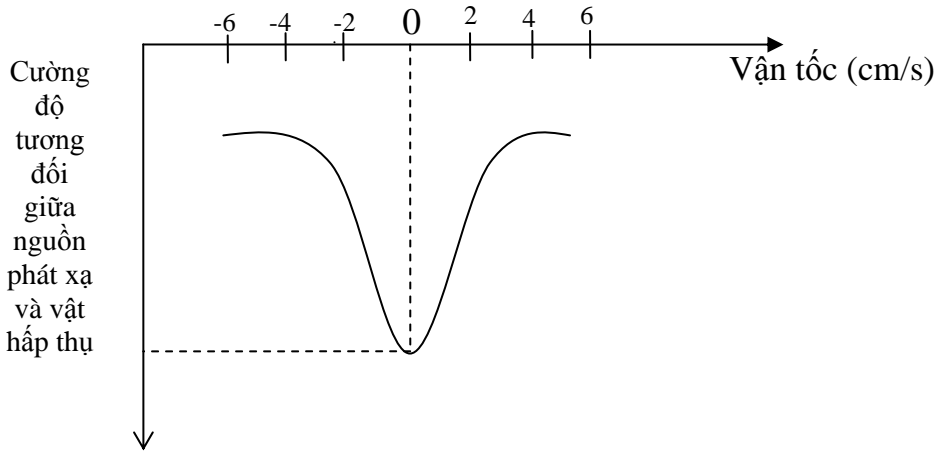
rằng theo thuyết lượng tử hiệu ứng liên kết tinh thể xuất hiện theo quy luật thống kê, tức là đa số hạt nhân chịu giạt lùi toàn phần, còn có một số ít nào đó phát gamma mà hầu như không giạt lùi và xung lượng giạt lùi mang bởi toàn bộ tinh thể, do đó xảy ra sự hấp thụ cộng hưởng. Từ ý tưởng này, Mossbauer chế tạo thiết bị tạo thành sự cộng hưởng với Iridi (^{191}Ir), dưới dạng tinh thể chất rắn làm vật hấp thụ để ở bình làm lạnh K_2 . Nguồn phát cũng là Iridi (^{191}Ir), dưới dạng tinh thể chất rắn để ở bình lạnh K_1 với gamma phát ra có năng lượng $E = 129 \text{ keV}$. K_1 và K_2 được làm lạnh đến nhiệt độ 88 K , cả nguồn γ_1 và bình K_1 được quay theo hai chiều ngược nhau. Trong thí nghiệm, cường độ gamma hấp thụ đã được đo với vận tốc quay khác nhau của nguồn.



Hình 4.26 Thí nghiệm Mossbauer

Từ hình vẽ ta thấy, cộng hưởng đạt cực đại khi vận tốc bằng 0 và giảm nhanh với vận tốc 2 cm/s về hai phía của hai chiều quay của đĩa chứa nguồn phát xạ.

Ứng dụng hiệu ứng Mossbauer dùng để đo năng lượng với độ chính xác tương đối cao. Từ đó có thể cho phép ta xác định được sự phụ thuộc năng lượng của photon vào chiều cao của nguồn phát xạ.



Hình 4.27 Mô tả cực đại cộng hưởng

BÀI TẬP CHƯƠNG 4

4.1. Tritium (^3H) phân rã bằng việc phát ra tia β^- với chu kỳ bán rã là 12,26 năm. Khối lượng nguyên tử ^3H là 3,016. Tính:

- Hạt nhân tạo thành do phân rã của ^3H ?
- Khối lượng của ^3H khi hoạt độ của nó là 1mCi?

4.2. Tính khối lượng xấp xỉ của lượng ^{90}Sr ($T_{1/2} = 28,8$ năm) có cùng hoạt độ với 1 gam ^{60}Co có $T_{1/2}$ là 5,26 năm.

4.3. Hạt nhân ^{210}Po phân rã thành hạt nhân ^{206}Pb ở trạng thái cơ bản và phát ra hạt alpha có năng lượng là 5,305 MeV với chu kỳ bán rã là 138 ngày. Khối lượng ^{210}Po cần thiết để tạo ra 1 MW nhiệt từ phân rã?

4.4. Một đồng vị phóng xạ Y được tạo ra với tốc độ R nguyên tử trên giây bằng việc bắn phá neutron vào đồng vị X theo phản ứng: $X(n, p)Y$. Nếu bắn phá bằng neutron trong khoảng thời gian bằng với chu kỳ bán rã của đồng vị Y. Hỏi hoạt độ phóng xạ của hạt nhân thu được tại thời điểm đó với giả thiết là ban đầu không có hạt nhân Y nào.

4.5. Xét chuỗi phân rã dây truyền sau: $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow$

Tại thời điểm ban đầu hạt nhân B bằng 0.

- Chứng minh rằng hạt nhân B sẽ tăng đến giá trị cực đại khi thời gian là t_m là:

$$t_m = \frac{1}{\lambda_B - \lambda_A} \ln \left(\frac{\lambda_B}{\lambda_A} \right)$$

Tại thời điểm đó hoạt độ của hạt nhân A và hạt nhân B là bằng nhau.

- Chứng minh rằng khi $t < t_m$, hoạt độ phóng xạ của hạt nhân B nhỏ hơn so với hạt nhân A và trường hợp ngược lại khi $t > t_m$.

Chương 5.

NGUỒN BỨC XẠ

Nguồn bức xạ được chia làm 2 loại chính là:

- **Nguồn bức xạ hạt mang điện:** gồm nguồn bức xạ electron nhanh và nguồn bức xạ các hạt mang điện nặng;

- **Nguồn bức xạ không mang điện:** gồm các nguồn bức xạ điện từ và nguồn bức xạ neutron.

Nguồn bức xạ electron nhanh bao gồm các hạt beta phát ra từ phân rã hạt nhân cũng như các electron năng lượng cao sinh ra bởi các quá trình khác. Các hạt nặng mang điện là loại bức xạ bao gồm tất cả các ion có năng lượng cao với khối lượng bằng đơn vị khối lượng nguyên tử hoặc lớn hơn, như hạt alpha, proton, các sản phẩm phân hạch, hoặc các sản phẩm của các phản ứng hạt nhân, ... Bức xạ điện từ cần quan tâm bao gồm tia X phát ra trong quá trình sắp xếp lại các electron của lớp vỏ nguyên tử, tia gamma sinh ra do quá trình dịch chuyển điện từ của quá trình sắp xếp lại các nucleon trong hạt nhân. Neutron sinh ra trong rất nhiều quá trình hạt nhân thường được phân chia thành ba phân loại theo năng lượng, đó là neutron chậm, neutron trung bình và neutron nhanh.

Dải năng lượng cần quan tâm trải rộng trên 6 bậc độ lớn từ khoảng \sim eV đến 20 MeV. Giới hạn dưới của năng lượng là mức năng lượng nhỏ nhất cần thiết để có thể tạo ra quá trình ion hóa vật chất, được đặc trưng bởi bức xạ hoặc do sản phẩm thứ cấp của tương tác với neutron. Bức xạ có năng lượng lớn hơn mức năng lượng nhỏ nhất này được phân loại là bức xạ ion hóa.

Vấn đề quan tâm ở chương này là các bức xạ phóng và những nguồn bức xạ trong phạm vi phòng thí nghiệm. Các nguồn bức xạ

này có thể được dùng trong việc hiệu chuẩn và kiểm tra các detector, hoặc dùng như là đối tượng của các phép đo.

Các bức xạ khác nhau có khả năng xuyên sâu vào vật chất khác nhau. Tính chất này cũng là tiêu chí quan trọng trong việc xác định đặc tính vật lý của các nguồn bức xạ. Bức xạ mềm, như là hạt alpha hay tia X có năng lượng thấp chỉ có thể đâm xuyên qua lớp vật chất mỏng. Do đó, nguồn bức xạ đồng vị phải được chế tạo thành lớp rất mỏng nếu muốn có một lượng bức xạ lớn thoát ra khỏi bản thân của nguồn đó. Nguồn có độ dày lớn sẽ bị ảnh hưởng bởi hiệu ứng tự hấp thụ, hiệu ứng này có thể ảnh hưởng đến cả số đếm cũng như phổ năng lượng của bức xạ khi đi ra khỏi bề mặt của nguồn. Do vậy, độ dày đặc trưng cho những nguồn này thường cỡ μm . Hạt beta thường đâm xuyên tốt hơn, và chiều dày của nguồn này có thể lên đến vài chục mm. Bức xạ cứng hơn, như tia gamma hay neutron, ít bị ảnh hưởng do hiệu ứng tự hấp thụ, nên nguồn có chiều dày có thể cỡ mm đến cm mà không ảnh hưởng tới tính chất của các bức xạ từ nguồn phát ra.

5.1. Bức xạ phong

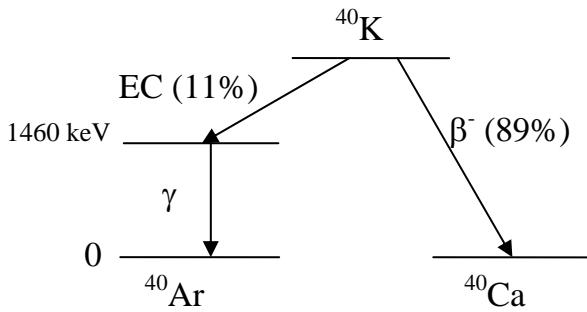
Do bức xạ vũ trụ liên tục phát ra từ bầu khí quyển của trái đất và sự tồn tại của chất phóng xạ tự nhiên trong môi trường nên luôn tồn tại phong bức xạ trong tự nhiên. Tốc độ đếm phong có thể cao đến nhiều ngàn số đếm trên giây. Vì độ lớn của phong xác định mức bức xạ có thể ghi nhận được tối thiểu trong các hệ phổ kế, nên nó rất quan trọng trong các ứng dụng đo đạc liên quan đến nguồn bức xạ có hoạt độ thấp.

5.1.1. Phóng xạ của các vật liệu thông thường

Trong các vật liệu xây dựng ban đầu, có một lượng thấp các nguyên tố phóng xạ tự nhiên. Các thành phần ảnh hưởng mạnh là potassium, thorium, uranium, và radium. Potassium tự nhiên chứa

0,012% ^{40}K , phân rã với $T_{1/2} = 1,26 \cdot 10^9$ năm thông qua sơ đồ phân rã ở Hình 5.1.

Các bức xạ được phát ra là hạt beta với năng lượng cuối 1,314 MeV (cường độ phát 89%), tia gamma năng lượng 1460 keV (cường độ phát 11%), và các tia X đặc trưng. Các tia gamma năng lượng cao thường được ghi nhận và xuất hiện trong phổ thông, thông thường đỉnh năng lượng 1460 keV của ^{40}K xuất hiện trong phổ gamma nếu che chắn không tốt.



Hình 5.1 Sơ đồ phân rã của ^{40}K

Thorium, uranium, và radium là các thành phần của các chuỗi phân rã dài, liên quan đến các sản phẩm phát ra các tia alpha, beta và gamma. Trong phổ tia gamma ở mặt đất, tính phóng xạ của hạt mẹ có thể được nhận dạng trong chuỗi thorium: ^{228}Ac , ^{224}Ra , ^{212}Bi , ^{212}Pb , và ^{208}Tl ; trong chuỗi uranium: ^{228}Ra , ^{214}Bi , và ^{214}Pb .

Bên cạnh phóng xạ tự nhiên với các vật liệu thông thường, thông còn chứa các phóng xạ từ sản phẩm phân hạch có cùng nguồn gốc với bụi phóng xạ trong khí quyển do việc thử vũ khí hạt nhân. Đóng góp mạnh nhất là ^{137}Cs và các thành phần khác như ^{95}Zr , ^{95}Nb , ^{106}Ru , ^{125}Sb , và ^{144}Ce .

Bảng 5.1 Hoạt độ phóng xạ từ các nguồn tự nhiên trong các vật liệu cấu trúc thông thường.

Phân hủy/phút/gam vật liệu			
Vật liệu	^{232}Th	^{238}U	^{40}K
Nhôm (6061 từ Harshaw)	0,42	0,04	< 0,05
Nhôm (1100 từ Harshaw)	0,34	< 0,017	< 0,06
Nhôm (1100 từ ALCOA)	0,08	< 0,026	< 0,11
Nhôm (3003 từ ALCOA)	0,10	< 0,026	0,56
Thép không gỉ (304)	< 0,006	< 0,007	< 0,06
Thép không gỉ (304-L)	< 0,005		< 0,02
Magnesium (thanh)	0,06		0,1
Magnesium (thỏi)	< 0,01		< 0,02

5.1.2. Phóng xạ ở trên không

Radon (^{222}Rn) và thoron (^{220}Th) là các khí phóng xạ sống ngắn có nguồn gốc từ các sản phẩm mẹ trong các chuỗi phân rã của uranium và thorium. Độ tập trung của chúng trong khí quyển phụ thuộc rất đáng kể vào thời gian trong ngày và các điều kiện khí tượng học. Bụi phóng xạ có thể bao gồm các phóng xạ tự nhiên, bụi phóng xạ khí quyển.

Một thành phần phong đóng góp đáng kể nữa là bức xạ thứ cấp được sản sinh bởi các tương tác của tia vũ trụ trong khí quyển của trái đất. Bức xạ vũ trụ sơ cấp, mà nguồn gốc có thể từ mặt trời hoặc từ thiên hà, do các hạt tích điện hay các ion nặng mang năng lượng rất cao tạo nên. Trong tương tác của chúng với khí quyển, các hạt thứ cấp được sản sinh, bao gồm các meson π , muon, các electron, các proton, các neutron và photon có năng lượng đạt tới hàng trăm

MeV. Nhiều hạt trong số các bức xạ này đến được bề mặt trái đất và tạo nên các phong trong đo đạc thực nghiệm. Do có động năng rất cao, các hạt vũ trụ sơ và thứ cấp có sự mất năng lượng riêng ($-dE/dx$) tương đối ít so với sự mất năng lượng của các electron.

Các thành phần thứ cấp riêng biệt khác nhau về độ cứng của chúng, cũng như về khả năng đâm xuyên vật chất. Các thành phần phong vũ trụ khác vẫn có thể tồn tại khi đâm xuyên qua nhiều mét vật liệu che chắn.

Thành phần quan trọng của phong bức xạ sinh ra do các bức xạ thứ cấp bởi tương tác của các tia vũ trụ trong bầu khí quyển. Bức xạ vũ trụ sơ cấp, có thể có nguồn gốc từ ngân hà hoặc từ mặt trời, chủ yếu là các hạt proton, một số hạt nhân heli và các ion nặng có động năng rất lớn. Trong quá trình tương tác của chúng với khí quyển, nhiều loại hạt thứ cấp được tạo ra, bao gồm cả các hạt mezon π , các electron, proton, neutron và các photon với năng lượng lên đến hàng trăm MeV. Một số bức xạ trong những bức xạ này đi đến được bề mặt trái đất và có thể tạo ra các phong bức xạ trong môi trường chúng ta. Ở mức mặt nước biển, các muon chiếm khoảng 80% hạt thứ cấp mang điện, với độ lớn khoảng 1 muon/cm²/phút.

5.2. Nguồn phát electron nhanh

5.2.1. Phân rã beta

Nguồn phát beta phổ biến nhất trong các phép đo bức xạ là nguồn đồng vị phóng xạ, nó phân rã bằng cách phát ra một electron. Quá trình này được viết dưới dạng sơ đồ như sau:



Vì neutrino và phản neutrino có khả năng tương tác với vật chất cực kỳ yếu, do đó với các detector thông thường thì không thể ghi nhận được các hạt này. Hạt nhân giật lùi Y có năng lượng rất

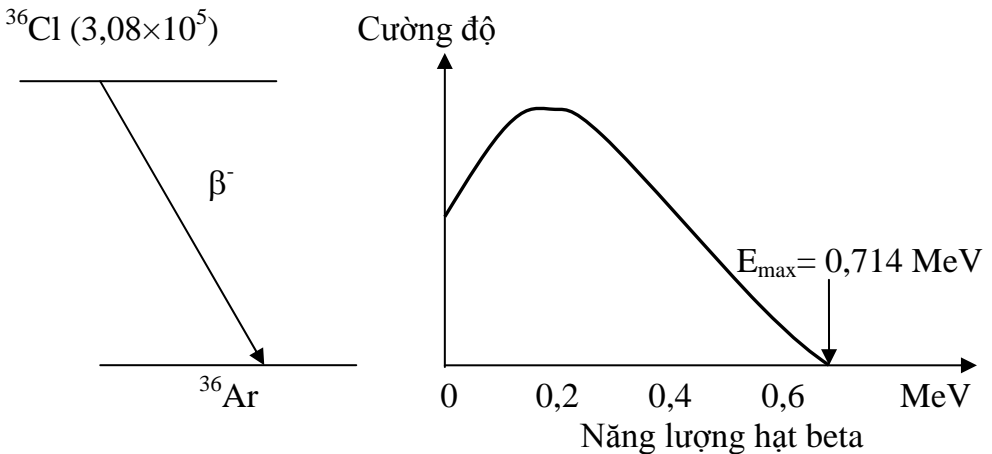
nhỏ, thường thấp hơn ngưỡng ion hóa, nên rất khó ghi nhận nó bằng các hệ phổ kế đơn giản. Do vậy, trong quá trình phân rã beta chỉ các electron nhanh hay chính là hạt beta sinh ra mới là những bức xạ có khả năng ion hóa.

Hầu hết hạt nhân bền khi bị bắn phá bởi neutron thì đều phát phóng xạ beta, nên có thể sản xuất nhiều chất phát beta với thời gian sống khác nhau trên lò phản ứng hạt nhân. Ở rất nhiều nguồn beta phổ biến, hầu hết các phân rã beta đều tạo ra hạt nhân sản phẩm ở trạng thái kích thích, và phát ra tia gamma gần như đồng thời cùng với quá trình phát beta. Một vài ví dụ về hạt nhân mà phân rã trực tiếp xuống trạng thái cơ bản trên hạt nhân sản phẩm, tức là nguồn phát beta thuần khiết được chỉ ra ở Bảng 5.2.

Bảng 5.2. Một số nguồn phát beta thuần khiết.

Hạt nhân	Thời gian bán rã	Năng lượng cực đại (MeV)
^3H	12,26 năm	0,0186
^{14}C	5730 ngày	0,156
^{32}P	14,28 ngày	1,710
^{33}P	24,4 ngày	0,248
^{35}S	87,9 ngày	0,167
^{36}Cl	$3,08 \times 10^5$ năm	0,714
^{45}Ca	165 ngày	0,252
^{63}Ni	92 ngày	0,067
^{90}Sr	27,7 năm	0,546
^{90}Y	64 giờ	2,27
^{99}Tc	$2,12 \times 10^5$ năm	0,292
^{147}Pm	2,62 năm	0,224
^{204}Tl	3,81 năm	0,766

Mỗi dịch chuyển trong phân rã beta được đặc trưng bởi một năng lượng nhất định, hay giá trị Q . Vì năng lượng của hạt nhân giết lùi gần như bằng 0 nên năng lượng này sẽ bị phân chia giữa hạt beta và hạt neutrino. Năng lượng của hạt beta thay đổi theo từng phân rã, và có thể có giá trị từ 0 đến năng lượng cực đại, mà độ lớn bằng giá trị Q . Khi tính giá trị Q , thông thường xem dịch chuyển xảy ra giữa các trạng thái cơ bản của cả hạt nhân mẹ và hạt nhân con. Nếu dịch chuyển diễn ra ở trạng thái kích thích của hạt nhân mẹ hoặc hạt nhân con, thì năng lượng cực đại của phổ beta tương ứng sẽ thay đổi một lượng bằng sự chênh lệch của mức năng lượng kích thích. Vì có thể có một vài trạng thái kích thích xảy ra trong quá trình phân rã, nên phổ hạt beta đo được có thể bao gồm một vài thành phần có năng lượng cực đại khác nhau.



Hình 5.2 Sơ đồ phân rã của ^{36}Cl và phân bố của hạt beta

5.2.2. Nguồn biến hoán trong

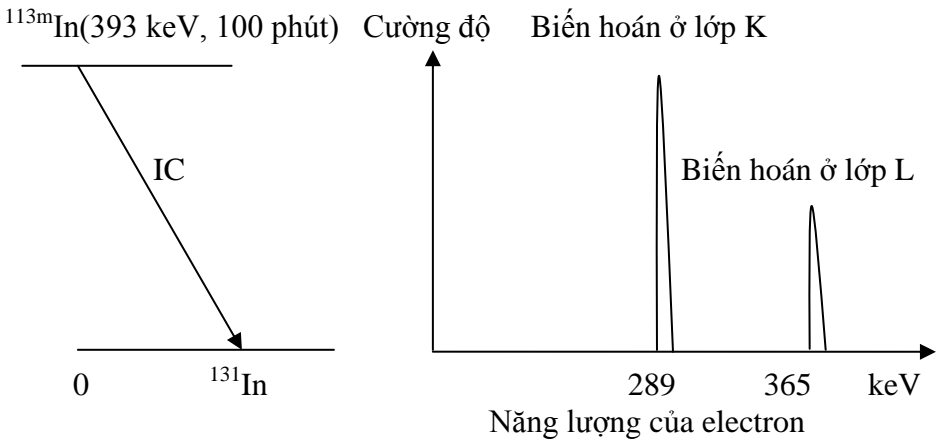
Vi đặc điểm của nguồn phân rã beta là phát ra năng lượng liên tục, không đơn năng, nên không thích hợp cho một số ứng dụng. Chẳng hạn, nếu để chuẩn năng lượng cho detector ghi nhận bức xạ beta, thì sử dụng nguồn electron đơn năng sẽ thuận tiện hơn nhiều.

Trong quá trình hạt nhân biến hoán trong, các electron biến hoán trong phát ra gần như là đơn năng.

Quá trình biến hoán trong bắt đầu từ trạng thái kích thích hạt nhân, nó có thể sinh ra sau một quá trình, thường là phân rã beta của hạt nhân mẹ. Đối với một số trạng thái kích thích, tia gamma phát ra có thể bị cấm, và thay vào đó là quá trình biến hoán trong xảy ra. Khi đó, năng lượng kích thích hạt nhân E_{ex} sẽ được truyền trực tiếp cho các electron trên quỹ đạo của nguyên tử. Electron này sẽ bứt ra khỏi nguyên tử với năng lượng.

$$E_e = E_{ex} - E_b \quad (5.2)$$

trong đó E_b là năng lượng liên kết của electron trên lớp vỏ mà nó bứt ra.



Hình 5.3 Phổ electron biến hoán trong của trạng thái đồng phân của hạt nhân ^{113m}In tại 393 keV

Một ví dụ của phổ electron biến hoán trong được đưa ra trên Hình 5.3. Vì electron biến hoán trong có thể phát ra từ bất cứ lớp vỏ nào của nguyên tử, nên mức kích thích hạt nhân có thể dẫn đến một vài nhóm electron với những năng lượng khác nhau. Phổ có

thể phức tạp ở một số trường hợp khi hạt nhân kích thích có nhiều hơn một trạng thái kích thích xảy ra hiện tượng biến hoán trong. Hơn nữa, phổ năng lượng electron biến hoán trong có thể bị chồng chập lên vùng liên tục của phổ beta phát ra từ hạt nhân mẹ. Với những đặc điểm trên, electron biến hoán trong là nguồn được sử dụng trong phòng thí nghiệm duy nhất có các nhóm năng lượng đơn năng từ cỡ keV đến MeV. Một vài nguồn đồng vị phát electron biến hoán trong được liệt kê ở Bảng 5.3.

Bảng 5.3 Các nguồn electron biến hoán trong

Hạt nhân mẹ	$T_{1/2}$ của hạt nhân mẹ	Dạng phân rã	Hạt nhân sản phẩm	Năng lượng dịch chuyển của hạt nhân sản phẩm (keV)	Năng lượng electron biến hoán trong (keV)
^{109}Cd	453 ngày	EC	$^{109\text{m}}\text{Ag}$	88	62 64
^{113}Sn	115 ngày	EC	$^{113\text{m}}\text{In}$	393	365 389
^{137}Cs	30,2 năm	β^-	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	662	624 656
^{139}Ce	137 ngày	EC	$^{139\text{m}}\text{La}$	166	126 159
^{207}Bi	38 năm	EC	$^{207\text{m}}\text{Pb}$	570 1064	482 554 976 1048

5.2.3. Electron Auger

Electron Auger về cơ bản tương tự như electron biến hoán trong, chỉ khác là năng lượng kích thích bắt nguồn từ nguyên tử thay vì từ hạt nhân. Quá trình trước đó (như là bắt electron) sẽ tạo ra một lỗ trống trên lớp vỏ electron. Lỗ trống này được lấp đầy bởi

các electron ở lớp phía ngoài của nguyên tử dịch chuyển vào và phát ra các tia X đặc trưng. Tiếp đó, năng lượng kích thích của nguyên tử có thể chuyển trực tiếp cho một trong những electron ở lớp phía ngoài, làm electron bứt ra khỏi lớp vỏ nguyên tử. Electron bứt ra này được gọi là electron Auger, và năng lượng của nó bằng độ chênh lệch giữa năng lượng kích thích ban đầu và năng lượng liên kết của lớp electron bị bứt ra. Do đó, electron Auger tạo ra phổ năng lượng gián đoạn với các nhóm năng lượng khác nhau tương ứng với các trạng thái kích thích ban đầu và trạng thái cuối cùng. Trong tất cả các trường hợp, năng lượng của nó thường là rất nhỏ so với năng lượng trong phân rã beta hay electron biến hoá trong. Điều đặc biệt, electron Auger được ưu tiên phát ra chỉ đối với các nguyên tố có số Z nhỏ, tức là có năng lượng liên kết nhỏ. Electron Auger có năng lượng khởi đầu khoảng vài keV, thường bị hấp thụ trong nguồn và bị dừng lại trong lớp bao phủ rất mỏng của nguồn hay cửa sổ của detector.

5.3. Nguồn phát hạt nặng mang điện

5.3.1. Nguồn phát alpha

Những hạt nhân nặng thường không bền với quá trình phát ra hạt alpha. Khả năng phân rã alpha liên quan đến hiệu ứng đường hầm khi hạt xuyên qua hàng rào thế với thời gian bán rã của nguồn alpha có thể từ vài ngày đến hàng ngàn năm.

Các hạt alpha có thể xuất hiện trong một nhóm năng lượng hay nhiều hơn, thực tế chúng đều là đơn năng. Với mỗi dịch chuyển nhất định giữa hạt nhân mẹ và hạt nhân con (chẳng hạn giữa các trạng thái cơ bản), độ chênh lệch năng lượng Q quyết định tính chất của phân rã. Năng lượng này chia sẻ bởi hạt alpha và hạt nhân giật lùi. Do vậy, mỗi hạt alpha sẽ có năng lượng như nhau và bằng

$\frac{Q(A-4)}{A}$. Có rất nhiều trường hợp chỉ có duy nhất một dịch chuyển như thế xảy ra, và do đó phổ alpha là đơn năng.

Năng lượng của hạt alpha và thời gian bán rã của đồng vị mẹ có mối tương quan rất mạnh, những đồng vị phát alpha có năng lượng cao nhất là những đồng vị có thời gian bán rã ngắn nhất. Đồng vị phát hạt alpha có năng lượng lớn hơn 6,5 MeV thì thời gian bán rã sẽ ngắn hơn vài ngày, nên những nguồn này có ứng dụng rất hạn chế. Mặt khác, nếu năng lượng hạt alpha nhỏ hơn 4 MeV, thì khả năng xuyên qua rào thế sẽ trở nên rất nhỏ và thời gian sống của đồng vị sẽ rất dài. Nếu thời gian sống cực dài, thì hoạt độ riêng có thể đạt được trong mẫu lại quá nhỏ. Trong phòng thí nghiệm, nguồn chuẩn hạt alpha phổ biến là ^{241}Am , thường ứng dụng trong việc hiệu chuẩn cho các detector silic rắn.

Vì hạt alpha mất năng lượng rất nhanh trong vật chất, nên nguồn alpha thường được chế tạo thành các lớp rất mỏng. Để chứa chất phóng xạ, các nguồn thường được bao phủ bằng các lá kim loại hoặc các vật liệu khác, nhưng phải đảm bảo chiều dày của nó rất mỏng để duy trì năng lượng ban đầu cũng như tính đơn năng của hạt alpha phát ra.

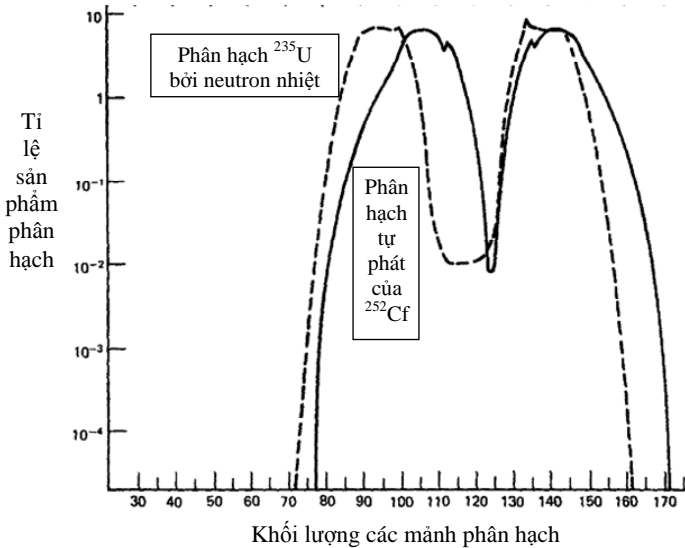
5.3.2. Phân hạch tự phát

Quá trình phân hạch tự phát là quá trình mà một nguồn phóng xạ phát các hạt nặng mang điện có khối lượng lớn hơn khối lượng của hạt alpha. Thông thường, các mảnh phân hạch được sử dụng rộng rãi để hiệu chuẩn và kiểm tra các detector dùng trong các phép đo ion nặng.

Tất cả các hạt nhân nặng, về nguyên tắc, là không bền và phân hạch tự phát, sẽ tạo thành hai phân mảnh nhẹ hơn. Nhưng đối với những hạt nhân cực kỳ nặng, quá trình này bị cấm do rào thế năng lớn. Do đó, quá trình phân hạch tự phát là không đáng kể ngoại trừ đối với một số đồng vị có tính phóng xạ cao với số khối rất lớn. Ví

đụ, ^{252}Cf trải qua phân hạch tự phát với thời gian bán rã (nếu nó là quá trình phân rã duy nhất) là 85 năm. Tuy nhiên, hầu hết các nguyên tố có hoạt tính phóng xạ cao cũng có phân rã alpha, và với ^{252}Cf khả năng phát hạt alpha còn cao hơn nhiều so với phân hạch tự phát. Vì vậy, thời gian bán rã thực sự của đồng vị này là 2,65 năm, và $1\mu\text{g}$ mẫu ^{252}Cf sẽ phát ra $1,92 \cdot 10^7$ hạt alpha/s, và có khoảng $6,14 \cdot 10^5$ phân hạch tự phát/s.

Theo định luật bảo toàn động lượng, mỗi một phân rã trong phân hạch sẽ phát ra hai mảnh phân hạch bay ra với hai hướng ngược nhau. Thông thường, hình dạng vật lý của nguồn phân hạch tự phát là một lớp mỏng phủ trên một tấm đế phẳng, nên trong một quá trình phân hạch chỉ có duy nhất một phân mảnh có thể thoát ra khỏi bề mặt của nó, và phân mảnh còn lại sẽ bị mất do bị hấp thụ trong tấm đế phẳng.

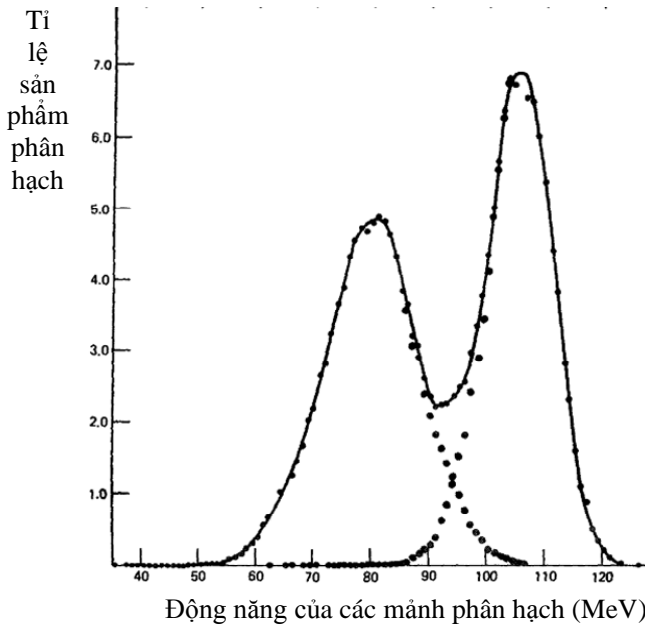


Hình 5.4 Phân bố khối lượng của các phân mảnh phân hạch tự phát của ^{252}Cf và phân hạch của ^{235}U gây ra bởi neutron nhiệt

Các phân mảnh phân hạch là các ion dương, có khối lượng trung bình theo phân bố khối lượng như trên Hình 5.4. Khối lượng

các mảnh phân hạch phần lớn là bất đối xứng, cho nên chúng được phân thành nhóm khối lượng nhẹ và nhóm khối lượng nặng. Trường hợp ^{252}Cf , số khối trung bình tương ứng là 108 và 143. Các phân mảnh xuất hiện ban đầu như là các ion dương, với điện tích thực gần bằng số nguyên tử số của các phân mảnh đó. Vì phân mảnh bị làm chậm dần do tương tác với môi trường vật chất mà nó đi qua, nên các ion phân mảnh sẽ tước các electron của vật chất và làm giảm điện tích hiệu dụng của chúng.

Năng lượng tổng của hai phân mảnh có giá trị trung bình khoảng 185 MeV. Phân bố của năng lượng này cũng bất đối xứng, trong đó phân mảnh nhẹ chiếm tỷ lệ nhiều hơn. Vì chúng mất năng lượng nhanh trong các chất rắn, nên chúng ta cần quan tâm đến hiệu ứng tự hấp thụ và năng lượng mất của các phân mảnh (trừ trường hợp nguồn được làm thành lớp rất mỏng).

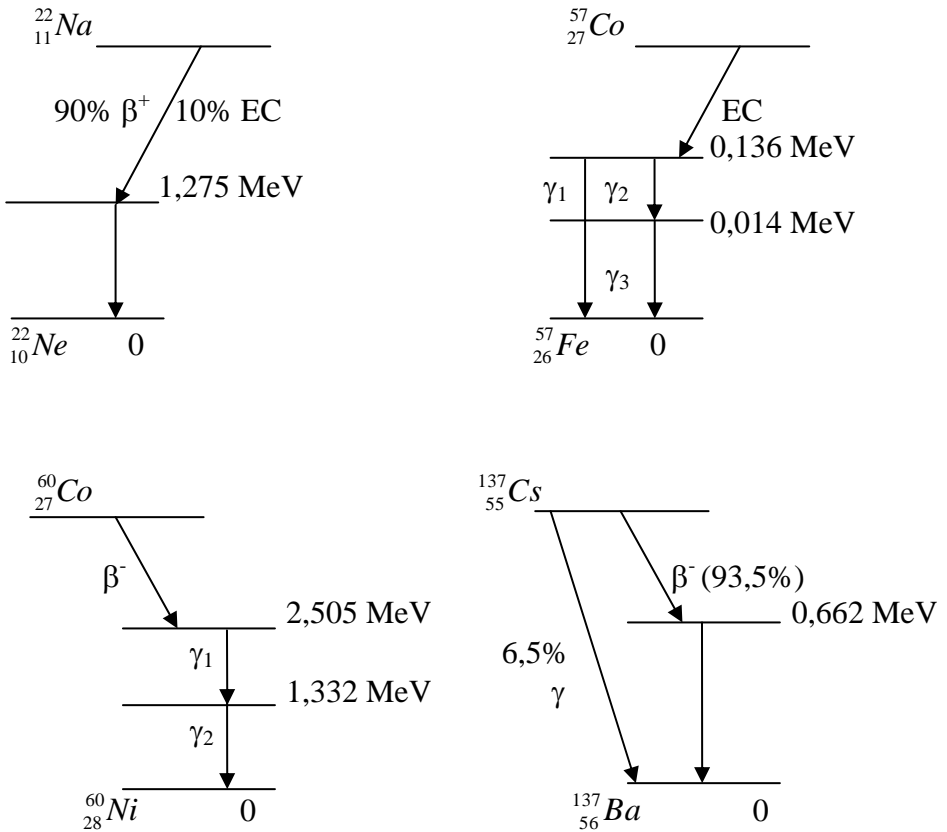


Hình 5.5 Phân bố động năng của các mảnh phân hạch tự phát của ^{252}Cf . Đỉnh bên trái tương ứng với các phân mảnh nặng, đỉnh bên phải tương ứng với các phân mảnh nhẹ

5.4. Nguồn bức xạ gamma

5.4.1. Bức xạ gamma phát ra sau phân rã beta

Bức xạ gamma phát ra do các hạt nhân bị kích thích dịch chuyển xuống các mức thấp hơn. Hầu hết các nguồn sử dụng trong phòng thí nghiệm được tạo ra do phân rã của hạt nhân mẹ.



Hình 5.6 Sơ đồ phân rã của một số nguồn chuẩn gamma

Hình 5.6 đưa ra bốn sơ đồ phân rã của các nguồn phóng xạ phát bức xạ gamma được sử dụng phổ biến. Trong từng trường hợp

phân rã beta xảy ra sẽ dẫn đến các trạng thái kích thích ở hạt nhân con. Trong các ví dụ được trình bày, phân rã beta xảy ra tương đối chậm với thời gian bán rã cỡ vài ngày hoặc dài hơn, trong khi đó các trạng thái kích thích trong hạt nhân con có thời gian sống trung bình ngắn hơn nhiều (thường cỡ pico giây hoặc ngắn hơn). Các hạt nhân con thường phát ra bức xạ gamma để về trạng thái cơ bản. Do đó bức xạ gamma phát ra với thời gian bán rã của phân rã beta của hạt nhân mẹ, nhưng có năng lượng phản ánh mức năng lượng của hạt nhân con. Chẳng hạn, mặc dù bức xạ gamma của nguồn ^{60}Co suy giảm cường độ theo thời gian bán rã 5,26 năm của nguồn ^{60}Co , nhưng thực tế chúng được sinh ra từ chuyển mức kích thích của hạt nhân con ^{60}Ni . Theo các khả năng dịch chuyển kích thích khác nhau, chúng ta có thể tính ra số bức xạ gamma trong một phân rã của hạt nhân mẹ.

Do các trạng thái kích thích hạt nhân có năng lượng xác định, nên năng lượng của tia gamma phát ra trong các dịch chuyển cũng xác định. Các tia gamma phát ra từ một dịch chuyển bất kỳ gần như đơn năng, và độ rộng của vạch trong phân bố năng lượng của bức xạ gamma luôn nhỏ hơn so với độ phân giải của mọi detector.

Các nguồn gamma phổ biến dựa trên quá trình phân rã beta thường bị giới hạn ở năng lượng nhỏ, khoảng nhỏ hơn 2,8 MeV. Gần đây, ^{56}Co đã được dùng như một nguồn phát ra các bức xạ gamma có năng lượng cao. Sơ đồ phân rã của đồng vị này bao gồm cả hai quá trình bắt electron và phân rã β^+ , sau đó phát bức xạ gamma với các năng lượng có thể lên đến 3,55 MeV. Tuy nhiên, do thời gian bán rã của nó chỉ 77 ngày, nên nguồn này chỉ hạn chế trong ứng dụng ở các cơ sở có trang bị máy gia tốc, khi nguồn suy giảm cường độ thì có thể sản xuất thông qua phản ứng $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$.

Các nguồn chuẩn gamma là công cụ cần thiết cho tất cả các phòng thí nghiệm đo đặc bức xạ. Chúng thường bao gồm các mẫu đồng vị phóng xạ có hoạt độ cỡ vài μCi , được bao bọc trong các đĩa

hay các thanh làm bằng chất dẻo. Chiều dày của lớp vỏ chứa đựng đủ lớn để chặn mọi bức xạ hạt phát ra từ phân rã của hạt nhân mẹ, và chỉ cho các bức xạ gamma phát ra từ phân rã của hạt nhân con mới thoát ra khỏi bề mặt của nguồn. Tuy nhiên, đôi khi bức xạ thứ cấp như các photon hủy cặp hay bức xạ hãm cũng có thể phát ra. Mặc dù khả năng phát ra khỏi nguồn của các bức xạ như thế cần phải nhỏ nhất có thể, nhưng đồng thời phải thiết kế sao cho tốc độ phát gamma đủ cao để đảm bảo dễ dàng hiệu chuẩn năng lượng cho hầu hết các loại detector đo gamma.

Nếu muốn dùng nguồn để tiến hành hiệu chuẩn chính xác hiệu suất thì cần phải biết trước hoạt độ tuyệt đối của nó. Trong các trường hợp, chất phóng xạ thường được làm thành lớp rất mỏng trên tấm đế mỏng, và phải tối thiểu hóa bề dày lớp bao phủ phía trên để hạn chế sự suy giảm tia gamma cũng như quá trình tán xạ trên cấu trúc nguồn. Các chất hấp thụ ở lớp ngoài cần phải được sử dụng để loại trừ mọi phát xạ hạt, vì sự hiện diện của các bức xạ hạt sẽ ảnh hưởng đến việc ứng dụng của nguồn.

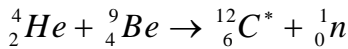
5.4.2. Bức xạ hủy cặp

Khi hạt nhân xảy ra phân rã β^+ thì cũng sẽ đồng thời sinh ra bức xạ gamma. Nguồn gốc của bức xạ này nằm ở các positron phát ra trong quá trình phân rã ban đầu. Vì các hạt β^+ thường có quãng chạy khoảng vài mm trước khi mất hết động năng của chúng, nên lớp bao phủ xung quanh nguồn thường đủ dày để dừng các positron phát ra. Khi năng lượng của e^+ còn lại rất nhỏ, gần cuối của quãng chạy cực đại của nó, thì e^+ sẽ kết hợp với các electron trong vật chất do quá trình hủy (giai đoạn này có thể xảy ra trực tiếp hoặc thông qua giai đoạn trung gian. Ở đó, positron và electron hình thành thành tổ hợp giả bền, được biết như là sự kết hợp thời gian ngắn giữa electron và positron, có thể tồn tại trong khoảng thời gian vài nano giây). Positron và electron biến mất, thay vào đó là sự xuất hiện của hai photon chuyển động ngược chiều nhau, gọi là bức xạ

hủy cặp. Bức xạ này có thể được phát ra cùng với bức xạ phát ra trong phân rã tiếp sau của hạt nhân con. Ví dụ, trong phân rã của hạt nhân ^{22}Na , các lượng tử của cả hai bức xạ năng lượng 0,511 MeV và 1,274 MeV đều được phát ra từ một nguồn bọc kín.

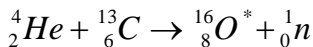
5.4.3. Bức xạ gamma sinh ra từ các phản ứng hạt nhân

Nếu cần những bức xạ gamma có năng lượng cao hơn năng lượng các tia gamma phát ra từ các đồng vị phóng xạ beta, thì cần một số quá trình khác để dẫn đến các trạng thái kích thích hạt nhân cao hơn. Có thể dựa vào phản ứng hạt nhân, ví dụ:



trong trường hợp này hạt nhân sản phẩm ($^{12*}\text{C}$) ở trạng thái kích thích, phân rã và phát ra bức xạ gamma có năng lượng 4,44 MeV. Tuy nhiên, thời gian sống trung bình của trạng thái này rất ngắn, làm cho $^{12}\text{C}^*$ không đủ thời gian để trở về trạng thái đứng yên trước khi bức xạ gamma được phát ra. Do vậy năng lượng tia gamma phát ra không đơn năng do hiệu ứng Doppler. Độ phân tán năng lượng khoảng 1%, tùy thuộc vào định hướng tương đối giữa vận tốc của nguyên tử giật lùi và hướng phát ra của tia gamma. Độ rộng vạch năng lượng này thích hợp cho nhiều mục đích hiệu chuẩn, nhưng nó lại quá lớn đối với các detector có độ phân giải tốt.

Một khả năng khác là sử dụng phản ứng:



ở đây hạt nhân sản phẩm $^{16*}\text{O}$ được hình thành ở trạng thái kích thích 6,130 MeV, và thời gian sống cỡ $2 \cdot 10^{-11}$ s. Thời gian sống này đủ dài để loại trừ gần như hoàn toàn hiệu ứng Doppler, và kết quả là các bức xạ gamma phát ra đơn năng.

Cả hai phản ứng trên có thể tạo ra bằng cách kết hợp đồng vị phát ra hạt alpha với chất bia tương ứng (^9Be hay ^{13}C). Hầu hết hạt alpha không gây ra phản ứng trước khi bị mất hết năng lượng trong bia, nên để tạo ra nguồn gamma có cường độ lớn thì cần phải dùng chất phát hạt alpha có hoạt độ rất lớn. Ví dụ, một nguồn phát alpha điển hình được chế tạo từ $^{238}\text{PuO}_2$ có hoạt độ 6.10^9 Bq và 200 mg chất ^{13}C sẽ sản sinh ra tia gamma năng lượng 6,130 MeV với 770 photon/giây.

5.4.4. Bức xạ hãm

Khi các electron chuyển động nhanh tương tác với vật chất, một phần năng lượng của chúng được chuyển thành bức xạ điện từ dưới dạng bức xạ hãm. Phần năng lượng của electron chuyển thành bức xạ hãm tăng theo năng lượng của electron, và đạt giá trị lớn nhất với các vật liệu có A lớn. Quá trình này quan trọng trong việc sản sinh ra tia X trong các ống phóng tia X thông thường.

Các electron chuyển động chậm dần và dừng lại trong vật chất ở khoảng cách nhất định, phổ năng lượng bức xạ hãm là liên tục và năng lượng lớn nhất của nó bằng năng lượng của electron.

5.4.5. Tia X đặc trưng

Năng lượng giải phóng của quá trình dịch chuyển các electron từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản dưới dạng năng lượng của tia X đặc trưng, có giá trị bằng độ chênh lệch năng lượng giữa trạng thái kích thích và trạng thái cơ bản. Chẳng hạn, nếu lỗ trống được tạo ra trên lớp K của nguyên tử, thì tia X đặc trưng K sẽ được giải phóng khi lỗ trống được lấp đầy bởi một electron khác. Nếu electron đó đến từ lớp L thì lượng tử K_α sẽ sinh ra, và năng lượng của nó bằng độ lệch năng lượng giữa lớp K và lớp L; nếu electron lấp lỗ trống xuất phát từ lớp M thì lượng tử K_β phát ra có năng lượng lớn hơn một chút,... Dây lượng tử lớp K sinh ra khi lỗ trống

được lấp đầy bởi các electron tự do hay electron không liên kết có năng lượng tương ứng bằng năng lượng liên kết lớp K. Các lỗ trống sinh ra ở các lớp phía ngoài do lấp đầy lỗ trống lớp K cũng sẽ được lấp đầy sau đó và phát ra dãy các tia X đặc trưng L, M,...

Vì năng lượng tia X đặc trưng của dãy K có năng lượng cao nhất, nên chúng có tầm quan trọng thực tế nhất. Năng lượng của chúng tăng đều đặn theo số của nguyên tử, chẳng hạn, nó khoảng 1 keV đối với Na ($Z = 10$), khoảng 10 keV đối với Ga ($Z = 31$), và khoảng 100 keV đối với Ra ($Z = 88$). Các tia X đặc trưng dãy L không thể tiến tới năng lượng 1 keV cho đến khi nguyên tử có $Z = 28$, và 10 keV tại $Z = 74$. Vì năng lượng của tia X đặc trưng là duy nhất với từng nguyên tố, nên chúng thường được sử dụng trong phép phân tích nguyên tố của các mẫu chưa biết.

Khi một nguyên tử ở trạng thái kích thích, quá trình phát electron Auger bị tranh chấp với quá trình phát tia X đặc trưng. Hiệu suất phát tia X huỳnh quang tỷ lệ với quá trình phát tia X đặc trưng. Các giá trị của hiệu suất phát huỳnh quang thường lập thành bảng như là một phần của dữ liệu quang phổ.

Rất nhiều quá trình vật lý khác nhau dẫn tới việc nguyên tử bị kích thích và sau đó có thể phát ra các tia X đặc trưng. Về cơ bản, hiệu suất tương đối của dãy K, L và các dãy sau đó sẽ phụ thuộc vào cách thức tạo kích thích, nhưng năng lượng của lượng tử đặc trưng là không đổi.

5.4.6. Kích thích do phân rã phóng xạ

Trong quá trình phân rã phóng xạ bởi hiện tượng chiếm electron, điện tích của hạt nhân bị giảm đi một đơn vị do bắt một electron trên quỹ đạo, thường là ở lớp K. Nguyên tử sau đó vẫn có số electron quỹ đạo thích hợp, nhưng quá trình bắt electron quỹ đạo đã tạo ra một lỗ trống ở một trong các lớp phía trong. Khi lỗ trống này bị lấp đầy thì tia X được tạo ra, tia X này là một đặc trưng cho

nguyên tố. Quá trình phân rã này có thể làm cho hạt nhân con ở trạng thái cơ bản hoặc ở trạng thái kích thích, nên phát tia X đặc trưng cũng có thể kèm theo phát tia gamma.

Biến hoán trong là một quá trình cũng có thể dẫn tới phát tia X đặc trưng. Như định nghĩa, biến hoán trong đưa đến sự bứt ra của electron quỹ đạo khỏi nguyên tử và tạo ra một lỗ trống trên quỹ đạo. Các electron lớp K dễ dàng chuyển đổi nhất, do đó tia X đặc trưng dãy K chiếm ưu thế. Vì quá trình giải kích thích phát tia gamma luôn cạnh tranh với quá trình biến hoán trong, nên các nguồn đồng vị phóng xạ dạng này thường phát ra tia gamma cùng với tia X đặc trưng. Các electron biến hoán trong có thể tạo ra một dải bức xạ hãm liên tục, đặc biệt khi năng lượng của chúng lớn.

Bảng 5.4 trình bày một số ví dụ về các nguồn với dải năng lượng thấp. Trong các trường hợp đó thì ^{56}Fe được sử dụng rộng rãi vì thời gian bán rã thích hợp và hoạt độ riêng lớn. Nó rất giống nguồn thuần khiết của các tia X đặc trưng dãy K của Magnesium (Mg) ở năng lượng khoảng 5,9 keV, và bức xạ hãm liên quan đến quá trình bắt electron là rất yếu.

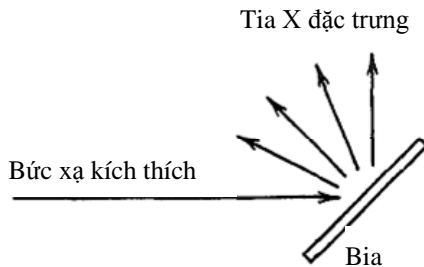
Bảng 5.4 Một số nguồn đồng vị phát tia X năng lượng thấp

Hạt nhân	Thời gian bán rã	Năng lượng tia X dãy K_{α} đã điều chỉnh	Suất lượng phát huỳnh quang	Các bức xạ khác
^{37}Ar	35,1 ngày	2,957 keV	0,086	Một số bức xạ hãm
^{41}Ca	8.10^4 năm	3,690 keV	0,129	Tinh khiết
^{44}Ti	48 năm	4,508 keV	0,174	Gamma năng lượng 68 keV và 78 keV
^{49}V	330 ngày	4,949 keV	0,200	Bức xạ hãm
^{56}Fe	2,60 năm	5,895 keV	0,282	Bức xạ hãm yếu

Hiệu ứng tự hấp thụ là vấn đề kỹ thuật quan trọng khi chế tạo các nguồn phát tia X. Khi độ dày của lớp chất phóng xạ tăng thì thông lượng chùm tia X thoát ra khỏi bề mặt của nó sẽ tiến đến giá trị tới hạn (vì chỉ những lượng tử sinh ra từ nguyên tử gần bề mặt mới thoát ra được). Số lượng nguyên tử phát ra lượng tử trong một khoảng cách nhất định tới bề mặt nguồn được cực đại hóa bằng cách tăng hoạt độ riêng của chất phóng xạ, và các mẫu không có chất mang sẽ có cường độ nguồn lớn nhất trên một đơn vị diện tích.

5.4.7. Kích thích do bức xạ ngoài

Sơ đồ chung của quá trình kích thích bởi bức xạ ngoài được minh họa trên Hình 5.7, nó cũng có thể sử dụng để tạo ra các tia X đặc trưng. Nguồn bức xạ chiếu ngoài ở đây (tia X, electron, hạt alpha,...) dùng để bắn vào bia và tạo ra nguyên tử ở trạng thái kích thích hoặc bị ion hóa. Vì nhiều nguyên tử ở trạng thái kích thích hay ion trong bia giải kích thích, sau đó trở về trạng thái cơ bản bằng việc phát ra tia X đặc trưng nên bia có thể dùng như là nguồn phát tia X cục bộ.

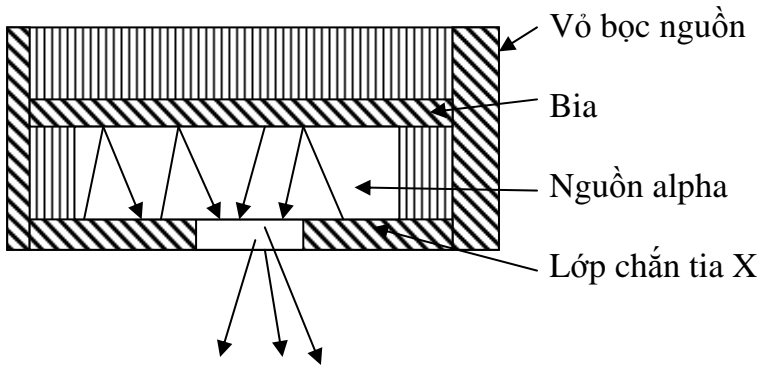


Hình 5.7 Phương pháp tổng quát để phát ra tia X đặc trưng từ các bia. Bức xạ kích thích có thể là tia X, electron, hạt alpha hay bất kỳ bức xạ ion hóa khác

Năng lượng của tia X phát ra phụ thuộc vào loại vật liệu bia. Bia có số nguyên tử số nhỏ sẽ sinh ra tia X đặc trưng mềm, và bia số nguyên tử số lớn sẽ sinh ra tia X đặc trưng cứng hơn (năng lượng cao hơn). Bức xạ tới phải có năng lượng lớn hơn năng lượng

cực đại của lượng tử cần phát ra từ bia, vì nó phải tạo ra các trạng thái kích thích có thể dẫn tới các dịch chuyển nguyên tử tương ứng.

Bức xạ tới có thể là tia X phát ra từ ống phóng tia X. Những tia X này có thể tương tác với bia thông qua việc hấp thụ quang điện, và sau đó giải thích các ion của bia để tạo ra phổ tia X đặc trưng. Quá trình xảy ra trong trường hợp này được gọi là quá trình huỳnh quang tia X. Mặc dù phổ tia X đặc trưng có thể bị gây nhiễu từ các lượng tử tán xạ của chùm tia X tới, nhưng với việc lựa chọn thích hợp bia và hình học của bia có thể được giữ ở khoảng 10% hoặc 20%.



Hình 5.8 Mặt cắt ngang của một nguồn phát tia X đặc trưng kết hợp sử dụng hạt alpha để kích thích bia

Thay cho các ống phóng tia X có kích thước lớn, các nguồn đồng vị phóng xạ phát ra các lượng tử có năng lượng thấp cũng có thể được sử dụng như là một nguồn kích thích. Ví dụ ^{241}Am , tia gamma năng lượng 60 keV phát ra với hiệu suất phát 36%. Các nguồn tia X đặc trưng sử dụng đồng vị này để kích thích bia theo bố trí hình học như Hình 5.8 hiện nay thường dùng đồng vị ^{241}Am lên đến 10 mCi.

Một phương pháp khác để kích thích bia là thông qua việc sử dụng chùm tia electron chiếu ngoài. Đối với các bia có số nguyên tử số thấp, điện thế gia tốc cần thiết chỉ khoảng vài ngàn vôn, nên

có thể chế tạo được các nguồn electron tương đối nhỏ gọn. Trong trường hợp kích thích bằng chùm electron, phổ tia X đặc trưng phát từ bia sẽ bị gây nhiễu từ bức xạ hãm, cũng được sinh ra do tương tác của chùm electron tới với bia. Tuy nhiên với các bia mỏng, lượng tử bức xạ hãm được ưu tiên phát ra theo hướng về phía trước, trong khi đó tia X đặc trưng được phát ra đẳng hướng. Do đó, bố trí cửa sổ ra với một góc lớn ($120^{\circ} \div 180^{\circ}$) so với hướng của chùm electron chiếu tới sẽ làm tối thiểu hóa được gây nhiễu từ bức xạ hãm.

Bức xạ tới cũng có thể là chùm các hạt nặng mang điện. Như đã biết, tương tác của những hạt này với bia sẽ tạo ra các nguyên tử ở trạng thái kích thích đủ để phát ra các tia X đặc trưng. Đối với các nguồn di động và nhỏ gọn thì chùm hạt alpha phát ra từ nguồn đồng vị phóng xạ là nguồn phát ra chùm tia tới thì thuận tiện nhất. Trong các chất có khả năng phát hạt alpha như ^{210}Po và ^{244}Cm là hữu hiệu nhất, vì có thời gian bán rã thuận lợi nên gần như không có gây nhiễu từ các bức xạ điện từ.

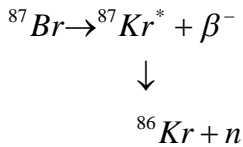
Bảng 5.5 Các nguồn hạt alpha dùng làm nguồn kích thích phát tia X đặc trưng

	^{210}Po	^{244}Cm
Thời gian bán rã	138 ngày	17,6 năm
Phát alpha	5,305 MeV (100%)	5,81 MeV 5,77 MeV
Phát gamma	803 keV (0,0011%)	43 keV (0,02%) 100 keV (0,0015 %) 150 keV (0,0013 %) 262 keV ($1,4 \cdot 10^{-4}$ %) 590 keV ($2,5 \cdot 10^{-4}$ %) 820 keV ($7 \cdot 10^{-5}$ %)
Phát tia X	Đặc trưng dãy L và M của Pb	Đặc trưng dãy L và M của Pu

5.5. Nguồn neutron

Về nguyên tắc, các hạt nhân kích thích ở mức năng lượng cao hơn năng lượng liên kết của neutron thì có thể phát neutron, nhưng ta không thể tạo ra các trạng thái kích thích cao này trong mọi quá trình phân rã thông thường. Vì vậy, các nguồn đồng vị phát neutron thực tế không tồn tại theo cùng cách thức như các nguồn gamma, tức bằng cách chuyển lên trạng thái kích thích nhờ phân rã beta.

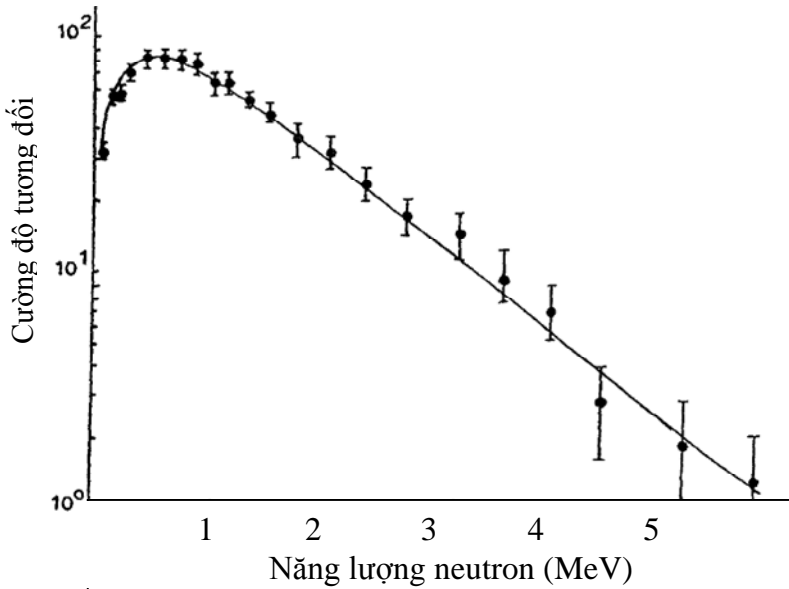
Ví dụ:



ở trường hợp này, thời gian bán rã của phân rã beta khoảng 55 giây, nên ${}^{87}\text{Br}$ không thể dùng được trong thực tế như nguồn neutron đồng vị trong phòng thí nghiệm. Vì thế, việc chọn lựa nguồn neutron đồng vị phóng xạ bị giới hạn rất nhiều, dựa trên phân hạch tự phát hoặc trên phản ứng hạt nhân với các hạt tới là sản phẩm của quá trình phân rã.

5.5.1. Phân hạch tự phát

Nhiều hạt nhân nặng có tính phóng xạ cao, có khả năng phân hạch tự phát lớn. Trong mỗi sự kiện phân hạch, có thể phát ra tức thời một vài neutron nhanh. Vì vậy một mẫu hạt nhân phóng xạ như vậy có thể là một nguồn neutron đồng vị dễ chế tạo nhất. Những sản phẩm khác của quá trình phân hạch là các sản phẩm phân hạch có khối lượng nặng, kèm theo việc có thể phát ra các tia beta, gamma. Khi sử dụng các mẫu này như là nguồn neutron, thì đồng vị trong mẫu được bao bọc kín trong một hộp đủ dày sao cho chỉ có các neutron nhanh và tia gamma có thể thoát ra khỏi nguồn.



Hình 5.9 Phổ năng lượng neutron từ phân hạch tự phát của ^{252}Cf

Nguồn phân hạch tự phát phổ biến nhất là ^{252}Cf . Nó có thời gian bán rã 2,65 năm, đủ dài để thuận tiện trong sử dụng, và là đồng vị được sản xuất nhiều nhất trong tất cả các chất có hoạt tính phóng xạ cao. Ở đồng vị này, cơ chế phân rã chiếm ưu thế là phân rã alpha, và tốc độ phát alpha gấp khoảng 32 lần tốc độ phân hạch tự phát. Hiệu suất phát neutron là 0,116 n/s/Bq, trong đó hoạt độ phóng xạ bao gồm cả tốc độ phân rã alpha và phân hạch tự phát. Trên một đơn vị khối lượng là 1 μg , ^{252}Cf sinh ra $2,30 \cdot 10^6$ n/s. So với các nguồn neutron khác thì ^{252}Cf chứa lượng chất phóng xạ nhỏ (thường là cỡ μg), và do vậy có thể sản xuất nguồn với kích thước rất nhỏ, kích thước này hầu như do lớp bao bọc bên ngoài quyết định.

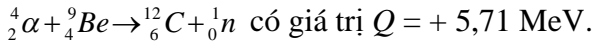
Phổ năng lượng của neutron từ nguồn ^{252}Cf được biểu thị trên Hình 5.9, có đỉnh tại 0,5 MeV và 1 MeV. Tuy nhiên, hiệu suất phát neutron đáng kể có thể mở rộng đến 8 MeV hay 10 MeV. Số phân rã theo năng lượng xấp xỉ:

$$\frac{dN}{dE} = E^{1/2} e^{-E/T} \quad (5.3)$$

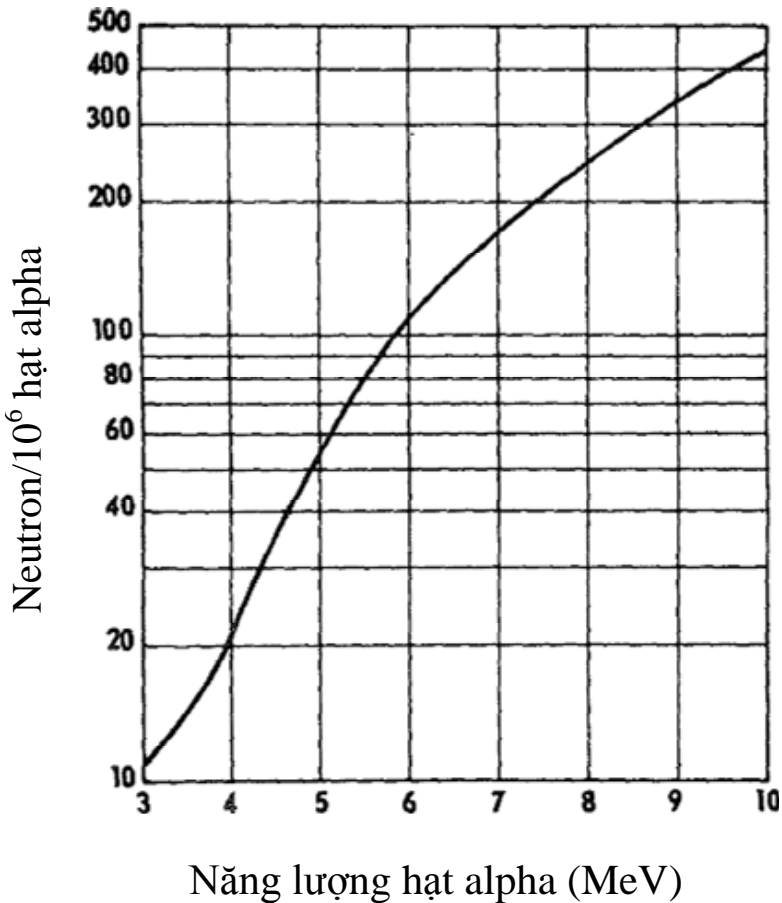
Đối với phổ phân hạch tự phát của ^{252}Cf , hằng số T trong Công thức 5.3 có giá trị 1,3 MeV.

5.5.2. Các nguồn (α, n) đồng vị phóng xạ

Do các hạt alpha có thể phát ra từ phân rã trực tiếp của nhiều đồng vị phóng xạ phổ biến, nên có thể sản xuất nguồn neutron loại nhỏ bằng cách pha trộn đồng vị phát alpha với vật chất bia thích hợp. Một vài chất dùng làm bia có thể dẫn đến phản ứng (α, n) đối với các hạt alpha phát ra trong các phân rã phóng xạ, trong đó hiệu suất phát neutron lớn nhất thu được khi sử dụng bia Be với neutron được sinh ra thông qua phản ứng:



Neutron phát ra từ phản ứng này khi chùm tia alpha đập vào bia đủ dày so với quãng chạy của neutron được biểu thị trên Hình 5.10. Hầu hết hạt alpha dừng lại trong bia, chỉ có $1/10^4$ hạt là phản ứng với hạt nhân Be. Hiệu suất phát neutron từ một hỗn hợp trộn đều của chất phát alpha và Be gần như là giống nhau, miễn là chất phát hạt alpha được phân bố đồng đều trong Be với hàm lượng tương đối nhỏ. Tất cả các chất phát hạt alpha cần quan tâm trong thực tế là các nguyên tố actinid (Nhóm Actini là tên nhóm 14 nguyên tố hóa học Th, Pa, U, Np, Pu, Am, Cm, Bk, Cf, Es, Fm, Md, No và Lr.). Các nghiên cứu cho thấy hợp kim bền vững có thể hình thành giữa các actinid và Be ở dạng $M\text{Be}^{13}$, trong đó M là những kim loại actinid. Hầu hết các nguồn mô tả phía dưới đều được luyện kim dưới dạng hợp kim này, và mỗi hạt alpha có một xác suất để tương tác với các hạt nhân Be mà không bị bất kỳ sự mất mát năng lượng trung gian nào.



Hình 5.10 Hiệu suất phát neutron bia dày đối với các hạt alpha trên Be

Một số chất phát alpha phổ biến và tích chất của nguồn neutron tạo ra được liệt kê trong Bảng 5.6. Một vài đồng vị đáng chú ý là ^{226}Ra và ^{227}Ac , các phản ứng này tạo ra một chuỗi dài các sản phẩm con cháu. Mặc dù hiệu suất phát alpha có tăng thêm nhưng cũng góp phần gây ra phong bức xạ gamma lớn, nên những nguồn này không thích hợp cho một số ứng dụng. Hơn nữa, nguồn Ra-Be và Ac-Be yêu cầu thiết kế phức tạp vì rất nguy hiểm sinh học do bức xạ gamma.

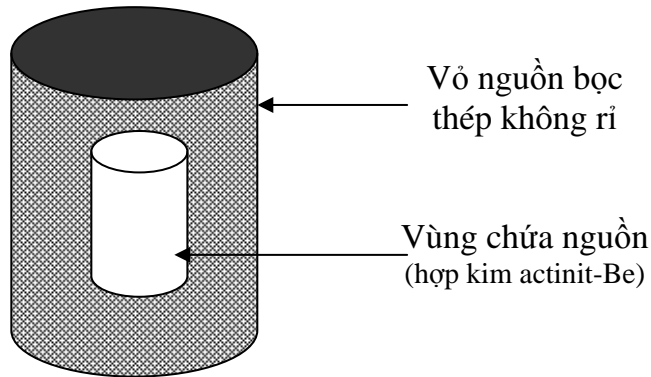
Bảng 5.6 Những đặc trưng của các nguồn neutron (α, n)

Nguồn	Thời gian bán rã	E_α (MeV)	Hiệu suất phát neutron/ 10^6 hạt alpha sơ cấp		Hiệu suất phát (%) neutron có $E_n < 1,5$ MeV	
			Tính toán	Thí nghiệm	Tính toán	Thí nghiệm
$^{239}\text{Pu}/\text{Be}$	24000 năm	5,14	65	57	11	9-33
$^{210}\text{Po}/\text{Be}$	138 ngày	5,30	73	69	13	12
$^{238}\text{Pu}/\text{Be}$	87,4 năm	5,48	79	-	-	-
$^{241}\text{Am}/\text{Be}$	433 năm	5,48	82	70	14	15-23
$^{244}\text{Cm}/\text{Be}$	18 năm	5,79	100	-	18	29
$^{242}\text{Cm}/\text{Be}$	162 ngày	6,10	118	106	22	26
$^{226}\text{Ra}/\text{Be}$	1602 năm	Đa năng	502	-	26	33-38
$^{227}\text{Ac}/\text{Be}$	21,6 năm	Đa năng	702	-	28	38

Nguồn $^{239}\text{Pu}/\text{Be}$ được sử dụng rộng rãi nhất trong các nguồn neutron đồng vị (α, n), tuy nhiên để có hoạt độ phóng xạ 1 Ci thì cần phải có khoảng 16 g chất ^{239}Pu , nên nguồn này thường có kích thước khoảng vài centimet, và cường độ bị giới hạn ở khoảng 10^7 n/s. Để tăng hiệu suất phát neutron mà không tăng kích thước vật lý của nguồn thì cần phải thay thế chất phát alpha có hoạt độ riêng cao hơn. Do đó, nguồn kết hợp ^{241}Am ($T_{1/2} = 433$ năm) và ^{238}Pu ($T_{1/2} = 87,4$ năm) cũng được sử dụng rộng rãi khi cần có hiệu suất phát neutron lớn. Cho đến nay, kiến thức về nguồn neutron sử dụng

đồng vị ^{244}Cm ($T_{1/2} = 18$ năm) còn hạn chế, nhưng nó có thể là một nguồn lý tưởng dựa trên việc cân đối giữa hoạt độ riêng và thời gian sống của nguồn.

Vì những nguồn neutron này có chứa hoạt độ lớn của đồng vị actinit, nên cần đặc biệt cẩn thận trong khi chế tạo nguồn để đảm bảo chất phóng xạ phải được bao bọc một cách an toàn. Hợp kim actinit-Be thường được bọc kín trong hai lớp hình trụ bằng thép không rỉ hàn kín riêng biệt. Cần phải tạo ra một khoảng không gian nhất định trong phạm vi các lớp hình trụ bên trong để chứa khí heli được sinh ra khi các hạt alpha bị dừng và trung hòa.



Hình 5.11 Cấu trúc tường kép điển hình cho các nguồn Be(α , n)

Khi ứng dụng để chuẩn hiệu suất ghi cho các detector, cần thận trọng khi giả định hiệu suất phát neutron đối với các nguồn này phân rã đúng như thời gian bán rã của chất phát hạt alpha chính. Vì chỉ với lượng nhỏ của hoạt độ alpha pha tạp, có trong mẫu đồng vị phóng xạ ban đầu hoặc được sinh ra thông qua phân rã của các hạt nhân ban đầu cũng có thể ảnh hưởng đến hiệu suất phát neutron toàn phần. Chẳng hạn, nhiều nguồn $^{239}\text{Pu}/\text{Be}$ được chế tạo từ Pu có chứa một lượng nhỏ các đồng vị Pu khác. Đồng vị ^{241}Pu là đặc biệt quan trọng, vì nó phân rã beta với thời gian bán rã 13,2 năm để tạo thành ^{241}Am , cũng là một chất phát alpha. Do vậy, hiệu suất phát

neutron của những nguồn này có thể tăng dần theo thời gian khi ^{241}Am tích lũy dần trong nguồn. Tỷ lệ đồng vị của ^{241}Pu ban đầu là 0,7% sẽ tạo ra tốc độ gia tăng của hiệu suất phát neutron là 2%/năm.

5.5.3. Các nguồn quang neutron

Một số nguồn phát tia gamma cũng có thể dùng để sản xuất neutron khi chúng kết hợp với vật liệu bia thích hợp. Những nguồn quang neutron tạo ra dựa trên việc cung cấp năng lượng kích thích cao cho hạt nhân bia bằng cách hấp thụ bức xạ gamma để cho phép nó phát ra một neutron tự do. Chỉ có hai hạt nhân bia là ^9Be và ^2H là có tầm quan trọng thực tế đối với nguồn quang neutron đồng vị. Những phản ứng tương ứng có thể được viết:



Bức xạ gamma có năng lượng cần thiết ít nhất phải bằng $-Q$ để phản ứng có thể xảy ra, nên chỉ những tia gamma năng lượng tương đối cao mới có thể được áp dụng. Đối với năng lượng gamma vượt qua giá trị nhỏ nhất này, năng lượng neutron sinh ra tương ứng có thể được tính toán theo:

$$E_n(\theta) \cong \frac{M(E_\gamma + Q)}{m + M} + \frac{E_\gamma [(2mM)(m + M)(E_\gamma + Q)]^{1/2}}{(m + M)^2} \cos \theta \quad (5.4)$$

trong đó: θ là góc giữa bức xạ gamma và hướng của neutron;

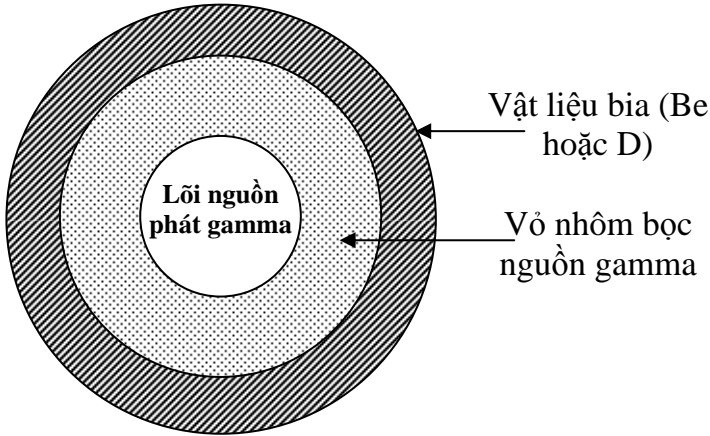
E_γ là năng lượng của gamma (MeV);

m là khối lượng của hạt nhân giạt lùi $\times c^2$;

M là khối lượng của neutron $\times c^2$.

Một lợi thế mang tính quyết định của các nguồn quang neutron là nếu tia gamma đơn năng thì neutron sinh ra cũng gần như đơn

năng. Độ phân tán động học thu được trong Công thức 5.4 khi góc θ biến đổi từ 0 đến π có thể làm mở rộng phổ năng lượng của neutron thêm vài phần trăm. Với các nguồn có kích thước lớn, phổ cũng bị suy biến ở mức độ nhất định do xảy ra tán xạ của một số neutron trong nguồn trước khi thoát ra ngoài.

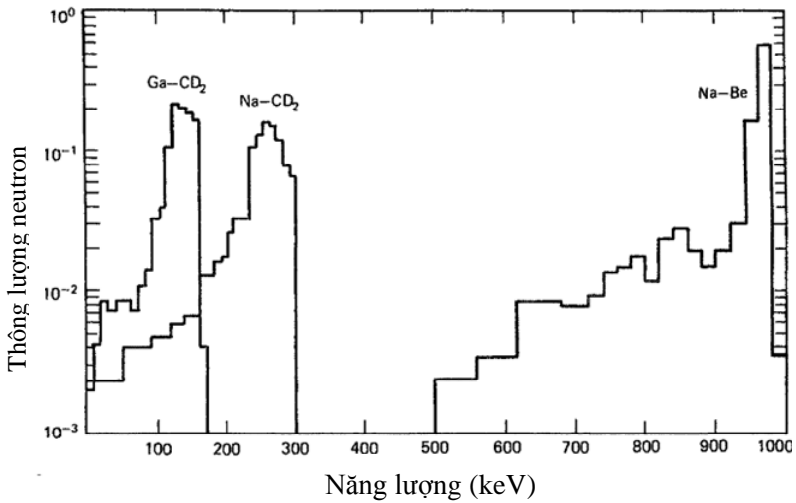


Hình 5.12 Cấu trúc đơn giản của nguồn quang neutron hình cầu

Bất lợi nhất của nguồn quang neutron là hoạt độ gamma sử dụng phải rất lớn để tạo ra nguồn neutron có cường độ cần thiết. Với loại nguồn như Hình 5.12, chỉ có khoảng một tia gamma (trong 10^5 hay 10^6 tia) xảy ra tương tác để sinh ra một neutron, do vậy neutron thường xuất hiện trên phổ bức xạ gamma rất lớn. ^{226}Ra , ^{124}Sb , ^{72}Ga , ^{140}La và ^{24}Na là một số chất phát tia gamma được sử dụng. Một số tính chất và phổ năng lượng của các nguồn quang neutron tương ứng được đưa ra trong Hình 5.13 và Bảng 5.7. Đối với những nguồn này, thời gian bán rã của chất phát tia gamma phải đủ ngắn để có thể tái kích hoạt lại chúng trong lò phản ứng hạt nhân giữa các lần sử dụng.

Bảng 5.7. Những đặc trưng của nguồn quang neutron

Chất phát tia gamma	Thời gian bán rã	Năng lượng gamma (MeV)	Bia	Năng lượng neutron (keV)	Suất liều phát neutron (n/s)/10 ¹⁰ Bq	
²⁴ Na	15,0 giờ	2,7541	Be	967	340	
		2,7541	D	263	330	
²⁸ Al	2,24 phút	1,7787	Be	101	32,6	
³⁸ Cl	37,3 phút	2,1676	Be	446	43,1	
⁵⁶ Mn	2.58 giờ	1,8107	Be	129	91,5	
		2,1131		398		
		2,9598		D		1,149
		2,9598		365		162
⁷² Ga	14,1 giờ	1,8611	Be	174	64,9	
		2,2016		476		
		2,5077		D		748
		2,5077		140		25,1
⁷⁶ As	26,3 giờ	1,7877	Be	109	3,05	
		2,0963		383		
^{116m} In	54,1 phút	2,1121	Be	397	15,6	
¹²⁴ Sb	60,2 ngày	1,6910	Be	23	210	
¹⁴⁰ La	40,3 giờ	2,5217	Be	760	10,2	
		2,5217	D	147	6,6	
¹⁴⁴ Pr	17,3 phút	2,1856	Be	462	690	



Hình 5.13 Phổ neutron tính toán đối với các kích thước của nguồn quang neutron ở Hình 5.12. Các chất phát gamma là ^{72}Ga hoặc ^{24}Na . Các lớp vỏ phía ngoài hoặc là polyethylene được deuteri (CD_2), hoặc là Be

5.5.4. Phản ứng từ các hạt mang điện được gia tốc

Do hạt alpha là hạt nặng mang điện duy nhất có số Z nhỏ dễ dàng tạo ra từ các đồng vị phóng xạ nên các phản ứng xảy ra với proton, D,... đều dựa trên các hạt được gia tốc nhân tạo. Hai trong các phản ứng phổ biến nhất thuộc loại này được sử dụng để sinh ra neutron là:

Phản ứng D-D



Phản ứng D-T



Vì rào thế Coulomb giữa hạt nhân deuteri và hạt nhân bìa nhẹ là tương đối nhỏ nên hạt deuteri không cần thiết phải gia tốc đến

năng lượng rất cao để có thể tạo ra hiệu suất phát neutron lớn. Những phản ứng này được sử dụng rất rộng rãi trong các nguồn phát neutron, trong đó các ion deuteri được gia tốc bởi điện thế cỡ 100-300 kV. Vì năng lượng hạt tới nhỏ so với giá trị Q của phản ứng, nên tất cả các neutron sinh ra đều có năng lượng gần bằng nhau (gần 3 MeV đối với phản ứng D-D và 14 MeV đối với phản ứng D-T). Chùm deuteri 1 mA sẽ sản sinh ra khoảng 10^9 n/s trên bia deuteri dày, và khoảng 10^{11} n/s trên bia triti. Các máy phát neutron gọn nhẹ bao gồm một ống kín có chứa cả nguồn ion và bia, cùng với bộ phát cao áp di động có thể tạo ra hiệu suất phát neutron nhỏ hơn một chút.

Nhiều phản ứng gây ra bởi hạt mang điện khác trong đó có giá trị Q âm hay bia có số nguyên tử lớn hơn cũng được áp dụng để phát ra neutron. Các phản ứng ${}^9\text{Be}(d, n)$, ${}^7\text{Li}(p, n)$, và ${}^3\text{H}(p, n)$ là một số ví dụ phổ biến. Trong các trường hợp này, hạt tới cần phải có năng lượng cao hơn, và cần có những thiết bị gia tốc lớn hơn như máy gia tốc vòng hay máy gia tốc Van de Graaff để tạo ra chùm tia hạt tới.

BÀI TẬP CHƯƠNG 5

5.1. Phổ năng lượng bức xạ được phân loại thành hai loại chính: Phổ chứa một hoặc nhiều hơn các mức năng lượng rời rạc (phổ vạch), và phổ bao gồm phân bố rộng theo năng lượng (phổ liên tục). Các nguồn bức xạ được liệt kê dưới đây, hãy chỉ ra phổ vạch và phổ liên tục.

- a) Phổ các hạt alpha.
- b) Phổ các hạt beta.
- c) Phổ các tia gamma.
- d) Phổ các tia X đặc trưng.
- e) Phổ các điện tử biến hoán trong.
- f) Phổ các điện tử Auger.
- g) Phổ các mảnh phân hạch.
- h) Phổ bức xạ hãm.
- i) Phổ bức xạ hủy cặp.

5.2. Giả sử quá trình biến hoán trong sinh ra từ cùng một năng lượng kích thích của một chất, chỉ ra năng lượng electron nào cao hơn trong hai trường hợp: biến hoán trong từ lớp L và biến hoán trong từ lớp M.

5.3. Biết năng lượng và động lượng cùng bảo toàn, hãy tìm năng lượng hạt alpha phát ra trong phân rã của hạt nhân có số khối 210 khi biết giá trị $Q = 5,50 \text{ MeV}$.

5.4. Xác định giới hạn bước sóng nhỏ nhất của tia X phát ra bởi ống phát tia X hoạt động ở điện áp 195 kV.

5.5. Từ các giá trị khối lượng nguyên tử, hãy tìm năng lượng gần đúng giải phóng ra bởi phân hạch tự phát của ^{235}U thành hai mảnh có khối lượng như nhau.

5.6. Năng lượng nhỏ nhất của tia gamma cần thiết để có thể sinh ra các quang neutron trong nước trên thành phần nước nặng là bao nhiêu.

Chương 6.

TƯƠNG TÁC CỦA BỨC XẠ VỚI VẬT CHẤT

Khi đi xuyên qua vật chất, các hạt tương tác với các nguyên tử môi trường, tức tương tác với các electron và hạt nhân. Nếu bỏ qua tương tác hấp dẫn có cường độ rất nhỏ, các hạt sẽ tham gia vào các tương tác mạnh, tương tác điện từ và tương tác yếu. Các bức xạ được đề cập chủ yếu là các hạt tích điện như alpha, deuteron, proton, electron, và các hạt không mang điện như gamma, neutron. Các hạt alpha, deuteron, proton, và neutron có thể tham gia vào tương tác mạnh; các electron và gamma tham gia tương tác điện từ, ngoài ra bức xạ gamma có thể tham gia vào tương tác yếu. Ở đây chỉ giới hạn xem xét tương tác điện từ của các electron và gamma với các electron quỹ đạo trong nguyên tử môi trường, từ đó dẫn đến sự kích thích và ion hóa môi trường. Riêng đối với neutron, do trung hòa về điện nên nó không tương tác với các electron quỹ đạo trong nguyên tử môi trường mà tương tác trực tiếp với hạt nhân, dẫn đến các phản ứng hạt nhân.

Do cơ chế truyền qua môi trường của các bức xạ khác nhau có các đặc tính khác nhau, nên có thể phân thành bốn nhóm hạt bức xạ: các hạt nặng tích điện như alpha, deuteron, proton; hạt nhẹ tích điện như electron; tia gamma và hạt neutron.

6.1. Tương tác của hạt nặng tích điện với vật chất

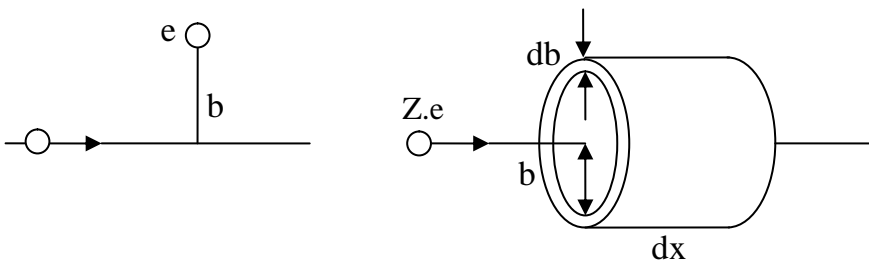
6.1.1. Độ mất năng lượng riêng

Để đơn giản ta gọi các hạt nặng tích điện là các hạt tích điện. Sở dĩ ta phân loại chúng thuộc các hạt nặng là do khối lượng của chúng gấp hàng ngàn lần khối lượng của electron, là hạt nhẹ tích điện. Về phương diện động học, sự tán xạ giữa các hạt nặng với

electron trong nguyên tử khác với sự tán xạ giữa electron vào với electron trong nguyên tử. Về phương diện lực tương tác, cơ chế mất năng lượng chủ yếu của các hạt tích điện khi đi qua môi trường là tương tác tĩnh điện với các electron quỹ đạo của nguyên tử môi trường, làm kích thích và ion hóa các nguyên tử đó. Do đặc điểm tác dụng xa của lực Coulomb, chúng tương tác với một lượng lớn các electron. Để nghiên cứu sự mất năng lượng của hạt tích điện, trước tiên xét quá trình va chạm của nó với một electron tự do. Sau đó lấy tổng hiệu ứng đối với tất cả các electron của môi trường.

Xét tương tác của hạt tích điện có điện tích $Z.e$, $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C; trong trường hợp hạt alpha thì $Z = 2$, deuteron có $Z = 1$, và proton có $z = 1$, với electron điện tích e , ... Giả sử hạt tích điện có vận tốc v bay qua electron với tham số ngắm b (Hình 6.1) thì nó truyền cho electron với động năng:

$$T_e = \frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{b^2} \quad (6.1)$$



Hình 6.1 Tán xạ của hạt tích điện lên các electron trong lớp hình trụ

Để xem xét hiệu ứng của tất cả các electron với cùng một tham số ngắm b , ta vẽ xung quanh quỹ đạo hạt bay vào một lớp hình trụ dài dx với bán kính b , bề dày db . Thể tích $V = 2\pi b db dx$.

Gọi n_e là mật độ electron trong môi trường, đơn vị đo electron/cm³, thì số electron trong lớp hình trụ bằng

$V.n_e = 2\pi n_e b db dx$. Khi đó, hạt bay vào sẽ mất một năng lượng để truyền cho các electron trong yếu tố lớp hình trụ:

$$dE = T_e V n_e = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} dx \quad (6.2)$$

Độ mất năng lượng của hạt vào trên một đơn vị đường đi, gọi là độ mất năng lượng riêng là:

$$\frac{dE}{dx}(b) = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{db}{b} \quad (6.3)$$

Mật độ electron trong môi trường n_e được tính theo công thức:

$$n_e = \rho \frac{N_A}{A} Z \text{ electron/cm}^3 = \rho \frac{N_A}{A} Z \times 10^6 \text{ electron/m}^3 \quad (6.4)$$

trong đó $\rho(\text{g/cm}^3)$, $A(\text{g/mole})$ và Z lần lượt là mật độ, phân tử khối và số điện tích phân tử của môi trường, N_A là số Avogadro, $N_A = 6,02.10^{23}$ phân tử/mole.

Độ mất năng lượng riêng tổng cộng nhận được khi tích phân Công thức 6.3 theo tất cả các giá trị khả dĩ của tham số ngắm b , tức là từ 0 đến ∞ . Tuy nhiên sẽ gặp khó khăn khi thực hiện tích phân này tại giới hạn dưới $b = 0$, vì b nằm dưới mẫu số của Công thức 6.3; còn tại giới hạn trên $b = \infty$ thì tích phân bị phân kỳ. Vì lẽ đó, thay cho các giới hạn này ta lấy các giá trị hữu hạn là b_{\min} và b_{\max} . Khi đó:

$$\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{dE}{dx}(b) db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) \quad (6.5)$$

Đại lượng b_{\min} được xác định như sau: khi hạt tích điện chuyển động với vận tốc $v \ll c$ thì năng lượng cực đại mà nó truyền cho electron bằng $E_{\max} = 2m_e v^2$. Đồng nhất công thức này với Công thức 6.1 đối với E_{\max} , trong đó thay b bằng b_{\min} ta được:

$$b_{\min} = \frac{Ze^2}{m_e v^2 \gamma}, \text{ với } \gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}} \quad (6.6)$$

Để xác định b_{\max} , cần tính đến hiệu ứng liên kết của electron trong nguyên tử. Với $b = b_{\max}$ thì năng lượng của hạt alpha truyền cho electron không đủ để kích thích nguyên tử, tức là electron không còn tự do nữa. Như vậy, b_{\max} có liên quan đến thế ion hóa nguyên tử:

$$I = 13,5Z \quad (6.7)$$

trong đó I đo với đơn vị eV, Z là số điện tích của nguyên tử, b_{\max} tính theo công thức sau:

$$b_{\max} = \frac{v}{I} \quad (6.8)$$

Ngoài ra để tính b_{\max}/b_{\min} cần đưa vào hiệu ứng tương đối, khi đó năng lượng truyền cực đại trở thành $E_{\max} = 2m_e v^2 / (1 - \beta^2)$, và thông số ngấm cực đại trở thành $b_{\max} = \frac{v}{I\sqrt{1 - \beta^2}}$, trong đó $\beta = v/c$.

Công thức 6.5 chỉ đúng khi tương tác của hạt vào với electron nào đó không phụ thuộc vào sự có mặt của các electron khác trong môi trường. Trên thực tế, điều đó không đúng và do đó phải có các hiệu chỉnh đối với công thức này do hiệu ứng mật độ.

Với các hiệu chỉnh trên, độ mất năng lượng riêng của hạt alpha có dạng:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right) \quad (6.9)$$

trong đó ký hiệu $\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}}$ biểu thị độ mất năng lượng (dấu âm) do

ion hóa, đơn vị đo là erg/cm. Để tính $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ trong hệ đơn vị SI thì phải nhân Công thức 6.9 với hằng số điện $k = 9.10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$. Các số hạng δ và U tính đến hiệu ứng mật độ và năng lượng liên kết của các electron lớp K và L.

Ở trường hợp đơn giản, không tính đến các hiệu chỉnh này, người ta thường dùng công thức gần đúng:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (6.10)$$

Nếu không tính đến sự phụ thuộc vào khối lượng các hạt, độ mất năng lượng riêng của hạt tích điện phụ thuộc vào điện tích, vận tốc và mật độ electron của môi trường sau:

$$\frac{dE}{dx} = Z^2 n_e f(v) \quad (6.11)$$

Từ Công thức 6.11 có thể rút ra một số nhận xét như sau:

- Trường hợp hai hạt cùng điện tích, chẳng hạn proton và deuteron, chuyển động với cùng vận tốc v và trong cùng môi trường thì độ mất năng lượng giống nhau:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,v=v_0} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{d,v=v_0} \quad (6.12)$$

Do vận tốc liên hệ với năng lượng trong trường hợp phi tương đối theo công thức $v^2 = \frac{2E}{m}$, nên Công thức 6.12 có thể viết lại:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,E=E_0} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{d,E=E_0/2} \quad (6.13)$$

- Trường hợp hai hạt có điện tích khác nhau, chẳng hạn hạt alpha với $Z_1 = 2$ và hạt proton với $Z_2 = 1$ thì độ mất năng lượng riêng của chúng khác nhau bởi hệ số:

$$\left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^2 = \left(\frac{2}{1}\right)^2 = 4$$

$$\text{nên } \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\alpha, v=v_0} = 4 \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p, v=v_0} \quad (6.14)$$

$$\text{hay } \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\alpha, E=E_0} = 4 \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p, E=E_0/4} \quad (6.15)$$

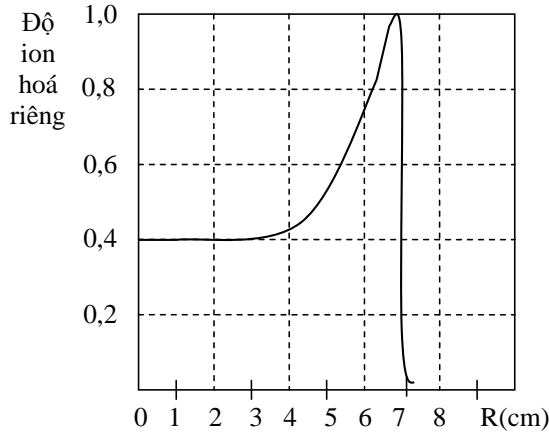
- Trường hợp đối với các môi trường khác nhau, $\frac{dE}{dx}$ tỷ lệ thuận với mật độ electron $n_e = n_{\text{nuc}}Z$, với n_{nuc} là mật độ các hạt nhân trong môi trường và Z là điện tích của hạt nhân. Mặc khác $n_{\text{nuc}} \approx \text{const}$ đối với tất cả các môi trường, nên $\frac{dE}{dx}$ tỷ lệ thuận với điện tích Z . Do đó:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{Z_1, v=v_0} = \frac{Z_1}{Z_2} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{Z_2, v=v_0} \quad (6.16)$$

Chẳng hạn, tỷ số $\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{82}{6} = 14$ đối với hai môi trường chì và carbon khi có cùng một hạt tích điện đi qua.

Do hạt tích điện truyền năng lượng cho các electron nên nó ion hóa môi trường, tức là tạo nên các cặp ion dọc theo đường đi. Độ ion hóa riêng là số cặp ion tạo ra trên một đơn vị quãng đường của hạt tích điện. Ví dụ xét hạt alpha, điện tích $+2e$, khối lượng rất lớn nên vận tốc của nó tương đối nhỏ, vì thế độ ion hóa riêng của nó rất cao, vào khoảng hàng chục ngàn cặp ion trên 1 cm trong không khí. Dọc theo đường đi của mình trong vật chất, do năng lượng bị mất

dần nên hạt alpha đi chậm dần và độ ion hóa riêng tăng dần. Đến khi sắp hết năng lượng, độ ion hóa riêng tăng nhanh và sau đó giảm đến 0 khi hạt alpha dừng chuyển động. Điều này được minh họa trên đường cong Bragg.



Hình 6.2 Đường cong Bragg đối với độ ion hóa riêng của hạt alpha

Khi hạt tích điện ion hóa nguyên tử môi trường, nó mất một phần năng lượng E_l để đánh bật một electron quỹ đạo ra ngoài. Động năng E_e của electron thoát ra liên hệ với thế ion hóa I của nguyên tử và độ mất năng lượng E_l như sau:

$$E_e = E_l - I \quad (6.17)$$

Trong nhiều trường hợp electron bắn ra có động năng đủ lớn để chính nó ion hóa nguyên tử tiếp theo, đó là electron thứ cấp và được gọi là electron delta. Electron delta ban đầu có động năng cỡ 1000 eV thì có thể tạo nên một chuỗi các electron delta thứ cấp và một chuỗi các cặp ion.

6.1.2. Quãng chạy của hạt tích điện trong vật chất

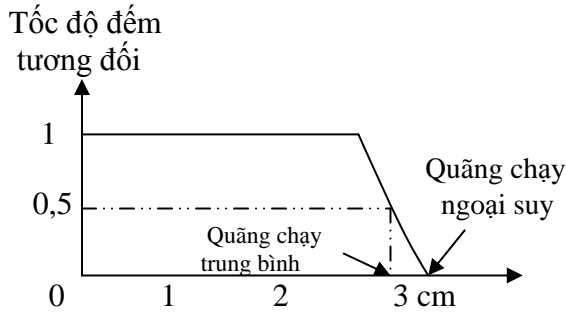
Đối với hạt bay vào có điện tích $Z.e$ đi qua một môi trường cho trước, độ mất năng lượng riêng dE/dx là hàm:

$$\frac{dE}{dx} = f(E) \quad (6.18)$$

Tích phân công thức này theo E từ 0 đến năng lượng của hạt bay vào E_0 chính là quãng chạy toàn phần của hạt tích điện:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)} = \frac{m}{Z^2} \Phi(v) \quad (6.19)$$

Hạt alpha có khả năng đâm xuyên thấp nhất trong số các bức xạ ion hóa. Trong không khí, cho dù hạt alpha có năng lượng cao nhất cũng chỉ đi được vài centimet, còn trong các môi trường rắn hay lỏng thì quãng chạy của nó cỡ micromet. Có hai định nghĩa về quãng chạy của hạt alpha là quãng chạy trung bình và quãng chạy ngoại suy, được minh họa trong Hình 6.3.



Hình 6.3 Đường cong hấp thụ của hạt alpha

Đường cong hấp thụ của hạt alpha có dạng tuyến tính vì nó là hạt đơn năng. Ở cuối quãng chạy, số đếm các hạt alpha giảm nhanh khi tăng bề dày chất hấp thụ. Quãng chạy trung bình được xác định ở nửa chiều cao đường hấp thụ, còn quãng chạy ngoại suy được xác định khi ngoại suy đường hấp thụ đến giá trị 0.

Quãng chạy trong không khí (R_{kk}) của hạt alpha với động năng E (MeV) trong điều kiện chuẩn được biểu diễn gần đúng:

$$R_{kk} = 0,318E^{3/2} \text{ đối với } 3 \text{ cm} < R_{kk} < 7 \text{ cm.} \quad (6.20)$$

Đối với môi trường bất kỳ với khối lượng hạt nhân A thì quãng chạy của hạt alpha được tính theo công thức:

$$R = 0,56 R_{kk} A^{1/3} \quad (6.21)$$

với R (mg/cm²), R_{kk} là quãng chạy của hạt alpha với cùng năng lượng trong không khí, đơn vị đo centimet.

Theo Công thức 6.19, nếu hai hạt bay cùng vận tốc và qua cùng một môi trường vật chất thì tỷ số quãng chạy của chúng là:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{Z_1^2} \cdot \frac{m_2}{Z_2^2} = \frac{m_1 Z_2^2}{m_2 Z_1^2} \quad (6.22)$$

Do vậy, khi hai hạt có cùng vận tốc thì năng lượng của chúng tỷ lệ với khối lượng:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m_1}{m_2} \quad (6.23)$$

Quãng chạy của hạt proton trong không khí được tính qua quãng chạy của hạt alpha trong không khí như sau:

$$R_p(E) = R_\alpha(4E) - 0,2 \text{ (cm) đối với } E > 0,5 \text{ MeV}$$

Các tính toán và thực nghiệm dẫn tới công thức sau đây đối với quãng chạy của hạt proton trong nhũ tương ảnh:

$$E_p = \alpha(R_p)^n \quad (6.24)$$

Trong đó E tính theo đơn vị MeV còn R_p theo đơn vị μm, α ≈ 0,25, n ≈ 0,58. Từ các Công thức 6.22, 6.23 và 6.24 ta có công thức liên hệ giữa động năng E và quãng chạy R của một hạt tích điện Z.e, khối lượng m trong nhũ tương ảnh như sau:

$$E = \alpha \left(\frac{m}{m_p} \right)^{1-n} Z^{2n} R^n \quad (6.25)$$

6.1.3. Tương tác của electron với vật chất

6.1.3.1. Độ mất năng lượng riêng của electron

Đối với hạt nhẹ tích điện ta chỉ xem xét electron vì positron ít được khảo sát trong thực tế. Quá trình truyền qua vật chất của electron khác với các hạt nặng tích điện vì khối lượng của nó rất nhỏ. Khối lượng electron bay vào nhỏ nên độ thay đổi động năng trong một lượt va chạm khá lớn. Nguyên nhân này là do:

Thứ nhất, electron bay vào so với electron bay ra lệch đáng kể so với phương bay ban đầu của mình;

Thứ hai, trong các va chạm có thể sinh các bức xạ điện từ.

Như vậy, quỹ đạo của electron không phải là đường thẳng và nó mất nhiều năng lượng để sinh ra bức xạ điện từ. Ngoài ra, khi electron bay vào va chạm với electron quỹ đạo của nguyên tử môi trường sẽ xuất hiện hiệu ứng trao đổi do không phân biệt được hai electron này. Hiệu ứng trao đổi có ảnh hưởng đáng kể đến quá trình truyền electron qua vật chất. Đối với hạt positron thì không có hiệu ứng trao đổi nhưng lại có hiện tượng hủy cặp electron - positron, làm ảnh hưởng đáng kể sự truyền positron qua vật chất.

Cơ chế mất năng lượng đối với electron cũng giống như các hạt nặng tích điện. Tuy nhiên, đối với electron, các đại lượng b_{\min} và b_{\max} trong Công thức 6.5 có giá trị khác so với hạt nặng tích điện do khối lượng nhỏ của electron và do hiệu ứng trao đổi. Khi đó, độ mất năng lượng riêng của electron được xác định bằng công thức:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{(e)} = \frac{2\pi n_e Z e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right] \quad (6.26)$$

ở đây, E là động năng tương đối của electron:

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_e c^2 \quad (6.27)$$

Trong trường hợp không tương đối, $\beta \ll 1$, thì Công thức 6.26 trở thành:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{(e)} = \frac{4\pi n_e e^4}{m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{2I} \quad (6.28)$$

Trong trường hợp siêu tương đối $E \gg m_e c^2$, ta có:

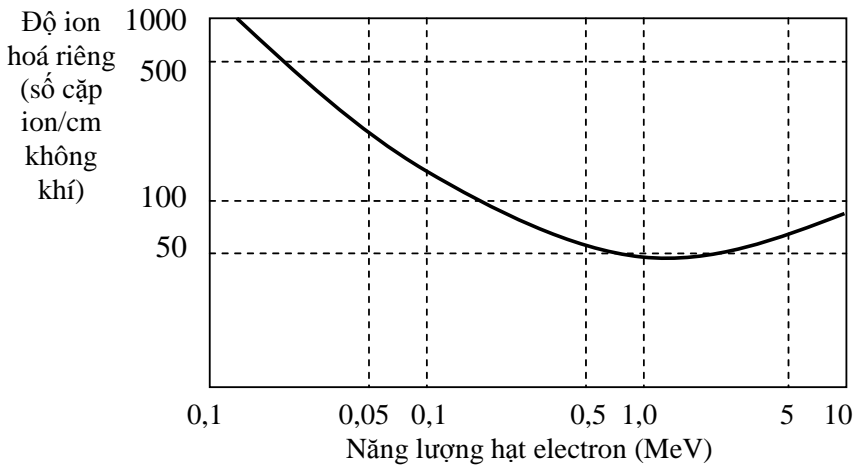
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{(e)} = \frac{2\pi n_e e^4}{m_e v^2} \left(\ln \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right) \quad (6.29)$$

Khác với các hạt nặng tích điện, đối với electron cả hai giới hạn này đều quan trọng vì $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$, tức là trở thành siêu tương đối ngay cả khi động năng của nó có giá trị cỡ vài MeV. Như đã nói trên, do electron có khối lượng bằng khối lượng electron trong nguyên tử nên va chạm giữa chúng làm electron chuyển động lệch khỏi hướng ban đầu. Do vậy, electron chuyển động theo đường zíc zắc sau nhiều va chạm trong môi trường hấp thụ và cuối cùng sẽ dừng lại khi hết năng lượng để ion hóa. Dọc theo đường đi này có rất nhiều cặp ion được hình thành do quá trình ion hóa sơ cấp của electron ban đầu lẫn quá trình ion hóa thứ cấp do các electron delta.

6.1.3.2. Độ ion hóa riêng

Do electron tạo nên các cặp ion dọc theo đường đi của mình nên nó có độ ion hóa riêng như đã trình bày đối với hạt alpha.

Độ ion hóa riêng khá cao đối với các electron năng lượng thấp, giảm dần khi tăng năng lượng electron, đạt cực tiểu ở năng lượng khoảng 1 MeV, rồi sau đó tăng từ từ.



Hình 6.4 Độ ion hóa riêng đối với không khí phụ thuộc vào năng lượng electron

Nếu biết trước độ mất năng lượng trung bình w tạo cặp ion, thì độ ion hóa riêng s được tính:

$$s = \frac{dE/dx}{w} \frac{eV/cm}{eV/c.i.} \quad \text{c.i. là cặp ion} \quad (6.30)$$

6.1.3.3. Bức xạ hãm

Khi electron đi đến gần hạt nhân, lực hút Coulomb mạnh làm nó thay đổi đột ngột hướng bay ban đầu, tức chuyển động có gia tốc và mất năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ, gọi là bức xạ hãm hay bức xạ Bremsstrahlung. Năng lượng bức xạ hãm phân bố liên tục từ 0 đến giá trị cực đại E_0 của động năng electron bay vào. Sự mất năng lượng của electron trong trường hợp này gọi là mất năng lượng do bức xạ. Cường độ bức xạ hãm W là lượng năng lượng bức xạ trong 1 giây. Trong trường hợp chuyển động phi tương đối

với gia tốc $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ thì:

$$W = \frac{3}{2} \frac{e^2 Z^2}{c^3} |\vec{a}|^2 \quad (6.31)$$

Thay $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$ ta được cường độ bức xạ hãm khi tương tác

Coulomb của hạt với hạt nhân. W tỷ lệ nghịch với bình phương khối lượng hạt, và tỷ lệ thuận với bình phương điện tích của tâm tán xạ. Như vậy, sự mất năng lượng bức xạ chỉ có giá trị đáng kể đối với electron chứ không quan trọng đối với hạt nặng tích điện. Chẳng hạn, độ mất năng lượng do bức xạ của hạt proton vào khoảng $(m_p/m_e)^2 \approx 3.10^6$ lần nhỏ hơn so với electron. Ngoài ra, sự mất năng lượng do bức xạ đối với electron chủ yếu do tương tác với hạt nhân chứ không do tương tác với electron quỹ đạo.

Việc tính đến hiệu ứng tương đối và lượng tử hoá không thay đổi các nhận xét nêu trên. Độ mất năng lượng do bức xạ được mô tả bởi các công thức sau:

- Trường hợp không tương đối, tức $E \ll m_e c^2$:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad}^{(e)} = \frac{16}{3} nE \frac{Z^2 r_e^2}{137}, \quad (6.32)$$

trong đó:

$$n = \rho (g/cm^3) \frac{N_A}{A} \quad (6.33)$$

là mật độ nguyên tử của môi trường, $N_A = 6.02.10^{23}$ phân tử/mole, A và Z là số khối lượng và số nguyên tử của hạt nhân môi trường.

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82.10^{-13} cm \quad (6.34)$$

r_e là bán kính cổ điển của electron.

- Trường hợp tương đối với $m_e c^2 \ll E \ll 137 m_e c^2 Z^{1/3}$ và bỏ qua hiệu ứng che lấp của các electron đối với hạt nhân:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^{(e)} = nE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (6.35)$$

hoặc đối với trường hợp $E \gg 137m_e c^2 Z^{1/3}$ và tính đến hiệu ứng che lấp hoàn toàn của các electron đối với hạt nhân:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^{(e)} = nE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right) \quad (6.36)$$

Theo các Công thức 6.32, 6.35 và 6.36, độ mất năng lượng do bức xạ tỷ lệ với bình phương điện tích Z của hạt nhân môi trường, mật độ nguyên tử n và động năng E của electron:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^{(e)} \sim Z^2 nE \quad (6.37)$$

Tương tự, Công thức 6.26 mô tả độ mất năng lượng riêng do ion hóa có thể viết lại:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{(e)} \sim n_e \sim nZ \quad (6.38)$$

So sánh Công thức 6.37 và 6.38, được kết quả:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^{(e)}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{(e)}} \sim EZ \quad (6.39)$$

Nếu E tính theo đơn vị MeV thì tỷ số giữa độ mất năng lượng riêng do bức xạ và độ mất năng lượng riêng do ion hóa bằng:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^{(e)}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}^{(e)}} \sim \frac{EZ}{700} \quad (6.40)$$

Công thức 6.40 cho thấy độ mất năng lượng riêng do bức xạ trong nước ($Z \approx 8$) với $E = 100$ MeV có giá trị bằng độ mất năng lượng riêng do ion hóa. Đối với chì thì điều đó xảy ra ở năng lượng gần 10 MeV. Giá trị mà tại đó độ mất năng lượng riêng do bức xạ có giá trị bằng độ mất năng lượng riêng do ion hóa được gọi là năng lượng tới hạn.

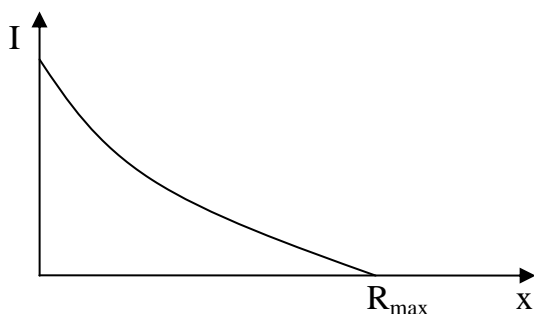
Công thức 6.40 cho thấy năng lượng tới hạn $E_{cr} \approx 700/Z$ MeV. Trong miền năng lượng trên năng lượng tới hạn thì độ mất năng lượng do bức xạ chiếm ưu thế.

Bảng 6.1 Năng lượng tới hạn đối với một số chất

Chất	Năng lượng tới hạn E_{cr} (MeV)
H	340
He	220
C	103
Không khí	83
Al	27
Fe	24
Cu	21,5
Pb	6,9

6.1.3.4. *Quãng chạy của electron trong vật chất*

Với năng lượng electron không lớn, nghĩa là trong miền mà độ mất năng lượng chủ yếu do ion hóa, thì đường đi của electron không phải là đường thẳng. Do đó, khái niệm về quãng chạy trong trường hợp này không được xác định đơn trị. Điều đó được minh họa trong Hình 6.5 về sự phụ thuộc cường độ electron theo bề dày lớp vật liệu khi nó truyền qua môi trường.



Hình 6.5 Sự phụ thuộc cường độ electron theo bề dày lớp vật chất

Sự phụ thuộc cường độ electron I theo bề dày x lớp vật chất tuân theo hàm mũ:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.41)$$

trong đó μ là hệ số hấp thụ tuyến tính, đơn vị đo là cm^{-1} . Hệ số hấp thụ khối được xác định theo năng lượng cực đại E_{max} của electron như sau:

$$\frac{\mu}{\rho} = 22 E_{\text{max}}^{-4/3} \text{ (g/cm}^2\text{)}, \text{ đối với } 0,5 < E_{\text{max}} < 6 \text{ MeV} \quad (6.42)$$

Đối với electron ta có hai đại lượng về quãng chạy là quãng chạy cực đại và quãng chạy trung bình. Quãng chạy cực đại là độ dày tối thiểu của lớp vật chất giữ lại toàn bộ các electron. Đây chính là quãng đường đi toàn phần của electron trong vật chất. Quãng chạy trung bình là độ dày lớp vật chất mà electron truyền qua khi lấy trung bình. Trong thực tế, quãng chạy cực đại thường được dùng nhiều hơn. Việc tính toán quãng chạy cực đại gặp nhiều khó khăn nên người ta hay dùng các bảng hay các công thức bán thực nghiệm. Chẳng hạn, đối với các electron năng lượng thấp $E < E_{\text{cr}}$ ta có công thức:

$$R_{\text{max}} = 0,526E - 0,24 \quad (6.43)$$

trong đó E tính theo đơn vị MeV, còn R_{max} theo đơn vị g/cm^2 .

Quãng chạy trung bình của electron năng lượng E (MeV) bằng:

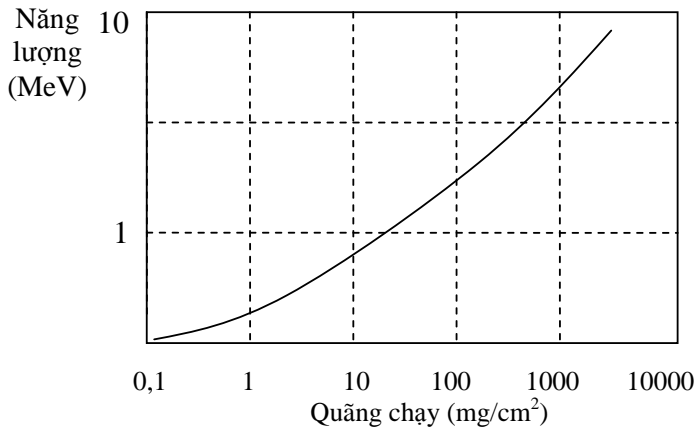
$$R(g/cm^2) = \begin{cases} 0,407E^{1,38} & 0,15 < E < 0,8 \text{ MeV} \\ 0,542E - 0,133 & 0,8 < E < 3 \text{ MeV} \end{cases} \quad (6.44)$$

Ngoài quãng chạy tuyến tính d (tính theo cm), người ta còn dùng quãng chạy mật độ d_m (đơn vị g/cm^2) được xác định như sau:

$$d_m(g/cm^2) = \rho(g/cm^3) \times d(cm) \quad (6.45)$$

trong đó ρ là mật độ khối của chất hấp thụ, tính theo g/cm^3 .

Hình 6.6 biểu diễn đường cong mô tả sự phụ thuộc quãng chạy của electron tính theo đơn vị bề dày mật độ vào năng lượng của nó.



Hình 6.6 Đường cong quãng chạy - năng lượng đối với electron. Quãng chạy tính theo đơn vị bề dày mật độ

Đường cong quãng chạy - năng lượng trong Hình 6.6 được biểu diễn bằng công thức:

$$R(g/cm^2) = 412E^{1,265 - 0,0954 \ln E} \quad (6.46)$$

đối với miền năng lượng electron $0,01 \leq E \leq 2,5 \text{ MeV}$.

$$\ln E = 6,63 - 3,2376 \times (10,2146 - \ln R)^{1/2} \quad (6.47)$$

đối với miền quãng chạy $R \leq 1200 \text{ g/cm}^2$, và:

$$R(\text{g/cm}^2) = 530E - 106 \quad (6.48)$$

đối với miền năng lượng electron $E > 2,5 \text{ MeV}$ và miền quãng chạy $R > 1200 \text{ g/cm}^2$. Trong đó R là quãng chạy tính theo mg/cm^2 và E là năng lượng cực đại của electron, tính theo đơn vị MeV .

Ví dụ 6.1. Nguồn ^{24}Na ($T_{1/2} = 15 \text{ giờ}$) thường dùng trong y học như là chất đánh dấu phóng xạ, phát ra tia β^- với năng lượng cực đại là $1,39 \text{ MeV}$. Xác định quãng chạy cực đại của các tia β trong mô động vật.

Mật độ của hầu hết các mô động vật xấp xỉ bằng 1 đơn vị. Từ Công thức 6.46, ta có:

$$\begin{aligned} R(\text{g/cm}^2) &= 412E^{1,265 - 0,0954\ln E} \\ R_{max} &= 412 \times 1,39^{(1,265 - 0,0954 \ln 1,39)} \\ &= 412 \times 1,39^{1,234} = 618 \text{ g/cm}^2 \end{aligned}$$

6.2. Tương tác của tia gamma với vật chất

6.2.1. Sự suy giảm bức xạ gamma khi đi qua vật chất

Bức xạ gamma có bản chất sóng điện từ, đó là các photon năng lượng cao từ vài chục keV đến hàng chục MeV. Bước sóng được xác định qua năng lượng của bức xạ gamma theo công thức:

$$\lambda \sim \frac{h}{c} \quad (6.49)$$

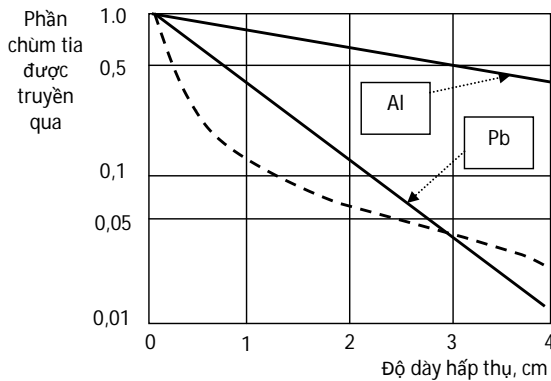
nhỏ hơn nhiều so với kích thước nguyên tử ($\sim 10^{-10} \text{ m}$).

Giống như các hạt tích điện, bức xạ gamma bị hấp thụ bởi vật chất do tương tác điện từ. Tuy nhiên, cơ chế của quá trình phát bức xạ gamma khác với các hạt tích điện do hai nguyên nhân.

Thứ nhất, bức xạ gamma không mang điện tích nên không chịu ảnh hưởng của lực Coulomb. Tương tác của bức xạ gamma với electron xảy ra trong miền với bán kính cỡ 10^{-13} m, tức là nhỏ hơn ba bậc so với kích thước nguyên tử. Vì vậy, khi đi qua vật chất bức xạ gamma ít va chạm với các electron và hạt nhân, do đó ít bị lệch khỏi phương bay ban đầu của mình.

Thứ hai, đặc điểm của bức xạ gamma là khối lượng nghỉ bằng 0 nên vận tốc bằng vận tốc ánh sáng. Điều này có nghĩa là bức xạ gamma không bị làm chậm trong môi trường. Lượng tử này hoặc bị hấp thụ, hoặc bị tán xạ làm thay đổi phương bay.

Sự suy giảm tia gamma khi đi qua môi trường khác với sự suy giảm của các hạt tích điện. Các hạt tích điện có tính chất hạt nên chúng có quỹ đạo chạy hữu hạn trong vật chất, nghĩa là chúng có thể bị hấp thụ hoàn toàn, trong khi tia gamma chỉ bị suy giảm về cường độ chùm tia khi tăng bề dày vật chất mà không bị hấp thụ hoàn toàn. Do vậy, đối với bức xạ gamma không có khái niệm quãng chạy.



Hình 6.7 Sự suy giảm chùm tia hẹp gamma theo bề dày vật liệu. Các đường liền nét là chùm gamma đơn năng 0,661 MeV, đường đứt nét là chùm gamma đa năng lượng

Cho một chùm tia gamma hẹp đi qua bản vật liệu và đo cường độ chùm tia sau bản vật liệu đã được chuẩn trực, vẽ sự phụ thuộc

cường độ chùm tia đo được theo bề dày vật liệu trên đồ thị bán logarithm, ta được sự suy giảm cường độ khi tăng bề dày vật liệu là đường thẳng. Trong Hình 6.7 hai đường thẳng ứng với vật liệu nhôm và chì đều giảm tuyến tính khi tăng bề dày vật liệu, do đó cường độ chùm tia giảm theo hàm số mũ.

Thật vậy, xét chùm tia hẹp gamma đơn năng với cường độ ban đầu I_0 . Sự thay đổi cường độ khi qua lớp mỏng vật liệu dx bằng:

$$dI = -\mu I dx \quad (6.50)$$

trong đó μ là hệ số suy giảm tuyến tính, có thứ nguyên $[\text{độ dày}]^{-1}$ và thường tính theo cm^{-1} . Từ Công thức 6.50 có thể viết:

$$dI/I = -\mu dx$$

Tích phân phương trình từ 0 đến x ta được:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.51)$$

Công thức 6.51 mô tả sự suy giảm theo hàm mũ của cường độ chùm tia hẹp gamma đơn năng.

Hệ số suy giảm tuyến tính μ phụ thuộc vào năng lượng của bức xạ gamma và mật độ vật liệu môi trường. Bảng 6.2 trình bày hệ số suy giảm μ của một số vật liệu che chắn thông dụng đối với các giá trị năng lượng gamma từ 0,1 MeV đến 1,0 MeV.

Bảng 6.2 Hệ số suy giảm tuyến tính μ (cm^{-1})

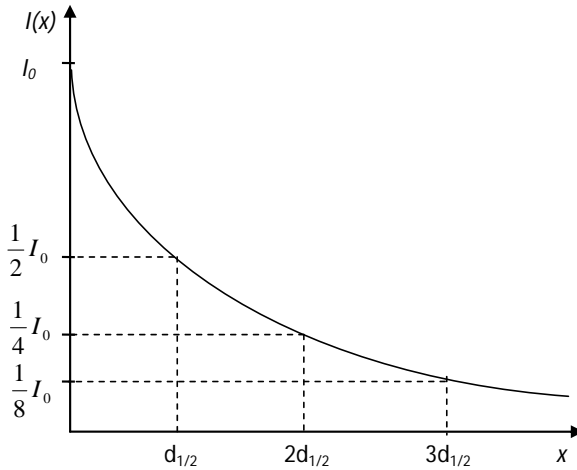
Vật liệu	Mật độ $\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	Năng lượng bức xạ gamma (MeV)						
		0,1	0,15	0,2	0,3	0,5	0,8	1,0
C	2,25	0,335	0,301	0,274	0,238	0,196	0,159	0,143
Al	2,7	0,435	0,362	0,324	0,278	0,227	0,185	0,166
Fe	7,9	2,720	1,445	1,090	0,858	0,665	0,525	0,470
Cu	8,9	3,80	1,83	1,309	0,960	0,730	0,561	0,520
Pb	11,3	59,7	20,8	10,15	4,02	1,64	0,945	0,771

Không khí	$1,29 \cdot 10^{-3}$	$1,95 \cdot 10^{-4}$	$1,73 \cdot 10^{-4}$	$1,59 \cdot 10^{-4}$	$1,37 \cdot 10^{-4}$	$1,12 \cdot 10^{-4}$	$9,12 \cdot 10^{-5}$	$8,45 \cdot 10^{-5}$
H ₂ O	1	0,167	0,149	0,136	0,118	0,097	0,079	0,071
Bê tông	2,35	0,397	0,326	0,291	0,251	0,204	0,166	0,149

Độ dày giảm một nửa $d_{1/2}$: là độ dày của môi trường vật chất mà chùm tia đi qua bị suy giảm cường độ một nửa, tức là còn một nửa cường độ ban đầu. Độ dày giảm một nửa $d_{1/2}$ liên hệ với hệ số suy giảm tuyến tính μ như sau:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (6.52)$$

Khi sử dụng $d_{1/2}$, đồ thị suy giảm cường độ theo độ dày x tương tự đồ thị minh họa quy luật phân rã phóng xạ, trong đó trục tung $I(x)$ thay cho $N(t)$, trục hoành x thay cho t , đại lượng $d_{1/2}$ thay cho $T_{1/2}$.



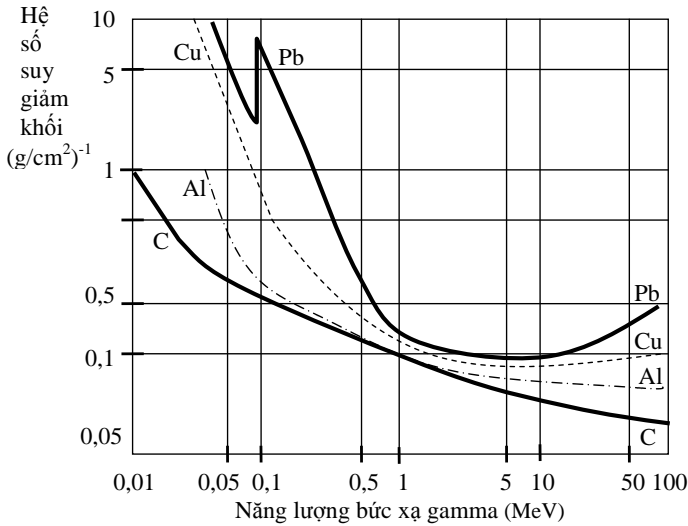
Hình 6.8 Sự suy giảm cường độ chùm tia gamma theo bề dày $d_{1/2}$

Ngoài hệ số suy giảm tuyến tính μ còn sử dụng hệ số suy giảm khối μ_m tính theo đơn vị (cm^2/g), được xác định như sau:

$$\mu_m = \mu/\rho \quad (6.53)$$

trong đó ρ có thứ nguyên $[g/cm^3]$ là mật độ vật chất môi trường.

Hình 6.9 trình bày sự phụ thuộc của hệ số suy giảm khối vào năng lượng tia gamma đối với một số vật liệu.



Hình 6.9 Hệ số suy giảm khối phụ thuộc vào năng lượng tia gamma đối với một số vật liệu che chắn thông dụng

Ví dụ 6.2. Tính hệ số suy giảm khối lượng của UO_2 đối với các tia γ mang năng lượng 1 MeV. Tính quãng chạy tự do bằng bao nhiêu? Biết mật độ của UO_2 bằng $10 g/cm^3$, $\frac{\mu}{\rho} = 0,0757 cm^2/g$ đối với Uranium và $0,0636$ đối với Oxy.

Khối lượng phân tử của UO_2 là $238 + 2,16 = 270$. Phần trăm khối lượng của Uranium bằng: $238/270=88,1\%$, còn lại $11,9\%$ là Oxy.

Ta có $\frac{\mu}{\rho} = 0,0757 cm^2/g$ đối với Uranium và $0,0636 cm^2/g$ đối với Oxy:

Do vậy, hệ số suy giảm khối đối với UO_2 là:

$$\begin{aligned}\mu_m &= \frac{\mu}{\rho} = 0,881.0,0757 + 0,119 \times 0,0636 \\ &= 0,0743 \text{ cm}^2/\text{g}\end{aligned}$$

Trong một số trường hợp còn dùng hệ số suy giảm nguyên tử μ_{at} là phần tia gamma bị một nguyên tử nào đó làm suy giảm. Hệ số này được xác định như sau:

$$\mu_{at}(\text{cm}^2) = \frac{\mu(\text{cm}^{-1})}{N(\text{nguyên tử}/\text{cm}^3)} \quad (6.54)$$

ở đó N là số nguyên tử trong 1 cm^3 . Có thể tính μ_{at} theo cm^2 hay barn, với 1 barn = 10^{-24} cm^2 .

Hệ số hấp thụ nguyên tử định nghĩa theo Công thức 6.54 được gọi là tiết diện vi mô và ký hiệu là σ , còn hệ số tuyến tính μ được gọi là tiết diện vĩ mô và ký hiệu là Σ . Với các ký hiệu như vậy, Công thức 6.54 được viết thành:

$$\Sigma(\text{cm}^{-1}) = \sigma \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{atom}} \right) \times N \left(\frac{\text{atom}}{\text{cm}^3} \right) \quad (6.55)$$

Sử dụng tiết diện vi mô có thể tính được hệ số suy giảm của hợp kim hay một hỗn hợp chứa vài nguyên tố khác nhau.

6.2.2. Các cơ chế tương tác của bức xạ gamma với vật chất

Bên cạnh các phản ứng hạt nhân được tạo ra bởi bức xạ gamma (hiệu ứng quang hạt nhân), có ba kiểu tương tác chính của bức xạ gamma với vật chất là hiệu ứng quang điện, hiệu ứng Compton và hiệu ứng tạo cặp $e^- - e^+$.

6.2.2.1. Hiệu ứng quang điện

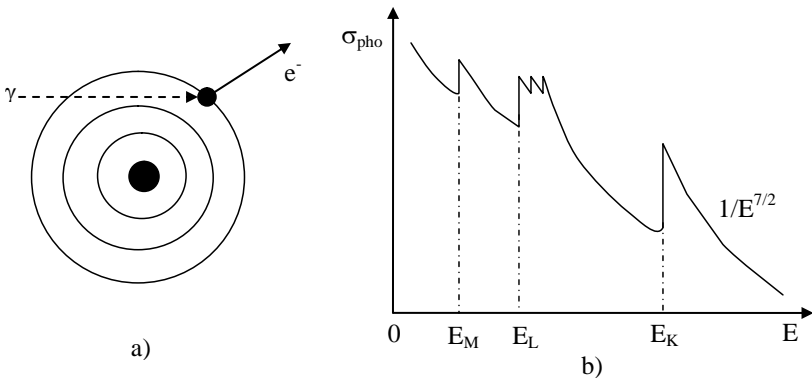
Hiệu ứng quang điện là quá trình tương tác của bức xạ gamma với electron nào đó gắn với nguyên tử, suốt quá trình đó năng

lượng toàn phần của bức xạ gamma được truyền cho electron. Kết quả của tương tác này là electron đó bị bật khỏi nguyên tử với động năng:

$$E_e = E_\gamma - E_i, \quad (6.56)$$

trong đó E_γ là năng lượng của tia gamma, E_i là năng lượng liên của electron ở lớp thứ i . (ở đây bỏ qua động năng giật lùi T_{at} của nguyên tử, vì T_{at} nhỏ hơn nhiều so với E_e và E_i).

Nếu $E_\gamma < E_K$ thì hiệu ứng quang điện chỉ có thể xảy ra trên các lớp L, M, \dots mà không thể xảy ra trên lớp K . Tương tự, đối với $E_\gamma < E_L$ thì hiệu ứng quang điện chỉ có thể xảy ra trên các lớp M, N, \dots và không xảy ra trên các lớp K và L, \dots



Hình 6.10 a) Hiệu ứng quang điện; b) Tiết diện của các hiệu ứng phụ thuộc vào năng lượng gamma

Lỗ trống được tạo ra trong lớp nào đó do hiệu ứng quang điện được lấp bởi các electron từ các quỹ đạo cao hơn. Quá trình này xảy ra cùng với việc phát các tia X hay các electron Auger.

Hiệu ứng quang điện không thể xảy ra đối với electron tự do vì không thỏa mãn các định luật bảo toàn năng - xung lượng. Giả sử hiệu ứng quang điện có thể xảy ra đối với electron tự do, các định luật bảo toàn năng - xung lượng dẫn đến các quan hệ sau:

$$E_\gamma = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (6.57)$$

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (6.58)$$

Suy ra:

$$\frac{E_\gamma}{m_e c} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{hay} \quad \frac{1-\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1$$

$$\text{và} \quad (1-\beta)^2 = 1-\beta^2 \quad (6.59)$$

Phương trình này được thoả mãn với hai giá trị $\beta = 0$ và $\beta = 1$.

Giá trị thứ nhất tương ứng với nghiệm thường $E_\gamma = 0$, trong khi giá trị thứ hai không mang ý nghĩa vật lý vì các hạt có $m \neq 0$. Do vậy, để hiệu ứng quang điện xảy ra thì electron phải liên kết với nguyên tử, và một phần năng lượng photon được truyền cho electron liên kết đó. Liên kết giữa electron với nguyên tử càng yếu, hiệu ứng quang điện càng khó xảy ra. Tình huống này xác định tất cả các tính chất chủ yếu của hiệu ứng quang điện, đó là sự phụ thuộc của tiết diện vào năng lượng, tỷ số xác suất hiệu ứng quang điện trên các lớp electron khác nhau, và sự phụ thuộc của tiết diện vào điện tích của môi trường.

Hình 6.10b chỉ ra sự phụ thuộc của tiết diện hiệu ứng quang điện vào năng lượng photon. Các giá trị năng lượng tia γ càng lớn (ở đó tất cả các electron có liên kết yếu với nguyên tử) thì tiết diện càng nhỏ. Khi E_γ giảm (tỷ số electron liên kết trên năng lượng photon I_K/E_γ tăng), đầu tiên tiết diện tăng theo $1/E_\gamma$ và sau đó (khi E_γ tiến tới I_K) tăng nhanh hơn theo $1/E_\gamma^{7/2}$. Tiết diện tăng liên tục cho đến khi E_γ bằng thế ion hóa đối với lớp K ($E_\gamma = I_K$). Khi $E_\gamma < I_K$ thì hiệu ứng quang điện không thể xảy ra đối với các electron lớp

K, tiết diện giảm đột ngột và chỉ được xác định bởi tương tác của bức xạ gamma với các electron lớp L, M, ... Nếu tiếp tục giảm E_γ thì tiết diện tăng trở lại do hiệu ứng quang điện xảy ra đối với các electron lớp L; tiết diện đạt giá trị lớn khi $E_\gamma = I_L$ rồi đột ngột giảm. Như vậy, hiệu ứng quang điện lại xảy ra đối với các electron lớp M, ...

Do năng lượng liên kết thay đổi theo số nguyên tử Z nên tiết diện tương tác quang điện phụ thuộc vào Z theo quy luật Z^5 . Như vậy, tiết diện hiệu ứng quang điện:

$$\sigma_{phot} \propto Z^5 / E_\gamma \text{ khi } E_\gamma \gg I_K \text{ và } \sigma_{phot} \propto Z^5 / E_\gamma^{7/2} \text{ khi } E_\gamma > I_K \quad (6.60)$$

Tiết diện của hiệu ứng quang điện đối với electron lớp K được tính theo các công thức sau:

$$\left(\sigma_{phot}\right)_K = 1,09 \times 10^{-16} Z^5 \left(\frac{13,61}{h\nu}\right)^{7/2} \text{ đối với } h\nu \text{ nhỏ} \quad (6.61)$$

$$\left(\sigma_{phot}\right)_K = \frac{1,34 \times 10^{-33} Z^5}{h\nu} \text{ đối với } h\nu \gg m_e c^2 \quad (6.62)$$

Trong đó σ tính theo đơn vị cm^2 , $h\nu$ theo đơn vị eV trong Công thức 6.61 và theo MeV trong Công thức 6.62.

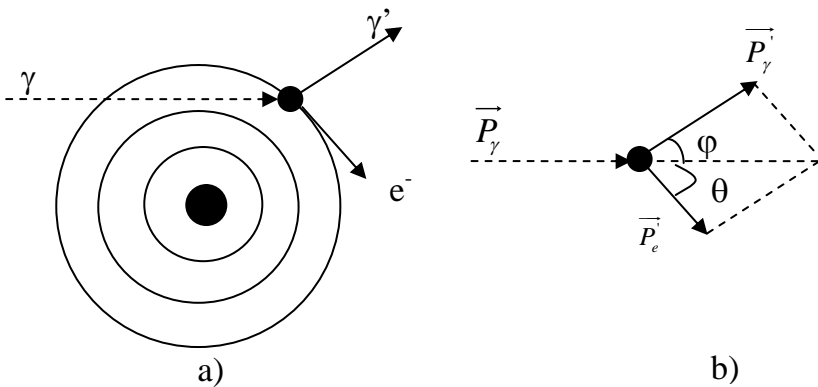
Sự đóng góp của hiệu ứng quang điện đối với các lớp L, M, ... là nhỏ so với lớp K.

$$\sigma_L/\sigma_K \approx 1/5 \text{ và } \sigma_M/\sigma_L \approx 1/4, \text{ tức là } \sigma_M/\sigma_K \approx 1/20 \quad (6.63)$$

Các Công thức 6.60, 6.61, 6.62 và 6.63 cho thấy hiệu ứng quang điện xảy ra chủ yếu với electron lớp K và với tiết diện rất lớn đối với các nguyên tử nặng (ngay cả ở những vùng năng lượng cao), còn đối với những nguyên tử nhẹ thì hiệu ứng này chỉ xuất hiện đáng kể ở vùng năng lượng thấp.

6.2.2.2. Hiệu ứng Compton

Khi năng lượng gamma đạt đến giá trị lớn hơn nhiều so với năng lượng liên kết của các electron lớp K trong nguyên tử thì vai trò của hiệu ứng quang điện giảm dần, và hiệu ứng Compton xuất hiện. Khi đó có thể bỏ qua năng lượng liên kết của electron so với năng lượng gamma, và tán xạ gamma lên electron có thể coi như tán xạ với electron tự do. Tán xạ này được gọi là tán xạ Compton, là tán xạ đàn hồi của các tia gamma vào với các electron (chủ yếu là các electron ở quỹ đạo ngoài của nguyên tử). Sau tán xạ, bức xạ gamma thay đổi phương bay và bị mất một phần năng lượng, còn electron giải phóng ra khỏi nguyên tử (Hình 6.11a). Hình 6.11b minh họa quá trình tán xạ đàn hồi của bức xạ gamma lên electron tự do.



Hình 6.11 a) Hiệu ứng Compton; b) Sơ đồ tán xạ gamma lên electron tự do

Trên cơ sở tính toán động học của quá trình tán xạ đàn hồi của hạt gamma chuyển động với năng lượng E lên electron đứng yên, ta có các công thức sau đây đối với năng lượng E' của gamma và

năng lượng E_e của electron sau tán xạ phụ thuộc vào góc bay φ của gamma sau tán xạ:

$$E' = E \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (6.64)$$

$$E_e = E \frac{\alpha(1 - \cos \varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (6.65)$$

trong đó $\alpha = \frac{E}{m_e c^2}$; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}; m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV.}$$

Góc bay θ của electron sau tán xạ liên hệ với góc φ như sau:

$$\tan \theta = -\frac{1}{1 - \frac{E}{E'}} \cotan \frac{\varphi}{2} \quad (6.66)$$

Các bước sóng λ , λ' của bức xạ gamma liên hệ với các giá trị năng lượng E , E' như sau:

$$\lambda = \frac{hc}{E}; \quad \lambda' = \frac{hc}{E'} \quad (6.67)$$

Theo Công thức 6.64 thì $E' < E$, nghĩa là năng lượng gamma giảm sau tán xạ Compton và bước sóng thì lại tăng. Mức độ tăng của bước sóng phụ thuộc vào góc tán xạ φ của gamma theo công thức:

$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda' = 2\lambda_C \sin^2(\varphi/2) \quad (6.68)$$

trong đó $\lambda_C = h/m_e c = 2,42 \cdot 10^{-12}$ m là bước sóng Compton, được xác định từ thực nghiệm. Do $\Delta \lambda$ chỉ phụ thuộc vào góc φ nên không phụ thuộc vào vật liệu của môi trường. Từ Công thức 6.68 cho thấy bước sóng λ' tăng khi tăng góc tán xạ, $\Delta \lambda = 0$ khi $\varphi = 0$,

$\Delta\lambda = \lambda_C$ khi $\varphi = \pi/2$, và $\Delta\lambda = 2\lambda_C$ khi $\varphi = \pi$. Tuy nhiên, với một góc φ cho trước thì $\Delta\lambda$ không phụ thuộc vào λ . Như vậy, hiệu ứng Compton không đóng vai trò đáng kể khi $\Delta\lambda \ll \lambda$ vì khi đó $\lambda = \lambda'$ (chẳng hạn đối với ánh sáng nhìn thấy hoặc với tia X năng lượng thấp). Hiệu ứng Compton chỉ đóng vai trò lớn trong trường hợp đối với tia gamma năng lượng cao, khi đó $\Delta\lambda \approx \lambda$.

Theo Công thức 6.66, góc bay φ của gamma tán xạ có thể thay đổi từ 0° đến 180° trong lúc electron chủ yếu bay về phía trước, nghĩa là góc bay θ của electron thay đổi từ 0° đến 90° . Khi tán xạ Compton, năng lượng tia gamma giảm và phần năng lượng giảm đó truyền cho electron giật lùi. Như vậy, năng lượng electron giật lùi càng lớn khi gamma tán xạ với góc φ càng lớn. Gamma truyền năng lượng lớn nhất cho electron khi tán xạ ở góc $\varphi = 180^\circ$, tức là khi tán xạ giật lùi xảy ra. Giá trị năng lượng cực đại của electron bằng:

$$(E_e)_{\max} = \frac{2E\alpha}{1 + 2\alpha} \quad (6.69)$$

Tiết diện vi phân của tán xạ Compton có dạng:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \phi}{2[1 + \alpha(1 - \cos \phi)]^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + \alpha(1 - \cos \phi)]} \right\} \quad (6.70)$$

trong đó $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ và $\alpha = \frac{E}{m_e c^2}$.

Tiết diện tán xạ Compton toàn phần nhận được bằng cách lấy tích phân Công thức 6.70 theo tất cả các góc tán xạ:

$$\sigma_{Comp} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (6.71)$$

Xét hai trường hợp giới hạn của tiết diện tán xạ Compton:

+ Khi α rất nhỏ, tức là khi $E \ll m_e c^2$, Công thức 6.71 chuyển thành:

$$\sigma_{Comp} = \sigma_{Thomson} \left(1 - 2\alpha + \frac{26}{5}\alpha^2 + \dots \right), \quad (6.72)$$

trong đó $\sigma_{Thomson} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{m_e c^2}$ là tiết diện tán xạ do Thomson tính

cho trường hợp năng lượng rất nhỏ, $\alpha \ll 0,05$, tiết diện tán xạ Compton tăng tuyến tính khi giảm năng lượng và đạt giá trị giới hạn $\sigma_{Thomson}$.

+ Khi α rất lớn, tức là khi $E \gg m_e c^2$, Công thức 6.71 chuyển thành:

$$\sigma_{Comp} = \pi r_c^2 \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\alpha \right) \quad (6.73)$$

Công thức 6.73 cho thấy rằng khi năng lượng gamma rất lớn, $E \gg m_e c^2$ hay $\alpha \gg 1$, σ_{Comp} biến thiên tỷ lệ nghịch với năng lượng E . Do trong nguyên tử có Z electron nên tiết diện tán xạ Compton đối với nguyên tử có dạng:

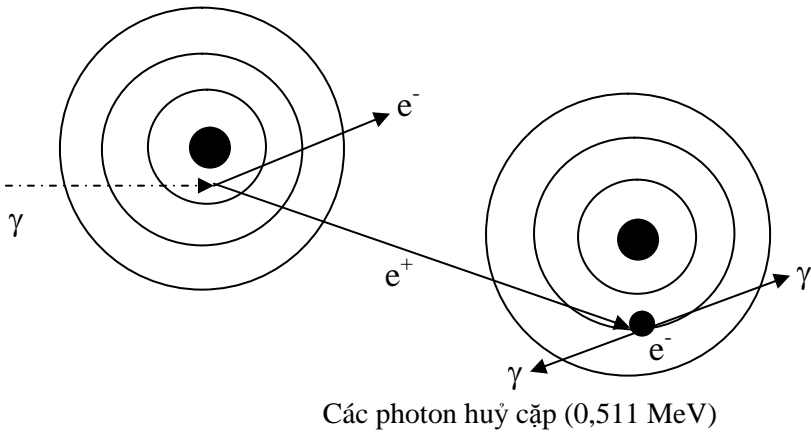
$$\sigma_{Comp} \propto \frac{Z}{E} \quad (6.74)$$

6.2.2.3. Tạo cặp electron - positron

Nếu gamma vào có năng lượng lớn hơn hai lần năng lượng nghỉ của electron ($2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$), khi đi qua điện trường của hạt nhân nó tạo ra cặp electron - positron; đó là hiệu ứng tạo cặp electron - positron. Sự biến đổi năng lượng thành khối lượng như trên phải xảy ra gần một hạt nào đó để hạt này chuyển động giạt lùi giúp tổng xung lượng được bảo toàn. Quá trình tạo cặp xảy ra gần hạt nhân, do động năng chuyển động giạt lùi của hạt nhân rất nhỏ nên phần năng lượng còn dư biến thành động năng của electron và

positron. Quá trình tạo cặp cũng có thể xảy ra gần electron nhưng xác suất nhỏ so với quá trình tạo cặp gần hạt nhân khoảng 1000 lần.

Như vậy hiệu ứng tạo cặp chỉ xảy ra khi năng lượng E của gamma tới lớn hơn $1,022 \text{ MeV}$. Hiệu số năng lượng $E - 2m_e c^2$ bằng tổng động năng (E_{e^-}) của electron và động năng (E_{e^+}) của positron bay ra. Do khối lượng của hai hạt này giống nhau nên xác suất để hai hạt có năng lượng bằng nhau là lớn. Electron mất dần năng lượng của mình để ion hóa các nguyên tử môi trường. Positron mang điện tích dương nên khi gặp electron của nguyên tử, điện tích của chúng bị trung hoà và hủy lẫn nhau, gọi là hiện tượng hủy electron - positron.



Hình 6.12 Hiệu ứng tạo và hủy cặp electron - positron

Khi hủy electron - positron, hai bức xạ gamma sinh ra bay ngược chiều nhau, mỗi lượng tử có năng lượng bằng $0,511 \text{ MeV}$, tức là năng lượng tổng cộng của chúng bằng tổng khối lượng hai electron và positron, và bằng $1,022 \text{ MeV}$.

Tiết diện hiệu ứng tạo cặp trong trường hạt nhân có dạng phức tạp. Sau đây là các công thức tiết diện trong vài miền năng lượng của tia gamma:

- Khi không tính đến hiệu ứng che chắn:

đối với $m_e c^2 \ll E \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$:

$$\sigma_{pair} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right), \quad (6.75)$$

- Khi tính đến hiệu ứng che chắn toàn phần:

đối với $E \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$:

$$\sigma_{pair} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right), \quad (6.76)$$

trong đó giá trị $137 m_e c^2 Z^{-1/3} = 30 \text{ MeV}$ đối với nhôm và 15 MeV đối với chì.

- Trong miền năng lượng $5 m_e c^2 < E < 50 m_e c^2$, tiết diện tạo cặp tỷ lệ với Z^2 và $\ln E$:

$$\sigma_{pair} \sim Z^2 \ln E \quad (6.77)$$

Theo Công thức 6.77, tiết diện tạo cặp electron - positron gần tỷ lệ với Z^2 nên có giá trị lớn đối với chất hấp thụ có số nguyên tử lớn.

6.2.2.4. Tổng hợp các hiệu ứng khi gamma tương tác với vật chất

Khi xem xét về tương tác của bức xạ gamma với vật chất, ta phải tính đến các quá trình có thể xảy ra, đó là hiệu ứng quang điện, hiệu ứng Compton và hiệu ứng tạo cặp electron - positron.

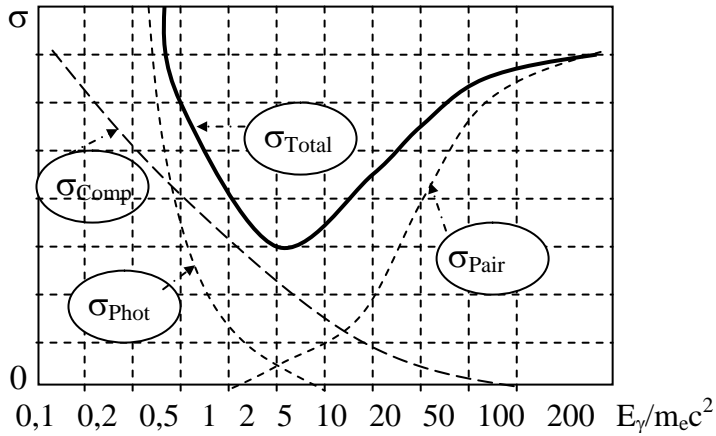
Tiết diện toàn phần đối với ba quá trình này được cho bởi:

$$\sigma = \sigma_{phot} + \sigma_{Com} + \sigma_{pair} \quad (6.78)$$

trong đó $\sigma_{phot} \sim Z^5/E^{7/2}$ là tiết diện quá trình quang điện, $\sigma_{Com} \sim Z/E_\gamma$ là tiết diện quá trình tán xạ Compton, và $\sigma_{pair} \sim Z^2 \ln(2E_\gamma)$ là tiết diện quá trình tạo cặp.

Từ sự phụ thuộc của các tiết diện vào năng lượng E_γ và điện tích Z của môi trường, thì hiệu ứng quang điện là cơ chế căn bản về tương tác của bức xạ gamma với vật chất trong miền năng lượng thấp ($E_\gamma < E_1$). Hiệu ứng Compton là tương tác chủ yếu trong miền năng lượng trung gian ($E_1 < E_\gamma < E_2$). Trong khi hiệu ứng tạo cặp electron - positron lại chiếm ưu thế trong miền năng lượng cao ($E_\gamma > E_2$). Các giá trị năng lượng phân biên E_1 và E_2 phụ thuộc vào vật chất. Ví dụ, đối với nhôm, các giá trị này là $E_1 = 0,05$ MeV và $E_2 = 15$ MeV, trong khi với chì là $E_1 = 0,5$ MeV và $E_2 = 5$ MeV.

Hình 6.13 chỉ ra sự phụ thuộc năng lượng của tiết diện hấp thụ đối với bức xạ gamma trong chì cho mỗi một tương tác, cũng như cho tiết diện toàn phần $\sigma_{\text{phot}} + \sigma_{\text{Com}} + \sigma_{\text{pair}}$.



Hình 6.13 Sự phụ thuộc của tiết diện hấp thụ theo năng lượng gamma trong vật liệu chì

6.3. Tương tác của neutron với vật chất

6.3.1. Các loại tương tác của neutron với vật chất

Tuy neutron là hạt trung hoà về điện, nhưng giữa neutron và electron nguyên tử có tương tác điện từ do sự tương tác giữa các mô men từ của chúng. Tương tác này yếu đến mức muốn đủ năng lượng ion hóa nguyên tử (khoảng 10 eV), nó phải xảy ra ở khoảng cách chừng 10^{-13} m. Như vậy, tiết diện mất năng lượng neutron do ion hóa bằng 10^{-22} cm², tức là cỡ một phần triệu của tiết diện tương ứng của hạt tích điện. Mặc dù tiết diện này lớn hơn tiết diện tương tác của neutron nhanh với hạt nhân, cỡ 10^{-24} cm², nhưng độ mất năng lượng khoảng 10 eV do ion hóa không đáng kể so với độ mất năng lượng do neutron tương tác với hạt nhân. Chẳng hạn, trong trường hợp va chạm trực diện với proton, neutron có thể mất toàn bộ năng lượng của mình.

Sự tương tác của mô men từ electron với mô men từ neutron chỉ đáng kể khi các mô men từ của tất cả các electron có cùng một định hướng, chẳng hạn trong sắt từ. Trong trường hợp này, sự tương tác của mô men từ neutron với mô men từ của các electron dẫn đến hiệu ứng vĩ mô của tán xạ tổng cộng, cho phép đánh giá mô men từ của neutron.

Ngoài ra, sự tồn tại của mô men từ neutron có thể giải thích bằng giả thuyết trong một phần thời gian sống của mình, neutron cấu thành từ hai hạt mang điện tích ngược dấu nhau. Do đó, neutron có điện tích phân bố trong nó và điện tích đó sẽ tương tác với điện tích electron. Tuy nhiên, tương tác này còn yếu hơn tương tác giữa các mô men từ nêu trên.

Nếu bỏ qua hai loại tương tác vừa trình bày thì tương tác của neutron với vật chất chủ yếu là tương tác của nó với hạt nhân. Tùy thuộc vào neutron có xuyên sâu vào trong hạt nhân hay không, có thể chia tương tác của neutron với hạt nhân thành hai loại:

- Loại thứ nhất là tán xạ đàn hồi bởi lực hạt nhân, khi đó neutron không xuyên sâu vào trong hạt nhân.

- Loại thứ hai là các phản ứng hạt nhân như (n, γ) , (n, p) , (n, α) , (n, f) ..., tán xạ không đàn hồi, tán xạ đàn hồi cộng hưởng, khi đó neutron xuyên sâu vào trong hạt nhân.

Vai trò của mỗi quá trình phụ thuộc vào tiết diện của chúng. Trong một số vật liệu, tán xạ đàn hồi thể chiếm ưu thế, khi đó neutron nhanh mất năng lượng qua một chuỗi các va chạm đàn hồi liên tiếp nhau với hạt nhân. Đây là quá trình làm chậm neutron. Quá trình này đóng vai trò quan trọng trong vật lý lò phản ứng. Còn các phản ứng hạt nhân được nghiên cứu và ứng dụng trong vật lý neutron, chế tạo các đồng vị phóng xạ, phân tích kích hoạt neutron, phản ứng phân hạch hạt nhân,...

6.3.2. Sự suy giảm chùm neutron khi đi qua vật chất

Để xem xét quá trình tương tác của neutron với vật chất người ta chia các neutron theo năng lượng của chúng thành các loại: neutron nhiệt (năng lượng neutron E_n từ 0 đến 0,25 eV), các neutron trung gian (E_n từ 0,25 eV đến 10 keV), các neutron nhanh (E_n từ 10 keV đến 10 MeV). Tương tác của neutron với hạt nhân phụ thuộc rất mạnh vào năng lượng của nó.

Xét một chùm hẹp các hạt neutron đi qua môi trường, cường độ chùm tia giảm theo hàm mũ. Ở đây, thay cho việc sử dụng hệ số hấp thụ tuyến tính hay hệ số hấp thụ khối, khái niệm tiết diện vĩ mô $\Sigma = \sigma N$ được dùng, trong đó σ là tiết diện hấp thụ vi mô của môi trường và N là số các hạt nhân hấp thụ của môi trường trong 1 cm^3 . Khi đó, cường độ chùm neutron I sau bản hấp thụ có bề dày x liên hệ với cường độ chùm neutron I_0 trước bản hấp thụ được xác định bởi:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x} = I_0 e^{-\sigma N x} \quad (6.79)$$

6.3.3. Làm chậm neutron do tán xạ đàn hồi

6.3.3.1. Khả năng làm chậm của các vật liệu

Tán xạ đàn hồi là quá trình phổ biến nhất khi neutron nhanh tương tác với các hạt nhân môi trường có số nguyên tử nhỏ. Do tán xạ đàn hồi, năng lượng neutron giảm dần khi đi qua môi trường, gọi là neutron bị làm chậm, và môi trường đó gọi là chất làm chậm.

Quá trình tán xạ đàn hồi giữa neutron nhanh với hạt nhân môi trường giống như sự va chạm đàn hồi giữa hai viên bi, trong đó hạt neutron có khối lượng bằng 1, động năng ban đầu E , còn hạt nhân đứng yên có khối lượng A . Sau tán xạ, neutron có năng lượng E' . Do bảo toàn động năng và xung lượng của quá trình tán xạ đàn hồi nên:

$$\varepsilon E \leq E' \leq E \quad (6.80)$$

trong đó $\varepsilon = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$ (6.81)

Trong Công thức 6.80, $E' = E$ là trường hợp neutron tán xạ về phía trước, còn $E = \varepsilon E$ là trường hợp neutron tán xạ giạt lùi về phía sau, tức là va chạm trực diện. Theo Công thức 6.81, xét với hạt nhân hydro thì $\varepsilon = 0$, khi đó neutron truyền toàn bộ động năng của mình cho hydro khi va chạm trực diện. Tuy nhiên, đối với các hạt nhân nặng hơn, $\varepsilon \neq 0$, nên neutron không thể truyền toàn bộ động năng của mình trong một va chạm. Chẳng hạn, đối với tán xạ đàn hồi giữa neutron với oxy thì $\varepsilon = 0,778$, do đó phần động năng của neutron truyền cho oxy trong một va chạm trực diện là:

$$\frac{E - E'}{E} = 1 - \varepsilon = 1 - 0,778 = 0,222 = 22,2\%.$$

Như vậy, hạt nhân có khối lượng nhỏ sẽ làm chậm neutron hiệu quả hơn hạt nhân có khối lượng lớn.

Để biểu thị độ mất năng lượng khi neutron va chạm đàn hồi, người ta dùng tham số va chạm hay độ mất năng lượng logarithm trung bình:

$$\xi = \ln \frac{\bar{E}}{E} \quad (6.82)$$

dấu gạch ngang ký hiệu việc lấy trung bình theo số các neutron tham gia tán xạ và theo các góc tán xạ. Thực hiện phép lấy trung bình, ta có:

$$\xi = 1 + \frac{\varepsilon \ln \varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (6.83)$$

Do $\xi = \ln \frac{\bar{E}}{E}$ nên $\frac{\bar{E}'}{E} = e^{-\xi}$, hay phần năng lượng trung bình của neutron vào được truyền cho hạt nhân bia trong một va chạm là:

$$f = 1 - \frac{\bar{E}'}{E} = 1 - e^{-\xi} \quad (6.84)$$

Với hydro thì $\xi = 1$, nên phần năng lượng trung bình của neutron nhanh truyền cho hạt nhân hydro trong một va chạm là $f = 63\%$; còn đối với carbon thì $\xi = 0,159$, nên $f = 14,7\%$.

Bảng 6.3 Các thông số đối với một số chất làm chậm

Chất làm chậm	Mật độ (g/cm ³)	N 10 ²⁴ /cm ³	ξ	S _T	$\sqrt{r(E_T)}$ (cm)	L (cm)	D (cm ⁻¹)
H ₂ O	1	0,0335	0,948	~ 18,2	5,75	2,88	0,16
D ₂ O	1,1	0,0331	0,570	31,8	11	171	0,87
Be	1,85	0,1236	0,209	86	9,9	24	0,50
C	1,6	0,0803	0,158	114	17,3	50	0,84

Số va chạm S:

Số va chạm cần thiết để làm chậm neutron từ năng lượng E_1 đến năng lượng E_2 là:

$$S(E_1, E_2) = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (6.85)$$

Như vậy, số va chạm cần thiết để chuyển từ neutron nhanh có năng lượng $E_0 = 2 \text{ MeV}$ đến năng lượng nhiệt có năng lượng $E_T = 0,025 \text{ eV}$ là:

$$S_T = S(E_0, E_T) = 18,2/\xi \quad (6.86)$$

Từ các Công thức 6.83, 6.86 và Bảng 6.3 cho thấy khi số khối của các hạt nhân tăng thì ξ giảm, và do đó số va chạm cần thiết để chuyển từ neutron nhanh thành neutron nhiệt tăng lên. Điều này cho thấy các hạt nhân nhẹ làm chậm tốt hơn các hạt nhân nặng.

6.3.3.2. Độ dài làm chậm và độ dài khuếch tán neutron

* Độ dài làm chậm

Sau một số trung bình va chạm của neutron nhanh trong môi trường như trình bày trên Bảng 6.3, neutron nhanh trở thành neutron nhiệt. Quãng đường mà neutron nhanh đi được trong môi trường cho đến khi trở thành neutron nhiệt được gọi là độ dài làm chậm. Độ dài làm chậm bằng căn bậc hai của tuổi Fermi $\tau(E)$, được xác định như sau:

$$\tau(E) = - \int_{E_0}^E \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\xi} \frac{dE}{E} \approx \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad (6.87)$$

trong đó $E_0 = 2 \text{ MeV}$ là năng lượng neutron nhanh, E là năng lượng neutron trong quá trình làm chậm, λ_s và λ_{tr} là độ dài tán xạ và độ dài dịch chuyển của neutron trong môi trường. Độ dài dịch chuyển được xác định như sau:

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos \theta} \quad (6.88)$$

với:
$$\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3A} \quad (6.89)$$

là trung bình cosin góc bay của neutron sau tán xạ.

Với $E = E_T = 0,025 \text{ eV}$ thì $\tau(E_T)$ là tuổi neutron nhiệt, còn $\sqrt{\tau(E_T)}$ là độ dài làm chậm.

*** Độ dài khuếch tán**

Sau khi trở thành neutron nhiệt, các neutron khuếch tán trong môi trường cho đến khi bị hấp thụ. Độ dài khuếch tán L là quãng đường mà neutron đi được từ khi trở thành neutron nhiệt cho đến khi bị hấp thụ, và được xác định như sau:

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_a \lambda_{tr}}{3}} \quad (6.90)$$

trong đó λ_a là độ dài hấp thụ neutron nhiệt của môi trường. Với môi trường có độ dài khuếch tán L , thì chùm tia neutron nhiệt bị suy giảm khi đi qua môi trường có bề dày x được xác định như sau:

$$I = I_0 e^{-x/L} \quad (6.91)$$

Các neutron khuếch tán với hệ số khuếch tán D được xác định qua độ dài dịch chuyển như sau:

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (6.92)$$

Đối với một nguồn điểm S neutron nhiệt phát ra trong một giây đặt trong một quả cầu làm chậm bán kính R , độ dài khuếch tán L , hệ số khuếch tán D , thì mật độ thông lượng neutron nhiệt thoát khỏi bề mặt quả cầu là:

$$\Phi = \frac{S \cdot e^{-R/L}}{4\pi RD} \quad (6.93)$$

6.3.4. Hấp thụ neutron

Trong quá trình neutron nhanh được làm chậm thành neutron trên nhiệt hay neutron nhiệt trong môi trường, xác suất hấp thụ chúng tăng dần. Tiết diện hấp thụ của nhiều hạt nhân đối với neutron ở miền năng lượng nhiệt tuân theo quy luật $\frac{1}{v}$ như sau:

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \propto \frac{1}{v} \quad (6.94)$$

Chẳng hạn, đối với ^{10}B , quy luật này đúng trong miền năng lượng từ 0,001 eV đến 1000 eV. Tiết diện neutron có giá trị cao nhất σ_T tại năng lượng nhiệt $E_T = 0,025$ eV. Khi đó, quy luật ở Công thức 6.94 có thể viết:

$$\sigma = \sigma_T \frac{v_T}{v} = \sqrt{\frac{E_T}{E}} \quad (6.95)$$

Các phản ứng hấp thụ neutron nhiệt thường gặp như $^1\text{H}(n, \gamma)\text{H}^2$ có $\sigma_T = 0,33$ barn; $^{14}\text{N}(n, p)\text{C}^{14}$ có $\sigma_T = 1,70$ barn; $^{10}\text{B}(n, \alpha)\text{Li}^7$ có $\sigma_T = 4,01 \times 10^3$ barn, và $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)\text{Cd}^{114}$ có $\sigma_T = 2,1 \times 10^4$ barn.

BÀI TẬP CHƯƠNG 6

6.1. Tính thời gian cần thiết để hạt alpha 5 MeV chuyển động chậm dần và dừng lại trong Si và trong khí hydro.

6.2. Tính năng lượng của lượng tử tia gamma 1 MeV sau khi tán xạ Compton theo góc 90° .

6.3. Ước lượng tỷ số giữa xác suất xảy ra trên nguyên tử đối với sự hấp thụ quang điện trong Si và xác suất đó trong Ge.

6.4. Trong 3 quá trình: hấp thụ quang điện, tán xạ Compton và tạo cặp, các trường hợp sau, quá trình nào chiếm ưu thế:

- Tia gamma 1 MeV đi vào vật liệu nhôm.
- Tia gamma 100 keV đi vào môi trường khí hydro.
- Tia gamma 100 keV đi vào vật liệu sắt.
- Tia gamma 10 MeV đi vào vật liệu cacbon.
- Tia gamma 10 MeV đi vào vật liệu chì.

6.4. Định nghĩa các đại lượng sau:

- Độ dày khối lượng hấp thụ.
- Sự tích lũy.
- Tán xạ không đàn hồi của neutron.
- Tiết diện vĩ mô.
- Thông lượng neutron.

6.5. Giả sử tia gamma có năng lượng 140 keV, các hệ số suy giảm khối đối với hydro và oxy tương ứng là 0,26 và 0,14. Tính quãng chạy tự do trung bình của nó trong nước tại năng lượng này là bao nhiêu?

6.6. Cần bao nhiêu hạt alpha 5 MeV để có năng lượng tích lũy toàn phần là 1 J?

Chương 7.

TƯƠNG TÁC BỨC XẠ GAMMA TRONG DETECTOR VÀ MỘT SỐ HỆ PHỔ KẾ GAMMA THƯỜNG DÙNG

7.1. Các tương tác của tia gamma bên trong detector

Trong các tương tác giữa tia gamma với vật liệu cấu trúc detector, chỉ 3 tương tác có ý nghĩa thực tiễn đó là: hấp thụ quang điện, tán xạ Compton và hiện tượng tạo cặp.

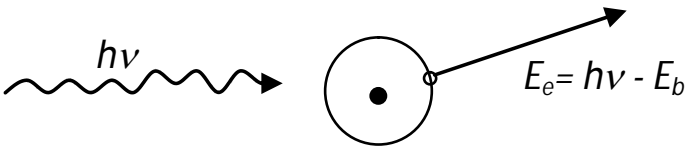
Hấp thụ quang điện chiếm ưu thế đối với các tia gamma có năng lượng thấp (vài trăm keV), hiện tượng tạo cặp chiếm ưu thế với các tia gamma năng lượng cao (lớn hơn 1,022 MeV), và tán xạ Compton xảy ra trên toàn dải năng lượng. Đồng thời với việc ảnh hưởng của năng lượng gamma, thì số nguyên tử của môi trường cũng ảnh hưởng tới tiết diện của ba quá trình này.

7.1.1. Hấp thụ quang điện

Hấp thụ quang điện là tương tác trong đó photon tới biến mất và truyền toàn bộ năng lượng cho electron trong nguyên tử của vật liệu môi trường. Ở tương tác này, một quang electron được sản sinh từ số các electron ở lớp vỏ (thường xảy ra ở lớp K) của nguyên tử hấp thụ. Quang electron mang động năng bằng năng lượng photon tới ($h\nu$) trừ cho năng lượng liên kết của electron (E_b). Với E_b ở lớp K khoảng từ vài keV đối với các vật liệu Z thấp đến vài chục keV đối với các vật liệu có số nguyên tử cao hơn.

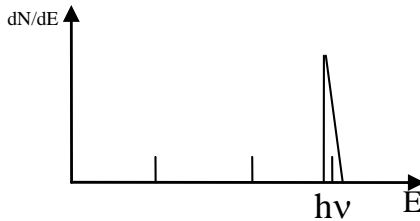
Lỗ trống tạo nên trong lớp vỏ electron do sự phát xạ electron bị chiếm bởi do quá trình tái lập electron. Trong quá trình này năng lượng liên kết giải phóng dưới dạng tia X đặc trưng hoặc phát ra electron Auger. Các electron Auger có quãng chạy rất ngắn do

năng lượng của chúng thấp. Các tia X đặc trưng có thể di chuyển một khoảng ngắn (cỡ mm) trước khi bị tái hấp thụ thông qua các tương tác quang điện với các electron lớp vỏ của nguyên tử chất hấp thụ có liên kết yếu hơn.



Hình 7.1 Hấp thụ quang điện

Như vậy, hiệu ứng hấp thụ quang điện chính là sự sinh ra một quang electron nào đó và chiếm hầu hết năng lượng của tia gamma ban đầu, cùng với một hay nhiều electron năng lượng thấp tương ứng với sự hấp thụ năng lượng liên kết ban đầu của quang electron đó. Nếu giả sử không có photon hay electron nào thoát ra khỏi detector trong quá trình của hiệu ứng quang điện, thì tổng động năng của các electron được tạo nên bằng năng lượng ban đầu của tia gamma. Do vậy hấp thụ quang điện ở vật liệu cấu trúc detector là quá trình rất lý tưởng khi đo năng lượng tia gamma.



Hình 7.2 Phân bố vi phân của động năng electron ở hấp thụ quang điện

Như vậy, tổng động năng của các electron bằng năng lượng tia gamma tới. Phân bố vi phân của động năng electron đối với chuỗi các sự kiện hấp thụ quang điện trong trường hợp này có dạng như phân bố của hàm delta ở Hình 7.2. Đỉnh đơn năng xuất hiện ở năng

lượng electron toàn phần tương ứng với năng lượng của các tia gamma tới.

7.1.2. Tán xạ Compton

Khi tán xạ Compton xảy ra, bên trong detector sẽ hình thành một electron giật lùi và tia gamma bị tán xạ. Sự chia năng lượng giữa electron giật lùi và photon tán xạ phụ thuộc vào góc tán xạ.



Hình 7.3 Tán xạ Compton

Năng lượng của tia gamma bị tán xạ ($h\nu'$) theo góc tán xạ θ được xác định:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu / m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (7.1)$$

Động năng của electron giật lùi:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left(1 - \frac{1}{1 + (h\nu / m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \right). \quad (7.2)$$

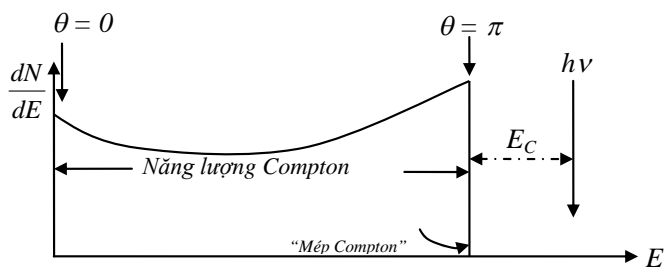
Đối với năng lượng tia gamma bất kỳ, phân bố năng lượng electron có dạng như Hình 7.4.

Miền năng lượng giữa năng lượng electron giật lùi và năng lượng tia gamma tới được cho bởi:

$$E_C \cong h\nu - E_{e^-} \Big|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu / m_0c^2}$$

Khi năng lượng tia gamma tới là lớn $\left(h\nu \gg \frac{m_0c^2}{2} \right)$, thì E_C

tiến về giá trị: $E_C \cong \frac{m_0c^2}{2} \cong 0,256 \text{ MeV}$.



Hình 7.4 Phân bố năng lượng electron trong tán xạ Compton

7.1.3. Hiện tượng tạo cặp

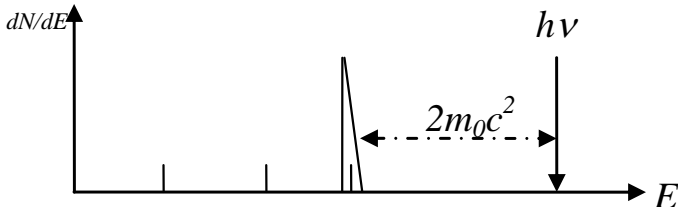
Hiện tượng tạo cặp xảy ra trong trường hạt nhân của vật liệu hấp thụ, kết quả hình thành cặp electron - positron. Vì năng lượng cần thiết để tạo cặp electron - positron là $2m_0c^2 = 1,022 \text{ MeV}$, nên để xảy ra hiện tượng tạo cặp đòi hỏi năng lượng của tia gamma tới phải $\geq 1,022 \text{ MeV}$. Nếu năng lượng tia gamma tới vượt quá giá trị này, thì phần năng lượng lớn hơn sẽ chuyển thành động năng của cặp electron - positron. Vì vậy, quá trình này bao gồm sự biến đổi năng lượng tia gamma tới thành các động năng electron và positron, mà tổng bằng:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (7.3)$$

Thường các electron và positron tạo thành có thể chuyển động khoảng vài mm trong vật liệu trước khi truyền hết động năng của chúng cho môi trường hấp thụ.

Động năng toàn phần của electron và positron có dạng hàm delta. Phần năng lượng này sẽ được tích lũy mỗi lần một tương tác sản phẩm tạo cặp xảy ra trong detector. Năng lượng này tương ứng

với năng lượng của đỉnh thoát đôi ($E_\gamma - 1,022 \text{ MeV}$) trong phổ gamma thực tế.



Hình 7.5 Phân bố năng lượng trong quá trình tạo cặp

Quá trình tạo cặp khá phức tạp, bởi thực tế positron là phản hạt của electron. Khi động năng của nó suy giảm (có thể so được với năng lượng nhiệt của các electron bình thường trong chất hấp thụ), thì positron đó sẽ hủy bằng cách kết hợp với một electron trong môi trường chất hấp thụ, lúc này chúng tạo thành hai photon hủy có năng lượng m_0c^2 (0,511 MeV) cho mỗi photon. Các tia gamma hủy có thể xuất hiện trong sự trùng phùng thực với các bức xạ gamma ban đầu.

7.2. Các hàm đặc tuyến bên trong detector

7.2.1. Các detector nhỏ

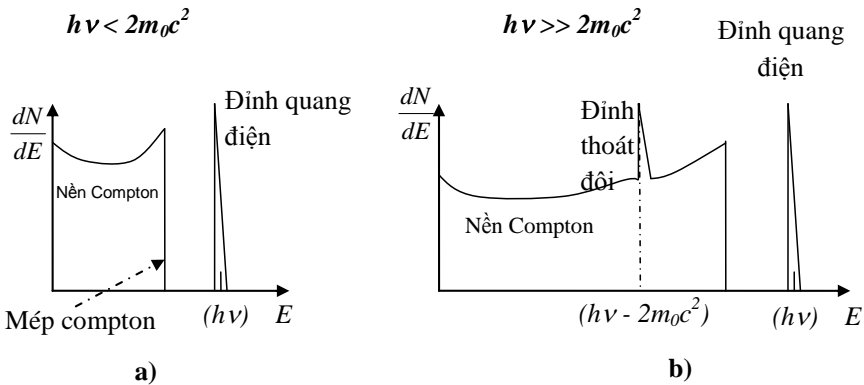
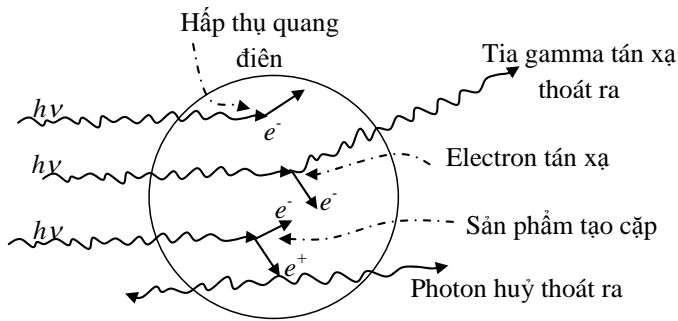
Detector nhỏ là khái niệm mang tính tương đối, ở đây có thể hình dung là bán kính hiệu dụng của loại detector nhỏ so với quãng đường tự do trung bình của các bức xạ tia gamma thứ cấp được sinh ra trong các tương tác của tia gamma ban đầu.

Các bức xạ thứ cấp có thể bao gồm các tia gamma bị tán xạ Compton, các photon hủy cặp. Quãng đường tự do trung bình của các tia gamma thứ cấp khoảng vài cm. Như vậy, các detector loại này có kích thước từ 1 cm ÷ 2 cm.

Nếu năng lượng tia gamma tới nhỏ hơn năng lượng tạo cặp thì phổ chỉ có hiệu ứng Compton và các đỉnh hấp thụ quang điện. Nền

liên tục xuất hiện trên phổ thu nhận là do việc thu nhận của các photon bị tán xạ do hiệu ứng Compton, và đỉnh xuất hiện trong phổ tương ứng với các đỉnh quang điện.

Nếu năng lượng tia gamma tới lớn hơn năng lượng tạo cặp, thì sẽ xuất hiện thêm các đỉnh thoát đơn và thoát đôi do quá trình tạo và hủy cặp.



a) Năng lượng tia gamma nhỏ hơn 1,022 MeV

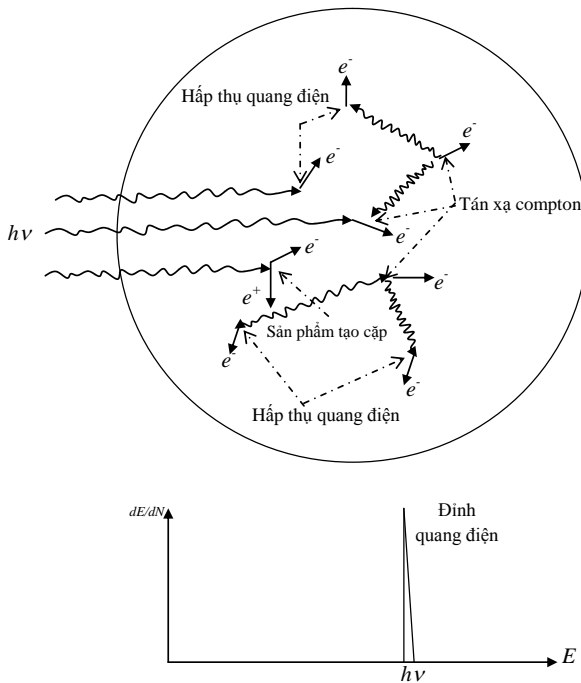
b) Năng lượng tia gamma lớn hơn 1,022 MeV

Hình 7.6 Các quá trình và phổ hiển thị với detector nhỏ

7.2.2. Các detector rất lớn

Các detector có kích thước rất lớn, nghĩa là tất cả các bức xạ thứ cấp bao gồm các tia gamma bị tán xạ Compton và các photon hủy cũng tương tác bên trong thể tích hoạt của detector và không có tia nào thoát ra khỏi bề mặt detector.

Nếu khoảng cách di chuyển trung bình của các tia gamma thứ cấp khoảng 10 cm, thì thời gian từ lúc bắt đầu xảy ra tương tác đến lúc kết thúc vào cỡ nano giây. Thời gian này là nhỏ so với thời gian phân giải của detector. Tương tác của gamma bên trong detector làm xuất hiện các điện tích bên trong thể tích vùng hoạt. Dưới tác động của điện trường, các điện tích này sẽ được thu góp tại các cực và hình thành nên các xung điện.



Hình 7.7 Các quá trình xảy ra trong detector lớn

Nếu detector đáp ứng được sự tuyến tính theo năng lượng của bức xạ, thì biên độ xung điện sinh ra sẽ tỷ lệ thuận với năng lượng toàn phần của tất cả các electron được hình thành từ các sự kiện đó. Do không có hạt nào thoát khỏi detector, nên năng lượng electron toàn phần phải là năng lượng ban đầu của các tia gamma. Do vậy, đặc tuyến detector giống như là tia gamma gốc đã thực hiện sự hấp thụ quang điện trong trường hợp đơn lẻ.

Nếu sự kiện đó liên quan đến quá trình tạo cặp, các photon hủy tương tác thông qua tán xạ Compton hay hấp thụ quang điện ở nơi khác bên trong detector. Nếu các tương tác xảy ra hoàn toàn bên trong tinh thể, thì tổng các động năng của cặp electron - positron, electron Compton và các quang electron sẽ bằng năng lượng của tia gamma tới. Như vậy đặc tuyến detector là tỷ lệ với năng lượng tia gamma gốc.

Vậy nếu detector đủ lớn và đặc tuyến của nó phụ thuộc tuyến tính vào động năng electron, thì xung tín hiệu sẽ đồng nhất đối với tất cả các tia gamma cùng năng lượng, mặc dù có sự khác nhau của quá trình tạo thành các sự kiện.

Đỉnh tương ứng trong hàm đặc tuyến được gọi là đỉnh quang điện, giống như trong trường hợp detector nhỏ. Tuy nhiên bên cạnh các sự kiện quang điện đơn giản, có nhiều vấn đề phức tạp liên quan đến tán xạ Compton hay sản phẩm tạo cặp cũng đóng góp các xung trong đỉnh này.

7.2.3. Các detector kích thước trung bình

Trong thực tế, các detector có kích thước trung bình sử dụng phổ biến trong ghi đo bức xạ gamma. Các hàm đặc tuyến của detector kích thước trung bình được kết hợp từ các đặc tính đã khảo sát ở hai trường hợp trước, và một số đặc trưng phụ liên quan đến sự tái lập năng lượng tia gamma thứ cấp riêng phần. Các trường hợp xảy ra trong detector kích thước trung bình được minh

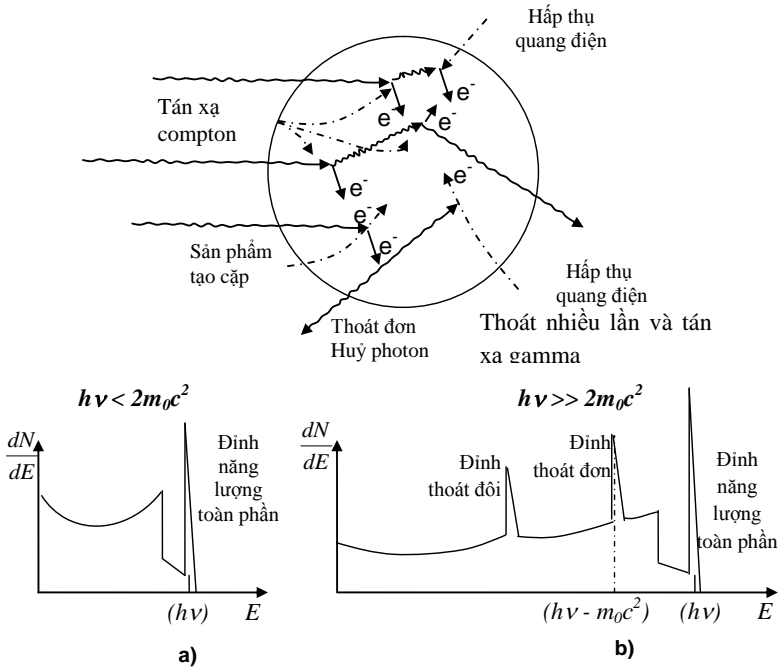
họa trong Hình 7.8, cùng với các đặc trưng tương ứng trong hàm đặc tuyến.

Phổ gamma đối với năng lượng từ thấp đến trung bình (vùng năng lượng có hiệu ứng tạo cặp là không đáng kể, có thể bỏ qua) sẽ bao gồm nền Compton liên tục và đỉnh quang điện. Ở trường hợp detector kích thước trung bình, tỷ số diện tích đỉnh quang điện trên diện tích nền Compton được cải thiện hơn so với các detector nhỏ. Năng lượng tia gamma tới càng thấp, thì giá trị trung bình của photon bị tán xạ Compton và khoảng cách di chuyển trung bình tương ứng sẽ thấp hơn. Ở vùng năng lượng rất thấp (< 100 keV) nền tán xạ Compton gần như không còn.

Nếu năng lượng tia gamma đủ lớn để hiện tượng tạo cặp xảy ra mạnh, thì các photon hủy có thêm các tương tác bên trong detector hoặc bị thoát ra khỏi detector. Các tương tác bổ sung này có thể dẫn tới sự hấp thụ năng lượng toàn phần hay riêng phần của một hay cả hai photon hủy đó.

Hình 7.8a cho thấy, bên cạnh nền liên tục do tán xạ Compton, và đỉnh năng lượng toàn phần do hiệu ứng quang điện, còn có ảnh hưởng của tán xạ Compton nhiều lần. Hình 7.8b cho thấy, đỉnh thoát đơn tương ứng với các tương tác của sản phẩm tạo cặp ban đầu, trong đó chỉ có một photon hủy rời khỏi detector mà không có thêm tương tác. Đỉnh thoát đôi cũng sẽ có mặt do các sản phẩm tạo cặp trong đó cả hai photon hủy đều thoát.

Các sự kiện này đóng góp vào đỉnh thoát đơn, đỉnh đó xuất hiện trong phổ ở năng lượng m_0c^2 (0,511 MeV) phía dưới đỉnh quang điện. Một dải liên tục các khả năng khác tồn tại trong đó một hay cả hai photon hủy được biến đổi thành năng lượng electron thông qua tán xạ Compton, và sự thoát tiếp theo của photon bị tán xạ. Những sự kiện như vậy tích lũy trong nền liên tục trải rộng trong phổ nằm giữa đỉnh thoát đôi và đỉnh quang điện.



Hình 7.8 Detector kích cỡ trung bình

Như vậy, hàm đặc tuyến đối với detector khi đo bức xạ gamma phụ thuộc vào kích cỡ, hình dạng, vị trí của detector và cả việc bố trí hình học của điều kiện chiếu xạ. Chẳng hạn, hàm đáp tuyến sẽ thay đổi nếu nguồn gamma được dịch chuyển từ một vị trí gần detector đến một vị trí xa detector. Sự thay đổi đó liên quan đến tới các sai khác trong phân bố không gian của các tương tác sơ cấp xảy ra trong detector khi bố trí hình học bị thay đổi. Một vài đặc trưng của hàm đặc tuyến thường quan tâm trong ghi đo bức xạ gamma là: thành phần quang điện, tỷ số của diện tích đỉnh quang điện trên nền phông.

Đối với các tia gamma năng lượng lớn, các đỉnh thoát đơn và đôi là những đỉnh xuất hiện mạnh trên hàm đặc tuyến, và có thể lớn hơn đỉnh quang điện. Tỷ số diện tích đỉnh thoát đơn hay đôi trên diện tích đỉnh quang điện cũng là một thuộc tính được nêu ra của

hàm đặc tuyến giúp xử lý dễ dàng hơn với các phổ gamma phức tạp.

7.3. Một số loại detector thông dụng

7.3.1. Detector chứa khí

Nguyên tắc hoạt động của detector chứa khí như sau: Khi các hạt tích điện dịch chuyển trong chất khí, nó sẽ ion hóa các phân tử chất khí dọc theo đường đi, tạo ra các ion mang điện dương và các electron tự do được gọi là cặp ion - electron. Các ion có thể được tạo ra do tương tác giữa phân tử với hạt mang điện hoặc do va chạm với các hạt mang điện thứ cấp được tạo ra từ quá trình ion hóa sơ cấp. Ở đây ta không quan tâm đến năng lượng cơ học của electron hay ion mà chủ yếu chỉ quan tâm đến số cặp ion được tạo ra dọc theo đường đi của hạt bức xạ.

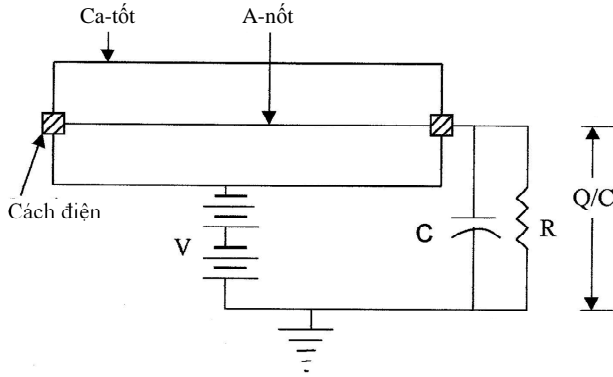
Các kiểu detector khí ngày nay đang được phát triển mạnh theo chiều hướng mảng các detector để phục vụ cho các nghiên cứu chụp ảnh, phân tích cấu trúc vật liệu. Nếu sử dụng chúng trong đo photon thì khả năng xác định của chúng đối với các bức xạ chỉ đến khoảng 200 keV.

Một detector chứa khí đơn giản gồm một ống chứa khí và hai điện cực, thành của ống chứa khí được thiết kế để cho bức xạ cần ghi đi được vào phía bên trong ống chứa khí. Các kiểu detector chứa khí vẫn còn được sử dụng đến ngày nay là:

- Buồng ion hóa;
- Ống đếm tỷ lệ;
- Ống đếm Geiger Muller (GM).

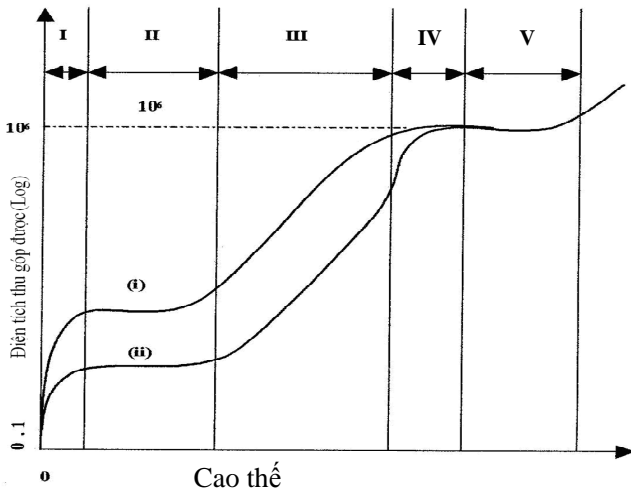
Hình 7.9 minh họa sơ đồ cấu tạo một detector chứa khí. Điện tích tạo ra do quá trình ion hóa được thu góp ở các điện cực của detector. Khi không có sự ion hóa, chất khí giống như một chất

cách điện và không tạo ra dòng điện ở mạch ngoài. Số các cặp ion được tạo ra ở bên trong detector phụ thuộc vào điện trường trong detector, kiểu khí hoặc hỗn hợp khí, áp suất bên trong và hình học của detector,...



Hình 7.9 Sơ đồ cấu tạo của một detector chứa khí

Hình 7.10 là các đường đặc trưng của buồng ion hóa và ống đếm tỷ lệ đối với hạt beta. Đường đặc trưng này được chia thành năm vùng phụ thuộc điện áp giữa anốt và catốt của detector.



Hình 7.10 Đường đặc trưng của buồng ion hóa và ống đếm tỷ lệ

Vùng I: Vùng tái hợp

Trong vùng I có sự cạnh tranh giữa quá trình mất các cặp ion-electron do sự tái hợp và sự ion hóa do hạt mang điện tạo ra. Khi tăng điện trường, vận tốc của các ion tăng, do đó xác suất tái hợp giảm và lượng điện tích thu góp được trở nên lớn hơn. Vùng này không được sử dụng cho vùng làm việc của các detector chứa khí.

Vùng II: Vùng ion hóa

Khi điện trường đủ lớn, quá trình tái hợp giảm, do đó có nhiều cặp ion chuyển động và được thu góp tại các điện cực. Trong vùng này, dòng điện phụ thuộc chủ yếu vào số ion do bức xạ gây ra, nó hầu như không phụ thuộc vào giá trị điện áp ở các điện cực. Vùng này được xem như vùng làm việc của buồng ion hóa.

Vùng III: Vùng tỷ lệ

Trong vùng III, các electron được gia tốc đến vận tốc cao, nó va chạm với các phân tử khí gây ion hóa và tạo ra các ion thứ cấp. Do đó, lượng điện tích bên trong ống đếm được nhân lên. Lượng điện tích thu góp được sẽ tỷ lệ với số ion và electron ban đầu do bức xạ gây ion hóa tạo ra. Ống đếm làm việc trong vùng này được gọi là ống đếm tỷ lệ. Ở cuối vùng tỷ lệ, lượng điện tích thu góp được bắt đầu trở nên phụ thuộc nhiều hơn vào điện áp. Hệ số nhân trong vùng tỷ lệ thường vào cỡ $\sim 10^3 \div 10^5$.

Vùng IV: Vùng Geiger

Trong vùng IV, hiệu điện thế giữa các điện cực tiếp tục tăng, các ion xuất hiện tiếp tục được tăng tốc. Do điện trường lớn nên chúng có thể thu được năng lượng lớn hơn trước khi va chạm với các phân tử khí trong ống đếm. Trong trường hợp như vậy, chúng sẽ dẫn đến sự tạo thành ion của phân tử. Sau khi được tăng tốc, hai ion sẽ thành 4 ion, 8 ion, v.v..., trong chất khí sẽ xảy ra sự ion hóa kiểu thác lũ phát triển. Khả năng phân biệt các hạt sơ cấp không còn, xung lượng ban đầu của các hạt khác nhau trở nên giống nhau.

Do đó, hầu như không có sự khác nhau giữa loại bức xạ hoặc năng lượng của hạt tới trong vùng này. Các ống đếm hoạt động trong vùng này được gọi là ống đếm Geiger Muller. Khả năng gia tốc electron cao hơn do khối lượng nhỏ hơn hàng ngàn lần khối lượng ion.

Vùng V: Vùng phóng điện liên tục

Trong vùng V, quá trình ion hóa xảy ra trong toàn bộ vùng thể tích khí giữa hai điện cực, sự phóng điện xảy ra trong thể tích khí của ống đếm. Vùng này không được sử dụng làm vùng làm việc của các detector chứa khí.

7.3.2. Detector nhấp nháy

Detector nhấp nháy hoạt động dựa trên cơ sở biến đổi các photon phát ra từ chất nhấp nháy do sự kích thích của bức xạ thành tín hiệu điện.

Chất nhấp nháy vô cơ:

- NaI(Tl): Đặc điểm nổi bật nhất là khả năng phát sáng rất tốt. Ánh sáng phát ra rất tuyến tính theo năng lượng của các electron và các tia gamma. Nhược điểm của chất nhấp nháy NaI(Tl) là tinh thể dễ bị vỡ do va đập hoặc sốc nhiệt. Thời gian phân rã của xung nhấp nháy vào khoảng 230 ns nên không phù hợp với các ứng dụng cần thời gian phân giải hoặc tốc độ đếm cao;

- CsI(Tl) và CsI(Na): Cesium iodide có hệ số hấp thụ gamma lớn hơn so với Sodium iodide, nên được sử dụng trong các ứng dụng cần các detector có kích thước nhỏ, khối lượng trung bình nhưng hiệu suất ghi lớn;

- LiI(Eu): Được chế tạo với độ giàu Li cao và thường sử dụng để xác định neutron dựa trên phản ứng ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$;

- Bismuth Germanate (BGO): Ưu điểm chính của loại vật liệu này là có mật độ rất cao (7,3 g/cm³) và có số khối lớn (83) nên tiết

diện của hiệu ứng quang điện rất lớn. Tuy nhiên cường độ ánh sáng phát ra chỉ khoảng $10 \div 20\%$, tức hiệu suất ghi thấp hơn so với NaI(Tl), còn độ phân giải thì kém hơn hai lần so với NaI (Tl);

- Barium Fluoride (BaF_2): Có Z cao, thời gian phân giải bé hơn 1 ns, thích hợp dùng cho các detector nhấp nháy có hiệu suất cao, thời gian phân giải nhanh.

Chất nhấp nháy hữu cơ:

- Dạng tinh thể tinh khiết: Anthracene ($C_{14}H_{10}$) cho hiệu suất phát sáng cao nhất, còn tinh thể nhấp nháy Stilbene ($C_{14}H_{12}$) cho dạng xung rõ ràng. Cả hai vật liệu này đều dễ vỡ và khó chế tạo với kích thước lớn;

- Dạng dung dịch: Các chất nhấp nháy hữu cơ được sử dụng dưới dạng dung dịch hoà tan. Nhờ hiệu suất cao, các chất này được sử dụng phổ biến để đo hoạt độ beta năng lượng thấp như C^{14} và Tritium. Hoặc sử dụng ở những nơi đòi hỏi thể tích detector lớn, trong trường hợp này, tỷ lệ ánh sáng phát ra phụ thuộc vào từng loại hạt (dù năng lượng như nhau). Các chất nhấp nháy này còn được sử dụng để đo neutron. Đôi khi sự dịch chuyển bước sóng xảy ra tạo thành phần đuôi trong phổ bức xạ thu được từ ống nhân quang;

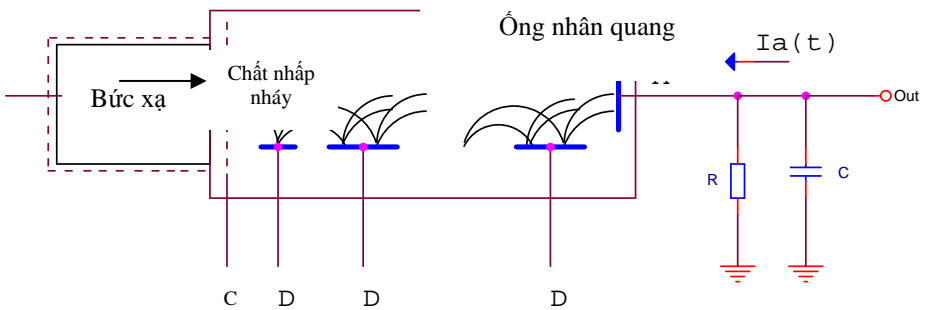
- Chất nhấp nháy dẻo: là chất nhấp nháy hữu cơ được hoà tan trong dung môi, sau đó polymer hoá và tạo dạng cần thiết. Các detector này không đắt, được cung cấp sẵn và có thể chế tạo dưới nhiều kích thước khác nhau như hình trụ, tấm phẳng,... chúng khá thuận tiện để sử dụng cho nhiều ứng dụng khác nhau. Các chất nhấp nháy dẻo khi sử dụng làm chất nhấp nháy của detector sẽ có thời gian phân giải ngắn (vài nano giây), do đó thuận lợi cho các thực nghiệm có tốc độ đếm cao hoặc trùng phùng nhanh;

- Chất nhấp nháy pha tạp: chất nhấp nháy hữu cơ thường thuận tiện cho việc xác định trực tiếp các hạt alpha hoặc beta. Chúng cũng có thể được sử dụng để xác định các neutron nhanh thông qua

các proton giạt lùi. Vì các chất nhấp nháy lỏng có Z thấp nên hầu như không xảy ra hiệu ứng quang điện với các tia gamma, do đó làm tăng phân bố liên tục trong phổ. Để cải thiện tiết diện tương tác quang điện, một số vật liệu có số Z cao được pha thêm vào trong chất nhấp nháy (~ 10% trọng lượng chì hoặc thối). Tuy nhiên sự bổ sung này lại làm giảm cường độ sáng. Chất nhấp nháy lỏng được sử dụng chủ yếu để đo alpha hoặc beta.

Ống nhân quang:

Do ánh sáng phát từ các chất nhấp nháy rất yếu, nên phải dùng một dụng cụ đặc biệt gọi là ống nhân quang (PMT – Photo Multiplier Tube).



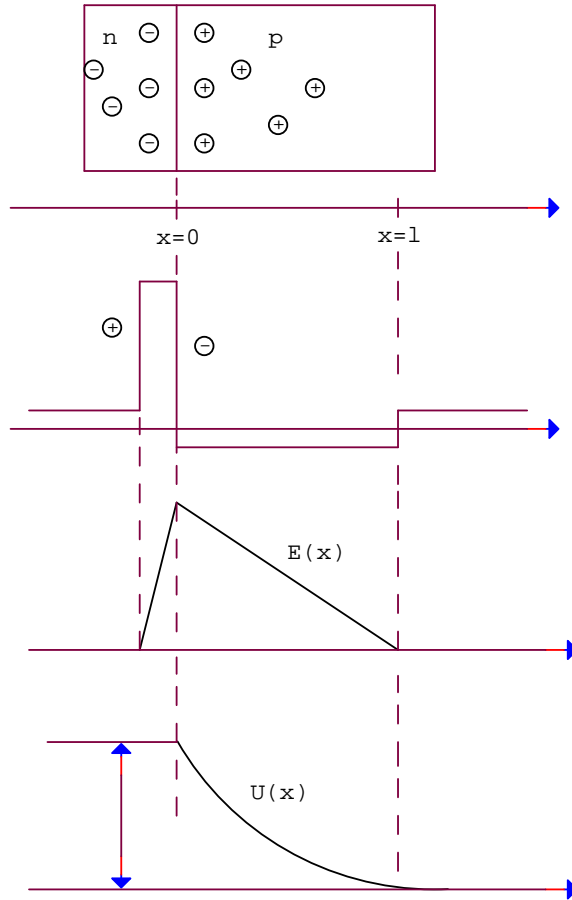
Hình 7.11 Cấu tạo của bộ nhân quang

Khi chất nhấp nháy bị bức xạ kích thích do va chạm, nó sẽ phát ánh sáng nhấp nháy. Qua lớp dẫn sáng, các photon đi vào ống nhân quang, ở đó tín hiệu được nhân lên nhiều lần tạo ra một tín hiệu điện khá lớn ở lối ra của ống nhân quang.

7.3.3. Detector bán dẫn

Tương tự như quá trình ion hóa chất khí trong buồng ion hóa, quá trình hình thành các hạt tải điện trong chất rắn cũng có thể sử dụng để ghi đo bức xạ. Thời gian tái hợp ở trong chất rắn lớn hơn

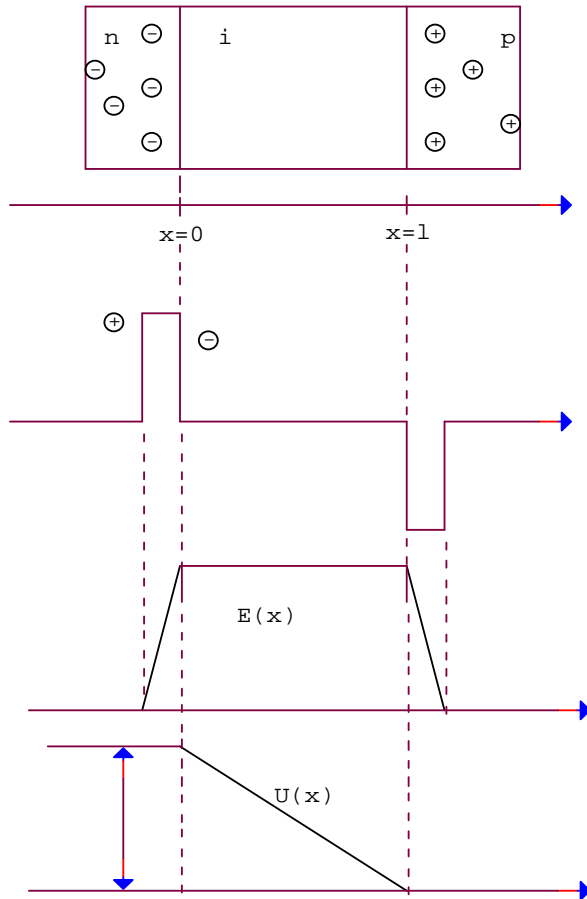
do độ linh động của các hạt tải điện là lớn. Một tính chất quan trọng nữa là do năng lượng $\bar{\omega}$ bé nên biên độ tín hiệu lớn và độ phân giải tốt.



Hình 7.12 Phân bố điện tích, điện thế $U(x)$, điện trường $E(x)$ trong detector bán dẫn p-n

Giả sử ta dùng một lớp tiếp xúc p-n có độ dày khác nhau, lớp bán dẫn n rất mỏng và có độ pha tạp tạp chất rất cao, làm cửa sổ vào đối với bức xạ. Miền với chất bán dẫn p có nồng độ tạp chất vừa đủ. Kết quả của sự khuếch tán các hạt tải điện trong vùng cấm

làm xuất hiện điện tích vùng không gian $\rho(x)$, điện trường $E(x)$ trong vùng này biến đổi theo quy luật tuyến tính, còn điện thế theo quy luật parabol. Điện áp ngược bên ngoài cùng với sự khuếch tán (tiếp xúc trong) ($U_k = 0,3 \text{ V}$ với Ge và $U_k = 0,6 \text{ V}$ với Si) tạo nên hiệu điện thế U_k giữa lớp p-n. Các hạt tải điện được tạo ra bởi các bức xạ ion hóa trong vùng cấm sẽ tạo nên tín hiệu tương tự như buồng ion hóa trong điện trường.



Hình 7.13 Phân bố điện tích, điện thế $U(x)$, điện trường $E(x)$ trong detector bán dẫn p-i-n

7.4. Các loại phổ kế ghi đo bức xạ gamma thường dùng

7.4.1. Phổ kế gamma sử dụng một detector

Phổ kế gamma sử dụng một detector là hệ phổ kế thường được dùng trong các phòng thí nghiệm. Trong nghiên cứu thực nghiệm, detector bán dẫn siêu tinh khiết (HPGe) rất hay được sử dụng, do nó có những ưu điểm là không phải bảo quản liên tục trong môi trường nitơ lỏng, đồng thời độ phân giải năng lượng, hiệu suất ghi cũng cao hơn hẳn các detector khác. Sơ đồ cơ bản của hệ đo được trình bày như trong Hình 7.14.



Hình 7.14 Sơ đồ khối của phổ kế gamma bán dẫn đơn tinh thể

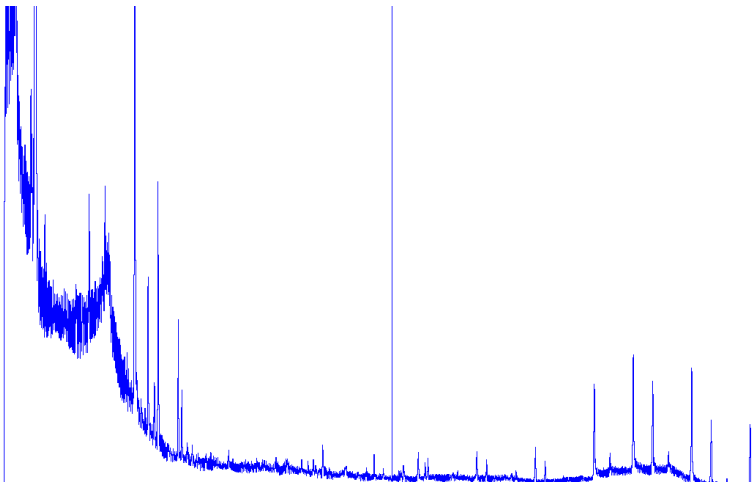
Detector được ghép nối với khuếch đại phổ Amp (Amplifier). Tín hiệu ở lối ra của detector được khuếch đại phổ khuếch đại về biên độ và tạo dạng xung thích hợp cho ADC (Analog to Digital Converter) phân tích biên độ đỉnh xung. Hệ thống ghép nối MCD (Multi Channel Data processing) sẽ thu nhận dữ liệu sau khi ADC biến đổi xong và xếp vào ô nhớ. Số lượng xung có cùng giá trị biên độ tương ứng với số lượng giá trị năng lượng của bức xạ gamma mà detector hấp thụ được. Khi bức xạ gamma tương tác với detector, phần năng lượng mà detector hấp thụ được lại tùy thuộc vào quá trình tương tác xảy ra, thường thì quá trình tương tác là một trong ba hiệu ứng tương tác dưới đây:

- Detector hấp thụ hoàn toàn năng lượng của bức xạ gamma theo hiệu ứng quang điện;

- Detector hấp thụ chỉ được một phần năng lượng gamma theo hiệu ứng Compton - do góc tán xạ Compton thay đổi trong dải rộng

từ 0 tới 180° nên phần năng lượng hấp thụ được cũng nằm trong dải rộng và không tạo thành đỉnh (ở đây cũng có thể có tán xạ Compton nhiều lần dẫn đến toàn bộ năng lượng của bức xạ gamma hấp thụ hết và quá trình này cũng đóng góp vào các đỉnh xuất hiện do hiệu ứng quang điện);

- Hiệu ứng tạo cặp xuất hiện khi năng lượng bức xạ gamma lớn hơn 1,022 MeV đi vào detector. Quá trình tương tác theo hiệu ứng sinh, hủy electron - positron. Bên trong detector, quãng chạy của các electron rất ngắn và năng lượng của electron sẽ nhanh chóng bị hấp thụ. Còn positron sau khi chậm lại sẽ nhanh chóng bị hủy tạo nên hai bức xạ gamma 0,511 MeV. Nếu cả hai bức xạ gamma cùng bị hấp thụ thì quá trình này tương đương hấp thụ quang điện. Nếu một trong hai bức xạ gamma bay ra ngoài, phần năng lượng bị hấp thụ sẽ tạo nên đỉnh thoát đơn, nếu cả hai bức xạ gamma bay ra ngoài, phần năng lượng bị hấp thụ sẽ tạo nên đỉnh thoát đôi. Như vậy quá trình tạo cặp của một chuyển dời sẽ đóng góp thêm hai đỉnh ngoài đỉnh hấp thụ toàn phần và thêm phần thông liên tục do tán xạ Compton khi có hủy cặp.

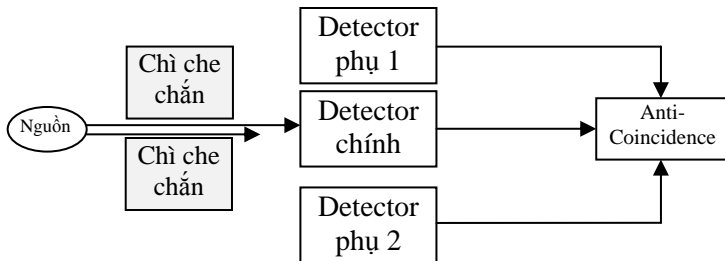


Hình 7.15 Phổ bức xạ gamma tức thời của ^{49}Ti đo với phổ kế sử dụng một detector HPGe

Trên Hình 7.15 là phổ bức xạ gamma của $^{48}\text{Ti}(n, \gamma)^{49}\text{Ti}$. Để đánh giá chất lượng đỉnh, người ta thường dùng tỷ số diện tích đỉnh trên phông. Phổ bức xạ gamma trên Hình 7.15 cho thấy: nền phông Compton lớn và phức tạp chứ không đơn thuần là giảm tuyến tính theo chiều tăng của năng lượng. Số lượng đỉnh rất lớn, có cả những đỉnh thoát đơn và thoát đôi rất mạnh, và nhiều khi mạnh hơn hẳn những đỉnh hấp thụ toàn phần có năng lượng gần kề. Như vậy, việc xác định các chuyển dời có cường độ nhỏ sẽ chịu hai nguồn sai số lớn: sai số do phông và sai số do có các chuyển dời mạnh ảnh hưởng tới.

7.4.2. Phổ kế gamma phản trùng phùng

Phổ kế gamma phản trùng phùng có cấu tạo đơn giản như Hình 7.16. Hệ gồm một detector chính, các detector phụ bao quanh và các khối điện tử để điều khiển quá trình ghi bức xạ gamma theo tín hiệu từ các detector.



Hình 7.16 Phổ kế phản trùng phùng giảm phông Compton

Hệ gồm một detector chính và nhiều detector phụ bao xung quanh. Nguyên tắc hoạt động của hệ như sau: các bức xạ gamma tán xạ Compton đi ra khỏi detector chính sẽ được các detector phụ bao quanh ghi nhận. Tín hiệu từ các detector bao quanh đi đến mạch điện tử sẽ tạo một xung logic, và khoá không cho ghi nhận xung từ detector chính trong một khoảng thời gian tùy thuộc vào độ phân giải thời gian của hệ. Như vậy, việc ghi nhận chỉ thực hiện khi có tín hiệu từ detector chính mà không có bất kỳ tín hiệu nào từ

một trong những detector phụ. Nếu từ các detector xung quanh không có xung ra, thì xung từ detector chính sẽ được ghi (được coi là tương ứng với sự hấp thụ hoàn toàn). Như vậy, khối anti-coincidence chỉ cho phép khối ADC biến đổi tín hiệu chỉ khi duy nhất tín hiệu ở detector chính xuất hiện. Để nâng cao khả năng giảm nhiễu cần chú ý đến hai vấn đề quan trọng sau:

- Hệ detector bao quanh có hiệu suất ghi càng cao càng tốt. Các detector phụ ghi được bao nhiêu phần trăm số bức xạ gamma sau tán xạ Compton thì tức là hệ đã giảm nhiễu bấy nhiêu phần trăm.

- Hệ cần được che chắn kỹ vì nhiễu gamma ở bất kỳ đâu đi vào các detector phụ cũng sẽ dẫn tới giảm khả năng ghi đo sự kiện có ích do sự xuất hiện trùng phùng ngẫu nhiên.

7.4.3. Phổ kế Compton

Tán xạ Compton cũng có thể được sử dụng theo một cách khác để đo năng lượng bức xạ của tia gamma. Khi bức xạ gamma tới có năng lượng là $h\nu_0$ tương tác với vật liệu làm tinh thể của detector theo hiệu ứng tán xạ Compton, năng lượng của electron giật lùi (detector hấp thụ được phần năng lượng này) tương ứng với bức xạ gamma tán xạ bay ra với góc θ cố định được xác định như sau:

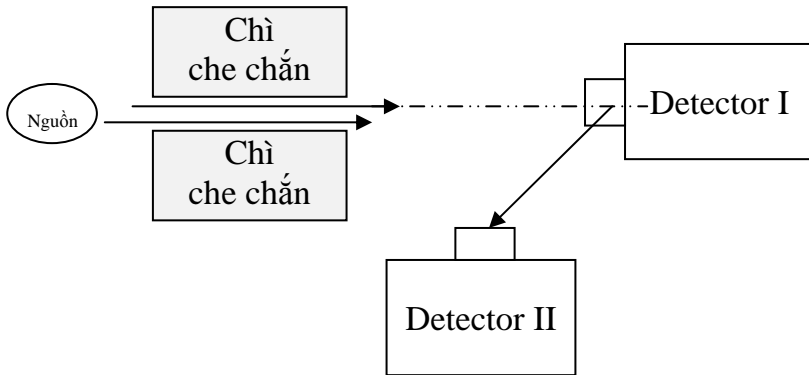
$$E_{e^-} = h\nu_0 \left[1 - \frac{1}{1 + \alpha_0(1 + \cos\theta)} \right] \text{ (MeV)} \quad (7.4)$$

với $\alpha_0 = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$; $m_0c^2 = 0,511\text{MeV}$

Còn bức xạ gamma tán xạ Compton bay ra có năng lượng như sau:

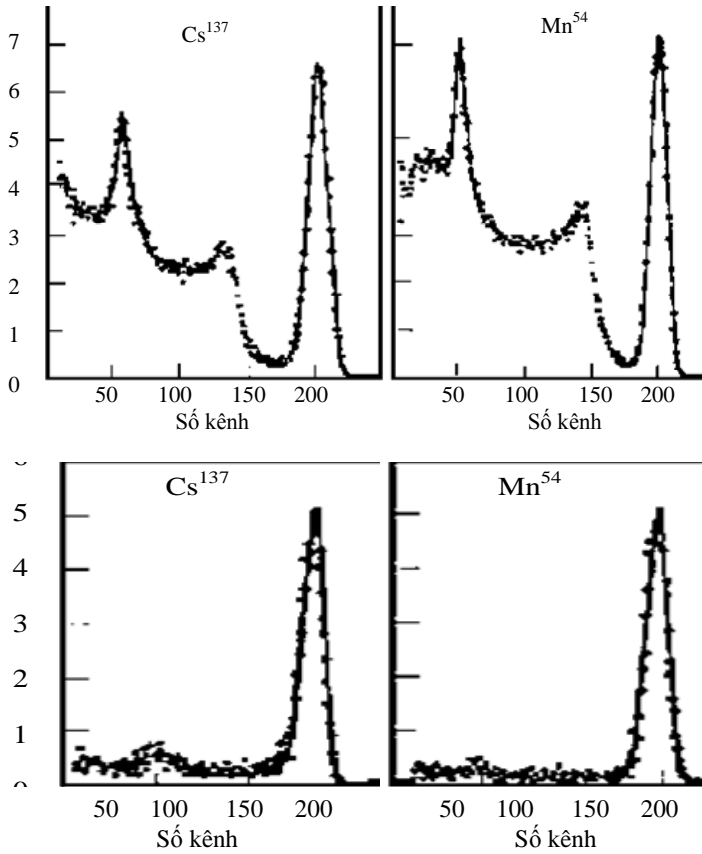
$$E_{\gamma'} = \frac{h\nu_0}{1 + \alpha_0(1 + \cos\theta)} \text{ (MeV)} \quad (7.5)$$

Như vậy, năng lượng của electron giật lùi chỉ phụ thuộc vào năng lượng $h\nu_0$ của bức xạ gamma tới khi góc tán xạ θ không đổi. Việc xây dựng hệ đo theo định hướng này cũng cho phép giảm được nhiễu do tán xạ Compton. Trên Hình 7.17 là cách bố trí các detector trong hệ phổ kế Compton.



Hình 7.17 Cách bố trí detector trong phổ kế Compton

Hai detector I và II được đặt sao cho đường thẳng nối hai tâm của hai tinh thể tạo thành một góc θ với phương của chùm tia gamma ban đầu. Detector I được gọi là detector phân tích, nó ghi nhận các electron giật lùi trong hiệu ứng tán xạ Compton. Detector II được gọi là detector điều khiển, nó ghi nhận các bức xạ gamma tán xạ từ detector I với góc tán xạ θ . Quá trình tạo các xung trong detector I và II là gần như đồng thời. Do vậy, ứng dụng tính chất trùng phùng để phân tích, có thể lựa chọn những xung do electron giật lùi có bức xạ gamma tán xạ bay ra với góc θ gây nên. Năng lượng của electron giật lùi phụ thuộc đơn trị vào năng lượng của bức xạ gamma ban đầu, khi góc tán xạ cố định nên có thể xác định năng lượng của bức xạ gamma ban đầu theo năng lượng của electron giật lùi. Trên Hình 7.18 là các phổ minh họa khả năng giảm nhiễu của phổ kế Compton với các detector nhấp nháy NaI(Tl).



Hình 7.18 Phổ đo với phổ kế đơn tinh thể (a, b) và phổ đo với phổ kế Compton (c, d) của ^{137}Cs và ^{54}Mn

7.4.4. Phổ kế tạo cặp

Trong một số trường hợp ghi nhận các bức xạ gamma năng lượng lớn, có thể sử dụng phổ kế tạo cặp để nâng cao hiệu suất ghi và giảm bớt nền phong. Quá trình vật lý xảy ra trong detector ghi nhận như sau: Hiện tượng tạo cặp electron - positron xảy ra trong detector, do mật độ chất tạo nên detector cao nên sau khi mất năng lượng, positron sẽ nhanh chóng bị hủy cặp và tạo nên hai bức xạ gamma 0,511 MeV bay ngược chiều nhau. Nếu đặt các cặp detector

ngược nhau 180° bao quanh detector chính thì khi hiện tượng tạo cặp xảy ra, detector ghi nhận sẽ cho ra một xung điện có biên độ tỷ lệ với $E_\gamma - 1,022 \text{ MeV}$ (nếu hai bức xạ gamma hủy cặp $0,511 \text{ MeV}$ bay ra khỏi detector) hoặc $E_\gamma - 0,511 \text{ MeV}$ (nếu chỉ một bức xạ gamma $0,511 \text{ MeV}$ bay ra khỏi detector) hoặc E_γ (nếu không có bức xạ gamma $0,511 \text{ MeV}$ nào bay ra khỏi detector chính). Như vậy, lựa chọn cách ghi nhận là 2 xung điện từ các cặp detector đối diện nhau (tương ứng các bức xạ gamma $0,511 \text{ MeV}$) mở khoá trùng phùng cho phép phân tích biên độ xung từ detector chính. Chỉ các xung có biên độ tương ứng với năng lượng $E_\gamma - 1,022 \text{ MeV}$ (tương ứng với hiện tượng cặp xảy ra) mới được ghi nhận. Điều này cho phép giảm hoàn toàn thông Compton, các đỉnh thoát đơn và các đỉnh hấp thụ toàn phần trong phổ gamma thu được. Như vậy, phổ gamma sẽ đơn giản rất nhiều và khi xử lý phổ cần cộng thêm $1,022 \text{ MeV}$ vào vị trí mỗi đỉnh.

Một số các nhược điểm của loại phổ kế này như sau:

- Chỉ ghi nhận được bức xạ gamma có năng lượng khá cao - trên $2,5 \text{ MeV}$ cho dù về mặt lý thuyết, hiện tượng tạo cặp đã xảy ra khi bức xạ gamma có năng lượng lớn hơn $1,022 \text{ MeV}$;

- Hiệu suất ghi thấp do ghi đo quá trình trùng phùng của 3 detector;

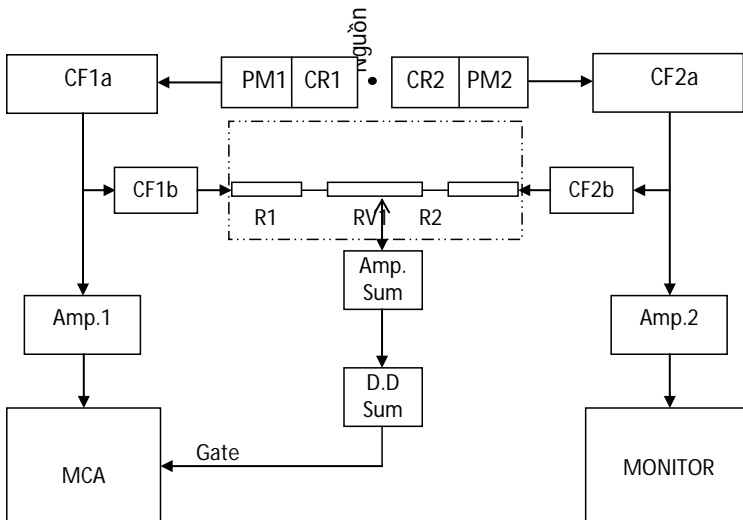
- Trùng phùng ngẫu nhiên cao do hệ detector bố trí gần kênh neutron, cửa sổ thời gian trùng phùng phải đặt cỡ μs để đáp ứng các detector nhấp nháy (thời gian phát sáng của detector nhấp nháy NaI(Tl) vào khoảng $0,25 \mu\text{s}$) đặt quanh detector ghi nhận chính.

7.4.5. Phổ kế trùng phùng gamma - gamma

Hệ phổ kế trùng phùng khắc phục được nhược điểm thông Compton, và cho phép đo đặc mang lại nhiều thông tin ở các mức năng lượng trung gian. Phương pháp trùng phùng γ - γ đã được

Hoogenboom đề xuất và thử nghiệm từ năm 1958. Trong nghiên cứu này, tác giả xây dựng hệ đo dựa trên các detector nhấp nháy và thử nghiệm trên các nguồn ^{60}Co , ^{22}Na và các phản ứng $^{24}\text{Mg}(p, 2\gamma)^{25}\text{Al}$ và $^{29}\text{Si}(p, 2\gamma)^{30}\text{P}$. Kết quả cho thấy sự hiệu quả của phương pháp trong nghiên cứu và xây dựng sơ đồ phân rã của các hạt nhân. Hình 7.19 là sơ đồ nguyên lý hệ trùng phùng do Hoogenboom thiết kế. CR1 và CR2 là các tinh thể nhấp nháy; PM1 và PM2 là các ống nhân quang; CF là lõi ra catốt của ống nhân quang.

Nguyên tắc hoạt động của hệ như sau: tín hiệu từ lõi ra của các catốt CF1a và CF2a được khuếch đại bằng các Amp.1, 2. Tín hiệu từ lõi ra của Amp.1 được đưa vào khối phân tích đa kênh để phân tích biên độ, tín hiệu từ lõi ra của Amp.2 được đưa vào dao động ký để quan sát. Để điều khiển quá trình phân tích, tín hiệu từ các lõi ra CF1b và CF2b được cộng trên mạng các điện trở R1, R2 và RV1. Tín hiệu sau khi cộng được khuếch đại bằng khuếch đại tổng (Amp Sum), sau đó được đưa vào khối phân biệt ngưỡng tổng (D.D Sum) và hình thành xung đóng mở cổng để điều khiển quá trình phân tích biên độ.

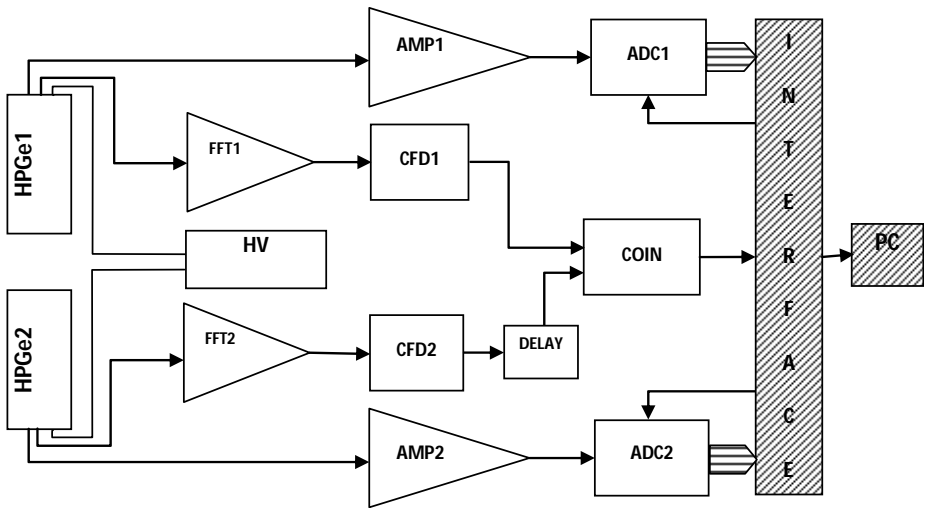


Hình 7.19 Sơ đồ hệ trùng phùng do Hoogenboom thiết kế

Do cách thiết kế nên việc lựa chọn tín hiệu trùng phùng phụ thuộc vào mạng điện trở và điều chỉnh chiết áp RV1, hệ hoạt động như một hệ trùng phùng chậm và có thời gian phân giải cỡ 3 μ s.

7.4.6. Hệ đo trùng phùng tại Viện nghiên cứu hạt nhân

Hệ trùng phùng tại Viện nghiên cứu hạt nhân (NCHN) được xây dựng từ năm 2003, trên cơ sở thực hiện các đề tài, luận án, nhằm phục vụ nhu cầu nghiên cứu số liệu hạt nhân. Qua nhiều thời kỳ thay đổi để phù hợp, và tăng hiệu suất ghi nhận cũng như độ tin cậy của kết quả phép đo, đến cuối năm 2012, hệ trùng phùng tại Viện NCHN có sơ đồ như Hình 7.20.



Hình 7.20 Hệ trùng phùng gamma – gamma tại Viện NCHN

Trong đó:

ADC1 ADC2: Khối biến đổi tín hiệu tương tự sang tín hiệu số (Analog Digital Converter).

AMP1, AMP2: Các khối khuếch đại phổ (Amplifier).

FFT1, FFT2: Các khối khuếch đại lọc lựa thời gian nhanh (Fast Filter Amplifier).

CFD1, CFD2: Các khối phân biệt ngưỡng hằng (Constant Fraction Discriminator).

DELAY: Khối làm trễ.

COIN: Khối trùng phùng nhanh.

Interface: Khối thu nhận dữ liệu từ hai ADC và ghép với máy tính.

Nguyên tắc hoạt động của hệ như sau: Các tín hiệu xuất hiện ở lối ra E (Energy) từ hai detector 1 và detector 2 được đưa tới lối vào của hai khuếch đại phổ AMP1 và AMP2. Đồng thời tín hiệu từ hai lối ra T (Timing) cũng được đưa vào hai khối FFT1 và FFT2. Tín hiệu ở lối ra của hai khối khuếch đại nhanh được tiếp tục đưa vào hai bộ phân biệt ngưỡng CFD1 và CFD2. Tín hiệu ở lối ra của hai khối phân biệt ngưỡng nhanh sẽ được đưa đến hai lối vào của khối trùng phùng, trong đó có một đường tín hiệu được làm trễ nhằm tạo nên sự đồng bộ của hai đường truyền (do các khối điện tử đã làm lệch đi trước khi tới khối trùng phùng nhanh).

Trong trường hợp hai tín hiệu xuất hiện đồng thời thì ở lối ra của khối trùng phùng sẽ có xung ra. Xung này sẽ tác động vào Gate của các ADC để cho phép hai ADC biến đổi, khi đó hai ADC biến đổi xung sau khuếch đại phổ thành các giá trị mã biên độ. Máy tính ghi hai giá trị này nhờ card giao diện làm trung gian kết nối giữa ADC và máy tính.

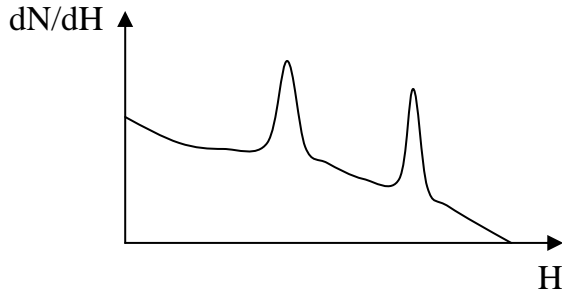
Sau khi máy tính ghi xong số liệu, hai ADC trở về trạng thái chờ xung trùng phùng tiếp theo. Hai ADC sẽ không làm việc khi chưa có xung trùng phùng tác động vào cửa Gate cho dù có xung tác động lối vào phân tích. Số liệu ghi được viết thành hai cột $A1(n)$ và $A2(n)$ tương ứng với biên độ của các cặp xung trùng phùng. Trong đó các giá trị $A1(n)$ và $A2(n)$ lần lượt là các mã biên

độ của hai xung tới từ các detector 1 và detector 2 tương ứng, n là số thứ tự của các cặp sự kiện trùng phùng tính từ thời điểm bắt đầu đo. Từ các số liệu (mã biên độ) thu được, sau khi sử dụng các chương trình xử lý số liệu ta sẽ thu được những thông tin cần thiết về năng lượng, cường độ chuyển dời.

Một cách thiết lập khác của hệ trùng phùng tại Viện NCHN là khối trùng phùng được thay bằng khối TAC và bổ sung thêm một ADC để phân tích biên độ ứng với độ chênh thời gian giữa các sự kiện ở lối ra của TAC. Do vậy, trong tập tin số liệu ngoài hai cột ghi code biên độ của các cặp sự kiện trùng phùng còn có thêm cột thứ ba ghi độ chênh thời gian xuất hiện giữa các sự kiện đó. Như vậy trong cùng một phép đo, ta có thể thu được đồng thời cả năng lượng và thời gian sống. Sử dụng TAC thay cho khối trùng phùng sẽ có thêm cơ sở để chọn lựa thông tin về mặt thời gian, cho phép người xử lý chọn các sự kiện theo tương quan thời gian khác nhau từ cùng một tập số liệu đo.

BÀI TẬP CHƯƠNG 7

7.1. Detector nhấp nháy hoạt động ở điện áp cố định thu nhận được phổ biên độ vi phân như hình:



- Vẽ phổ biên độ tích phân tương ứng.
- Phác họa đường cong số đếm thu được khi thay đổi điện áp đặt vào đầu đo trong cùng ngưỡng đo đếm.

7.2. Giả sử thực nghiệm trên hệ phổ kế gamma đơn detector thu được các kết quả sau:

Năng lượng (keV)	121	661	835	1173	1332
Vị trí kênh	123	672	849	1190	1354
Phân giải năng lượng (keV)	1,6	1,6	1,7	1,9	2,2

Xây dựng hàm chuẩn năng lượng và hàm chuẩn độ rộng của hệ phổ kế trên.

7.3. Hãy vẽ phổ biên độ vi phân và tích phân (sử dụng cùng một thước đo tỷ lệ trên trục hoành) đối với các trường hợp sau:

- Các xung có biên độ đơn 1V.
- Các xung phân bố đều về biên độ từ 0 đến 1 V.

- c) Các xung phân bố xung quanh biên độ trung bình 1,5 V có độ phân giải biên độ xung 8%.

7.4. Hệ phổ kế gamma cần ghi nhận hai đỉnh năng lượng gamma là 435 keV và 490 keV. Để đáp ứng khả năng phân giải năng lượng, thì độ phân giải năng lượng của hệ phổ kế tối thiểu phải bằng bao nhiêu (dưới dạng %)?

7.5. Tìm góc khối bao bởi bề mặt của một detector hình trụ đường kính 10 cm, khi nguồn điểm đặt cách bề mặt detector 20 cm dọc theo trục của hình trụ.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

Tiếng Việt

(Theo thứ tự A, B, C)

- [1] Đào Tiến Khoa (2010), *Vật lý hạt nhân hiện đại*, Phần I, NXB Khoa học và Kỹ thuật.
- [2] Hoàng Hữu Thư (1972), *Các bài giảng cấu trúc hạt nhân*, NXB Đại học và trung học chuyên nghiệp.
- [3] Ngô Quang Huy (2006), *Cơ sở vật lý hạt nhân*, NXB Khoa học và Kỹ thuật.
- [4] Nguyễn Đức Hoà (2012), *Điện tử hạt nhân*, NXB Giáo Dục.

Tiếng nước ngoài

- [5] Aage Bohn, Ben R. Mottelson (1975), *Nuclear structure*, Volume I, W. A. Benjamin, INC.
- [6] Glenn F. Knoll (1989), *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, 2nd edition.
- [7] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf (1952), *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, Newyork.
- [8] John R. Lamarsh and Anthony J. Baratta (1982), *Introduction to nuclear engineering*, 3rd edition, Addison Wesley Publishing company.
- [9] Mulkhin K. N (1987), *Experimental Nuclear Physics*, Vol. I, Mir Publishers, Moscow, Russia.