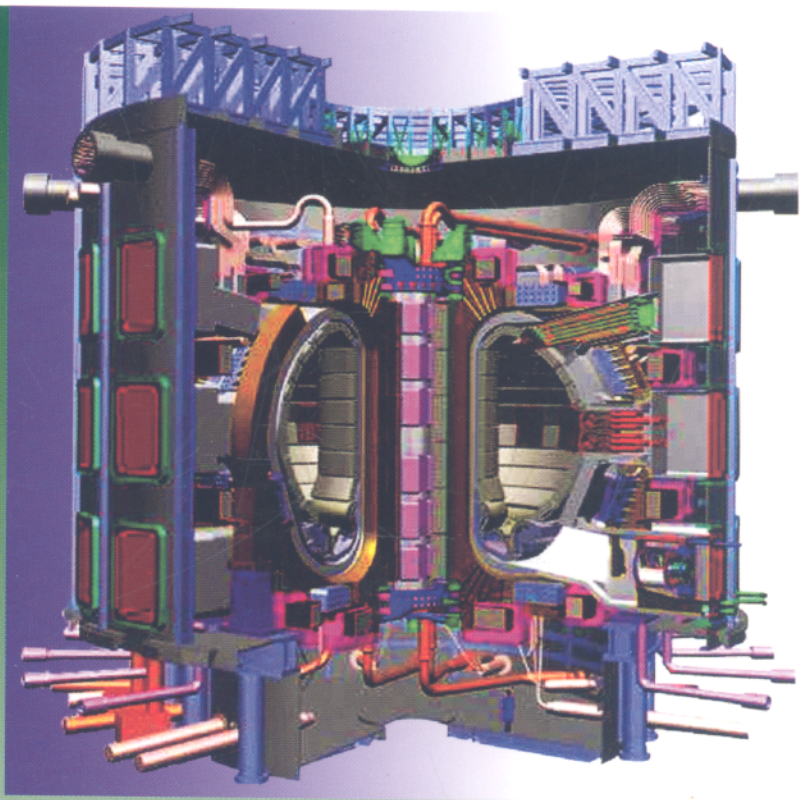


PGS.TS. NGÔ QUANG HUY

CƠ SỞ VẬT LÝ HẠT NHÂN



NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT

GS.TS. NGÔ QUANG HUY
Người nhận xét :
GS.TS TRẦN ĐỨC THIỆP
PGS.TS PHẠM QUỐC HÙNG

Cơ Sở

VẬT LÝ HẠT NHÂN

NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT

LỜI NÓI ĐẦU

Môn Vật lý hạt nhân được giảng dạy trong các khối kỹ thuật tại các trường đại học Việt Nam suốt nửa thế kỷ qua. Đối tượng nghiên cứu về lĩnh vực vật lý hạt nhân là sinh viên, học viên cao học, nghiên cứu sinh, các cán bộ khoa học. Vì vậy nhu cầu có sách về vật lý hạt nhân để học tập và tham khảo là khá lớn.

Quyển sách “Cơ sở vật lý hạt nhân” được soạn thảo trên cơ sở các bài giảng của tác giả cho bậc đại học và sau đại học trong các năm qua. Vật lý hạt nhân bao hàm một phạm vi rất rộng về lý thuyết và thực nghiệm đối với hạt nhân và hạt cơ bản từ năng lượng rất thấp đến năng lượng rất cao. Một quyển sách về cơ sở vật lý hạt nhân chỉ hạn chế một phần nào đó trong phạm vi kiến thức này. Hiện nay Việt Nam đang sử dụng lò phản ứng hạt nhân, máy gia tốc năng lượng thấp và các thiết bị ứng dụng chất phóng xạ, và hơn nữa, chúng ta đang chuẩn bị các điều kiện để xây dựng nhà máy điện hạt nhân. Nói khác đi, phần lớn công tác nghiên cứu và ứng dụng tập trung vào lĩnh vực vật lý hạt nhân năng lượng thấp, mà chủ yếu là vật lý thực nghiệm. Xuất phát từ lý do đó, quyển sách này tập trung vào vật lý hạt nhân thực nghiệm năng lượng thấp và năng lượng trung bình. Tuy nhiên, để phản ánh tương đối đầy đủ cơ sở vật lý, trong quyển sách cũng trình bày các lý thuyết về vật lý hạt nhân ở một mức độ vừa phải nhằm giúp cho sinh viên có thể tiếp thu được.

Quyển sách gồm có 7 chương. Chương 1 nêu tóm tắt về vật lý nguyên tử và các đặc trưng, tính chất cơ bản của hạt nhân. Chương 2 dành cho các mẫu hạt nhân, gồm mẫu giọt chất lỏng, mẫu vỏ và mẫu suy rộng. Phản ứng hạt nhân được trình bày trong chương 3, trong đó có các cơ chế phản ứng hợp phần và phản ứng trực tiếp, và hai loại phản ứng đặc thù là phản ứng phân hạch hạt nhân và phản ứng tổng hợp nhiệt hạch. Chương 4 mô tả các quá trình phân rã alpha, beta và dịch chuyển gamma. Trong chương 5 trình bày các quá trình truyền các bức xạ alpha, beta, gamma và

neutron qua vật chất. Chương 6 dành cho các nguồn bức xạ, gồm các nguồn phóng xạ tự nhiên và nhân tạo, các thiết bị bức xạ như lò phản ứng hạt nhân và máy gia tốc hạt tích điện. Cuối cùng trong chương 7 trình bày các phương pháp ghi đo bức xạ, gồm các detector bức xạ, các hệ đo đặc bức xạ và các phương pháp xử lý số liệu thực nghiệm.

Trong phần cuối mỗi chương của quyển sách đều nêu một số bài tập ví dụ có lời giải mẫu và khoảng 10 –15 bài tập tự giải. Việc giải các bài tập này sẽ giúp cho bạn đọc nắm kỹ hơn phần lý thuyết.

Hiện nay có khá nhiều sách về vật lý hạt nhân xuất bản trong nước và ngoài nước. Việc xuất bản quyển sách này nhằm bổ sung cho hệ thống sách về vật lý hạt nhân ở Việt Nam. Tác giả chân thành cảm ơn Viện Năng lượng Nguyên tử Việt Nam tạo điều kiện soạn thảo và Nhà Xuất Bản Khoa học và Kỹ thuật xuất bản quyển sách này. Tác giả bày tỏ lòng cảm ơn đến GS.TS Trần Đức Thiệp, PGS.TS Phạm Quốc Hùng, PGS.TS Ngô Phú An, PGS.TS Trần Thanh Minh, PGS.TS Vương Hữu Tấn và TS Hà Văn Thông đã đóng góp nhiều ý kiến nhận xét có giá trị về nội dung quyển sách. Tác giả mong muốn nhận được các ý kiến từ bạn đọc để quyển sách này ngày càng hoàn thiện hơn.

Tác giả

MỤC LỤC

	Trang
Lời nói đầu	3
Mục lục	5
Chương 1. CÁC ĐẶC TRƯNG VÀ TÍNH CHẤT CƠ BẢN CỦA HẠT NHÂN	11
1.1. Tóm tắt về vật lý nguyên tử	11
1.1.1. Nguyên tử hydrogen	11
1.1.2. Các nguyên tử kim loại kiềm	14
1.1.3. Momen từ của electron và hiệu ứng Zeeman	18
1.1.4. Spin electron và cấu tạo bội của vạch quang phổ	20
1.1.5. Quy luật phân bố các electron quỹ đạo và hệ thống tuần hoàn Mendelcev	22
1.2. Các hạt nhân đồng vị, đồng khối và đồng khối gương	24
1.2.1. Các thành phần cơ bản của hạt nhân	24
1.2.2. Các hạt nhân đồng vị	24
1.2.3. Các hạt nhân đồng khối	26
1.2.4. Các hạt nhân đồng khối gương	27
1.3. Kích thước và hình dạng của hạt nhân	27
1.3.1. Kích thước hạt nhân	27
1.3.2. Hình dạng hạt nhân	30
1.4. Năng lượng liên kết của hạt nhân	32
1.4.1. Đơn vị đo khối lượng và năng lượng	32
1.4.2. Độ hụt khối và năng lượng liên kết	32
1.4.3. Năng lượng liên kết riêng	33
1.4.4. Năng lượng tách các hạt ra khỏi hạt nhân	34
1.4.5. Công thức bán thực nghiệm về năng lượng liên kết	34
1.5. Spin và momen từ của hạt nhân	36
1.5.1. Spin hạt nhân	36
1.5.2. Momen từ của hạt nhân	37
1.5.3. Các quy luật thực nghiệm rút ra từ nghiên cứu momen từ hạt nhân	41
1.6. Momen từ cực điện của hạt nhân	41
1.6.1. Momen từ cực nội Q_n và momen từ cực ngoại Q	41
1.6.2. Xác định thực nghiệm các momen từ cực	43
1.7. Độ chắn lẻ	45

1.8. Spin đồng vị	47
1.9. Các loại tương tác và lực hạt nhân	48
1.9.1. Tổng quan về các loại tương tác	48
1.9.2. Các tính chất của lực hạt nhân	50
1.10. Bài tập	51
1.10.1. Các bài tập ví dụ	51
1.10.2. Các bài tập tự giải	57
Chương 2. CÁC MẪU HẠT NHÂN	59
2.1. Sự cần thiết của các mẫu hạt nhân	59
2.1.1. Lý do xuất hiện các mẫu hạt nhân	59
2.1.2. Phân loại các mẫu hạt nhân	60
2.2. Mẫu giọt chất lỏng	61
2.2.1. Cơ sở xây dựng mẫu giọt chất lỏng	61
2.2.2. Năng lượng liên kết của hạt nhân	62
2.2.3. Khối lượng của hạt nhân	63
2.2.4. Các dao động bề mặt của hạt nhân hình cầu	65
2.2.5. Các dao động bề mặt của hạt nhân không hình cầu	67
2.3. Mẫu vỏ hạt nhân	68
2.3.1. Các hạn chế của mẫu giọt chất lỏng và sự cần thiết của mẫu vỏ	68
2.3.2. Nguyên tắc xây dựng mẫu vỏ	70
2.3.3. Hàm thế tự hợp trong mẫu vỏ và các mức năng lượng nucleon	72
2.3.4. Momen từ hạt nhân nhận được trên cơ sở mẫu vỏ	76
2.3.5. Các kết quả khác của mẫu vỏ	78
2.4. Mẫu suy rộng	79
2.4.1. Cơ sở xây dựng mẫu suy rộng	79
2.4.2. Mẫu suy rộng với liên kết yếu	80
2.4.3. Các trạng thái một hạt trong hố thế không hình cầu	81
2.4.4. Các trạng thái quay	83
2.4.5. Các mức dao động	85
2.4.6. Dao động của tất cả các nucleon trong hạt nhân và các cộng hưởng lớn	85
2.5. Bài tập	88
2.5.1. Các bài tập ví dụ	88
2.5.2. Các bài tập tự giải	93

Chương 3. PHẢN ỨNG HẠT NHÂN	94
3.1. Các tính chất của phản ứng hạt nhân	94
3.1.1. Các quá trình và chạm hạt nhân	94
3.1.2. Các định luật bảo toàn trong phản ứng	95
3.1.3. Động học của phản ứng hạt nhân trong trường hợp không tương đối	97
3.1.4. Các cơ chế và phân loại các phản ứng hạt nhân	99
3.2. Tiết diện các phản ứng hạt nhân	101
3.2.1. Tiết diện phản ứng	101
3.2.2. Hệ tọa độ phòng thí nghiệm và hệ tọa độ tâm quán tính	104
3.2.3. Tiết diện các quá trình tán xạ và phản ứng	108
3.2.4. Nguyên lý cân bằng chi tiết	111
3.2.5. Tiết diện các phản ứng hạt nhân năng lượng thấp	113
3.3. Phản ứng hạt nhân hợp phần	115
3.3.1. Giả thiết Bohr về phản ứng hạt nhân hợp phần	115
3.3.2. Tiết diện phản ứng hạt nhân hợp phần	119
3.3.3. Phản ứng hạt nhân hợp phần không có cộng hưởng	121
3.3.4. Phản ứng hạt nhân hợp phần cộng hưởng	127
3.4. Phản ứng hạt nhân trực tiếp	131
3.4.1. Điều kiện xảy ra phản ứng hạt nhân trực tiếp	131
3.4.2. Các tính chất cơ bản của phản ứng hạt nhân trực tiếp	133
3.4.3. Các phản ứng trực tiếp phổ biến	134
3.4.4. Phản ứng hạt nhân trực tiếp năng lượng cao	136
3.5. Phản ứng phân hạch hạt nhân	137
3.5.1. Cơ chế phản ứng phân hạch hạt nhân	137
3.5.2. Các sản phẩm phân hạch	139
3.5.3. Các neutron của phản ứng phân hạch	141
3.5.4. Tiết diện phản ứng phân hạch	145
3.6. Phản ứng nhiệt hạch	146
3.6.1. Khả năng tổng hợp các hạt nhân nhẹ	146
3.6.2. Điều kiện thực hiện phản ứng nhiệt hạch	147
3.6.3. Phản ứng nhiệt hạch trong vũ trụ	148
3.6.4. Phản ứng nhiệt hạch điều khiển	149
3.6.5. Các thiết bị nghiên cứu phản ứng nhiệt hạch và lò phản ứng tổng hợp nhiệt hạch trong tương lai	153
3.7. Bài tập	155
3.7.1. Các bài tập ví dụ	155
3.7.2. Các bài tập tự giải	161

Chương 4. PHÂN RÃ PHÓNG XẠ	164
4.1. Hiện tượng phân rã phóng xạ	164
4.1.1. Hiện tượng phân rã phóng xạ	164
4.1.2. Quy luật phân rã phóng xạ	164
4.1.3. Xác định hằng số phân rã bằng thực nghiệm	169
4.2. Phân rã alpha	173
4.2.1. Khái niệm về phân rã alpha	173
4.2.2. Các tính chất của phân rã alpha	174
4.2.3. Điều kiện về năng lượng đối với phân rã alpha	178
4.2.4. Cơ chế phân rã alpha	181
4.3. Phân rã beta	185
4.3.1. Các loại phân rã beta	185
4.3.2. Cân bằng năng lượng trong phân rã beta	189
4.3.3. Phổ năng lượng của hạt beta	190
4.3.4. Xác định năng lượng cực đại của phổ beta	192
4.3.5. Thời gian bán rã suy rộng của phân rã beta	193
4.3.6. Các quy tắc chọn lọc trong phân rã beta	194
4.4. Dịch chuyển gamma	197
4.4.1. Các tính chất của dịch chuyển gamma	197
4.4.2. Quá trình biến hoán nội	202
4.4.3. Hấp thụ cộng hưởng gamma và hiệu ứng Mossbauer	203
4.5. Bài tập	205
4.5.1. Các bài tập ví dụ	205
4.5.2. Các bài tập tự giải	212
 Chương 5. SỰ TRUYỀN BỨC XẠ QUA VẬT CHẤT	 214
5.1. Sự truyền các hạt nặng tích điện qua vật chất	214
5.1.1. Độ mất năng lượng riêng	214
5.1.2. Quỹ đạo của hạt tích điện trong vật chất	219
5.2. Sự truyền hạt electron qua vật chất	221
5.2.1. Độ mất năng lượng riêng của hạt electron	221
5.2.2. Độ ion hóa riêng	223
5.2.3. Bức xạ hãm	223
5.2.4. Quỹ đạo của hạt electron trong vật chất	226
5.3. Sự truyền của bức xạ gamma qua vật chất	229
5.3.1. Sự suy giảm bức xạ gamma khi đi qua vật chất	229
5.3.2. Các cơ chế tương tác của tia gamma với vật chất	233

5.4. Sự truyền neutron qua vật chất	241
5.4.1. Các loại tương tác của neutron với vật chất	241
5.4.2. Sự suy giảm chùm neutron khi đi qua vật chất	242
5.4.3. Sự làm chậm neutron do tán xạ đàn hồi	243
5.4.4. Sự hấp thụ neutron	246
5.5. Bài tập	246
5.5.1. Các bài tập ví dụ	246
5.5.2. Các bài tập tự giải	251

Chương 6. CÁC NGUỒN BỨC XẠ 254

6.1. Nguồn phóng xạ tự nhiên	254
6.1.1. Bức xạ vũ trụ	254
6.1.2. Các nhân phóng xạ trong vỏ trái đất	258
6.2. Các nguồn phóng xạ nhân tạo	264
6.2.1. Các nguồn phóng xạ alpha, beta và gamma	264
6.2.2. Các nguồn phóng xạ phát neutron	264
6.3. Lò phản ứng hạt nhân	267
6.3.1. Các phản ứng của neutron trong lò phản ứng hạt nhân	267
6.3.2. Trạng thái tới hạn của lò phản ứng	272
6.3.3. Động học lò phản ứng	276
6.3.4. Sự thay đổi độ phản ứng trong quá trình làm việc của lò	279
6.4. Các máy gia tốc hạt tích điện	284
6.4.1. Máy phát tĩnh điện Van de Graaf	285
6.4.2. Các máy gia tốc tuyến tính	287
6.4.3. Các máy gia tốc tròn gia tốc các hạt nặng	288
6.4.4. Các máy gia tốc electron	292
6.5. Bài tập	295
6.5.1. Các bài tập ví dụ	295
6.5.2. Các bài tập tự giải	301

Chương 7. CÁC PHƯƠNG PHÁP GHI ĐO BỨC XẠ 304

7.1. Detector chứa khí	304
7.1.1. Nguyên tắc cơ bản của detector chứa khí	304
7.1.2. Buồng ion hóa	307
7.1.3. Ống đếm tỉ lệ	308
7.1.4. Ống đếm Geiger – Muller	310
7.2. Detector nhấp nháy	312
7.2.1. Nguyên tắc làm việc của detector nhấp nháy	312

7.2.2. Chất nhấp nháy vô cơ	313
7.2.3. Chất nhấp nháy hữu cơ	315
7.2.4. Ống nhân quang điện	317
7.3. Detector bán dẫn	318
7.3.1. Nguyên tắc làm việc của detector bán dẫn	318
7.3.2. Các loại detector bán dẫn	321
7.4. Các hệ đo bức xạ	324
7.4.1. Sơ đồ nguyên tắc của các hệ đo bức xạ	324
7.4.2. Các hệ đo gamma	330
7.4.3. Các hệ đo alpha	337
7.4.4. Các hệ đo beta	341
7.4.5. Các hệ đo neutron	345
7.5. Các phương pháp xử lý số liệu	352
7.5.1. Tính chất của các dữ liệu thực nghiệm	352
7.5.2. Ba phân bố xác suất cơ bản	355
7.5.3. Các phép tính sai số	363
7.5.4. Tối ưu hóa thời gian đo	368
7.5.5. Giới hạn tới hạn, giới hạn đo và giới hạn hoạt độ	369
7.5.6. Thời gian chết của hệ đo	372
7.6. Bài tập	375
7.6.1. Các bài tập ví dụ	375
7.6.2. Các bài tập tự giải	379
Đáp số các bài tập tự giải	381
Các phụ lục	391
Tài liệu tham khảo	398

CÁC ĐẶC TRƯNG VÀ TÍNH CHẤT CƠ BẢN CỦA HẠT NHÂN

1.1. TÓM TẮT VỀ VẬT LÝ NGUYÊN TỬ

Nguyên tử cấu tạo gần giống như mô hình hệ mặt trời, gồm một cái lõi là hạt nhân và các electron chuyển động trên các quỹ đạo xung quanh hạt nhân. Lý thuyết nguyên tử được xây dựng tương đối hoàn chỉnh, dựa trên sự tương tác Coulomb giữa hạt nhân với các electron quỹ đạo cũng như sự tương tác giữa các electron quỹ đạo với nhau. Hạt nhân không có cấu trúc của hình mẫu nguyên tử, nhưng khi xây dựng lý thuyết hạt nhân, người ta cũng áp dụng mẫu nguyên tử trong trường hợp mẫu vỏ hạt nhân hay mẫu suy rộng. Trong các trường hợp này, các trạng thái và các mức năng lượng của các nucleon trong hạt nhân được mô tả như các thông số tương ứng của các electron trong nguyên tử. Ngoài ra, khi xem xét sự tương tác của các bức xạ với vật chất, phần lớn các bức xạ như alpha, beta, gamma đều tương tác với các electron của nguyên tử, gây nên hiệu ứng kích thích và ion hóa nguyên tử. Như vậy, để thuận tiện trong việc theo dõi các vấn đề về vật lý hạt nhân, việc nhắc lại một số khái niệm cơ bản về vật lý nguyên tử là cần thiết. Trong phần này trình bày tóm tắt về cấu trúc nguyên tử, phân loại các trạng thái và các mức năng lượng của các electron, quang phổ nguyên tử hydrogen và các nguyên tử kim loại kiềm, ...

1.1.1. Nguyên tử hydrogen

1.1.1.1. Chuyển động của electron trong nguyên tử hydrogen

Các nguyên tử có cấu trúc riêng của mình phụ thuộc vào loại nguyên tố. Nhưng đặc điểm chung của chúng là cấu tạo từ hạt nhân có điện tích dương $+Ze$, trong đó $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, nằm ở giữa và các electron điện tích âm $-e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ chuyển động trên các quỹ đạo xung quanh hạt nhân. Mô hình nguyên tử như trên được gọi là mô hình nguyên tử Bohr. Điện tích dương của hạt nhân bằng tổng số các điện tích âm của các electron, do đó nguyên tử trung hòa về điện tích. Số electron quỹ đạo tăng dần khi nguyên tử càng nặng. Ví dụ, nguyên tử hydrogen có 1 electron quỹ đạo còn uranium có 92 electron quỹ đạo. Nguyên tử có đường kính khoảng 10^{-10} m còn hạt

nhân có đường kính khoảng 10^{-15} m. Khối lượng hạt nhân chiếm phần lớn khối lượng nguyên tử, còn khối lượng các electron không đáng kể. Ví dụ, khối lượng proton bằng $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27}$ kg còn khối lượng electron bằng $m_e = 9,1091 \cdot 10^{-31}$ kg.

Tương tác giữa hạt nhân và electron quỹ đạo là tương tác Coulomb, có dạng sau:

$$U = - \frac{kZe^2}{r} \quad (1.1)$$

Trong đó $k = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$ và r là khoảng cách từ electron đến hạt nhân. Phương trình Schrodinger mô tả sự tương tác này có dạng:

$$\Delta\Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} (W + \frac{kZe^2}{r})\Psi = 0 \quad (1.2)$$

Trong đó Ψ và W là hàm trạng thái và năng lượng của electron, $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ là hằng số Planck rút gọn.

Do trường Coulomb đối xứng tâm nên phương trình (1.2) được giải trong hệ tọa độ cầu với gốc tọa độ là hạt nhân còn r là khoảng cách từ electron đến hạt nhân. Nghiệm phương trình có dạng tích số của hai thừa số:

$$\Psi_{nlm} = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (1.3)$$

Trong đó hàm $R_{nl}(r)$ chỉ phụ thuộc vào bán kính r còn hàm $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ phụ thuộc vào các góc của hệ tọa độ cực. Các chỉ số n , ℓ , m là số lượng tử chính, số lượng tử quỹ đạo và số lượng tử từ, trong đó:

$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

$$\ell = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, n-1 \text{ (nhận } n \text{ giá trị)} \quad (1.4)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell \text{ (nhận } 2\ell + 1 \text{ giá trị)}$$

Như vậy một trạng thái của electron trên quỹ đạo được mô tả bởi hàm sóng Ψ_{nlm} đặc trưng bởi 3 số lượng tử n , ℓ , m . Hàm bán kính $R_{nl}(r)$ được đặc trưng bởi 2 số lượng tử n , ℓ còn hàm góc $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ được đặc trưng bởi 2 số lượng tử ℓ , m . Đại lượng $|R_{nl}(r)|^2$ là xác suất tìm thấy electron ở vị trí r với cặp số lượng tử n và ℓ còn đại lượng $|Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2$ là xác suất tìm thấy electron ở các góc θ và φ với cặp số lượng tử ℓ và m .

Nghiệm thứ hai của phương trình Schrodinger là năng lượng electron:

$$W_n = - \frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{2(4\pi\epsilon^2)\hbar^2} \quad (1.5)$$

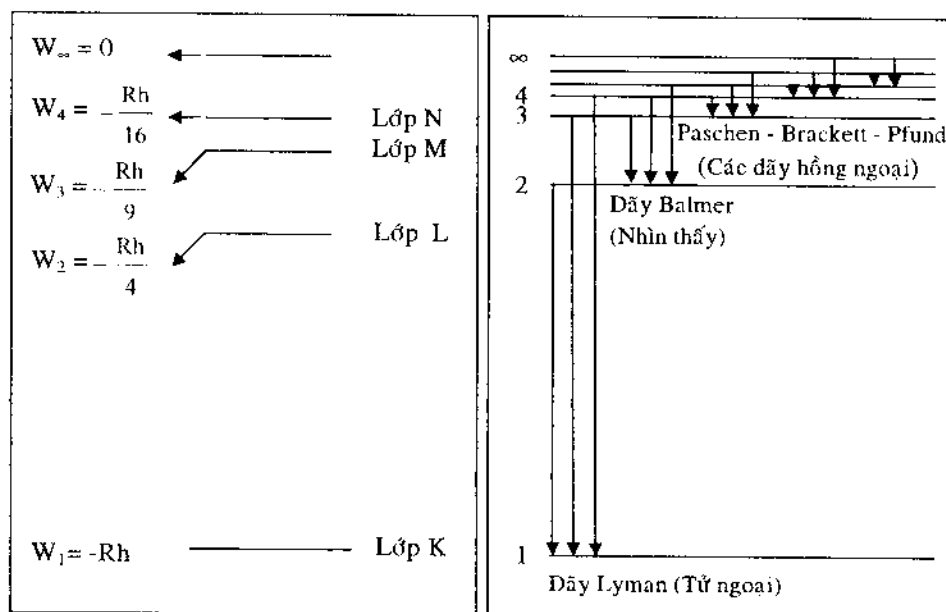
Bây giờ ta hãy xét trường hợp đơn giản nhất là nguyên tử hydrogen, gồm hạt nhân mang điện tích $+e = +1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, là một hạt proton, và một electron quỹ đạo mang điện tích $-e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Khi đó trong các nghiệm

trên cần thay $Z = 1$. Năng lượng electron trong nguyên tử hydrogen được thể hiện bằng bởi công thức:

$$W_n = -\frac{Rh}{n^2} \quad (1.6)$$

Trong đó $R = 3,27.10^{15} \text{ s}^{-1}$ là hằng số Rydberg còn $h = 6,625.10^{-34} \text{ J.s}$ là hằng số Planck. Công thức (1.6) cho thấy năng lượng electron trong nguyên tử hydrogen chỉ phụ thuộc vào một số lượng tử chính n và nhận các giá trị gián đoạn. Hơn nữa nó còn nhận các giá trị âm, trong đó mức thấp nhất $W_1 = -Rh$, ứng với $n = 1$, còn mức cao nhất $W_\infty = 0$ ứng với $n \rightarrow \infty$ (hình 1.1).

1.1.1.2. Quang phổ của hydrogen



Hình 1.1. Các mức năng lượng của các electron quỹ đạo trong nguyên tử hydrogen.

Hình 1.2. Sơ đồ quang phổ hydrogen.

Từ sơ đồ các mức năng lượng electron theo hình 1.1 có thể giải thích cấu tạo vạch quang phổ hydrogen. Quang phổ vạch là các vạch màu nhỏ nét quan sát thấy trong dụng cụ quang phổ khi phân tích hệ phát sáng của khí hydrogen bằng cách phóng điện qua một ống đựng khí hydrogen ở áp suất

thấp. Hiện tượng này được mô tả như sau. Khi không có kích thích bên ngoài, electron bao giờ cũng ở trạng thái cơ bản ứng với mức năng lượng thấp nhất W_1 . Dưới tác dụng của kích thích bên ngoài, ví dụ dòng điện, electron được tăng năng lượng. Nó chuyển dời sang trạng thái kích thích với năng lượng W_n cao hơn. Electron chỉ ở trạng thái kích thích trong một khoảng thời gian ngắn, khoảng 10^{-8} s, sau đó trở về trạng thái ứng với mức năng lượng $W_{n'}$ thấp hơn. Trong quá trình chuyển mức năng lượng, electron sẽ giải phóng năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ, nghĩa là phát ra một photon mang năng lượng $h\nu$. Theo định luật bảo toàn năng lượng ta có:

$$W_n - W_{n'} = h\nu \quad (1.7)$$

Thay W_n và $W_{n'}$ theo công thức (1.6) vào (1.7) ta được tần số ứng với các vạch quang phổ:

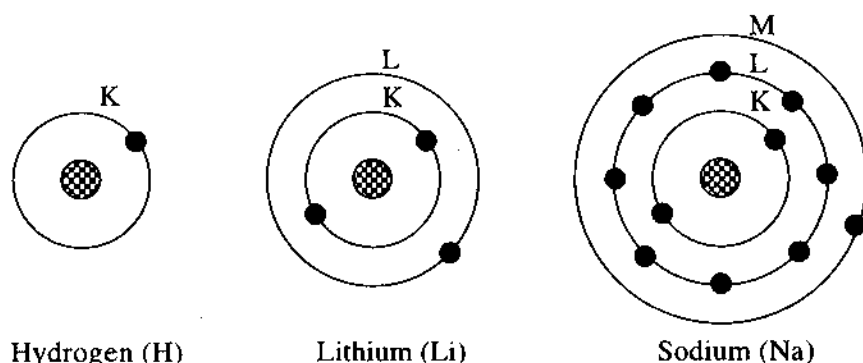
$$\nu = R \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.8)$$

Tính tần số ν theo công thức (1.8) với các giá trị $n' = 1, n' = 2, n' = 3, n' = 4$ và $n = 5$ ta được các dãy quang phổ Lyman (ánh sáng tử ngoại), Balmer (ánh sáng nhìn thấy) và các dãy ánh sáng hồng ngoại như Paschen, Brackett và Pfund, hoàn toàn phù hợp với thực nghiệm (hình 1.2).

1.1.2. Các nguyên tử kim loại kiềm

1.1.2.1. Năng lượng của electron hóa trị trong nguyên tử kim loại kiềm

Các nguyên tử kim loại kiềm (Li, Na, K, Rb, Cs, ...) cấu tạo gần giống như nguyên tử hydrogen. Trong mẫu lớp nguyên tử, lớp ngoài cùng của các nguyên tử này chỉ có một electron hóa trị (hình 1.3).



Hình 1.3. Mẫu lớp của các nguyên tử kim loại kiềm Li và Na.

Electron hóa trị liên kết yếu với phần còn lại của nguyên tử, được gọi là lõi của nguyên tử, gồm hạt nhân và các electron còn lại. Có thể xem chuyển động của electron hóa trị như chuyển động trong trường Coulomb gây bởi lõi nguyên tử, giống như chuyển động của electron trong nguyên tử hydrogen. Cho nên, tính chất quang học của các nguyên tử kim loại kiềm về căn bản giống tính chất quang học của nguyên tử hydrogen.

Trong nguyên tử kim loại kiềm, ngoài năng lượng tương tác giữa electron hóa trị với hạt nhân còn có năng lượng phụ gây ra do sự tương tác giữa electron hóa trị với các electron khác nên năng lượng của electron hóa trị trong nguyên tử kim loại kiềm khác chút ít với năng lượng của electron trong nguyên tử hydrogen. Khi đó năng lượng electron hóa trị trong kim loại kiềm, ngoài sự phụ thuộc vào số lượng tử chính n , còn phụ thuộc vào số lượng tử quỹ đạo ℓ theo công thức sau đây:

$$W_{n\ell} = -\frac{R_h}{(n + \Delta_\ell)^2} \quad (1.9)$$

Bảng 1.1. Các giá trị Δ_ℓ đối với một số nguyên tử kim loại kiềm ở các trạng thái khác nhau.

Z	Nguyên tố	Δ_s	Δ_p	Δ_d	Δ_f
3	Li	0,412	0,041	0,002	0,000
11	Na	1,373	0,883	0,010	0,001
19	K	2,230	1,776	0,146	0,007
37	Rb	3,195	2,711	1,233	0,012
55	Cs	4,131	3,649	2,448	0,022

Bảng 1.2. Các trạng thái và năng lượng của electron hóa trị trong nguyên tử kim loại kiềm.

n	ℓ	Trạng thái	Mức năng lượng	Lớp
1	0	1s	1S	K
2	0	2s	2S	L
	1	2p	2P	
3	0	3s	3S	M
	1	3p	3P	
	2	3d	3D	

Trong công thức (1.9) Δ_ℓ là số hiệu chỉnh phụ thuộc vào số lượng tử quỹ đạo ℓ . Bảng 1.1 trình bày các giá trị Δ_ℓ đối với một số nguyên tử kim loại kiềm ở các trạng thái với ℓ khác nhau. Ta ký hiệu trạng thái s với $\ell = 0$, trạng thái p với $\ell = 1$, trạng thái d với $\ell = 2$, trạng thái f với $\ell = 3$.

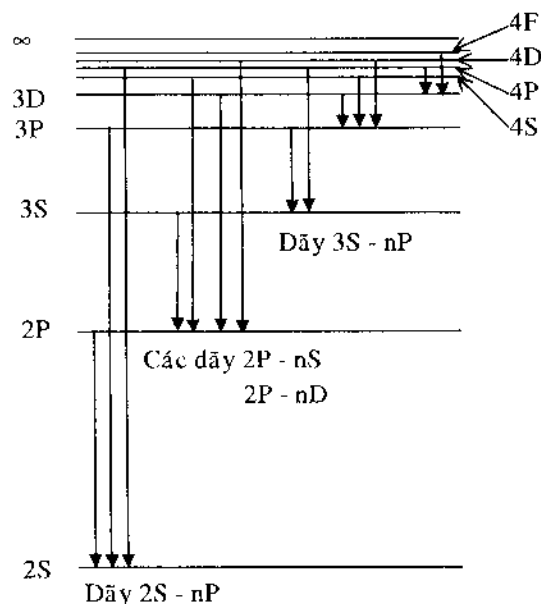
Theo công thức (1.9), năng lượng W_n phụ thuộc vào 2 số lượng tử n và ℓ nên người ta ký hiệu các mức năng lượng bằng nS khi $\ell = 0$, nP khi $\ell = 1$, nD khi $\ell = 2$ và nF khi $\ell = 3$. Khi đó ta có các trạng thái và năng lượng tương ứng nêu trên bảng 1.2.

1.1.2.2. Quang phổ của nguyên tử kim loại kiềm

Cũng giống như nguyên tử hydrogen, khi có kích thích từ bên ngoài, electron hóa trị chuyển từ trạng thái ứng với mức năng lượng thấp n_0, ℓ_0 sang trạng thái ứng với mức năng lượng n, ℓ cao hơn. Sau đó nó trở về trạng thái với mức năng lượng n', ℓ' thấp hơn và giải phóng năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ, nghĩa là phát ra photon năng lượng $h\nu$. Việc chuyển mức năng lượng này tuân theo quy tắc lựa chọn như sau:

$$n' \leq n \text{ và } \Delta\ell = \ell' - \ell = \pm 1 \quad (1.10)$$

Theo quy tắc lựa chọn (1.10), quang phổ của lithium được thể hiện trên hình 1.4.



Hình 1.4. Sơ đồ quang phổ của lithium.

Chú thích: Ký hiệu 2S – nP để chỉ dịch chuyển $nP \rightarrow 2S$.

1.1.2.3. Kích thích và ion hóa nguyên tử

Các electron của nguyên tử chiếm đầy các trạng thái thấp nhất ở các quỹ đạo thấp nhất. Ví dụ nguyên tử sodium (Na), hình 1.3, có 11 electron, trong đó 2 electron nằm ở lớp K, 8 electron nằm ở lớp L và 1 electron còn lại nằm ở lớp M. Đó là trạng thái cơ bản của nguyên tử. Các electron nằm ở lớp càng thấp thì càng bị lực tác dụng hút mạnh vào hạt nhân. Để chuyển nó lên lớp cao hơn phải có năng lượng cung cấp từ bên ngoài. Khi một electron nào đó được cung cấp năng lượng chuyển từ lớp dưới lên lớp trên thì để lại một lỗ trống ở lớp mà nó vừa bỏ đi. Khi đó nguyên tử ở trạng thái kích thích. Nếu được cung cấp một năng lượng rất lớn, electron có thể thoát ra ngoài nguyên tử, nghĩa là không chịu lực hút của nguyên tử, và để lại một lỗ trống tại lớp nó vừa bỏ đi. Khi đó ta nói nguyên tử bị ion hóa, tức là nguyên tử với điện tích dương có giá trị bằng điện tích các electron bay ra ngoài.

Năng lượng ion hóa nguyên tử là năng lượng cần thiết để một electron chuyển từ mức cơ bản trở thành electron tự do. Chẳng hạn năng lượng ion hóa nguyên tử hydrogen E_{ih} , theo hình 1.1, là năng lượng cần thiết để electron chuyển từ mức năng lượng cơ bản K ($n_1 = 1$) lên mức năng lượng cao nhất khi $n_2 \rightarrow \infty$, tức là:

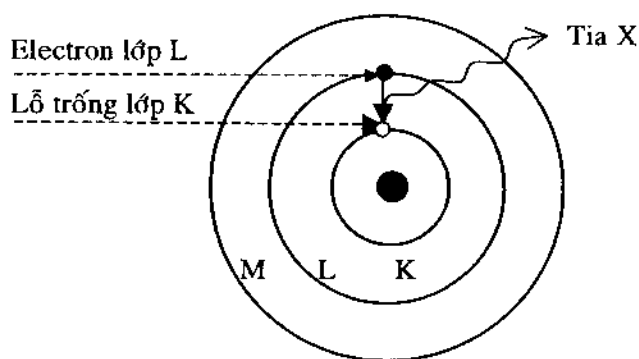
$$E_{ih} = W_{n_2} - W_{n_1} = 0 - (-R_h) = R_h \quad (1.11)$$

Thay $R = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ và $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ vào công thức (1.11) ta được $E = 13,6 \text{ eV}$.

Khi nguyên tử bị kích thích hay bị ion hóa, vị trí cũ của electron trở thành lỗ trống. Nếu một electron nào đó ở lớp cao n_2 rơi vào lỗ trống ở lớp thấp n_1 thì nguyên tử giải phóng một năng lượng bằng hiệu số giữa hai mức năng lượng tương ứng với hai lớp này :

$$E = W_{n_2} - W_{n_1} = R_h \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \text{ với } n_2 > n_1 \quad (1.12)$$

Năng lượng E được giải phóng ra khỏi nguyên tử dưới dạng một bức xạ điện từ, chẳng hạn là ánh sáng đối với nguyên tử hydrogen. Đối với các nguyên tử nặng, tức là có số nguyên tử Z lớn, năng lượng bức xạ có giá trị lớn. Trong trường hợp này, khi electron chuyển giữa các mức thấp, bức xạ phát ra có năng lượng khá lớn, gọi là tia X (hình 1.5), còn đối với các lớp cao hơn, năng lượng bức xạ bé, khi đó nguyên tử phát ra các tia ánh sáng tử ngoại, ánh sáng nhìn thấy hoặc ánh sáng hồng ngoại. Tia X và các bức xạ ánh sáng đều là sóng điện từ, chúng chỉ khác nhau về tần số sóng. Chúng có tính chất hạt nên còn gọi là photon hay lượng tử ánh sáng.



Hình 1.5. Nguyên tử bức xạ tia X.

Trong quá trình tương tác của bức xạ với vật chất, năng lượng của tia bức xạ như alpha, beta, gamma được truyền cho các electron quỹ đạo. Các hiệu ứng chung khi tương tác của bức xạ với vật chất là kích thích và ion hóa nguyên tử môi trường.

1.1.3. Momen từ của electron và hiệu ứng Zeeman

Electron chuyển động trên quỹ đạo của nguyên tử nên nó có momen động lượng $\vec{\ell}$ với các giá trị gián đoạn:

$$|\vec{\ell}| = \sqrt{\ell(\ell+1)} \hbar \quad (1.13)$$

và hình chiếu lên phương z bất kỳ:

$$(\vec{\ell})_z = m\hbar \quad (1.14)$$

Trong đó m là số lượng tử từ. Electron chuyển động quanh hạt nhân tạo nên dòng điện. Dòng điện này có momen từ $\vec{\mu}$ ngược chiều và tỉ lệ với $\vec{\ell}$:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \vec{\ell} \quad (1.15)$$

Hình chiếu của momen từ lên phương z bất kỳ bằng:

$$\mu_z = -m\mu_B \quad (1.16)$$

Trong đó μ_B là magneton Bohr:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 10^{-23} \text{ A.m}^2 \quad (1.17)$$

Độ lớn của momen từ (1.15) được viết qua magneton Bohr như sau:

$$\mu = |\vec{\mu}| = \sqrt{\ell(\ell+1)} \mu_B \quad (1.18)$$

Hiện tượng Zeeman là hiện tượng tách vạch quang phổ nguyên tử thành nhiều vạch sát nhau khi nguyên tử phát sáng đặt trong từ trường. Ví dụ, ta đặt một nguồn khí hydrogen phát sáng vào giữa hai cực một nam châm điện. Khi quan sát các bức xạ phát ra theo phương vuông góc với vector từ trường thì thấy mỗi vạch quang phổ của nguyên tử hydrogen bị tách thành 3 vạch sát nhau.

Giải thích hiện tượng Zeeman như sau. Vì electron có momen từ $\vec{\mu}$ nên khi đặt nguyên tử hydrogen vào từ trường $\vec{B}$ thì electron có thêm năng lượng phụ:

$$\Delta W = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (1.19a)$$

Giả sử phương z là phương của từ trường $\vec{B}$ thì:

$$\Delta W = -\mu_z B = -m\mu_B B \quad (1.19b)$$

Như vậy khi nguyên tử hydrogen đặt trong từ trường, năng lượng W' của electron còn phụ thuộc vào số lượng tử m như sau:

$$W' = W + m\mu_B B \quad (1.20)$$

Trong đó W là năng lượng của electron khi nguyên tử hydrogen không đặt trong từ trường.

Nếu electron dịch chuyển từ trạng thái ứng với năng lượng W'_2 sang trạng thái ứng với năng lượng W'_1 thấp hơn thì nó sẽ phát ra bức xạ điện từ. Tần số vạch quang phổ bằng:

$$\nu' = \frac{W'_2 - W'_1}{h} = \frac{W_2 - W_1}{h} + \frac{(m_2 - m_1)\mu_B B}{h} \quad (1.21)$$

Trong đó $\frac{W_2 - W_1}{h} = \nu$ là tần số của vạch quang phổ hydrogen khi nguyên tử hydrogen không đặt trong từ trường. Do đó:

$$\nu' = \nu + \frac{(m_2 - m_1)\mu_B B}{h} \quad (1.22)$$

Quy tắc lựa chọn đối với số lượng tử m như sau:

$$\Delta m = m_2 - m_1 = 0, \pm 1 \quad (1.23)$$

Như vậy ν' có thể nhận 3 giá trị:

$$\nu' = \begin{cases} \nu - \frac{\mu_B}{h} B \\ \nu \\ \nu + \frac{\mu_B}{h} B \end{cases} \quad (1.24)$$

nghĩa là một vạch quang phổ khi không có từ trường được tách thành 3 vạch khi có từ trường, trong đó vạch giữa trùng với vạch cũ.

1.1.4. Spin electron và cấu tạo bội của vạch quang phổ

1.1.4.1. Spin electron và cấu trúc tinh tế của mức năng lượng

Electron có momen spin $\vec{s}$ với độ lớn:

$$|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad (1.25)$$

Trong đó $s = 1/2$ là số lượng tử spin, hay spin của electron. Hình chiếu của momen spin lên phương z bất kỳ bằng:

$$(\vec{s})_z = \pm \frac{1}{2}\hbar \quad (1.26)$$

Do electron có momen quỹ đạo $\vec{\ell}$ và momen spin $\vec{s}$ nên nó có momen toàn phần $\vec{j}$:

$$\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s} \quad (1.27)$$

Độ lớn của momen toàn phần $\vec{j}$ là:

$$|\vec{j}| = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (1.28)$$

Trong đó j là số lượng tử momen toàn phần, được xác định như sau:

$$j = |\ell \pm 1/2| \quad (1.29)$$

Do có momen spin nên để xác định trạng thái của electron, ngoài 3 số lượng tử n, ℓ, m còn phải đưa vào số lượng tử m_s đặc trưng cho sự định hướng của spin. Như vậy trạng thái lượng tử của một electron trong nguyên tử được xác định bởi 4 số lượng tử n, ℓ, m, m_s .

Electron có momen spin nên cũng có momen từ riêng, do đó có sự tương tác giữa momen từ riêng và momen từ quỹ đạo cũng như giữa momen từ riêng của các electron trong nguyên tử với nhau. Như vậy có thêm năng lượng bổ sung vào biểu thức năng lượng của electron khi tính tới spin. Năng lượng phụ này phụ thuộc vào sự định hướng của momen spin, do đó phụ thuộc vào j . Nói khác đi, năng lượng toàn phần của electron trong nguyên tử phụ thuộc vào 3 số lượng tử n, ℓ, j .

Khi đưa vào momen toàn phần j thì mỗi mức năng lượng được tách thành 2 mức ứng với $j = \ell - 1/2$ và $j = \ell + 1/2$, trong đó mức ứng với $j = \ell - 1/2$ cao hơn mức ứng với $j = \ell + 1/2$. Khoảng cách giữa hai mức này không lớn lắm nên cấu trúc như vậy gọi là *cấu trúc tinh tế* của mức năng lượng.

Người ta ký hiệu trạng thái của electron hóa trị bằng $n\ell_j$ còn mức năng lượng của nó bằng n^2X_j , trong đó:

$n = 1, 2, 3, 4, \dots$ (số lượng tử chính)

$X = S, P, D, F, \dots$ ứng với $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$j = |\ell \pm 1/2|$$

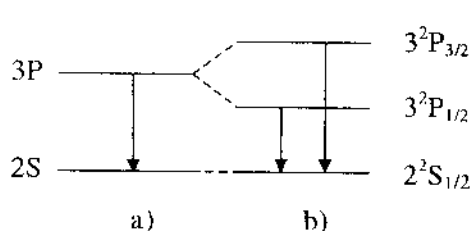
Chỉ số 2 ở phía trái và trên chữ X chỉ cấu tạo bội kép của mức năng lượng. Các mức năng lượng S ($\ell = 0$) không có cấu tạo bội. Trên mỗi mức S có hai trạng thái electron khác nhau về sự định hướng của momen spin.

Bảng 1.3 trình bày các trạng thái và mức năng lượng có thể có của electron hóa trị trong nguyên tử hydrogen và các nguyên tử kim loại kiềm.

Bảng 1.3. Các trạng thái và mức năng lượng có thể có của electron hóa trị trong nguyên tử hydrogen và các nguyên tử kim loại kiềm.

N	ℓ	j	Trạng thái của electron hóa trị	Mức năng lượng
1	0	1/2	$1s_{1/2}$	$1^2S_{1/2}$
2	0	1/2	$2s_{1/2}$	$2^2S_{1/2}$
	1	1/2	$2p_{1/2}$	$2^2P_{1/2}$
		3/2	$2p_{3/2}$	$2^2P_{3/2}$
	2	3/2	$2d_{3/2}$	$2^2D_{3/2}$
3	0	1/2	$3s_{1/2}$	$3^2S_{1/2}$
	1	1/2	$3p_{1/2}$	$3^2P_{1/2}$
		3/2	$3p_{3/2}$	$3^2P_{3/2}$
	2	3/2	$3d_{3/2}$	$3^2D_{3/2}$
		5/2	$3d_{5/2}$	$3^2D_{5/2}$
	3	5/2	$3f_{5/2}$	$3^2F_{5/2}$

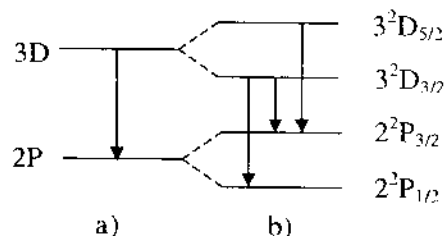
1.1.4.2. Cấu tạo bội của vạch quang phổ



Hình 1.6. Sơ đồ vạch kép khi tính tới spin electron.

a) Vạch quang phổ khi chưa tính đến spin.

b) Vạch kép khi tính tới spin.



Hình 1.7. Sơ đồ vạch bội ba khi tính tới spin electron.

a) Vạch quang phổ khi chưa tính đến spin.

b) Vạch bội ba khi tính tới spin.

Trên cơ sở cấu trúc tinh tế của mức năng lượng ta có thể giải thích được cấu tạo bội của vạch quang phổ hay tách tinh tế của vạch quang phổ.

Do năng lượng electron phụ thuộc vào số lượng tử j nên khi chuyển từ mức năng lượng cao xuống mức năng lượng thấp hơn, ngoài quy tắc lựa chọn đối với ℓ theo công thức (1.10), electron còn phải tuân theo quy tắc lựa chọn đối với j :

$$\Delta j = j' - j = 0, \pm 1 \quad (1.30)$$

Từ quy tắc lựa chọn đối với j có thể suy ra cấu tạo bội của các vạch quang phổ 2S – 3P và 2P – 3D như trình bày trên các hình 1.6 và 1.7.

1.1.5. Quy luật phân bố các electron quỹ đạo và hệ thống tuần hoàn Mendeleev

Một trạng thái của electron quỹ đạo được đặc trưng bởi 4 số lượng tử n , ℓ , m và m_s . Quy luật phân bố các electron quỹ đạo tuân theo nguyên lý loại trừ Pauli, phát biểu như sau: “Ở mỗi trạng thái lượng tử xác định bởi 4 số lượng tử n , ℓ , m và m_s chỉ có thể có tối đa một electron”.

Chưa kể tới spin electron, với mỗi trị số của n ta có số trạng thái electron như sau:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2 \quad (1.31)$$

Khi kể đến spin thì mỗi trị số của ℓ ta lại có hai trị số khác nhau của m_s là $m_s = 1/2$ và $m_s = -1/2$. Như vậy với mỗi trị số của n ta có $2n^2$ trạng thái lượng tử, nghĩa là có $2n^2$ electron. Tùy theo số lượng tử n ta chia thành từng lớp electron quanh hạt nhân như sau:

Lớp K ($n = 1$) có tối đa $2n^2 = 2$ electron.

Lớp L ($n = 2$) có tối đa $2n^2 = 8$ electron.

Lớp M ($n = 3$) có tối đa $2n^2 = 18$ electron.

Lớp N ($n = 4$) có tối đa $2n^2 = 32$ electron.

.....

Mỗi lớp lại chia thành các lớp con ứng với các giá trị khác nhau của ℓ . Mỗi lớp con có $2(2\ell + 1)$ electron.

- Lớp K ($n = 1$) có tối đa 2 electron.

Lớp này chỉ có một lớp S với $\ell = 0$, chứa $2(2\ell + 1) = 2$ electron.

- Lớp L ($n = 2$) có tối đa 8 electron, gồm 2 lớp con:

- Lớp con S ($\ell = 0$) chứa $2(2\ell + 1) = 2$ electron.

- Lớp con P ($\ell = 1$) chứa $2(2\ell + 1) = 6$ electron.

- Lớp M ($n = 3$) có tối đa 18 electron, gồm 3 lớp con:

- Lớp con S ($\ell = 0$) chứa $2(2\ell + 1) = 2$ electron.

- Lớp con P ($\ell = 1$) chứa $2(2\ell + 1) = 6$ electron.

- Lớp con D ($\ell = 2$) chứa $2(2\ell + 1) = 10$ electron.
- Lớp N ($n = 4$) có tối đa 32 electron, gồm 4 lớp con:
 - Lớp con S ($\ell = 0$) chứa $2(2\ell + 1) = 2$ electron.
 - Lớp con P ($\ell = 1$) chứa $2(2\ell + 1) = 6$ electron.
 - Lớp con D ($\ell = 2$) chứa $2(2\ell + 1) = 10$ electron.
 - Lớp con D ($\ell = 3$) chứa $2(2\ell + 1) = 14$ electron.

Quy luật phân bố các electron quỹ đạo như trên cho phép sắp xếp các nguyên tố theo thứ tự tăng dần số electron quỹ đạo, như được trình bày trên bảng 1.4. Bảng sắp xếp này phù hợp với hệ thống tuần hoàn Mendeleev, được xây dựng từ năm 1869, trước khi hình thành môn cơ học lượng tử.

Bảng 1.4. Bảng phân hạng tuần hoàn đối với một số nguyên tố.

Nguyên tố	Lớp	K	L		M		
	Lớp con	1S	2S	2P	3S	3P	3D
H		1					
He		2					
Li		2	1				
Be		2	2				
B		2	2	1			
C		2	2	2			
N		2	2	3			
O		2	2	4			
F		2	2	5			
Ne		2	2	6			
Na		2	2	6	1		
Mg		2	2	6	2		
Al		2	2	6	2	1	
Si		2	2	6	2	2	
P		2	2	6	2	3	
S		2	2	6	2	4	
Cl		2	2	6	2	5	
Ar		2	2	6	2	6	

Từ bảng tuần hoàn trên có thể viết công thức cấu trúc lớp của nguyên tử. Ví dụ, đối với Al công thức là $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$, có nghĩa là đối với nguyên tử này ở trạng thái 1s có 2 electron, trạng thái 2s có 2 electron, trạng

thái 2p có 6 electron, trạng thái 3s có 2 electron và trạng thái 3p có 1 electron.

Cũng từ bảng 1.4 thấy rằng các khí trơ là các khí có các lớp bị electron choán đầy, đó là các nguyên tử bền về mặt hóa học. Tổng số electron choán đầy, theo bảng 1.4, đối với các khí trơ là 2 (He), 10 (Ne), 18 (Ar). Đối với các khí trơ khác ta có số electron choán đầy là 36 (Kr), 54 (Xe), 86 (Rn).

1.2. CÁC HẠT NHÂN ĐỒNG VỊ, ĐỒNG KHỐI VÀ ĐỒNG KHỐI GƯƠNG

1.2.1. Các thành phần cơ bản của hạt nhân

Hạt nhân cấu tạo từ các *proton* (ký hiệu là p) và các *neutron* (ký hiệu là n). Khối lượng proton m_p và neutron m_n gần bằng nhau và bằng khoảng 1840 lần khối lượng electron $m_e = 9,091.10^{-31}$ kg, trong đó $m_p = 1836,15m_e = 1,67265.10^{-27}$ kg và $m_n = 1838,68m_e = 1,67495.10^{-27}$ kg. Proton có điện tích dương $+e = +1,6.10^{-19}$ C còn neutron là hạt trung hòa.

Khác với electron, proton và neutron chịu tác dụng của lực hạt nhân, đó là trường hợp riêng của tương tác mạnh. Do lực hạt nhân mà các proton và neutron có thể liên kết với nhau tạo nên các hạt nhân. Đối với tương tác mạnh thì các proton và neutron hoàn toàn giống nhau. Vì vậy chúng được gọi chung là các *nucleon*. Có thể nói proton và neutron là hai trạng thái của cùng một hạt, đó là nucleon.

Nguyên tử trung hòa về điện nên số proton trong hạt nhân bằng số electron trong vỏ nguyên tử. Như vậy số proton bằng *số nguyên tử* Z. Số nucleon trong hạt nhân bằng A, gọi là *số khối lượng*. Nếu gọi số neutron trong hạt nhân là N thì ta có $A = Z + N$.

Ta ký hiệu hạt nhân X có số khối lượng A và số nguyên tử Z là ${}_Z X^A$. Chẳng hạn hạt nhân beryllium có 4 proton và 5 neutron, tức là $Z = 4$ và $A = 9$, nên được ký hiệu là ${}_4\text{Be}^9$. Chỉ số Z trong ký hiệu ${}_Z X^A$ đôi khi có thể bỏ qua vì số nguyên tử Z được xác định một cách đơn trị bằng tên gọi của nguyên tố. Ví dụ, hạt nhân ${}_4\text{Be}^9$ có thể viết là Be^9 . Với ký hiệu của hạt nhân nói trên, có thể ký hiệu proton là ${}_1p^1$ và neutron là ${}_0n^1$.

1.2.2. Các hạt nhân đồng vị

Các hạt nhân với số nguyên tử Z giống nhau nhưng với số khối lượng A khác nhau được gọi là các *hạt nhân đồng vị* hay gọi tắt là *đồng vị*. Chẳng

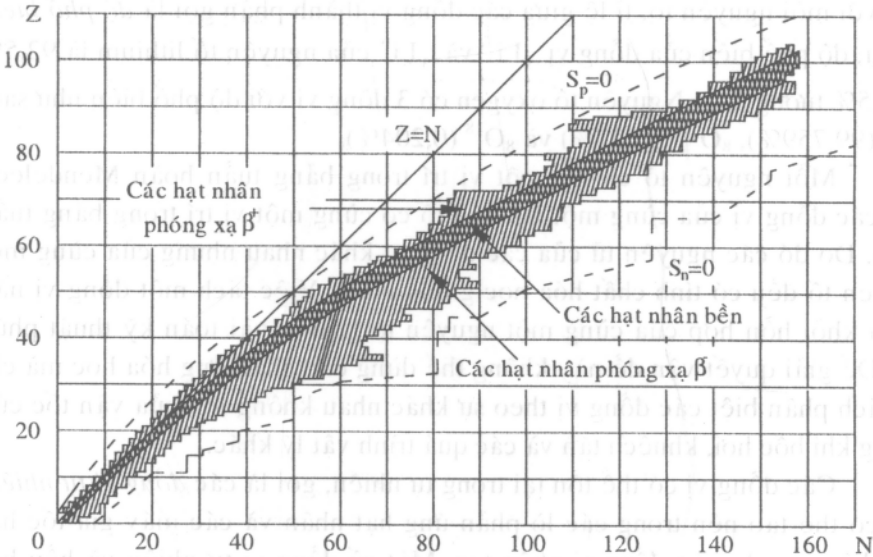
hạt uranium với $Z = 92$ có các đồng vị ${}_{92}\text{U}^{235}$ và ${}_{92}\text{U}^{238}$ với số neutron bằng 143 và 146 tương ứng. Các hạt nhân của cùng một đồng vị được gọi là các *nuclide*. Đa số các nguyên tố tạo thành từ hỗn hợp các đồng vị khác nhau. Đối với mỗi nguyên tố, tỉ lệ giữa các đồng vị thành phần gọi là *độ phổ biến*. Ví dụ, độ phổ biến của đồng vị ${}_{3}\text{Li}^7$ và ${}_{3}\text{Li}^6$ của nguyên tố lithium là 92,5% và 7,5% tương ứng. Nguyên tố oxygen có 3 đồng vị với độ phổ biến như sau: ${}_{8}\text{O}^{16}$ (99,759%), ${}_{8}\text{O}^{17}$ (0,037%) và ${}_{8}\text{O}^{18}$ (0,204%).

Mỗi nguyên tố chiếm một vị trí trong bảng tuần hoàn Mendeleev nên các đồng vị của cùng một nguyên tố có cùng một vị trí trong bảng tuần hoàn. Do đó các nguyên tử của các đồng vị khác nhau nhưng của cùng một nguyên tố đều có tính chất hóa học giống nhau. Việc tách một đồng vị nào đó ra khỏi hỗn hợp của cùng một nguyên tố là một bài toán kỹ thuật phức tạp. Để giải quyết vấn đề này không thể dùng các phản ứng hóa học mà chỉ có cách phân biệt các đồng vị theo sự khác nhau không lớn của vận tốc của chúng khi bốc hơi, khuếch tán và các quá trình vật lý khác.

Các đồng vị có thể tồn tại trong tự nhiên, gọi là các *đồng vị tự nhiên*, hay có thể tạo nên trong các lò phản ứng hạt nhân và các máy gia tốc hạt tích điện, gọi là các *đồng vị nhân tạo*. Một số đồng vị tự nhiên và hầu hết các đồng vị nhân tạo đều không bền và thường phát ra các bức xạ để trở thành các đồng vị bền. Tính chất phát bức xạ này gọi là tính phóng xạ và các đồng vị phát bức xạ gọi là các *đồng vị phóng xạ*. Các đồng vị bền không thể tự phát ra các bức xạ dù với một lượng rất bé trong thời gian tồn tại của vũ trụ. Có khoảng 70 đồng vị phóng xạ tự nhiên, trong đó quan trọng nhất là các đồng vị ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$, ${}_{90}\text{Th}^{232}$ cùng các đồng vị con cháu trong các họ phân rã của chúng, và khoảng 2000 đồng vị phóng xạ nhân tạo, trong đó các đồng vị thường dùng như ${}_{27}\text{Co}^{60}$, ${}_{55}\text{Cs}^{137}$, ${}_{76}\text{Ir}^{192}$, ${}_{95}\text{Am}^{241}$, ...

Để phân biệt các hạt nhân bền và không bền người ta thường dùng giản đồ proton-neutron Z - N (hình 1.8). Trên giản đồ này hai đường gạch nối có ký hiệu $S_p = 0$ và $S_n = 0$ là giới hạn miền tồn tại của các hạt nhân bền đối với phân rã proton và neutron, trong đó S_p và S_n là các năng lượng tách proton và neutron ra khỏi hạt nhân. Miền giới hạn hẹp hơn trong miền nói trên gồm các hạt nhân bền và các hạt nhân phóng xạ beta. Trong miền này, các hạt nhân bền có số proton và số neutron nằm trong một hành lang hẹp mô tả bởi miền gạch ca rô. Dải này có số proton bằng số neutron đối với các hạt nhân từ hydrogen đến calcium và sau đó số proton giảm dần khi tăng số neutron N , giảm nhanh hơn đường phân giác $Z = N$. Các hạt nhân phóng xạ beta nằm ngoài hành lang giới hạn của dải này, trong đó các hạt nhân phóng

xạ β^+ nằm ở miền gạch chéo phía trên còn các hạt nhân phóng xạ β^- nằm ở miền gạch chéo phía dưới.

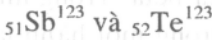
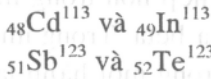


Hình 1.8. Biểu đồ Z-N phân biệt các hạt nhân bền và không bền.

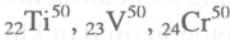
Miền giới hạn giữa hai đường cong $S_p = 0$ và $S_n = 0$ gồm các hạt nhân bền đối với phân rã nucleon. Dải hẹp gạch chéo gồm các hạt nhân bền đối với cả phân rã nucleon và beta. Vùng gạch chéo phía trên gồm các hạt nhân phân rã β^+ còn vùng gạch chéo phía dưới gồm các hạt nhân phân rã β^- .

1.2.3. Các hạt nhân đồng khối

Các hạt nhân đồng khối là các hạt nhân có cùng số A nhưng số Z khác nhau. Ví dụ, các hạt nhân đồng khối là các cặp $_{16}\text{S}^{36}$ và $_{18}\text{Ar}^{36}$, $_{51}\text{Sb}^{123}$ và $_{52}\text{Te}^{123}$, ... Người ta đã tìm được 60 cặp hạt nhân đồng khối lượng bền có số A chẵn và số Z khác nhau hai đơn vị bắt đầu từ A = 36 và hai cặp đồng vị A lẻ và Z khác nhau một đơn vị:



Ngoài ra còn tìm được vài nhóm ba hạt nhân đồng khối lượng như:



1.2.4. Các hạt nhân đồng khối gương

Các hạt nhân đồng khối gương là các hạt nhân đồng khối mà số proton của hạt nhân này bằng số neutron của hạt nhân kia. Ví dụ, các hạt nhân đồng khối gương như ${}^3_1\text{H}^3 - {}^3_2\text{He}^3$; ${}^7_3\text{Li}^7 - {}^7_4\text{Be}^7$; ${}^{11}_5\text{B}^{11} - {}^{11}_6\text{C}^{11}$.

1.3. KÍCH THƯỚC VÀ HÌNH DẠNG CỦA HẠT NHÂN

1.3.1. Kích thước hạt nhân

Có thể coi hạt nhân như một quả cầu bán kính R và xác định bán kính hạt nhân bằng nhiều phương pháp thực nghiệm khác nhau. Sau đây trình bày một số phương pháp.

1.3.1.1. Xác định bán kính theo thời gian sống của các hạt nhân phân rã α

Các hạt nhân phân rã α có thời gian sống T liên hệ với động năng của hạt α theo quy luật Geiger-Nuttall:

$$\ln T + A \ln E = B \quad (1.32)$$

Trong đó A và B là các hằng số, T biến thiên từ 10^{-7} s đến 10^{10} năm còn E biến thiên từ 4 MeV đến 7 MeV. Quy luật này của phân rã α dựa trên hiệu ứng cơ học lượng tử khi hạt α đi xuyên qua bờ thế Coulomb. Bởi vì một trong các biên của bờ thế trùng với bán kính R của hạt nhân nên biểu thức lý thuyết của thời gian sống T chứa đại lượng R . Do đó có thể xác định R khi so sánh các giá trị lý thuyết và thực nghiệm của thời gian sống T . Kết quả thực nghiệm cho thấy các hạt nhân phát α có bán kính trong khoảng từ $8,4 \cdot 10^{-13}$ cm đến $9,8 \cdot 10^{-13}$ cm và tuân theo biểu thức

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.33)$$

Trong đó

$$r_0 = (1,45-1,5) \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (1.34)$$

1.3.1.2. Xác định bán kính theo sự phân rã β của các hạt nhân đối xứng gương

Như trình bày trong mục 1.2.4 thì năng lượng liên kết của hạt nhân được thể hiện qua công thức bán thực nghiệm sau đây:

$$E_{lk}(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}} - \varsigma \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 \frac{1}{A} + \delta E_{lk} \quad (1.35)$$

Trong công thức này, hệ số γ được biểu diễn qua bán kính R theo công thức sau:

$$\gamma = \frac{3e^2}{5r_0} \quad (1.36)$$

Để xác định r_0 qua hệ số γ , người ta dùng sự phân rã β^+ của các hạt nhân đối xứng gương. Khi phân rã β^+ thì hạt nhân (A, Z) trở thành hạt nhân đối xứng gương $(A, Z-1)$. Đối với hạt nhân đối xứng gương thì số neutron $N = A - Z$ bằng số proton $Z - 1$ của hạt nhân kia, do đó $A - Z = Z - 1$, nghĩa là $A = 2Z - 1$. Với mối quan hệ giữa A và Z như vậy thì số hạng δE_{lk} trong công thức (1.35) bằng không còn tất cả các số hạng còn lại đều bằng nhau đối với hai hạt nhân đối xứng gương, ngoài số hạng γ . Như vậy hiệu năng lượng liên kết của hai hạt nhân (A, Z) và $(A, Z-1)$ là:

$$\begin{aligned} \Delta E_{lk} &= E_{lk}(A, Z-1) - E_{lk}(A, Z) \\ &= \frac{\gamma(2Z-1)}{A^{1/3}} = \gamma A^{2/3} = \frac{3e^2}{5r_0} A^{2/3} \end{aligned} \quad (1.37)$$

So sánh các giá trị thực nghiệm với công thức (1.36) về hiệu số năng lượng liên kết đối với các hạt nhân đối xứng gương ta được:

$$r_0 = (1,2-1,3) \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (1.38)$$

1.3.1.3. Xác định bán kính theo tán xạ neutron nhanh lên các hạt nhân

Khi một chùm hạt neutron với cường độ N_0 đi qua bia vật chất có độ dày x thì chùm neutron sau bia đó là:

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (1.39)$$

Trong đó n là mật độ hạt nhân của bia và σ là tiết diện vi phân tương tác giữa neutron và hạt nhân bia. Quá trình tương tác của neutron nhanh với hạt nhân bia gồm quá trình tán xạ không đàn hồi và tán xạ nhiều xạ đàn hồi với tiết diện vi phân bằng

$$\sigma = 2\pi R^2 \quad (1.40)$$

Trên cơ sở hai công thức (1.39) và (1.40) có thể xác định bán kính hạt nhân khi cho chùm neutron nhanh với năng lượng từ 14 MeV đến 25 MeV và năng lượng 90 MeV đi qua lớp bia dày d như sau:

$$R^2 = \frac{\sigma}{2\pi} = - \frac{\ln \left[\frac{N(d)}{N_0} \right]}{2\pi n d} \quad (1.41)$$

Kết quả thực nghiệm cho giá trị bán kính $R = r_0 A^{1/3}$ với r_0 như sau:

$$r_0 = (1,3-1,4) \cdot 10^{-13} \text{ cm}. \quad (1.42)$$

1.3.1.4. Xác định bán kính theo tán xạ electron nhanh lên các hạt nhân

Độ dài bước sóng de Broigle của electron với động năng $E_e \gg m_e c^2$ là:

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{hc}{E_e} = \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \times 3 \cdot 10^{10}}{1,6 \cdot 10^{-6} E_e} = \frac{1,24 \cdot 10^{-10}}{E_e} \quad (1.43)$$

Trong đó λ được tính theo đơn vị cm còn đơn vị của E_e là MeV. Khi $E_e = 100$ MeV thì λ vào cỡ kích thước của hạt nhân. Bằng thực nghiệm tán xạ đàn hồi của electron lên hạt nhân và đo phân bố góc của các neutron sau tán xạ có thể xác định được bán kính hạt nhân. So sánh kết quả tính toán với số liệu thực nghiệm cho giá trị bán kính $R = r_0 A^{1/3}$ với r_0 như sau:

$$r_0 = (1,2-1,5) \cdot 10^{-13} \text{ cm.} \quad (1.44)$$

1.3.1.5. Xác định bán kính theo năng lượng bức xạ tia X từ nguyên tử muon (μ)

Hạt μ có khối lượng $m_\mu = 207m_e$, mang điện tích dương, âm hoặc trung hòa, phân rã thành một electron và hai neutrino với thời gian sống $2 \cdot 10^{-6}$ s.

Hạt μ^- có tính chất giống như electron và khi nó bị bắt ở một quỹ đạo nào đó của nguyên tử, ta có một nguyên tử μ . Bán kính của nguyên tử μ bé hơn bán kính nguyên tử thông thường 207 lần. Nguyên tử μ giống như nguyên tử thông thường, trong đó có hiện tượng phát bức xạ tia X khi μ chuyển từ quỹ đạo cao xuống quỹ đạo thấp hơn. Năng lượng tia X phụ thuộc rất mạnh vào bán kính hạt nhân, có thể đo được bằng thực nghiệm và tính bằng lý thuyết. Từ việc so sánh các giá trị năng lượng theo tính toán lý thuyết và các giá trị thực nghiệm có thể xác định được bán kính hạt nhân. Thực nghiệm tiến hành đối với nguyên tử chì cho kết quả

$$R_{\text{Pb}} = 1,17 \cdot 10^{-13} \times 208^{1/3}$$

1.3.1.6. Tóm tắt các kết quả xác định bán kính hạt nhân

Các phương pháp thực nghiệm khác nhau đều cho thấy có thể chấp nhận giả thuyết hạt nhân có dạng hình cầu với bán kính

$$R = r_0 A^{1/3}$$

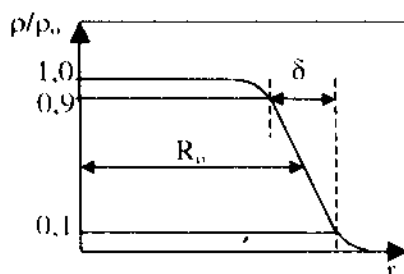
Trong đó

$$r_0 = (1,2-1,5) \cdot 10^{-13} \text{ cm.} \quad (1.45)$$

Tuy nhiên hạt nhân không phải là một khối cầu có biên giới rõ ràng mà mật độ các nucleon, chính xác hơn là mật độ các proton, không đổi trong miền bên trong hạt nhân và giảm đến 0 tại miền biên giới hạt nhân, với độ rộng δ từ độ cao $0,9\rho/\rho_0$ đến $0,1\rho/\rho_0$ như thể hiện trên hình 1.9. Mật độ phân bố điện tích trong hạt nhân được mô tả bởi công thức sau đây:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left|\frac{r - R_0}{\delta}\right|} \quad (1.46)$$

Trong đó $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm và $\delta = 0,55 \cdot 10^{-13}$ cm.



Hình 1.9. Phân bố mật độ điện tích trong hạt nhân.

Từ công thức (1.33) thấy rằng thể tích hạt nhân phụ thuộc tuyến tính vào số khối lượng A :

$$V = (4/3)\pi r_0^3 A \quad (1.47)$$

Mật độ vật chất hạt nhân bằng:

$$\rho = \frac{M_{\text{hạt nhân}}}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{\Lambda m_p}{\frac{4}{3}\pi (1,5)^3 A \cdot 10^{-45}} = \frac{1,67 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3}\pi (1,5)^3 \cdot 10^{-45}} \approx 10^{14} \text{ tấn/m}^3 \quad (1.48)$$

Ta thấy rằng mật độ hạt nhân cực kì lớn và không đổi đối với mọi hạt nhân. Đây là giá trị trung bình, còn phân bố mật độ vật chất hạt nhân tuân theo công thức (1.46).

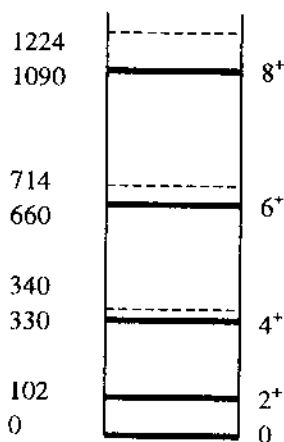
1.3.2. Hình dạng hạt nhân

Trước những năm 1950 hạt nhân được coi là có dạng hình cầu. Từ năm 1950 người ta chứng minh được rằng nhiều hạt nhân có dạng lệch khỏi đối xứng cầu. Bằng chứng trực tiếp và thuyết phục nhất về sự tồn tại các hạt nhân không có dạng hình cầu là sự có mặt các dải quay trong phổ các hạt

nhân chẵn-chẵn. Dải quay là một chuỗi các mức tuân theo hệ thức sau đây giữa năng lượng và spin:

$$E_J = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} \quad (1.49)$$

Trong đó I là momen quán tính của hạt nhân đối với trục đối xứng và J là spin hạt nhân. Nếu hạt nhân hoàn toàn đối xứng cầu thì không có phương ưu tiên, do đó spin bằng 0. Còn khi hạt nhân mất đối xứng cầu nhưng đối xứng theo một trục nào đó thì spin của hạt khác 0. Trong trường hợp bất đối xứng đó năng lượng kích thích do sự quay của hạt nhân được xác định theo công thức (1.49), có giá trị khác 0. Đối với hạt nhân chẵn-chẵn, các giá trị spin bằng $J = 0, 2, 4, 6, 8, \dots$ Trên hình 1.10 trình bày một ví dụ của dải quay, đó là phổ các mức thấp nhất của hạt nhân ${}_{72}\text{Hf}^{180}$.



Hình 1.10. Phổ quay của hạt nhân ${}_{72}\text{Hf}^{180}$.

Chú thích: Các gạch ngang đậm là các mức năng lượng thực nghiệm còn các gạch ngang không liên tục được tính theo công thức (1.49). Các số cột bên trái: Năng lượng keV. Các số cột bên phải: Spin và chẵn lẻ.

Như vậy các hạt nhân có spin khác không thường có dạng không đối xứng cầu. Ngoài phổ quay, tính không đối xứng cầu còn thể hiện ở sự có mặt momen tứ cực điện Q , sẽ được trình bày trong mục 1.5. Thông thường các hạt nhân ở trạng thái cơ bản có dạng hình cầu hay ellipsoid tròn xoay, còn ở trạng thái kích thích, chúng có dạng phức tạp hơn.

1.4. NĂNG LƯỢNG LIÊN KẾT CỦA HẠT NHÂN

1.4.1. Đơn vị đo khối lượng và năng lượng

Để đo khối lượng trong vật lý hạt nhân người ta dùng đơn vị khối lượng nguyên tử u , bằng $\frac{1}{12}$ khối lượng nguyên tử đồng vị C^{12} :

$$1 u = 1,66056 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \quad (1.50)$$

Do hệ thức Einstein $E = mc^2$, đơn vị khối tính theo kg tương ứng với đơn vị khối lượng tính theo MeV là:

$$1 u = 931,502 \text{ MeV} \quad (1.51)$$

Bảng 1.5 dẫn ra khối lượng của một số hạt như proton, neutron, deuteron và alpha.

Bảng 1.5. Khối lượng các hạt proton, neutron, deuteron và alpha.

Hạt	Khối lượng		
	Đơn vị khối lượng u	kg	MeV
Neutron	1,008665	$1,67495 \cdot 10^{-27}$	939,55
Proton	1,007276	$1,67265 \cdot 10^{-27}$	938,26
Deuteron	2,01355	$3,3325 \cdot 10^{-27}$	1875,5
Alpha	4,00047	$6,6444 \cdot 10^{-27}$	3726,2

1.4.2. Độ hụt khối và năng lượng liên kết

Các phép đo chính xác chứng tỏ rằng khối lượng M của hạt nhân bao giờ cũng nhỏ hơn tổng khối lượng của các nucleon tạo thành hạt nhân đó một lượng ΔM :

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M \quad (1.52)$$

Trong đó m_p và m_n là khối lượng của proton và neutron. ΔM là một đại lượng dương và được gọi là *độ hụt khối* của hạt nhân.

Sự hụt khối đó là do sự tương tác của các nucleon gây ra. Vì vậy độ hụt khối tương ứng với *năng lượng liên kết* giữa các nucleon trong hạt nhân. Năng lượng liên kết của hạt nhân là năng lượng cần thiết để tách hạt nhân thành các proton và các neutron riêng biệt. Nó đặc trưng cho sự bền vững của hạt nhân. Theo hệ thức Einstein ta có năng lượng liên kết E_{lk} được biểu thị qua độ hụt khối ΔM như sau:

$$E_{lk} = \Delta M \cdot c^2 = (Zm_p + Nm_n - M) \cdot c^2 \quad (1.53)$$

Vì trong các bảng thường ghi khối lượng nguyên tử M_{ngt} mà không ghi khối lượng hạt nhân M nên công thức (1.53) được viết lại như sau:

$$E_{lk} = \Delta M \cdot c^2 = (Zm_H + Nm_n - M_{ngt}) \cdot c^2 \quad (1.54)$$

Trong đó m_H là khối lượng nguyên tử hydrogen trung hòa, tức là

$$m_H = m_p + m_e \quad (1.55)$$

với m_e là khối lượng electron.

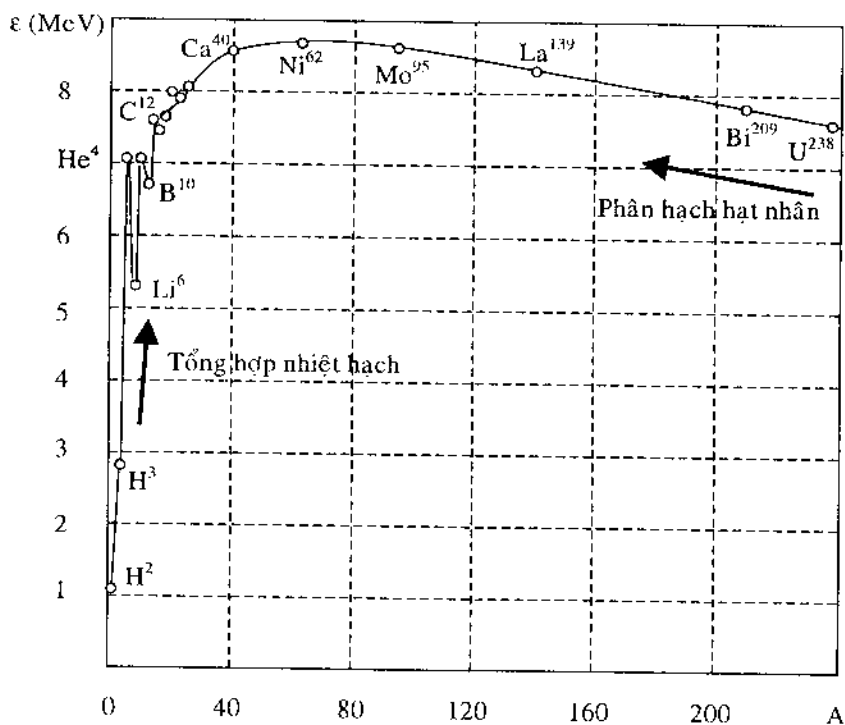
Sau đây là giá trị gần đúng của năng lượng liên kết của một số hạt nhân: $E_{lk}({}_2\text{He}^4) = 28 \text{ MeV}$; $E_{lk}({}_6\text{C}^{12}) = 92 \text{ MeV}$; $E_{lk}({}_8\text{O}^{16}) = 128 \text{ MeV}$; $E_{lk}({}_{16}\text{S}^{32}) = 272 \text{ MeV}$.

1.4.3. Năng lượng liên kết riêng

Để so sánh độ bền vững của các hạt nhân, người ta thường dùng khái niệm năng lượng liên kết riêng ε , là năng lượng liên kết ứng với một nucleon:

$$\varepsilon = \frac{E_{lk}}{A} \quad (1.56)$$

Năng lượng liên kết riêng ε càng lớn thì hạt nhân càng bền vững. Hình 1.11 trình bày sự phụ thuộc năng lượng liên kết riêng ε theo số khối lượng A của các hạt nhân.



Hình 1.11. Sự phụ thuộc năng lượng liên kết riêng ε theo số khối lượng A của các hạt nhân.

Từ hình 1.11 thấy rằng:

– Đối với các hạt nhân nhẹ nhất, năng lượng liên kết riêng tăng nhanh từ 1,1 MeV (${}_1\text{D}^2$) đến 2,8 MeV (${}_1\text{T}^3$) và đạt đến 7 MeV (${}_2\text{He}^4$).

– Đối với các hạt nhân nặng có A từ 140 đến 240 thì năng lượng liên kết riêng giảm dần nhưng rất chậm từ 8 MeV đến khoảng 7,6 MeV.

– Đối với các hạt nhân trung bình với A = 40 - 140 năng lượng liên kết riêng có giá trị lớn nhất nằm trong khoảng 8 - 8,6 MeV.

Như vậy các hạt nhân trung bình là bền vững hơn so với các hạt nhân rất nhẹ và các hạt nhân rất nặng. Từ sự khác nhau về tính bền vững của 3 nhóm hạt nhân nói trên người ta có thể nhận năng lượng hạt nhân bằng cách làm phân chia các hạt nhân rất nặng như uranium thành các hạt nhân trung bình hoặc tổng hợp các hạt nhân rất nhẹ như deuterium hay tritium thành các hạt nhân nặng hơn. Cách thứ nhất gọi là phản ứng phân hạch hạt nhân, bằng cách dùng hạt neutron làm phân hạch các hạt nhân rất nặng như uranium, thorium hay plutonium. Cách thứ hai gọi là phản ứng tổng hợp nhiệt hạch, bằng cách tổng hợp các hạt rất nhẹ như deuterium hay tritium với nhau để tạo thành các hạt nhân nặng hơn như helium.

1.4.4. Năng lượng tách các hạt ra khỏi hạt nhân

Từ khái niệm năng lượng liên kết nêu trên có thể xác định được sự cân bằng năng lượng đối với một quá trình phân rã hay tương tác bất kỳ. Chẳng hạn, năng lượng tách một proton ra khỏi hạt nhân là năng lượng cần thiết để tách proton ra khỏi hạt nhân ${}_Z\text{X}^A$, bằng hiệu số năng lượng liên kết của các hạt nhân ${}_Z\text{X}^A$ và ${}_{Z-1}\text{X}^{A-1}$:

$$E_p = E_{lk}(Z, A) - E_{lk}(Z-1, A-1) \quad (1.57)$$

Cũng tương tự, năng lượng tách neutron là:

$$E_n = E_{lk}(Z, A) - E_{lk}(Z, A-1) \quad (1.58)$$

Năng lượng tách hạt alpha ra khỏi hạt nhân bằng:

$$E_\alpha = E_{lk}(Z, A) - E_{lk}(Z-2, A-4) - E_{lk}(\alpha) \quad (1.59)$$

1.4.5. Công thức bán thực nghiệm về năng lượng liên kết

Trên cơ sở các số liệu thực nghiệm về năng lượng liên kết như trình bày trên hình 1.11, Weizsacker đã xác lập công thức bán thực nghiệm về sự phụ thuộc năng lượng liên kết E_{lk} vào số khối lượng A và số nguyên tử Z như sau:

$$E_{lk}(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 \frac{1}{A} + \delta E_{lk} \quad (1.60)$$

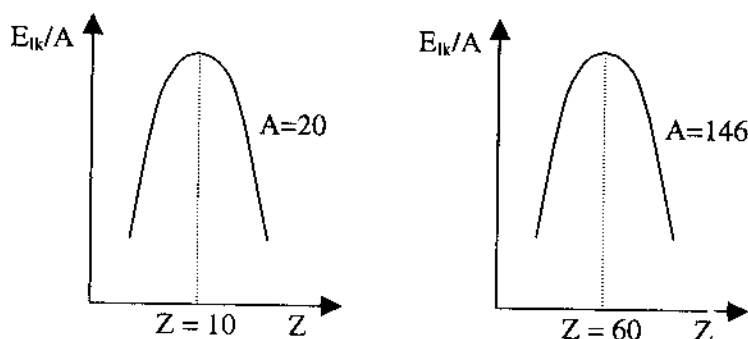
Từ công thức (1.60) có thể tính được năng lượng liên kết riêng ϵ theo công thức (1.56). Việc làm khớp kết quả tính toán với thực nghiệm dẫn đến $\alpha = 15,75 \text{ MeV}$; $\beta = 17,8 \text{ MeV}$; $\gamma = 0,710 \text{ MeV}$; $\zeta = 23,7 \text{ MeV}$; δE_{lk} được tính theo các công thức (1.61) và (1.62).

Công thức (1.60) có thể giải thích từ quan điểm mẫu giọt chất lỏng. Tuy nhiên cũng có thể giải thích như sau:

– Số hạng αA : Đây là số hạng gần đúng bậc không, nói rằng năng lượng liên kết riêng $\epsilon = \frac{E_{lk}}{A}$ là hằng số, vào cỡ 8 MeV , do đó $E_{lk} \sim A$. Số hạng này phản ánh tính chất bão hòa của lực hạt nhân. Thật vậy, các hạt nucleon trong hạt nhân chỉ tương tác với một số nucleon giới hạn bên trong hạt nhân, do đó $E_{lk} \sim A$, mà không phải tương tác với tất cả các nucleon trong hạt nhân, khi đó $E_{lk} \sim \frac{A(A-1)}{2}$.

– Số hạng $-\beta A^{2/3}$: Số hạng này liên quan đến hiệu ứng bề mặt. Các nucleon nằm trên bề mặt hạt nhân chỉ tương tác với một số nucleon phía trong hạt nhân, do đó năng lượng liên kết bị giảm đi so với các nucleon nằm trong hạt nhân. Phần năng lượng liên kết bị giảm này tỉ lệ với diện tích bề mặt, tức là với $A^{2/3}$ do bán kính hạt nhân tỉ lệ với $A^{1/3}$.

– Số hạng $-\frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}}$: Số hạng này liên quan đến hiệu ứng đẩy tĩnh điện giữa các proton làm giảm năng lượng liên kết. Năng lượng Coulomb tỉ lệ với bình phương số proton Z^2 và tỉ lệ nghịch với kích thước hạt nhân $A^{1/3}$, nghĩa là tỉ lệ với $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$.



Hình 1.12. Sự phụ thuộc năng lượng liên kết riêng vào Z với A không đổi.

– Số hạng $-\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2 \frac{1}{A}$: Nếu ta xét năng lượng liên kết riêng như

một hàm của Z với A cố định, hình 1.12, thì các đường cong có cực đại nằm tại giá trị $Z \approx 0,5A$ đối với các hạt nhẹ và dịch chuyển về phía $Z < 0,5A$ đối với các hạt nhân nặng, tức là về phía $N = A - Z > 0,5A$.

Hiệu ứng nêu trên chứng tỏ năng lượng tương tác giữa neutron với proton lớn hơn năng lượng tương tác giữa các hạt giống nhau. Khi đó năng lượng đối xứng có giá trị âm và tỉ lệ với $\frac{(N-Z)^2}{A^2}$.

– Số hạng δE_{ik} : Số hạng này liên quan đến hiệu ứng “bất cặp” của các loại nucleon trong hạt nhân, tức là các nucleon tạo nên từng cặp một. Đối với các hạt nhân chẵn-chẵn, tức là Z chẵn và N chẵn, tất cả các hạt nucleon đều bất cặp; đối với các hạt nhân chẵn-lẻ, tức là Z chẵn và N lẻ hay ngược lại, thì còn lại một nucleon không bất cặp; đối với các hạt nhân lẻ-lẻ, tức là Z lẻ và N lẻ, thì còn lại hai nucleon không bất cặp. Như vậy các hạt nhân chẵn-chẵn bền vững nhất, sau đó đến các hạt nhân chẵn-lẻ, còn các hạt nhân lẻ-lẻ kém bền vững nhất. Điều đó dẫn tới số hạng hiệu chỉnh trong năng lượng liên kết như sau:

$$\delta E_{ik} = \begin{cases} -\Delta & \text{với hạt nhân lẻ-lẻ} \\ 0 & \text{với hạt nhân chẵn-lẻ} \\ \Delta & \text{với hạt nhân chẵn-chẵn} \end{cases} \quad (1.61)$$

Trong đó

$$\Delta = \frac{12}{A^{1/3}} \text{ MeV} \quad (1.62)$$

1.5. SPIN VÀ MOMEN TỪ CỦA HẠT NHÂN

1.5.1. Spin hạt nhân

Hạt nhân cấu tạo từ các nucleon. Cũng như electron, nucleon có spin $\frac{1}{2}$. Ngoài ra nucleon còn có momen quỹ đạo khi nó chuyển động theo quỹ đạo bên trong hạt nhân. Như vậy mỗi nucleon chuyển động bên trong hạt nhân có momen động lượng toàn phần là:

$$\vec{j}_i = \vec{\ell}_i + \vec{s}_i \quad (1.63)$$

Trong đó $\vec{\ell}_i$ và $\vec{s}_i$ là momen quỹ đạo và spin của nucleon thứ i . Do đó momen động lượng toàn phần của hạt nhân là:

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \quad (1.64)$$

Người ta gọi $\vec{J}$ là *momen spin* của hạt nhân, đặc trưng cho chuyển động nội tại của hạt nhân. Theo cơ học lượng tử, giá trị tuyệt đối của momen spin hạt nhân là:

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (1.65)$$

Trong đó J là lượng tử spin của hạt nhân, gọi tắt là *spin hạt nhân*. Nó có giá trị nguyên 0, 1, 2, 3, ... nếu A chẵn, và có giá trị bán nguyên $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ nếu A lẻ.

Hình chiếu của momen spin lên phương z nhận $2J+1$ giá trị:

$$J_z = J\hbar, (J-1)\hbar, \dots, -J\hbar \quad (1.66)$$

1.5.2. Momen từ của hạt nhân

1.5.2.1. Momen từ của hạt nhân

Hạt nhân có spin khác không sẽ có momen từ $\vec{\mu}$ được xác định qua momen spin $\vec{J}$ như sau:

$$\vec{\mu} = g \vec{J} \quad (1.67)$$

Trong đó g được gọi là hệ số từ hồi chuyển. Do sự song song giữa các vector $\vec{\mu}$ và $\vec{J}$ nên các tính chất từ của hạt nhân được đặc trưng bởi một hằng số μ , tương ứng với giá trị J như sau:

$$\mu = gJ \quad (1.68)$$

Hằng số μ gọi là *momen từ*. Momen từ μ và hệ số từ hồi chuyển g được đo trong đơn vị magneton hạt nhân μ_n :

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ J/T} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ erg/G} \quad (1.69)$$

(T: Tesla; G: Gauss)

Chẳng hạn momen từ của neutron bằng $\mu_n = -1,91$ có nghĩa là $\mu_n = -1,91\mu_0 = -0,95 \cdot 10^{-26} \text{ J/T} = -0,95 \cdot 10^{-23} \text{ erg/G}$. Trên bảng 1.6 dẫn ra một số giá trị momen từ hạt nhân đối với một số hạt nhân.

Khái niệm momen từ hạt nhân do Pauli đưa ra để giải thích cấu tạo siêu tinh thể của các vạch quang phổ. Các vạch quang phổ là hệ các vạch màu nhỏ nét quan sát thấy trong dụng cụ quang phổ khi phân tích hệ phát sáng của các nguyên tử bị kích thích. Đây chính là các vạch năng lượng photon phát ra khi electron chuyển từ mức năng lượng cao xuống các mức

năng lượng thấp hơn, phụ thuộc vào số lượng tử chính n và số lượng tử quỹ đạo ℓ . Việc chuyển mức này tuân theo quy tắc lựa chọn $\Delta\ell = \pm 1$ trong công thức (1.10). Khi kể đến spin $s = \frac{1}{2}$ của electron thì các mức năng lượng electron được tách ra thành các mức con, phụ thuộc vào momen toàn phần $j = \ell \pm \frac{1}{2}$. Khi đó các vạch quang phổ được tách thành các vạch con, gọi là tách tinh tế hay cấu tạo bội của vạch quang phổ. Việc chuyển mức này tuân theo quy tắc lựa chọn $\Delta j = 0, \pm 1$ trong công thức (1.30).

Bảng 1.6. Giá trị spin và momen từ một số hạt nhân.

Hạt nhân	Spin	Momen từ trong đơn vị magneton hạt nhân μ_n
p	$\frac{1}{2}$	+ 2,79
n	$\frac{1}{2}$	- 1,91
H^2	1	+ 0,86
He^3	$\frac{1}{2}$	- 2,13
Al^{27}	$\frac{5}{2}$	+ 3,65
Si^{29}	$\frac{1}{2}$	- 0,55
K^{40}	4	- 1,30
Zr^{91}	$\frac{5}{2}$	- 1,29
Ag^{108}	$\frac{1}{2}$	- 0,13

Vì momen từ hạt nhân tác dụng với từ trường do chuyển động của các electron trong lớp vỏ nguyên tử nên electron có thêm năng lượng phụ và các mức năng lượng tinh tế của các electron được tách ra các mức phụ, gọi là cấu trúc siêu tinh tế. Trị số năng lượng này phụ thuộc vào trị số của momen từ hạt nhân và sự định hướng của nó so với phương của từ trường của electron. Do momen từ của hạt nhân chỉ có thể định hướng theo một số phương nhất định so với từ trường của electron hóa trị nên số mức thêm này

tùy thuộc trị số spin của hạt nhân còn khoảng cách giữa các mức tùy thuộc vào trị số momen từ hạt nhân. Bây giờ ta hãy dẫn ra các tính toán định lượng.

Giả sử từ trường của lớp vỏ electron là $\vec{H}$ thì năng lượng tương tác của nó với momen từ $\vec{\mu}$ của hạt nhân là:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (1.70)$$

Do từ trường $\vec{H}$ tỉ lệ với momen toàn phần của lớp vỏ nguyên tử $\vec{I}$ còn momen từ $\vec{\mu}$ tỉ lệ với momen spin hạt nhân $\vec{J}$ nên:

$$E = C \vec{I} \cdot \vec{J} \quad (1.71)$$

Theo quy luật của cơ học lượng tử thì năng lượng E theo công thức (1.71) nhận các giá trị gián đoạn. Có thể tính các giá trị đó như sau.

Đưa vào vector $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ thì:

$$\begin{aligned} (\vec{F})^2 &= (\vec{I} + \vec{J})^2 = (\vec{I})^2 + (\vec{J})^2 + 2\vec{I} \cdot \vec{J} \\ &= I(I+1) + J(J+1) + 2\vec{I} \cdot \vec{J} = F(F+1) \end{aligned}$$

Vậy:

$$E = C \vec{I} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2} C [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (1.72)$$

Trong đó F nhận các giá trị như sau:

$$F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J| \quad (1.73)$$

Như vậy năng lượng E nhận $2I + 1$ giá trị nếu $I \leq J$ và $2J + 1$ giá trị nếu $J \leq I$.

Có thể đánh giá đại lượng năng lượng tách siêu tinh tế trên cơ sở là năng lượng tương tác có bậc

$$\frac{\mu_0 \mu_B}{r^3} \quad (1.74)$$

Trong đó $r \approx 10^{-8}$ cm là kích thước nguyên tử, μ_0 là magneton hạt nhân theo công thức (1.69), μ_B là magneton Bohr electron:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 10^{-23} \text{ A.m}^2 \quad (1.75)$$

Thay các giá trị μ_0 , μ_B và r vào (1.74) ta được năng lượng tách siêu tinh tế có bậc 10^{-7} eV.

1.5.2.2. Cấu trúc siêu bội của vạch quang phổ

Trên hình 1.13 trình bày sơ đồ cấu trúc siêu tinh tế của các mức năng lượng $^2P_{3/2}$, $^2S_{1/2}$ và tách siêu tinh tế, hay cấu trúc siêu bội, của vạch quang phổ của nguyên tử $^{19}\text{K}^{39}$ do chuyển mức từ mức $^2P_{3/2}$ xuống mức $^2S_{1/2}$.

1.5.2.2.1. Cấu trúc siêu tinh tế

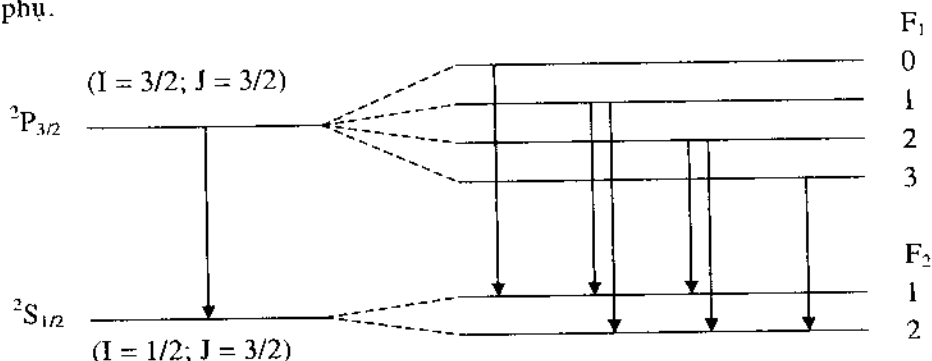
Ở mức năng lượng $^3P_{3/2}$ electron có momen quỹ đạo $\ell = 1$ và momen toàn phần $I = \frac{3}{2}$. Cũng như vậy, electron ở mức $^2S_{1/2}$ có $\ell = 0$ và $I = \frac{1}{2}$. Do spin hạt nhân $J = \frac{3}{2}$ nên mức năng lượng $^3P_{3/2}$ được tách thành $2I + 1 = 2J + 1 = 2 \cdot \frac{3}{2} + 1 = 4$ mức con. Đối với mức năng lượng $^2S_{1/2}$ do $I < J$ nên được tách thành $2I + 1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$ mức con.

1.5.2.2.2. Tách siêu tinh tế

Vạch quang phổ của nguyên tử ^{39}K do chuyển mức từ mức $^3P_{3/2}$ xuống mức $^2S_{1/2}$ được tách thành một số vạch phụ do sự chuyển mức từ 4 mức phụ của mức $^3P_{3/2}$ xuống 2 mức phụ của mức $^2S_{1/2}$. Khi đó 4 mức phụ của mức $^3P_{3/2}$ có 4 giá trị $F_1 = 0, 1, 2, 3$ và 2 mức phụ của mức $^2S_{1/2}$ có 2 giá trị $F_2 = 1, 2$, như thể hiện trên hình 1.13. Việc chuyển mức từ một trong các mức phụ F_1 xuống một trong các mức phụ F_2 tuân theo quy tắc lựa chọn sau:

$$\Delta F = F_2 - F_1 = 0, \pm 1 \quad (1.76)$$

Kết quả tách siêu tinh tế được thể hiện trên hình 1.13 với 6 vạch phụ.



Hình 1.13. Sơ đồ tách siêu tinh tế vạch quang phổ của nguyên tử ^{39}K .

1.5.2.3. Quy tắc khoảng cách

Theo công thức (1.72) thì khoảng cách giữa hai mức liên tiếp nhau F và $F - 1$ bằng:

$$E_F - E_{F-1} = CF \quad (1.77)$$

Biểu thức (1.77) là nội dung *quy tắc khoảng cách*, nghĩa là khoảng cách giữa các mức năng lượng liên tiếp nhau liên hệ với nhau như sau:

$$(I + J) : (I + J - 1) : \dots : |I - J| \quad (1.78)$$

1.5.3. Các quy luật thực nghiệm rút ra từ nghiên cứu momen từ hạt nhân

- Momen từ của các hạt nhân có spin $J = 0$ thì bằng 0.
- Momen từ của các hạt nhân có spin khác 0 vào cỡ magneton hạt nhân. Giá trị bé của momen từ hạt nhân cho phép khẳng định rằng trong hạt nhân không có electron vì momen từ của electron lớn hơn 2000 lần momen từ của hạt nhân.

- Tính không cộng được của các momen từ. Chẳng hạn deuteron tạo nên từ proton và neutron nhưng momen từ của deuteron $\mu_d = 0,86$ trong lúc đó tổng momen từ của proton và neutron bằng $\mu_p + \mu_n = 2,79 - 1,91 = 0,88$. Hai giá trị 0,86 và 0,88 khác nhau ngoài phạm vi sai số. Tính không cộng được này được giải thích bằng tính không đối xứng tâm của lực hạt nhân.

1.6. MOMEN TỬ CỰC ĐIỆN CỦA HẠT NHÂN

1.6.1. Momen tứ cực nội Q_0 và momen tứ cực ngoại Q

Điện tích Z của hạt nhân là một thông số quan trọng, cho biết số proton trong hạt nhân, độ lớn của thế Coulomb và các tính chất hóa học của hạt nhân. Tuy nhiên Z chỉ là một đại lượng tích phân về điện tích hạt nhân mà không cho biết phân bố điện tích trong hạt nhân thế nào. Sự phân bố điện tích đó dẫn tới việc hiểu biết về hình dạng hạt nhân và các tính chất quan trọng khác.

Sự phân bố điện tích trong hạt nhân có ba loại là phân bố đối xứng cầu, phân bố thành lưỡng cực và phân bố tứ cực.

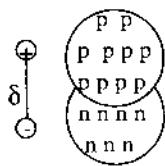
Phân bố thành lưỡng cực khi các proton và các neutron phân bố lệch về hai đầu của hạt nhân với khoảng cách giữa các trọng tâm của chúng bằng δ (hình 1.14). Đại lượng đặc trưng cho phân bố lưỡng cực là momen lưỡng cực điện D mà hình chiếu của nó theo trục z có dạng:

$$D_z = \int z \rho(r) dV \quad (1.79)$$

Trong đó $\rho(r)$ là mật độ điện tích và dV là yếu tố thể tích tại điểm r . Người ta chứng minh được rằng momen lưỡng cực điện bằng 0 đối với trạng thái cơ bản và các trạng thái kích thích không suy biến của hạt nhân.

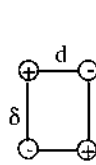
Phân bố thành tứ cực khi các điện tích trong hạt nhân hình thành hai lưỡng cực điện cách nhau một khoảng cách d bố trí như trên hình 1.15a. Đại lượng đặc trưng cho phân bố tứ cực là momen tứ cực điện Q , phản ánh mức độ bất đối xứng cầu có dạng ellipsoid trong phân bố điện tích hạt nhân. Khi $Q = 0$ thì hạt nhân có dạng hình cầu (hình 1.15b), khi $Q > 0$ thì hạt nhân có dạng ellipsoid căng (hình 1.15c) còn khi $Q < 0$ thì hạt nhân có dạng ellipsoid dẹt (hình 1.15d). Momen tứ cực được đo trong đơn vị cm^2 hay barn $= 10^{-24} \text{cm}^2$, chẳng hạn momen tứ cực của deuteron $Q_d = 0,00282 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2$.

Đối với các hạt nhân bất đối xứng cầu, có hai khái niệm về momen tứ cực điện là momen tứ cực điện nội Q_0 và momen tứ cực điện ngoại Q .

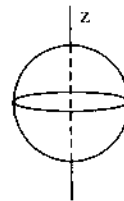


a)

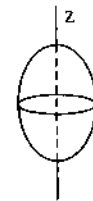
b)



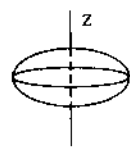
a)



b)



c)



d)

Hình 1.14. Lưỡng cực điện hạt nhân. a) Lưỡng cực điện; b) Sự lệch các trọng tâm đám proton và đám neutron.

Hình 1.15. Tứ cực điện hạt nhân.

a) Tứ cực điện; b) Hạt nhân dạng hình cầu; c) Hạt nhân dạng ellipsoid căng; d) Hạt nhân dạng ellipsoid dẹt.

Momen tứ cực điện nội Q_0 được tính trong hệ tọa độ cùng quay với hạt nhân và biểu thị bởi công thức sau đây:

$$Q_0 = \int \rho(r)(3\zeta^2 - r^2) dV \quad (1.80)$$

Trong đó 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 $r(\xi, \eta, \zeta)$ là khoảng cách từ điểm lấy tích phân đến tâm quán tính của hạt nhân và dV là yếu tố thể tích tại r còn 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 $3\zeta^2 = \overline{r^2}$ đối với phân bố đối xứng cầu (hình 1.15b), $3\zeta^2 > \overline{r^2}$ đối với phân bố kéo căng (hình 1.15c) còn $3\zeta^2 < \overline{r^2}$ đối với phân bố dẹt so với trục ζ (hình 1.15d).

Momen tứ cực điện ngoại Q được tính trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm theo công thức sau:

$$Q = \int \rho(r)(3z^2 - r^2) dV \quad (1.81)$$

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 trên trục đối xứng của hạt nhân.

Phép tính cơ học lượng tử đối với hình chiếu cực đại J của vector $\vec{J}$ lên trục z cho quan hệ sau đây giữa Q, Q_0, J và K :

$$Q = \frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.82)$$

Trong công thức (1.82), hệ số $\frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)}$ gọi là hệ số chiếu và khi đó Q được xem như hình chiếu của Q_0 lên trục z .

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

$$Q = \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.83)$$

Theo công thức (1.83), nếu spin hạt nhân $J = 0$ hay $J = \frac{1}{2}$ thì momen tứ cực ngoại Q bằng 0 ngay cả khi momen tứ cực nội Q_0 khác không. Điều này được giải thích như sau. Do các thăng giáng lượng tử, trục đối xứng của hạt nhân khi spin bằng 0 hay $\frac{1}{2}$ định hướng ngẫu nhiên, do đó phân bố điện tích trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm trở thành đối xứng cầu.

1.6.2. Xác định thực nghiệm các momen tứ cực

1.6.2.1. Momen tứ cực ngoại Q

Momen tứ cực ngoại Q được xác định theo phương pháp nghiên cứu cấu trúc siêu tinh tế của các phổ quang học giống như đã dùng để đo momen từ. Tương tác của momen tứ cực với điện trường của các electron nguyên tử làm xuất hiện các vạch siêu tinh tế bổ sung không tuân theo quy tắc khoảng cách (1.76) khi tách cấu trúc siêu tinh tế do momen từ. Chính các vạch siêu tinh tế mới này cho phép xác định momen tứ cực điện ngoại Q . Đối với deuteron thì $Q = 0,00282 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$. Sự tồn tại momen tứ cực điện ở hạt nhân đơn giản nhất này, chỉ có một proton, cho thấy rằng hàm số thể hiện sự chuyển động của các hạt trong deuteron không hoàn toàn đối xứng cầu. Giá trị $Q = 0,00282 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ tương ứng với độ pha trộn 4% trạng thái d , tức là

deuteron nằm ở trạng thái s ($\ell = 0$) 96% thời gian và ở trạng thái d ($\ell = 2$) 4% thời gian. Trên bảng 1.7 dẫn ra kết quả đo đặc momen từ cực ngoại của một số hạt nhân.

Bảng 1.7. Momen từ cực ngoại Q của một số hạt nhân.

Hạt nhân	Q 10^{-24} cm^2	Hạt nhân	Q 10^{-24} cm^2	Hạt nhân	Q 10^{-24} cm^2	Hạt nhân	Q 10^{-24} cm^2
1H^2	0,00273	16S^{33}	-0,064	37Rb^{85}	0,29	72Hf^{179}	3
5B^{11}	0,0355	16S^{35}	0,045	41Nb^{93}	-0,3	73Ta^{181}	6
7N^{14}	0,0071	27Co^{59}	0,404	56Ba^{135}	0,25	81Bi^{204}	-0,19
8O^{17}	-0,027	29Cu^{63}	0,16	59Pr^{141}	-0,054	92U^{233}	3,4
13Al^{27}	0,149	35Br^{81}	0,28	71Lu^{175}	5,9	93Am^{241}	4,9

1.6.2.2. Momen từ cực nội Q_0

Momen từ cực nội Q_0 không ảnh hưởng đến cấu trúc tinh thể của các vạch quang phổ nên được xác định bằng cách khác. Để đo Q_0 ta dùng hiện tượng kích thích Coulomb của hạt nhân. Khi hạt nhân va chạm với hạt tích điện, chẳng hạn hạt alpha, có thể chuyển lên trạng thái kích thích do tương tác Coulomb. Nếu mức kích thích là mức quay thì so sánh tính toán lý thuyết với thực nghiệm có thể suy ra Q_0 .

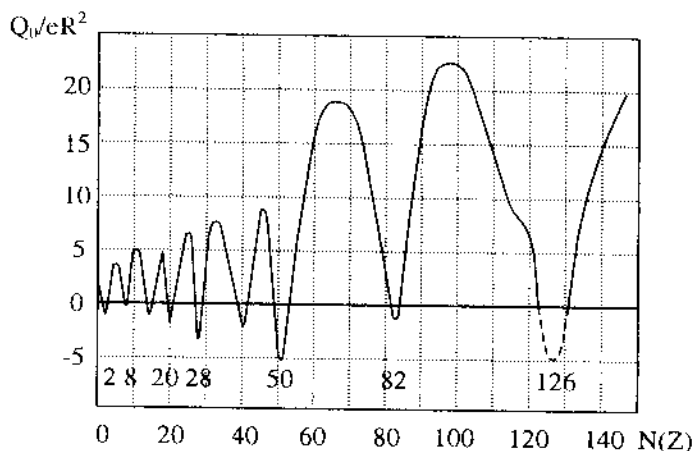
Momen từ cực điện là một thông số quan trọng cho thêm thông tin về cấu trúc và các tính chất của hạt nhân. Nói riêng, nếu giả thuyết rằng hạt nhân với $Q_0 \neq 0$ là một ellipsoid tròn xoay với điện tích phân bố đều thì có thể biểu thị Q_0 qua các trục a dọc theo z và b vuông góc với z như sau:

$$Q_0 = \frac{2}{5}(a^2 - b^2)eZ = \frac{4}{5}\varepsilon \bar{R}^2 eZ \quad (1.84)$$

Trong đó $\varepsilon = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}$ là độ lệch tâm, $\bar{R}^2 = \frac{a^2 + b^2}{2}$ là bán kính bình

phương trung bình của hạt nhân, eZ là điện tích tổng cộng của hạt nhân. Thay bình phương bán kính hạt nhân R^2 vào (1.84), ta nhận được độ lệch tâm của hạt nhân khi biết đại lượng Q_0 . Giá trị ε thông thường khá bé, vào cỡ 0,01 – 0,02. Tuy nhiên đối với các hạt nhân nặng với $A \approx 150 - 180$ và

$A > 220$ thì chúng bị biến dạng rõ rệt. Các hạt nhân này có giá trị Q_0 lớn cỡ $Q_0 = 0,1$ và độ lệch tâm $\epsilon = 0,1 - 0,2$.



Hình 1.16. Sự phụ thuộc của momen tứ cực điện nội Q_0 vào số $N(Z)$.

Hình 1.16 là đường cong thực nghiệm trung bình về sự phụ thuộc momen tứ cực nội của hạt nhân vào số proton Z hay số neutron $N = A - Z$. Hình này cho thấy xu hướng chung về sự tăng Q_0 theo Z hay N , cũng như vai trò đặc biệt của các giá trị magic 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 của Z và N (giá trị 126 chỉ dùng đối với neutron), tại đó momen tứ cực nội $Q_0 = 0$. Dạng đường cong cũng cho thấy đa số các hạt nhân nặng có dạng căng rất mạnh trong lúc các hạt nhân magic có dạng đối xứng cầu.

Từ hình 1.16 thấy rằng momen tứ cực nội có giá trị lớn cỡ 10 -- 20 lần bình phương bán kính hạt nhân. Như vậy chúng được gây ra bởi chuyển động tập thể của nhiều nucleon trong hạt nhân.

1.7. ĐỘ CHẴN LẺ

Tính chẵn lẻ đặc trưng cho tính đối xứng của hạt nhân đối với phép phản xạ qua gương. Quy luật bảo toàn tính chẵn lẻ là một trong các quy luật bảo toàn đối với một hệ vật lý. Quy luật này đúng đối với tương tác điện từ, xác định cấu trúc của nguyên tử và phân tử, lẫn tương tác hạt nhân, xác định cấu trúc của hạt nhân.

Trong cơ học lượng tử, trạng thái một hệ vi mô được biểu diễn bởi hàm sóng $\Psi(\vec{r})$ phụ thuộc vào tọa độ của hệ này. Trong phép phản chiếu qua gương thì vector tọa độ biến đổi thành:

$$\vec{r} \rightarrow \vec{r}' = -\vec{r} \quad (1.85)$$

Ta gọi $\hat{P}$ là toán tử phản xạ gương và π là giá trị riêng của nó. Khi đó phép biến đổi tọa độ (1.85) dẫn tới phép biến đổi hàm số:

$$\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r}) = \pi\Psi(\vec{r}) \quad (1.86)$$

Nếu thực hiện hai lần phản xạ gương liên tiếp thì hệ vi mô trở về trạng thái ban đầu, nghĩa là

$$\hat{P}\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \Psi(\vec{r}) \quad (1.87)$$

Từ đó ta có:

$$\hat{P}\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \hat{P}\Psi(-\vec{r}) = \hat{P}\pi\Psi(\vec{r}) = \pi^2\Psi(\vec{r}) \quad (1.88)$$

So sánh (1.87) với (1.88) ta được

$$\pi^2 = 1, \text{ do đó } \pi = \pm 1 \quad (1.89)$$

Ta gọi π là độ chẵn lẻ của hệ vi mô.

Ứng với giá trị $\pi = 1$ thì hàm sóng $\Psi(\vec{r})$ mô tả trạng thái vi mô không đổi dấu trong phép phản xạ qua gương. Trạng thái của hệ là trạng thái chẵn, hoặc trạng thái của hệ có độ chẵn lẻ dương.

Ứng với giá trị $\pi = -1$ thì hàm sóng $\Psi(\vec{r})$ mô tả trạng thái vi mô đổi dấu trong phép phản xạ qua gương. Trạng thái của hệ là trạng thái lẻ, hoặc trạng thái của hệ có độ chẵn lẻ âm.

Mỗi hạt cơ bản với khối lượng khác không đều có một độ chẵn lẻ nội tại π , hoặc dương hoặc âm. Nếu hạt này chuyển động trên quỹ đạo với momen quỹ đạo bằng ℓ thì độ chẵn lẻ của nó bằng $\pi(-1)^\ell$.

Một hệ gồm hai hạt với các độ chẵn lẻ nội tại π_1 và π_2 và momen quỹ đạo tương đối giữa chúng ℓ thì độ chẵn lẻ của hệ là $\pi = \pi_1\pi_2(-1)^\ell$. Độ chẵn lẻ của hệ này được xác định trong trạng thái động lượng tổng cộng của hai hạt bằng không.

Một hệ vật lý gồm n hạt thì hàm sóng mô tả trạng thái là $\Psi(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n)$. Hệ này có độ chẵn lẻ dương khi:

$$\Psi_{\text{chẵn}}(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) = \Psi_{\text{chẵn}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (1.90)$$

và có độ chẵn lẻ âm khi:

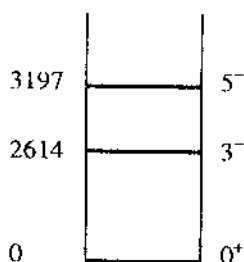
$$\Psi_{\text{lẻ}}(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, \dots, -\vec{r}_n) = -\Psi_{\text{lẻ}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (1.91)$$

Nếu độ chẵn lẻ nội tại của các hạt là $\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_n$ và momen quỹ đạo của chúng là $\ell_1, \ell_2, \dots, \ell_n$ thì độ chẵn lẻ của hệ bằng

$$\pi = \pi_1\pi_2 \dots \pi_n (-1)^{\ell_1\ell_2 \dots \ell_n} \quad (1.92)$$

Trạng thái cơ bản của các hạt nhân chẵn-chẵn có độ chẵn lẻ dương còn các hạt nhân khác có thể dương hoặc âm. Chẳng hạn trạng thái cơ bản của hạt nhân ${}^{16}_8\text{O}$ có độ chẵn lẻ dương còn của hạt nhân ${}^{15}_7\text{N}$ có độ chẵn lẻ âm. Tính chất này của độ chẵn lẻ được giải thích trong khuôn khổ mẫu vỏ

hạt nhân. Trong sơ đồ mức của hạt nhân, người ta ký hiệu spin J và độ chẵn lẻ π là J^π . Các hạt nhân ở trạng thái kích thích có độ chẵn lẻ có thể không trùng với độ chẵn lẻ của trạng thái cơ bản. Chẳng hạn hạt nhân ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ có spin và độ chẵn lẻ ở trạng thái cơ bản là 0^+ , trong lúc đó trạng thái kích thích đầu tiên có spin và độ chẵn lẻ 3^- . Hình 1.17 minh họa spin và độ chẵn lẻ của mức cơ bản và hai mức kích thích đầu tiên của hạt nhân ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.



Hình 1.17. Các mức năng lượng thấp của hạt nhân ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.
Cột bên trái: Năng lượng (keV). Cột bên phải: Spin chẵn lẻ.

1.8. SPIN ĐỒNG VỊ

Tương tác giữa các nucleon trong hạt nhân không phụ thuộc điện tích, tức là các tương tác p-p, p-n và n-n giống nhau nếu các nucleon đó ở các trạng thái như nhau. Nói khác đi, trong tương tác hạt nhân, hai hạt proton và neutron không khác nhau. Như vậy trong tương tác hạt nhân người ta có thể coi proton và neutron là hai trạng thái của cùng một hạt nucleon. Nếu không để ý đến tương tác điện từ thì hai trạng thái đó tương ứng với cùng một khối lượng, do đó cùng một năng lượng. Nếu để ý đến tương tác điện từ thì hai trạng thái đó tương ứng với hai khối lượng khác nhau chút ít, do đó tương ứng với hai mức năng lượng gần nhau. Ta có thể so sánh tính chất này với tính chất của electron trong nguyên tử. Nếu không để ý đến spin thì mỗi trạng thái electron trong nguyên tử tương ứng với cùng một mức năng lượng, còn nếu để ý đến spin thì mức năng lượng đó tách thành hai mức gần nhau, tương ứng với hai trạng thái của electron khác nhau về sự định hướng của spin là $s_z = +\frac{1}{2}\hbar$ và $s_z = -\frac{1}{2}\hbar$. Đối với nucleon, để tiện tính toán, người ta đưa ra

một đại lượng gọi là spin đồng vị T . Nếu hệ có spin đồng vị T thì hệ sẽ có $2T + 1$ trạng thái ứng với các giá trị khác nhau của hình chiếu spin đồng vị trên một trục z nào đó.

Như vậy khái niệm spin đồng vị cho phép mô tả các trạng thái điện khác nhau của cùng một hạt. Nucleon có hai trạng thái điện, do đó $2T + 1 = 2$ và $T = \frac{1}{2}$. Proton và neutron là hai trạng thái khác nhau của nucleon về hình

chiều T_z của spin đồng vị, cụ thể là proton có $T_z = +\frac{1}{2}$ và neutron có $T_z = -\frac{1}{2}$.

Cũng tương tự, các hạt π meson π^+ , π^0 , π^- có thể coi là ba trạng thái của cùng một hạt, nghĩa là $2T + 1 = 3$. Do đó π meson có spin đồng vị $T = 1$. Các hạt π^+ , π^0 , π^- ứng với ba giá trị khác nhau của hình chiếu spin đồng vị là 1, 0 và -1.

Người ta nói (p,n) tạo nên một bộ đôi đồng vị còn (π^+ , π^0 , π^-) tạo nên một bộ ba đồng vị.

1.9. CÁC LOẠI TƯƠNG TÁC VÀ LỰC HẠT NHÂN

1.9.1. Tổng quan về các loại tương tác

Vật chất trong tự nhiên vận động và biến đổi đều do chúng tương tác với nhau. Có 4 loại tương tác sắp xếp theo cường độ tăng dần là tương tác hấp dẫn, tương tác yếu, tương tác điện từ và tương tác mạnh. Chúng ta hãy lần lượt xem xét tóm tắt các loại tương tác này.

1.9.1.1. Tương tác hấp dẫn

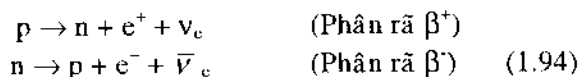
Tương tác hấp dẫn là tương tác giữa hai vật có khối lượng khác không và tuân theo định luật hấp dẫn Newton. Theo định luật này, hai chất điểm khối lượng m_1 và m_2 cách nhau một khoảng r sẽ hút nhau bởi lực hấp dẫn có phương là đường thẳng nối hai chất điểm đó và có cường độ tỉ lệ thuận với hai khối lượng m_1 và m_2 và tỉ lệ nghịch với khoảng cách r :

$$F_G = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1.93)$$

Trong đó $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$ là hằng số hấp dẫn vũ trụ.

1.9.1.2. Tương tác yếu

Tương tác yếu bao gồm các quá trình phân rã các hạt cơ bản hadron, hấp thụ μ meson bởi các chất và quá trình có sự tham gia của hạt neutrino. Các hạt hadron gồm các nucleon, π và K meson và các hạt Λ , Σ , Ξ . Ví dụ, các quá trình tương tác yếu là:



Tương tác yếu có cường độ lớn hơn tương tác hấp dẫn nhưng bé hơn tương tác điện từ. Bán kính tác dụng của tương tác yếu được xem là bằng không. Thời gian đặc trưng là 10^{-16} s, trừ phân rã neutron với thời gian đặc trưng cỡ 11,7 phút. Dưới tác dụng của tương tác yếu không tạo được các trạng thái liên kết của các hạt, do đó nó chỉ biểu hiện chủ yếu ở các quá trình phân rã hạt như đã nêu trong (1.94).

1.9.1.3. Tương tác điện từ

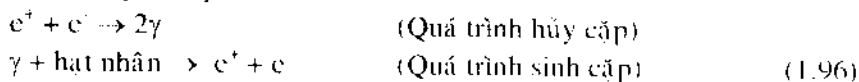
Tương tác điện từ là tương tác giữa photon và các hạt mang điện. Một trong các hình thức phổ biến của tương tác điện từ là tương tác giữa hai điện tích điểm tuân theo định luật Coulomb. Theo định luật này, hai điện tích điểm với điện tích q_1 và q_2 nằm cách nhau một khoảng r trong chân không tương tác với nhau bởi lực có phương nằm trên đường thẳng nối hai điện tích, có chiều đẩy ra xa nhau khi các điện tích cùng dấu hoặc hút lại gần nhau khi các điện tích khác dấu, có độ lớn tỉ lệ với tích số q_1 và q_2 và tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách r :

$$F_C = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.95)$$

Trong đó $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$.

Bán kính tác dụng của tương tác Coulomb là vô cùng. Về mặt hình thức thì tương tác điện từ và tương tác hấp dẫn giống nhau. Sự khác nhau giữa chúng ở chỗ tương tác điện từ có thể hút nhau hoặc đẩy nhau còn tương tác hấp dẫn luôn luôn hút nhau. Về cường độ tương tác thì tương tác điện từ có cường độ lớn hơn nhiều so với tương tác hấp dẫn.

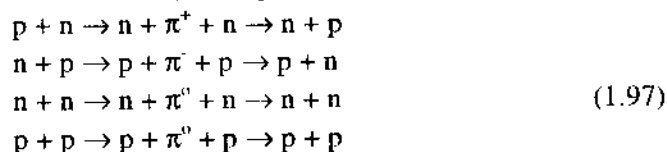
Như đã định nghĩa, tương tác điện từ là các tương tác có sự tham gia của photon. Trong tương tác giữa hai điện tích nói trên, phương tiện truyền tương tác là photon. Các quá trình khác có photon tham gia cũng đều là tương tác điện từ, như quá trình nguyên tử phát xạ và hấp thụ ánh sáng hay tia Roenghen, hay các quá trình:



1.9.1.4. Tương tác mạnh

Tương tác mạnh có cường độ lớn nhất trong bốn loại tương tác. Tương tác mạnh là tương tác giữa các hạt cơ bản hadron với nhau, trừ quá trình phân rã chúng. Các hạt hadron gồm các nucleon, π và K meson và các hạt Λ , Σ , Ξ . Nói riêng, tương tác giữa các nucleon để gắn chúng lại với nhau trong hạt nhân thuộc loại tương tác mạnh. Thời gian đặc trưng của tương tác

này vào cỡ 10^{-23} s và bán kính tác dụng vào cỡ 10^{-13} cm. Phương tiện truyền tương tác mạnh là các π meson. Ví dụ, các quá trình tương tác mạnh sau đây:



So sánh cường độ giữa bốn loại tương tác được thể hiện trên bảng 1.8.

Bảng 1.8. So sánh cường độ giữa bốn loại tương tác.

Loại tương tác	Manh	Điện từ	Yếu	Hấp dẫn
Cường độ (tương đối)	1	$\frac{1}{137}$	10^{-14}	10^{-39}

1.9.2. Các tính chất của lực hạt nhân

Tương tác hạt nhân thông qua lực hạt nhân. Sau đây là tóm tắt các tính chất của lực hạt nhân.

a) Lực hạt nhân có cường độ rất lớn. Tương tác hạt nhân là tương tác mạnh. Ví dụ, năng lượng liên kết do lực hạt nhân gây ra đối với hạt nhân deuteron bằng 2,23 MeV, trong khi năng lượng liên kết do lực điện từ gây ra đối với hydrogen bằng 13,6 eV.

b) Lực hạt nhân có tầm tác dụng ngắn cỡ fermi, tức là cỡ 10^{-13} cm. Điều này suy ra từ thí nghiệm của Rutherford về tán xạ của hạt alpha trên hạt nhân.

c) Lực hạt nhân có tính bão hòa, mỗi nucleon trong hạt nhân chỉ tương tác với một số nucleon quanh nó mà thôi. Điều này thể hiện ở năng lượng liên kết trung bình trên nucleon hầu như giống nhau đối với các hạt nhân khác nhau.

d) Lực hạt nhân có tính độc lập điện tích. Trong các thí nghiệm về tán xạ nucleon-nucleon, bao gồm tán xạ n-n, n-p, p-p, sau khi loại bỏ phần tương tác Coulomb trong tán xạ p-p, người ta thấy có sự đồng nhất về đáng điệu tán xạ của ba quá trình trên. Do đó về phương diện lực hạt nhân thì ba quá trình tương tác (n-n), (n-p) và (p-p) là như nhau.

e) Lực hạt nhân phụ thuộc vào spin hạt nhân, tức là phụ thuộc vào sự định hướng tương đối giữa spin của các nucleon. Điều này thể hiện trong tán xạ neutron-proton năng lượng thấp.

f) Lực hạt nhân không đối xứng tâm, tức là có tính chất tensor. Điều đó có nghĩa là phương của lực tác dụng tương hỗ giữa hai nucleon không trùng với phương nối hai nucleon đó. Khi đó lực hạt nhân không bảo toàn momen quỹ đạo. Tính không xuyên tâm của lực hạt nhân suy từ sự có mặt của momen tứ cực điện của deuteron.

g) Lực hạt nhân có tính trao đổi. Khi va chạm nhau, các nucleon trao đổi với nhau điện tích, hình chiếu spin, ... Tính chất trao đổi này suy ra từ các thí nghiệm tán xạ neutron năng lượng cao lên proton.

h) Lực hạt nhân có lõi đẩy mạnh, tức là khi đạt đến khoảng cách đủ nhỏ, lực hạt nhân không hút các nucleon lại nữa mà trở thành đẩy chúng với cường độ lớn. Lõi đẩy bắt đầu xuất hiện ở khoảng cách cỡ 0,5 fermi, tức là cỡ $0,5 \cdot 10^{-13}$ cm.

i) Lực hạt nhân có thể phụ thuộc mạnh vào vận tốc các hạt va chạm.

j) Có thể tồn tại trong lực hạt nhân loại lực nhiều hạt, trong đó chủ yếu là loại lực ba hạt. Loại lực này chỉ tồn tại khi ba hạt ở gần nhau và sẽ triệt tiêu khi một trong ba hạt đó chuyển ra xa vô hạn.

1.10. BÀI TẬP

1.10.1. Các bài tập ví dụ

Ví dụ 1.1. Tính năng lượng, tần số và bước sóng của bức xạ ánh sáng dãy Lyman khi nguyên tử hydrogen chuyển từ mức kích thích L xuống mức cơ bản K.

Bài giải. Mức L và mức K ứng với $n_2 = 2$ và $n_1 = 1$. Theo công thức (1.8), năng lượng ánh sáng bằng:

$$E = h\nu = W_{n_2} - W_{n_1} = Rh \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3}{4} Rh$$

Thay $R = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ và $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ vào công thức trên ta được năng lượng $E = 16,25 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Do $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ nên $E = 10,2 \text{ eV}$.

Tần số ánh sáng bằng $\nu = \frac{3}{4} R = 2,4525 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$.

Bước sóng ánh sáng tương ứng là $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{4c}{3R} = 0,1223 \text{ }\mu\text{m}$.

Ví dụ 1.2. Xác định số trạng thái electron trong nguyên tử thuộc lớp n ($n = 3$ và $n = 4$) có cùng những số lượng tử sau đây:

- a. Cùng m_s
- b. Cùng $m_l = \pm 1$
- c. Cùng $m_l = -1$ và $m_s = -1/2$

Bài giải.

a) Cùng m_s : Do m_s cố định nên các trạng thái electron khác nhau bởi ba số n , ℓ và m_l . Với n xác định thì $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$ và với ℓ xác định thì $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$. Vậy với n xác định và m_s cố định thì số trạng thái electron là:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2$$

Khi $n = 3$ thì $n^2 = 9$ và khi $n = 4$ thì $n^2 = 16$.

b) Cùng $m_l = \pm 1$: Khi n và m_l xác định thì $\ell = |m_l|, |m_l| + 1, \dots, n-1$. Như vậy ta có $n - |m_l|$ trạng thái của electron khác nhau bởi các giá trị của ℓ và kết quả có $4(n - |m_l|)$ trạng thái electron khác nhau bởi các giá trị ℓ và m_s .

Với $m_l = 1$ và $n = 3$ thì ta có $4(n - |m_l|) = 4(3 - 1) = 8$

Với $m_l = 1$ và $n = 4$ thì ta có $4(n - |m_l|) = 4(4 - 1) = 12$

c) Cùng $m_l = -1$ và $m_s = -1/2$: Với n , m_l và m_s xác định ta có $n - |m_l|$ trạng thái electron khác nhau bởi các giá trị của ℓ . Do đó

Với $n = 3$ và $m_l = -1$ thì $n - |m_l| = 3 - 1 = 2$

Với $n = 4$ và $m_l = -1$ thì $n - |m_l| = 4 - 1 = 3$.

Vi dụ 1.3. Tìm số bổ chính Rydberg đối với số hạng 3P của nguyên tử Na biết rằng thế kích thích đối với trạng thái thứ nhất bằng 2,10 V và năng lượng liên kết của electron hóa trị ở trạng thái 3S bằng 5,14 V.

Bài giải.

Đối với nguyên tử Na thì electron hóa trị thuộc lớp M với $n = 3$. Trạng thái cơ bản là 3s ứng với mức năng lượng 3S. Trạng thái kích thích thứ nhất là 3p ứng với mức năng lượng 3P.

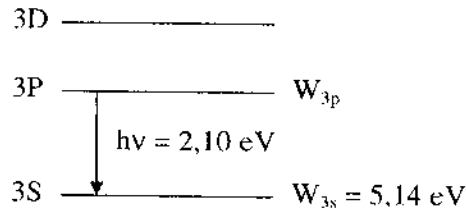
Mức năng lượng ở trạng thái $n\ell$ theo công thức (1.9) là:

$$W_{n\ell} = -\frac{R_h}{(n + \Delta_\ell)^2}$$

Do đó các mức năng lượng 3S và 3P là

$$W_{3s} = -\frac{R_h}{(3 + \Delta_s)^2}; \quad W_{3p} = -\frac{R_h}{(3 + \Delta_p)^2}.$$

Từ hình 1.18 ta có hai phương trình:

$$\begin{aligned}
 h\nu &= W_{3p} - W_{3s} \\
 &= \frac{Rh}{(3 + \Delta_s)^2} - \frac{Rh}{(3 + \Delta_p)^2} \\
 &= 2,10 \text{ eV} \\
 W_{3s} &= -\frac{Rh}{(3 + \Delta_s)^2} = -5,14 \text{ eV} \\
 W_{3p} &= 5,14 \text{ eV}
 \end{aligned}$$


Từ đó ta có:

$$\frac{Rh}{(3 + \Delta_p)^2} = 3,04 \text{ eV hay } \Delta_p = \sqrt{\frac{Rh}{3,04}} - 3$$

Hình 1.18

Thay số: $R = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$; $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$;

$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ta được $\Delta_p = 2,109 - 3 = -0,891$.

Ví dụ 1.4. Chứng minh rằng năng lượng liên kết của hạt nhân với số khối lượng A và điện tích Z được xác định bởi công thức:

$$E_{lk} = Z\Delta_H + (A - Z)\Delta_n - \Delta$$

Trong đó Δ_H , Δ_n , Δ là phần dư khối lượng ($M - A$) của nguyên tử hydrogen, neutron và nguyên tử tương ứng. Sử dụng công thức này để tính năng lượng liên kết trên một nucleon trong các hạt nhân Li^6 , Ar^{40} , Ag^{107} và Pb^{208} (xem bảng các giá trị $\Delta = M - A$ trong Phụ lục 2).

Bài giải.

Theo định nghĩa năng lượng liên kết ta có:

$$E_{lk} = Zm_H + (A - Z)m_n - M$$

Trong đó m_H , m_n và M là khối lượng nguyên tử hydrogen, neutron và nguyên tử tương ứng. Do $\Delta_H = m_H - 1$, $\Delta_n = m_n - 1$ và $\Delta = M - A$ nên:

$$E_{lk} = Z(1 + \Delta_H) + (A - Z)(1 + \Delta_n) - M$$

$$E_{lk} = Z\Delta_H + (A - Z)\Delta_n - (A - M) = Z\Delta_H + (A - Z)\Delta_n - \Delta$$

• Năng lượng liên kết của hạt nhân ${}_3Li^6$: $Z = 3$; $A = 6$

Từ phụ lục 2 ta có:

$$\begin{aligned}
 \Delta_H &= 0,007825 \text{ u}; \Delta_n = 0,008665 \text{ u}; \Delta_{Li^6} = 0,015126 \text{ u}; \\
 u &= 931,44 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{lk} &= 3 \times 0,007825 \text{ u} + 3 \times 0,008665 \text{ u} - 0,015126 \text{ u} \\
 &= 0,034344 \text{ u} = 0,034344 \times 931,44 \text{ MeV} = 31,99 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

Năng lượng liên kết trên một nucleon là:

$$\varepsilon = E_{lk}/A = 5,33 \text{ MeV}$$

• Năng lượng liên kết của hạt nhân ${}_{18}\text{Ar}^{40}$:

$$Z = 18; A = 40; \Delta_{\text{Ar}^{40}} = -0,037615 \text{ u}$$

Cũng tính tương tự như đối với Li^6 , ta có:

$$E_{\text{lk}} = 346,79 \text{ MeV}; \varepsilon = 8,60 \text{ MeV}$$

• Năng lượng liên kết của hạt nhân ${}_{47}\text{Ag}^{107}$:

$$Z = 47; A = 107; \Delta_{\text{Ag}^{107}} = -0,09303 \text{ u}$$

Cũng tính tương tự như đối với Li^6 , ta có:

$$E_{\text{lk}} = 913,47 \text{ MeV}; \varepsilon = 8,55 \text{ MeV}$$

• Năng lượng liên kết của hạt nhân ${}_{82}\text{Pb}^{208}$:

$$Z = 82; A = 208; \Delta_{\text{Pb}^{208}} = -0,02336 \text{ u}$$

Cũng tính tương tự như đối với Li^6 , ta có:

$$E_{\text{lk}} = 1636,35 \text{ MeV}; \varepsilon = 7,87 \text{ MeV}$$

Ví dụ 1.5. Các mức cơ bản của các nguyên tử sau đây có bao nhiêu thành phần cấu trúc siêu tinh tế: $\text{H}^3({}^2\text{S}_{1/2})$; $\text{Li}^6({}^2\text{S}_{1/2})$; $\text{Be}^9({}^1\text{S}_0)$; $\text{N}^{15}({}^4\text{S}_{3/2})$; $\text{Cl}^{35}({}^2\text{P}_{3/2})$. Trong dấu ngoặc là mức cơ bản của lớp vỏ electron của nguyên tử.

Bài giải. $\text{H}^3({}^2\text{S}_{1/2})$: Momen toàn phần của lớp vỏ nguyên tử là $I = \frac{1}{2}$;

spin hạt nhân H^3 , theo phụ lục 2, là $J = \frac{1}{2}$. Do $I = J$ nên số thành phần cấu trúc siêu tinh tế là $2I + 1 = 2J + 1 = 2 \times \frac{1}{2} + 1 = 2$.

$\text{Li}^6({}^2\text{S}_{1/2})$: Momen toàn phần của lớp vỏ nguyên tử là $I = \frac{1}{2}$; spin hạt nhân Li^6 , theo phụ lục 2, là $J = 1$. Do $I < J$ nên số thành phần cấu trúc siêu tinh tế là $2I + 1 = 2 \times \frac{1}{2} + 1 = 2$.

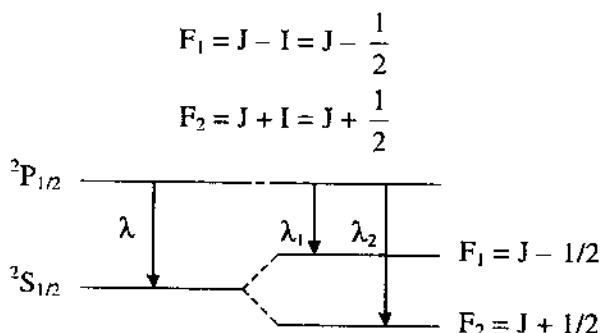
$\text{Be}^9({}^1\text{S}_0)$: Momen toàn phần của lớp vỏ nguyên tử là $I = 0$; spin hạt nhân Be^9 , theo phụ lục 2, là $J = \frac{3}{2}$. Do $I < J$ nên số thành phần cấu trúc siêu tinh tế là $2I + 1 = 2 \times 0 + 1 = 1$.

$\text{N}^{15}({}^4\text{S}_{3/2})$: Momen toàn phần của lớp vỏ nguyên tử là $I = \frac{3}{2}$; spin hạt nhân N^{15} , theo phụ lục 2, là $J = \frac{1}{2}$. Do $J < I$ nên số thành phần cấu trúc siêu tinh tế là $2J + 1 = 2 \times \frac{1}{2} + 1 = 2$.

$\text{Cl}^{35}(^2\text{P}_{3/2})$: Momen toàn phần của lớp vỏ nguyên tử là $I = \frac{3}{2}$; spin hạt nhân Cl^{35} , theo phụ lục 2, là $J = \frac{3}{2}$. Do $I = J$ nên số thành phần cấu trúc siêu tinh tế là $2I + 1 = 2J + 1 = 2 \times \frac{3}{2} + 1 = 4$.

Ví dụ 1.6. Tỷ số cường độ các thành phần tách siêu tinh tế của vạch phổ $^2\text{P}_{1/2} \rightarrow ^2\text{S}_{1/2}$ của sodium gần bằng $\frac{10}{6}$. Chú ý rằng cấu trúc siêu tinh tế gây nên do việc tách mức $^2\text{S}_{1/2}$ (có thể bỏ qua việc tách mức $^2\text{P}_{1/2}$). Hãy tính spin hạt nhân Na^{23} .

Bài giải. Hình 1.19 minh họa sơ đồ tách vạch phổ λ thành hai vạch phổ λ_1 và λ_2 . Mức $^2\text{P}_{1/2}$ coi như không tách còn mức $^2\text{S}_{1/2}$ tách thành hai mức con với:



Hình 1.19

Vậy ta có hai vạch phổ mới λ_1 và λ_2 . Cường độ các vạch phổ này tỉ lệ với trọng số thống kê của các mức tương ứng, nghĩa là vạch λ_1 ứng với trọng số thống kê $2F_1 + 1$ và λ_2 ứng với trọng số thống kê $2F_2 + 1$. Như vậy:

$$\frac{2F_2 + 1}{2F_1 + 1} = \frac{10}{6} \text{ hay } \frac{2(J + 1/2) + 1}{2(J - 1/2) + 1} = \frac{2J + 2}{2J} = \frac{10}{6}. \text{ Từ đó ta có } J = \frac{3}{2}.$$

Ví dụ 1.7. Các mức năng lượng $F_{11/2}$ và $F_{9/2}$ của nguyên tử $^{59}\text{Co}_{27}$ đều tách thành 8 mức phụ. Hãy xác định spin hạt nhân ^{59}Co và sơ đồ tách vạch quang phổ với bước sóng $\lambda = 4234 \text{ \AA}$ của chuyển mức $F_{11/2} \rightarrow F_{9/2}$.

Bài giải.

a. *Xác định spin hạt nhân:* Ở mức năng lượng $F_{11/2}$ electron có momen quỹ đạo $\ell = 3$ và momen toàn phần $I = \frac{11}{2}$. Cũng như vậy, electron ở mức $F_{9/2}$ có $\ell = 3$ và $I = \frac{9}{2}$. Mỗi mức năng lượng $F_{11/2}$ và $F_{9/2}$ đều tách thành 8 mức phụ. Do đối với hai mức đó, $2I + 1$ bằng 12 và 10, tức là lớn hơn 8, nên 8 mức phụ là do spin hạt nhân quyết định. Như vậy $2J + 1 = 8$ và spin của hạt nhân ^{59}Co $J = \frac{7}{2}$.

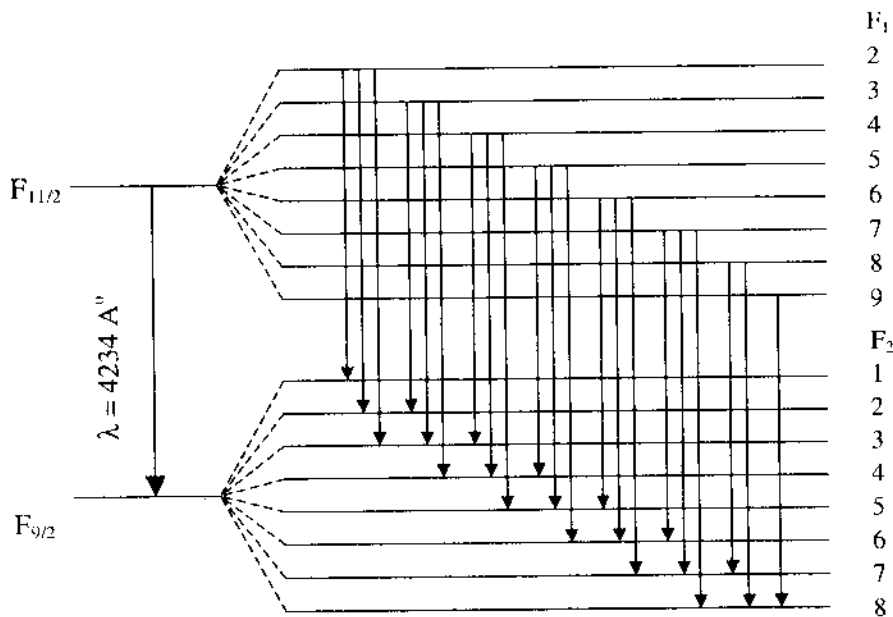
b. *Tách siêu tinh tế:* Vạch quang phổ với bước sóng $\lambda = 4234 \text{ \AA}$ được tách thành một số vạch phụ do sự chuyển mức từ 8 mức phụ của mức $F_{11/2}$ xuống 8 mức phụ của mức $F_{9/2}$. Khi đó 8 mức phụ của mức $F_{11/2}$ có 8 giá trị

$$F_1 = I_1 - J, I_1 - J + 1, I_1 - J + 2, \dots, I_1 + J \quad (2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9)$$

Trong đó $I_1 = \frac{11}{2}$ và $J = \frac{7}{2}$ và 8 mức phụ của mức $F_{9/2}$ có 8 giá trị

$$F_2 = I_2 - J, I_2 - J + 1, I_2 - J + 2, \dots, I_2 + J \quad (1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8)$$

Trong đó $I_2 = \frac{9}{2}$ và $J = \frac{7}{2}$, như thể hiện trên hình 1.20.



Hình 1.20

Việc chuyển mức từ một trong các mức phụ F_1 xuống một trong các mức phụ F_2 tuân theo quy tắc lựa chọn sau $\Delta F = F_2 - F_1 = 0, \pm 1$. Kết quả tách siêu tinh tế cho ^{21}F vạch phụ được thể hiện trên hình 1.20.

1.10.2. Các bài tập tự giải

1.1. Năng lượng liên kết của electron hóa trị trong nguyên tử lithium ở trạng thái $2s$ bằng $5,59\text{ eV}$; ở trạng thái $2p$ bằng $3,54\text{ eV}$. Tính các số bổ chính Rydberg đối với các mức năng lượng s và p của lithium.

1.2. Tìm bước sóng của các bức xạ phát ra khi nguyên tử lithium chuyển trạng thái từ $3s$ xuống $2s$. Cho biết các số bổ chính Rydberg đối với nguyên tử lithium là $\Delta_s = -0,41$; $\Delta_p = -0,04$.

1.3. Hãy xác định những trạng thái năng lượng có thể chuyển về trạng thái ứng với $n = 3$ đối với electron hóa trị trong nguyên tử Na. Khi xét có chú ý đến cả spin.

1.4. Lớp ứng với $n = 3$ chứa đầy electron, trong số đó có bao nhiêu electron:

- a) Có cùng $m_s = 1/2$
- b) Có cùng $m = 1$
- c) Có cùng $m = -2$
- d) Có cùng $m_s = -1/2$ và $m = 0$
- e) Có cùng $m_s = 1/2$ và $\ell = 2$

1.5. Hãy đánh giá mật độ vật chất hạt nhân, nồng độ các nucleon và mật độ điện tích trong hạt nhân.

1.6. Tìm năng lượng liên kết của neutron và alpha trong hạt nhân Ne^{21} .

1.7. Xác định năng lượng cần thiết để tách hạt nhân O^{16} thành bốn hạt nhân giống nhau.

1.8. Tìm năng lượng kích thích của hạt nhân Pb^{207} khi hạt nhân Pb^{206} bắt neutron nhiệt.

1.9. Dùng công thức Weizsacker về năng lượng liên kết để tính:

- a) Năng lượng liên kết của các hạt nhân Ca^{40} và Ag^{107} .
- b) Năng lượng liên kết của một nucleon trong các hạt nhân V^{51} và Hg^{200} .
- c) Khối lượng các hạt nhân Sc^{45} và Zn^{70} .

1.10. Hãy xác định spin hạt nhân Co^{59} với mức cơ bản của nguyên tử $^4\text{F}_{9/2}$ chứa 8 thành phần cấu trúc siêu tinh tế.

1.11. Hãy xác định số thành phần tách siêu tinh tế của vạch quang phổ ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ đối với nguyên tử K^{39} . Cho biết spin hạt nhân K^{39} là $J = 3/2$.

1.12. Mức ${}^2D_{3/2}$ của hạt nhân Bi^{209} có 4 mức con, đồng thời tỉ số các khoảng cách giữa các mức cạnh nhau bằng 4:5:6. Nhờ quy tắc khoảng cách hãy tìm spin hạt nhân Bi^{209} và số các thành phần tách siêu tinh tế của vạch quang phổ ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$.

CÁC MẪU HẠT NHÂN

2.1. SỰ CẦN THIẾT CỦA CÁC MẪU HẠT NHÂN

2.1.1. Lý do xuất hiện các mẫu hạt nhân

Các vấn đề liên quan đến lý thuyết hạt nhân có thể phân thành hai loại là cấu trúc hạt nhân và phản ứng hạt nhân. Tuy nhiên, khi xây dựng lý thuyết hạt nhân ta vấp phải 3 khó khăn chính là:

a). *Không biết chính xác về lực tương tác giữa các nucleon trong hạt nhân.* Để xây dựng lý thuyết hạt nhân chúng ta thường áp dụng mô hình cấu trúc nguyên tử cho cấu trúc hạt nhân. Tuy nhiên việc áp dụng này thiếu chính xác vì lực tương tác của các electron trong nguyên tử được xác định là tương tác tĩnh điện, các kết quả tính toán khá phù hợp với thực nghiệm. Trong lúc đó lý thuyết định lượng về lực tương tác giữa các nucleon vẫn chưa xây dựng được, đặc biệt là lực hạt nhân là lực tác dụng ngắn. Do đó việc thể hiện sự tương tác giữa hai nucleon gặp rất nhiều khó khăn, mà trong thực tế hạt nhân là một hệ lượng tử nhiều hạt và ta phải mô tả quá trình tương tác nhiều hạt đó của hạt nhân.

b) *Số lượng các phương trình mô tả sự chuyển động của các nucleon trong hạt nhân rất lớn.* Giả sử ta biết được chính xác lực tương tác giữa các nucleon thì cũng còn một vấn đề khó khăn là việc giải bài toán lượng tử về hệ nhiều hạt. Thật vậy, một hệ thống gồm A nucleon được mô tả bởi hàm sóng $\Psi_{m_1 m_2 \dots m_A}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$ phụ thuộc vào $3A$ tọa độ không gian $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A$ và A chỉ số spin $m_1, m_2, \dots, m_A$, mà mỗi chỉ số có hai giá trị theo hai định hướng spin của nucleon. Như vậy phương trình Schrodinger đối với hạt nhân gồm $A = 100$ nucleon thì sẽ là hệ phương trình vi phân đối với $2^{100} \approx 10^{30}$ hàm số của 300 biến số. Một bài toán như vậy không thể giải được trong thực tế.

c) *Không thể quan niệm hạt nhân như một môi trường vĩ mô liên tục.* Trong hệ thống với một số bé các hạt, chúng ta cần nghiên cứu tất cả các bậc tự do khả dĩ. Trong hệ thống rất nhiều hạt ta không làm như vậy mà phải lấy trung bình thống kê bằng cách mô tả hệ bằng một số không lớn các thông số vĩ mô như áp suất, nhiệt độ, mật độ, ... Hạt nhân không thuộc về hai hệ thống nói trên mà nằm ở trung gian giữa hai thái cực đó. Số hạt nucleon

trong hạt nhân quá lớn khi nghiên cứu tất cả các bậc tự do khả dĩ, nhưng lại không đủ lớn để coi như một môi trường liên tục. Thật vậy, khái niệm về môi trường liên tục không những coi toàn bộ vật chứa một lượng rất lớn các hạt mà một yếu tố thể tích vô cùng nhỏ của nó cũng phải chứa một lượng rất lớn các hạt. Yêu cầu này rõ ràng không đáp ứng được đối với hạt nhân vì nó chỉ chứa cao lắm là vài trăm nucleon. Tuy nhiên người ta sử dụng mô hình môi trường liên tục trong một vài trường hợp coi hạt nhân như giọt chất lỏng hay một vật rắn, khi đó cần phải thận trọng.

Để tránh các khó khăn trên người ta phải xây dựng các mẫu hạt nhân, trong đó hạt nhân được thay bằng một hệ vật lý nào đó có khả năng thể hiện các tính chất của hạt nhân với cách giải thích toán học đơn giản có thể chấp nhận được. Mẫu hạt nhân cần giải thích được các tính chất cơ bản của các trạng thái hạt nhân như spin, độ chẵn lẻ, momen từ, momen tứ cực điện, các tính chất của các trạng thái kích thích, mà trước tiên là phổ kích thích của hạt nhân, và các tính chất động lực học của hạt nhân như xác suất phóng xạ gamma của các mức kích thích của hạt nhân. Mỗi mẫu hạt nhân chỉ giải thích được một số tính chất của hạt nhân, do đó có nhiều mẫu hạt nhân khác nhau.

2.1.2. Phân loại các mẫu hạt nhân

Cơ sở để xây dựng mẫu hạt nhân là giả thuyết về sự độc lập của một tập hợp nào đó các bậc tự do của hạt nhân. Các bậc tự do của hạt nhân được chia thành hai loại là: bậc tự do mô tả sự chuyển động của các hạt riêng biệt, và bậc tự do tập thể mô tả sự chuyển động của một số lớn hạt. Một cách tương ứng, mẫu hạt nhân cũng được phân thành hai loại là mẫu tập thể và mẫu một hạt, ngoài ra còn có mẫu suy rộng, là tổng hợp của hai mẫu nói trên.

2.1.2.1. Mẫu tập thể

Mẫu tập thể là mẫu dựa trên các bậc tự do tập thể của nhiều hạt và còn được gọi là mẫu tương tác mạnh giữa các hạt. Mẫu này thể hiện các hiệu ứng tập thể trong hạt nhân khi quỹ đạo tự do của các hạt trong hạt nhân rất bé so với kích thước hạt nhân. Điều đó cũng tương đương với khái niệm cho rằng các hạt bên trong hạt nhân tương tác mạnh với nhau và với một số ít các hạt bên cạnh. Với ý nghĩa đó mẫu tập thể coi hạt nhân như một giọt chất lỏng hay một vật rắn. Mẫu tập thể gồm *mẫu giọt chất lỏng* và *mẫu hạt nhân không có dạng hình cầu*.

2.1.2.2. Mẫu một hạt

Mẫu một hạt dựa trên các bậc tự do của một hạt và được gọi là mẫu các hạt độc lập. Trong mẫu này quãng đường tự do của các hạt lớn hơn kích thước hạt nhân, tức là một hạt chuyển động độc lập trong một trường thế trung bình nào đó. Mẫu một hạt gồm *mẫu vỏ không có tương tác dư* và *mẫu vỏ có tính đến hiệu ứng cặp*.

2.1.2.3. Mẫu suy rộng

Mẫu suy rộng tính đến các tính chất chuyển động độc lập lẫn tính chất chuyển động tập thể của các hạt trong hạt nhân. Mẫu này gồm *mẫu suy rộng với liên kết yếu* và *mẫu suy rộng với liên kết mạnh*.

2.2. MẪU GIỌT CHẤT LỎNG

2.2.1. Cơ sở xây dựng mẫu giọt chất lỏng

Mẫu giọt chất lỏng của hạt nhân được xây dựng trên cơ sở giống nhau giữa hạt nhân và giọt chất lỏng. Đó là:

a) *Tính không chịu nén của hạt nhân và giọt chất lỏng.* Theo công thức (1.48) thì mật độ hạt nhân ρ không phụ thuộc số khối lượng A , tức là không phụ thuộc vào kích thước hạt nhân, và bằng cỡ 10^{14} g/cm^3 . Giọt chất lỏng tuy có mật độ bé hơn nhưng cũng không phụ thuộc vào kích thước của nó. Đó là tính không chịu nén của hạt nhân và giọt chất lỏng.

b) *Tính bão hòa của các lực tương tác.* Năng lượng liên kết trung bình trên một nucleon tuy có thay đổi theo số khối lượng A nhưng dao động trong khoảng từ 7,4 MeV đến 8,6 MeV, với giá trị trung bình khoảng 7,6 MeV. Điều đó cho thấy một nucleon trong hạt nhân không tương tác với tất cả các nucleon còn lại mà chỉ tương tác với một số hữu hạn các nucleon ở gần nó. Hiện tượng này xuất phát từ tính bão hòa của lực hạt nhân. Giọt chất lỏng cũng có tính chất tương tự. Trong một giọt chất lỏng các phân tử tương tác với nhau bằng các lực tác dụng gần, nghĩa là mỗi phân tử chỉ tác dụng với một số phân tử ở gần nó. Các phân tử nằm trên bề mặt của giọt chất lỏng chỉ liên kết một phía với các phân tử khác. Vì vậy phía còn lại sẽ tạo nên một sức căng bề mặt.

Dựa vào các đặc tính giống nhau đó mà N. Bohr và J. Frenkel đã xây dựng mẫu giọt chất lỏng. Mẫu giọt chất lỏng coi hạt nhân là một giọt chất lỏng mang điện tích và không nén được. Các phân tử tạo nên hạt nhân là các nucleon, chúng tương tác với các nucleon bên cạnh. Năng lượng liên kết của hạt nhân gồm năng lượng thể tích, năng lượng bề mặt và năng lượng

Coulomb, tương ứng với 3 số hạng đầu trong công thức bán thực nghiệm Weizsacker (1.60). Phạm vi ứng dụng của mẫu giọt chất lỏng là mô tả năng lượng liên kết trung bình của hạt nhân là hàm của A và Z, khảo sát các dao động bề mặt của các hạt nhân hình cầu và giải thích định tính quá trình phân hạch hạt nhân.

Trong mục này trình bày việc ứng dụng của mẫu giọt chất lỏng để mô tả năng lượng liên kết của hạt nhân, khối lượng hạt nhân, các dao động bề mặt của hạt nhân, còn việc giải thích định tính cơ chế phản ứng phân hạch hạt nhân sẽ được đề cập trong chương 3, mục 3.5.

2.2.2. Năng lượng liên kết của hạt nhân

Trong chương 1 chúng ta đã xem xét năng lượng liên kết của hạt nhân, thể hiện trong công thức bán thực nghiệm Weizsacker. Công thức này được viết lại như sau:

$$E_{lk}(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 \frac{1}{A} + \delta E_{lk} \quad (2.1)$$

Như đã nói trên, ba số hạng đầu của công thức (2.1) có thể giải thích trên cơ sở mẫu giọt chất lỏng.

– Số hạng thứ nhất tương ứng với năng lượng khối. Đối với một giọt nước, nhiệt lượng cần thiết để nó bay hơi tỉ lệ với nhiệt độ bay hơi. Nhiệt độ này tỉ lệ với năng lượng chuyển động của các phân tử tạo nên giọt nước. Cũng như vậy, một hạt nhân muốn tách thành các nucleon riêng biệt phải được cung cấp một năng lượng thắng được năng lượng liên kết giữa các nucleon. Năng lượng liên kết đó bằng tổng các năng lượng liên kết của từng nucleon, bằng αA , trong đó α là năng lượng liên kết trung bình của nucleon trong hạt nhân.

– Số hạng thứ hai tương ứng với năng lượng mặt. Đối với một giọt nước ta có sức căng mặt ngoài. Đối với hạt nhân cũng tương tự như vậy, các nucleon trên bề mặt hạt nhân chỉ chịu sức hút về phía trong vì ở phía ngoài không có chất hạt nhân nữa. Vì vậy năng lượng liên kết của hạt nhân phải trừ đi một lượng tỉ lệ với diện tích bề mặt hạt nhân, tức là tỉ lệ với $A^{2/3}$.

– Số hạng thứ ba tương ứng với năng lượng đẩy tĩnh điện Coulomb. Hạt nhân là một giọt chất lỏng tích điện dương. Lực tương tác tĩnh điện trong hạt nhân có giá trị dương và làm giảm lực liên kết. Năng lượng Coulomb tỉ lệ với bình phương số proton Z^2 và tỉ lệ nghịch với kích thước hạt nhân $A^{1/3}$,

nghĩa là tỉ lệ với $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$.

Hai số hạng cuối của công thức (2.1) không được giải thích trong khuôn khổ mẫu giọt chất lỏng mà phải tính đến vai trò của số các nucleon, tính đối xứng của Z và N, và tính chẵn lẻ của số nucleon trong hạt nhân. Nói khác đi, hai số hạng đó được mô tả bởi mẫu vỏ hạt nhân, sẽ được trình bày trong mục 2.3.

2.2.3. Khối lượng của hạt nhân

Từ công thức năng lượng liên kết (2.1.) có thể nhận được khối lượng hạt nhân như sau:

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - E_{lk}(A, Z)$$

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}} + \varsigma \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 \frac{1}{A} - \delta E_{lk} \quad (2.2)$$

Công thức bán thực nghiệm (2.2) cho phép tính bất cứ khối lượng của hạt nhân nào với A, Z, m_p và m_n cho trước với sai số tương đối không vượt quá 10^{-4} .

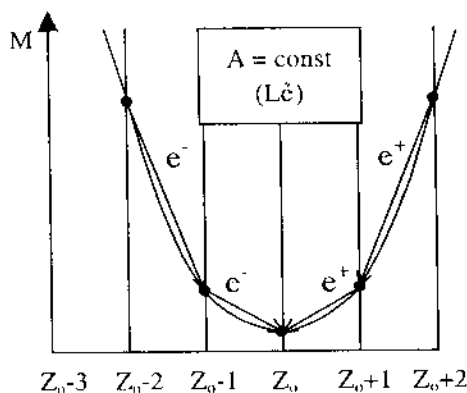
Công thức (2.2) biểu diễn sự phụ thuộc khối lượng hạt nhân vào điện tích Z và số khối lượng A. Đối với các hạt nhân đồng khối, khối lượng M chỉ phụ thuộc vào Z và biến thiên theo hàm parabol (hình 2.1). Trên hình 2.1, khối lượng cực tiểu tại giá trị Z_0 ứng với hạt nhân bền nhất. Giá trị Z_0 được xác định bằng cách lấy đạo hàm khối lượng M theo Z đối với A cố định và cho đạo hàm này bằng 0:

$$Z_0 = \frac{A}{1,98 + 0,015 A^{3/2}} \quad (2.3)$$

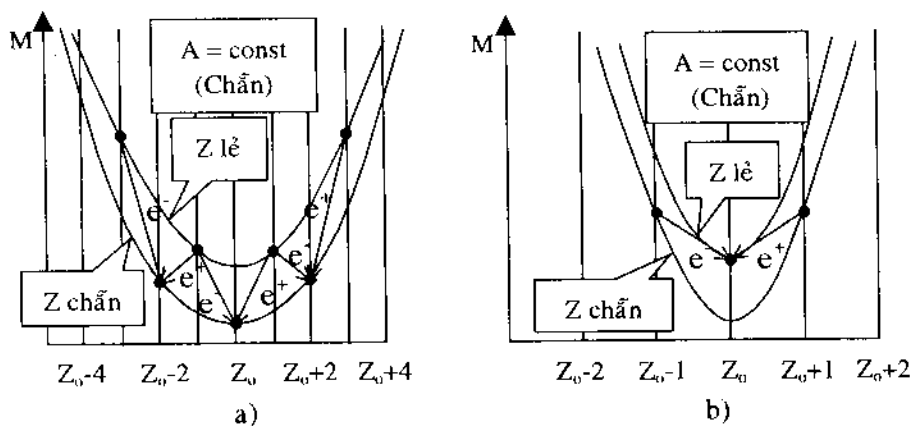
Trên hình 2.1 hạt nhân có khối lượng $M(Z_0)$ là hạt nhân bền nhất trong số các hạt nhân đồng khối với A lẻ. Do với A lẻ thì $\delta E_{lk} = 0$ theo công thức (1.61) nên $M(Z)$ là hàm đơn trị theo Z, do đó đối với mỗi giá trị A chỉ có một giá trị Z_0 tương ứng với hạt nhân đồng khối bền. Hạt nhân với $Z = Z_0 + 1$ ở nhánh bên phải của parabol có khối lượng lớn hơn $M(Z_0)$ nên phân rã β^+ để chuyển về hạt nhân này. Hạt nhân đồng khối với $Z = Z_0 - 1$ ở nhánh bên trái của parabol cũng có khối lượng lớn hơn $M(Z_0)$ và phân rã β^- để chuyển về hạt nhân bền. Cũng tương tự như vậy, hạt nhân $(A, Z_0 + 2)$ phân rã β^+ để chuyển về hạt nhân $(A, Z_0 + 1)$ và hạt nhân $(A, Z_0 - 2)$ phân rã β^- để chuyển về hạt nhân $(A, Z_0 - 1)$. Ví dụ với $A = 25$ thì $Z_0 = 12$, đó là hạt nhân bền ${}^{12}_{12}\text{Mg}^{25}$; với $A = 43$ thì $Z_0 = 20$, đó là hạt nhân bền ${}^{20}_{20}\text{Ca}^{43}$, ...

Đối với hạt nhân đồng khối với A chẵn, khối lượng $M(Z)$ là hàm lưỡng trị vì số hạng δE_{lk} trong công thức (1.61) nhận hai giá trị khác nhau đối

với các hạt nhân chẵn-chẵn và lẻ-lẻ. Khi đó khối lượng M khi A không đổi được thể hiện bởi hai đường parabol trên hình 2.2.



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 nhất có khối lượng bé nhất ứng với điện tích Z_0 .



Hình 2.2. Các hạt nhân đồng khối với A chẵn. Hình a ứng với các hạt nhân lẻ-lẻ không bền còn các hạt nhân chẵn-chẵn bền. Hình b ứng với các hạt nhân lẻ-lẻ bền còn các hạt nhân chẵn-chẵn không bền.

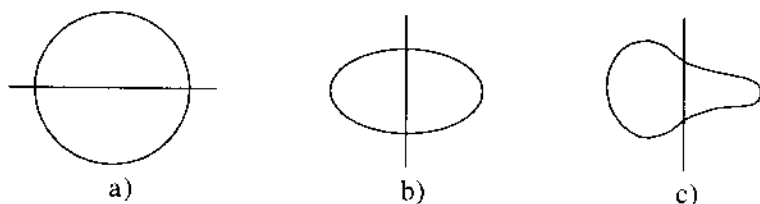
Trên hình 2.2a, đường parabol dưới ứng với các hạt nhân bền hơn, đó là các hạt nhân với Z chẵn, còn đường parabol trên ứng với các hạt nhân kém bền hơn, đó là các hạt nhân với Z lẻ. Từ hình 2.2a thấy rằng các hạt

nhân cạnh nhau trên cùng một parabol khác nhau về Z đến 2 đơn vị và tồn tại một vài hạt nhân bền đối với các hạt nhân đồng khối chẵn-chẵn. Đó là do sự chuyển đổi hạt nhân với điện tích $Z_0 + 2$ hay $Z_0 - 2$ thành hạt nhân với điện tích $Z_0 + 1$ hay $Z_0 - 1$ bị cấm về mặt năng lượng còn sự chuyển đổi trực tiếp bằng phân rã β kép từ hạt nhân $Z_0 + 2$ hay $Z_0 - 2$ sang hạt nhân Z_0 có xác suất rất bé, coi như không thể xảy ra. Mặt khác mỗi hạt nhân trên parabol trên có hai hạt nhân nhẹ hơn với điện tích cách ± 1 nằm ở parabol dưới nên tất cả hạt nhân đồng khối lẻ-lẻ đều không bền, trừ bốn hạt nhân ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_2\text{Li}^6$, ${}^{10}_5\text{B}$ và ${}^{14}_7\text{N}$.

Bốn hạt nhân này thuộc trường hợp được minh họa trên hình 2.2b, khi đó hạt nhân lẻ-lẻ bền còn hạt nhân chẵn-chẵn không bền. Ví dụ với hạt nhân lẻ-lẻ ${}^{14}_7\text{N}$ do các hạt nhân chẵn-chẵn ${}^{14}_6\text{C}$ và ${}^{14}_8\text{O}$ chuyển thành.

2.2.4. Các dao động bề mặt của hạt nhân hình cầu

Ta hãy xem xét sự kích thích các bậc tự do khả dĩ của giọt chất lỏng hạt nhân. Trong trạng thái tự do, nghĩa là không bị kích thích, giọt chất lỏng có dạng hình cầu. Ở trạng thái kích thích, giọt chất lỏng không bị nén nhưng có thể thay đổi dạng hình học, do đó các bậc tự do bị kích thích sẽ tương ứng với các dao động bề mặt.



Hình 2.3. Giọt chất lỏng có dạng hình cầu (hình a). Dao động tứ cực (hình b) và dao động bát cực (hình c) của giọt chất lỏng.

Lý thuyết phi lượng tử của các dao động bề mặt của giọt chất lỏng tự do đã phát triển trước khi có lý thuyết lượng tử. Theo lý thuyết này thì tần số thấp nhất ω_{quad} ứng với các dao động riêng tứ cực, khi đó giọt chất lỏng có dạng hình ellipsoid căng hay dẹt (hình 2.3b). Tần số cao hơn ω_{oct} ứng với các dao động bát cực, khi đó giọt chất lỏng có dạng hình quả lê (hình 2.3c). Các dao động riêng khác tương ứng với các biến dạng phức tạp hơn và có tần số cao hơn.

Khi chuyển sang lý thuyết lượng tử thì các dao động riêng của hạt nhân được lượng tử hóa. Việc lượng tử hóa không làm thay đổi các tần số

riêng nhưng các phổ năng lượng và momen động lượng của các trạng thái dao động kích thích trở thành gián đoạn. Khi đó các năng lượng dao động tứ cực và bát cực nhận các giá trị sau:

$$E_{\text{quad}} = \hbar\omega_{\text{quad}}n_{\text{quad}}; \quad E_{\text{oct}} = \hbar\omega_{\text{oct}}n_{\text{oct}} \quad (2.4)$$

Trong đó n_{quad} và n_{oct} là số các lượng tử tứ cực và bát cực, đồng thời $n_{\text{quad}}, n_{\text{oct}} = 1, 2, \dots$ Mỗi lượng tử tứ cực có spin $J = 2$ và độ chẵn lẻ dương, còn mỗi lượng tử bát cực có spin $J = 3$ và độ chẵn lẻ âm. Sử dụng công thức Weizsacker (1.60) có thể tính được năng lượng của lượng tử tứ cực bằng:

$$\hbar\omega_{\text{quad}} \approx 30A^{-1/2} \text{ MeV} \quad (2.5)$$

Lượng tử bát cực có năng lượng cỡ hai lần năng lượng lượng tử tứ cực với cùng một giá trị A . Các công thức (2.4) và (2.5) phù hợp với thực nghiệm đối với các mức thấp nhất khi $n_{\text{quad}} = 1, 2$ và $n_{\text{oct}} = 1$.

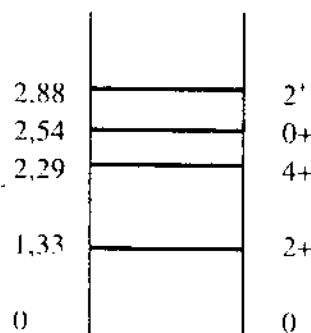
Bây giờ ta hãy xem xét mẫu giọt chất lỏng miêu tả các mức năng lượng thấp nhất như thế nào. Nếu mức cơ bản có đặc trưng 0^+ thì mức kích thích thứ nhất là mức 2^+ có năng lượng tính theo công thức (2.5). Mức 3 tiếp theo sẽ có năng lượng gấp đôi. Gần mức 3 là ba mức nằm rất gần nhau tương ứng với trạng thái kích thích của hai lượng tử tứ cực với các đặc trưng $0^+, 2^+$ và 4^+ . Chú ý rằng khi cộng hai vector $\vec{2}$ với $\vec{2}$ ta được vector tổng cộng với các độ lớn 0, 1, 2, 3, 4, nhưng các trạng thái 1^+ và 3^+ bị cấm do các lượng tử kích thích (2.4) tuân theo thống kê Bose.

Tiên đoán về việc mức kích thích đầu tiên có đặc trưng 2^+ được thực hiện hầu như đối với tất cả các hạt nhân chẵn-chẵn. Tuy nhiên năng lượng của mức này thấp hơn giá trị tính theo công thức (2.5). Chẳng hạn mức 2^+ đối với hạt nhân $^{60}_{28}\text{Ni}$ có năng lượng 1,3 MeV trong khi tính toán cho năng lượng 3 MeV. Ở rất nhiều hạt nhân chẵn-chẵn cũng thấy có bộ ba $0^+, 2^+$ và 4^+ nằm ở mức năng lượng cao hơn hai lần so với mức kích thích đầu tiên (hình 2.4). Và cuối cùng hầu như ở tất cả các hạt nhân chẵn-chẵn đều có mức 3 được giải thích do kích thích bát cực.

Trong mẫu giọt chất lỏng còn có bậc tự do riêng do dao động của toàn bộ khối lượng các neutron đối với toàn bộ khối lượng các proton. Với giả thuyết này ta coi hạt nhân gồm hai giọt chất lỏng neutron và proton trộn với nhau. Khi kích thích bậc tự do này, hạt nhân trở thành một tứ cực điện, nghĩa là bị phân cực. Kích thích phân cực ứng với sự thay đổi cấu trúc bên trong hạt nhân. Do đó năng lượng kích thích khá lớn, cỡ 15-20 MeV đối với các hạt nhân nặng và 20-25 MeV đối với các hạt nhân nhẹ.

Như vậy mẫu giọt chất lỏng cho phép giải thích định tính sự phụ thuộc năng lượng liên kết vào A và Z , dạng hình cầu của đa số các hạt nhân cũng như spin và độ chẵn lẻ của một số mức kích thích thấp của hạt nhân

chân-chẵn. Thiếu sót chính của mẫu giọt chất lỏng là số phổ kích thích ít, không tính đến các tính chất riêng biệt của từng hạt nhân cũng như không thể giải thích các momen tứ cực của các trạng thái kích thích đầu tiên.



Hình 2.4. Phổ các mức thấp nhất của hạt nhân $^{60}_{28}\text{Ni}$. Cột số bên trái: Năng lượng (MeV). Cột bên phải: Spin và độ chẵn lẻ.

2.2.5. Các dao động bề mặt của hạt nhân không hình cầu

Nhiều hạt nhân có dạng không hình cầu và các tính chất của chúng được giải thích trên cơ sở mẫu không hình cầu. Nhờ mẫu này có thể xác định được các mức quay thấp và các mức dao động của các hạt nhân chân-chẵn.

Dạng đơn giản nhất của hạt nhân không hình cầu là dạng ellipsoid với hai thông số β và γ liên hệ với các bán trục R_1 , R_2 và R_3 của ellipsoid như sau:

$$\begin{aligned}
 \delta R_1 = R_1 - R_0 &= \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma + \frac{\pi}{3}\right) \\
 \delta R_2 = R_2 - R_0 &= \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right) \\
 \delta R_3 = R_3 - R_0 &= -\sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\gamma
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Trong đó R_0 là bán kính trung bình của hạt nhân. Từ (2.6) thấy rằng khi $\beta = 0$ thì $\delta R_1 = \delta R_2 = \delta R_3 = 0$, tức là hạt nhân có dạng hình cầu. Khi $\gamma = 0$ thì $R_1 = R_2 < R_3$, hạt nhân có dạng ellipsoid căng. Khi $\gamma = \frac{\pi}{3}$ thì $R_2 = R_3 > R_1$,

hạt nhân có dạng ellipsoid dẹt. Khi $\frac{\pi}{3} > \gamma > 0$ thì hạt nhân có dạng bất đối xứng cầu theo trục.

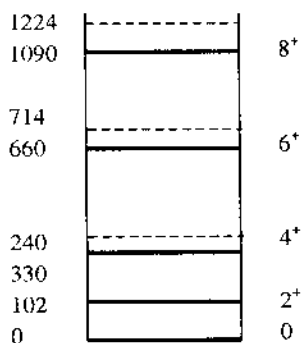
Do vật đối xứng cầu không thể phân biệt các trạng thái khi quay nó nên hạt nhân đối xứng cầu không có các mức quay. Còn hạt nhân không hình cầu với đối xứng trục có bậc tự do quay và do đó có các mức quay:

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2 J^2}{2I} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} \quad (2.7)$$

Trong đó J là spin và I là momen quán tính của hạt nhân. Vì kích thước và khối lượng các hạt nhân khá lớn nên các mức quay ngay cả khi bất đối xứng cầu không lớn thường là các mức thấp, ít nhất là đối với các hạt nhân nặng. Khi quay, các hạt nhân bị biến dạng do lực ly tâm. Do đó khi tăng năng lượng kích thích, momen quán tính của hạt nhân tăng và khoảng cách giữa các mức lân cận nhau sẽ giảm theo công thức (2.7), được thể hiện trên hình 2.5 đối với hạt nhân ${}_{72}\text{Hf}^{180}$. Khi tính tới sự biến dạng, năng lượng các mức quay trở thành:

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) + \alpha J^2 (J+1)^2 \quad (2.8)$$

Trong đó α là thông số xác định bằng thực nghiệm.



Hình 2.5. Phổ quay của hạt nhân ${}_{72}\text{Hf}^{180}$. Cột số bên trái: Năng lượng (keV). Cột bên phải: Spin và độ chẵn lẻ. Đường gạch nối: Vị trí các mức tính theo công thức (2.6).

2.3. MẪU VỎ HẠT NHÂN

2.3.1. Các hạn chế của mẫu giọt chất lỏng và sự cần thiết của mẫu vỏ

Trong mục 2.2 chúng ta đã trình bày các thành tựu của mẫu giọt chất lỏng. Mẫu này thể hiện khá tốt khối lượng và năng lượng liên kết của hạt nhân, sự phân bố, spin và tính chẵn lẻ của một vài mức năng lượng đầu tiên

của các hạt nhân chắn-chắn, giải thích định tính phản ứng phân hạch hạt nhân, ...

Tuy nhiên ngay cả trong các lĩnh vực mà mẫu giọt chất lỏng đạt nhiều kết quả thì nó cũng không tỏ ra hoàn chỉnh. Chẳng hạn, mẫu này không giải thích đầy đủ các số hạng trong các công thức bán thực nghiệm về khối lượng và năng lượng liên kết của hạt nhân, không cung cấp được các số liệu định lượng về các trạng thái kích thích của hạt nhân, không giải thích được tính bất đối xứng trong phân bố khối lượng của hai mảnh vỡ phân hạch trong phản ứng phân hạch hạt nhân, ... Ngoài ra còn một loạt các vấn đề mà mẫu giọt chất lỏng chưa đề cập đến. Đó là các đặc trưng cá biệt của các trạng thái cơ bản và kích thích của hạt nhân, như năng lượng liên kết, spin, momen từ và tính chẵn lẻ; các tính chất của phân rã alpha và beta; độ phổ biến khác nhau của các hạt nhân trong tự nhiên; ... Thực nghiệm cho thấy rằng các đặc trưng này phụ thuộc khá rõ vào số các nucleon trong hạt nhân và sự biến thiên tuần hoàn của chúng. Chẳng hạn, tất cả các hạt nhân chắn-chắn ở trạng thái cơ bản đều có spin và momen từ bằng không và có năng lượng liên kết lớn. Các *hạt nhân magic*, là các hạt nhân có số proton hoặc neutron trùng với các số magic 2, 8, 20, 50, 82, 126, là rất bền vững. Còn các *hạt nhân magic kép* có số proton magic và số neutron magic là bền nhất, chẳng hạn các hạt nhân ${}^2\text{He}^4$ ($Z = 2, N = 2$), ${}^8\text{O}^{16}$ ($Z = 8, N = 8$), ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ ($Z = 20, N = 20$), ${}^{82}\text{Pb}^{208}$ ($Z = 82, N = 126$). Tính chất này của hạt nhân magic giống như tính bền vững của các nguyên tử khí trơ chứa số electron bằng 2, 10, 18, 36, 54, 86.

Như vậy mẫu giọt chất lỏng bị hạn chế trong việc mô tả các tính chất của hạt nhân có liên quan đến vai trò của các nucleon và sự biến thiên tuần hoàn của chúng. Điều đó dẫn đến ý tưởng xây dựng mẫu vỏ hạt nhân. Các sự kiện thực nghiệm sau đây chứng minh sự cần thiết của mẫu vỏ:

a) Mức độ bền cao của các hạt nhân magic

– Các hạt nhân magic là các hạt nhân rất bền. Các hạt nhân trước nó và sau nó đều ít bền hơn, thậm chí còn là các hạt nhân không bền. Chẳng hạn hạt nhân magic kép ${}^2\text{He}^4$ là hạt nhân rất bền, các hạt nhân ${}^1\text{H}^2$ và ${}^2\text{He}^3$ trước nó ít bền hơn còn các hạt nhân sau nó ${}^3\text{Li}^5$ và ${}^4\text{He}^5$ là các hạt nhân không bền do các nucleon thêm vào ${}^2\text{He}^4$ có năng lượng liên kết âm. Các hạt nhân chắn-chắn đều bền hơn so với các hạt nhân chắn-lẻ hoặc hạt nhân lẻ-lẻ. Trong số các hạt nhân chắn-chắn thì các hạt nhân magic có số proton hay neutron bằng 2, 8, 20, 50, 82, 126 là bền vững nhất. Thực nghiệm cho thấy các hạt nhân với số proton hay neutron bằng 3, 9, 21, 29, 51 và 127, tức

là các hạt nhân sát ngay cạnh các hạt nhân magic, có năng lượng liên kết riêng rất nhỏ.

– Sự bền vững của các hạt nhân magic còn thể hiện ở chỗ chúng có xác suất chiếm neutron rất bé, khoảng một hai bậc bé hơn các hạt nhân khác, tức là chúng rất khó bắt thêm neutron.

b) Độ phổ biến cao của các đồng vị magic

– Các hạt nhân magic có độ phổ biến cao trong tự nhiên do sự bền vững đặc biệt của chúng. Ví dụ, hạt nhân magic kép ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ với $Z = N = 20$ có độ phổ biến là 97% trong hỗn hợp tự nhiên của các đồng vị calcium, trong lúc đó hạt nhân ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ với $Z = N = 18$ đứng trước nó chỉ có độ phổ biến tương đối là 0,3% còn hạt nhân ${}^{44}_{22}\text{Ti}$ với $Z = N = 22$ đứng sau nó không tồn tại trong tự nhiên.

– Với cùng số chắn neutron cho trước chỉ tìm được khoảng 2 đến 3 hạt nhân, riêng các số neutron chắn $N = 20$ có 5, $N = 50$ có 6 và $N = 82$ có đến 7 hạt nhân.

– Mỗi nguyên tố đều có một số đồng vị, trong đó đồng vị với số khối lượng trung bình thường có độ phổ biến lớn nhất. Tuy nhiên các đồng vị với $N = 50$ và $N = 82$ không tuân theo quy luật này.

c) Các tính chất đặc thù của phân rã alpha và beta

– Tất cả ba họ phóng xạ tự nhiên U^{238} , U^{235} và Th^{232} đều kết thúc ở nguyên tố ${}_{82}\text{Pb}$. Trong tự nhiên chỉ các nguyên tố với $Z \leq 82$ là bền vững.

– Theo công thức bán thực nghiệm thì năng lượng của các hạt alpha phóng ra từ các đồng vị tự nhiên tăng theo Z . Ngoại trừ hạt nhân polonium, các hạt alpha do polonium phóng ra có năng lượng cao hơn các hạt alpha do các hạt đứng sau nó phóng ra.

– Các hạt alpha với năng lượng cao nhất được phát ra bởi các hạt nhân có $N = 128$, $Z = 84$ và $N = 84$. Các hạt nhân này chuyển thành các hạt nhân với $N = 126$, $Z = 82$ và $N = 82$.

– Cũng như vậy, beta phân rã với năng lượng cao nhất cũng được tìm thấy đối với các dịch chuyển beta đến các hạt nhân magic, trong lúc đó các hạt beta do các hạt nhân magic phát ra lại có năng lượng thấp nhất.

2.3.2. Nguyên tắc xây dựng mẫu vỏ

Để xây dựng mẫu vỏ hạt nhân người ta áp dụng mô hình mẫu nguyên tử. Mẫu nguyên tử dựa trên ba điều kiện là các electron chuyển động trong một trường hút Coulomb xuyên tâm, chúng tương tác với nhau rất yếu và chiếm các mức nguyên tử tuân theo nguyên lý loại trừ Pauli. Đối với

hạt nhân, thoạt tiên có thể hình dung là không thể xây dựng mẫu vỏ vì hai trong ba điều kiện trên không được thỏa mãn. Đó là các nucleon không chuyển động trong một trường xuyên tâm nào và chúng tương tác với nhau rất mạnh. Tuy nhiên người ta cũng chứng minh được rằng có thể coi các nucleon chuyển động trong một trường thế trung bình tự hợp xuyên tâm nào đó và tương tác giữa các nucleon là khá yếu do nguyên lý loại trừ Pauli. Thật vậy, hai nucleon tương tác với nhau với bán kính bé nên có thể mô tả tương tác này bằng hố thế hình chữ nhật hẹp khoảng 10^{-13} cm và sâu khoảng 30 MeV. Khi đó sự tương tác của nucleon với hạt nhân có thể được mô tả bởi một hố thế trung bình không phụ thuộc thời gian và là chồng chất của các hố thế nucleon riêng rẽ. Do hạt nhân có dạng hình cầu nên trong phép gần đúng đầu tiên có thể coi hố thế đó có dạng đối xứng cầu. Theo cơ học lượng tử, các nucleon chuyển động trong hố thế này có thể nằm ở các trạng thái năng lượng khác nhau. Trạng thái cơ bản là trạng thái mà các mức năng lượng thấp nhất được choán đầy. Sự va chạm giữa hai nucleon dẫn tới sự phân bố lại năng lượng giữa chúng và kết quả là một trong các nucleon mất một phần năng lượng của mình và chuyển xuống mức năng lượng thấp hơn. Tuy nhiên do các mức năng lượng thấp đều bị choán đầy nên theo nguyên lý loại trừ Pauli nucleon đó không chiếm được các mức năng lượng thấp hơn. Điều này có nghĩa là quỹ đạo tự do trung bình của nucleon giữa hai va chạm trở nên lớn hơn giá trị tính toán theo tiết diện tương tác giữa các nucleon tự do và có thể giả thuyết rằng các nucleon trong hạt nhân thực tế không tương tác với nhau.

Như vậy ta có đủ cơ sở để xây dựng mẫu vỏ hạt nhân. Khi đó có thể chuyển bài toán nhiều hạt về bài toán một hạt chuyển động trong trường thế xuyên tâm tự hợp. Giải bài toán Schrodinger đối với sự chuyển động của nucleon trong trường thế tự hợp ta sẽ nhận được một hệ các trạng thái liên kết, mỗi trạng thái ứng với một mức năng lượng xác định. Và theo nguyên lý Pauli, mỗi nucleon trong hạt nhân chiếm một mức năng lượng, bắt đầu từ mức thấp nhất. Như vậy ý tưởng xuất phát của mẫu vỏ hạt nhân là mẫu các lớp electron trong nguyên tử. Các nguyên tử với các lớp choán đầy electron tạo nên các khí trơ, còn các hạt nhân bền nhất là các hạt nhân có các vỏ choán đầy bởi các số magic proton hay neutron. Trong nguyên tử, các lớp choán đầy với 2, 10, 18, 36, 54, 86 electron, còn trong hạt nhân các vỏ choán đầy với số magic 2, 8, 20, 50, 82, 126 proton hay neutron.

Phương án đơn giản nhất của mẫu vỏ là *mẫu một hạt* đối với các hạt nhân với số khối lượng A lẻ. Trong mẫu này các nucleon, ngoài nucleon lẻ cuối cùng, tạo nên một cái lõi đối xứng cầu với momen động lượng và

momen từ bằng không. Các tính chất của hạt nhân được xác định bởi các tính chất của nucleon lẻ đó. Trong các phương án phức tạp hơn của mẫu vỏ, một vỏ choán đầy được xem như một cái lõi trung tính và xem xét sự tương tác tương hỗ giữa các nucleon còn lại.

2.3.3. Hàm thế tự hợp trong mẫu vỏ và các mức năng lượng nucleon

Trạng thái của nucleon trong trường thế tự hợp được đặc trưng bởi 4 số lượng tử n, ℓ, j, m_j . Trong đó n là số lượng tử nhận các giá trị 1, 2, 3, ... xác định phân bố các mức năng lượng, n càng lớn thì mức năng lượng càng cao. ℓ là số lượng tử quỹ đạo, nhận các giá trị 0, 1, 2, ... Các trạng thái ứng với $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ được ký hiệu là s, p, d, f, ... Momen toàn phần của nucleon $j = \ell \pm 1/2$ có thể nhận các giá trị bán nguyên 1/2, 3/2, 5/2, Cuối cùng, m_j là hình chiếu của j , nhận các giá trị $m_j = -j, -j + 1, \dots, j - 1, j$, nghĩa là $2j + 1$ giá trị. Một mức năng lượng nucleon trong hạt nhân thường được ký hiệu bởi 3 số lượng tử n, ℓ, j . Chẳng hạn $1d_{5/2}$ ký hiệu mức năng lượng với $n = 1, \ell = 2$ (trạng thái d) và $j = 5/2$. Tính chẵn lẻ của mức năng lượng được xác định bởi số lượng tử quỹ đạo ℓ .

Cơ sở xây dựng mẫu vỏ là trường thế hạt nhân tự hợp. Hàm thế đơn giản nhất là hố thế chữ nhật với bề rộng bằng bán kính hạt nhân R và chiều sâu được xác định theo điều kiện là năng lượng liên kết của neutron trong hạt nhân vào khoảng 8 MeV. Giải phương trình Schrodinger đối với hạt trong hố thế như vậy cho phép xác định được các trạng thái trình bày trong bảng 2.1.

Các mức trong bảng 2.1 sắp xếp theo thứ tự tăng dần và được đặc trưng bởi 2 số lượng tử n và ℓ . Theo nguyên lý loại trừ Pauli, mỗi mức có thể chứa $N = 2(2\ell + 1)$ nucleon mỗi loại proton hay neutron.

Bảng 2.1. Các trạng thái nhận được từ việc giải phương trình Schrodinger với hố thế hình chữ nhật làm tròn các góc cạnh.

Trạng thái	1s	1p	2s 1d	1f 2p	1g 2d 3s	1h 2f 3p
ℓ	0	1	0 2	3 1	4 2 0	5 3 1
$N = 2(2\ell + 1)$	2	6	2 10	14 6	18 10 2	22 14 6
ΣN	2	8	10 20	34 40	58 68 70	92 106 112

Khi thay đổi dạng hố thế thì các mức đổi chỗ dọc theo thang năng lượng và nhóm lại với nhau thành các nhóm mức tách biệt nhau, bởi các khoảng trống năng lượng khá lớn. Các nhóm mức năng lượng này có thể so

sánh với các vỏ hạt nhân. Trong mẫu chính xác thì số tổng cộng ΣN phải trùng với số magic. Khoảng cách lớn giữa các mức làm cho hạt nhân magic bền vững, nghĩa là khó thêm một nucleon mới vào hạt nhân magic.

Sự thay đổi dễ nhất trong dạng hố thế chữ nhật là làm tròn các góc cạnh. Các tính toán cho thấy việc thay đổi này không cải tiến thứ tự các mức nhưng nhóm các mức sau đây thành các nhóm mức: 2s và 1d; 1f và 2p; 1g, 2d và 3s; 1h, 2f và 3p. Các nhóm này được nêu trong bảng 2.1. Như vậy các lớp vỏ đối với hố thế chữ nhật với các góc cạnh được làm tròn kết thúc ở các số 2, 8, 20, 40, 70 và 112. So sánh với các số magic 2, 8, 20, 50, 82 và 126 thì sơ đồ này chỉ đúng đối với 3 số magic đầu tiên 2, 8 và 20.

Năm 1949 Goeppert-Mayer và Jansen đề nghị một mô hình có tính đến liên kết spin-quỹ đạo với hố thế có dạng:

$$V = V(r) + U(r) \vec{s} \vec{\ell} \quad (2.9)$$

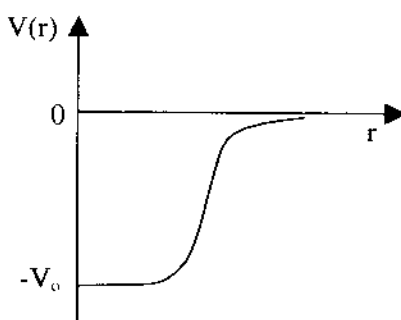
Trong đó $V(r)$ là hố thế loại Saxon-Woods

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad (2.10)$$

với đáy phẳng và thành bên uốn cong (Hình 2.6), a là hằng số, R là bán kính hạt nhân, $\vec{s}$ là spin nucleon còn $\vec{\ell}$ là momen quỹ đạo, $U(r)$ là hàm thế đối xứng tâm. Tương tự với nguyên tử, thế $U(r)$ có dạng:

$$U(r) = b \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \quad (2.11)$$

Trong đó b là hằng số tương tác spin-quỹ đạo.



Hình 2.6. Dạng phụ thuộc của hàm thế tự hợp $V(r)$ vào r theo công thức (2.10).

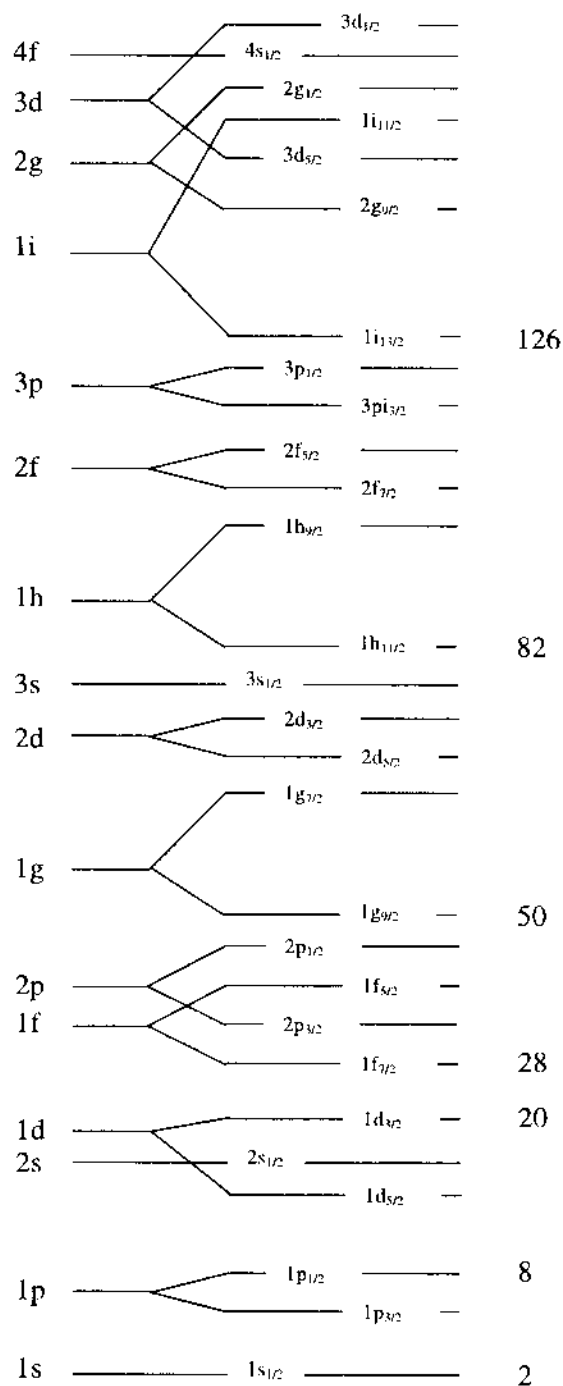
Đối với các mức proton cần thêm vào hố thế một hàm thế Coulomb tự hợp mô tả sự tương tác của hạt proton điểm với quả cầu bán kính R tích điện phân bố đều $(Z-1)e$:

$$V_{\text{Coulomb}}(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] & \text{với } r < R \\ \frac{(Z-1)e^2}{R} & \text{với } r > R \end{cases} \quad (2.12)$$

Số hạng thứ hai trong công thức (2.9) mô tả liên kết spin-quỹ đạo. Năng lượng của một mức ứng với một giá trị ℓ cho trước có hai giá trị phụ thuộc vào sự định hướng tương đối giữa spin $\vec{s}$ và momen quỹ đạo $\vec{\ell}$. Khi đó một mức với ℓ cho trước được tách thành hai mức với các giá trị momen toàn phần $j = \ell + 1/2$ khi $\vec{\ell}$ và $\vec{s}$ song song nhau và $j = \ell - 1/2$ khi $\vec{\ell}$ và $\vec{s}$ phản song song nhau. Số hạng liên kết spin-quỹ đạo có thể viết tỉ lệ với $-(\vec{\ell} \cdot \vec{s})$. Đối với hai định hướng giữa $\vec{\ell}$ và $\vec{s}$ ta có các giá trị số của phần năng lượng liên kết này như sau:

$$\begin{aligned} -(\vec{\ell} \cdot \vec{s}) &= -\frac{1}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - \frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)]\hbar^2 \\ &= \begin{cases} \frac{1}{2}(\ell+1)\hbar^2 & \text{khi } j = \ell + 1/2 \\ -\frac{1}{2}\ell\hbar^2 & \text{khi } j = \ell - 1/2 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Công thức (2.13) cho thấy hai mức năng lượng được tách ra, trong đó mức năng lượng thấp ứng với sự định hướng song song ($j = \ell + 1/2$) và mức năng lượng cao ứng với sự định hướng phản song song ($j = \ell - 1/2$). Như vậy việc tách một mức thành 2 mức con với $j = \ell \pm 1/2$ cho phép thay mức np thành 2 mức $np_{3/2}$ và $np_{1/2}$, thay mức nd thành 2 mức $nd_{5/2}$ và $nd_{3/2}$, trong đó trạng thái với j cao hơn có năng lượng thấp hơn. Khoảng năng lượng tách này nhỏ đối với giá trị ℓ thấp và tăng tỉ lệ với $2\ell + 1$. Đối với các giá trị $\ell \geq 4$ thì hai mức con $\ell + 1/2$ và $\ell - 1/2$ tách hẳn thành hai mức khác nhau. Khi đó một số mức bị tách xa và có thể chuyển từ vỏ trên xuống vỏ dưới và việc sắp xếp lại này dẫn đến các số magic mà ta cần xác định ngoài các số 2, 8, 20.



Hình 2.7. Sự phân bố lại các mức đối với mẫu vỏ một hạt đơn giản nhất.

Hình 2.7 mô tả sự tách và phân bố lại của các mức đối với mẫu vỏ một hạt đơn giản nhất và bảng 2.2 trình bày các trạng thái ứng với các lớp vỏ có tính hiệu ứng spin-quỹ đạo. Số mức đối với mỗi trạng thái là $m = 2j + 1$ và các vỏ sẽ kết thúc bởi số mức $N = \sum m$. Từ bảng này thấy rằng, tất cả các lớp vỏ đều kết thúc bằng các số magic thực nghiệm 2, 8, 20, 50, 82 và 126.

Bảng 2.2. Các trạng thái ứng với các lớp vỏ có tính hiệu ứng spin-quỹ đạo. Số mức đối với mỗi trạng thái là $m = 2j + 1$ và các vỏ sẽ kết thúc bởi số mức $N = \sum m$.

Lớp vỏ	Trạng thái	$m = 2j + 1$	N
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}1p_{1/2}$	$4 + 2 = 6$	8
III	$1d_{5/2}2s_{1/2}1d_{3/2}$	$6 + 2 + 4 = 12$	20
IV	$1f_{7/2}2p_{3/2}1f_{5/2}2p_{1/2}1g_{9/2}$	$8 + 4 + 6 + 2 + 10 = 30$	50
V	$1g_{7/2}2d_{5/2}2d_{3/2}3s_{1/2}1h_{11/2}$	$8 + 6 + 4 + 2 + 12 = 32$	82
VI	$1h_{9/2}2f_{7/2}2f_{5/2}3p_{3/2}3p_{1/2}1i_{13/2}$	$10 + 8 + 6 + 4 + 2 + 14 = 44$	126

2.3.4. Momen từ hạt nhân nhận được trên cơ sở mẫu vỏ

Mẫu vỏ với thể tương tác spin-quỹ đạo cho phép tính được các số magic, ứng với số neutron hay proton chiếm đầy các lớp. Điều đó cho thấy các tính chất của hạt nhân được xác định bởi các tính chất của các nucleon. Một trong các ứng dụng khác của mẫu vỏ là tính momen từ hạt nhân, khi đó người ta đã bỏ sung các giả thuyết sau:

1. Ở trạng thái cơ bản một hệ chẵn-chẵn có momen toàn phần bằng không do hiệu ứng tương quan cặp.
2. Momen toàn phần của hạt nhân chẵn-lẻ, tức là hệ chứa số lẻ nucleon, được xác định bởi momen toàn phần của nucleon không đánh cặp.
3. Momen toàn phần của hệ lẻ-lẻ bằng tổng các momen toàn phần của các nucleon không đánh cặp.

Mẫu vỏ với hai giả thuyết 1 và 2 chính là mẫu một hạt. Ta hãy tính momen từ của hạt nhân chẵn-lẻ trong khuôn khổ của mẫu một hạt. Momen toàn phần của hạt nhân chính là spin hạt nhân $\vec{J}$. Momen từ hạt nhân $\vec{\mu}$ tỉ lệ với spin hạt nhân:

$$\vec{\mu} = g \vec{J} \quad (2.14)$$

Trong đó g là hệ số hồi chuyển. Trong hạt nhân chẵn-lẻ, khi hạt nhân có một nucleon không đánh cặp nằm ngoài lớp vỏ kín, thì spin hạt nhân $\vec{J}$ bằng momen toàn phần $\vec{j}$ của nucleon này, trong đó

$$\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s} \quad (2.15)$$

với $\vec{s}$ là spin và $\vec{\ell}$ là momen quỹ đạo của nucleon. Khi đó thay cho công thức (2.14) ta có:

$$\vec{\mu} = g_{\ell} \vec{\ell} + g_s \vec{s} \quad (2.16)$$

Từ các công thức (2.15) và (2.16) thấy rằng, các vector $\vec{\mu}$ và $\vec{j}$ không cùng phương, do đó người ta sử dụng đại lượng momen từ hiệu dụng $\vec{\mu}_{\text{eff}}$ cùng phương với $\vec{j}$ bằng cách hạ hình chiếu $\vec{\mu}$ lên phương $\vec{j}$. Vector $\vec{\mu}_{\text{eff}}$ có $2j+1$ hình chiếu trong từ trường ngoài, trong đó thành phần lớn nhất đặc trưng cho giá trị số của momen từ.

Do $\vec{\mu}_{\text{eff}} // \vec{j}$ nên độ lớn của nó như sau:

$$\mu = g j \quad (2.17)$$

Trong đó:

$$g = g_{\ell} \pm \frac{g_s - g_{\ell}}{2\ell + 1} \quad \text{với } j = \ell \pm 1/2 \quad (2.18)$$

Đối với proton ta có:

$$\mu = (j + 2,29) \mu_0 \quad (j = \ell + 1/2) \quad (2.19a)$$

$$\mu = (1 - 2,29) \mu_0 / (j + 1) \quad (j = \ell - 1/2) \quad (2.19b)$$

Đối với neutron ta có:

$$\mu = -1,91 \mu_0 \quad (j = \ell + 1/2) \quad (2.20a)$$

$$\mu = 1,91 \mu_0 / (j + 1) \quad (j = \ell - 1/2) \quad (2.20b)$$

Trong đó μ_0 là magneton Bohr hạt nhân:

$$\mu_0 = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ erg/G} \quad (2.21)$$

Bảng 2.3. Momen từ của các hạt nhân nhóm I.

Hạt nhân	Spin	Trạng thái	μ thực nghiệm	μ lý thuyết
n	1/2	$1s_{1/2}$	- 1,91	-
p	1/2	$1s_{1/2}$	+ 2,79	-
${}_1\text{H}^2$	1	$(1s_{1/2})^2$	+ 0,86	+ 0,88
${}_1\text{H}^3$	1/2	$(1s_{1/2})^3$	+ 2,98	+ 2,79
${}_2\text{He}^3$	1/2	$(1s_{1/2})^3$	- 2,13	- 1,91
${}_2\text{He}^4$	0	$(1s_{1/2})^4$	0	0

Bảng 2.4. Momen từ của các hạt nhân nhóm II.

Hạt nhân	Spin	Trạng thái	μ thực nghiệm	μ lý thuyết
${}^7_3\text{Li}$	3/2	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^3$	3,26	3,07
${}^9_4\text{Be}$	3/2	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^5$	- 1,18	- 1,14
${}^{10}_5\text{B}$	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	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8 1p_{1/2}$	0,7	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

Sử dụng các công thức (2.19) và (2.20) ta được các kết quả tính toán momen từ hạt nhân nêu trên các bảng 2.3 và 2.4 đối với các hạt nhân nhóm I và nhóm II.

Từ các bảng 2.3 và 2.4 thấy rằng, các giá trị tính toán của momen từ hạt nhân khá phù hợp với các kết quả thực nghiệm. Điều đó nói lên tính đúng đắn của mẫu vỏ hạt nhân.

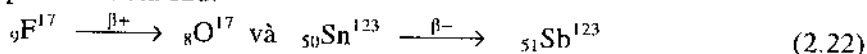
2.3.5. Các kết quả khác của mẫu vỏ

Mẫu vỏ giải thích khá phù hợp một số kết quả thực nghiệm về số magic, spin, momen từ, momen tứ cực điện. Ngoài ra có thể nêu ngắn gọn các kết quả khác suy từ mẫu vỏ như sự tồn tại các mức isomer trong hạt nhân và các quy tắc lựa chọn đối với phân rã beta.

a) Các mức isomer của hạt nhân là các mức với thời gian sống khá lâu. Thường các mức này liên quan đến trạng thái kích thích thấp của hạt nhân nhưng có spin khác xa spin của trạng thái cơ bản với $\Delta J \geq 4$. Từ bảng 2.2 và hình 2.5 thấy rằng, các trạng thái kế nhau và có spin rất khác nhau nằm ở lớp vỏ IV là $2p_{1/2}$ và $1g_{9/2}$ với $\Delta J = \frac{9}{2} - \frac{1}{2} = 4$. Như vậy hạt nhân ở trạng thái cơ bản $2p_{1/2}$ có trạng thái kích thích thấp nhất $1g_{9/2}$ và dịch chuyển gamma từ trạng thái kích thích xuống trạng thái cơ bản rất khó xảy ra. Vì một trạng thái với momen toàn phần j của nucleon có $m = 2j + 1$ nucleon, nên trước mức $2p_{1/2}$ đã có $N = 20 + 8 + 6 + 4 = 38$ nucleon. Như vậy các hạt nhân có số neutron hay proton từ 39 trở đi cho đến trước 50 đều có thể có các trạng thái isomer. Điều này đã được thực nghiệm xác nhận. Cũng tương tự như vậy, trong lớp vỏ V, tính isomer cũng xuất hiện giữa hai trạng thái $2d_{3/2}$ và $3s_{1/2}$ với trạng thái $1h_{11/2}$, nghĩa là sau hạt nhân có số neutron hay proton

$N = 50 + 8 + 6 = 64$ cho đến trước số 82. Nhận xét này cũng được xác nhận bằng thực nghiệm.

b) Quy tắc lựa chọn đối với phân rã beta liên quan đến sự thay đổi độ chẵn lẻ và spin trong quá trình phân rã. Mẫu vỏ có thể đánh giá được sự chọn lựa thông qua việc tính thời gian sống trung bình τ . Chẳng hạn hãy xem xét hai phân rã beta sau:



Trong quá trình thứ nhất, phân rã beta làm biến đổi proton thứ 9 của hạt nhân F^{17} thành neutron thứ 9 của hạt nhân O^{17} . Theo mẫu vỏ, cả hai nucleon này đều ở trạng thái $1d_{5/2}$. Như vậy dịch chuyển $\text{F}^{17} \rightarrow \text{O}^{17}$ không làm thay đổi momen toàn phần và momen quỹ đạo của các hạt nhân, và như vậy spin và độ chẵn lẻ của các hạt nhân không thay đổi, tức là $\Delta J = 0$ và $\pi_i/\pi_f = 1$. Theo lý thuyết phân rã beta, dịch chuyển này thuộc loại cho phép và được đặc trưng bởi đại lượng $\lg(ft) = 3 - 5$. Kết quả thực nghiệm là 3,36, phù hợp với tiên đoán lý thuyết.

Trong quá trình thứ hai, neutron thứ 73 ở trạng thái $1h_{11/2}$ trong hạt nhân ${}^{50}\text{Sn}^{123}$ chuyển thành proton thứ 51 ở trạng thái $1g_{7/2}$ trong hạt nhân ${}^{51}\text{Sb}^{123}$. Đối với dịch chuyển này spin thay đổi 2 đơn vị và momen quỹ đạo thay đổi 1 đơn vị, nghĩa là $\Delta J = 0$ và $\pi_i/\pi_f = -1$. Theo lý thuyết phân rã beta, dịch chuyển này bị cấm và được đặc trưng bởi đại lượng $\lg(ft) \approx 9$. Kết quả thực nghiệm là 9,1, phù hợp với tiên đoán lý thuyết.

2.4. MẪU SUY RỘNG

2.4.1. Cơ sở xây dựng mẫu suy rộng

Mặc dù mẫu vỏ cho nhiều kết quả phù hợp với thực nghiệm nhưng nó bị bó hẹp trong việc giải thích các tính chất của hạt nhân hình cầu trong trạng thái cơ bản và các trạng thái kích thích yếu. Đó là các hạt nhân có số proton và neutron nằm gần các số magic. Đối với các hạt nhân nằm xa các số magic, tức là các hạt nhân không đối xứng cầu, thì mẫu vỏ không mô tả đúng. Điều này xuất phát từ ba giả thuyết khi xây dựng mẫu vỏ. Đó là: (1) Tính đối xứng cầu của thế tương tác, (2) không có sự tương tác giữa các nucleon và (3) nguyên lý loại trừ Pauli. Nguyên lý loại trừ Pauli không có gì nghi ngờ nhưng chính hai giả thuyết đầu gây nên sự hạn chế của mẫu vỏ. Như vậy phương cách hợp lý nhất để khắc phục các thiếu sót của mẫu vỏ là phải tính đến sự bất đối xứng cầu của hố thế và sự tương tác giữa các nucleon. Chính mẫu suy rộng dựa trên hai giả thuyết mới đó. Mẫu này được

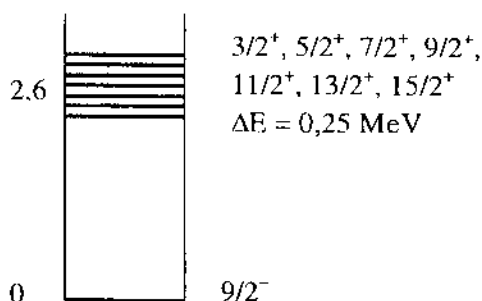
phát triển trong các công trình của Rainwater, A. Bohr và Mottelson, Hill và Whiller.

Nói một cách gần đúng, trong mẫu suy rộng người ta coi hạt nhân gồm một cái lõi bên trong và một số nucleon chuyển động bên ngoài. Mẫu suy rộng đầu tiên xem xét lõi chẵn-chẵn đối xứng cầu và một số ít nucleon chuyển động bên ngoài. Khi đó tương tác giữa các bậc tự do của lõi và các nucleon bên ngoài được coi là yếu. Để mô tả cái lõi, người ta dùng mẫu tập thể, còn để mô tả các nucleon bên ngoài thì dùng mẫu các hạt độc lập. Trong mẫu suy rộng với liên kết mạnh, người ta coi cái lõi không có dạng hình cầu, tức là các nucleon chuyển động độc lập trong hố thế tự hợp có dạng bất đối xứng cầu, thường được coi là đối xứng trục. Như vậy trong hạt nhân xuất hiện một bậc tự do mới, là bậc tự do tập thể, tương ứng với sự quay của cái lõi. Kết quả là trong các phổ năng lượng kích thích của hạt nhân xuất hiện các phổ quay. Hơn nữa, do sự tương tác giữa các nucleon bên ngoài với lõi làm cho lõi dao động và xuất hiện một bậc tự do tập thể thứ hai, là bậc tự do dao động. Trong phổ năng lượng hạt nhân có mặt các phổ dao động. Do sự tương tác giữa các nucleon bên ngoài với nhau và với lõi làm cho toàn thể hạt nhân bị dao động. Khi đó trong hạt nhân xuất hiện các trạng thái kích thích tập thể của toàn thể hạt nhân và trong tiết diện các phản ứng xuất hiện các cộng hưởng lớn với độ rộng hàng MeV.

2.4.2. Mẫu suy rộng với liên kết yếu

Chúng ta hãy xét trường hợp đơn giản nhất, khi hạt nhân gồm lõi có dạng hình cầu, được mô tả bằng mẫu giọt chất lỏng, và một nucleon chuyển động bên ngoài lõi. Liên kết giữa nucleon bên ngoài và lõi là yếu. Khi đó đặc trưng của trạng thái cơ bản của hạt nhân cũng giống như trong mẫu vỏ. Phổ các trạng thái kích thích phong phú hơn bởi vì cả lõi lẫn nucleon bên ngoài đều bị kích thích. Sự kích thích lõi có thể thể hiện ở dao động tứ cực với đặc trưng 2^+ , hoặc dao động bát cực với đặc trưng 3^- (xem mục 2.2.4). Cộng các momen của lõi bị kích thích với momen của nucleon bên ngoài cho các momen các mức mới không có trong mẫu vỏ. Ví dụ hạt nhân $^{107}_{47}\text{Ag}$ ở trạng thái cơ bản có đặc trưng $1/2^-$, tương ứng với proton bên ngoài ở trạng thái $3p_{1/2}$. Hạt nhân này có hai mức kích thích gần nhau $3/2^-$ và $5/2^-$ tương ứng với sự kích thích tứ cực của lõi. Ví dụ thứ hai là hạt nhân $^{209}_{83}\text{Bi}$ có 7 mức nằm gần nhau $3/2^+$, $5/2^+$, ..., $15/2^+$ (hình 2.8), tương ứng với sự kích thích bát cực của lõi với đặc trưng 3^- và proton ở trạng thái $1h_{9/2}$. Các momen của

các mức này tương ứng với tất cả khả năng cộng các momen của lõi $J_{\text{lõi}} = 3$ và nucleon $J_{\text{nucleon}} = 9/2$, tức là từ $9/2 - 6/2 = 3/2$ đến $9/2 + 6/2 = 15/2$.



Hình 2.8. Nhóm 7 mức trong hạt nhân $_{83}\text{Bi}^{209}$.

Tiêu chuẩn ứng dụng mẫu liên kết yếu là:

$$\Delta E < E_{\text{kt}} \quad (2.23)$$

Trong đó E_{kt} là năng lượng kích thích của lõi còn ΔE là khoảng cách giữa các mức hạt nhân tương ứng với cùng một loại kích thích của lõi. Trong ví dụ trên, tiêu chuẩn này được thực hiện tốt. Như vậy tất cả các mức của hạt nhân $_{83}\text{Bi}^{209}$ thuộc về năng lượng kích thích 2,6 MeV, trong khi đó năng lượng tách các mức vào khoảng 200 keV. Trong trường hợp có nhiều hơn một nucleon nằm ngoài lõi thì tiêu chuẩn liên kết yếu không thực hiện tốt. Đối với lõi không hình cầu thì liên kết không khi nào yếu do năng lượng kích thích rất bé của các mức quay của lõi.

2.4.3. Các trạng thái một hạt trong hố thế không hình cầu

Khi chuyển từ hố thế đối xứng cầu sang hố thế không đối xứng cầu các số lượng tử ℓ và j không còn bảo toàn nữa. Nếu hố thế đối xứng trục thì hình chiếu m_j của j lên trục đối xứng vẫn là tích phân chuyển động, nhưng các mức tương ứng với các giá trị $|m_j|$ khác nhau sẽ có các năng lượng khác nhau. Khi chuyển sang hạt nhân quay, đại lượng m_j biến thành hình chiếu K của spin J trên trục đối xứng. Để mô tả đầy đủ một mức trong hố thế không hình cầu, ngoài hình chiếu K còn cần ba số lượng tử nữa. Ở đây không thể dùng bộ ba số $n\ell j$. Vì vậy thường dùng các số lượng tử tiệm cận khi biến dạng lớn còn các mức chỉ đánh số theo giá trị năng lượng kích thích tăng.

Một trong các hố thế thường dùng là hố thế không hình cầu Nilsson:

$$V(r) = \frac{1}{2} M (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + C \vec{\ell} \cdot \vec{s} + D \vec{\ell}^2 \quad (2.24)$$

Trong đó:

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{2}{3}\beta\right); \quad \omega_z^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{4}{3}\beta\right)$$

ω_0 , C, D là các hằng số; $\beta = \Delta R/R$ là thông số biến dạng của hạt nhân, khi $\beta = 0$ thì hạt nhân đối xứng cầu. Đại lượng β có thể tính được từ các giá trị momen tứ cực điện Q của hạt nhân.

Ta hãy xác định ba số lượng tử tiệm cận khi biến dạng lớn. Khi đó hai số hạng cuối trong (2.24) có thể bỏ qua và chuyển động của nucleon trong hố thế Nilsson dẫn tới các dao động điều hòa độc lập theo ba trục. Năng lượng các dao động này bằng $\hbar n_1 \omega_x$, $\hbar n_2 \omega_y$, $\hbar n_3 \omega_z$, trong đó $n_1, n_2, n_3 = 0, 1, 2, \dots$. Như vậy n_1, n_2, n_3 là các số lượng tử đặc trưng cho trạng thái của nucleon. Từ các số lượng tử này ta có thể nhận được ba số lượng tử khác là $N = n_1 + n_2 + n_3$, n_3 và hình chiếu Λ của momen quỹ đạo trên trục đối xứng. Bộ ba số N, n_3 và Λ là ba số lượng tử cần xác định, chúng thường được sử dụng trong các tính toán.

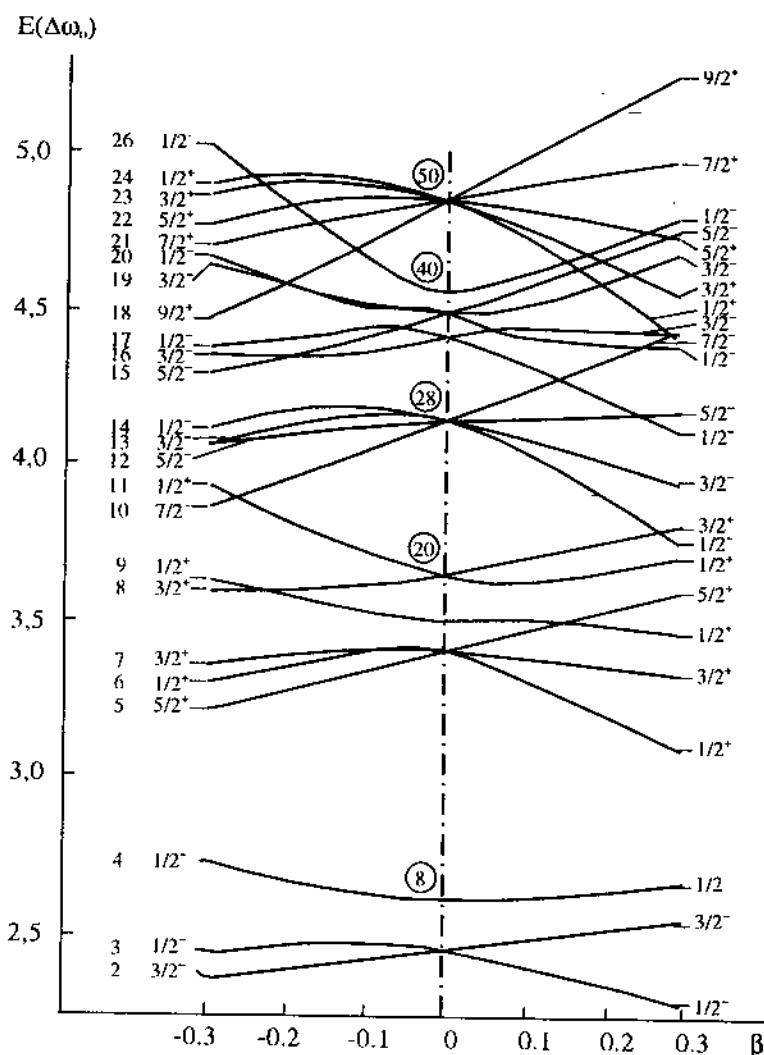
Các kết quả tính toán với hố thế Nilsson với β từ $-0,3$ đến $+0,3$ được trình bày trên hình 2.9. Ta hãy xét ý nghĩa các mức kích thích.

Mức $p_{3/2}$ trong hố thế đối xứng cầu, khi $\beta = 0$, chứa 4 nucleon. Khi hạt nhân biến dạng, $\beta \neq 0$, mức này tách thành hai mức con tương ứng với hai cặp hình chiếu của vector $\vec{j} = 3/2$ là $\pm 1/2$ và $\pm 3/2$. Cả hai mức con này đều có độ chẵn lẻ âm vì momen quỹ đạo $\ell = 1$. Mỗi mức con có thể chứa hai nucleon. Khi $\beta > 0$ mức con với $j_z = \pm 1/2$ được choán đầy trước và sau đó là mức con với $j_z = \pm 3/2$. Còn khi $\beta < 0$ thì ngược lại, mức con với $j_z = \pm 3/2$ được choán đầy trước và sau đó là mức con với $j_z = \pm 1/2$.

Cũng tương tự như vậy, mức $d_{5/2}$ được tách thành ba mức con tương ứng với ba cặp hình chiếu của vector $|\vec{j}| = 5/2$ là $\pm 1/2$, $\pm 3/2$ và $\pm 5/2$. Tất cả các mức con có độ chẵn lẻ dương do $\ell = 2$. Mỗi mức con có thể chứa hai nucleon. Khi $\beta > 0$ mức con với $j_z = \pm 1/2$ được choán đầy trước, sau đó là mức con với $j_z = \pm 3/2$ và cuối cùng là mức con với $j_z = \pm 5/2$. Còn khi $\beta < 0$ thì mức con với $j_z = \pm 5/2$ được choán đầy trước, sau đó là mức con với $j_z = \pm 1/2$ và cuối cùng là mức con với $j_z = \pm 3/2$.

Từ hình 2.9 ta thấy rằng, khi hạt nhân không biến dạng, số mức kích thích ít. Chúng tách ra khi hạt nhân biến dạng. Khi tăng tham số biến dạng, các mức ứng với một lớp vỏ giãn rộng dần ra. Với độ biến dạng cỡ $\beta = 0,3 - 0,4$, các vỏ bắt đầu gối đan xen vào nhau. Khi đó tính chất sắp xếp theo các lớp vỏ mất dần. Tuy nhiên khi tiếp tục tăng độ biến dạng, đã chứng

minh được rằng, các nhóm vỏ mới lại xuất hiện. Các nhóm vỏ này đóng vai trò quan trọng trong lý thuyết đồng phân phân chia tự phát.



Hình 2.9. Sự phụ thuộc vị trí các mức vào độ biến dạng β trong hố thế tự hợp Nilsson. Các số cột bên trái: Số thứ tự các mức. Các số trong vòng tròn: Số các hạt khi choán đầy các vỏ trong hố thế đối xứng cầu.

2.4.4. Các trạng thái quay

Trong hạt nhân đối xứng trục, hình chiếu spin J lên trục đối xứng bằng K . Khi đó năng lượng của trạng thái quay là:

$$E_{\text{rot}} = \frac{J^2 - K^2}{2I_{\text{eff}}} = \frac{\hbar^2}{2I_{\text{eff}}} [J(J+1) - K(K+1)] \quad (2.25)$$

Trong đó I_{eff} là momen quán tính hiệu dụng:

$$I_{\text{eff}} = I_0 (\Delta R/R)^2 \quad (2.26)$$

với I_0 là momen quán tính của vật rắn có cùng hình dạng như hạt nhân.

Ta hãy xem xét hạt nhân chẵn-chẵn và các dịch chuyển đến trạng thái cơ bản ($K=0$). Khi đó:

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2I_{\text{eff}}} J(J+1) \quad (2.27)$$

Trong đó $J = 0, 2, 4, 6, \dots$ Theo (2.27) năng lượng các mức quay bằng:

$$E_0 = 0$$

$$E_1 = 3\hbar^2/2I_{\text{eff}}$$

$$E_2 = 10\hbar^2/2I_{\text{eff}}$$

$$E_3 = 21\hbar^2/2I_{\text{eff}}$$

$$E_4 = 36\hbar^2/2I_{\text{eff}}$$

$$E_5 = 55\hbar^2/2I_{\text{eff}}$$

Như vậy:

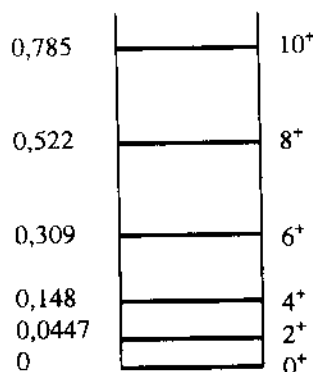
$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 : \dots = 1 : 10/3 : 7 : 12 : 55/3 : \dots \quad (2.28)$$

Để làm ví dụ ta xét hệ các mức quay của hạt nhân ${}_{92}\text{U}^{238}$ (hình 2.10).

Từ hình này thấy rằng spin và độ chẵn lẻ của các mức chính xác tương ứng với quy luật của chuỗi các mức quay và

$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 = 1 : 3,32 : 6,92 : 11,7 : 17,6$$

gần trùng với các tỉ lệ nêu trong công thức (2.28).



Hình 2.10. Hệ các mức quay của hạt nhân ${}_{92}\text{U}^{238}$.

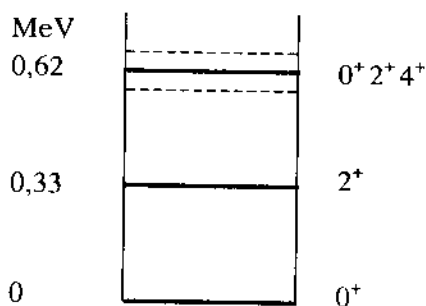
Ngoài ra năng lượng kích thích đối với mức quay đầu tiên E_1 vào khoảng 40 -50 keV đối với các hạt nhân nặng ($A \approx 240$) và vào khoảng 80 -90 keV đối với các hạt nhân đất hiếm ($A = 150 -160$). Gần các số magic thì $E_1 \rightarrow \infty$, bởi vì hạt nhân cầu không có các trạng thái quay.

2.4.5. Các mức dao động

Khi có một số ít nucleon dư nằm ngoài lõi thì lõi sẽ dao động do sự tương tác của các nucleon với bề mặt lõi. Dao động này được đặc trưng bởi các mức có khoảng cách đều nhau theo công thức:

$$E = \hbar n \omega \quad \text{với } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.29)$$

và các giá trị spin và độ chẵn lẻ xác định. Chẳng hạn lượng tử của dao động tứ cực có giá trị spin và chẵn lẻ 2^+ . Khi đó trạng thái kích thích thứ nhất do dao động ($n = 1$) phải đặc trưng bởi giá trị 2^+ , còn trạng thái kích thích thứ hai tương ứng với sự kích thích 2 lượng tử ($n = 2$) là một bộ ba với các trạng thái 0^+ , 2^+ và 4^+ . Hình 2.11 minh họa một sơ đồ mức tiêu biểu đối với các phổ dao động. Mức năng lượng dao động thứ nhất khoảng 0,33 MeV là khá bé so với khoảng cách giữa các mức một hạt.



Hình 2.11. Sơ đồ mức tiêu biểu đối với các phổ dao động.

2.4.6. Dao động của tất cả các nucleon trong hạt nhân và các cộng hưởng lớn

Cộng hưởng lớn của các đa cực khác nhau được coi như các loại dao động khác nhau của tất cả các nucleon trong hạt nhân. Đây là biểu hiện đặc trưng nhất của kích thích tập thể của hạt nhân. Các tính chất chính của các cộng hưởng lớn là:

a) Các cộng hưởng lớn được quan sát ở nhiều hạt nhân, như vậy đây là tính chất phổ biến của các hạt nhân.

b) Độ rộng Γ của các cộng hưởng lớn có giá trị lớn, vào khoảng vài MeV.

c) Vị trí của cộng hưởng lớn biến thiên theo hàm $A^{-1/3}$ theo thang năng lượng.

Cộng hưởng lớn gồm các loại cộng hưởng lưỡng cực, cộng hưởng tứ cực, cộng hưởng bát cực, cộng hưởng đơn cực, ... sau đây sẽ trình bày ngắn gọn các loại cộng hưởng này.

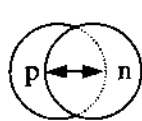
2.4.6.1. Cộng hưởng lưỡng cực $E1(1^-)$

Cộng hưởng lớn đầu tiên được khám phá năm 1947 trong phản ứng hạt nhân do lưỡng từ γ gây ra. Đối với nhiều hạt nhân, từ các hạt nhân nhẹ như ${}^6\text{C}^{12}$ đến các hạt nhân nặng như ${}_{82}\text{Pb}^{208}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$ đều tìm thấy các đỉnh tiết diện rộng cỡ $\Gamma = 3 - 10$ MeV do $E_\gamma = 20 - 25$ MeV đối với các hạt nhân nhẹ, $E_\gamma = 17 - 19$ MeV đối với các hạt nhân trung bình và $E_\gamma = 13 - 15$ MeV đối với các hạt nhân nặng. Để giải thích các cộng hưởng lớn này người ta giả thuyết rằng đám các proton dịch chuyển so với đám các neutron trong hạt nhân dưới tác dụng của điện trường của trường điện từ do các lưỡng từ γ gây ra. Khi đó hạt nhân tạo nên một lưỡng cực điện (hình 2.13) và dao động lưỡng cực điện này làm xuất hiện cộng hưởng lớn. Do đó cộng hưởng này được phân loại là cộng hưởng lớn lưỡng cực điện đồng vector. Từ “đồng vector” xuất phát từ sự thay đổi spin đồng vị $\Delta T = 1$ khi thay proton bằng neutron do chúng ngược pha nhau. Vị trí của cộng hưởng lớn lưỡng cực đối với các hạt nhân nặng có năng lượng được xác định theo biểu thức sau:

$$W = 78A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.30)$$

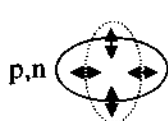
Đối với dải rộng khối lượng hạt nhân, người ta dùng công thức:

$$W = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ MeV} \quad (2.31)$$



a)

Hình 2.12. Lưỡng cực điện

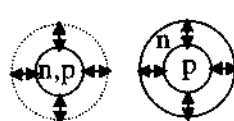


b)

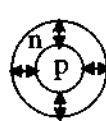
Hình 2.13. Tứ cực điện



Hình 2.14. Bát cực điện



a)



b)

Hình 2.15. Đơn cực điện

2.4.6.2. Cộng hưởng tứ cực $E2(2^+)$

Cộng hưởng này được phát hiện năm 1971 khi nghiên cứu tán xạ electron không đàn hồi và tán xạ proton không đàn hồi. Dưới tác dụng của

điện trường do các electron và proton gây ra, các đám proton và neutron trong hạt nhân dịch chuyển tạo thành tứ cực điện (hình 2.13a). Kết quả thực nghiệm cho thấy, ngoài cộng hưởng lớn, lưỡng cực điện còn có cộng hưởng khác với năng lượng hơi thấp hơn. Sau khi đo phân bố góc, đây chính là cộng hưởng tứ cực. Việc nghiên cứu một cách hệ thống cộng hưởng lớn tứ cực nhờ tán xạ không đàn hồi của hạt alpha năng lượng 96 MeV lên các hạt nhân với $14 \leq A \leq 208$ cho thấy, đối với tất cả các hạt nhân nghiên cứu, các cộng hưởng lớn có năng lượng kích thích bằng:

$$W = 63A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.32)$$

Độ rộng của các đỉnh cộng hưởng giảm từ $\Gamma = 6 \text{ MeV}$ đối với $A = 40$ đến $\Gamma = 3 \text{ MeV}$ đối với $A = 208$. Do proton và neutron dao động cùng pha nên spin đồng vị không thay đổi, $\Delta T = 0$, khi thay chúng cho nhau. Các cộng hưởng này được phân loại là cộng hưởng lớn tứ cực đồng vô hướng.

Ngoài các cộng hưởng tứ cực đồng vô hướng còn quan sát được các cộng hưởng tứ cực đồng vector ($\Delta T = 1$). Cơ chế cộng hưởng này được thể hiện trên hình 3.13b, trong đó các proton và các neutron chuyển động ngược pha nhau. Năng lượng các cộng hưởng này bằng:

$$W = 130A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.33)$$

2.4.6.3. Cộng hưởng bát cực $E3(3^-)$

Trong nhiều hạt nhân ($66 \leq A \leq 200$), cộng hưởng lớn bát cực đồng vô hướng 3^- được phát hiện với độ rộng $\Gamma = 1 - 2 \text{ MeV}$ (hình 2.14). Năng lượng kích thích đối với cộng hưởng này bằng:

$$W = 30A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.34)$$

Ngoài ra còn có các cộng hưởng lớn bát cực đồng vô hướng với $\Gamma = 6 - 7 \text{ MeV}$ ở vùng năng lượng cao:

$$W = 110A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.35)$$

2.4.6.4. Cộng hưởng đơn cực $E0(0^+)$

Năm 1975, khi nghiên cứu phổ tán xạ không đàn hồi của deuteron năng lượng 80 MeV lên các hạt nhân Ca^{40} , Zr^{90} và Pb^{208} và so sánh với phổ tán xạ không đàn hồi của alpha 96 MeV đã phát hiện các cộng hưởng lớn đơn cực đồng vô hướng với dịch chuyển $E0$ và $\Delta T = 0$ (hình 3.15a) tại các giá trị năng lượng:

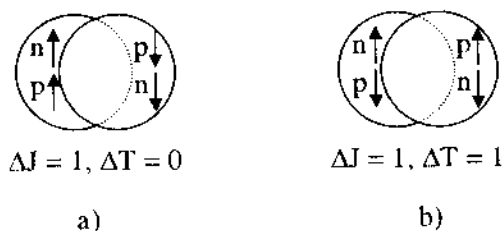
$$W = 80A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.36)$$

Ngoài ra cũng xác định được các cộng hưởng lớn đơn cực đồng vector theo sơ đồ 2.15b.

Năm 1983 đo được các cộng hưởng lớn đơn cực, tứ cực và bát cực khi nghiên cứu phản ứng của Li^6 93 MeV với một số hạt nhân.

2.4.6.5. Các cộng hưởng lớn từ tính và Gamow-Teller

Các cộng hưởng lớn từ tính đồng vô hướng M0, M1 và M2 được hình thành nhờ việc tái sắp xếp các momen từ. Hình 2.16a minh họa cơ chế cộng hưởng lưỡng cực từ, trong đó các nucleon với spin hướng lên và spin hướng xuống di chuyển ngược chiều nhau. Cộng hưởng lớn Gamow-Teller được nghiên cứu năm 1979 (lưỡng cực, đồng vector, từ tính, 1^+) trong phản ứng (p,n). Cơ chế kích thích được minh họa trên hình 2.16b với các đặc trưng $\Delta J = 1$ và $\Delta T = 1$. Hiện nay cộng hưởng lớn Gamow-Teller được tìm thấy đối với hơn 20 hạt nhân, từ Li^7 đến Pb^{208} .



Hình 2.16. Cơ chế các cộng hưởng lớn từ tính.

a) Cộng hưởng lớn từ tính. b) Cộng hưởng lớn Gamow-Teller.

2.5. BÀI TẬP

2.5.1. Các bài tập ví dụ

Ví dụ 2.1. Nhờ mẫu vỏ hạt nhân, hãy miêu tả các cấu hình của các trạng thái cơ bản các hạt nhân Li^7 , C^{13} và Mg^{25} .

Bài giải. Theo bảng 2.2, lớp thứ nhất có 1 trạng thái $1s_{1/2}$ gồm 2 proton và 2 neutron nên có 4 nucleon. Lớp thứ 2 có 2 trạng thái $1p_{3/2}$ và $1p_{1/2}$, trong đó trạng thái $1p_{3/2}$ có $2 \times (2 \times 3/2 + 1) = 8$ nucleon và trạng thái $1p_{1/2}$ có $2 \times (2 \times 1/2 + 1) = 4$ nucleon. Lớp thứ 3 có 3 trạng thái $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ và $1d_{3/2}$ ứng với số nucleon là $2 \times (2 \times 5/2 + 1) = 12$, $2 \times (2 \times 1/2 + 1) = 4$ và $2 \times (2 \times 3/2 + 1) = 8$. Lớp thứ 4 có 5 trạng thái là $1f_{7/2}$ (16 nucleon), $2p_{3/2}$ (8 nucleon), $1f_{5/2}$ (12 nucleon), $2p_{1/2}$ (4 nucleon) và $1g_{7/2}$ (20 nucleon). Từ các cấu hình nêu trên có thể xác định các cấu hình cụ thể của các hạt nhân như sau:

Hạt nhân ${}^7_3\text{Li}$: Cấu hình $1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^3$

Hạt nhân ${}^{13}_6\text{C}$: Cấu hình $1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^1$

Hạt nhân ${}_{12}\text{Mg}^{25}$: Cấu hình $1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^9$

Ví dụ 2.2. Nhờ mẫu vỏ hạt nhân hãy xác định spin và độ chắn lẻ của các trạng thái cơ bản các hạt nhân O^{17} , Si^{29} , K^{39} , Sc^{45} và Cu^{63} .

Bài giải. Tham khảo ví dụ 2.1.

Trạng thái cơ bản của hạt nhân O^{17} : $1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^1$. Spin hạt nhân được xác định bởi momen toàn phần j của nucleon không bắt cặp, do đó $J = j = 5/2$. Độ chắn lẻ của hạt nhân được xác định bởi số lượng tử quỹ đạo ℓ của nucleon không bắt cặp theo công thức $(-1)^\ell$. Do nucleon không bắt cặp có $\ell = 2$ nên $\pi = (-1)^2 = +1$. Vậy hạt nhân O^{17} có $J = 5/2$ và $\pi = +1$.

Trạng thái cơ bản của hạt nhân Si^{29} : $1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^{12} 2s_{1/2}^1$. Spin và độ chắn lẻ của hạt nhân được xác định bởi momen toàn phần $j = 1/2$ và momen quỹ đạo $\ell = 0$ của nucleon không bắt cặp. Vậy hạt nhân Si^{29} có $J = 1/2$ và $\pi = +1$.

Trạng thái cơ bản của hạt nhân K^{39} :

$$1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^{12} 2s_{1/2}^4 1d_{3/2}^7$$

Trạng thái $d_{3/2}$ có 7 nucleon, trong đó 6 nucleon đánh cặp và thừa một nucleon với $j = 3/2$ và $\ell = 2$. Vậy nucleon này quyết định spin và độ chắn lẻ của hạt nhân K^{39} , tức là $J = 3/2$ và $\pi = +1$.

Trạng thái cơ bản của hạt nhân Sc^{45} :

$$1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^{12} 2s_{1/2}^4 1d_{3/2}^8 1f_{7/2}^5$$

Trạng thái $f_{7/2}$ có 5 nucleon, trong đó 4 nucleon đánh cặp và thừa một nucleon với $j = 7/2$ và $\ell = 3$. Vậy nucleon này quyết định spin và độ chắn lẻ của hạt nhân Sc^{45} , tức là $J = 7/2$ và $\pi = (-1)^3 = -1$.

Trạng thái cơ bản của hạt nhân Cu^{63} :

$$1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^{12} 2s_{1/2}^4 1d_{3/2}^8 1f_{7/2}^{16} 2p_{3/2}^7$$

Trạng thái $p_{3/2}$ có 7 nucleon, trong đó 6 nucleon đánh cặp và thừa một nucleon với $j = 3/2$ và $\ell = 1$. Vậy nucleon này quyết định spin và độ chắn lẻ của hạt nhân Cu^{63} , tức là $J = 3/2$ và $\pi = (-1)^1 = -1$.

Tóm tắt các thông số của các hạt nhân như sau:

	O^{17}	Si^{29}	K^{39}	Sc^{45}	Cu^{63}
J	5/2	1/2	3/2	7/2	3/2
π	+1	+1	+1	-1	-1

Ví dụ 2.3. Sử dụng mô hình vector hãy chứng minh rằng hệ số từ hồi chuyển của nucleon ở trạng thái ℓ và j được biểu thị theo công thức (2.15) như sau:

$$g_j = g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2\ell + 1}$$

Trong đó dấu “+” đối với $j = \ell + 1/2$ và dấu “-” đối với $j = \ell - 1/2$, g_s và g_l là các hệ số từ hồi chuyển spin và quỹ đạo.

Bài giải. Từ mô hình vector (hình 2.17) ta có $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ và $\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s$. Trong đó $\vec{\mu}_l \parallel \vec{\ell}$, $\vec{\mu}_s \parallel \vec{s}$ nhưng $\vec{\mu}_j$ không song song với $\vec{j}$. Vì vậy người ta tính hình chiếu của $\vec{\mu}_j$ xuống phương $\vec{j}$ và được momen từ hiệu dụng $\vec{\mu}$.

Nhân cả hai vế của biểu thức

$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s$ với $\vec{j}$ ta được:

$$\vec{\mu}_j \cdot \vec{j} = \vec{\mu}_l \cdot \vec{j} + \vec{\mu}_s \cdot \vec{j}$$

Đặt $\mu = |\vec{\mu}_j| \cos(\vec{\mu}_j, \vec{j}) \mu_0$, $\mu_l = g_l \ell \mu_0$

và $\mu_s = g_s s \mu_0$ thì:

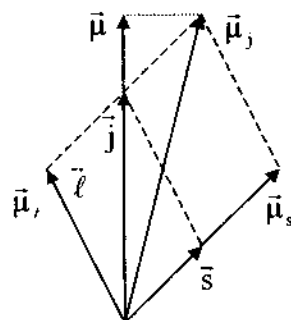
$$\mu = \mu_s \cos(\vec{s}, \vec{j}) + \mu_l \cos(\vec{\ell}, \vec{j})$$

Thay vào công thức này

$$\mu_s = g_s s \mu_0; \mu_l = g_l \ell \mu_0;$$

$$\cos(\vec{s}, \vec{j}) = \frac{\vec{j}^2 - \vec{\ell}^2 + \vec{s}^2}{2|\vec{s}||\vec{j}|};$$

$$\cos(\vec{\ell}, \vec{j}) = \frac{\vec{j}^2 + \vec{\ell}^2 - \vec{s}^2}{2|\vec{\ell}||\vec{j}|}.$$



Hình 2.17

Trong đó $|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)}$; $|\vec{\ell}| = \sqrt{\ell(\ell+1)}$; $|\vec{j}| = \sqrt{j(j+1)}$; $\mu_0 = 5,05 \cdot 10^{-24}$ erg/G là magneton Bohr hạt nhân.

$$\mu = \mu_s \cos(\vec{s}, \vec{j}) + \mu_l \cos(\vec{\ell}, \vec{j})$$

$$= g_s s \mu_0 \frac{\vec{j}^2 - \vec{\ell}^2 + \vec{s}^2}{2|\vec{s}||\vec{j}|} + g_l \ell \mu_0 \frac{\vec{j}^2 + \vec{\ell}^2 - \vec{s}^2}{2|\vec{\ell}||\vec{j}|}$$

$$= |\vec{j}| \frac{g_s + g_l}{2} \mu_0 + \frac{\mu_0}{2|\vec{j}|} [g_s(-\vec{\ell}^2 + \vec{s}^2) + g_l(\vec{\ell}^2 - \vec{s}^2)]$$

$$= \left[\frac{g_s + g_l}{2} + \frac{g_s - g_l}{2} \frac{\vec{s}^2 - \vec{\ell}^2}{2\vec{j}^2} \right] |\vec{j}| \mu_0$$

Vậy: $\mu = g_j \vec{j} \mu_0$; $g_j = \frac{g_s + g_l}{2} + \frac{g_s - g_l}{2} \times \frac{s(s+1) - \ell(\ell+1)}{j(j+1)}$

• Trường hợp $j = \ell + 1/2$: Thay $s = 1/2$ và $j = \ell + 1/2$ vào công thức g_j ta có:

$$g_j = g_l + \frac{g_s - g_l}{2\ell + 1}$$

• Trường hợp $j = \ell - 1/2$: Thay $s = 1/2$ và $j = \ell - 1/2$ vào công thức g_j ta có:

$$g_j = g_l - \frac{g_s - g_l}{2\ell + 1}$$

Giá trị $\mu = g_j \vec{j} \mu_0 = g_j \sqrt{j(j+1)} \mu_0$ là độ lớn của momen từ. Trong tính toán thường dùng giá trị hiệu dụng, là giá trị cực đại của hình chiếu của momen từ, bằng $\mu = g_j \mu_0$.

Ví dụ 2.4. Sử dụng công thức $\mu = g_j \mu_0$ với $g_j = g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2\ell + 1}$, trong đó dấu “+” đối với $j = \ell + 1/2$ và dấu “-” đối với $j = \ell - 1/2$, g_s và g_l là các hệ số từ hồi chuyển spin và quỹ đạo. Hãy tính momen từ của neutron và proton trong các trạng thái $s_{1/2}$, $p_{1/2}$ và $p_{3/2}$. Cho biết đối với neutron $g_l = 0$ và $g_s = -3,8263$ còn đối với proton $g_l = 1$ và $g_s = 5,5855$.

Bài giải.

a) Đối với neutron: $g_l = 0$ và $g_s = -3,8263$ nên $g_j = \mp \frac{3,8263}{2\ell + 1}$

• Với $j = \ell + 1/2$ thì $\ell = j - 1/2$ và $g_j = -\frac{3,8263}{2j}$, do đó

$$\mu_n = g_j \mu_0 = -1,91 \mu_0$$

• Với $j = \ell - 1/2$ thì $\ell = j + 1/2$ và $g_j = +\frac{3,8263}{2(j+1)}$, do đó

$$\mu_n = g_j \mu_0 = 1,91 \frac{j}{j+1} \mu_0$$

• Trạng thái $s_{1/2}$ có $\ell = 0$ và $j = 1/2$ nên $j = \ell + 1/2 = 1/2$ và $g_j = -\frac{3,8263}{2j}$, do đó $\mu_n = -1,91 \mu_0$

• Trạng thái $p_{1/2}$ có $\ell = 1$ và $j = 1/2$ nên $j = \ell - 1/2 = 1/2$ và

$$g_j = \frac{3,8263}{2(j+1)}, \text{ do đó } \mu_n = 1,91 \frac{j}{j+1} \mu_n = 0,64\mu_n$$

• Trạng thái $p_{3/2}$ có $\ell = 1$ và $j = 3/2$ nên $j = \ell + 1/2 = 3/2$ và

$$g_j = -\frac{3,8263}{2j}, \text{ do đó } \mu_n = -1,91\mu_n$$

b) Đối với proton: $g_l = 1$ và $g_s = 5,5855$ nên $g_j = 1 \pm \frac{4,5855}{2\ell + 1}$

• Với $j = \ell + 1/2$ thì $\ell = j - 1/2$ và $g_j = 1 + \frac{4,5855}{2j}$, do đó

$$\mu_p = g_j \mu_n = (j + 2,29)\mu_n$$

• Với $j = \ell - 1/2$ thì $\ell = j + 1/2$ và $g_j = 1 - \frac{4,5855}{2(j+1)}$, do đó

$$\mu_p = g_j \mu_n = j(1 - \frac{2,29}{j+1})\mu_n$$

• Trạng thái $s_{1/2}$ có $\ell = 0$ và $j = 1/2$ nên $j = \ell + 1/2 = 1/2$ và

$$g_j = 1 + \frac{2,29}{j} = 5,58, \text{ do đó } \mu_p = 2,79\mu_n$$

• Trạng thái $p_{1/2}$ có $\ell = 1$ và $j = 1/2$ nên $j = \ell - 1/2 = 1/2$ và

$$g_j = 1 - \frac{2,29}{j+1} = -0,53, \text{ do đó } \mu_p = -0,26\mu_n$$

• Trạng thái $p_{3/2}$ có $\ell = 1$ và $j = 3/2$ nên $j = \ell + 1/2 = 3/2$ và

$$g_j = 1 + \frac{2,29}{j} = 2,52, \text{ do đó } \mu_p = 3,79\mu_n$$

Tóm tắt kết quả như sau:

	$j = \ell + 1/2$	$j = \ell - 1/2$	$s_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$
μ_n	$-1,91\mu_n$	$1,91 \frac{j}{j+1} \mu_n$	$-1,91\mu_n$	$0,64\mu_n$	$-1,91\mu_n$
μ_p	$(j + 2,29)\mu_n$	$j(1 - \frac{2,29}{j+1})\mu_n$	$2,79\mu_n$	$-0,26\mu_n$	$3,79\mu_n$

Ví dụ 2.5. Thực nghiệm xác định rằng spin hạt nhân ${}^9\text{F}^{19}$ là $J = 1/2$ và momen từ $\mu = 2,63\mu_n$. Hãy xác định sơ đồ chiếm các lớp vỏ của hạt nhân ${}^9\text{F}^{19}$ nếu coi rằng momen từ của hạt nhân này do proton không đánh cặp gây nên. Cho biết $g_l = 1$ và $g_s = 5,5855$ đối với proton.

Bài giải. Theo quy tắc thông thường thì trạng thái cơ bản của hạt nhân ${}^9\text{F}^{19}$ là $1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^3$, trong đó proton không đánh cặp quyết định spin của hạt nhân ở trạng thái $d_{5/2}$. Như vậy spin của hạt nhân phải là $5/2$, trong lúc giá trị thực nghiệm là $1/2$. Ngoài ra nếu sử dụng trạng thái $d_{5/2}$ để tính momen từ hạt nhân, ta có $\ell = 2$ và $j = \ell + 1/2 = 5/2$. Sử dụng công thức $g_j = g_r + \frac{g_s - g_r}{2\ell + 1}$ nhận được $g_j = 0,084$ và $\mu = g_j \mu_0 = 0,124\mu_0$, khác xa số liệu thực nghiệm ($2,63\mu_0$).

Để phù hợp với thực nghiệm về spin có thể giả thuyết proton ở trạng thái tiếp theo là $2s_{1/2}$. Khi đó momen từ hạt nhân ${}^9\text{F}^{19}$ là momen từ của proton $2s_{1/2}$ với $\ell = 0$ và $j = \ell + 1/2 = 1/2$. Sử dụng công thức $g_j = g_r + \frac{g_s - g_r}{2\ell + 1}$ nhận được $g_j = 5,58\mu_0$ và $\mu = g_j \mu_0 = 2,79\mu_0$, gần trùng với giá trị thực nghiệm $\mu = 2,63\mu_0$. Vậy trạng thái cơ bản của hạt nhân ${}^9\text{F}^{19}$ là $1s_{1/2}^4 1p_{3/2}^8 1p_{1/2}^4 1d_{5/2}^3 2s_{1/2}^1$.

2.5.2. Các bài tập tự giải

2.1. Sử dụng công thức $\mu = g_j \mu_0$ với $g_j = g_r \pm \frac{g_s - g_r}{2\ell + 1}$, trong đó dấu + đối với $j = \ell + \frac{1}{2}$ và dấu - đối với $j = \ell - \frac{1}{2}$, g_s và g_r là các hệ số từ hồi chuyển spin và quỹ đạo. Hãy tính số lượng tử j của proton ở trạng thái f nếu biết rằng trong trạng thái này momen từ của nó là $\mu = 5,79\mu_0$. Cho biết $g_r = 1$ và $g_s = 5,5855$ đối với proton.

2.2. Sử dụng mẫu vỏ hạt nhân để xác định momen từ của các hạt nhân H^3 , He^3 , O^{17} và K^{39} . Các giá trị thực nghiệm bằng $2,98\mu_0$; $-2,13\mu_0$; $-1,89\mu_0$ và $0,39\mu_0$.

2.3. Trên cơ sở mẫu vỏ hạt nhân hãy tính spin và độ chẵn lẻ của các hạt nhân ${}^7\text{N}^{15}$, ${}_{13}\text{Al}^{27}$ và ${}_{38}\text{Sr}^{87}$.

2.4. Hãy tính các hệ số từ hồi chuyển và momen từ của proton và neutron ở trạng thái $h_{1/2}$.

2.5. Hãy tính momen từ của hạt nhân ${}^7\text{N}^{15}$ và so sánh với giá trị thực nghiệm $\mu = -0,283\mu_0$.

PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

3.1. CÁC TÍNH CHẤT CỦA PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

3.1.1. Các quá trình va chạm hạt nhân

Quá trình va chạm hạt nhân, hay thường gọi là phản ứng hạt nhân, là hiện tượng biến đổi các hạt nhân khi có va chạm giữa hai hạt nhân với nhau, giữa hạt nhân với nucleon hay sự biến đổi của hạt nhân do ảnh hưởng của trường bức xạ γ , trường Coulomb, ... Thông thường phản ứng hạt nhân xảy ra do chùm các hạt neutron, proton, hạt α , ... bắn phá các hạt nhân. Do sự va chạm mạnh giữa các hạt vào và hạt nhân bia mà sau phản ứng xuất hiện hai hạt hay một số lớn hạt bay theo các phương khác nhau. Để đơn giản ta hãy xét phản ứng hạt nhân tạo nên hai hạt sau phản ứng.

Ta ký hiệu quá trình va chạm của hạt tới a với hạt nhân bia A tạo nên hạt b và hạt nhân B là:



hay gọn hơn, là:

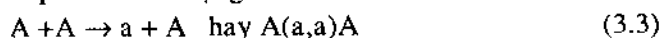


Theo (3.1), trong quá trình va chạm có hai trạng thái là trạng thái đầu $a + A$ hay còn gọi là kênh lối vào và trạng thái cuối $b + B$ hay còn gọi là kênh lối ra. Quá trình va chạm chuyển từ kênh lối vào sang kênh lối ra.

Thông thường, va chạm giữa hạt a và hạt nhân A xảy ra theo một trong các quá trình sau đây:

a. Tán xạ đàn hồi

Tán xạ đàn hồi là quá trình có dạng như sau:

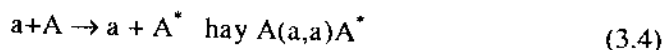


Trong quá trình tán xạ đàn hồi thành phần và trạng thái nội tại của các hạt không thay đổi. Động năng của các hạt sau tán xạ thay đổi, phụ thuộc vào góc bay của chúng.

b. Tán xạ không đàn hồi

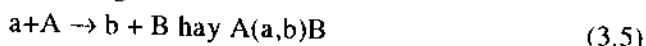
Tán xạ không đàn hồi là quá trình, trong đó thành phần các hạt không thay đổi nhưng trạng thái nội tại của hạt nhân bia A thay đổi thành A^* ,

chẳng hạn nó chuyển lên trạng thái kích thích hay thay đổi định hướng spin của mình:



c. Phản ứng hạt nhân thực sự

Phản ứng hạt nhân thực sự là quá trình trong đó các hạt sau phản ứng b và B khác các hạt trước phản ứng a và A:



Như vậy tên gọi “phản ứng hạt nhân” dành cho cả quá trình tán xạ đàn hồi, tán xạ không đàn hồi và quá trình phản ứng thực sự. Từ đây trong một số trường hợp, nếu không phải phân biệt rõ quá trình phản ứng hạt nhân thực sự với các quá trình tán xạ ta dùng “phản ứng hạt nhân” để chỉ quá trình phản ứng hạt nhân thực sự.

3.1.2. Các định luật bảo toàn trong phản ứng

Phản ứng hạt nhân $a+A \rightarrow b + B$ tuân thủ các định luật bảo toàn sau đây:

a) Bảo toàn điện tích

Định luật bảo toàn điện tích yêu cầu tổng số điện tích trước phản ứng phải bằng tổng số điện tích sau phản ứng, tức là:

$$Z_a + Z_A = Z_b + Z_B \quad (3.6)$$

Trong đó Z_a, Z_A, Z_b, Z_B lần lượt là điện tích của các hạt a, A, b, B.

b) Bảo toàn số nucleon

Định luật bảo toàn số nucleon yêu cầu tổng số các nucleon trước và sau phản ứng phải bằng nhau.

$$A_a + A_A = A_b + A_B \quad (3.7)$$

Trong đó A_a, A_A, A_b, A_B lần lượt là số nucleon của các hạt a, A, b, B.

c) Bảo toàn năng lượng

Định luật bảo toàn năng lượng yêu cầu tổng số năng lượng của các thành phần trước phản ứng phải bằng tổng số năng lượng của các thành phần sau phản ứng.

$$(m_a c^2 + E_a) + (m_A c^2 + E_A) = (m_b c^2 + E_b) + (m_B c^2 + E_B) \quad (3.8)$$

Trong đó $m_a, m_A, m_b, m_B; m_a c^2, m_A c^2, m_b c^2, m_B c^2$ và E_a, E_A, E_b, E_B lần lượt là khối lượng, năng lượng tĩnh và động năng của các hạt a, A, b, B.

d) Bảo toàn động lượng

Định luật bảo toàn động lượng yêu cầu tổng số động lượng của các thành phần trước phản ứng phải bằng tổng số động lượng của các thành phần sau phản ứng.

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (3.9)$$

Trong đó $\vec{p}_a, \vec{p}_A, \vec{p}_b, \vec{p}_B$ lần lượt là động lượng của các hạt a, A, b, B.

e) Bảo toàn momen động lượng toàn phần

Ta hãy xét quá trình $a + A \rightarrow b + B$ khi các hạt có spin. Giả sử hạt a có spin i, momen động lượng ℓ tương đối so với hạt nhân A; hạt nhân A có spin I; hạt b có spin i' , momen động lượng ℓ' tương đối so với hạt nhân B; hạt nhân B có spin I' . Momen động lượng toàn phần J của hệ trước phản ứng là tổng của momen quỹ đạo ℓ và các spin i và I:

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{i} + \vec{I} \quad (3.10)$$

Momen động lượng toàn phần J' của hệ sau phản ứng là tổng của momen quỹ đạo ℓ' và các spin i' và I' :

$$\vec{J}' = \vec{\ell}' + \vec{i}' + \vec{I}' \quad (3.11)$$

Định luật bảo toàn momen động lượng toàn phần yêu cầu momen động lượng toàn phần $\vec{J}'$ sau phản ứng phải bằng momen động lượng toàn phần $\vec{J}$ trước phản ứng

$$\vec{J}' = \vec{J} \quad (3.12)$$

f) Bảo toàn độ chẵn lẻ

Giả sử hạt a có độ chẵn lẻ π_a , momen động lượng ℓ tương đối so với hạt nhân A; hạt nhân A có độ chẵn lẻ π_A ; hạt b có độ chẵn lẻ π_b , momen động lượng ℓ' tương đối so với hạt nhân B; hạt nhân B có độ chẵn lẻ π_B .

Độ chẵn lẻ π của hệ trước phản ứng là:

$$\pi = \pi_a \pi_A (-1)^\ell \quad (3.13)$$

Độ chẵn lẻ π' của hệ sau phản ứng là:

$$\pi' = \pi_b \pi_B (-1)^{\ell'} \quad (3.14)$$

Định luật bảo toàn chẵn lẻ yêu cầu độ chẵn lẻ π' sau phản ứng phải bằng độ chẵn lẻ π trước phản ứng:

$$\pi' = \pi \quad (3.15)$$

g) Bảo toàn spin đồng vị

Định luật bảo toàn spin đồng vị yêu cầu tổng số spin đồng vị của các hạt trước phản ứng phải bằng tổng số spin đồng vị của các hạt sau phản ứng:

$$T_a + T_A = T_b + T_B \quad (3.16)$$

Trong đó T_a , T_A , T_b , T_B lần lượt là spin đồng vị của các hạt a, A, b, B.

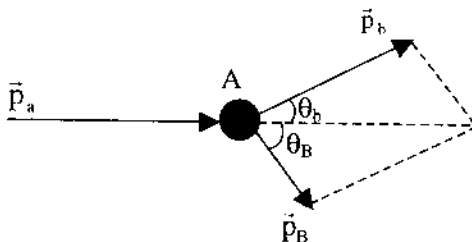
3.1.3. Động học của phản ứng hạt nhân trong trường hợp không tương đối

Động học của phản ứng là tập hợp các giá trị khối lượng, năng lượng và động lượng của các hạt tham gia phản ứng. Các đại lượng này không hoàn toàn độc lập với nhau mà phụ thuộc nhau thông qua các biểu thức bảo toàn năng lượng và động lượng:

$$(m_a c^2 + E_a) + (m_A c^2 + E_A) = (m_b c^2 + E_b) + (m_B c^2 + E_B) \quad (3.17)$$

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (3.18)$$

Trong đó m_a , m_A , m_b , m_B ; $m_a c^2$, $m_A c^2$, $m_b c^2$, $m_B c^2$; E_a , E_A , E_b , E_B và $\vec{p}_a$, $\vec{p}_A$, $\vec{p}_b$, $\vec{p}_B$ lần lượt là khối lượng, năng lượng tĩnh, động năng và động lượng của các hạt a, A, b, B. Biểu thức (3.18) được minh họa trên hình 3.1.



Hình 3.1. Sơ đồ động lượng của phản ứng $a + A \rightarrow b + B$

Đối với các phản ứng hạt nhân mà ta quan tâm, hạt a chuyển động với vận tốc bé còn hạt nhân bia A đứng yên trước phản ứng. Các hạt tạo thành sau phản ứng cũng có động năng bé. Do đó bài toán động học có thể xét trong trường hợp không tương đối, chẳng hạn, có thể áp dụng cho hạt neutron có động năng dưới 100 MeV vì khối lượng của nó là 938 MeV. Khi đó động lượng và động năng của các hạt thứ i ($i = a, A, b, B$) được xác định như sau:

$$\vec{p}_i = m_i \vec{v}_i ; E_i = \frac{m_i v_i^2}{2} = \frac{p_i^2}{2m_i} ; p_i = \sqrt{2m_i E_i} \quad (3.19)$$

Trong đó v_i là vận tốc của hạt thứ i .

Gọi các góc bay của các hạt b và B là θ_b và θ_B . Khi đó các phương trình (3.17), (3.18) mô tả quy luật bảo toàn năng lượng và động lượng của phản ứng được viết lại như sau (ở đây để ngắn gọn ta thay $m_b c^2$ bằng m_b nhưng theo đơn vị năng lượng):

$$E_a + m_a + m_A = E_b + m_b + E_B + m_B \quad (3.20a)$$

$$\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (3.20b)$$

Hay:

$$E_a = E_b + E_B - Q \quad (3.21a)$$

$$p_a = p_b \cos \theta_b + p_B \cos \theta_B \quad (3.21b)$$

$$0 = p_b \sin \theta_b - p_B \sin \theta_B \quad (3.21c)$$

Trong phương trình (3.21a) :

$$Q = (m_a + m_A) - (m_b + m_B) = M_a - M_b \quad (3.22)$$

được gọi là *hiệu ứng nhiệt* của phản ứng, trong đó $M_a = m_a + m_A$ và $M_b = m_b + m_B$.

Từ hệ phương trình (3.21) có thể tìm các mối liên hệ giữa động năng của các hạt bay ra và các góc bay của chúng với các thông số cho trước là khối lượng các hạt tham gia phản ứng và động năng E_a của hạt a vào.

Để làm ví dụ, ta nêu ra kết quả tính toán mối liên quan giữa động năng E_b và góc bay θ_b của hạt b tạo thành sau phản ứng.

$$\sqrt{E_b} = \left\{ \sqrt{m_a m_b E_a} \cos \theta_b \pm \sqrt{m_a m_b E_a \cos^2 \theta_b + M_b [m_b Q + (m_b - m_a) E_a]} \right\} / M_b \quad (3.23)$$

Để biểu thức (3.23) có nghĩa, số hạng dưới dấu căn bậc hai phải không âm, do đó:

$$\sin^2 \theta_b \leq \frac{m_B}{m_a m_b E_a} (M_b Q + m_A E_a) \quad (3.24)$$

Ta thấy rằng điều kiện để phản ứng xảy ra là $\theta_b \geq 0$, nghĩa là động năng E_a phải đủ lớn. Động năng tối thiểu E_a^{ng} ứng với $\theta_b = 0$ được gọi là *động năng ngưỡng* của hạt a. Từ (3.24) khi $\theta_b = 0$ ta được:

$$E_a^{ng} = -\frac{M_b}{m_A} Q \approx -\frac{M_a}{m_A} Q = -\frac{m_a}{\mu_a} Q \quad (3.25)$$

Trong đó

$$\mu_a = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A} = \frac{m_a m_A}{M}$$

là khối lượng rút gọn của hai hạt a và A. Trong trường hợp phản ứng hạt nhân, khối lượng m_A lớn hơn rất nhiều khối lượng m_a , do đó khối lượng rút gọn μ gần đúng bằng m_a .

Theo biểu thức (3.25) phản ứng hạt nhân thường được phân thành hai loại.

a) *Phản ứng thu nhiệt*: Khi hiệu ứng nhiệt âm ($Q < 0$), động năng ngưỡng E_a^{ng} dương và bằng:

$$E_a^{ng} = \frac{m_a}{\mu_a} |Q| \quad (3.26)$$

nghĩa là phản ứng chỉ xảy ra khi động năng $E_a \geq E_a^{ng} > 0$, phản ứng này được gọi là *phản ứng thu nhiệt*.

b) *Phản ứng tỏa nhiệt*: Khi hiệu ứng nhiệt dương ($Q > 0$), động năng ngưỡng E_a^{ng} âm, do đó phản ứng có thể xảy ra khi động năng $E_a = 0$. Phản ứng này được gọi là *phản ứng tỏa nhiệt*.

Trong tán xạ đàn hồi thì hiệu ứng nhiệt $Q = 0$.

Sau đây là các ví dụ về phản ứng thu nhiệt và phản ứng tỏa nhiệt.

$\alpha + \alpha \rightarrow p + Li^7 - 17 \text{ MeV}$ là phản ứng thu nhiệt

$p + Li^7 \rightarrow \alpha + \alpha + 17 \text{ MeV}$ là phản ứng tỏa nhiệt

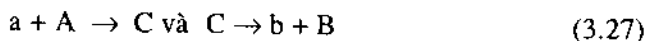
3.1.4. Các cơ chế và phân loại các phản ứng hạt nhân

3.1.4.1. Các cơ chế phản ứng hạt nhân

Phản ứng hạt nhân thực tế chưa xảy ra khi khoảng cách giữa các hạt trước phản ứng lớn hơn bán kính tác dụng của lực hạt nhân. Và quá trình phản ứng kết thúc khi các hạt thứ cấp cách nhau một khoảng vượt quá bán kính tác dụng của lực hạt nhân. Như vậy quá trình phản ứng xảy ra trong miền tác dụng của lực hạt nhân. Trong miền này, các hạt tương tác với nhau như thế nào, các phương pháp thực nghiệm không theo dõi được. Vì vậy người ta đưa ra các giả thuyết khác nhau về cơ chế của phản ứng. Có ba giả thuyết sau đây về cơ chế phản ứng được chấp nhận phổ biến: Cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần; cơ chế phản ứng hạt nhân trực tiếp; và cơ chế phản ứng hạt nhân trước cân bằng.

a) Cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần

Đối với cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần, các hạt tham gia tương tác (a và A) tạo nên hạt nhân hợp phần C và sau đó hạt nhân hợp phần này phân rã thành các hạt thứ cấp (b và B)



N. Bohr giả thuyết rằng, hai giai đoạn tạo nên hạt nhân hợp phần C và phân rã hạt nhân này là độc lập nhau. Khả năng phân rã hạt nhân hợp phần không phụ thuộc vào cách tạo nên hạt nhân hợp phần mà chỉ phụ thuộc vào năng lượng, momen động lượng và tính chẵn lẻ của hạt nhân này. Điều này có thể minh họa bằng thời gian xảy ra phản ứng hạt nhân qua giai đoạn

hạt nhân hợp phần. Nếu hạt nhân có kích thước cỡ 10^{-12} cm và hạt vào bay qua hạt nhân với tốc độ 10^{10} cm/s thì thời gian để hạt đó đi qua hạt nhân là $10^{-12} / 10^{10} = 10^{-22}$ s. Thời gian này gọi là thời gian đặc trưng của hạt nhân. Đối với phản ứng hạt nhân hợp phần, hạt nhân hợp phần có thể tồn tại hàng triệu hay hàng tỷ lần lâu hơn thời gian đặc trưng nói trên trước khi phân rã thành các hạt thứ cấp. Chính vì vậy mà quá trình phân rã hạt nhân hợp phần không phụ thuộc vào quá trình tạo nên nó.

b) Cơ chế phản ứng hạt nhân trực tiếp

Trong phản ứng hạt nhân trực tiếp, tình hình lại khác đi. Hạt a vào chỉ tương tác với một nucleon hay một số nucleon trong hạt nhân mà không tương tác với toàn bộ hạt nhân. Như vậy hạt vào truyền năng lượng trực tiếp cho các nucleon này của hạt nhân và phản ứng xảy ra trong thời gian vào cỡ thời gian đặc trưng của hạt nhân 10^{-22} s.

Để phản ứng trực tiếp xảy ra thì bước sóng của hạt vào phải ngắn hơn kích thước hạt nhân để nó “nhìn thấy” từng nucleon hay từng nhóm nucleon riêng rẽ trong hạt nhân. Vì vậy các hạt vào cần có năng lượng đủ lớn.

c) Cơ chế phản ứng hạt nhân trước cân bằng

Cơ chế phản ứng hạt nhân trước cân bằng có thể coi là cơ chế trung gian giữa cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần và cơ chế phản ứng hạt nhân trực tiếp. Đối với cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần, trước khi phân rã, hạt nhân hợp phần phải đạt đến trạng thái cân bằng thống kê. Hạt nhân hợp phần được tạo nên cho đến lúc cân bằng thống kê cần một thời gian rất lớn. Trong khoảng thời gian thiết lập sự cân bằng, hạt nhân hợp phần có thể phân rã ngay cả trước khi đạt được sự cân bằng hoàn toàn.

Như vậy ta đã xét sơ bộ ba loại cơ chế phản ứng hạt nhân tiêu biểu. Các phản ứng hạt nhân này xảy ra trong các khoảng thời gian khác nhau, có thể lớn hơn nhau hàng triệu lần. Tuy nhiên, so với thang thời gian xảy ra trong các phép đo vật lý thì các khoảng thời gian này ($\leq 10^{-14}$ s) không thể phân biệt được nhờ các phép đo thực nghiệm. Vì vậy các tiết diện tính toán đối với ba quá trình này cần kết hợp với nhau trước khi so sánh với các dữ liệu thực nghiệm. Và nhờ các dữ liệu thực nghiệm, có thể đánh giá sự đóng góp của cơ chế phản ứng nào là chủ yếu trong quá trình phản ứng được xem xét.

3.1.4.2. Phân loại các phản ứng hạt nhân

Thường người ta phân loại các phản ứng theo các đặc điểm sau: loại hạt vào, năng lượng hạt vào và khối lượng của hạt nhân bia.

a) *Loại hạt vào*: neutron, proton, hạt α , deuteron, các hạt ion nặng, hay bức xạ γ .

b) *Năng lượng hạt vào*:

– Năng lượng bé $0 < \epsilon < 1 \text{ KeV}$.

– Năng lượng trung bình $1 \text{ KeV} < \epsilon < 500 \text{ KeV}$.

– Năng lượng lớn $0,5 \text{ MeV} < \epsilon < 10 \text{ MeV}$.

– Năng lượng rất lớn $10 < \epsilon < 50 \text{ MeV}$.

– Năng lượng cao : $\epsilon > 50 \text{ MeV}$.

c) *Loại hạt nhân*:

– Hạt nhân nhẹ $1 \leq A \leq 25$.

– Hạt nhân trung bình $25 \leq A \leq 80$.

– Hạt nhân nặng $80 \leq A \leq 240$.

Đối với các hạt nhân nhẹ, số nucleon trong hạt nhân ít, do đó tính chất thống kê của bài toán tương tác hạt nhân ứng dụng không chính xác. Tính chất thống kê đó thể hiện ở lực tương tác trung bình. Vì vậy chúng ta chủ yếu xét các phản ứng với các hạt nhân trung bình và nặng.

Đối với các hạt nhân trung bình và nặng, khi năng lượng hạt vào bé chỉ có phản ứng neutron vì các hạt tích điện không vượt qua được bờ thế Coulomb.

Các đặc trưng tương tác của các miền năng lượng như sau:

– Năng lượng bé: Chủ yếu là chiếm cộng hưởng neutron (n, γ) ở hạt nhân nặng.

– Năng lượng trung bình: Chủ yếu là tán xạ đàn hồi neutron.

– Năng lượng lớn: Hạt nhân còn lại có thể bị kích thích dẫn tới tán xạ không đàn hồi và phản ứng.

– Năng lượng rất lớn: Có thể xảy ra các phản ứng thứ cấp ($p, 2n$), (p, pn), ...

– Năng lượng cao: Các phản ứng nhiều hạt dẫn tới nhiều nucleon bay ra.

3.2. TIẾT DIỆN CÁC PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

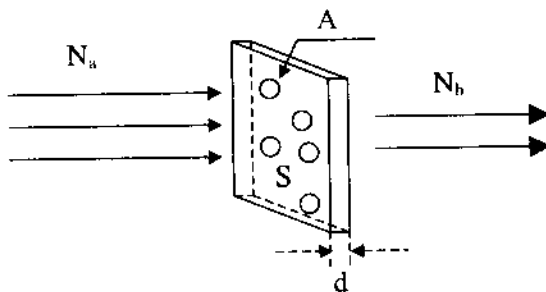
3.2.1. Tiết diện phản ứng

Trong cơ học cổ điển, hai quả cầu bán kính R_1 và R_2 có thể va chạm nhau nếu tâm của một trong hai quả cầu đó đi qua tiết diện tròn với bán kính $R_1 + R_2$ so với tâm quả cầu thứ hai. Diện tích tiết diện ngang này $\pi(R_1 + R_2)^2$

xác định xác suất va chạm của hai quả cầu trong một phạm vi không gian nào đó. Nếu ta coi một hạt là chất điểm và hạt kia là hạt bia với bán kính R , tức là có tiết diện ngang $S = \pi R^2$ thì S xác định xác suất để chất điểm va chạm với hạt bia này trong miền không gian được xem xét.

Trong phản ứng hạt nhân, tiết diện hiệu dụng của phản ứng cũng có ý nghĩa tương tự như trong cơ học cổ điển. Tiết diện hiệu dụng là diện tích cắt ngang của miền không gian xung quanh hạt nhân bia mà khi đi xuyên qua đó hạt điểm bay vào sẽ có xác suất 100% tương tác với hạt nhân bia này. Với ý nghĩa đơn giản đó, ta hãy xét tiết diện của phản ứng $a + A \rightarrow b + B$. Ta cho dòng hạt a vào có cường độ N_a hạt/s tương tác với các hạt nhân A trong bia có nồng độ n hạt/cm³ với giả thuyết rằng các hạt nhân A trong bia không che lẫn nhau. Chọn bia có diện tích S cm², bề dày d cm (hình 3.2). Số hạt nhân A trong bia là nSd . Nếu hạt a “nhìn thấy” mỗi hạt nhân A với tiết diện σ cm² thì diện tích tổng cộng nSd hạt nhân A là $S_A = \sigma nSd$. Khi đó cường độ hạt bay ra N_b hạt/s sẽ tỉ lệ với diện tích S_A này. Do đó ta có:

$$\frac{N_b}{N_a} = \frac{S_A}{S} = \frac{\sigma nSd}{S} = \sigma nd \quad (3.28)$$



Hình 3.2. Sơ đồ tính tiết diện hiệu dụng của phản ứng.

Đại lượng

$$w = \frac{N_b}{N_a} \quad (3.29)$$

gọi là *suất ra* của phản ứng $a + A \rightarrow b + B$. Như vậy suất ra w của phản ứng là một đại lượng không thứ nguyên còn tiết diện σ có thứ nguyên diện tích. Từ (3.28) và (3.29) ta có:

$$\sigma = \frac{(N_b/N_a)}{nd} = \frac{w}{nd} \text{ cm}^2 \quad (3.30)$$

Đơn vị đo thường dùng đối với σ là barn với $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Tiết diện được tính theo công thức (3.30) gọi là tiết diện toàn phần, trong đó cường độ hạt bay ra N_b là tất cả các hạt b sau phản ứng trong thời gian 1 giây. Trong trường hợp các hạt bay ra không đẳng hướng, khi đó cần xác định xác suất hạt b bay ra theo một góc đặc nào đó. Tiết diện tính cho một góc đặc $d\Omega$ gọi là tiết diện vi phân $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Với cường độ hạt bay ra theo góc đặc $d\Omega$ là $\frac{dN_b}{d\Omega}$ thì tiết diện vi phân được tính theo công thức:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(dN_b/d\Omega)}{N_a \times (n.d)} \text{ cm}^2/\text{steradian} \quad (3.31)$$

Tiết diện toàn phần được tính theo tiết diện vi phân bằng cách lấy tích phân theo tất cả các góc đặc:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.32)$$

Nếu phản ứng hạt nhân có nhiều kênh ra thì mỗi kênh có tiết diện σ_i . Như vậy tiết diện toàn bộ các kênh của phản ứng là:

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \quad (3.33)$$

Trong các tính toán trên ta đã giả thiết là các hạt nhân A trong bia không che lẫn nhau. Điều này có thể chấp nhận được khi bia rất mỏng, tức là d rất bé. Trong trường hợp bề dày bia lớn thì cần tính đến hiệu ứng che giữa các hạt nhân trong bia. Ta hãy xét trường hợp tán xạ neutron nhanh lên bia. Phương trình vi phân mô tả cường độ hạt neutron dN xuyên qua lớp chiều dày bia dx theo phương x vuông góc với mặt bia và cường độ neutron $N(x)$ ở trước lớp dx là:

$$dN(x) = -N(x)n\sigma dx \quad (3.34)$$

Nghiệm phương trình (3.34) có dạng:

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (3.35)$$

Trong đó N_0 là cường độ neutron vào. Để xác định tiết diện σ của quá trình tán xạ neutron với bia có bề dày d ta phải đo suất ra $w = \frac{N(d)}{N_0}$ hay

hệ số suy giảm chùm tia neutron $\frac{N_0}{N(d)}$, trong đó N_0 và $N(d)$ là cường độ neutron trước và sau bia. Khi đó:

$$\sigma = -\ln \frac{w}{nd} = \ln \frac{N_0}{N(d)nd} \quad (3.36)$$

Ta chú ý rằng, khi xác định tiết diện phản ứng σ , ta coi nó có ý nghĩa hình học là tiết diện ngang của hạt nhân bia, tức là một cách gần đúng có

thể viết $\sigma = \pi R^2$, trong đó R là bán kính hạt nhân. Tuy nhiên diễn giải này không chính xác. Chẳng hạn khi neutron nhanh tương tác với hạt nhân bia, có hai quá trình xảy ra là tán xạ không đàn hồi của neutron lên hạt nhân với tiết diện πR^2 và tán xạ nhiều xạ đàn hồi của sóng neutron de Broglie lên hạt nhân cũng có tiết diện πR^2 , kết quả là tiết diện tương tác của neutron nhanh với hạt nhân bằng $2\pi R^2$. Một hiện tượng khác chứng tỏ sự không phù hợp của tính hình học của tiết diện phản ứng do tính chất sóng của hạt. Khi hạt vào va chạm với hạt nhân bia, miền không gian mà chúng liên kết với nhau có bán kính vào khoảng độ dài sóng de Broglie λ của hạt vào, do đó tiết diện phản ứng bằng $\pi\lambda^2$. Do λ tỉ lệ nghịch với năng lượng nên tiết diện phản ứng tăng khi năng lượng hạt vào giảm chứ không phải là một hằng số πR^2 . Trong thực tế sự phụ thuộc của tiết diện vào năng lượng là hàm số phức tạp.

Trong thực nghiệm không đo được tiết diện vi phân hay tiết diện toàn phần của phản ứng mà đo được suất ra của phản ứng. Đối với mỗi thí nghiệm cụ thể, suất ra là tỉ số cường độ các hạt do hệ thống thiết bị ghi được so với cường độ các hạt vào thỏa mãn các điều kiện về góc đặc hay năng lượng của các hạt bay ra. Tiết diện được tính theo suất ra bởi các công thức (3.30), (3.31) hay (3.36). Trong trường hợp hạt vào không đơn năng và phản ứng có nhiều kênh ra thì suất ra liên hệ với các tiết diện phức tạp hơn.

3.2.2. Hệ tọa độ phòng thí nghiệm và hệ tọa độ tâm quán tính

a) Hệ tọa độ phòng thí nghiệm và hệ tọa độ tâm quán tính

Sơ đồ hình 3.1 minh họa quá trình va chạm trong hệ phòng thí nghiệm (PTN), tức là trong hệ tọa độ liên hệ với người quan sát. Dùng hệ tọa độ này thuận tiện khi bố trí thí nghiệm quan sát các quá trình phản ứng cũng như khi nhận các kết quả thí nghiệm. Song trong các phép tính toán lý thuyết người ta thường dùng hệ tọa độ tâm quán tính (TQT) hơn. Hệ này có gốc tọa độ trùng với tâm quán tính của hệ các hạt, do đó nó chuyển động cùng với hệ các hạt đó. Vận tốc của hệ tâm quán tính của hệ hai hạt a và A khi A đứng yên so với hệ phòng thí nghiệm là:

$$\vec{v}_c = \frac{m_a}{m_a + m_A} \vec{v}_a = \frac{\mu_a}{m_A} \vec{v}_a \quad (3.37)$$

Ta quy ước các đại lượng trong hệ PTN có thêm ký hiệu L còn hệ tâm quán tính không thêm ký hiệu gì. Vận tốc các hạt a và A trong hệ TQT là v_a và v_A . Chúng liên hệ với vận tốc v_{aL} của hạt a trong hệ PTN như sau:

$$\vec{v}_A = \vec{v}_{AL} - \vec{v}_c = -\vec{v}_c = -\frac{\mu_a}{m_A} \vec{v}_{aL} \quad (3.38)$$

$$\vec{v}_a = \vec{v}_{al} - \vec{v}_c = \frac{\mu_a}{m_A} \vec{v}_{al} \quad (3.39)$$

b) *Động năng và động lượng các hạt trước phản ứng trong hệ TQT*

Động lượng của các hạt a và A trong hệ tâm quán tính là:

$$\vec{p}_a = m_a \vec{v}_a = \mu_a \vec{v}_{al} ; \vec{p}_A = m_A \vec{v}_A = -\mu_a \vec{v}_{al} \quad (3.40)$$

Như vậy động lượng các hạt a và A trong hệ TQT có cùng phương với phương vận tốc hạt a trong hệ PTN, và có chiều ngược nhau. Giá trị tuyệt đối của chúng cũng bằng nhau và bằng:

$$p_a = p_A = \mu_a v_{al} = \frac{\mu_a}{m_a} p_{al} \quad (3.41)$$

Động năng của chúng được tính qua động năng E_{al} như sau

$$E_a = \frac{p_a^2}{2m_a} = \frac{\mu_a^2}{m_a^2} E_{al} ; E_A = \frac{p_A^2}{2m_A} = \frac{\mu_a^2}{m_a m_A} E_{al} \quad (3.42)$$

Động năng toàn phần là

$$E_t = E_a + E_A = \frac{\mu_a}{m_a} E_{al} = \frac{p_a^2}{2\mu_a} \quad (3.43)$$

Năng lượng ngưỡng nhận được khi $E_{al} = E_{al}^{ng}$ và bằng

$$E_{tA}^{ng} = Q \quad (3.44)$$

Như vậy năng lượng ngưỡng trong hệ TQT bằng hiệu ứng nhiệt Q.

c) *Động năng và động lượng các hạt sau phản ứng trong hệ TQT*

Ta chú ý rằng tổng động lượng các hạt a và A trong hệ tâm quán tính bằng 0, ($\vec{p}_a + \vec{p}_A = 0$). Quy luật bảo toàn động lượng yêu cầu tổng động lượng các hạt sau phản ứng cũng phải bằng 0 ($\vec{p}_b + \vec{p}_B = 0$), do đó độ lớn động lượng các hạt sau phản ứng bằng nhau ($p_b = p_B$).

Để xác định động lượng p_b , tức cũng là p_B , ta chú ý rằng quy luật bảo toàn động năng trong hệ TQT cho ta biểu thức sau đây:

$$E_a + E_A = E_b + E_B - Q \quad (3.45)$$

Trong đó Q là hiệu ứng nhiệt của phản ứng, được xác định theo (3.22). Trong biểu thức này, các năng lượng E_b và E_B được xác định qua $p_b = p_B$ như sau

$$E_b = \frac{p_b^2}{2m_b} ; E_B = \frac{p_b^2}{2m_B} ; E_{bB} = \frac{p_b^2}{2\mu_B} = E_b + E_B = E_a + E_A + Q \quad (3.46)$$

Do đó

$$p_b = \sqrt{2\mu_b(E_a + E_A + Q)} = \sqrt{2\frac{\mu_b}{M_a}(m_A E_{aL} + M_a Q)} \quad (3.47)$$

Trong đó

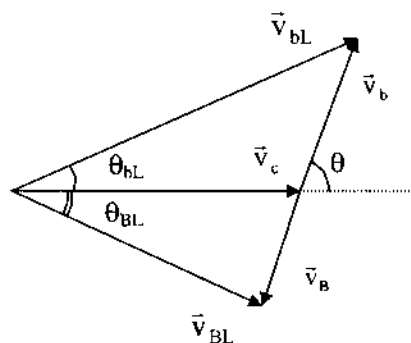
$$\mu_b = \frac{m_b m_B}{m_b + m_B} \text{ là khối lượng rút gọn của hệ hai hạt } b \text{ và } B.$$

Vận tốc của các hạt b và B trong hệ TQT được xác định qua p_b như sau:

$$v_b = \frac{p_b}{m_b} ; v_B = \frac{p_b}{m_B} \quad (3.48)$$

d) Các góc bay của các hạt b và B trong hệ TQT

Ta chú ý rằng trong hệ TQT các hạt trước phản ứng bay ngược chiều nhau và các hạt sau phản ứng cũng bay ngược chiều nhau. Như vậy trong hệ tọa độ này chỉ có một góc xác định phương chuyển động của hai hạt sau phản ứng so với phương chuyển động của hai hạt trước phản ứng. Tình hình trong hệ PTN phức tạp hơn, ở đó cần tính đến hai góc bay ra của hai hạt sau phản ứng. Giản đồ vận tốc xác định các góc bay ra θ_{bL} và θ_{BL} trong hệ PTN và θ trong hệ TQT được trình bày trên hình 3.3.



Hình 3.3. Giản đồ vận tốc các hạt sau phản ứng trong hai hệ tọa độ phòng thí nghiệm và tâm quán tính.

Ta hãy xác định mối liên hệ giữa góc θ_{bL} với góc θ . Từ hình 3.2 ta có:

$$v_{bL} \cos \theta_{bL} = v_c + v_b \cos \theta ; v_{bL} \sin \theta_{bL} = v_b \sin \theta \quad (3.49)$$

Do đó :

$$\operatorname{tg} \theta_{bL} = \frac{v_b \sin \theta}{v_c + v_b \cos \theta} = \frac{\sin \theta}{\rho_b + \cos \theta} \quad (3.50)$$

$$\operatorname{tg} \theta_{BL} = \frac{\sin \theta}{\rho_B - \cos \theta} \quad (3.51)$$

$$\text{Trong đó} \quad \rho_b = \frac{v_c}{v_b}; \quad \rho_B = \frac{v_c}{v_B} \quad (3.52)$$

e) Hệ thức giữa các tiết diện vi phân trong hai hệ phòng thí nghiệm và tâm quán tính

$$\text{Tiết diện vi phân } \sigma(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ đặc trưng xác suất phản ứng theo góc}$$

cực θ và góc phương vị φ của các hạt thứ cấp trong góc đặc $d\Omega$. Tiết diện tích phân σ xác định trong trường hợp tương tác của hạt a với hạt nhân bia đứng yên sẽ bất biến khi biến đổi từ hệ phòng thí nghiệm sang hệ tâm quán tính. Còn tiết diện vi phân $\sigma(\theta, \varphi)$ sẽ biến đổi khi chuyển hệ tọa độ. Ta hãy xét quan hệ giữa các tiết diện vi phân trong hai hệ tọa độ này.

Ta xét phép biến đổi tiết diện vi phân theo góc bay của hạt b sau phản ứng. Giả sử trong hệ phòng thí nghiệm các hạt chuyển động trong góc đặc $d\Omega_{bL} = d\cos\theta_{bL} d\varphi_{bL}$ thì trong hệ tâm quán tính, góc đặc tương ứng là $d\Omega = d\cos\theta d\varphi$. Tiết diện vi phân trong hai hệ này là $\sigma_L(\theta_{bL}, \varphi_{bL})$ và $\sigma(\theta, \varphi)$. Ta hãy tìm mối liên hệ giữa hai đại lượng này. Do sự bảo toàn số hạt khi chuyển từ hệ tọa độ này sang hệ tọa độ kia ta có:

$$d\sigma_L(\theta_L)j = d\sigma(\theta)j \quad (3.53)$$

Trong đó j là dòng hạt tới. Do đó

$$\sigma_L(\theta_{bL}, \varphi_{bL}) d\Omega_{bL} = \sigma(\theta, \varphi) d\Omega \quad (3.54)$$

Vì góc φ không đổi khi chuyển hệ tọa độ (nếu lấy trục z theo phương vận tốc hạt a), ta có:

$$\sigma_L(\theta_{bL}, \varphi_{bL}) = \sigma(\theta, \varphi) \frac{d\cos\theta}{d\cos\theta_{bL}} \quad (3.55)$$

Sử dụng công thức (3.50) về mối liên hệ giữa các góc θ và θ_{bL} , ta được:

$$\sigma_L(\theta_{bL}, \varphi_{bL}) = \frac{(1 + \rho_b^2 + 2\rho_b \cos\theta)^{3/2}}{1 + \rho_b \cos\theta} \sigma(\theta, \varphi) \quad (3.56)$$

Như vậy ta đã xét các quy tắc biến đổi từ hệ PTN sang hệ TQT của động lượng, góc bay của các hạt tham gia phản ứng và tiết diện vi phân của quá trình tương tác. Các phép đo thực hiện trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm, còn các phép tính toán thực hiện trong hệ tâm quán tính. Việc so sánh các kết quả thực nghiệm và lý thuyết nhờ các phép biến đổi từ hệ tọa độ này sang hệ tọa độ khác đã xét trên.

3.2.3. Tiết diện các quá trình tán xạ và phản ứng

Có thể chia quá trình va chạm hai hạt thành ba giai đoạn:

- Khi các hạt còn ở xa nhau, có thể bỏ qua tương tác giữa chúng.
- Khi các hạt gần nhau, giữa chúng xuất hiện sự tương tác.
- Khi các hạt được tạo nên do tương tác lại tách xa nhau, khi đó có thể bỏ qua tương tác giữa chúng.

Để mô tả các quá trình tán xạ và phản ứng, người ta dùng toán tử tán xạ S mà các yếu tố của chúng tạo nên ma trận, gọi là ma trận tán xạ S . Ma trận này liên hệ trạng thái ban đầu của hệ ứng với các hạt trước khi tương tác, khi chúng còn cách xa nhau và tương tác giữa chúng có thể bỏ qua, với trạng thái cuối ứng với các hạt được tạo nên sau tương tác, khi chúng nằm cách xa nhau và tương tác giữa chúng được bỏ qua.

Giả sử hàm $\Psi(-\infty)$ là hàm sóng ban đầu, mô tả sự chuyển động tương đối của các hạt và trạng thái nội tại của chúng ở thời điểm $t = -\infty$ và hàm $\Psi(+\infty)$ là hàm sóng cuối cùng mô tả hệ hạt sau va chạm ở thời điểm $t = +\infty$. Khi đó ma trận tán xạ được định nghĩa như sau:

$$\Psi(+\infty) = S\Psi(-\infty) \quad (3.57)$$

Ta thấy rằng hàm sóng cuối cùng có thể trùng với hàm sóng ban đầu chỉ khi trạng thái của hệ không thay đổi, tức là khi không xảy ra va chạm. Do đó quá trình va chạm sẽ ứng với sự khác nhau giữa các trạng thái đầu và cuối.

Do sự bảo toàn xác suất $|\Psi(+\infty)|^2 = |\Psi(-\infty)|^2$ nên ta có:

$$S^\dagger S = 1 \text{ hay } S^\dagger = S^{-1} \quad (3.58)$$

Đó là tính unita của ma trận S .

Tiết diện vi phân của quá trình chuyển hệ từ trạng thái ban đầu α sang trạng thái cuối β được xác định qua yếu tố ma trận tán xạ $S_{\beta\alpha}$ như sau:

$$d\sigma_{\beta\alpha} = \frac{1}{4k_\alpha^2} \left| \sum_{\ell} (2\ell + 1)(\delta_{\alpha\beta} - S_{\beta\alpha}^{\ell}) P_{\ell}(\cos\theta) \right|^2 d\Omega \quad (3.59)$$

Trong đó $k_\alpha = \frac{p_\alpha}{\hbar}$ là số sóng của các hạt trước phản ứng trong hệ TQT; ℓ là momen quỹ đạo của các hạt trước phản ứng; $\delta_{\alpha\beta}$ là hàm delta Dirac:

$$\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} 0 & \text{khi } \alpha \neq \beta \\ 1 & \text{khi } \alpha = \beta \end{cases} \quad (3.60)$$

Trong trường hợp $\beta = \alpha$, ta có tiết diện tán xạ vi phân đàn hồi:

$$d\sigma_c = \frac{1}{4k_\alpha^2} \left| \sum_l (2l+1)(1 - S_{\alpha\alpha}^l) P_l(\cos\theta) \right|^2 d\Omega \quad (3.61)$$

Tích phân biểu thức (3.61) theo góc đặc $d\Omega$ ta nhận được tiết diện tích phân của quá trình tán xạ đàn hồi:

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_{\alpha\alpha}^l|^2 \quad (3.62)$$

Còn tiết diện tích phân của tán xạ không đàn hồi và phản ứng thực sự nhận được khi lấy tích phân biểu thức (3.61) và lấy tổng theo tất cả các trạng thái cuối β khác với trạng thái đầu α ($\alpha \neq \beta$):

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sum_{\beta \neq \alpha} |S_{\beta\alpha}^l|^2 \quad (3.63)$$

Dùng điều kiện unita của ma trận tán xạ S , tức là $SS^\dagger = 1$, có thể biểu diễn tiết diện σ_r qua yếu tố chéo $S_{\alpha\alpha}^l$ của ma trận tán xạ:

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_{\alpha\alpha}^l|^2) \quad (3.64)$$

Tiết diện toàn phần của các quá trình tán xạ và phản ứng là:

$$\sigma_t = \sigma_c + \sigma_r = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - \text{Re} S_{\alpha\alpha}^l) \quad (3.65)$$

Từ các biểu thức (3.62), (3.64) và (3.65) ta thấy rằng nếu cho biết yếu tố chéo của ma trận tán xạ $S_{\alpha\alpha}^l$ có thể hoàn toàn xác định cả tiết diện tán xạ đàn hồi σ_c lẫn tiết diện các quá trình không đàn hồi (tán xạ không đàn hồi và phản ứng thực sự) σ_r .

Bây giờ ta hãy phân tích chi tiết hơn các tiết diện tán xạ đàn hồi σ_c và phản ứng σ_r (để ngắn gọn, ta gọi tiết diện phản ứng σ_r là tiết diện các quá trình không đàn hồi nói chung). Theo (3.62) và (3.64) các tiết diện σ_c và σ_r được biểu diễn dưới dạng tổng các tiết diện riêng phần σ_c^l và σ_r^l mô tả tán xạ đàn hồi và phản ứng trong trạng thái với momen động lượng xác định:

$$\sigma_c = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_c^l; \quad \sigma_r^l = \frac{\pi}{k_\alpha^2} (2l+1) |1 - S_{\alpha\alpha}^l|^2 \quad (3.66)$$

$$\sigma_r = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_r^l; \quad \sigma_r^l = \frac{\pi}{k_\alpha^2} (2l+1) (1 - |S_{\alpha\alpha}^l|^2) \quad (3.67)$$

Yếu tố ma trận $S_{\alpha\alpha}^l$ là số phức, thường được viết dưới dạng:

$$S_{\alpha\alpha}^l = e^{2i\delta_l} \quad (3.68)$$

Trong đó δ_l gọi là pha tán xạ.

Từ biểu thức (3.67) ta thấy rằng, tiết diện phản ứng sẽ triệt tiêu khi $|S_{aa}^\ell|^2 = 1$, theo (3.68) tức là pha tán xạ δ_ℓ là một số thực. Trong trường hợp này chỉ có tán xạ đàn hồi và tiết diện tán xạ đàn hồi được xác định qua pha tán xạ như sau :

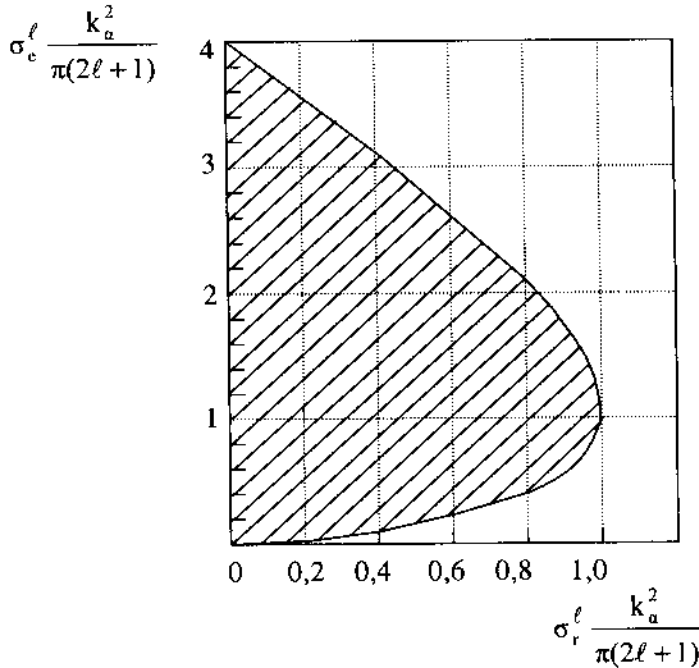
$$\sigma_c = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sigma_c^\ell ; \sigma_c^\ell = \frac{4\pi}{k^2} (2\ell+1) \sin^2 \delta_\ell \quad (3.69)$$

Do điều kiện unita của ma trận tán xạ ta có :

$$\sum_{\beta \neq \alpha} |S_{\beta\alpha}^\ell|^2 = 1 - |S_{\alpha\alpha}^\ell|^2 \geq 0$$

hay $|S_{\alpha\alpha}^\ell| \leq 1$ (3.70)

Như vậy khi chỉ có tán xạ đàn hồi thì $|S_{\alpha\alpha}^\ell| = 1$, còn khi có phản ứng $|S_{\alpha\alpha}^\ell| < 1$. Khi $|S_{\alpha\alpha}^\ell| < 1$ thì tiết diện quá trình phản ứng khác không, đồng thời tiết diện quá trình tán xạ đàn hồi cũng khác không vì $1 - |S_{\alpha\alpha}^\ell| \neq 0$. Như vậy $\sigma_r \neq 0$ kéo theo $\sigma_c \neq 0$, song $\sigma_c \neq 0$ không kéo theo $\sigma_r \neq 0$, cụ thể là trong trường hợp $|S_{\alpha\alpha}^\ell| = 1$ thì $\sigma_c \neq 0$ còn $\sigma_r = 0$. Điều này có nghĩa là quá trình phản ứng, hay nói đúng hơn quá trình không đàn hồi, bao giờ cũng kéo theo quá trình tán xạ đàn hồi.



Hình 3.4. Các giới hạn trên và dưới khả dĩ của tiết diện tán xạ đàn hồi với giá trị cho trước của tiết diện.

Do yếu tố ma trận tán xạ có giới hạn trên về môđun nên các tiết diện tán xạ đàn hồi và phản ứng cũng có giới hạn trên của chúng. Theo (3.67) giá trị cực đại của tiết diện phản ứng nhận được khi $|S_{aa}^\ell| = 0$:

$$\sigma_{\text{rmax}}^\ell = \frac{\pi}{k_a^2} (2\ell + 1) \quad (3.71)$$

Còn giá trị cực đại của tiết diện tán xạ đàn hồi, theo (3.65) bằng:

$$\sigma_{\text{emax}}^\ell = \frac{4\pi}{k_a^2} (2\ell + 1) \quad (3.72)$$

Như vậy tiết diện tán xạ đàn hồi cực đại lớn hơn tiết diện phản ứng cực đại là 4 lần. Đó là do tiết diện tán xạ đàn hồi không chỉ phụ thuộc vào giá trị tuyệt đối của S_{aa}^ℓ như trong trường hợp phản ứng, mà còn phụ thuộc vào sự dịch pha giữa chúng. Trên hình 3.4, phần gạch chéo hạn chế các giới hạn trên và dưới của tiết diện tán xạ đàn hồi với các giá trị cho trước của tiết diện phản ứng.

3.2.4. Nguyên lý cân bằng chi tiết

Ta đã xét quá trình tương tác của hạt a với hạt nhân A và các hạt b và B tạo thành sau tương tác. Quá trình này được ký hiệu là



Ta hãy xét quá trình ngược lại: hạt b va chạm với hạt nhân B tạo nên các hạt a và A. Quá trình này ký hiệu là:



Hai quá trình này ngược nhau theo thời gian và có liên quan với nhau. Nguyên lý cân bằng chi tiết liên hệ các tiết diện vi phân hai quá trình này với nhau.

Ta hãy xét phép biến đổi nghịch đảo thời gian $t \rightarrow t' = -t$. Đối với phép biến đổi này, các đại lượng vật lý được chia thành hai loại. Loại thứ nhất gồm các đại lượng không thay đổi khi đảo ngược thời gian. Đó là tọa độ không gian và năng lượng:

$$\vec{r} \rightarrow \vec{r}' = \vec{r} \quad \text{và} \quad E \rightarrow E' = E$$

Loại thứ hai gồm các đại lượng thay đổi dấu khi nghịch đảo thời gian. Đó là vận tốc, động lượng, momen động lượng, spin...

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \Rightarrow \vec{v}' = \frac{d\vec{r}'}{dt'} = \frac{d\vec{r}}{-dt} = -\vec{v}$$

$$\vec{p} = m\vec{v} \Rightarrow \vec{p}' = -m\vec{v} = -\vec{p}$$

Momen động lượng và spin có cùng dạng $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{p}$ nên

$$\vec{M} \rightarrow \vec{M}' = \vec{r} \times \vec{p}' = -\vec{r} \times \vec{p} = -\vec{M}$$

Như vậy trong tập hợp các đại lượng vật lý đặc trưng cho trạng thái của hệ ta chỉ cần xét các đặc trưng thuộc nhóm thứ hai. Hàm sóng $\Psi_\alpha(x)$ được hiểu là chỉ số trạng thái α chỉ bao gồm các đại lượng thay đổi dấu khi đảo thời gian. Do đó, khi nghịch đảo thời gian ta có hàm sóng Ψ_α .

Để thuận tiện trong việc xét quan hệ giữa tiết diện các quá trình (3.73) và (3.74) người ta sử dụng toán tử dịch chuyển T được định nghĩa như sau:

$$T\Psi(-\infty) = \Psi(\infty) - \Psi(-\infty) \quad (3.75)$$

So sánh (3.75) và (3.57) ta có mối liên hệ giữa ma trận dịch chuyển T và ma trận tán xạ S như sau:

$$T = S - 1$$

Khi đó tiết diện vi phân quá trình $\alpha \rightarrow \beta$ có dạng:

$$d\sigma_{\beta\alpha} = \frac{p_\beta^2}{(2\pi)^2 \hbar^4 v_\alpha v_\beta} |T_{\beta\alpha}|^2 d\Omega \quad (3.76)$$

Trong đó:

$$T_{\beta\alpha} = \langle \vec{k}_\beta | T | \vec{k}_\alpha \rangle = \int \varphi_{\vec{k}_\beta}^*(\vec{r}) T \varphi_{\vec{k}_\alpha}(\vec{r}) d\vec{r} \quad \text{với} \quad \varphi_{\vec{k}_\alpha}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}}$$

Với phép biến đổi nghịch đảo thời gian có thể chứng minh được rằng ma trận dịch chuyển T thỏa mãn phương trình:

$$T_{\beta\alpha} = T_{-\alpha, -\beta} \quad (3.77)$$

Nếu viết các yếu tố ma trận dịch chuyển trong trạng thái có động lượng và spin xác định và lấy tổng bình phương modun các yếu tố ma trận này theo các hình chiếu spin đầu và cuối ta được:

$$\sum_{\text{spin}} |\langle \vec{p}_\beta, \vec{\sigma}_\beta | T | \vec{p}_\alpha, \vec{\sigma}_\alpha \rangle|^2 = \sum_{\text{spin}} |\langle -\vec{p}_\alpha, -\vec{\sigma}_\alpha | T | -\vec{p}_\beta, -\vec{\sigma}_\beta \rangle|^2$$

Nếu xét các trường hợp đối xứng cầu thì các tổng này bất biến đối với phép quay trong không gian, do đó chúng là hàm của các vô hướng $\vec{p}_\alpha^2$; $\vec{p}_\beta^2$; $\vec{p}_\alpha \cdot \vec{p}_\beta$. Mặt khác do lấy tổng theo các định hướng spin trong trường đối xứng cầu nên vế phải của bất đẳng thức trên bằng:

$$\sum_{\text{spin}} |\langle -\vec{p}_\alpha, -\vec{\sigma}_\alpha | T | -\vec{p}_\beta, -\vec{\sigma}_\beta \rangle|^2 = \sum_{\text{spin}} |\langle \vec{p}_\alpha, \vec{\sigma}_\alpha | T | \vec{p}_\beta, \vec{\sigma}_\beta \rangle|^2 \quad (3.78)$$

Như vậy:

$$\sum_{\text{spin}} |T_{\beta\alpha}|^2 = \sum_{\text{spin}} |T_{\alpha\beta}|^2 \quad (3.79)$$

Tiết diện vi phân quá trình $a + A \rightarrow b + B$ được biểu thị qua $\sum_{\text{spin}} |T_{\beta\alpha}|^2$ còn tiết diện vi phân quá trình $b + B \rightarrow a + A$ được biểu thị qua $\sum_{\text{spin}} |T_{\alpha\beta}|^2$ theo công thức (3.76). Trong công thức (3.76) chưa tính đến spin các hạt tham gia phản ứng. Gọi J_a, J_A, J_b, J_B là spin các hạt a, A, b, B thì số trạng thái của hệ $a+A$ phải nhân với $(2J_a+1)(2J_A+1)$ còn của hệ $b+B$ phải nhân với $(2J_b+1)(2J_B+1)$. Do đó tiết diện vi phân quá trình $a + A \rightarrow b + B$ là:

$$\frac{d\sigma_{a \rightarrow \beta}}{d\Omega} = \frac{p_\beta^2}{(2\pi)^2 \hbar^4 v_\alpha v_\beta} \sum_{\text{spin}} |T_{\beta\alpha}|^2 (2J_b+1)(2J_B+1) \quad (3.80)$$

và quá trình $b + B \rightarrow a + A$ là:

$$\frac{d\sigma_{\beta \rightarrow \alpha}}{d\Omega} = \frac{p_\alpha^2}{(2\pi)^2 \hbar^4 v_\beta v_\alpha} \sum_{\text{spin}} |T_{\alpha\beta}|^2 (2J_a+1)(2J_A+1) \quad (3.81)$$

Từ (3.79), (3.80) và (3.81) ta được:

$$\frac{d\sigma_{a \rightarrow \beta}/d\Omega}{d\sigma_{\beta \rightarrow \alpha}/d\Omega} = \frac{p_\beta^2 (2J_b+1)(2J_B+1)}{p_\alpha^2 (2J_a+1)(2J_A+1)} \quad (3.82)$$

Mối liên hệ này được gọi là nguyên lý cân bằng chi tiết, nó cho phép tính tiết diện quá trình nào đó nếu biết được tiết diện quá trình ngược lại ở cùng một năng lượng toàn phần trong hệ tâm quán tính. Đối với các tiết diện tích phân ta cũng có:

$$\frac{\sigma_{a \rightarrow \beta}}{\sigma_{\beta \rightarrow \alpha}} = \frac{p_\beta^2 (2J_b+1)(2J_B+1)}{p_\alpha^2 (2J_a+1)(2J_A+1)} \quad (3.83)$$

3.2.5. Tiết diện các phản ứng hạt nhân năng lượng thấp

Ở miền năng lượng thấp, các hạt bay vào có momen quỹ đạo $\ell = 0$, hay còn gọi là tán xạ sóng s. Tiết diện quá trình này phụ thuộc khá yếu vào năng lượng và có dạng khác nhau đối với các loại quá trình như tán xạ đàn hồi, phản ứng tỏa nhiệt, phản ứng thu nhiệt. Ngoài ra tiết diện còn phụ thuộc vào hạt tích điện hay trung hòa. Ta hãy xem xét các trường hợp sau đây.

a) Tán xạ đàn hồi của hạt trung hòa

Do $p_\beta = p_\alpha$ nên công thức (3.80) trở thành hằng số, do đó

$$\sigma_c = \text{const} \quad (3.84)$$

Tiết diện này được minh họa trên hình 3.5.

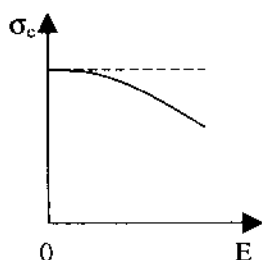
b) Phản ứng tỏa nhiệt của hạt vào trung hòa

Phương trình của phản ứng tỏa nhiệt của hạt vào trung hòa như sau:

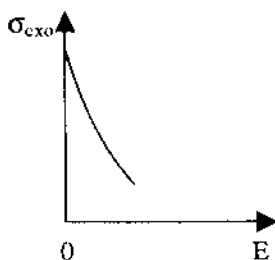


Với $E_a \ll |Q|$ thì theo công thức (3.47) có thể viết gần đúng $p_\beta = \mu_\beta v_\beta = \sqrt{2\mu_\beta |Q|} = \text{const}$. Đặt p_β vào công thức (3.80) ta có tiết diện phản ứng tỏa nhiệt ở miền năng lượng thấp có dạng:

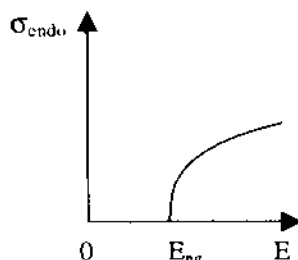
$$\sigma_{\text{exo}} = \frac{\text{const}}{v_a} \quad (3.86)$$



Hình 3.5. Tiết diện tán xạ đàn hồi của hạt trung hòa ở miền năng lượng thấp. Đường gạch nối ứng với $\sigma_c = \text{const}$.



Hình 3.6. Tiết diện phản ứng tỏa nhiệt của hạt vào trung hòa ở miền năng lượng thấp.



Hình 3.7. Tiết diện phản ứng thu nhiệt của hạt vào trung hòa ở miền năng lượng thấp.

Công thức (3.86) cho thấy tiết diện có dạng tăng theo $\frac{1}{v_a}$ (xem hình

3.6). Đây là quy luật $\frac{1}{v}$, có ứng dụng rất quan trọng trong vật lý neutron và vật lý lò phản ứng, giải thích tại sao trong các lò phản ứng hạt nhân thường sử dụng các neutron chuyển động rất chậm.

c) Phản ứng thu nhiệt của hạt vào trung hòa

Phương trình của phản ứng thu nhiệt của hạt vào trung hòa như sau:



Đây là phản ứng có ngưỡng. Sử dụng nguyên lý cân bằng chi tiết (3.83) và giả thiết tiết diện quá trình $b + B \rightarrow a + A + |Q|$ tuân theo quy luật $\frac{1}{v}$ thì tiết diện quá trình thu nhiệt (3.87) có dạng:

$$\sigma_{\text{endo}} = \text{const} \sqrt{E_{\text{aL}} - E_{\text{aL}}^{\text{ng}}} \quad (3.88)$$

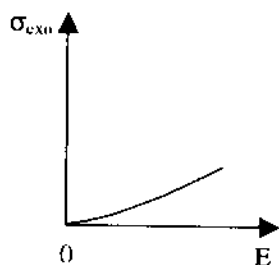
Công thức (3.88) cho dạng tiết diện có ngưỡng như thể hiện trên hình 3.7.

d) Tiết diện quá trình tương tác của các hạt tích điện năng lượng thấp

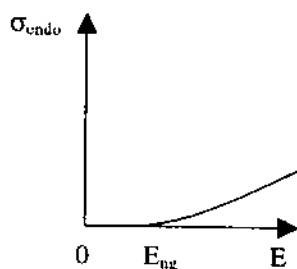
Đối với các hạt tích điện thì trường Coulomb ngăn cản các hạt lại gần nhau. Trường Coulomb có bán kính tác dụng lớn và nằm ngoài hạt nhân. Do đó một cách gần đúng có thể phân ly yếu tố ma trận dịch chuyển $T_{\beta\alpha}$ trong công thức (3.80) thành tích số của ba thừa số:

$$T_{ab} = P_a T_{ab}' P_b \quad (3.89)$$

Trong đó T_{ab}' là biên độ tán xạ hạt nhân còn P_a và P_b là xác suất xuyên bờ thế Coulomb của các hạt a và b. Các đại lượng P_a và P_b gọi là các hệ số thấm thấu, chúng tiến đến 1 ở vùng năng lượng lớn và đến 0 ở vùng năng lượng thấp. Đối với quá trình phân rã alpha thì hệ số thấm thấu chính là xác suất truyền qua bờ thế. Do ảnh hưởng của hệ số thấm thấu, tiết diện phản ứng tỏa nhiệt, thay cho dạng $\frac{1}{v}$, có dạng tiến dần đến không như trình bày trên hình 3.8. Hình 3.9 minh họa tiết diện phản ứng thu nhiệt.



Hình 3.8. Tiết diện phản ứng tỏa nhiệt của hạt vào tích điện năng lượng thấp.



Hình 3.9. Tiết diện phản ứng thu nhiệt của hạt vào tích điện năng lượng thấp.

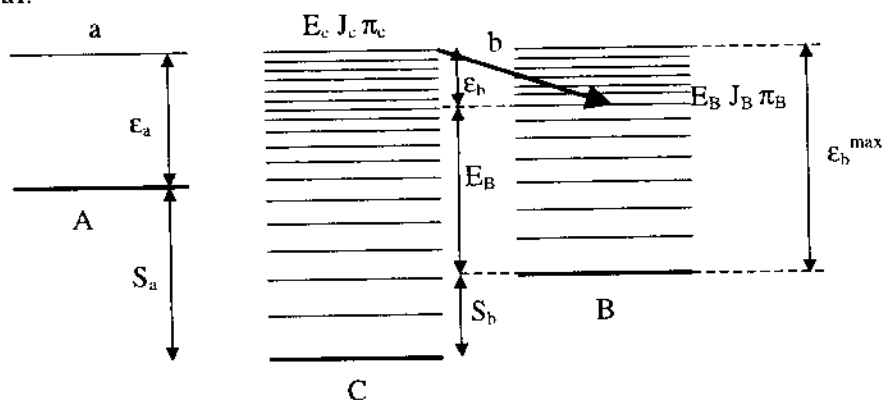
3.3. PHẢN ỨNG HẠT NHÂN HỢP PHẦN

3.3.1. Giả thuyết Bohr về phản ứng hạt nhân hợp phần

Theo giả thuyết Bohr về cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần, quá trình phản ứng có thể chia ra thành hai giai đoạn: Giai đoạn tạo nên hạt nhân

hợp phần $a + A \rightarrow C$ và giai đoạn phân rã hạt nhân hợp phần đó $C \rightarrow b + B$. Hai giai đoạn này độc lập nhau, tức là xác suất phân rã hạt nhân hợp phần C không phụ thuộc vào cách tạo nên hạt nhân hợp phần đó mà chỉ phụ thuộc vào trạng thái của hạt nhân hợp phần, tức là phụ thuộc vào năng lượng, momen động lượng và tính chẵn lẻ của nó. Giả thuyết này dựa trên quan niệm cho rằng hạt nhân là hệ các hạt tương tác với nhau rất mạnh và tương tác nhờ lực tác dụng ngắn.

Sự tương tác mạnh này cho phép hạt vào a truyền một cách nhanh chóng toàn bộ năng lượng của mình cho các nucleon của hạt nhân bia. Do sự phân bố lại năng lượng như vậy, không có một nucleon nào của hạt nhân có đủ năng lượng để thắng lực hút hạt nhân và bay ra ngoài. Mặc dù năng lượng của hệ tạo thành vượt quá năng lượng để một hay một số nucleon từ hạt nhân bay ra, quá trình phân rã cũng chỉ xảy ra sau một khoảng thời gian, khi do sự thăng giáng, một nucleon nào đó có đủ năng lượng để thoát ra ngoài.



Hình 3.10. Phản ứng $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$ theo cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần.

Hình 3.10 minh họa sơ đồ của phản ứng $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$, trong đó hạt a vào có năng lượng $\epsilon_a = \frac{\mu_a}{m_a} E_{aL} \approx E_{aL}$, là động năng toàn phần của

neutron và hạt nhân trong hệ tâm quán tính, trong đó $\mu_a = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A} \approx m_a$ do

$m_a \ll m_A$, còn E_{aL} là năng lượng neutron vào trong hệ phòng thí nghiệm. Hạt a vào kết hợp với hạt nhân bia A tạo nên hạt nhân hợp phần C ở trạng thái kích thích cao với năng lượng E_c , spin J_c và độ chẵn lẻ π_c . Năng lượng $E_c = \epsilon_a + S_a \approx E_{aL} + S_a$, trong đó S_a là năng lượng tách hạt a ra khỏi hạt nhân

C để tạo nên hạt nhân A. Spin J_c và chẵn lẻ π_c của trạng thái kích thích của hạt nhân hợp phần được xác định nhờ spin i_a , chẵn lẻ π_a , momen động lượng ℓ của hạt a và spin I_A , chẵn lẻ π_A của hạt nhân A. Sau đó hạt nhân hợp phần phân rã ra hạt b với năng lượng ϵ_b (tức năng lượng tương đối của hệ hạt b so với hạt nhân B trong hệ tâm quán tính, cũng xấp xỉ bằng năng lượng hạt b E_{b1} trong hệ phòng thí nghiệm), momen quỹ đạo ℓ' và spin i_b , độ chẵn lẻ π_b để tạo nên hạt nhân B ở trạng thái kích thích với các thông số E_B, I_B, π_B . Để hạt nhân hợp phần phân rã hạt b thì cần thực hiện điều kiện $E_c = \epsilon_b + E_B + S_b$, trong đó S_b là năng lượng tách hạt b khỏi hạt nhân C để tạo nên hạt nhân B.

Do tương tác mạnh giữa các nucleon, năng lượng kích thích của hạt nhân hợp phần $E_c = \epsilon_a + S_a$ được phân bố đều cho $Z + N + 1$ nucleon của hạt nhân C, do đó mỗi nucleon có năng lượng $\bar{E} = \frac{E_c}{Z + N + 1}$. Nếu $\bar{E} < S_b$ thì quá

trình phân bố năng lượng lại tiếp diễn cho đến khi nào một nucleon nào đó có năng lượng lớn hơn S_b sẽ được phóng ra. Số rất lớn các hành động phân bố lại năng lượng như vậy chính là nguyên nhân cơ bản của việc ứng dụng giả thuyết Bohr, tức là quá trình phân rã hạt nhân hợp phần không phụ thuộc vào quá trình đã tạo nên nó.

Như vậy, điều kiện để giả thuyết Bohr được thực hiện là:

$$\frac{\epsilon_a + S_a}{A} \ll S_b \quad (3.90)$$

Do $S_b \approx S_a = S$ nên:

$$\epsilon_a \ll (A - 1) S \quad (3.91)$$

Năng lượng cần thiết để tách các nucleon ra khỏi các hạt nhân phụ thuộc vào số khối lượng A của hạt nhân, loại hạt nhân (chẵn-chẵn, chẵn-lẻ, lẻ-lẻ). Song trung bình có thể coi $S = 8$ MeV. Thông thường, điều kiện (3.91) được thực hiện khi

$$\epsilon_a < 50 \text{ MeV} \quad (3.92)$$

với $A > 10$. Khi năng lượng ϵ_a của hạt vào bé, thì năng lượng kích thích của hạt nhân hợp phần $E_c \approx S \approx 8$ MeV. Như vậy:

$$8 \text{ MeV} < E_c < 60 \text{ MeV} \quad (3.93)$$

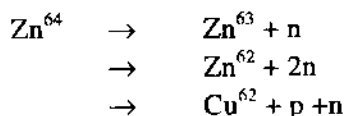
Tuy nhiên (3.93) là điều kiện cần nhưng không phải là đủ. Điều này có nghĩa là, ngay khi các điều kiện này thỏa mãn, phản ứng không nhất thiết xảy ra theo cơ chế phản ứng hạt nhân hợp phần mà có thể xảy ra theo cơ chế trực tiếp hay cơ chế trước cân bằng, và nói chung là tổ hợp các cơ chế phản ứng ta đã biết. Một trong các lập luận để chứng minh điều đó dựa trên nguyên lý Pauli. Trong phép gần đúng bậc nhất, có thể coi hạt nhân như một hệ gồm A hạt nucleon, mỗi hạt nằm ở một trạng thái lượng tử nào đó. Khi đó

tốc độ truyền năng lượng từ hạt nucleon vào cho các nucleon hạt nhân sẽ nhỏ hơn tốc độ truyền được đánh giá theo tiết diện tương tác nucleon - nucleon tự do. Đó là do các nucleon trong hạt nhân có thể chiếm thêm năng lượng chỉ khi chúng chuyển được lên các trạng thái trống phía trên, mà đa số các trạng thái gần chúng đều bị chiếm cả. Do đó quãng đường tự do trung bình của nucleon vào khá lớn và không xảy ra sự phân bố lại năng lượng. Tuy nhiên, rất khó đánh giá được là kết luận này đúng đến mức nào đối với các hạt nhân thực.

Về phương diện thực nghiệm, người ta tìm cách chứng minh sự đúng đắn của giả thuyết Bohr về sự độc lập của quá trình phân rã hạt nhân hợp phần đối với quá trình tạo nên nó. Công trình đầu tiên do S. N. Ghoshal thực hiện năm 1950, trong đó cùng một hạt nhân hợp phần Zn^{64} ở cùng một năng lượng kích thích được tạo nên nhờ các phản ứng khác nhau



và xem xét các hạt nhân hợp phần này có phân rã giống nhau hay không. Do sự khác nhau về năng lượng giữa các hạt nhân Ni^{60} và Cu^{63} , năng lượng của hạt α phải lớn hơn năng lượng proton 7 MeV, khi đó các hạt nhân hợp phần có cùng một năng lượng kích thích. Hạt nhân hợp phần sẽ phân rã theo các kênh sau đây:



Như vậy cần kiểm tra tỉ số giữa các tiết diện các quá trình (α, n) , $(\alpha, 2n)$ và (α, pn) trong trường hợp (3.94) với tỉ số các tiết diện các quá trình (p, n) , $(p, 2n)$ và (p, pn) trong trường hợp (3.95). Với năng lượng proton vào từ 3 MeV đến 33 MeV, các tỉ số này trùng nhau trong phạm vi sai số. Như vậy giả thuyết Bohr được chứng minh là đúng trong thí nghiệm này.

Một số thí nghiệm khác cũng chứng minh giả thuyết Bohr là đúng. Chẳng hạn thí nghiệm của J. M. D'Auria và các cộng tác viên khác vào năm 1968, trong đó nhờ các phản ứng $C^{12} + Cu^{63}$ và $O^{16} + Co^{59}$ tạo nên hạt nhân hợp phần Br^{75} và kiểm tra tỉ số giữa các tiết diện các quá trình phân rã proton và hạt α . Các kết quả tương tự cũng nhận được trong thí nghiệm của P. Wong và các cộng sự năm 1970 khi tạo nên hạt nhân hợp phần Po^{210} nhờ các phản ứng $Pb^{206}(\alpha, 3n)$ và $Pb^{207}(He^3, 3n)$ hay của Đ. M. Montgomery và N. T. Porile khi tạo hạt nhân hợp phần $_{58}Ce^{140}$ nhờ các phản ứng $_{54}Ba^{136}(\alpha, 3n)$ và $_{54}Ba^{137}(He^3, 3n)$.

3.3.2. Tiết diện phản ứng hạt nhân hợp phần

Theo giả thuyết Bohr, tiết diện phản ứng $A(a,b)B$ có thể viết dưới dạng tích số của hai thừa số :

$$\sigma(a,b) = \sigma_c(a)G_c(b) \quad (3.96)$$

Trong đó $\sigma_c(a)$ là tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần $a + A \rightarrow C$ còn $G_c(b)$ là xác suất phân rã hạt nhân hợp phần $C \rightarrow b + B$. $G_c(b)$ là đại lượng không thứ nguyên. Hạt nhân hợp phần có thể phân rã theo nhiều cách khác nhau và $G_c(b)$ là xác suất phân rã theo một trong các khả năng đó. Do đó, tổng các xác suất phân rã của hạt C thành các hạt b khác nhau phải bằng 1:

$$\sum_b G_c(b) = 1 \quad (3.97)$$

Để thuận tiện, ta hãy xét phản ứng theo kênh lối vào α và kênh lối ra β . Như vậy tiết diện phản ứng là:

$$\sigma(\alpha,\beta) = \sigma_c(\alpha) G_c(\beta) \quad (3.98)$$

Trong đó $\sigma_c(\alpha)$ là tiết diện tạo hạt nhân hợp phần theo kênh α còn $G_c(\beta)$ là xác suất phân rã hạt nhân hợp phần theo kênh β .

Để đặc trưng cho quá trình phân rã ta dùng khái niệm thời gian sống trung bình $\tau(E_c)$ của hạt nhân hợp phần C trước phân rã (ở đây để đơn giản ta bỏ qua các thông số spin J_c và chẵn lẻ π_c). Xác suất phân rã là $\omega(E) = \frac{1}{\tau}$ và độ rộng mức kích thích của hạt nhân hợp phần là:

$$\Gamma(E_c) = \frac{\hbar}{\tau(E_c)} \quad (3.99)$$

Với mỗi kênh phân rã β , mức kích thích của hạt nhân hợp phần có độ rộng $\Gamma_\beta(E_c)$. Do đó độ rộng toàn phần của mức kích thích hạt nhân hợp phần bằng tổng các độ rộng riêng phần $\Gamma_\beta(E_c)$:

$$\Gamma(E_c) = \sum \Gamma_\beta(E_c) \quad (3.100)$$

Các kênh phân rã β có thể là phân rã ra proton, neutron, hạt α , lượng tử γ hay phân hạch hạt nhân thành hai hay một số phần. Do đó:

$$\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_n + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \dots \quad (3.101)$$

Xác suất tương đối của phản ứng $A(\alpha,\beta)B$ có thể biểu thị qua xác suất phân rã:

$$G_c(\beta) = \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma} \quad (3.102)$$

Giả thuyết về sự độc lập của các quá trình tạo nên và phân rã hạt nhân hợp phần cho phép tìm mối liên hệ giữa các đại lượng Γ_β và $\sigma_c(\beta)$. Ta hãy xét quá trình $\alpha \rightarrow \beta$ với tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần là $\sigma_c(\alpha)$ và

xác suất phân rã $G_c(\beta) = \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma}$, và quá trình ngược tại $\beta \rightarrow \alpha$ với tiết diện hạt nhân hợp phần $\sigma_c(\beta)$ và xác suất phân rã $G_c(\alpha) = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma}$. Như vậy các tiết diện hai quá trình này là:

$$\sigma(\alpha, \beta) = \sigma_c(\alpha)G_c(\beta) \text{ và } \sigma(\beta, \alpha) = \sigma_c(\beta)G_c(\alpha) \quad (3.103)$$

Do nguyên lý cân bằng chi tiết (3.83), không tính đến spin, ta có:

$$\frac{\sigma(\alpha, \beta)}{\sigma(\beta, \alpha)} = \frac{k_\beta^2}{k_\alpha^2} \quad (3.104)$$

Mặt khác

$$\frac{\sigma(\alpha, \beta)}{\sigma(\beta, \alpha)} = \frac{\sigma_c(\alpha)\Gamma_\beta}{\sigma_c(\beta)\Gamma_\alpha} \quad (3.105)$$

Do đó

$$\frac{\Gamma_\beta}{\Gamma_\alpha} = \frac{\sigma_c(\beta)k_\beta^2}{\sigma_c(\alpha)k_\alpha^2} \quad (3.106)$$

Và

$$G_c(\beta) = \frac{\Gamma_\beta}{\sum_\gamma \Gamma_\gamma} = \frac{\sigma_c(\beta)k_\beta^2}{\sum_\gamma \sigma_c(\gamma)k_\gamma^2} \quad (3.107)$$

Như vậy xác suất phân rã hạt nhân hợp phần theo kênh β được biểu thị qua tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần theo tất cả các kênh khác.

Thay (3.107) vào (3.98) ta được tiết diện phản ứng là

$$\sigma(\alpha, \beta) = \frac{\sigma_c(\alpha)\sigma_c(\beta)k_\beta^2}{\sum_\gamma \sigma_c(\gamma)k_\gamma^2} \quad (3.108)$$

Trong công thức (3.108) tiết diện quá trình thuận $\sigma_c(\alpha)$ và tiết diện các quá trình ngược $\sigma_c(\beta)$ và $\sigma_c(\gamma)$ khác nhau ở chỗ, $\sigma_c(\alpha)$ xác định theo kênh α ($a + A$) khi hạt nhân A nằm ở trạng thái cơ bản còn các tiết diện $\sigma_c(\beta)$, $\sigma_c(\gamma)$ xác định theo kênh β , γ ($b + B$) khi các hạt nhân B sau phản ứng nằm ở trạng thái kích thích. Về mặt thực nghiệm, tiết diện $\sigma_c(\alpha)$ có thể xác định, song các tiết diện ngược không xác định được, vì vậy cần tính toán theo mẫu quang học.

Bây giờ ta hãy trở lại với độ rộng mức $\Gamma(E_c)$. Vì hạt nhân hợp phần ở trạng thái kích thích nên nó phải phân rã để chuyển sang trạng thái cơ bản. Độ rộng mức kích thích có thứ nguyên năng lượng và là phần ảo của năng lượng kích thích:

$$E_c = E_0 - \frac{1}{2}i\Gamma \quad (3.109)$$

Sự phụ thuộc thời gian của hàm sóng hạt nhân hợp phần ở trạng thái kích thích có dạng $e^{-\frac{i}{\hbar}E_c t} = e^{-\frac{i}{\hbar}(E_0 - \frac{1}{2}\Gamma)t}$, do đó xác suất tìm hệ ở năng lượng E_c tại thời điểm t là $\left| e^{-\frac{i}{\hbar}E_c t} \right|^2 = e^{-\frac{\Gamma}{\hbar}t}$. Xác suất này giảm theo thời gian, mô tả sự phân rã của hệ hợp phần. Từ đó ta có thời gian sống trung bình là $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$.

Khi hạt α là neutron với năng lượng nhỏ hơn 1 MeV, độ rộng $\Gamma \approx 0,1$ eV, do đó thời gian sống $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.6 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{0.1 \text{ eV}} \approx 10^{-14} \text{ s}$. Thời gian sống này lớn hơn nhiều so với thời gian đặc trưng của hạt nhân 10^{-22} s . Chính thời gian sống lâu đó của hạt nhân hợp phần làm cho trạng thái của hạt nhân hợp phần không phụ thuộc vào quá trình tạo nên nó.

3.3.3. Phản ứng hạt nhân hợp phần không có cộng hưởng

3.3.3.1. Tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần

Ở miền năng lượng kích thích cao của hạt nhân hợp phần thì các mức kích thích chồng chập lên nhau làm thành một phổ liên tục, do đó không thể xét đến các cộng hưởng riêng biệt được. Khi đó hạt nhân hợp phần được xem xét trong khuôn khổ lý thuyết thống kê với các giả thuyết sau đây:

a) *Tạo hạt nhân hợp phần*: Cũng giống như giả thuyết Bohr, hạt vào và hạt nhân bia tạo nên hạt nhân hợp phần. Hạt nhân này sống lâu hơn nhiều so với thời gian đặc trưng của hạt nhân. Sau đó hạt nhân hợp phần bằng cách này hay cách khác phân rã qua các kênh phản ứng khác nhau.

b) *Các mức của hạt nhân hợp phần có phổ liên tục*: Hạt nhân hợp phần nằm ở trạng thái kích thích cao và các mức kích thích chồng chập lên nhau tạo thành một phổ liên tục. Sự chồng chập các mức mạnh đến nỗi mà với mỗi một năng lượng hạt vào, có một số lớn các mức bị kích thích với các số lượng tử cho trước ($J, \pi, \dots$) và do đó các số lượng tử này được tính như trung bình thống kê theo một số lớn mức.

c) *Quá trình phân rã hạt nhân hợp phần độc lập với cách tạo nên nó*: Quá trình phân rã hạt nhân hợp phần chỉ phụ thuộc vào các thông số mô tả hệ như E, J, π cũng như các tính chất của kênh phân rã. Giả thuyết này cho phép tách tiết diện phản ứng thành hai thừa số theo công thức (3.96) hay (3.98).

d) *Phổ liên tục của các trạng thái cuối:* Với mỗi cách phân rã (ví dụ: tán xạ không đàn hồi, phản ứng với các hạt tích điện, phân hạch, ...), các trạng thái của hệ cuối sau phân rã tạo nên một phổ liên tục cũng giống như giả thuyết về phổ liên tục của các trạng thái hạt nhân hợp phần. Như vậy đối với mỗi cách phân rã, có nhiều kênh phân rã khả dĩ ứng với các trạng thái cuối cùng khác nhau.

e) *Không có kênh tán xạ đàn hồi qua giai đoạn hạt nhân hợp phần:* Giả thuyết này là hệ quả của giả thuyết d. Vì hạt nhân hợp phần có rất nhiều kênh phân rã khả dĩ, như vậy xác suất phóng ra hạt cùng loại và cùng năng lượng với hạt vào là rất bé, có thể bỏ qua được.

Các giả thuyết về mẫu thống kê được minh họa trên hình 3.10, trong đó ngoài giả thuyết Bohr nêu trong các điểm a và c, còn yêu cầu các trạng thái hạt nhân hợp phần với các thông số E_c, J_c, π_c của hạt nhân C và các trạng thái hạt nhân cuối cùng B với các thông số E_B, J_B, π_B phải tạo nên các phổ liên tục.

Để tính được tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần theo mẫu thống kê, ngoài các giả thuyết a – e, cần sử dụng thêm hai giả thuyết sau đây về cấu trúc hạt nhân:

f) Giả thuyết hạt nhân có dạng hình cầu có bán kính R với bề mặt xác định. Lực hạt nhân giữa nucleon vào và hạt nhân chỉ tác dụng khi khoảng cách giữa nucleon vào so với tâm hạt nhân nhỏ hơn R.

g) Giả thuyết rằng, sau khi xuyên qua bề mặt hạt nhân, nucleon vào chuyển động với động năng trung bình $E = \epsilon_a + \epsilon_n$, trong đó ϵ_n là động năng chuyển động bên trong hạt nhân của nucleon, $\epsilon_n \approx 20 \text{ MeV}$.

Ta hãy xét tương tác của neutron năng lượng thấp lên hạt nhân, khi đó sóng tán xạ chủ yếu là sóng s với $\ell = 0$. Với các giả thuyết nói trên, tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần có dạng:

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 \frac{4xX}{(x+X)^2} = \pi \lambda^2 T \quad (3.110)$$

Trong đó

$$T = \frac{4xX}{(x+X)^2} \quad (3.111)$$

$x = kr$ với k là số sóng của nucleon bên ngoài hạt nhân, khi đó bước sóng của nó là $\lambda = 1/k$.

$X = KR$ với K là số sóng của nucleon khi vào bên trong hạt nhân, $K^2 = k^2 + k_0^2$; $k_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu\epsilon_0} \approx 10^{13} \text{ cm}^{-1}$.

T gọi là hàm số truyền, nó nhỏ hơn 1 và tiến dần đến 1 khi $k \rightarrow K$.

Theo (3.110), tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần giảm đơn điệu theo năng lượng. Với neutron năng lượng thấp sao cho $k \ll K$, khi đó :

$$\sigma_v \approx \frac{4\pi}{kK} \sim \frac{\text{const}}{\sqrt{\epsilon}} \sim \frac{1}{v} \quad (3.112)$$

tức là tiết diện giảm khi v tăng. Đây là quy luật $\frac{1}{v}$ đã trình bày trong mục 3.2.7.

3.3.3.1. Xác suất phân rã hạt nhân hợp phần

Chúng ta hãy xét quá trình phân rã của hạt nhân hợp phần. Xác suất phân rã được xác định qua tiết diện tạo nên hạt nhân hợp phần theo quá trình ngược lại quá trình phân rã.

$$G_c(\beta) = \frac{k_\beta^2 \sigma_c(\beta)}{\sum_\gamma k_\gamma^2 \sigma_c(\gamma)} \quad (3.113)$$

Trước tiên ta hãy xét sự phân bố năng lượng các hạt bay ra sau phản ứng. Động năng hạt vào là ϵ_a và năng lượng tách hạt a từ hạt nhân hợp phần $C = A + a$ là S_a thì năng lượng kích thích của hạt nhân hợp phần là $E_c = \epsilon_a + S_a$. Hạt b bay ra với năng lượng ϵ_b và năng lượng tách nó khỏi hạt nhân hợp phần là S_b thì:

$$E_c = \epsilon_b + E_B + S_b = \epsilon_a + S_a \quad (3.114)$$

Ở đây ta đã bỏ qua động năng hạt nhân giật lùi B . Như vậy:

$$\epsilon_b = \epsilon_b^{\max} - E_B \quad (3.115)$$

Trong đó :

$$\epsilon_b^{\max} = \epsilon_a + S_a - S_b \quad (3.116)$$

là động năng cực đại của hạt b khi hạt nhân B nằm ở trạng thái cơ bản, tức là khi năng lượng kích thích $E_B = 0$.

Theo (3.115), ứng với mỗi trạng thái kích thích hạt nhân B , hạt b có động năng xác định, nếu như $E_B \leq \epsilon_b^{\max}$. Do đó phân bố năng lượng của hạt bay ra chính là phân bố các mức kích thích của hạt nhân cuối, trong đó ϵ_b càng lớn khi E_B càng bé và đạt cực đại khi $E_B = 0$. Ở năng lượng kích thích cao, các mức hạt nhân dày đặc nên ta dùng hàm phân bố $G_\beta(\epsilon)d\epsilon$ để mô tả số hạt b có năng lượng nằm trong khoảng ϵ đến $\epsilon + d\epsilon$:

$$G_\beta(\epsilon) d\epsilon = \sum_{\epsilon < \epsilon_\beta < \epsilon + d\epsilon} G_c(\beta) \quad (3.117)$$

Trong đó việc lấy tổng thực hiện đối với tất cả các kênh β có năng lượng nằm trong khoảng $d\epsilon$. Số các số hạng của tổng này được xác định bởi số mức kích thích của hạt nhân B có năng lượng trong khoảng E đến

$E - dE$, trong đó $E = \epsilon_b^{\max} - \epsilon_b$. Ta biểu thị số các mức đó là $\rho_B(E)dE$, trong đó $\rho_B(E)$ là mật độ mức. Đặt (3.113) vào (3.117) và chú ý rằng mẫu số trong (3.113) là tổng theo tất cả các kênh và không phụ thuộc vào ϵ_b .

Ta hãy tìm sự phân bố tương đối của các hạt hay ra $I_b(\epsilon) d\epsilon$, khi đó chỉ cần xét tử số của biểu thức (3.113). Do đó

$$I_b(\epsilon)d\epsilon = \text{const.} \cdot \epsilon \sigma_c(\beta) \rho_B(\epsilon_b^{\max} - \epsilon) d\epsilon \quad (3.118)$$

Ở đây $\sigma_c(\beta) = \sigma_c(\epsilon)$ là hàm theo năng lượng ϵ còn $\epsilon \sim k^2$.

Để đánh giá hàm phân bố $I_b(\epsilon)$ ta hãy xác định mật độ mức $\rho(E)$. Vì số mức kích thích của hạt nhân B là rất lớn nên có thể mô tả hạt nhân kích thích này nhờ phương pháp thống kê. Khi đó ta dùng khái niệm Entropi $S(E)$, nó liên hệ với mật độ mức như sau:

$$S(E) = \ln \rho(E) \quad (3.119)$$

và nhiệt độ trạng thái tính theo đơn vị năng lượng:

$$\theta(E) = \frac{1}{\frac{dS}{dE}} \quad (3.120)$$

Hạt nhân là hệ các nucleon, có thể được coi như hệ khí fermi suy biến, do đó nhiệt dung của hệ được xác định qua nhiệt độ:

$$C = 2a\theta \quad (3.121)$$

Trong đó a là hằng số. Mặt khác $C = \frac{dE}{d\theta}$, do đó $E = a\theta^2$ và

$$S = \int \frac{dE}{\theta(E)} = \text{const} + 2a\theta = \text{const} + 2(aE)^{1/2}$$

Do đó

$$\rho(E) = C e^{2\sqrt{aE}} \quad (3.122)$$

Như vậy, mật độ mức tăng theo năng lượng kích thích E .

Khoảng cách trung bình giữa các mức là $D(E)$ được xác định như sau:

$$D(E) = \frac{1}{\rho(E)} = \text{const} e^{-2\sqrt{aE}} \quad (3.123)$$

nghĩa là khoảng cách trung bình giữa các mức giảm khi tăng năng lượng kích thích.

Với năng lượng ϵ bé thì hàm $S(E)$ có thể khai triển gần điểm $\epsilon_b^{\max}$ như sau:

$$S(E) = S(\epsilon_b^{\max} - \epsilon) = S(\epsilon^{\max}) - \epsilon \left(\frac{dS}{dE} \right)_{E=\epsilon^{\max}} = S(\epsilon^{\max}) - \frac{\epsilon}{\theta(\epsilon^{\max})}$$

$$\text{Do đó} \quad \rho(E) = \text{const} e^{-\frac{\epsilon}{\theta(\epsilon^{\max})}}$$

$$I_b(\epsilon) d\epsilon = \text{const.} \cdot \epsilon \sigma_c(\epsilon) e^{-\frac{\epsilon}{\theta}} d\epsilon \quad (3.124)$$

Trong trường hợp hạt thứ cấp là neutron thì $\sigma_c(\epsilon)$ thay đổi chậm theo năng lượng, do đó:

$$I_b(\epsilon) d\epsilon \sim \epsilon e^{-\frac{\epsilon}{\theta}} d\epsilon \quad (3.125)$$

Đây chính là phân bố Maxwell đối với các phân tử bốc hơi neutron từ bề mặt có nhiệt độ θ . Phân bố này đạt cực đại khi $\epsilon = \theta$. Do $\theta \ll \epsilon^{\text{max}}$ nên phần lớn các neutron có năng lượng nhỏ. Với hạt tích điện, do lực đẩy Coulomb, phân bố năng lượng có cực đại dịch sang bên phải. Giá trị trung bình của năng lượng là $\bar{\epsilon} = 2\theta$.

Trong biểu thức (3.125), sự phân bố số neutron bay ra phụ thuộc vào nhiệt độ hạt nhân cuối $\theta(\epsilon^{\text{max}})$. Việc đưa vào khái niệm nhiệt độ có thể giải thích như sau. Khi hạt neutron vào cùng với hạt nhân bia tạo nên hạt nhân hợp phần bị kích thích cao. Năng lượng kích thích có thể xem như nhiệt năng truyền cho hạt nhân khi neutron va chạm với hạt nhân bia. Sự đốt nóng hệ hợp phần dẫn tới sự bốc hơi các neutron hay các hạt khác. Khi đó có sự cân bằng nhiệt động giữa hạt nhân bị đốt nóng và hơi bão hoà neutron. Khi cân bằng nhiệt động, số các neutron bốc hơi và ngưng tụ trong một đơn vị thời gian là bằng nhau. Ngoài hạt nhân, các neutron có mật độ bé, do đó phân bố năng lượng của chúng chính là phân bố Maxwell. Đối với các hạt tích điện hố thế Coulomb ngăn cản các hạt năng lượng nhỏ vì vậy phổ năng lượng sẽ dịch sang vùng năng lượng lớn.

Để xác định được nhiệt độ hạt nhân θ , cần xác định mật độ hạt nhân $\rho(E)$ hay khoảng cách D giữa các mức. Mật độ hạt nhân được xác định khi nghiên cứu phổ các hạt thứ cấp trong phản ứng. Ví dụ để xét các mức kích thích ở vùng năng lượng MeV, ta có thể dùng các phản ứng (n, γ) hay (p, γ) . Khi đó vùng năng lượng kích thích đạt tới cỡ 6-8 MeV, là năng lượng tách nucleon ra khỏi hạt nhân hợp phần. Dựa vào các phổ thực nghiệm đối với các hạt nhân lẻ người ta xác định được các thông số C và a trong biểu thức (3.122) đối với các giá trị A khác nhau (Bảng 3.1).

Nhiệt độ hạt nhân được xác định theo E theo công thức

$$\theta(E) = \sqrt{\frac{E}{a}} \quad (3.126)$$

Thay các giá trị a vào (3.126) ta nhận được các giá trị $\theta(E)$ ở những giá trị $E = 5; 10; 15$ MeV (bảng 3.2). Để xác định nhiệt độ đặc trưng cho phân bố Maxwell của các neutron bay ra, cần đặt $E = \epsilon^{\text{max}}$. Theo bảng 3.2 ta thấy nhiệt độ hạt nhân đối với các hạt nhân trung bình và nặng vào cỡ 1-2 MeV,

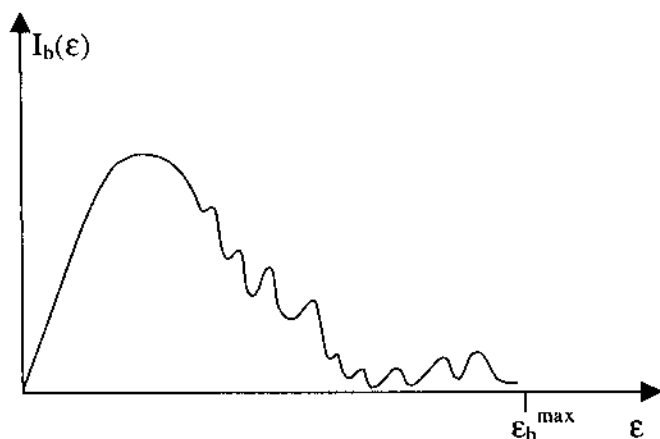
trong lúc $\epsilon^{\max} \sim 10$ MeV. Do đó đa số neutron phóng ra có năng lượng rất bé so với năng lượng cực đại khả dĩ (hình 3.11).

Bảng 3.1. Các thông số C và a đối với công thức mật độ mức (3.118) với A lẻ.

A	a MeV ⁻¹	C MeV ⁻¹
27	0.45	0.5
63	2	0.3
115	8	0.02
181	10	0.01
231	12	0.005

Bảng 3.2. Nhiệt độ hạt nhân $\theta(E)$ MeV đối với các giá trị E và A khác nhau.

A \ E (MeV)	25	55	115	181	231
5	3.3	1.6	0.8	0.7	0.6
10	4.7	2.2	1.1	1.0	0.9
15	5.8	2.7	1.4	1.2	1.1



Hình 3.11. Phổ năng lượng các neutron thứ cấp khi phân rã hạt nhân hợp phần.

Bây giờ ta hãy xét một cách định tính sự phân bố góc của các hạt thứ cấp trong trường hợp không kể đến ảnh hưởng của spin các hạt tham gia

phản ứng. Khi đó momen quỹ đạo ℓ là đại lượng bảo toàn vì nó trùng với momen toàn phần của hệ hạt nhân hợp phần $J = \ell$. Momen quỹ đạo của hạt vào trong trường hợp gần đúng cổ điển là $\vec{L} = [\vec{p} \times \vec{r}]$, do đó $\vec{L}$ vuông góc với phương bay của chùm hạt. Vì vậy hạt nhân hợp phần có momen toàn phần $\vec{J}$ vuông góc với phương bay của chùm hạt vào. Phương của $\vec{J}$ được bảo toàn trong phản ứng. Do phân rã là quá trình ngẫu nhiên nên các hạt bay ra phải đối xứng qua $\vec{J}$, vì khi đó tổng hình chiếu các động lượng $\vec{p}$ của các hạt thứ cấp lên phương $\vec{J}$ phải bằng 0, tức là $\vec{J} \times \vec{p} = 0$ để bảo toàn tính chắn lẻ. Đó là do $\vec{J} \cdot \vec{p}$ là đại lượng giả vô hướng ($\vec{J}$ giả vectơ, $\vec{p}$ vectơ), đại lượng này khác không sẽ dẫn tới hiện tượng không bảo toàn chắn lẻ. Như vậy phân bố góc của các sản phẩm phản ứng là đối xứng qua góc 90° so với phương chùm hạt vào.

3.3.4. Phản ứng hạt nhân hợp phần cộng hưởng

3.3.4.1. Tiết diện phản ứng và tán xạ cộng hưởng

Trong các giả thuyết d và e của mẫu thống kê, ta đã coi hạt nhân cuối có phổ năng lượng kích thích liên tục và xác suất xảy ra kênh tán xạ đàn hồi bé có thể bỏ qua được. Giả thuyết này chỉ đúng khi năng lượng hạt vào lớn. Khi năng lượng hạt vào bé thì các giả thuyết này không thỏa mãn và xuất hiện các cộng hưởng trong tiết diện tương tác.

Trong phản ứng hạt nhân hợp phần cộng hưởng đã chứng minh được rằng các tiết diện phản ứng và tán xạ đàn hồi có dạng:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_c \Gamma_r}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad \Gamma = \Gamma_c + \Gamma_r \quad (3.127)$$

$$\sigma_c = 4\pi |A_r + A_p|^2 \quad (3.128)$$

$$A_r = \lambda \frac{\frac{1}{2} \Gamma_c}{\epsilon - \epsilon_0 + \frac{i}{2} \Gamma}; \quad A_p = \lambda e^{ix} \sin x; \quad x = kr$$

Trong đó ϵ là năng lượng hạt bay ra, ϵ_r là năng lượng cộng hưởng, khi $\epsilon = \epsilon_r$ thì các tiết diện đạt giá trị cực đại. Γ là độ rộng cộng hưởng toàn phần còn Γ_c và Γ_r là các độ rộng riêng phần đối với kênh tán xạ đàn hồi và kênh phản ứng. Trong (3.128), A_r gọi là biên độ tán xạ cộng hưởng còn A_p là biên độ tán xạ thế vì A_p chỉ phụ thuộc vào bán kính R và năng lượng chuyển

động tương đối mà thôi. Với năng lượng ϵ xa ϵ_r , tức là xa vùng cộng hưởng thì A_1 bé, do đó

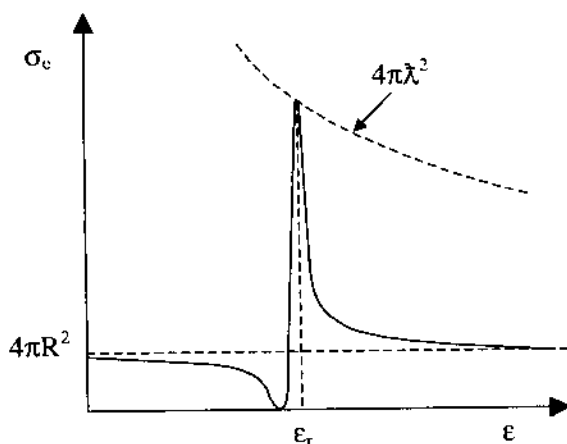
$$(\sigma_c)_p \approx 4\pi |A_p|^2 = 4\pi \lambda^2 \sin^2 x \approx 4\pi R^2 \quad (3.129)$$

Ở gần năng lượng cộng hưởng, biên độ tán xạ cộng hưởng lớn hơn nhiều so với biên độ tán xạ thế, do đó:

$$(\sigma_c)_r \approx \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_e^2}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \quad (3.130)$$

Các công thức (3.127) và (3.130) gọi là các công thức Breit-Wigner đối với một mức cộng hưởng độc lập.

Tiết diện tán xạ đàn hồi của neutron ở vùng xa cộng hưởng đạt giá trị $4\pi R^2$, còn ở gần cộng hưởng, theo (3.130) đạt cực đại, khi $\epsilon = \epsilon_r$, là $\sigma_c \approx 4\pi \lambda^2$. Tại vùng gần cộng hưởng có sự giao thoa giữa hai biên độ tán xạ cộng hưởng và tán xạ thế, nên dạng cộng hưởng mất tính đối xứng (hình 3.12).



Hình 3.12. Tiết diện tán xạ đàn hồi của neutron gần cộng hưởng.

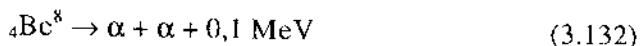
3.3.4.2. Ví dụ về phản ứng cộng hưởng qua giai đoạn hạt nhân hợp phân

Để làm ví dụ, ta hãy xét phản ứng cộng hưởng:

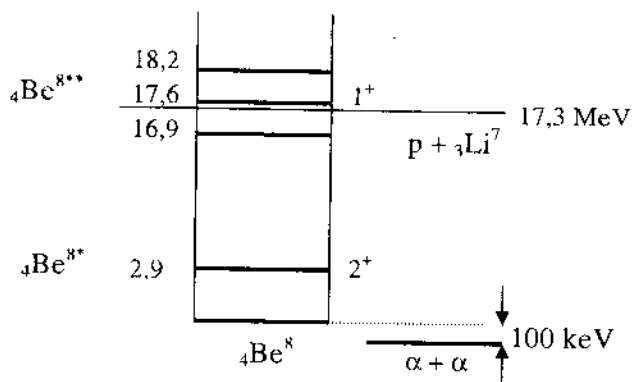


Phản ứng này thông qua hạt nhân hợp phân ${}^8_4\text{Be}^*$, thể hiện trên hình 3.14.

Hạt nhân ${}^8_4\text{Be}$ có một số mức kích thích thấp với năng lượng, spin và độ chẵn lẻ được nêu trên hình 3.13. Hạt nhân ${}^8_4\text{Be}$ phân rã thành hai hạt α và giải phóng 0,1 MeV:



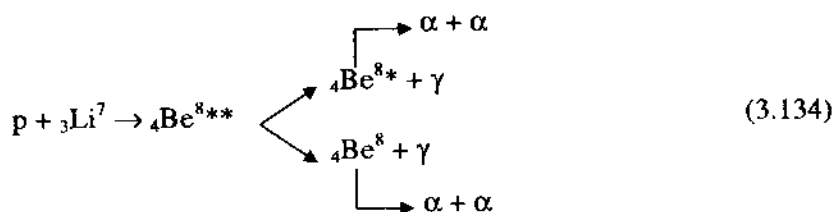
Như vậy trạng thái cơ bản của ${}^8_4\text{Be}$ có thể coi như một cộng hưởng trong tán xạ của hạt α lên hạt α :



Hình 3.13. Phổ các mức thấp của hạt nhân ${}^8_4\text{Be}$. Vạch ngang dài là năng lượng ngưỡng vỡ hạt nhân ${}^8_4\text{Be}$ thành hai hạt p và ${}^7_3\text{Li}$. Đường $\alpha + \alpha$ là hiệu số của năng lượng tính hai hạt α và trạng thái cơ bản của hạt nhân ${}^8_4\text{Be}$.

Theo tính toán lý thuyết thì thời gian sống của ${}^8_4\text{Be}$ vào khoảng $\tau = 10^{-16}$ s do đó độ rộng mức cộng hưởng vào khoảng $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{10^{-27}}{10^{-16}} \text{ erg} \approx 10 \text{ eV}$, nghĩa là rất bé nên đỉnh cộng hưởng này không thể quan sát được. Ngược lại, trạng thái kích thích thứ nhất, kí hiệu là ${}^8_4\text{Be}^{**}$ với năng lượng 2,9 MeV có độ rộng $\Gamma = 0,8 \text{ MeV}$. Cộng hưởng này xuất hiện rất rõ trong tán xạ đàn hồi $\alpha - \alpha$.

Ta hãy quay lại với phản ứng (3.131). Trên hình 3.13 trạng thái hệ $p + {}^7_3\text{Li}$ ở mức năng lượng 17,3 MeV so với hệ $\alpha + \alpha$, do đó năng lượng của hệ $p + {}^7_3\text{Li}$ bằng $17,3 \text{ MeV} - 0,1 \text{ MeV} = 17,2 \text{ MeV}$ so với trạng thái cơ bản của ${}^8_4\text{Be}$. Như vậy trạng thái kích thích 17,6 MeV, mà ta ký hiệu là ${}^8_4\text{Be}^{**}$, là mức kích thích thứ nhất của hệ $p + {}^7_3\text{Li}$ với năng lượng $17,6 \text{ MeV} - 17,2 \text{ MeV} = 0,4 \text{ MeV}$ và có độ rộng $\Gamma = 0,2 \text{ MeV}$. Mức kích thích ${}^8_4\text{Be}^{**}$ không thể trực tiếp phân rã thành hai hạt α do quy luật bảo toàn momen. Cụ thể là hệ hai hạt α có spin và độ chẵn lẻ bằng $0^+, 2^+, 4^+, \dots$ trong khi đó spin và độ chẵn lẻ của mức 17,6 MeV là 1^+ . Mức ${}^8_4\text{Be}^{**}$ phân rã theo sơ đồ sau đây:



3.3.4.3. Các phản ứng (n,n) và (n,γ)

Các quá trình (n,n) và (n,γ) trên các hạt nhân trung bình và nặng là các phản ứng cộng hưởng quan trọng trong thực tế. Tiết diện quá trình chiếm phóng xạ (n,γ) trong miền năng lượng từ 0 đến mức cộng hưởng thấp nhất có dạng $\frac{1}{v}$ còn trong miền lân cận mỗi cộng hưởng có dạng:

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3.135)$$

Tiết diện quá trình tán xạ đàn hồi (n,n) trong miền lân cận mỗi cộng hưởng có dạng:

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3.136)$$

Tiết diện toàn phần σ_t bằng tổng tiết diện của hai quá trình trên:

$$\sigma_t = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(\epsilon - \epsilon_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3.137)$$

Ta hãy xem xét các độ rộng bức xạ Γ_γ và độ rộng neutron Γ_n . Độ rộng Γ_γ ít thay đổi theo năng lượng neutron vào và bằng $\Gamma_\gamma = \text{const} \approx 0,1 \text{ eV}$, tương ứng với thời gian sống của mức cộng hưởng $\tau \approx 10^{-14} \text{ s}$. Khi chuyển đến các hạt nhân nhẹ thì $\Gamma_\gamma \approx 1 \text{ eV}$. Độ rộng Γ_n tỉ lệ với vận tốc neutron vào $\Gamma_n \sim v_n$. Do đó ở tất cả các hạt nhân có miền vận tốc neutron rất bé thì $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, nghĩa là ở miền đó quá trình chiếm bức xạ có xác suất cao hơn tán xạ đàn hồi. Như vậy bức tranh tương tác của neutron với hạt nhân như sau. Khi năng lượng neutron vào rất bé thì quá trình chiếm bức xạ đóng vai trò

chủ yếu. Khi tăng năng lượng neutron thì bắt đầu tăng vai trò tán xạ đàn hồi, và nó sẽ đóng vai trò chính ở miền năng lượng cao.

3.3.4.4. Giới hạn trên của miền năng lượng có phản ứng cộng hưởng

Ngoài độ rộng toàn phần Γ người ta còn dùng đại lượng D là khoảng cách giữa các mức cộng hưởng. Bức tranh cộng hưởng còn rõ ràng khi $\Gamma < D$. Như vậy để xác định khi nào hết vùng cộng hưởng cần phải xem xét sự phụ thuộc của các đại lượng Γ và D vào số khối lượng A và năng lượng kích thích E của hạt nhân.

Khoảng cách $D = \frac{1}{\rho}$, trong đó ρ là mật độ mức, được xác định theo

biểu thức (3.118), $\rho(E) = C e^{2\sqrt{aE}}$ với các hằng số C và a được dẫn ra trong bảng 3.1 đối với các giá trị khác nhau của số khối lượng A . Từ bảng 3.1 ta thấy rằng, chẳng hạn, khi $A = 27$ thì $\rho(E) = 10$ đối với $E = 5$ MeV và $\rho(E) \approx 90$ đối với $E = 15$ MeV. Khi $A = 181$ thì $\rho(E) \approx 1,8 \cdot 10^5$ đối với $E = 7$ MeV và $\rho(E) = 4 \cdot 10^7$ đối với $E = 15$ MeV. Còn độ rộng mức về trung bình tăng theo năng lượng E nhưng cũng về trung bình giảm theo số khối lượng A . Theo bức tranh này thì khó dự đoán là từ mức năng lượng kích thích nào các cộng hưởng sẽ chồng chập nhau. Một cách gần đúng có thể nói rằng đối với các hạt nhân trung bình và nặng thì các mức cộng hưởng sẽ chồng chập nhau khi neutron vào có năng lượng cỡ vài MeV. Đối với các hạt nhân nhẹ thì giới hạn năng lượng này thấp hơn.

3.4. PHẢN ỨNG HẠT NHÂN TRỰC TIẾP

3.4.1. Điều kiện xảy ra phản ứng hạt nhân trực tiếp

Khi hạt vào có năng lượng E , khối lượng m và hạt nhân có khối lượng M thì bước sóng của hạt vào được tính như sau:

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} \quad (3.138)$$

Trong đó theo (3.42) ta có $p^2 = \frac{2m\mu^2}{m} E \approx 2mE$; $\mu = \frac{mM}{m+M} \approx m$.

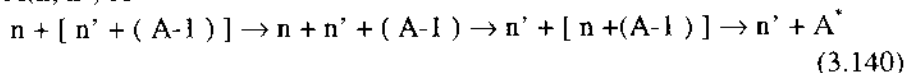
Bước sóng λ phụ thuộc vào năng lượng E như sau

$$\lambda = \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{E}} \text{ cm} \quad (3.139)$$

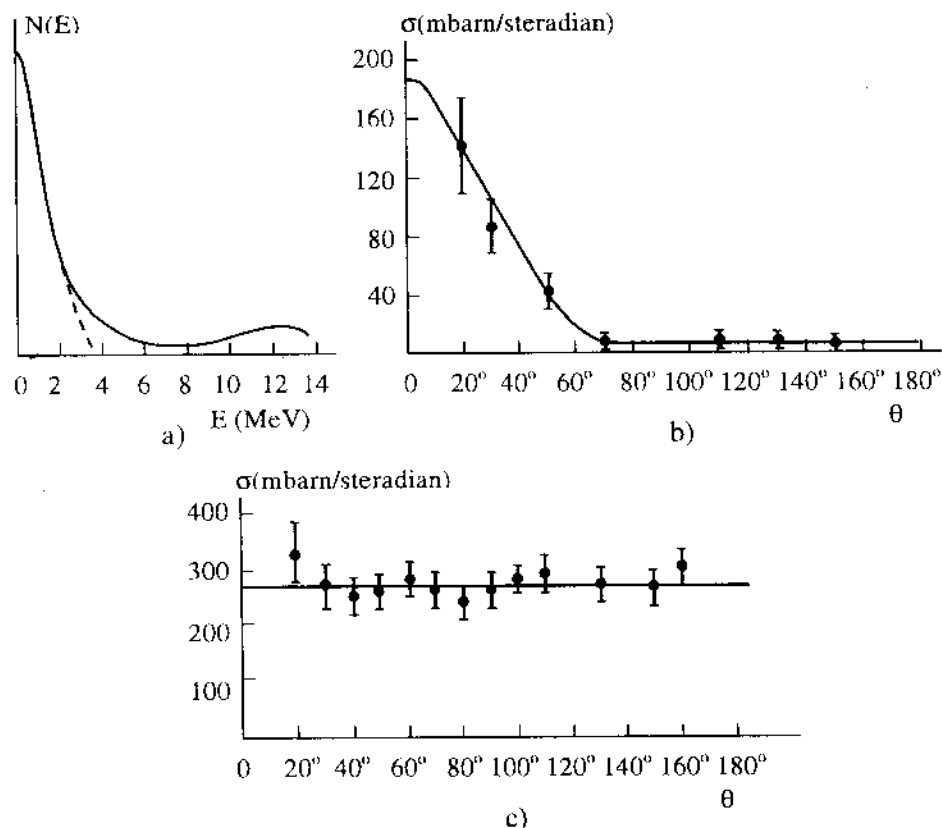
Trong đó E được tính theo đơn vị MeV

Khi $E \approx 10^2$ MeV thì $\lambda \approx 0,5 \cdot 10^{-13}$ cm $\ll R$, với R là bán kính hạt nhân. Như vậy bước sóng hạt vào rất bé so với kích thước hạt nhân. Vì vậy

hạt vào có thể nhìn thấy từng nucleon hay từng nhóm nucleon một trong hạt nhân và tương tác xảy ra không phải với hạt nhân toàn bộ mà với các nucleon riêng biệt hay với nhóm các nucleon. Tương tác như vậy gọi là tương tác trực tiếp, nó không đi qua giai đoạn hạt nhân hợp phần. Ví dụ phản ứng $A(n, n') A^*$ như sau :



Các phản ứng trực tiếp đầu tiên được nghiên cứu ở 30 - 40 MeV như (n, n') , (p, p') , (n, p) , (p, n) , (p, d) và (d, n) , (d, p) và sau đó với năng lượng lớn hơn $(p, 2p)$, (p, pn) , (p, d) , (p, T^3) , (p, H_c^3) , (p, α) , ... Vì các phản ứng này không đi qua giai đoạn hạt nhân hợp phần nên có thể coi hạt vào cũng như hạt ra không bị hấp thụ trong hạt nhân, nên phản ứng xảy ra ở bề mặt hạt nhân, tức là va chạm xảy ra với nucleon hay nhóm các nucleon liên kết yếu với hạt nhân. Do đó người ta còn gọi phản ứng trực tiếp là phản ứng trên bề mặt.



Hình 3.14. Phân bố năng lượng và phân bố góc của neutron bay ra trong phản ứng ${}_{83}\text{Bi}^{209}(n, n') {}_{83}\text{Bi}^{209}$.

Với năng lượng cỡ hàng chục MeV thì khó có thể phân biệt rõ ràng phản ứng hạt nhân trực tiếp với phản ứng hạt nhân hợp phần. Ví dụ, trong phản ứng ${}_{83}\text{Bi}^{209}(n,n'){}_{83}\text{Bi}^{209}$ khi năng lượng neutron vào cỡ 0,5 – 4 MeV thì phân bố năng lượng của neutron ra có dạng Maxwell và phân bố góc là đẳng hướng (hình 3.14c). Như vậy ở miền năng lượng này phản ứng xảy ra qua giai đoạn hạt nhân hợp phần. Với năng lượng neutron vào trong miền 4-12 MeV thì phân bố năng lượng hạt neutron ra gồm hai phần, phần năng lượng nhỏ tuân theo phân bố Maxwell còn phần năng lượng lớn có đỉnh ở gần năng lượng 9 MeV (hình 3.14a). Phân bố góc chủ yếu về phía trước (hình 3.14b). Chính phân bố năng lượng với đỉnh thứ hai và phân bố góc về phía trước thể hiện cơ chế phản ứng trực tiếp.

3.4.2. Các tính chất cơ bản của phản ứng hạt nhân trực tiếp

Từ năng lượng $E \approx 20 \div 30$ MeV trở lên tương tác trực tiếp xảy ra với xác suất lớn. Đặc điểm của nó là:

- Phân bố theo năng lượng của tiết diện phản ứng trực tiếp có giá trị lớn ở miền năng lượng hạt ra lớn. Trong lúc đó theo mẫu thống kê thì phân bố có dạng Maxwell, tức là tiết diện lớn ở miền năng lượng nhỏ và rất nhỏ ở vùng năng lượng lớn.

- Phân bố góc của các hạt bay ra chủ yếu hướng về phía trước, điều này khác rõ rệt với phân bố góc theo mẫu thống kê, ở đó phân bố góc là đối xứng trước - sau.

Chúng ta hãy giải thích bán định lượng hai tính chất nêu trên của phản ứng trực tiếp.

a) *Phân bố năng lượng của hạt bay ra*: Có thể hình dung cơ chế phản ứng trực tiếp như minh họa trên hình 3.15 đối với phản ứng $A(n,p)B$. Người ta giả thuyết rằng hạt nhân A gồm một lõi (A – 1) và proton chuyển động bên ngoài lõi, tức là $A = (A - 1) + p$. Cũng tương tự như vậy $B = (B - 1) + n$. Do có năng lượng lớn nên neutron vào có bước sóng bé hơn kích thước hạt nhân và nó “nhìn thấy” proton nằm ngoài lõi (A – 1) và tương tác với proton này. Proton này là một giả hạt, chuyển động bên trong hạt nhân trong trạng thái liên kết với lõi (A – 1) và với động lượng phân bố theo hình Gauss xung quanh một giá trị trung bình nào đó. Như vậy phản ứng hạt nhân trực tiếp $n + A \rightarrow p + B$ được thay bằng phản ứng $n + \langle p \rangle \rightarrow \langle n \rangle + p$. Phân bố năng lượng của proton tuân theo động học quá trình tán xạ, tức là động năng và động lượng phụ thuộc góc bay như đã trình bày trong mục 4.1.3. Trong mục 3.1.3 chúng ta giới hạn bài toán tán xạ khi hạt bia đứng yên còn ở đây hạt bia $\langle p \rangle$ chuyển động với động lượng xung quanh một giá trị trung bình, vì

vậy động lượng proton bay ra không phải là hàm delta mà có một phân bố gần với hình Gauss.

b) *Phân bố góc của hạt bay ra*: Chúng ta cũng tiếp tục phân tích phản ứng $A(n,p)B$ theo cơ chế nêu trên. Do giả hạt $\langle p \rangle$ nằm ngoài lõi $(A-1)$ nên có thể coi phản ứng $n + \langle p \rangle \rightarrow \langle n \rangle + p$ xảy ra trên bề mặt hạt nhân. Gọi $\vec{p}_1$ và $\vec{p}_2$ là động lượng của neutron vào và proton ra thì momen động lượng của các hạt này là $\vec{R} \times \vec{p}_1$ và $\vec{R} \times \vec{p}_2$, trong đó $\vec{R}$ là vector bán kính hạt nhân. Giả sử rằng $p_1 \approx p_2$ thì hiệu số hai momen động lượng này bằng

$$\hbar \Delta L = 2p_1 R \sin(\theta/2) \quad (3.141)$$

Trong đó θ là góc bay ra của proton. ΔL chính là momen động lượng truyền cho hạt nhân nên nếu các hạt nhân A và B có spin J_A và J_B thì chúng phải tuân thủ quy tắc chọn lựa sau đây:

$$J_A + J_B \geq \Delta L \geq |J_A - J_B| \quad (3.142)$$

Nếu độ chẵn lẻ của các hạt A và B giống nhau thì ΔL nhận các giá trị chẵn còn nếu độ chẵn lẻ của các hạt A và B khác nhau thì ΔL nhận các giá trị lẻ. Ta hãy xét điều kiện đơn giản nhất khi $J_A = J_B = 0^+$ thì $\Delta L = 0$ do đó

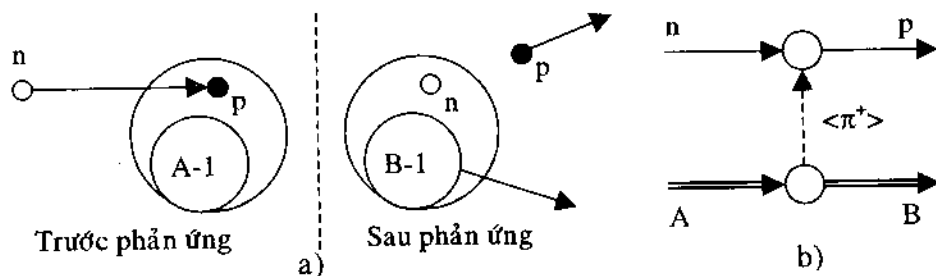
$\theta = 0$. Trong các trường hợp khác, khi $\Delta L = 1$ ta có $\theta = \frac{\hbar}{p_1 R} \approx 10^\circ$. Như vậy

các góc bay ra khá bé và phân bố góc của hạt bay ra ưu tiên về phía trước.

3.4.3. Các phản ứng trực tiếp phổ biến

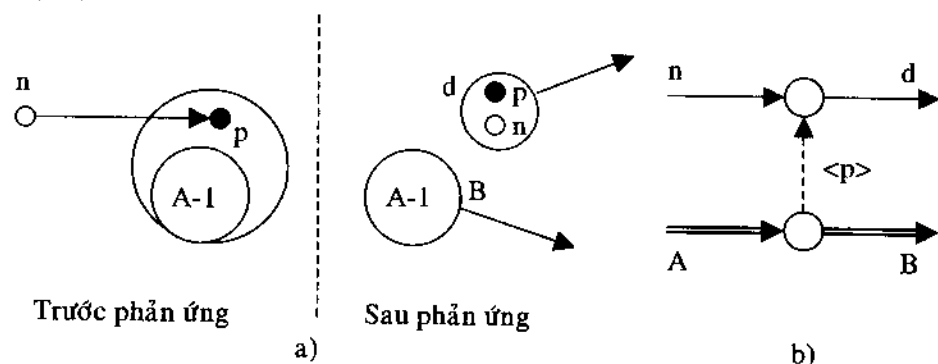
Phản ứng hạt nhân trực tiếp thường gồm các loại sau đây

a) *Phản ứng trao đổi*: Đây là các phản ứng tán xạ đàn hồi (n,n) , (p,p) hay các quá trình (n,p) , (p,n) . Phản ứng $A(n,p)B$ xảy ra như thể hiện trên hình 3.15a. Hình 3.15b là giản đồ Feymann với hạt trao đổi là giả hạt meson π^+ .



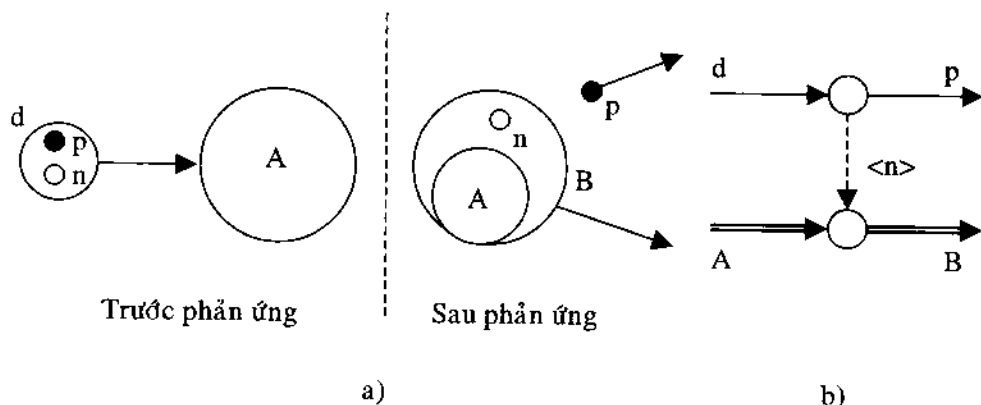
Hình 3.15. a. Cơ chế phản ứng trao đổi $A(n,p)B$; b. Giản đồ Feymann.

b) *Phản ứng chiếm*: Đây là các phản ứng mà nucleon vào chiếm thêm một hạt trong hạt nhân để tạo nên hạt bay ra lớn hơn, ví dụ các phản ứng (n,d) , (n,t) , (n,α) , (p,α) , (t,α) , ... Hình 3.16 minh họa phản ứng chiếm $A(n,d)B$.



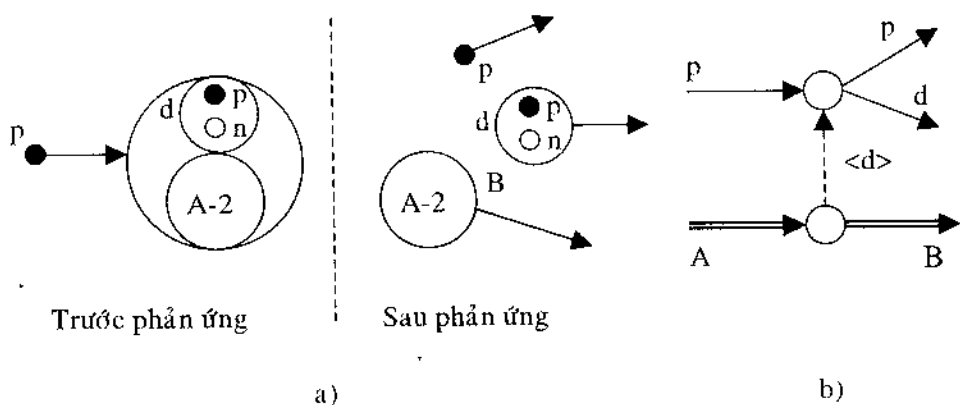
Hình 3.16. a. Cơ chế phản ứng chiếm $A(n,d)B$; b. Biểu đồ Feynman.

c) *Phản ứng nổ*: Đây là phản ứng mà hạt vào có từ hai nucleon trở lên, khi tương tác với hạt nhân A thì bị nổ ra và nhường lại cho hạt nhân một vài nucleon, số nucleon còn lại bay ra ngoài. Ví dụ như các phản ứng (d,p) , (d,n) , (He^3,d) , ... Hình 3.17 minh họa phản ứng $A(d,p)B$.



Hình 3.17. a. Cơ chế phản ứng nổ $A(d,p)B$; b. Biểu đồ Feynman.

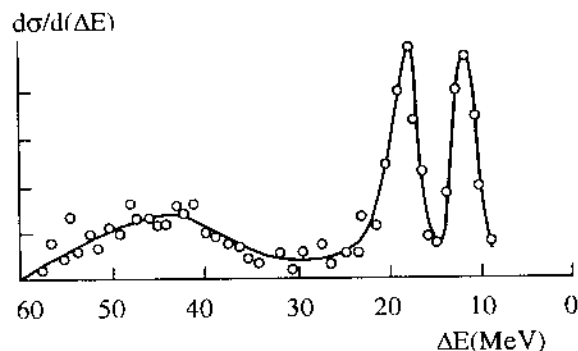
d) *Phản ứng đào thải*: Đây là phản ứng mà hạt vào tấn công đàn hồi với một hạt con nằm trong hạt nhân A và đánh bật hạt con này ra ngoài. Ví dụ các phản ứng (n,d) , (p,d) , (n,He^3) , (p,He^3) , (p,α) , ... Hình 3.18 minh họa phản ứng $A(p,d)B$.



Hình 3.18. a. Cơ chế phản ứng đào thải $A(p,d)B$; b. Biểu đồ Feynman.

3.4.4. Phản ứng hạt nhân trực tiếp năng lượng cao

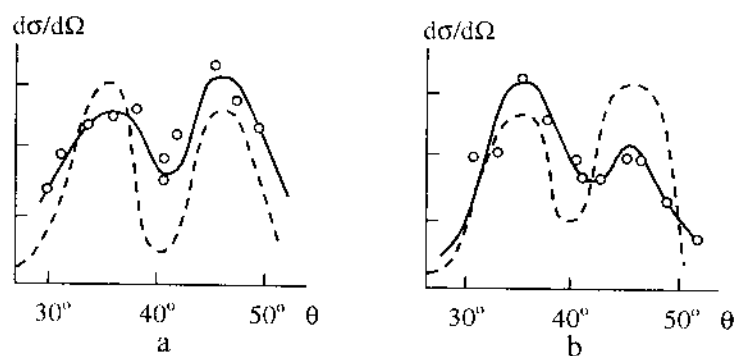
Đa số các phản ứng hạt nhân trực tiếp xảy ra trên bề mặt hạt nhân khi năng lượng hạt vào dưới 100 MeV. Khi năng lượng hạt vào lớn hơn 100 MeV thì bước sóng của nó rất nhỏ so với bán kính hạt nhân nên nó có thể đi sâu vào bên trong hạt nhân và gây ra các phản ứng sinh hai hạt $(p,2p)$, (p,np) , ... Khi đó các nucleon không chỉ được đánh bật ra từ bề mặt mà còn từ bên trong hạt nhân.



Hình 3.19. Phân bố năng lượng của proton ra trong phản ứng $^{16}\text{O}(p,2p)^{15}\text{N}$. Góc giữa các proton ra là $\theta = 38,7^\circ$. ΔE là năng lượng truyền cho hạt nhân ^{15}N . Các cực đại ứng với năng lượng liên kết của proton ở các trạng thái $1p_{1/2}$ ($\Delta E \approx 12$ MeV), $1p_{3/2}$ ($\Delta E \approx 20$ MeV), $1s_{1/2}$ ($\Delta E \approx 45$ MeV).

Như một ví dụ ta xét phản ứng $^{16}\text{O}(p,2p)^{15}\text{N}$ với năng lượng proton vào 340 MeV. Tiết diện phản ứng có ba cực đại như minh họa trên hình 3.19,

tương ứng với việc đánh bật các proton từ các trạng thái $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$ và $1s_{1/2}$. Từ hiệu năng lượng giữa các đỉnh trên hình 3.19 có thể tính được năng lượng liên kết của các proton trên các lớp $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$ và $1s_{1/2}$ của hạt nhân ${}^{16}_8\text{O}$ là 12 MeV, 19 MeV và 45 MeV. Từ lý thuyết mẫu vỏ có thể tính được tương quan góc trong phản ứng $(p,2p)$ nghĩa là sự phụ thuộc góc vào góc giữa hai proton bay ra. Hình 3.20 minh họa các số liệu thực nghiệm về tương quan góc trong phản ứng ${}^{16}_8\text{O}(p,2p){}^{15}_7\text{N}$ và các đường cong tính toán. Ta thấy rằng kết quả tính toán lý thuyết khá phù hợp với thực nghiệm.



Hình 3.20. Sự phụ thuộc tiết diện phản ứng ${}^{16}_8\text{O}(p,2p){}^{15}_7\text{N}$ vào góc θ giữa các proton bay ra. Hình a: $\Delta E = 19$ MeV. Hình b: $\Delta E = 12,4$ MeV. Đường liền: Thực nghiệm. Đường gạch nối: Lý thuyết với các lớp $1p_{3/2}$ và $1p_{1/2}$.

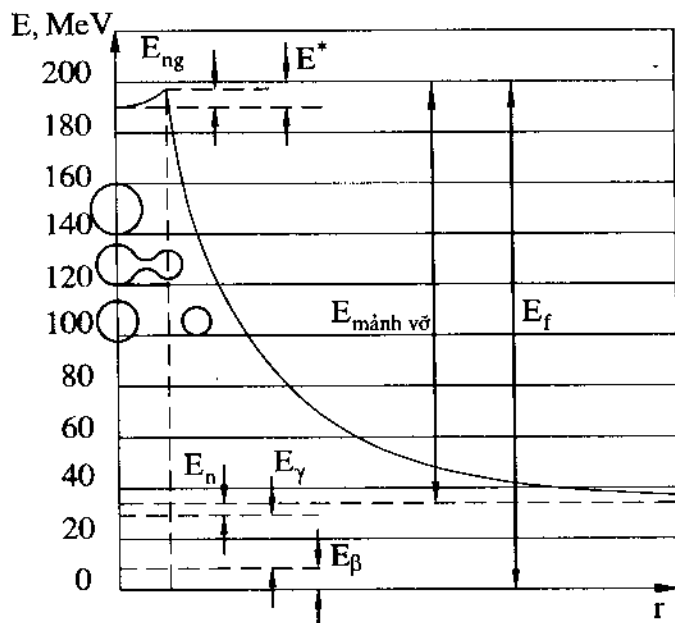
3.5. PHẢN ỨNG PHÂN HẠCH HẠT NHÂN

Phản ứng hạt nhân quan trọng nhất trong các quá trình vật lý của lò phản ứng là phản ứng phân hạch hạt nhân. Dưới tác dụng của neutron hạt nhân nguyên tố nặng bị phân hạch chủ yếu thành hai mảnh với khối lượng gần bằng nhau.

3.5.1. Cơ chế phản ứng phân hạch hạt nhân

Cơ chế phản ứng phân hạch được mô tả bởi mẫu giọt, trong đó hạt nhân được xem như là một giọt chất lỏng mang điện tích dương. Giọt chất lỏng này tồn tại do cân bằng lực giữa lực đẩy Coulomb của các proton với lực hút hạt nhân và sức căng bề mặt. Khi neutron tương tác với hạt nhân, trong hạt nhân xuất hiện sự biến dạng dao động từ dạng hình cầu sang dạng có hai phần dạng quả lê nối với nhau (hình 3.21). Quá trình dao động kết thúc bằng sự phân hạch hạt nhân, tức là chỗ nối bị đứt. Điều kiện phân hạch là năng lượng kích thích E^* vượt quá năng lượng ngưỡng E_{ng} , tức là độ cao bờ

thế năng phân hạch. Bờ thế năng này xuất hiện do sự tăng thế năng trong pha đầu biến dạng, khi đó bề mặt tăng và sức căng bề mặt tăng. Sức căng này có xu hướng bảo toàn dạng hình cầu của hạt nhân, là dạng có thế năng cực tiểu.



Hình 3.21. Sơ đồ giải phóng năng lượng khi phân hạch hạt nhân.

Quá trình phân hạch về mặt năng lượng có thể xảy ra đối với các hạt nhân với số khối lượng lớn hơn 80. Tuy nhiên trong lò phản ứng chỉ xảy ra sự phân hạch của các hạt nhân nặng từ ${}_{90}\text{Th}^{232}$ đến ${}_{94}\text{Pu}^{242}$. Động năng neutron, năng lượng liên kết của nó và độ cao bờ thế năng phân hạch xác định khả năng phân hạch của các hạt nhân cụ thể. Các hạt nhân Th^{232} , U^{233} , U^{235} , U^{238} và Pu^{239} thường được sử dụng trong lò phản ứng. Khi hấp thụ neutron các hạt nhân này tạo thành các hạt nhân hợp phần Th^{233} , U^{234} , U^{236} , U^{239} và Pu^{240} với năng lượng kích thích tối thiểu bằng năng lượng liên kết của neutron trong các hạt nhân đó. Nếu năng lượng kích thích này lớn hơn năng lượng ngưỡng E_{ng} thì hạt nhân xuất phát có thể bị phân hạch khi hấp thụ neutron với năng lượng bất kỳ. Còn nếu năng lượng kích thích nhỏ hơn năng lượng ngưỡng E_{ng} thì quá trình phân hạch chỉ xảy ra khi động năng neutron phải đủ lớn để cho năng lượng kích thích vượt quá E_{ng} . Trên bảng 3.3 dẫn ra các giá trị E_{ng} và năng lượng kích thích E^* của neutron trong các hạt nhân nêu trên.

Bảng 3.3. Năng lượng ngưỡng E_{ng} và năng lượng kích thích E^* đối với các hạt nhân phân hạch.

Hạt nhân	Năng lượng ngưỡng E_{ng} (MeV)	Hạt nhân hợp phần	Năng lượng kích thích E^* (MeV)
Th^{232}	5,90	Th^{233}	5,07
U^{233}	5,50	U^{234}	6,77
U^{235}	5,75	U^{236}	6,40
U^{238}	5,85	U^{239}	4,76
U^{239}	5,50	Pu^{240}	6,38

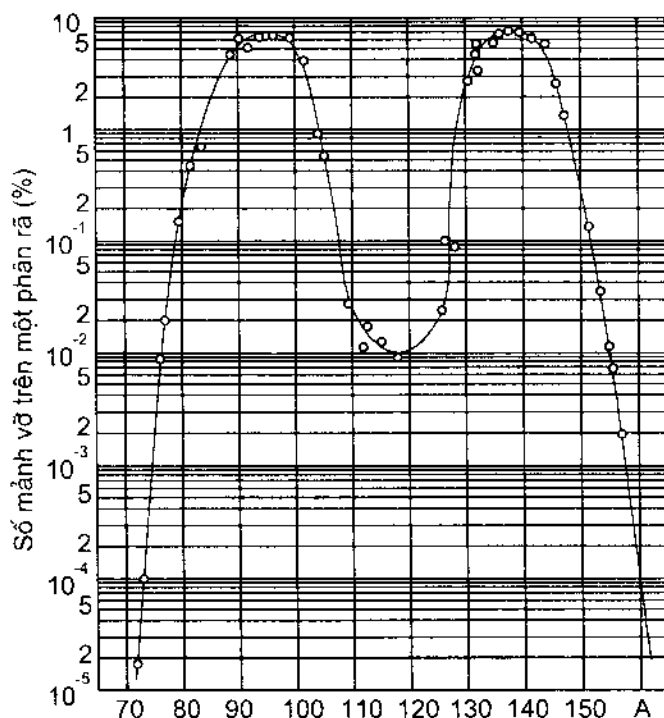
Từ bảng 3.3 ta thấy rằng, năng lượng kích thích E^* lớn hơn năng lượng ngưỡng E_{ng} đối với các hạt nhân U^{233} , U^{235} và U^{239} còn đối với các hạt nhân Th^{232} và U^{238} thì $E^* < E_{ng}$. Như vậy các hạt nhân U^{233} , U^{235} và Pu^{239} được phân hạch bởi neutron có năng lượng bất kỳ, trong đó có neutron nhiệt, còn các hạt nhân Th^{232} và U^{238} được phân hạch bởi các neutron có động năng lớn hơn giá trị ngưỡng, bằng 1,2 MeV và 1 MeV. Các hạt nhân U^{233} , U^{235} và Pu^{239} được gọi là các hạt nhân phân hạch. Nói chung các hạt nhân với số lẻ neutron là các hạt nhân phân hạch, chẳng hạn cả Pu^{241} , còn các hạt nhân với số chẵn neutron là các hạt nhân có ngưỡng, gồm Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} .

Trong thiên nhiên tồn tại các hạt nhân Th^{232} , U^{235} và U^{238} . Uran thiên nhiên gồm 0,714% U^{235} và cỡ 99,3% U^{238} . Các hạt nhân phân hạch U^{233} , Pu^{239} được tạo nên do các phản ứng của neutron lên các hạt nhân Th^{232} và U^{238} .

3.5.2. Các sản phẩm phân hạch

Chúng ta hãy xem xét chi tiết hơn quá trình phân hạch U^{235} do các neutron nhiệt. Quá trình này không xảy ra theo một sơ đồ cố định nào mà có nhiều kênh phản ứng, mỗi kênh được đặc trưng bởi các mảnh vỡ phân hạch. Trên hình 3.22 trình bày số mảnh vỡ sinh ra, gọi là suất ra, đối với mỗi phân hạch, phụ thuộc vào số khối lượng các mảnh vỡ phân hạch đó. Các mảnh vỡ phân hạch có khối lượng $A = 72 - 161$, trong đó có 2 nhóm khối lượng cỡ 80 - 110 và 125 - 155 có suất ra lớn nhất, chiếm cỡ 99%. Các hạt nhân có khối lượng 110 - 125 chỉ chiếm cỡ 1%. Như vậy hạt nhân U^{235} bị phân hạch cho hai mảnh vỡ với khối lượng không bằng nhau, suất ra lớn nhất đối với hai mảnh vỡ $A = 95$ và $A = 139$. Sự phân hạch không đối xứng này mâu thuẫn với tiên đoán của mẫu giọt vì một chất lỏng thông thường được chia thành

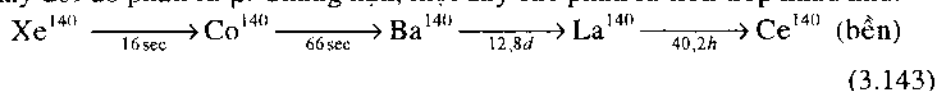
hai phần bằng nhau. Tính chất không đối xứng trong phân hạch hạt nhân được giải thích trong khuôn khổ mẫu vỏ do sự ưu tiên hình thành các hạt nhân với vỏ choán đầy chứa 50 và 82 neutron.



Hình 3.22. Sự phụ thuộc của số mảnh vỡ phân hạch trên một phân hạch U^{235} bởi neutron nhiệt.

Các mảnh vỡ phân hạch thường có hoạt tính β vì chúng thừa neutron. Chẳng hạn các mảnh vỡ $_{38}Sr^{94}$ và $_{54}Xe^{140}$ với suất ra cỡ 7%. Số khối lượng của các hạt nhân bền tương ứng là 88 và 136, vì vậy $_{38}Sr^{94}$ thừa 6 neutron và $_{54}Xe^{140}$ thừa 4 neutron.

Thành phần các sản phẩm phân hạch theo các nguyên tố hóa học thay đổi do phân rã β . Chẳng hạn, một dãy các phân rã liên tiếp nhau như:



Nếu quá trình phân hạch kéo dài đủ lâu với tốc độ không đổi thì trong phần lớn các dãy phân rã tạo nên sự cân bằng và thành phần hóa học của các sản phẩm phân hạch cuối cùng sẽ không đổi. Trong trạng thái cân bằng, một phần tư các sản phẩm là các nguyên tố đất hiếm. Trong các

nguyên tố khác thì zirconium chiếm 15%, molybdenum chiếm 12%, cesium chiếm 6,5%. Các khí xenon và krypton chiếm 16%. Thể tích các khí này khi phân hạch 1 kg uranium trong khoảng thời gian dài (cỡ 4 năm) đạt tới hơn 25 m³ ở điều kiện bình thường.

Ngoài các mảnh vỡ phân hạch, khi phân hạch hạt nhân còn có các lượng tử γ tức thời, các hạt β do phân rã, các lượng tử γ do phân rã, các neutrino và các neutron.

Đặc điểm của phản ứng phân hạch U^{235} là giải phóng ra năng lượng $E_f = 200$ MeV trên một phân hạch (hình 3.21). Năng lượng này phân bố theo các sản phẩm phân hạch như sau (hình 3.21):

Động năng các mảnh vỡ phân hạch	169 MeV
Năng lượng: Các γ tức thời.....	5 MeV
Các neutron phân hạch.....	5 MeV
Các β do phân rã.....	7 MeV
Các γ do phân rã.....	6 MeV
Các neutrino	11 MeV
Tổng cộng :	203 MeV

Ngoài các thành phần năng lượng nêu trên còn có đóng góp của năng lượng bức xạ γ cỡ 8 MeV do quá trình chiếm phóng xạ (n, γ). Như vậy năng lượng tổng cộng là 211 MeV. Tuy nhiên đối với lò phản ứng chỉ quan tâm đến năng lượng được biến thành nhiệt. Năng lượng này vào cỡ 200 MeV, nghĩa là toàn bộ năng lượng ngoài năng lượng neutrino.

3.5.3. Các neutron của phản ứng phân hạch

Một đặc điểm khác của phân hạch hạt nhân U^{235} là trong số các sản phẩm phân hạch có các neutron. Các neutron sinh ra do phân hạch là đối tượng đáng lưu ý nhất vì chúng đóng vai trò quan trọng trong phản ứng dây chuyền. Trong mỗi phân hạch trung bình xuất hiện v neutron. Đại lượng này khác nhau đối với các hạt nhân khác nhau và tăng khi tăng năng lượng neutron vào (bảng 3.4).

Các neutron phân hạch gồm 2 loại: neutron tức thời, sinh ra tại thời điểm phân hạch, và neutron trễ, sinh ra muộn hơn so với thời điểm phân hạch.

Các neutron tức thời chiếm cỡ 99% trong số các neutron phân hạch. Các neutron này được sinh ra từ các hạt nhân kích thích do trong quá trình

trao đổi năng lượng với các nucleon khác chúng có năng lượng vượt quá năng lượng liên kết trong hạt nhân. Phân bố năng lượng của các neutron tức thời là phân bố Maxwell với thông số được xác định bởi năng lượng kích thích của hạt nhân sau khi giải phóng ra neutron, đó là “nhiệt độ” hạt nhân T

$$\frac{1}{N_0} \frac{dN}{dE} = \frac{a}{v} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}} \quad (3.144)$$

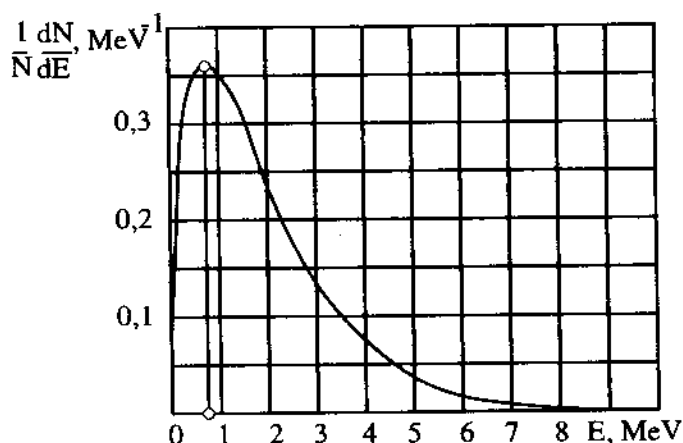
Trong đó N_0 là số neutron toàn phần, a là hằng số chuẩn. Bảng 3.5 dẫn ra các thông số a và T đối với các hạt nhân U^{233} , U^{235} và Pu^{239} .

Bảng 3.4. Số trung bình các neutron phân hạch v .

Hạt nhân	$E_n = 0,025 \text{ eV}$	$E_n = 1,8 \text{ eV}$
U^{233}	2,52	2,71
U^{235}	2,41	2,74
U^{238}	—	2,70
Pu^{239}	2,92	3,21

Bảng 3.5. Các thông số a và T của các neutron tức thời đối với U^{233} , U^{235} , Pu^{239} khi phân hạch bởi neutron nhiệt.

Hạt nhân	$a \text{ (MeV}^{-3/2}\text{)}$	$T \text{ (MeV)}$
U^{233}	1,888	1,306
U^{235}	1,872	1,290
Pu^{239}	2,121	1,333



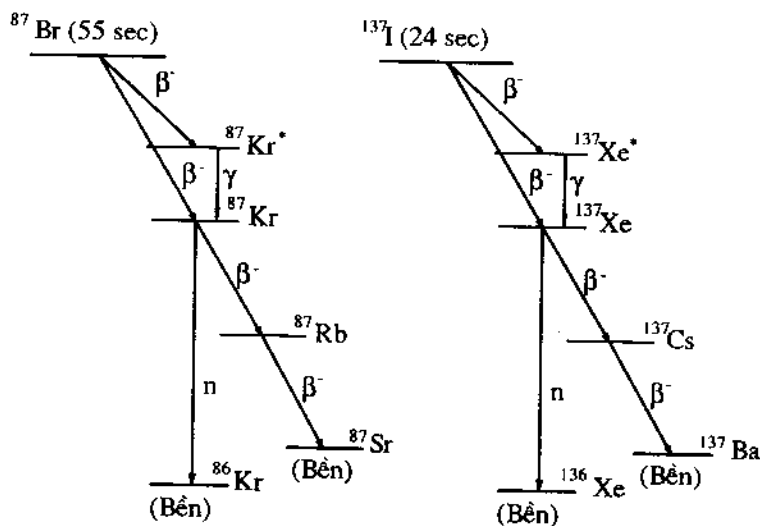
Hình 3.23. Phổ neutron tức thời khi phân hạch U^{235} bởi neutron nhiệt.

Trên hình 3.23 trình bày phổ năng lượng của các neutron tức thời đối với U^{235} trong khoảng năng lượng 0 - 10 MeV. Phân bố có năng lượng cực đại tại 0,7 MeV và năng lượng trung bình

$$\bar{E} = \frac{3}{2} T \quad (3.145)$$

Đối với U^{235} , năng lượng trung bình của các neutron tức thời bằng $\bar{E} = 1,94$ MeV, do đó để đơn giản trong tính toán người ta thường coi các neutron tức thời có cùng năng lượng và bằng cỡ 2 MeV.

Các neutron trễ chỉ chiếm không quá 1% trong số các neutron phân hạch nhưng đóng vai trò rất quan trọng trong việc điều khiển quá trình phản ứng dây chuyền. Neutron trễ xuất hiện khi các mảnh vỡ phân hạch, chủ yếu là các hạt nhân iodine và bromine, phân rã β . Hạt nhân sau phân rã β có năng lượng kích thích đủ lớn để phóng neutron trễ. Thời gian trễ của neutron được xác định bởi thời gian sống của mảnh vỡ phân hạch phân rã β (hình 3.24).



Hình 3.24. Cơ chế sinh các neutron trễ khi phân rã Br^{87} và I^{131} .

Số lượng các neutron trễ trong một phân hạch bằng βv , trong đó β là thành phần tương đối của số neutron trễ trên toàn bộ số neutron phân hạch. Các neutron trễ chia làm 6 nhóm theo chu kỳ bán rã $T_{1/2}$ của các mảnh vỡ phân hạch. Mỗi nhóm được đặc trưng bởi suất ra neutron trễ β_i với $\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$

(bảng 3.6). Năng lượng trung bình của các neutron trễ đối với các nhóm được dẫn ra trên cột cuối cùng của bảng 3.6.

Bảng 3.6. Các đặc trưng của neutron trễ đối với các hạt nhân khác nhau.

Số TT	$T_{1/2}$ (s)	$\beta_i \times 10^{-2}$					E_n (MeV)
		^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{232}Th	^{238}U	
1	54-56	0,06	0,05	0,02	0,17	0,05	0,25
2	21-23	0,20	0,35	0,18	0,74	0,56	0,56
3	5-6	0,17	0,31	0,13	0,77	0,67	0,43
4	1,9-2,3	0,18	0,62	0,20	2,2	1,60	0,62
5	0,5-0,6	0,03	0,18	0,05	0,85	0,93	0,42
6	0,17-0,27	0,02	0,07	0,03	0,21	0,31	-
	$\beta_v = \sum_{i=1}^6 \beta_i v$	0,66	1,58	0,61	4,95	4,12	
	$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$	0,264	0,65	0,21	0,20	1,57	

Theo bảng 3.6, thời gian trễ của các neutron được xác định bởi chu kỳ phân rã $T_{1/2}$, từ $\sim 0,2$ s đến ~ 55 s. Nhóm $T_{1/2} = 54-56$ s chủ yếu được sinh ra từ sự phân rã của hạt nhân Br^{87} còn nhóm $T_{1/2} = 21-23$ s chủ yếu được sinh ra từ sự phân rã của hạt nhân I^{137} (hình 3.24). Ta hãy xét cụ thể hơn sơ đồ phân rã của Br^{87} . Hạt nhân này ở trạng thái kích thích với thời gian bán rã 55,6 s và phân rã để tạo nên hạt nhân Kr^{87} . Hạt nhân Kr^{87} được tạo nên ở trạng thái kích thích cao với năng lượng 6 MeV đủ để phóng ra tức thời một neutron và chuyển thành hạt nhân Kr^{86} ở trạng thái bền. Năng lượng thừa khi phóng neutron chuyển thành động năng neutron. Hạt nhân Br^{87} được gọi là hạt nhân tiền tố của nhóm neutron trễ 55,6 s. Cũng như vậy, I^{137} là hạt nhân tiền tố của nhóm neutron trễ 22 s.

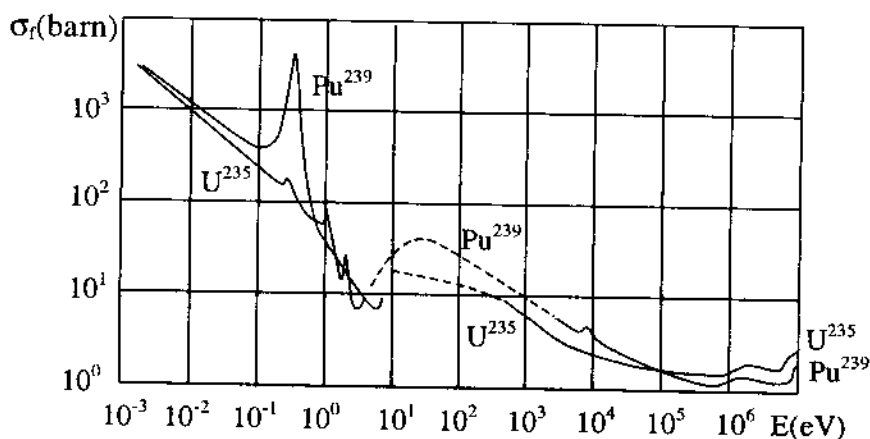
Như vậy, các neutron phân hạch, ngoài phổ neutron tức thời, có hai đặc trưng quan trọng là số neutron trên một phân hạch v và số neutron trễ trong toàn bộ các neutron trên một phân hạch β . Đại lượng v phụ thuộc vào năng lượng, do đó nó đặc trưng cho sự phân biệt giữa lò phản ứng trên neutron nhanh và neutron nhiệt. Còn đại lượng β khác nhau đối với các hạt nhân khác nhau, do đó nó đặc trưng cho việc phân biệt giữa các dạng nhiên

liệu. Đối với lò phản ứng trên neutron nhiệt dùng nhiên liệu U^{235} ta có $\nu = 2,41$ và $\beta = 0,64\%$, tức là trong số neutron phân hạch có 0,64% neutron trễ và 99,36% neutron tức thời.

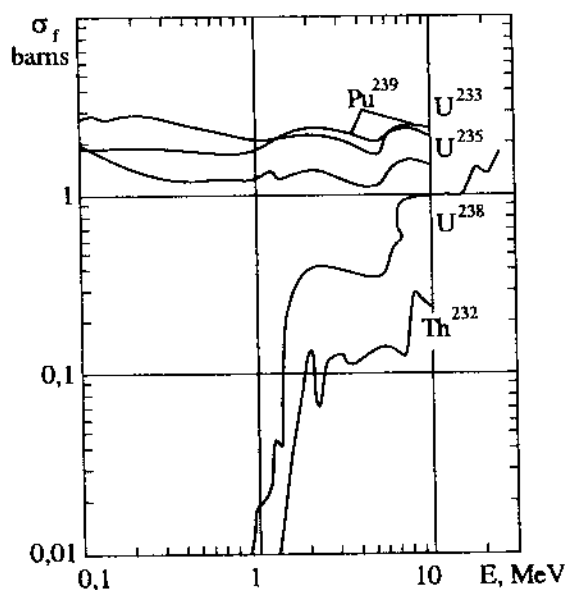
Trong lò phản ứng, suất ra neutron trễ hiệu dụng $\beta_{\text{eff}} = \epsilon \beta > \beta$, trong đó $\epsilon > 1$. Điều này được giải thích như sau: Trên bảng 1.5 ta thấy rằng năng lượng trung bình của các nhóm neutron trễ từ 0,25 MeV đến 0,62 MeV, nhỏ hơn năng lượng trung bình của các neutron tức thời, vào cỡ 2 MeV. Do đó quãng chạy của neutron trễ trong quá trình làm chậm nhỏ hơn neutron tức thời và xác suất rò neutron trễ ra khỏi vùng hoạt động của lò phản ứng nhỏ hơn neutron tức thời. Điều đó có nghĩa là về mặt tương đối, số neutron trễ được tăng lên trong vùng hoạt động của lò phản ứng so với số neutron tức thời.

3.5.4. Tiết diện phản ứng phân hạch

Tiết diện phản ứng phân hạch σ_f phụ thuộc năng lượng neutron giống như tiết diện chiếm phóng xạ. Trong miền neutron nhiệt, tiết diện phân hạch U^{235} có dạng gần với quy luật $\frac{1}{v}$, trong miền năng lượng lớn hơn có các đỉnh cộng hưởng. Đối với Pu^{239} có mặt cộng hưởng trong miền neutron nhiệt và tiết diện khác nhiều với quy luật $\frac{1}{v}$ (hình 3.25). Đối với tất cả các hạt nhân phân hạch tiết diện giảm cỡ hai bậc khi chuyển từ neutron nhiệt sang neutron nhanh. Tiết diện phân hạch của các hạt nhân Th^{232} và U^{238} có ngưỡng, bằng 0 trong miền năng lượng nhỏ hơn 1 MeV rồi sau đó tăng nhanh đến giá trị cỡ 10^{-24} cm^2 và tăng dần theo năng lượng (hình 3.26).



Hình 3.25. Tiết diện phân hạch U^{235} và Pu^{239} (đường gạch nối- miền cộng hưởng).



Hình 3.26. Tiết diện phân hạch trong miền neutron nhanh.

3.6. PHẢN ỨNG NHIỆT HẠCH

3.6.1. Khả năng tổng hợp các hạt nhân nhẹ

Ngoài hiện tượng giải phóng năng lượng khi phân hạch các hạt nhân nặng còn có hiện tượng giải phóng năng lượng khi kết hợp các hạt nhân rất nhẹ. Theo hình 1.11, năng lượng liên kết trung bình trên một nucleon tăng theo số khối lượng A trong miền A bé. Như vậy khi tổng hợp hai hạt nhân rất nhẹ thành một hạt nhân nặng hơn thì một năng lượng bằng $A(\epsilon - \bar{\epsilon})$ được giải phóng, trong đó A là số khối lượng tổng cộng của các hạt nhân được tổng hợp, $\bar{\epsilon}$ là năng lượng liên kết trung bình trên một nucleon đối với các hạt nhân này còn ϵ là năng lượng liên kết trung bình trên một nucleon đối với hạt nhân sau tổng hợp. Năng lượng giải phóng trung bình trên một nucleon trong phản ứng tổng hợp các hạt nhân rất nhẹ có giá trị lớn hơn đại lượng tương tự đối với phản ứng phân hạch, $q_{\text{fission}} = \frac{Q_{\text{fission}}}{A} = \frac{200}{236} \text{ MeV} = 0,85 \text{ MeV}$ (bảng 3.7).

Do năng lượng giải phóng trung bình trên một nucleon lớn, năng lượng giải phóng trong phản ứng nhiệt hạch lớn hơn nhiều so với phản ứng phân hạch. Chẳng hạn 1 kg hỗn hợp các hạt deuteron giải phóng năng lượng $9,2 \cdot 10^7$ kWh, gấp 4 lần năng lượng do 1 kg U^{235} giải phóng ($2,3 \cdot 10^7$ kWh).

Bảng 3.7. Năng lượng giải phóng trung bình trên một nucleon trong phản ứng tổng hợp các hạt nhân rất nhẹ $q_{\text{fusion}} = \frac{Q_{\text{fission}}}{A}$.

Phản ứng	Q_{fusion} (MeV)	q_{fusion} (MeV)
${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + n$ (50%)	3,25	0,8
${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + p$ (50%)	4,03	1,0
${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + n$	17,6	3,5
$p + {}_3\text{Li}^7 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_2\text{He}^4$	17,3	2,2
$n + {}_3\text{Li}^6 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_1\text{H}^3$	4,8	0,7

3.6.2. Điều kiện thực hiện phản ứng nhiệt hạch

Các phản ứng trên bảng 3.7 gồm hai loại. Trong bốn phản ứng đầu các deuteron và proton là các hạt ion dương tương tác với nhau nên chúng phải có năng lượng khoảng 0,5 MeV để thắng bờ thế Coulomb. Phản ứng cuối cùng là quá trình tương tác của neutron với hạt nhân, có thể xảy ra với neutron nhiệt. Như vậy có thể tạo điều kiện cho các phản ứng tổng hợp xảy ra nhưng vấn đề khó khăn là làm sao cho các phản ứng tự duy trì.

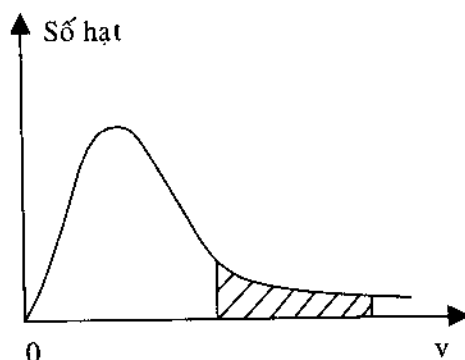
Trong phản ứng phân hạch, tác dụng tự duy trì do các neutron sinh ra sau phản ứng thực hiện. Các neutron sinh ra trong phản ứng này tương tác và phân hạch các hạt nhân uranium khác và quá trình này tự tiếp diễn. Quá trình này gọi là phản ứng phân hạch hạt nhân dây chuyền. Một loại phản ứng phân hạch khác không phải là phản ứng dây chuyền khi một lượng uranium lớn được chiếu xạ cùng một lúc bởi dòng neutron cường độ cao, đó chỉ là một hành động đơn lẻ.

Phản ứng tổng hợp hạt nhân có tính chất giống như loại phản ứng không dây chuyền này. Phản ứng được thực hiện do sự tham gia đồng thời của một lượng rất lớn các hạt nhân nhẹ. Điều kiện để phản ứng xảy ra là các hạt nhân phải có động năng đủ lớn để chúng vượt hàng rào thế Coulomb và tiến lại gần nhau với khoảng cách nhỏ hơn $3 \cdot 10^{-15}$ m. Khi đó lực hạt nhân sẽ có tác dụng và phản ứng nhiệt hạch xảy ra.

Ở khoảng cách đó, thế năng tương tác giữa các hạt deuteron là:

$$U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi \times 8,85 \cdot 10^{-12} \times 3 \cdot 10^{-15}} = 7,7 \cdot 10^{-14} \text{ J} \approx 0,5 \text{ MeV}$$

Như vậy muốn đẩy hai deuteron lại gần nhau cần phải tốn một công bằng $7,7 \cdot 10^{-14} \text{ J}$ hay truyền cho chúng một động năng cỡ 0,5 MeV. Tuy nhiên có thể cung cấp cho các hạt deuteron năng lượng nhỏ hơn 0,5 MeV vì chúng có thể xuyên qua hàng rào thế năng do hiệu ứng đường ngầm. Muốn chuyển năng lượng cần thiết đó cho một số lớn hạt nhân deuteron thì chỉ cần tạo nên nhiệt độ cao. Theo công thức $W = kT$ thì 1 eV tương đương với năng lượng của chuyển động nhiệt ở nhiệt độ gần 11400 K. Do đó muốn cho các deuteron có năng lượng 0,5 MeV cần phải có nhiệt độ cỡ 10^{10} K . Thực ra chỉ cần nhiệt độ 10^8 K là phản ứng nhiệt hạch đã xảy ra rồi. Nguyên nhân là theo phân bố vận tốc Maxwell, mặc dù ở nhiệt độ không cao lắm vẫn có một số hạt có năng lượng trung bình khá lớn để bảo đảm số phản ứng cần thiết xảy ra (hình 3.27). Như vậy muốn thực hiện phản ứng tổng hợp hạt nhân phải tạo ra môi trường deuteron nhiệt độ rất cao, và do đó người ta gọi là phản ứng nhiệt hạch.



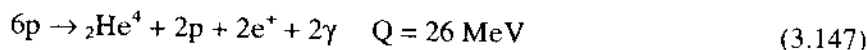
Hình 3.27. Đồ thị phân bố Maxwell của vận tốc hạt.

3.6.3. Phản ứng nhiệt hạch trong vũ trụ

Phản ứng nhiệt hạch là một trong những nguồn năng lượng của các vì sao và Mặt Trời. Năm 1938 Bethe đưa ra giả thuyết về hai chu trình phản ứng proton-proton và carbon-nitrogen. Chu trình proton-proton xảy ra như sau:

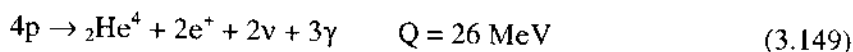
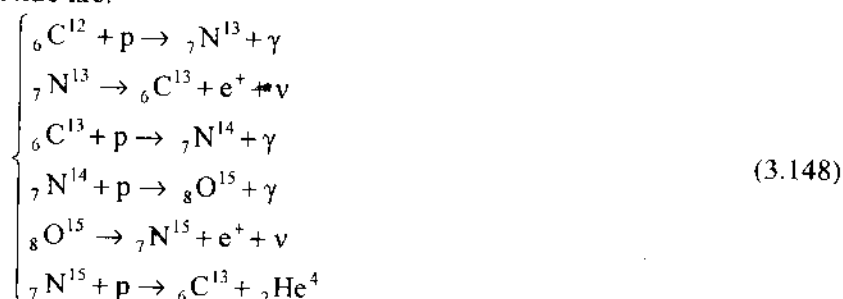


Chu trình này biến các proton thành hạt nhân helium và giải phóng một lượng năng lượng rất lớn:



Phản ứng này xảy ra với thời gian bán rã $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ năm. Tuy năng lượng giải phóng trong một phản ứng là 26 MeV nhưng năng lượng giải phóng trung bình trên một khối lượng đơn vị là rất thấp và bằng $q = 2 \text{ erg/(g.s)}$. Năng lượng này còn thấp hơn năng lượng giải phóng của cơ thể người. Tuy nhiên, do khối lượng mặt trời rất lớn, khoảng $2 \cdot 10^{33} \text{ g}$, nên năng lượng tổng cộng của Mặt Trời phát ra theo chu trình proton-proton rất lớn, tương đương với khối lượng mặt trời mất đi là $4,3 \cdot 10^6$ tấn/s.

Chu trình carbon-nitrogen gồm 6 phản ứng, trong đó carbon đóng vai trò chất xúc tác:



Kết quả là bốn hạt nhân hydrogen tạo thành một hạt nhân helium còn lượng carbon không thay đổi. Phản ứng này cũng giải phóng năng lượng giống như chu trình proton-proton nhưng có thời gian đặc trưng bé hơn rất nhiều $T_{1/2} = 3 \cdot 10^8$ năm.

3.6.4. Phản ứng nhiệt hạch điều khiển

Trong các phản ứng nêu trên bảng 3.7 thì phản ứng của deuteron với triton ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + n$ xảy ra với xác suất cao nhất, sau đó đến phản ứng deuteron với deuteron gồm ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + n$ (50%) và ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + p$ (50%). Hai phản ứng này được sử dụng chính trong các nghiên cứu phản ứng nhiệt hạch. Vấn đề cơ bản phải giải quyết trong phản ứng nhiệt hạch điều khiển là thực hiện được nhiệt độ cao hàng trăm triệu độ trong một thể tích giới hạn chứa đầy deuterium hay hỗn hợp deuterium và tritium. Ở nhiệt độ cao thì chất khí hoàn toàn bị ion hóa, nghĩa là chỉ gồm các hạt nhân và các electron tự do. Môi trường chất khí như vậy gọi là *plasma*, là dạng thứ

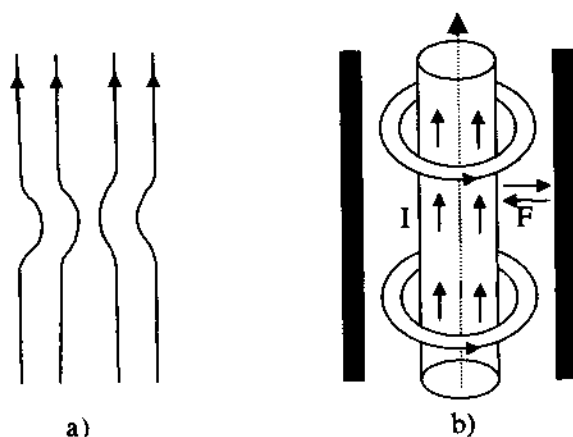
tử của vật chất, ngoài ba dạng vật lý đã biết là dạng rắn, dạng lỏng và dạng khí của các nguyên tử trung hòa.

Để tạo nên và duy trì được trạng thái plasma người ta phải giải quyết ba vấn đề chính là tạo nên môi trường plasma ở nhiệt độ hàng trăm triệu độ, nhốt plasma trong một thể tích hữu hạn và duy trì trạng thái đó trong thời gian dài. Ta hãy xem xét cách giải quyết ba vấn đề này.

a) Nhốt môi trường plasma nhờ từ trường- máy Tokamak

Muốn giữ plasma ở nhiệt độ cao hàng trăm triệu độ không thể có một cái vỏ vật liệu bình thường nào chịu đựng được lâu. Hơn nữa cần phải giữ không cho plasma tiếp xúc với thành bình để tránh trao đổi nhiệt. Để đáp ứng được các yêu cầu này người ta nhốt plasma bằng hiệu ứng nén do tương tác của dòng điện với từ trường do chính nó tạo ra.

Giả sử có một chùm hạt tích điện chạy theo một chiều nào đó (hình 3.28a). Chùm hạt tích điện này gây ra xung quanh nó một từ trường tương tự từ trường của một dòng điện thẳng. Theo định luật về tương tác từ thì từ trường này sẽ tác dụng lên chính chùm hạt một lực vuông góc với phương chuyển động của chùm hạt và hướng từ ngoài vào trong. Kết quả là chùm hạt chuyển động bị nén lại và không tiếp xúc với thành bình. Như vậy từ trường bao quanh cột plasma có tác dụng nhốt và làm cách nhiệt plasma. Những hạt chạy theo bán kính tới thành bình sẽ bị từ trường kéo trở lại.

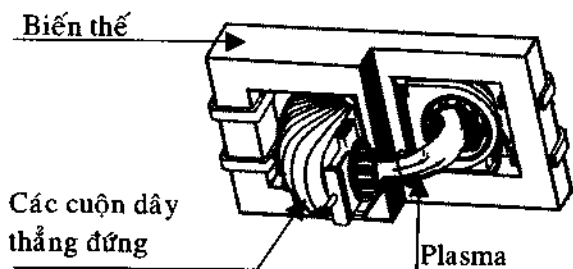


Hình 3.28. Tác dụng nén plasma của từ trường.
a. Cột plasma; b. Thành bình

Tuy nhiên khi cột plasma bị thất hay uốn cong ở một chỗ nào đó thì nó sẽ tiếp tục thất lại hay uốn cong cho đến khi bị đứt khúc tại đó. Để khắc phục hiện tượng này người ta phải gây một từ trường bổ sung dọc theo cột plasma.

Một phương pháp khác dựa trên tính quán tính của các hạt ion dưới tác dụng của tia laser hay chùm tia ion nặng. Người ta tạo nên các viên rất nhỏ chứa hỗn hợp deuterium-tritium rồi bắn từng viên vào buồng chân không. Khi viên này đạt đến tâm bình chân không, chiếu chùm laser hay chùm ion nặng vào viên đó trong thời gian cỡ 10^{-11} s đến 10^{-9} s. Khi đó hỗn hợp deuterium-tritium nhận được năng lượng với mật độ rất lớn trong thời gian cực ngắn, cỡ hàng chục megajoules trong 1.10^{-9} c, nó bị nén lại với nồng độ tăng lên cỡ 1000 lần và nóng đến nhiệt độ cao để phản ứng tổng hợp xảy ra trước khi các ion kịp chuyển động dịch ra xa nhau do quán tính của chúng lớn.

Hai phương pháp nhốt plasma nêu trên đều được nghiên cứu, nhưng phương pháp bình chứa từ trường được sử dụng rộng rãi hơn trong hai thiết bị gọi là máy Tokamak của Liên xô (trước đây) và máy Stellarator của Mỹ. Máy Tokamak là một nam châm hình xoắn gồm các vòng dây đặt thẳng đứng với buồng chân không hình xoắn bên trong nó (hình 3.29). Dòng plasma chạy trong buồng hình xoắn và được giữ nhờ bản thân từ trường của dòng plasma này. Đường sức từ trường của dòng plasma vuông góc với dòng plasma và tác dụng lên dòng plasma một từ lực hướng từ ngoài vào trong, đẩy các hạt plasma vào bên trong mà không thể dịch chuyển ra ngoài quỹ đạo tròn. Máy Stellarator cũng có cấu trúc nam châm hình xoắn như máy Tokamak nhưng các cuộn dây của nam châm hình xoắn có dạng xoắn để tạo nên các đường sức từ trường có tác dụng hạn chế các hạt ion bay ngang mà không dùng từ trường của bản thân dòng plasma. Trong hai máy này thì máy Tokamak được nghiên cứu phổ biến hơn và được lấy làm cơ sở để xây dựng lò phản ứng nhiệt hạch trong tương lai.



Hình 3.29. Máy Tokamak.

b) Tạo môi trường plasma với nhiệt độ hàng trăm triệu độ

Đưa một lượng khí deuterium với nồng độ không lớn vào trong máy Tokamak. Do sự tương tác của các tia vũ trụ, một số nguyên tử deuterium bị ion hóa. Dòng cảm ứng của nam châm hình xuyên tác dụng lên các ion này, làm nó chuyển động, va chạm và ion hóa các nguyên tử khác. Quá trình ion hóa này tạo nên chất plasma. Plasma được giữ trong buồng chân không nhờ bản thân từ trường của dòng plasma này như đã trình bày trên.

Việc đốt nóng plasma được thực hiện theo phương pháp cơ bản là hiệu ứng tỏa nhiệt Joule-Lenz của bản thân dòng plasma. Tuy nhiên điện trở của dòng plasma giảm nhanh khi tăng nhiệt độ, do đó hiệu ứng Joule-Lenz cũng giảm và nhiệt độ cực đại của plasma chỉ đạt đến cỡ 10 triệu độ. Để nâng nhiệt độ plasma lên hàng trăm triệu độ người ta sử dụng tiếp phương pháp bắn chùm hạt trung hòa có năng lượng lớn vào plasma, gọi là phương pháp NBI (Neutral beam injection). Khi vào trong từ trường, chùm hạt này bị ion hóa, chuyển động trong từ trường và va chạm với các hạt plasma, truyền năng lượng cho các hạt plasma. Phương pháp thứ hai để nâng cao nhiệt độ là bắn sóng điện từ vào plasma. Các sóng này được các hạt hấp thụ cộng hưởng và chúng được gia tốc lên, hay nóng lên. Kỹ thuật này gọi là ECRH/ICRH (Electron/ion cyclotron resonance heating). Máy Tokamak sử dụng phương pháp đốt nóng theo hiệu ứng Joule-Lenz và một trong hai phương pháp bổ sung trên.

c) Duy trì môi trường plasma trong thời gian dài

Để thiết bị Tokamak hoạt động như một lò phản ứng tổng hợp nhiệt hạch cần phải thực hiện hai điều kiện sau đây.

- *Tiêu chuẩn Lawson:* Năm 1957 J. D. Lawson chứng minh được rằng để đốt cháy và duy trì môi trường plasma ổn định thì nồng độ plasma n (hạt/m³), thời gian nhốt plasma τ (s) và nhiệt độ plasma T (K) phải thỏa mãn bất đẳng thức

$$n\tau T \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ keV} \cdot \text{s/m}^3 \quad (3.150)$$

Điều kiện (3.150) được gọi là tiêu chuẩn Lawson.

- *Điều kiện về công suất nhiệt hạch*: Để đốt nóng plasma cần một nguồn năng lượng cung cấp từ bên ngoài với công suất P_{in} . Khi lò phản ứng làm việc nguồn năng lượng nhiệt hạch được sinh ra với công suất P_{fus} . Lò phản ứng chỉ làm việc ổn định và có hiệu suất cao khi tỉ số $Q = \frac{P_{fus}}{P_{in}}$ rất lớn hơn 1:

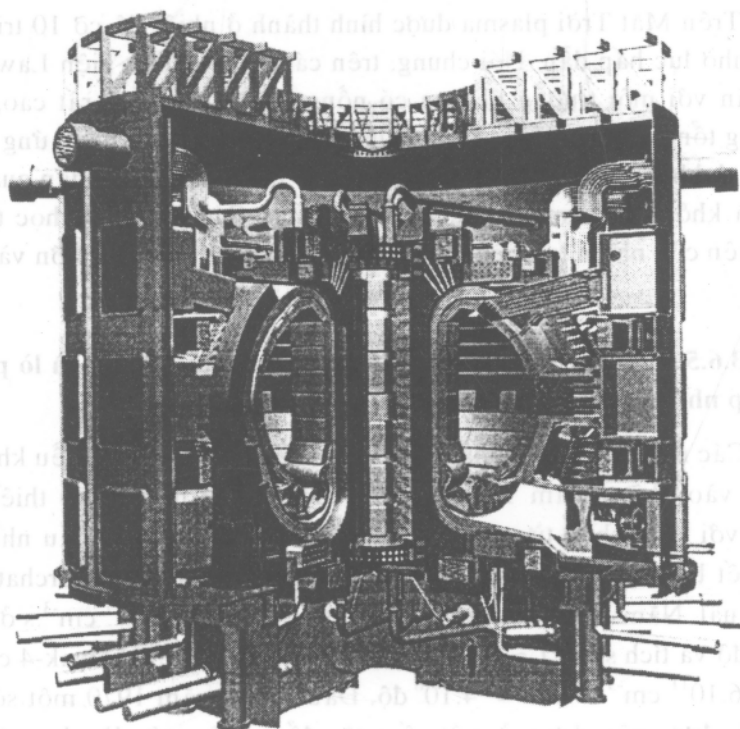
$$Q = P_{fus}/P_{in} \gg 1 \quad (3.151)$$

Trên Mặt Trời plasma được hình thành ở nhiệt độ cỡ 10 triệu độ và duy trì nhờ lực hấp dẫn. Nói chung, trên các vì sao, điều kiện Lawson được thỏa mãn với môi trường plasma có nồng độ và nhiệt độ rất cao, nên các phản ứng tổng hợp nhiệt hạch được duy trì. Trên trái đất, phản ứng tổng hợp nhiệt hạch không tự xảy ra được do nhiệt độ thấp và lực hấp dẫn quá bé. Nói chung là không thỏa mãn tiêu chuẩn Lawson. Các nhà khoa học tiến hành các nghiên cứu nhằm tạo nên môi trường plasma với nồng độ lớn và nhiệt độ cao.

3.6.5. Các thiết bị nghiên cứu phản ứng nhiệt hạch và lò phản ứng tổng hợp nhiệt hạch trong tương lai

Các nghiên cứu về phản ứng tổng hợp nhiệt hạch có điều khiển được bắt đầu vào những năm 1940 và đến cuối những năm 1950 thiết bị thực nghiệm với bình chứa từ trường được công nhận rộng rãi. Đầu những năm 1960 thiết bị Tokamak được Viện Năng lượng Nguyên tử Kurchatov, Liên Xô, đề xuất. Năm 1968 Tokamak-3 cho thông số $n\tau = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ ở nhiệt độ $T = 10^6$ độ và tích số $n\tau T \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ keV} \cdot \text{s/m}^3$. Năm 1970 Tokamak-4 cho thông số $n\tau = 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ ở $T = 4 \cdot 10^6$ độ. Đầu những năm 1970 một số thiết bị Tokamak được xây dựng ở một số nước để nghiên cứu lò phản ứng nhiệt hạch. Năm 1975 thiết bị Tokamak-10 được xây dựng tại Viện Kurchatov với công suất 200 MW, cường độ từ trường đến 50 kOe, thể tích plasma 5 m^3 , dòng plasma 800 kA, $T = (12-13) \cdot 10^6$ độ, $\tau = 0,06-0,07 \text{ s}$, $n = (7-8) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $n\tau = 6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$, dòng neutron $(4-8) \cdot 10^9$ neutron/s. Máy Tokamak-10 cho tích số $n\tau T \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ keV} \cdot \text{s/m}^3$, vẫn còn nhỏ hơn 3 bậc so với tiêu chuẩn Lawson. Cho đến những năm 1980 trên thế giới đã có hàng trăm thiết bị xây dựng theo nguyên tắc của máy Tokamak. Để đạt được phản ứng tổng hợp duy trì thỏa mãn tiêu chuẩn Lawson (3.150) thì nồng độ ion cần đạt mức $2-3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, thời gian τ khoảng 1-2 s và nhiệt độ T khoảng 200 triệu độ. Đến

những năm chín mươi của thế kỷ XX, nhờ các thiết bị thực nghiệm, từng thông số riêng biệt có thể đạt các giá trị nêu trên, nhưng tích số của chúng chưa thỏa mãn điều kiện Lawson (3.150). Tích số nT đã tăng được khoảng mười triệu lần nhưng vẫn còn khoảng 5 lần thấp hơn giá trị thấp nhất trong vế phải bất đẳng thức (3.150). Công suất do plasma sinh ra của các thiết bị đã tăng hàng trăm triệu lần và tỉ số Q gần đạt đến đơn vị, tức là công suất plasma sinh ra gần bằng công suất đốt nóng nó, nhưng tỉ số này phải tăng lên một bậc nữa mới đạt được phản ứng tổng hợp nhiệt hạch duy trì.



Hình 3.30. Mô hình lò phản ứng tổng hợp nhiệt hạch quốc tế thử nghiệm ITER.

Để đẩy mạnh việc nghiên cứu lò phản ứng nhiệt hạch, một dự án hợp tác quốc tế được thiết lập năm 1985 với việc xây dựng một lò phản ứng thử nghiệm có tên gọi ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor). Nhóm các nhà khoa học của nước Mỹ, Cộng đồng châu Âu, Nhật Bản và Nga hợp tác nghiên cứu về nguyên tắc lò phản ứng ITER và hoàn thành thiết kế kỹ thuật trong giai đoạn 1988-2001. Theo kế hoạch, việc xây dựng lò phản ứng sẽ tiến hành trong 10 năm trong khuôn khổ hợp tác của

các nước gồm Cộng đồng châu Âu, Mỹ, Nga, Trung Quốc, Nhật Bản và Hàn Quốc. Sau khi xây dựng xong vào giữa thập niên 2010, lò phản ứng ITER có các thông số như sau: công suất plasma sản sinh là 500 MW, tỉ số $Q = 10$, buồng chân không hình xuyên có bán kính trong bằng 2 m và bán kính ngoài bằng 6,2 m, tiết diện ngang bằng $21,9 \text{ m}^2$, thể tích 837 m^3 , diện tích bề mặt plasma bằng 678 m^2 , từ trường trên trục hình xuyên bằng 5,3 Tesla, dòng plasma bằng 15 triệu ampe, nồng độ trung bình của plasma bằng $n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$, nhiệt độ trung bình của plasma bằng 8,9 keV hay khoảng 100 triệu độ, thời gian nhốt plasma $\tau = 300 \text{ s}$ (hình 3.30). Như vậy lò phản ứng thực nghiệm ITER sẽ thỏa mãn tiêu chuẩn Lawson và điều kiện về công suất, có thể sản sinh và duy trì phản ứng tổng hợp nhiệt hạch trên Trái Đất.

3.7. BÀI TẬP

3.7.1. Các bài tập ví dụ

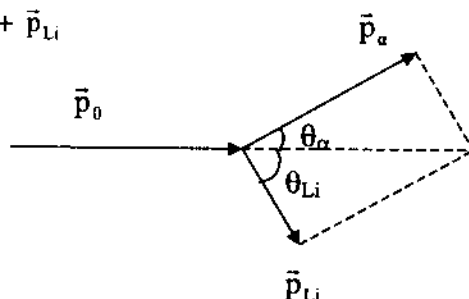
Ví dụ 3.1. Hạt α với động năng $E_0 = 1 \text{ MeV}$ tán xạ đàn hồi lên hạt nhân đứng yên Li^6 . Hãy xác định động năng của hạt nhân giật lùi dưới góc $\theta_\alpha = 30^\circ$ so với phương chuyển động ban đầu của hạt α .

Bài giải.

Các định luật bảo toàn năng lượng và động lượng (hình 3.31):

$$E_0 = E_\alpha + E_{\text{Li}}$$

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_\alpha + \vec{p}_{\text{Li}}$$



Hình 3.31

$$p_\alpha^2 = p_0^2 + p_{\text{Li}}^2 - 2 p_0 p_{\text{Li}} \cos \theta_{\text{Li}}$$

$$2m_\alpha E_\alpha = 2m_\alpha E_0 + 2m_{\text{Li}} E_{\text{Li}} - 2 \sqrt{2m_\alpha E_0} \sqrt{2m_{\text{Li}} E_{\text{Li}}} \cos \theta_{\text{Li}}$$

Thay $E_\alpha = E_0 - E_{\text{Li}}$ vào ta được:

$$(m_\alpha + m_{Li}) E_{Li} = \sqrt{4 m_\alpha m_{Li}} \sqrt{E_0 E_{Li}} \cos \theta_{Li}$$

$$\text{hay: } E_{Li} = \frac{4 m_\alpha m_{Li}}{(m_\alpha + m_{Li})^2} E_0 \cos \theta_{Li}$$

$$\text{Thay số: } E_0 = 1 \text{ MeV}; \frac{m_{Li}}{m_\alpha} = \frac{6}{4} = 1,5; \theta_{Li} = 30^\circ \text{ ta được:}$$

$$E_{Li} = 0,72 \text{ MeV}$$

Ví dụ 3.2. Hãy tính khối lượng nguyên tử N^{17} , cho biết hiệu ứng nhiệt $Q = -7,89 \text{ MeV}$ đối với phản ứng $n + O^{17} \rightarrow p + N^{17}$.

Bài giải.

$$Q = m_n + m_{O^{17}} - m_p - m_{N^{17}} = -8,89 \text{ MeV}$$

$$\begin{aligned} m_{N^{17}} &= m_n + m_{O^{17}} - m_p + Q \\ &= (1 + 0,008665)u + (17 - 0,000867)u \\ &\quad - (1 + 0,007276)u + 7,89/931,44 u \\ &= 17,00845u = 17,00845 \times 931,44 \text{ MeV} = 15842,8 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Ví dụ 3.3. Hãy tính năng lượng giải phóng từ các phản ứng sau:

a. $d + H^2 \rightarrow p + H^3$ với động năng deuteron vào $E_0 = 1,2 \text{ MeV}$, proton bay ra vuông góc với phương deuteron vào và có động năng $E_p = 3,3 \text{ MeV}$.

b. $\alpha + N^{14} \rightarrow p + O^{17}$ với động năng hạt α vào là $E_0 = 4 \text{ MeV}$, proton bay ra dưới góc 60° so với phương α vào và có động năng $E_p = 2,08 \text{ MeV}$.

Bài giải.

a. Phản ứng $d + d \rightarrow p + H^3$

Các định luật bảo toàn năng lượng và động lượng:

$$E_0 = E_p + E_{H^3} - Q; \quad \vec{p}_0 = \vec{p}_p + \vec{p}_{H^3}$$

$$\text{Do } \vec{p}_p \perp \vec{p}_0 \text{ nên } p_{H^3}^2 = p_p^2 + p_0^2 \text{ hay } 2 m_{H^3} E_{H^3} = 2 m_p E_p + 2 m_d E_0$$

$$E_{H^1} = \frac{m_p}{m_{H^1}} E_p + \frac{m_d}{m_{H^1}} E_o$$

$$Q = E_{H^1} + E_p - E_o = \frac{m_p}{m_{H^1}} E_p + \frac{m_d}{m_{H^1}} E_o + E_p - E_o$$

$$= (1 + \frac{m_p}{m_{H^1}}) E_p - (1 - \frac{m_d}{m_{H^1}}) E_o$$

Thay số:

$$\frac{m_p}{m_{H^1}} = 1/3 ; \frac{m_d}{m_{H^1}} = 2/3 ; E_p = 3,3 \text{ MeV} ; E_o = 1,2 \text{ MeV}$$

Ta có: $Q = 4 \text{ MeV}$

b. Phản ứng $\alpha + N^{14} \rightarrow p + O^{17}$

Các định luật bảo toàn năng lượng và động lượng

$$E_o = E_p + E_{O^{17}} - Q ; \quad \vec{p}_o = \vec{p}_p + \vec{p}_{O^{17}}$$

$$\vec{p}_o - \vec{p}_p = \vec{p}_{O^{17}} \text{ hay } p_o^2 + p_p^2 - 2 \vec{p}_o \cdot \vec{p}_p = p_{O^{17}}^2$$

$$2 m_{O^{17}} E_{O^{17}} = 2 m_\alpha E_o + 2 m_p E_p - 2 \sqrt{2 m_\alpha E_o} \sqrt{2 m_p E_p} \cos \theta_p$$

$$Q = E_p + E_{O^{17}} - E_o$$

$$= E_p + \frac{m_\alpha}{m_{O^{17}}} E_o + \frac{m_p}{m_{O^{17}}} E_p - 2 \frac{\sqrt{m_\alpha m_p}}{m_{O^{17}}} \sqrt{E_o E_p} \cos \theta_p - E_o$$

$$= (1 + \frac{m_p}{m_{O^{17}}}) E_p - (1 - \frac{m_\alpha}{m_{O^{17}}}) E_o - 2 \frac{\sqrt{m_\alpha m_p}}{m_{O^{17}}} \sqrt{E_o E_p} \cos \theta_p$$

Thay số:

$$\frac{m_p}{m_{O^{17}}} = \frac{1}{17} ; \frac{m_\alpha}{m_{O^{17}}} = \frac{4}{17} ; E_o = 4 \text{ MeV} ;$$

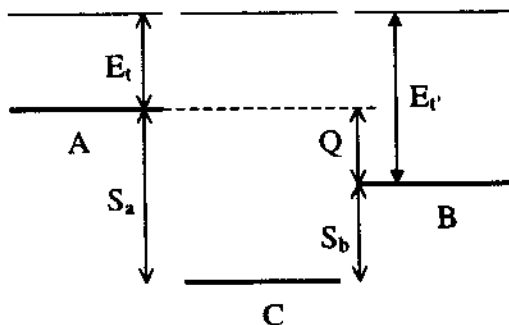
$$E_p = 2,08 \text{ MeV} ; \theta_p = 60^\circ$$

Ta có: $Q = -1,2 \text{ MeV}$.

Ví dụ 3.4. Neutron với động năng $E_n = 10 \text{ MeV}$ gây phản ứng $n + B^{10} \rightarrow d + Be^9$ với năng lượng ngưỡng $E_{ng} = 4,8 \text{ MeV}$. Hãy tính động năng của deuteron trong quá trình ngược lại $d + Be^9 \rightarrow n + B^{10}$ với điều kiện năng lượng toàn phần trong hệ tâm quán tính của hai quá trình này bằng nhau.

Bài giải.

Ta hãy xét phản ứng tổng quát $a + A \rightarrow b + B$, ở đây $a = n$, $A = B^{10}$, $b = d$ và $B = Be^9$, với giản đồ năng lượng như hình 3.32. Tổng động năng trong hệ TQT ở kênh vào là E_i và kênh ra là E_f . Ta có:



Hình 3.32

$$E_f = E_i + Q$$

Theo công thức (3.39):

$$E_i = \frac{m_A}{m_A + m_a} E_{aL}; E_f = \frac{m_B}{m_B + m_b} E_{bL}$$

$$\begin{aligned} \text{Vậy: } \frac{m_B}{m_B + m_b} E_{bL} &= \frac{m_A}{m_A + m_a} E_{aL} + Q = \frac{m_A}{m_A + m_a} E_{aL} - \frac{m_A}{m_A + m_a} E_{ng} \\ &= \frac{m_A}{m_A + m_a} (E_{aL} - E_{ng}) \end{aligned}$$

$$E_{bL} = \frac{m_A}{m_B} (E_{aL} - E_{ng})$$

$$\text{Thay số: } \frac{m_A}{m_B} = \frac{m_{B^{10}}}{m_{Be^9}} = \frac{10}{9}; E_{aL} = 10 \text{ MeV}; E_{ng} = 4,8 \text{ MeV}$$

$$\text{Ta có: } E_{dL} = E_{bL} = 5,67 \text{ MeV.}$$

Ví dụ 3.5. Hãy tính năng lượng kích thích của hạt nhân He^4 do H^3 chiếm proton với động năng 2 MeV .

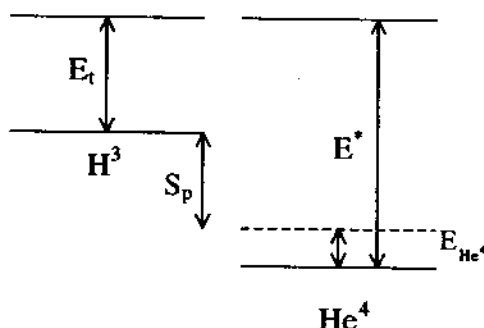
Bài giải.

Phản ứng tạo hạt nhân kích thích: $p + H^3 \rightarrow He^{4*}$

Theo giản đồ năng lượng (hình 3.33) ta có:

$$E^* = E_t + S_p + E_{He^4}$$

Trong đó E_t là năng lượng tổng cộng của các hạt vào trong hệ TQT, S_p là năng lượng tách proton ra khỏi hạt nhân He^4 còn E_{He^4} là động năng hạt nhân He^4 giật lùi.



$$E_t = \frac{m_{H^3}}{m_{H^3} + m_p} E_{pL} = \frac{3}{4} E_{pL} = \frac{3}{4} \times 2 \text{ MeV}$$

Hình 3.33

$$S_p = m_p + m_{H^3} - m_{He^4}$$

$$= (0,007276 + 0,016049 - 0,002604) u$$

$$= 0,020721 \times 931,44 \text{ MeV} = 19,3 \text{ MeV}$$

$$\text{Do } p_p = p_{He^4} \text{ nên } E_{He^4} = \frac{m_p}{m_{He^4}} E_{pL} = \frac{1}{4} \times 2 \text{ MeV}$$

$$\text{Vậy: } E^* = \frac{3}{4} \times 2 \text{ MeV} + 19,3 \text{ MeV} + \frac{1}{4} \times 2 \text{ MeV} = 21,3 \text{ MeV}$$

Ví dụ 3.6. Hãy xác định mật độ thông lượng neutron tại khoảng cách 10 cm đến nguồn kích thước bé Po-Be chứa 0,17 Ci Po^{210} nếu suất ra của phản ứng $\alpha + Be^9 \rightarrow n + C^{12}$ bằng $8 \cdot 10^{-5}$.

Bài giải.

Hoạt độ của nguồn neutron:

$$a = 0,17 \text{ Ci} = 0,17 \times 3,7 \cdot 10^{10} \text{ hạt/s} = 0,629 \cdot 10^{10} \text{ hạt/s}$$

Cường độ nguồn neutron:

$$S = 8 \cdot 10^{-5} \times a = 5 \cdot 10^5 \text{ neutron/s}$$

Mật độ thông lượng neutron tại khoảng cách $r = 10 \text{ cm}$ là:

$$\Phi = \frac{S}{4\pi r^2} = \frac{5 \cdot 10^5 \text{ neutron/s}}{4\pi \cdot 10^2 \text{ cm}^2} = 4 \cdot 10^2 \text{ neutron/cm}^2 \cdot \text{s}.$$

Ví dụ 3.7. Chiếu chùm hạt proton lên bia sắt. Suất ra của phản ứng $p + \text{Fe}^{56} \rightarrow n + \text{Co}^{56}$ là $W = 1,2 \cdot 10^{-3}$. Co^{56} phóng xạ với thời gian bán rã $T_{1/2} = 77,2$ ngày. Hãy xác định hoạt độ của bia sau thời gian $t = 2,5$ h. Cho biết dòng proton vào là $J = 20 \mu\text{A}$.

Bài giải.

Hoạt độ phóng xạ của bia Co^{56} là: $a = \lambda N = \frac{0,693}{T_{1/2}} N$. Trong đó N là

số hạt nhân Co^{56} tại thời điểm $t = 2,5$ h sau khi bắt đầu chiếu.

Dòng proton vào: $J = 20 \mu\text{A} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ A} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ C/s}$

Cường độ hạt proton vào: $N_p = \frac{J}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}} = 1,25 \cdot 10^{14} \text{ proton/s}$

Cường độ hạt nhân Co^{56} được tạo ra từ phản ứng $p + \text{Fe}^{56} \rightarrow n + \text{Co}^{56}$ là:

$N_0 = N_p \times W = 1,25 \cdot 10^{14} \times 1,2 \cdot 10^{-3} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ hạt nhân/s}$

Số hạt nhân Co^{56} sau thời gian t là:

$N = N_0 t = 1,5 \cdot 10^{11} \times 2,5 \times 3600 \text{ hạt nhân} = 1,35 \cdot 10^{15} \text{ hạt nhân}$

Hoạt độ phóng xạ của bia Co^{56} là:

$a = \frac{0,693}{T_{1/2}} N = \frac{0,693}{77,2 \times 24 \times 3600} \times 1,35 \cdot 10^{15} = 1,403 \cdot 10^8 \text{ Bq}$

hay: $a = 3,8 \text{ mCi}$.

Ví dụ 3.8. Tìm tiết diện σ_1 của quá trình $\alpha + \text{Li}^6 \rightarrow p + \text{Be}^9$ với $Q = -2,13 \text{ MeV}$, trong đó hạt α vào có động năng $3,7 \text{ MeV}$, nếu quá trình ngược lại $p + \text{Be}^9 \rightarrow \alpha + \text{Li}^6$ có tiết diện $\sigma_2 = 0,05 \text{ mbarn}$. Cho biết spin các hạt là $J_\alpha = 0$, $J_{\text{Li}^6} = 1$, $J_p = 1/2$, $J_{\text{Be}^9} = 3/2$.

Bài giải.

Dùng nguyên lý cân bằng chi tiết:

$$\frac{\sigma(\alpha + \text{Li}^6 \rightarrow \text{p} + \text{Be}^9)}{\sigma(\text{p} + \text{Be}^9 \rightarrow \alpha + \text{Li}^6)} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{p_1^2}{p_2^2} \frac{(2J_{\text{p}} + 1)(2J_{\text{Be}^9} + 1)}{(2J_{\alpha} + 1)(2J_{\text{Li}^6} + 1)} = \frac{8}{3} \frac{p_1^2}{p_2^2}$$

$$p_1^2 = 2 \frac{\mu_{\text{p}}}{M} (m_{\text{Li}} E_{\alpha\alpha} + MQ) = 2 \frac{m_{\text{p}} m_{\text{Be}^9}}{M} (m_{\text{Li}} E_{\alpha\alpha} + MQ)$$

$$p_2^2 = \frac{\mu_{\alpha}}{m_{\alpha}} p_{\alpha}^2 = \frac{2 m_{\alpha} m_{\text{Li}}}{M} E_{\alpha\alpha}$$

$$\begin{aligned} \frac{p_1^2}{p_2^2} &= \frac{m_{\text{p}} m_{\text{Be}^9}}{m_{\alpha} m_{\text{Li}}} \frac{E_{\alpha\alpha} + (M m_{\text{Li}}) Q}{E_{\alpha\alpha}} \\ &= \frac{1 \times 9}{4 \times 6} \frac{3,7 + (10 \cdot 6) \times 2,13}{3,7} = 0,0152 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{8}{3} \frac{p_1^2}{p_2^2} \sigma_2 = \frac{8}{3} \times 0,0152 \times 0,05 \text{ mbarn} \\ &= 2,03 \cdot 10^{-3} \text{ mbarn} = 2,03 \mu\text{barn} \end{aligned}$$

3.7.2. Các bài tập tự giải

3.1. Hạt deuteron không tương đối tán xạ đàn hồi lên hạt nhân đứng yên. Cả deuteron và hạt nhân bìa đều bay ra dưới góc 30° so với phương bay của hạt deuteron vào. Hồi hạt nhân bìa là hạt nhân gì?

3.2. Hạt α không tương đối tán xạ đàn hồi lên hạt nhân C^{12} và bay ra dưới góc $\theta = 60^\circ$ trong hệ tâm quán tính. Hãy tính độ giam năng hướng tương đối của hạt α .

3.3. Hãy tính hiệu ứng nhiệt Q của phản ứng $\text{p} + \text{Li}^7 \rightarrow \alpha + \text{He}^4$. Biết rằng năng lượng liên kết trung bình trên mỗi nucleon trong các hạt nhân Li và He^4 là 5,6 MeV và 7,06 MeV.

3.4. Hãy tính vận tốc các hạt bay ra từ phản ứng $\text{n} + \text{B}^{10} \rightarrow \alpha + \text{Li}^7$ do tương tác của neutron chậm với hạt nhân B^{10} đứng yên.

3.5. Deuteron động năng 10 MeV tương tác với hạt nhân C^{13} theo phản ứng $\text{d} + \text{C}^{13} \rightarrow \alpha + \text{B}^{11} + 5,16 \text{ MeV}$. Hãy xác định góc giữa các phương bay của các sản phẩm phản ứng trong hai trường hợp:

a) Các hạt sau phản ứng bay đối xứng nhau qua phương bay của hạt deuteron vào.

b) Hạt α bay vuông góc với phương bay của hạt deuteron vào.

3.6. Neutron tương tác với hạt nhân O^{16} tạo nên hạt nhân O^{17} ở trạng thái cơ bản. Momen quỹ đạo của neutron bị chiếm trong hạt nhân O^{17} là $\ell_n = 2$. Hãy xác định spin của trạng thái cơ bản của hạt nhân O^{17} . Cho biết spin $J(O^{16}) = 0$ và $J(n) = \frac{1}{2}$.

3.7. Tính năng lượng kích thích của hạt nhân đứng yên có khối lượng M khi nó chiếm lượng tử γ có năng lượng $\hbar\omega$.

3.8. Một chùm neutron có động năng $E_n = 1$ MeV tán xạ không đàn hồi lên hạt nhân Li^7 . Hãy xác định năng lượng kích thích của hạt nhân sau tán xạ. Cho biết động năng của neutron bay ra dưới góc 90° so với phương bay của neutron vào bằng $E = 0,33$ MeV.

3.9. Khi deuteron tương tác với hạt nhân C^{13} , tiết diện đạt cực đại ứng với các giá trị sau đây của động năng deuteron: 0,60 ; 0,90 ; 1,55 và 1,80 MeV. Hãy tính các mức kích thích tương ứng của hạt nhân trung gian N^{15} .

3.10. Chiếu chùm deuteron có động năng 10 MeV lên hạt nhân Be^9 và các neutron sinh ra do phản ứng $d + Be^9 \rightarrow n + B^{10}$. Hãy xác định cường độ neutron trong 1 giây khi dòng deuteron vào bằng 100 μA và suất ra của phản ứng nói trên bằng $5 \cdot 10^{-3}$.

3.11. Suất ra của phản ứng (γ, n) khi chiếu chùm gamma năng lượng 17 MeV lên tấm đồng dày $d = 1$ mm là $w = 4,2 \cdot 10^{-4}$. Hãy tìm tiết diện của phản ứng.

3.12. Xác định suất ra của phản ứng (n, α) khi chiếu chùm neutron nhiệt lên bia lithium tự nhiên dày $d = 0,5$ cm. Cho biết tiết diện phản ứng nói trên bằng 71 barn và mật độ của lithium tự nhiên là $\rho = 0,53$ g/cm³.

3.13. Chiếu chùm neutron cường độ $J = 2 \cdot 10^{10}$ neutron/s với động năng 2 MeV lên bản P^{31} dày $d = 1$ g/cm² trong thời gian $\tau = 4$ h theo phản ứng $n + P^{31} \rightarrow p + Si^{31}$. Sau thời gian $T = 1$ h sau khi kết thúc chiếu, hoạt độ đồng vị phóng xạ P^{31} bằng $a = 105$ μCi . Hãy tìm tiết diện của phản ứng nói trên.

3.14. Dùng phản ứng $d + d \rightarrow n + He^3$ với $Q = 3,26$ MeV để xác định spin hạt nhân He^3 . Động năng deuteron vào là 10 MeV. Cho biết tiết diện quá

trình này là σ_1 còn tiết diện quá trình ngược lại $n + \text{He}^3 \rightarrow d + d$ là $\sigma_2 = 1,8\sigma_1$, các giá trị spin $J_n = 1$ và $J_n = \frac{1}{2}$.

3.15. Hãy chứng minh rằng tiết diện $\sigma(p,n)$ của phản ứng thu nhiệt $A(p,n)B$ ở gần ngưỡng phản ứng tỉ lệ với $\sqrt{E_{pn} - E_{pn}^{tr}}$, trong đó E_{pn} là động năng hạt proton vào trong hệ phòng thí nghiệm và E_{pn}^{tr} là năng lượng ngưỡng của phản ứng. Cho biết tiết diện quá trình ngược lại $\sigma(n,p)$ tỉ lệ với $\frac{1}{v_n}$, trong đó v_n là vận tốc neutron.

PHÂN RÃ PHÓNG XẠ

4.1. HIỆN TƯỢNG PHÂN RÃ PHÓNG XẠ

4.1.1. Hiện tượng phân rã phóng xạ

Năm 1892 Becquerel đã quan sát thấy muối uranium và những hợp chất của nó phát ra những tia gồm 3 thành phần là tia α (alpha), tức là hạt ${}^4_2\text{He}$, tia β (beta), tức là hạt electron, và tia γ (gamma), tức là bức xạ điện từ như tia X nhưng bước sóng rất ngắn. Hiện tượng đó gọi là *hiện tượng phân rã phóng xạ*. Các tia α , β , γ gọi *các tia bức xạ*. Chúng đều có những tính chất như có thể kích thích một số phản ứng hóa học, phá hủy tế bào, ion hóa chất khí, xuyên thấu qua vật chất, ...

Về bản chất, hiện tượng phân rã phóng xạ là hiện tượng mà một hạt nhân đồng vị này chuyển thành hạt nhân đồng vị khác thông qua việc phóng ra các hạt α , β hoặc chiếm electron quỹ đạo. Dịch chuyển gamma xảy ra khi một đồng vị phóng xạ ở trạng thái kích thích cao chuyển về trạng thái kích thích thấp hơn hoặc trạng thái cơ bản của chính đồng vị đó. Phân rã phóng xạ có thể kéo theo hoặc không kéo theo dịch chuyển gamma. Tính phóng xạ phụ thuộc vào hai nhân tố, thứ nhất là tính không bền vững của hạt nhân do tỉ số $\frac{N}{Z}$ quá cao hoặc quá thấp so với đường cong trên hình 1.8, và thứ hai là quan hệ khối lượng giữa hạt nhân mẹ (hạt nhân trước phân rã), hạt nhân con (hạt nhân sau phân rã) và hạt được phát ra. Tính phóng xạ không phụ thuộc vào các tính chất hóa học và vật lý của hạt nhân đồng vị và vì vậy không thể bị thay đổi bằng bất cứ cách gì.

4.1.2. Quy luật phân rã phóng xạ

4.1.2.1. Phân rã phóng xạ đơn giản

Khi phân rã phóng xạ, số hạt nhân chưa bị phân rã sẽ giảm theo thời gian. Giả sử ở thời điểm t , số hạt nhân phóng xạ chưa bị phân rã là N . Sau thời gian dt số đó trở thành $N - dN$ vì có dN hạt nhân đã phân rã. Độ giảm số hạt nhân chưa bị phân rã - dN tỉ lệ với N và dt :

$$-dN = \lambda N dt \quad (4.1)$$

Trong đó hệ số tỉ lệ λ gọi là *hằng số phân rã*, có giá trị xác định đối với mỗi đồng vị phóng xạ. Từ (4.1) ta được :

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (4.2)$$

Thực hiện phép lấy tích phân công thức (4.2), ta có :

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.3)$$

Trong đó N_0 là số hạt nhân chưa bị phân rã ở thời điểm ban đầu $t = 0$, N là số hạt nhân chưa bị phân rã ở thời điểm t . Đây là *quy luật phân rã* của hạt nhân phóng xạ.

Thời gian sống trung bình của hạt nhân phóng xạ được tính như sau:

$$T = \frac{\int_0^{\infty} t N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt}$$

Thay $\lambda t = x$ ta có :

$$T = \frac{\frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} x e^{-x} dx}{\frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-x} dx}$$

Hay :

$$T = \frac{1}{\lambda} \quad (4.4)$$

Công thức (4.4) cho thấy thời gian sống trung bình của hạt nhân phóng xạ bằng nghịch đảo của hằng số phân rã. Khi thay $t = T$ vào (4.4) ta có:

$$N(T) = N_0 e^{-\lambda T} = \frac{N_0}{e} \quad (4.5)$$

Vậy T còn có nghĩa là khoảng thời gian để số hạt nhân phóng xạ giảm đi $e = 2,72$ lần. Nó còn được gọi là *chu kỳ phân rã*.

Để phân biệt được tốc độ phân rã của hạt nhân phóng xạ người ta dùng đại lượng *thời gian bán rã* $T_{1/2}$. Đó là khoảng thời gian để số hạt nhân phóng xạ giảm đi một nửa. Thay $t = T_{1/2}$ vào (4.5) ta có :

$$N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

Do đó

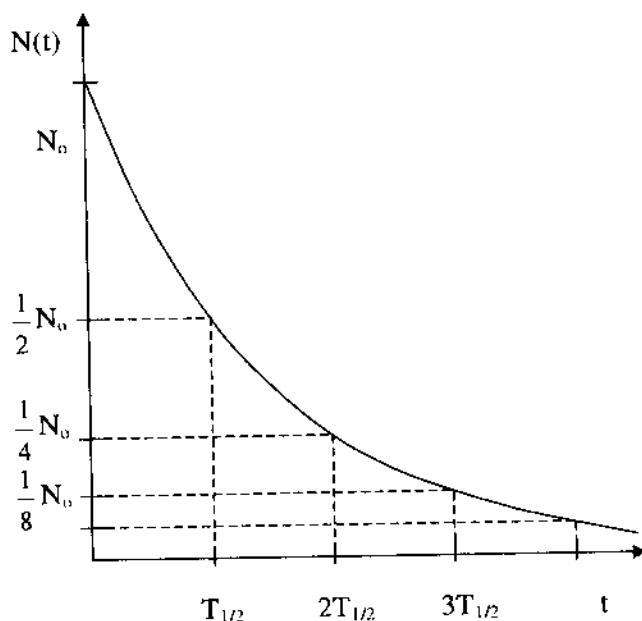
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (4.6)$$

Ví dụ, thời gian bán rã của hạt nhân phóng xạ Co^{60} là $T_{1/2} = 5,27$ năm, của Cs^{137} là $T_{1/2} = 30$ năm.

Trên hình 4.1 trình bày sự phụ thuộc $N(t)$ theo thời gian dựa theo công thức (4.3). Quy luật này rất đơn giản là cứ sau một thời gian bán rã $T_{1/2}$ thì số hạt nhân phóng xạ giảm đi còn một nửa.

Từ định nghĩa của thời gian bán rã $T_{1/2}$ suy ra rằng số hạt nhân đồng vị phóng xạ N còn lại sau n khoảng thời gian bán rã liên hệ với số hạt nhân đồng vị phóng xạ ban đầu N_0 theo công thức sau đây:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2^n} \quad (4.7)$$



Hình 4.1. Quy luật phân rã phóng xạ.

Hoạt độ phóng xạ là số phân rã của nguồn phóng xạ trong một đơn vị thời gian :

$$a = - \frac{dN}{dt} \quad (4.8)$$

Trong đó N là số hạt nhân chưa bị phân rã, tính theo công thức (4.3). Như vậy:

$$a = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.9)$$

Đơn vị đo hoạt độ phóng xạ trong hệ SI là *Becquerel* (ký hiệu là *Bq*). *1 Bq* là *1* phân rã trong *1* giây. Đơn vị thường dùng khác là *Curie* (ký hiệu là *Ci*), liên hệ với đơn vị *Bq* như sau:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} \quad (4.10)$$

Liên hệ giữa các bội số của *Bq* với *Ci* và các ước số của *Ci* như sau:

Đơn vị <i>Bq</i>	Đơn vị <i>Ci</i>
1 GBq = 10^9 Bq	1 Ci = 37 GBq
1 MBq = 10^6 Bq	1 mCi = 37 MBq
1 kBq = 10^3 Bq	1 μ Ci = 37 kBq

4.1.2.2. Chuỗi nhiều phân rã phóng xạ

a) Chuỗi hai phân rã phóng xạ

Ta xét chuỗi phân rã từ đồng vị 1, gọi là đồng vị mẹ, thành đồng vị 2, gọi là đồng vị con, rồi đồng vị 2 phân rã thành đồng vị 3. Chuỗi phân rã này được miêu tả bởi hệ hai phương trình tự như phương trình (4.1):

$$dN_1(t) = -\lambda_1 N_1(t) dt \quad (4.11)$$

$$dN_2(t) = \lambda_1 N_1(t) dt - \lambda_2 N_2(t) dt \quad (4.12)$$

Trong đó $N_1(t)$ và $N_2(t)$ là số hạt nhân của các đồng vị 1 và 2 tại thời điểm t , λ_1 và λ_2 là các hằng số phân rã của các hạt nhân 1 và 2. Từ hai phương trình này ta được hệ hai phương trình vi phân sau:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) \quad (4.13)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad (4.14)$$

Để giải hệ hai phương trình vi phân (4.13) và (4.14) ta đặt các điều kiện ban đầu tại thời điểm $t = 0$ như sau: Số hạt nhân 1 là $N_1(0) = N_{10}$ và số hạt nhân 2 là $N_2(0) = N_{20}$. Khi đó ta được các nghiệm bằng:

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (4.15)$$

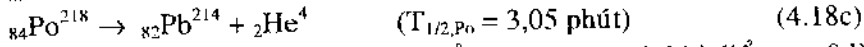
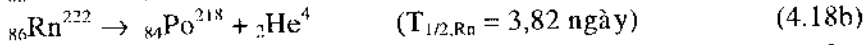
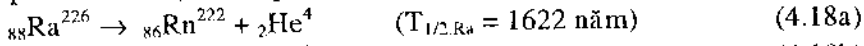
$$N_2(t) = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) + N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (4.16)$$

Nếu ở thời điểm ban đầu chỉ có đồng vị 1 mà không có đồng vị 2, nghĩa là $N_{20} = 0$ thì (4.16) trở thành:

$$N_2(t) = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (4.17)$$

b) Chuỗi ba phân rã phóng xạ

Ta xét chuỗi gồm ba đồng vị phóng xạ nối tiếp nhau từ đồng vị mẹ 1 sang đồng vị con 2, đồng vị con 2 sang đồng vị cháu 3, và đồng vị cháu 3 lại tiếp tục phân rã. Ví dụ chuỗi phân rã trong dãy U^{238} :



Đồng vị 3 có số hạt nhân tại thời điểm t là $N_3(t)$, tại thời điểm $t = 0$ là N_{30} và hằng số phân rã là λ_3 . Khi đó ta có hệ ba phương trình vi phân sau đây:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) \quad (4.19)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad (4.20)$$

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) + \lambda_2 N_2(t) - \lambda_3 N_3(t) \quad (4.21)$$

Nghiệm đối với $N_1(t)$ và $N_2(t)$ có dạng (4.15) và (4.16) còn nghiệm đối với $N_3(t)$ như sau:

$$N_3(t) = N_{30} e^{-\lambda_3 t} + \frac{N_{20} \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_2} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_3 t}) + \lambda_1 \lambda_2 N_{10} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right] \quad (4.22)$$

Nếu ở thời điểm ban đầu chỉ có đồng vị 1 và mà không có đồng vị 2 và đồng vị 3, nghĩa là $N_{20} = 0$ và $N_{30} = 0$ thì (4.22) trở thành:

$$N_3(t) = \lambda_1 \lambda_2 N_{10} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right] \quad (4.23)$$

c) Cân bằng phóng xạ

Trong trường hợp chuỗi hai phân rã phóng xạ với $N_{20} = 0$, nếu đồng vị mẹ 1 có hằng số phân rã nhỏ hơn hằng số phân rã của đồng vị con 2, nghĩa là $\lambda_1 < \lambda_2$ và các thời gian bán rã của chúng xấp xỉ bằng nhau $T_{1/2,1} \approx T_{1/2,2}$ thì các đồng vị đó thiết lập một trạng thái cân bằng phóng xạ động. Từ biểu thức (4.17) thấy rằng, sau khoảng thời gian t lớn thì số hạng thứ hai trong dấu ngoặc đơn có thể bỏ qua so với số hạng thứ nhất và (4.17) trở thành:

$$N_2(t) = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \quad (4.24)$$

Nhân cả hai vế biểu thức này với λ_2 và chú ý rằng $N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$ ta có hệ thức cân bằng phóng xạ động như sau:

$$\frac{N_2\lambda_2}{N_1\lambda_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (4.25)$$

Nếu đồng vị mẹ có thời gian bán rã rất lớn so với thời gian bán rã của đồng vị con, nghĩa là $T_{1/2,1} \gg T_{1/2,2}$ thì sau khoảng thời gian $t \gg T_{1/2,2}$ ($T_{1/2,2} \ll t \ll T_{1/2,1}$) các đồng vị mẹ và con sẽ đạt tới trạng thái cân bằng bền, thỏa mãn hệ thức:

$$N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2 \quad (4.26)$$

Từ (4.26) ta được:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2,1}}{T_{1/2,2}} \quad (4.27)$$

Có thể sử dụng biểu thức (4.27) để xác định thời gian bán rã của Ra^{226} nếu biết được thời gian bán rã của Rn^{222} và số hạt nhân N_{Ra} và N_{Rn} như sau:

$$T_{1/2,Ra} = \frac{N_{Ra}}{N_{Rn}} T_{1/2,Rn} \quad (4.28)$$

Suy rộng cho một chuỗi nhiều đồng vị phóng xạ nối tiếp nhau ở trạng thái cân bằng bền, ta có:

$$N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2 = \dots = N_n\lambda_n \quad (4.29)$$

Công thức (4.29) có nghĩa rằng, khi đạt đến sự cân bằng phóng xạ bền, hoạt độ phóng xạ của các đồng vị trong chuỗi phân rã đều bằng nhau. Từ (4.29) ta thu được biểu thức tương tự như (4.28):

$$N_1 : N_2 : \dots : N_n = T_{1/2,1} : T_{1/2,2} : \dots : T_{1/2,n} \quad (4.30)$$

4.1.3. Xác định hằng số phân rã bằng thực nghiệm

4.1.3.1. Một nguồn đồng vị phóng xạ

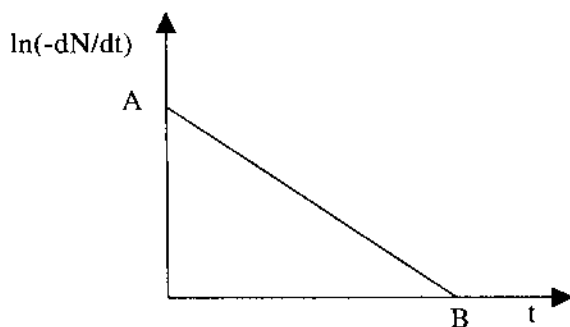
Khi chỉ có một nguồn phóng xạ thì sử dụng biểu thức hoạt độ phóng xạ

$$a = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.31)$$

và tính lôgarit hai vế biểu thức này ta được:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t \quad (4.32)$$

Từ hình 4.2 biểu diễn hàm (4.32) trên thang bán lôgarit ta tính được λ là bằng góc lệch của đường thẳng AB.



Hình 4.2. Đường cong phân rã của một đồng vị phóng xạ.

4.1.3.2. Hai loại đồng vị phóng xạ

Khi nguồn phóng xạ chứa hai hay nhiều đồng vị khác nhau, đường cong phân rã sẽ phức tạp hơn nhiều. Để đơn giản ta xét nguồn chứa hai đồng vị khác nhau có hằng số phân rã λ_1 và λ_2 . Số hạt nhân tổng cộng của hai loại đồng vị là:

$$N(t) = N_1(t) + N_2(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} + N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (4.33)$$

Lấy đạo hàm biểu thức (4.33) theo t và tính lôgarit ta được:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(N_{10}\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + N_{20}\lambda_2 e^{-\lambda_2 t}) \quad (4.34)$$

Đồ thị hàm (4.34) không phải là đường thẳng nên từ đồ thị đó xác định λ_1 và λ_2 sẽ rất phức tạp. Để đơn giản ta xét một số trường hợp sau.

a) Trường hợp λ_1 và λ_2 khác xa nhau

Chẳng hạn khi $\lambda_1 \gg \lambda_2$ hay $T_{1/2,1} \ll T_{1/2,2}$ và $N_{10} \approx N_{20}$. Với điều kiện này thì đồng vị thứ nhất rã nhanh nên có thể khảo sát nó trong khoảng thời gian ngắn ban đầu còn đồng vị thứ hai rã chậm nên có thể khảo sát nó trong khoảng thời gian chậm phía sau. Như vậy trên đồ thị hình 4.3, tại khoảng thời gian đầu đường tiếp tuyến AB mô tả đường thẳng phân rã của đồng vị thứ nhất. Cũng như vậy, trong khoảng thời gian sau, đường thẳng tiếp tuyến CD thể hiện đường phân rã của đồng vị thứ hai.

Trong khoảng thời gian đầu với điều kiện $t \ll \frac{1}{\lambda_2}$ tức là $t \ll T_{1/2,2}$ thì

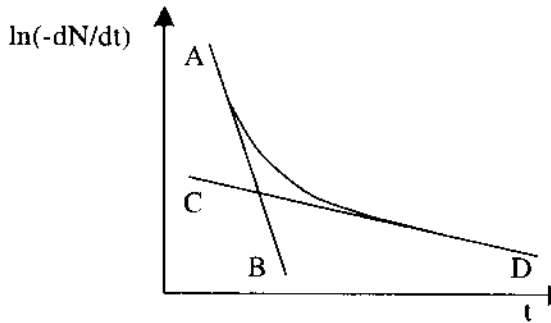
AB là đường biểu diễn của hàm:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right)_1 = \ln(\lambda_1 N_{10}) - \lambda_1 t \quad (4.35)$$

Còn trong khoảng thời gian sau với điều kiện $t \gg \frac{1}{\lambda_1}$ tức là $t \gg T_{1/2,1}$

thì CD là đường biểu diễn của hàm:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right)_2 = \ln(\lambda_2 N_{20}) - \lambda_2 t \quad (4.36)$$



Hình 4.3. Đường cong phân rã của nguồn gồm hai đồng vị phóng xạ.

b) Trường hợp λ_1 chỉ lớn hơn λ_2 một ít và $N_{10} \ll N_{20}$

Khi đó $T_{1/2,2} > T_{1/2,1}$ và $N_{20} \gg N_{10}$. Việc xác định λ_1 và λ_2 gồm hai bước. Bước một xác định λ_2 ở khoảng thời gian lớn theo phương pháp thể hiện trên hình 4.3, lúc đó độ phóng xạ của đồng vị thứ nhất rất bé. Bước thứ hai xác định λ_1 trong khoảng thời gian ngắn ban đầu theo biểu thức (4.35) được biến đổi như sau:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt} - N_{20} \lambda_2 e^{-\lambda_2 t}\right) = \ln(N_{10} \lambda_1) - \lambda_1 t = \text{const} - \lambda_1 t \quad (4.37)$$

Trong biểu thức (4.37) đại lượng N_{20} được xác định bằng cách kéo dài ngoại suy đường thẳng phân rã của đồng vị thứ hai đến cắt trục tung.

c) Trường hợp phân rã chuỗi $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$

Ta xét trường hợp $N_1(0) = N_{10}$ còn $N_2(0) = 0$. Khi đó hoạt độ tổng cộng được thể hiện bởi biểu thức:

$$-\frac{dN}{dt} = N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_2 = N_{10} \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (4.38)$$

Theo (4.38), đường cong phụ thuộc thời gian của $\ln(-\frac{dN}{dt})$ khác nhau tùy thuộc mối tương quan giữa λ_1 và λ_2 .

- Nếu $\lambda_1 > \lambda_2$ thì biểu thức (4.38) trở thành:

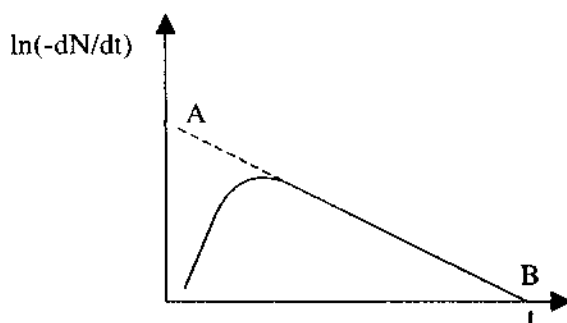
$$-\frac{dN}{dt} = N_1\lambda_1 + N_2\lambda_2 = N_{10}\lambda_1 \left\{ \left(1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \right\} \quad (4.39)$$

Biểu thức này gồm 2 số hạng có dấu giống nhau giống như biểu thức (4.34), tức là có sự chống chất giữa hai hoạt độ nguồn, nên có thể xác định λ_1 và λ_2 theo đồ thị hình 4.3.

- Nếu $\lambda_1 < \lambda_2$ thì biểu thức (4.39) trở thành:

$$-\frac{dN}{dt} = N_1\lambda_1 + N_2\lambda_2 = N_{10}\lambda_1 \left\{ \left(1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) e^{-\lambda_1 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} \right\} \quad (4.40)$$

Trong biểu (4.40) số hạng thứ hai mang dấu âm và hàm mũ giảm nhanh hơn hàm mũ của số hạng thứ nhất. Đồ thị của hàm (4.40) lúc đầu tăng, đạt cực đại rồi giảm (hình 4.4).



Hình 4.4. Đường cong phân rã của chuỗi $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ khi $\lambda_1 < \lambda_2$.

Trên hình 4.4, nửa tăng đầu ứng với sự tích lũy các hạt nhân đồng vị thứ hai, còn khi thời gian lớn thì thành phần thứ hai có thể bỏ qua và giữa hai đồng vị đạt trạng thái cân bằng động (4.25) hay:

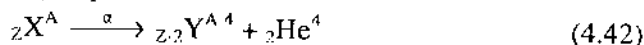
$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (4.41)$$

Trên hình 4.4, đường tiếp tuyến AB ứng với sự phân rã của đồng vị thứ nhất, cho phép xác định λ_1 . Từ đó có thể xác định λ_2 nhờ công thức (4.41).

4.2. PHÂN RÃ ALPHA

4.2.1. Khái niệm về phân rã alpha

Hạt alpha là hạt nhân ${}_2\text{He}^4$, có điện tích bằng $+2e$ và khối lượng gần bằng 4 lần khối lượng nucleon. Phân rã alpha xảy ra khi hạt nhân phóng xạ có tỉ số $\frac{N}{Z}$ quá thấp. Khi phân rã alpha, hạt nhân ban đầu ${}_Z X^A$ chuyển thành hạt nhân ${}_{Z-2} Y^{A-4}$ và phát ra hạt alpha.

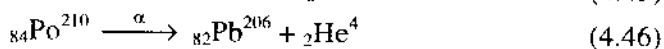
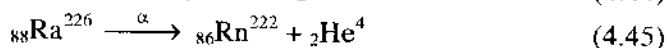
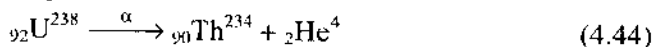


Về quan hệ khối lượng, phân rã alpha thỏa mãn điều kiện sau đây:

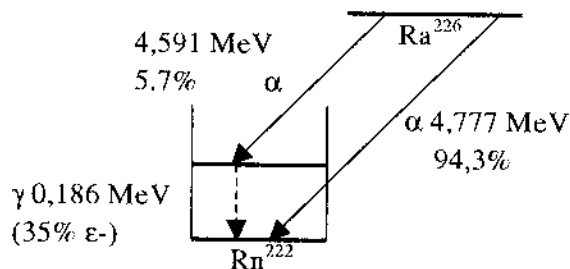
$$M_m = M_c + m_\alpha + 2m_e + Q \quad (4.43)$$

Trong đó M_m , M_c , m_α và m_e tương ứng là khối lượng các nguyên tử mẹ, nguyên tử con, hạt nhân alpha và hạt electron. Q là khối lượng tương đương với năng lượng tổng cộng giải phóng khi phân rã, bằng tổng động năng của hạt nhân con và hạt alpha. Hai hạt electron quỹ đạo bị mất đi khi hạt nhân mẹ phân rã ra hạt nhân con có số nguyên tử thấp hơn.

Các ví dụ phân rã alpha :



Hạt alpha phát ra với năng lượng cố định và với suất ra cố định. Hình 4.5 trình bày quá trình phân rã ${}_{88}\text{Ra}^{226} \xrightarrow{\alpha} {}_{86}\text{Rn}^{222} + {}_2\text{He}^4$, gồm hai nhánh phát alpha, nhánh thứ nhất với hạt alpha năng lượng 4,591 MeV, suất ra 5,7% và nhánh thứ hai với hạt alpha năng lượng 4,777 MeV, suất ra 94,3 %. Hạt nhân Rn^{222} sau phân rã theo nhánh thứ nhất nằm ở trạng thái kích thích và tiếp tục phân rã gamma để chuyển về trạng thái cơ bản. Hạt nhân Rn^{222} sau phân rã theo nhánh thứ hai nằm ở trạng thái cơ bản.



Hình 4.5. Sơ đồ phân rã ${}_{88}\text{Ra}^{226} \xrightarrow{\alpha} {}_{86}\text{Rn}^{222} + {}_2\text{He}^4$

Hiện nay người ta đã biết được hơn 200 hạt nhân phân rã alpha. Phân rã alpha chủ yếu xảy ra với các hạt nhân nặng ở cuối bảng tuần hoàn Mendelcev với $Z > 83$, tức là các hạt nhân có điện tích Z lớn hơn từ hai đơn vị trở lên so với số magic $Z = 82$. Chẳng hạn thallium ($Z = 81$) không có đồng vị phát alpha nào, chì ($Z = 82$) có hai đồng vị phát alpha, bismuth ($Z = 83$) có 9 đồng vị còn polonium ($Z = 84$) có không ít hơn 21 đồng vị phát alpha. Ngoài ra có một nhóm nhỏ các hạt nhân trong vùng đất hiếm cũng phân rã alpha với $A = 140$ đến 160, hạt nhân nhẹ nhất là $_{58}\text{Ce}^{142}$ chứa 84 neutron. Một trường hợp đặc biệt là hạt nhân nhẹ $_{4}\text{Be}^8$ cũng phát alpha với thời gian bán rã $3 \cdot 10^{-6}$ s.

4.2.2. Các tính chất của phân rã alpha

2.2.2.1. Xác định các đặc trưng của phân rã alpha

Các đặc trưng chính của phân rã alpha là thời gian bán rã $T_{1/2}$ của hạt nhân trước phân rã, động năng E và quãng chạy R của hạt alpha.

Thời gian bán rã $T_{1/2}$ được xác định trực tiếp nhờ phép đo độ suy giảm hoạt độ theo thời gian hoặc được xác định theo số phân rã trong một đơn vị thời gian hay từ quy luật cân bằng thế kỷ.

Năng lượng hạt alpha có thể xác định bằng phổ kế từ hay buồng ion hóa. Bộ phận chính của phổ kế từ là nam châm điện tập trung các hạt alpha năng lượng khác nhau ở các vị trí khác nhau. Một bản rất mỏng vật liệu hoạt tính alpha là nguồn phát alpha còn detector ghi hạt alpha là các tấm phim ảnh hoặc các ống đếm alpha. Độ phân giải năng lượng của phổ kế từ rất cao, có thể đạt đến 5 keV. Buồng ion hóa làm việc theo nguyên tắc hạt alpha ion hóa môi trường khí và sinh ra tín hiệu điện. Tín hiệu này được ghi nhận nhờ một máy phân tích biên độ nhiều kênh. Khả năng phân giải năng lượng của buồng ion hóa vào khoảng 25 keV, kém hơn phổ kế từ.

Quãng chạy của hạt alpha được xác định bằng buồng bọt Wilson hay nhũ tương ảnh.

Nhờ phép đo năng lượng và quãng chạy, người ta xác định được hệ thức liên hệ giữa năng lượng và quãng chạy. Trong phép gần đúng đầu tiên có thể sử dụng công thức liên hệ giữa quãng chạy của hạt alpha trong không khí (tính theo cm) và năng lượng của nó (tính theo MeV) trong miền năng lượng 4–9 MeV hay quãng chạy trong không khí 3–7 cm như sau:

$$R_{kk} \approx 0,318 E^{3/2} \quad (4.47)$$

Trong môi trường với khối lượng hạt nhân A thì quãng chạy hạt alpha được tính theo công thức

$$R = 0,56 R_{kk} A^{1/3} \quad (4.48)$$

Nhờ các công thức (4.47) và (4.48) có thể tính được quãng chạy khi đo được năng lượng hay ngược lại đối với hạt alpha.

4.2.2.2. Thời gian bán rã và năng lượng

Thời gian bán rã của các hạt nhân phân rã alpha thay đổi trong một dãy rất rộng. Chẳng hạn ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ có $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^7$ năm còn ${}_{86}\text{Rn}^{215}$ có $T_{1/2} = 10^{-6}$ s.

Năng lượng các hạt bay ra chỉ thay đổi trong một dải hẹp. Đối với các hạt nhân nặng thì năng lượng các hạt alpha thay đổi từ 4 MeV đến 9 MeV, còn đối với nhóm đất hiếm từ 2 MeV đến 4,5 MeV.

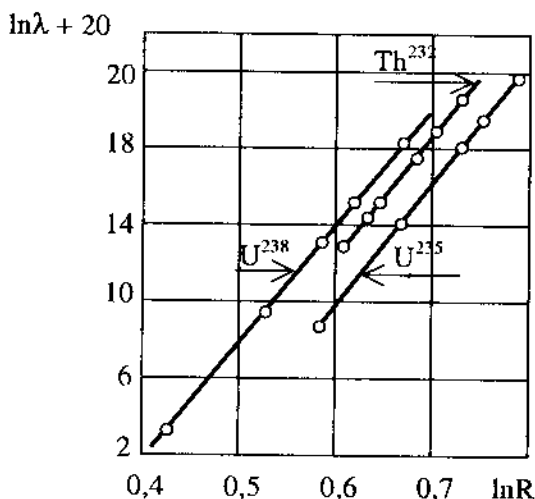
Tính chất quan trọng nhất của các hạt nhân phân rã alpha là sự phụ thuộc rất mạnh của thời gian bán rã $T_{1/2}$ vào năng lượng E của hạt alpha bay ra. Chẳng hạn nếu giảm 1% năng lượng thì có thể làm tăng thời gian bán rã lên một bậc. Nếu giảm 10% năng lượng thì $T_{1/2}$ thay đổi từ 2 đến 3 bậc. Sự phụ thuộc của $T_{1/2}$ vào E tuân theo định luật Geiger-Nuttall như sau:

$$\lg T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}} \quad (4.49)$$

Trong đó C và D là các hằng số không phụ thuộc vào số khối lượng A mà chỉ phụ thuộc vào điện tích Z . Ví dụ nếu lấy lôgarit thập phân và E tính theo MeV thì:

Với $Z = 84$ ta có $C = -50,15$ và $D = 128,8$

Với $Z = 90$ ta có $C = -51,94$ và $D = 139,4$



Hình 4.6. Sự phụ thuộc hằng số phân rã λ của hạt nhân phân rã alpha vào quãng chạy R của hạt alpha đối với ba dãy U^{238} , Th^{232} và U^{235} .

Định luật Geiger-Nuttall còn được biểu diễn dưới dạng mối liên hệ giữa quãng chạy R của hạt alpha và hằng số phân rã λ của hạt nhân phát alpha:

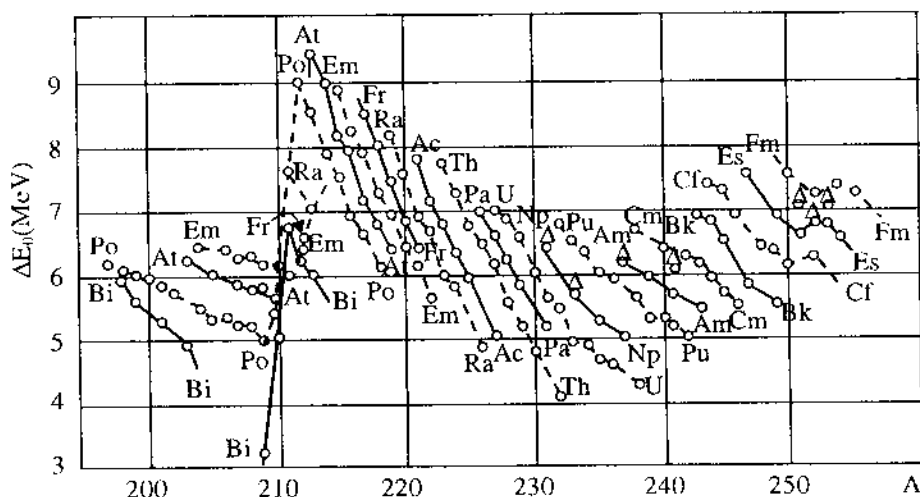
$$\lg R = A \lg \lambda + B \quad (4.50)$$

Hình 4.6 trình bày hàm số (4.50) đối với ba dãy phóng xạ U^{238} , Th^{232} và U^{235} .

Định luật Geiger-Nuttall áp dụng rất tốt cho các hạt nhân chẵn-chẵn.

4.2.2.3. Cấu trúc tinh tế

So sánh năng lượng hạt alpha của các đồng vị khác nhau của cùng một nguyên tố cho thấy rằng năng lượng giảm đều đặn khi tăng số khối lượng (hình 4.7), đặc biệt là đối với các hạt nhân chẵn-chẵn. Quy luật này đúng trong miền $A > 215$ và $A < 209$ còn trong miền trung gian không tồn tại quy luật đó. Tính chất giảm đều đặn nói trên cho phép xác định được năng lượng các hạt alpha đối với các đồng vị khác của một nguyên tố nào đó.



Hình 4.7. Năng lượng E của hạt alpha phụ thuộc vào số khối lượng A của hạt nhân phát alpha.

Các điểm: thực nghiệm; các đường gạch nối: nối các điểm thực nghiệm của cùng một nguyên tố.

Các hạt alpha phát ra từ cùng một đồng vị sẽ có năng lượng như nhau, tức là năng lượng hạt alpha đơn sắc. Nhưng các thí nghiệm chính xác chứng tỏ rằng phổ năng lượng alpha thường có cấu trúc tinh tế, tức là nó chứa

một số vạch năng lượng nằm sát nhau. Cho nên trong thực tế ta thấy có một số hạt nhân chỉ có một nhóm ứng với một giá trị năng lượng nhưng cũng có một số hạt nhân phát ra nhiều nhóm alpha với năng lượng khác nhau. Đó là cấu trúc tinh tế của phổ alpha.

Một ví dụ là hạt nhân ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ (ThC) phát các hạt alpha với phổ năng lượng nêu trong bảng 4.1. Người ta nhận thấy rằng các hạt nhân phát alpha có số vạch cấu trúc tinh tế lớn nhất là các hạt nhân có hạt nhân con không có dạng hình cầu và các hạt alpha năng lượng càng thấp có cường độ càng thấp.

Bảng 4.1. Phổ các hạt alpha của hạt nhân ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ (ThC).

Nhóm hạt alpha	E (MeV)	Thành phần (%)	Nhóm hạt alpha	E (MeV)	Thành phần (%)
α_0	6,086	27,2	α_3	5,662	~ 0,15
α_1	6,047	69,9	α_4	5,603	1,1
α_2	5,765	1,7	α_5	5,484	~ 0,016

Chú thích: Trong bảng trên, tổng số các thành phần bằng 100,066% mà không phải 100% là do sai số các phép đo. Đối với các bảng 4.2 và 4.3 cũng vậy.

Bảng 4.2. Phổ các hạt alpha của hạt nhân ${}_{84}\text{Po}^{212}$ (ThC').

Nhóm hạt alpha	E (MeV)	Thành phần (%)	Nhóm hạt alpha	E (MeV)	Thành phần (%)
α_0	8,78	100	α_2	10,442	0,002
α_1	9,492	0,0035	α_3	10,543	0,018

Bảng 4.3. Phổ các hạt alpha của hạt nhân ${}_{84}\text{Po}^{214}$ (ThC'').

Nhóm hạt alpha	E (MeV)	Thành phần (%)	Nhóm hạt alpha	E (MeV)	Thành phần (%)
α_0	7,680	100	α_7	9,779	$1,1 \cdot 10^{-4}$
α_1	8,277	$4 \cdot 10^{-5}$	α_8	9,905	$4 \cdot 10^{-5}$
α_2	8,938	$4 \cdot 10^{-5}$	α_9	10,074	$1,7 \cdot 10^{-4}$
α_3	9,065	$2,2 \cdot 10^{-3}$	α_{10}	10,146	$4 \cdot 10^{-5}$
α_4	9,313	$4 \cdot 10^{-5}$	α_{11}	10,326	$1,1 \cdot 10^{-4}$
α_5	9,489	$1,4 \cdot 10^{-4}$	α_{12}	10,526	$2 \cdot 10^{-5}$
α_6	9,657	$4 \cdot 10^{-5}$			

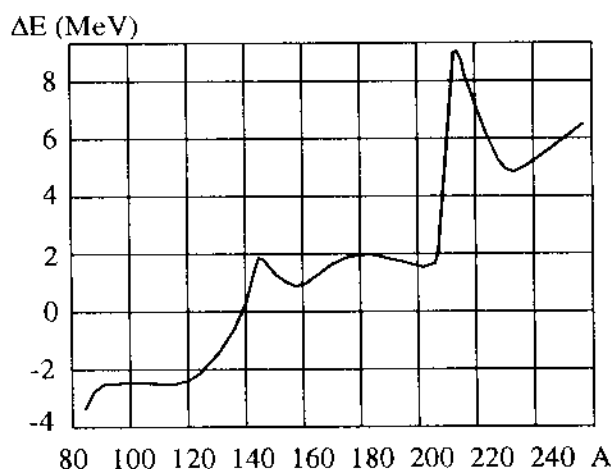
Có hai trường hợp phát alpha đáng quan tâm là các hạt nhân ${}_{84}\text{Po}^{212}$ (ThC') và ${}_{84}\text{Po}^{214}$ (RaC'), ngoài các nhóm alpha chính, còn phát các hạt alpha quãng chạy lớn với năng lượng hạt alpha lớn. Các bảng 4.2 và 4.3 cho biết thành phần các hạt alpha của các hạt nhân ${}_{84}\text{Po}^{212}$ (ThC') và ${}_{84}\text{Po}^{214}$ (RaC').

4.2.3. Điều kiện về năng lượng đối với phân rã alpha

Ta hãy xét quá trình phân rã alpha theo công thức (4.42), trong đó ${}_Z\text{X}^A$ là hạt nhân mẹ còn ${}_{Z-2}\text{Y}^{A-4}$ là hạt nhân con. Để phân rã alpha xảy ra thì năng lượng liên kết của hạt nhân mẹ $E_{A,Z}$ phải nhỏ hơn tổng năng lượng liên kết của hạt nhân con $E_{A-4,Z-2}$ và hạt alpha E_α . Vậy

$$\Delta E = E_{\text{lk}, A-4, Z-2} + E_{\text{lk}, \alpha} - E_{\text{lk}, A, Z} \quad (4.51)$$

Điều kiện để xảy ra phân rã alpha là $\Delta E > 0$. Năng lượng liên kết của hạt alpha là 28 MeV do đó năng lượng liên kết riêng trên một nucleon là 7 MeV. Như vậy để phân rã alpha xảy ra thì năng lượng liên kết riêng của hạt nhân mẹ phải nhỏ hơn 7 MeV. Điều kiện này không cho phép các hạt nhân nhẹ phân rã alpha vì năng lượng liên kết riêng của chúng vào cỡ 8 MeV. Năng lượng liên kết riêng đối với các hạt nhân nặng giảm xuống do năng lượng đẩy Coulomb của các proton. Trong miền $A = 190$ thì năng lượng liên kết riêng nhỏ hơn 7 MeV. Trên hình 4.8 trình bày giá trị thực nghiệm ΔE phụ thuộc A .



Hình 4.8. Sự phụ thuộc năng lượng phân rã alpha vào số khối lượng A .

Từ hình 4.8 thấy rằng phân rã alpha bắt đầu từ $A = 140$. Ngoài ra trong miền $A = 140$ và $A = 210$ đại lượng ΔE có cực đại. Các cực đại này có

thể giải thích theo mẫu vỏ hạt nhân. Cực đại tại $A = 140$ liên hệ với sự chiếm đầy vỏ neutron với số magic $N = A - Z = 82$ còn cực đại tại $A = 210$ liên hệ với sự chiếm đầy vỏ proton với số magic $Z = 82$. Giá trị năng lượng ΔE giảm xuống khi hạt nhân mẹ chiếm đầy và tăng lên khi hạt nhân con chiếm đầy.

Năng lượng phân rã ΔE phân bố cho động năng hạt nhân con $E_{A-4,Z-2}$ và động năng hạt alpha E_α

$$\Delta E = E_{A-4,Z-2} + E_\alpha \quad (4.52)$$

Gọi động lượng của các hạt nhân mẹ là $p_{A,Z}$, hạt nhân con là $p_{A-4,Z-2}$ và hạt alpha là p_α và giả thiết là hạt nhân mẹ đứng yên khi phân rã $p_{A,Z} = 0$, thì do bảo toàn động lượng ta có $p_{A-4,Z-2} = p_\alpha$. Từ đó nhận được:

$$E_{A-4,Z-2} = E_\alpha \frac{m_\alpha}{m_{A-4,Z-2}} \quad (4.53)$$

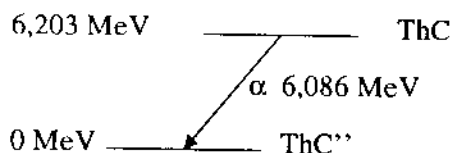
Trong đó m_α và $m_{A-4,Z-2}$ là khối lượng của hạt alpha và hạt nhân con. Kết hợp hai biểu thức (4.52) và (4.53) ta được:

$$E_\alpha = \Delta E \frac{m_{A-4,Z-2}}{m_{A-4,Z-2} + m_\alpha} \quad (4.54)$$

Do khối lượng hạt nhân con rất lớn so với khối lượng hạt alpha nên, theo công thức (4.54), $E_\alpha \approx \Delta E$, tức là hạt alpha mang phần lớn năng lượng tỏa ra khi phân rã.

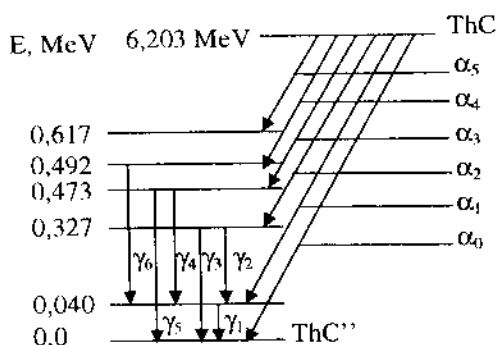
Ví dụ, năng lượng phân rã alpha ${}_{83}\text{Bi}^{212}(\text{ThC}) \xrightarrow{\alpha} {}_{81}\text{Tl}^{208}(\text{ThC}'') + \alpha$ là $\Delta E = 6,203 \text{ MeV}$. Năng lượng này phân bố cho hạt alpha theo công thức (4.54) là $E_\alpha = 6,086 \text{ MeV}$ và cho hạt nhân con ${}_{81}\text{Tl}^{208}(\text{ThC}'')$ theo công thức (4.53) là $E_{\text{Tl}} = 0,117 \text{ MeV}$. Phương pháp thể hiện thuận tiện sự phân bố này là giản đồ mức năng lượng.

Giản đồ mức năng lượng của phân rã alpha của ${}_{83}\text{Bi}^{212}(\text{ThC})$ thể hiện trên hình 4.9. Trên hình 4.9 ta cho năng lượng nghỉ của ${}_{81}\text{Tl}^{208}(\text{ThC}'')$ và hạt alpha bằng không, khi đó ký hiệu mức năng lượng của ThC'' bằng không. Hạt alpha có động năng bằng $6,086 \text{ MeV}$ và hạt nhân ThC có mức năng lượng bằng $6,203 \text{ MeV}$, tức là bằng tổng động năng của hạt alpha và hạt nhân ThC'' .



Hình 4.9. Giản đồ mức năng lượng của phân rã alpha
 $\text{ThC} \xrightarrow{\alpha} \text{ThC}'' + \alpha$.

Hình 4.9 là giản đồ mức năng lượng đơn giản nhất của phân rã alpha. ${}_{83}\text{Bi}^{212}(\text{ThC}) \xrightarrow{\alpha} {}_{81}\text{Tl}^{208}(\text{ThC}'') + \alpha$ chỉ với một nhóm α_0 chính với năng lượng 6,086 MeV. Theo bảng 4.1 thì ngoài nhóm alpha chính này còn 5 nhóm alpha phụ $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ và α_5 tạo nên phổ cấu trúc tinh tế của phân rã này. Giản đồ mức năng lượng của phổ alpha tinh tế thể hiện trên hình 4.10.



Hình 4.10. Giản đồ phổ năng lượng của nhóm alpha chính và các nhóm alpha phụ của phân rã ${}_{83}\text{Bi}^{212}(\text{ThC}) \xrightarrow{\alpha} {}_{81}\text{Tl}^{208}(\text{ThC}'') + \alpha$.

Trên hình 4.10, nhóm alpha chính α_0 ứng với sự dịch chuyển từ trạng thái cơ bản của hạt nhân mẹ ${}_{83}\text{Bi}^{212}(\text{ThC})$ xuống trạng thái cơ bản của hạt nhân con ${}_{81}\text{Tl}^{208}(\text{ThC}'')$. Các nhóm alpha phụ $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ và α_5 ứng với sự dịch chuyển từ trạng thái cơ bản của hạt nhân mẹ ${}_{83}\text{Bi}^{212}(\text{ThC})$ xuống các trạng thái kích thích của hạt nhân con ${}_{81}\text{Tl}^{208}(\text{ThC}'')$. Do các trạng thái kích thích có mức năng lượng cao hơn trạng thái cơ bản nên các mức năng lượng kích thích của hạt nhân ThC'' là 0,040; 0,327; 0,473; 0,492 và 0,617 MeV ứng với các hạt $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ và α_5 cao hơn mức năng lượng cơ bản 0 MeV ứng với hạt α_0 . Khi đó hình 4.10 minh họa cấu trúc tinh tế của phổ alpha của hạt nhân ${}_{83}\text{Bi}^{212}(\text{ThC})$. Ta hãy tính mức thứ 4 làm ví dụ, khi đó năng lượng phân rã α_4 là $\Delta E_{\alpha_4} = 6,203 - 0,492 = 5,711$ MeV. Theo công thức (4.54) ta tính được năng lượng hạt α_4 là $E_{\alpha_4} = 5,603$ MeV. Cũng tính tương tự như vậy đối với năng lượng các hạt $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ và α_5 mà ta đã nêu trong bảng 4.1.

Tiếp theo sau phân rã alpha, các mức kích thích của hạt nhân ThC'' sẽ chuyển về trạng thái cơ bản bằng cách phát ra các bức xạ gamma. Việc hiệu chỉnh giản đồ mức năng lượng do phân rã alpha được thực hiện bằng cách đo các bức xạ gamma kéo theo các phân rã alpha. Người ta đã xác nhận bằng thực nghiệm rằng, năng lượng các lượng tử gamma hoàn toàn trùng với hiệu năng lượng các mức kích thích của hạt nhân ThC'' .

4.2.4. Cơ chế phân rã alpha

Trong cơ chế phân rã alpha cần tính đến ba yếu tố là trường thế Coulomb quanh hạt nhân, lực ly tâm và cấu trúc hạt nhân. Sau đây sẽ xem xét các yếu tố này.

4.2.4.1. Trường thế Coulomb và hiệu ứng đường ngầm

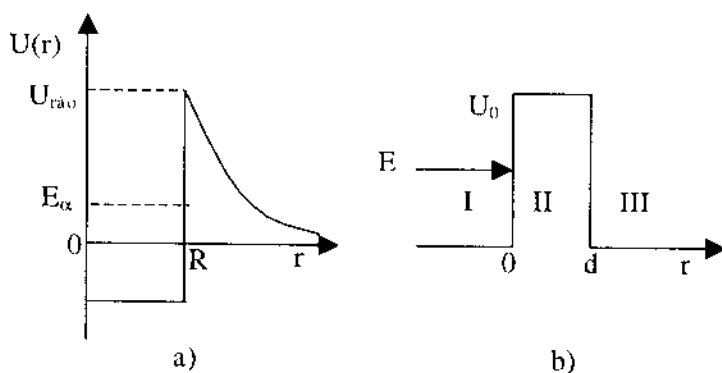
Để giải thích sự phụ thuộc rất mạnh của thời gian bán rã $T_{1/2}$ của hạt nhân vào năng lượng hạt alpha người ta xem xét cơ chế để hạt alpha thoát ra khỏi hạt nhân. Giả thuyết gần đúng nhất người ta sử dụng là coi hạt alpha hình thành và tồn tại trong hạt nhân trước khi thoát ra khỏi hạt nhân. Hạt alpha mang điện tích dương $+2e$ nên ngoài lực tương tác hạt nhân, nó còn chịu tác dụng của lực Coulomb.

Để giải bài toán tương tác này ta giả sử hạt alpha từ ngoài đi vào hạt nhân. Thế Coulomb do hạt nhân tương tác lên nó tăng tỉ lệ nghịch với khoảng cách r theo biểu thức:

$$U_{\text{Coulomb}} = \frac{2Ze^2}{r} \quad (4.55)$$

Hàm (4.55) được thể hiện trên hình 4.11a tăng dần trong miền ngoài bán kính hạt nhân, tại đó lực hạt nhân bằng 0. Đến biên hạt nhân $r = R$ thì lực hút hạt nhân đóng vai trò quan trọng và đường biểu diễn giảm đột ngột theo đường thẳng đứng. Dạng của thế bên trong hạt nhân $r < R$ chưa được biết tường tận, ở đây giả thuyết nó có dạng hố hình chữ nhật với thế không đổi bên trong hạt nhân. Chiều cao bờ thế Coulomb tại $r = R = 10^{-12}$ cm và với $Z = 100$ là:

$$U_{\text{rào}} = \frac{2Ze^2}{R} = 30 \text{ MeV} \quad (4.56)$$



Hình 4.11. Thế tương tác hạt nhân và thế Coulomb đối với hạt alpha (hình a) và bờ thế hình chữ nhật dùng để tính toán (hình b).

Như đã trình bày trên đây, hạt alpha phân rã từ các hạt nhân nặng có năng lượng từ 4 MeV đến 9 MeV, tức là nhỏ hơn chiều cao hàng rào thế. Theo cơ học cổ điển thì hạt alpha không thể vượt qua hàng rào thế để ra ngoài, tức là không thể xảy ra quá trình phân rã alpha. Tuy nhiên trong thế giới vi mô, theo cơ học lượng tử, hạt alpha có thể truyền qua hàng rào thế Coulomb theo cơ chế đường ngầm.

Để giải bài toán về hiệu ứng đường ngầm của hạt alpha, một lần nữa ta đơn giản hóa bằng cách tính xác suất hạt alpha có năng lượng E vượt qua bờ thế hình chữ nhật có độ cao U_0 và độ rộng d . Trạng thái của hạt alpha được mô tả bởi hàm $\Psi(r)$ thỏa mãn phương trình Schrodinger:

$$\Delta\Psi(r) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi(r) = 0 \quad (4.57)$$

Trong đó

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (4.58)$$

là toán tử đạo hàm riêng bậc hai theo không gian, m là khối lượng hạt alpha còn $\hbar$ là hằng số Plank. Đối với sơ đồ hình 4.8b, bài toán được xem xét trong trường hợp một chiều nên phương trình (4.57) trở thành:

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)]\Psi(x) = 0 \quad (4.59)$$

Thế năng $U(x)$ trên hình 4.11b được chia thành 3 miền và giá trị hàm thế trong mỗi miền như sau:

$$U(x) = \begin{cases} 0 & \text{với } x < 0 & \text{miền I} \\ U_0 & \text{với } 0 < x < d & \text{miền II} \\ 0 & \text{với } x > d & \text{miền III} \end{cases} \quad (4.60)$$

Trong 3 miền I, II, III, các hàm sóng là Ψ_I , Ψ_{II} , Ψ_{III} và các phương trình Schrodinger tương ứng có dạng:

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi_I + k_1^2 \Psi_I = 0 \quad \text{với } k_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (4.61)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi_{II} - k_2^2 \Psi_{II} = 0 \quad \text{với } k_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E) \quad (4.62)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi_{III} + k_1^2 \Psi_{III} = 0 \quad (4.63)$$

Nghiệm các phương trình này như sau:

$$\Psi_I(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad (4.64)$$

$$\Psi_{II}(x) = A_2 e^{-k_2 x} + B_2 e^{k_2 x} \quad (4.65)$$

$$\Psi_{III}(x) = A_3 e^{ik_1(x-d)} \quad (4.66)$$

Hệ số truyền qua hàng rào thế D là tỉ số giữa bình phương biên độ sóng truyền qua hàng rào thế A_3 và bình phương biên độ sóng tới hàng rào thế A_1 :

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} \quad (4.67)$$

Từ các điều kiện liên tục tại $x = 0$ và $x = d$ của các hàm sóng và đạo hàm bậc nhất của chúng, ta có hệ các phương trình xác định các hằng số A_1 , B_1 , A_2 , B_2 và A_3 như sau:

$$\begin{aligned} A_1 + B_1 &= A_2 + B_2 \\ ik_1(A_1 - B_1) &= -k_2(A_2 - B_2) \\ A_2 e^{-k_2 d} + B_2 e^{k_2 d} &= A_3 \\ -k_2(A_2 e^{-k_2 d} - B_2 e^{k_2 d}) &= ik_1 A_3 \end{aligned} \quad (4.68)$$

Từ hai phương trình cuối của hệ các phương trình (4.68) có thể tính được:

$$A_2 = \frac{1-in}{2} A_3 e^{k_2 d}; \quad B_2 = \frac{1+in}{2} A_3 e^{-k_2 d} \quad (4.69)$$

Trong đó:

$$n = \frac{k_1}{k_2} = \sqrt{\frac{E}{U_0 - E}} \quad (4.70)$$

Giả sử năng lượng $E \ll U_0$ hoặc bề rộng của hàng rào thế năng khá lớn sao cho $k_2 d \gg 1$ thì nhờ hai phương trình đầu của (4.68) ta có:

$$A_1 = \frac{(1-in)(1+\frac{1}{n})}{4} A_3 e^{k_2 d} \quad (4.71)$$

Như vậy hệ số truyền qua D bằng:

$$D = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} e^{-2k_2 d} \quad (4.72)$$

Với bờ thế có dạng bất kỳ thì:

$$k_2 d = \int \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E)} dx \quad (4.73)$$

Bỏ qua hệ số không cần thiết trước hàm số mũ thì hệ số truyền qua có dạng:

$$D = \exp\left[-\int \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}}(U - E)dr\right] \quad (4.74)$$

Ở đây giới hạn tích phân là giới hạn bờ thế trong đó động năng mang dấu âm.

Nếu hạt alpha trong hạt nhân có vận tốc v thì nó đi đến bờ thế trung bình v/R lần trong 1 giây. Như vậy hằng số phân rã alpha bằng:

$$\lambda = \frac{v}{R} D = \frac{v}{R} \exp\left[-\int \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}}(U - E)dr\right] \quad (4.75)$$

Vận tốc v có thể xác định từ hệ thức bất định Heisenberg giữa động lượng và tọa độ, tức là $v = \frac{\hbar}{mR}$. Vậy:

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} \exp\left[-\int \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}}(U - E)dr\right] \quad (4.76)$$

Thời gian bán rã $T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}$, do đó nó phụ thuộc rất mạnh vào bán kính hạt nhân R .

Để đánh giá bậc của thời gian bán rã ta coi $U_0 - E = 20 \text{ MeV}$, $d = 2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$. Khi đó $D = e^{-84} \approx 10^{-36}$. Hệ số của hàm D bằng $\frac{\hbar}{mR^2} \approx 10^{20}$. Do đó:

$$T_{1/2} \approx \frac{1}{\lambda} = 10^{16} \text{ s} \approx 10^9 \text{ năm}$$

Thời gian này là hợp lý vì nó vào cỡ thời gian bán rã của U^{238} .

4.2.4.2. Vai trò của bờ thế ly tâm

Trong các tính toán trên ta coi hạt alpha bay ra với momen quỹ đạo $\ell = 0$. Nếu hạt alpha bay ra với $\ell \neq 0$ thì nó phải vượt qua bờ thế ly tâm bổ sung ngoài thế Coulomb:

$$U_{\ell} = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2mr^2} \quad (4.77)$$

Bờ thế ly tâm này không lớn do nó giảm theo hàm $\frac{1}{r^2}$ trong lúc bờ

thế Coulomb giảm chậm hơn theo hàm $\frac{1}{r}$, nhưng do độ thay đổi này còn chia cho hằng số Planck trong hàm số mũ nên nó làm tăng đáng kể thời gian bán rã của hạt alpha. Trên bảng 4.4 dẫn ra hệ số k suy giảm hằng số phân rã λ

với các giá trị khác nhau của ℓ đối với trường hợp $E = 5 \text{ MeV}$ và $R = 9,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

Bảng 4.4. Hệ số k suy giảm hằng số phân rã λ với các giá trị $\ell = 0 - 5$ đối với trường hợp $E = 5 \text{ MeV}$ và $R = 9,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

ℓ	0	1	2	3	4	5
k	1,0	0,85	0,60	0,35	0,18	0,08

4.2.4.3. Ảnh hưởng của cấu trúc hạt nhân lên phân rã alpha

Khi tính toán quá trình phân rã alpha, ta đã coi hạt alpha tồn tại trong hạt nhân trước khi phân rã, và bài toán của ta chỉ tính xác suất truyền hạt alpha qua bờ thế. Trong thực tế, trước khi phân rã, hạt alpha cần phải hình thành từ các proton và neutron riêng biệt. Tuy nhiên khi đó công thức (4.74) chỉ thay đổi hệ số trước hàm số mũ còn hàm số mũ không bị thay đổi. Vì vậy ảnh hưởng của quá trình hình thành hạt alpha trong hạt nhân là không đáng kể. Việc tính toán lý thuyết đối với quá trình này không thể làm chính xác. Hơn nữa từ công thức (4.74) chuyển sang công thức (4.76) phải sử dụng hệ thức bất định Heisenberg nên công thức (4.76) cũng không phải là công thức chính xác. Nếu thời gian bán rã $T_{1/2}$ thực nghiệm lớn hơn giá trị lý thuyết theo (4.76) một vài bậc thì được gọi là quá trình bị chậm. Quá trình này được giải thích trong khuôn khổ lý thuyết hạt nhân không hình cầu.

4.3. PHÂN RÃ BETA

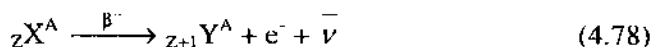
4.3.1. Các loại phân rã beta

Phân rã beta là hiện tượng biến đổi tự nhiên một hạt nhân này thành hạt nhân khác với cùng khối lượng nhưng điện tích thay đổi một đơn vị kèm theo việc phát ra một electron, một positron hay chiếm một electron của lớp vỏ nguyên tử. Như vậy có ba loại phân rã beta là phân rã β^- , phân rã β^+ và chiếm electron quỹ đạo.

4.3.1.1. Phân rã β^-

Hạt beta gồm hai loại là hạt β^- , đó là hạt electron (e^-) với khối lượng $m_e = 9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, điện tích bằng $-1e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ và hạt β^+ , là hạt có khối lượng bằng khối lượng hạt electron song có điện tích dương $+1e$, gọi là hạt *positron* (e^+). Tuy nhiên trong thực tế, khi nói “hạt beta” người ta thường hiểu là hạt β^- và từ nay trở đi ta dùng từ “beta” để chỉ hạt β^- và dùng từ “positron” để chỉ hạt β^+ .

Phân rã beta xảy ra khi hạt nhân phóng xạ thừa neutron, tức là tỉ số $\frac{N}{Z}$ quá cao hơn đường cong bền của hạt nhân (hình 1.8). Khi phân rã beta, hạt nhân ban đầu ${}_Z X^A$ chuyển thành hạt nhân ${}_{Z+1} Y^A$ và phát ra hạt electron cùng phản hạt neutrino $\bar{\nu}$:



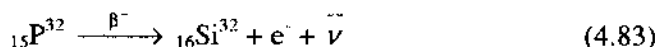
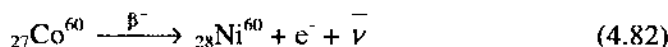
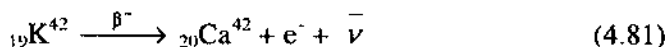
Trong đó neutrino là hạt trung hòa về điện tích và khối lượng bé không đáng kể, được coi là bằng 0. Hạt neutrino có spin bằng $\frac{1}{2}$. Quá trình (4.78) là kết quả của phân rã neutron thừa trong hạt nhân để biến thành proton theo sơ đồ sau:



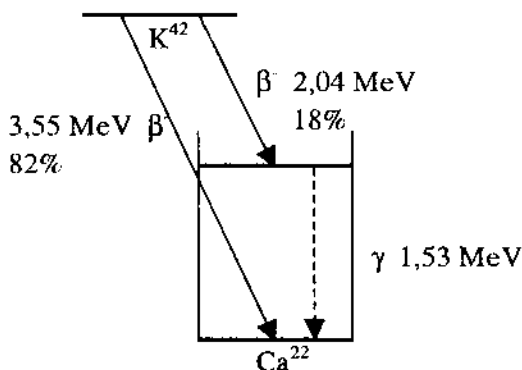
Quá trình phân rã β^- giống với quá trình tương tác giữa neutrino với hạt nhân:



Các ví dụ phân rã β^- như sau:



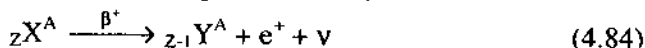
Trên hình 4.12 hạt nhân ${}_{19} K^{42}$ ở trạng thái kích thích phát ra hai hạt beta để biến thành hạt nhân ${}_{20} Ca^{42}$ ở trạng thái kích thích với năng lượng 1,53 MeV và trạng thái cơ bản có năng lượng 0. Hạt nhân ${}_{20} Ca^{42}$ chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản bằng cách phát ra tia gamma với năng lượng bằng 1,53 MeV.



Hình 4.12. Minh họa sơ đồ phân rã beta của ${}_{19} K^{42}$ thành ${}_{20} Ca^{42}$.

4.3.1.2. Phân rã β^+

Hạt positron là hạt có khối lượng bằng khối lượng hạt electron song có điện tích dương $+1e$. Phân rã positron xảy ra khi hạt nhân có tỉ số $\frac{N}{Z}$ quá thấp và phân rã alpha không xảy ra do không thỏa mãn điều kiện về năng lượng theo công thức (4.43). Khi phân rã positron, hạt nhân ban đầu ${}_Z X^A$ chuyển thành hạt nhân ${}_{Z-1} Y^A$, phát ra hạt positron và hạt neutrino:



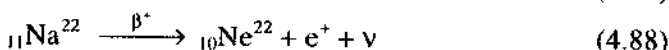
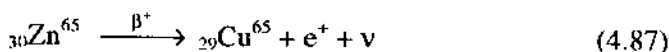
Quá trình (4.84) là kết quả của phân rã proton thừa trong hạt nhân để biến thành neutron theo sơ đồ sau:



Quá trình phân rã β^+ giống với quá trình tương tác giữa neutrino với hạt nhân:



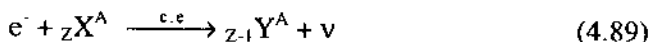
Ví dụ phân rã positron như sau:



Khác với electron, hạt positron không tồn tại lâu trong tự nhiên. Positron gặp electron trong nguyên tử và hai hạt hủy nhau cho ra hai tia gamma có năng lượng bằng nhau và bằng năng lượng tĩnh của electron 0,511 MeV.

4.3.1.3. Chiếm electron quỹ đạo

Một nguyên tử thiếu neutron muốn chuyển về trạng thái bền bằng cách phát hạt positron thì khối lượng của nó phải lớn hơn khối lượng hạt nhân con ít nhất là 2 lần khối lượng electron. Nếu điều kiện này không thỏa mãn thì sự thiếu hụt neutron phải khắc phục bằng quá trình *chiếm electron quỹ đạo*, hay còn gọi là *chiếm K*:

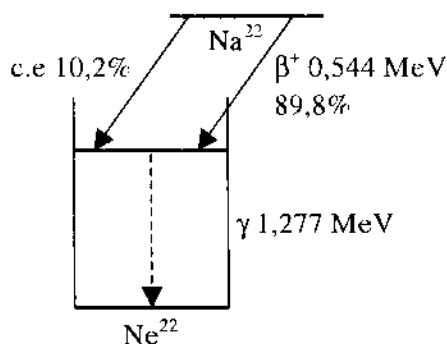


Trong quá trình này một trong các electron ngoài hạt nhân bị hạt nhân chiếm và kết hợp với proton bên trong hạt nhân để tạo nên neutron theo phản ứng sau:



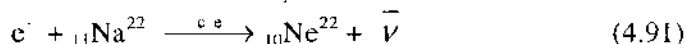
Ký hiệu "c.e" trên mũi tên trong các quá trình (4.89) và (4.90) ký hiệu quá trình chiếm electron. Do electron lớp K trong nguyên tử có quỹ đạo thấp nhất nên xác suất để hạt nhân bắt nó là cao nhất so với các electron ở

các lớp khác. Vì vậy quá trình chiếm electron thường xảy ra đối với electron lớp K và còn được gọi là quá trình chiếm K. Quá trình chiếm electron giống quá trình phân rã positron ở chỗ, số nguyên tử của hạt nhân con thấp hơn 1 đơn vị so với hạt nhân mẹ, trong khi số khối lượng của hai hạt đó giống nhau.



Hình 4.13. Sơ đồ biến đổi Na^{22} thành Ne^{22} .

Ví dụ quá trình chiếm electron của hạt nhân Na^{22} như sau:



Năng lượng liên kết của electron lớp K trong nguyên tử Na^{22} là $E_{1k} = 1,08 \text{ keV}$. Năng lượng phản ứng bằng $E_Q = 3,352 \text{ MeV}$. Do sau quá trình chiếm electron hạt nhân phát tia γ với năng lượng $1,277 \text{ MeV}$ (hình 4.13) nên phần năng lượng còn lại $3,352 - 1,277 = 2,075 \text{ MeV}$ là động năng của phản hạt neutrino. Hình 4.13 minh họa sự biến đổi từ hạt nhân Na^{22} thành hạt nhân Ne^{22} bằng hai quá trình phân rã positron và chiếm electron lớp K, với quá trình phân rã gamma tiếp theo của Ne^{22} .

4.3.1.4. Các tính chất cơ bản của phân rã beta

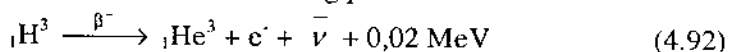
a) *Lực tương tác*: Đặc điểm chính của các quá trình phân rã beta là chúng không được gây ra bởi lực hạt nhân và lực điện từ mà bởi lực tương yếu với cường độ nhỏ hơn lực hạt nhân 14 bậc.

b) *Bản chất của quá trình phân rã*: Phân rã beta không phải là một quá trình biến đổi bên trong hạt nhân như quá trình phân rã alpha mà là quá trình phân rã bên trong hạt nucleon. Đó chính là các quá trình phân rã neutron thành proton (4.79) hay quá trình phân rã proton thành neutron (4.85). Như vậy nếu quá trình phân rã alpha là một quá trình thuần túy hạt nhân thì quá trình phân rã beta là một quá trình phức tạp hơn rất nhiều, liên quan cả với lý thuyết tương tác yếu lẫn lý thuyết cấu trúc hạt nhân.

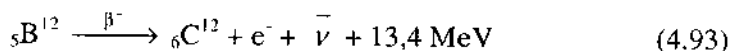
c) *Nguồn gốc của các hạt bay ra từ phân rã beta*: Một câu hỏi được đặt ra là electron, neutrino và các hạt khác bay ra trong phân rã beta có tồn tại trong hạt nhân trước khi phân rã beta không? Theo quan điểm của lý thuyết hạt nhân hiện nay, các hạt này sinh ra trong quá trình phân rã do sự tương tác của các hạt cơ bản.

d) *Dải các nguyên tố phân rã beta*: Đối với phân rã alpha thì dải các nguyên tố phân rã là các nguyên tố nặng nhất và một số nguyên tố đất hiếm. Còn đối với phân rã beta thì dải các nguyên tố phân rã rất rộng, từ hạt neutron tự do đến nguyên tố nặng nhất.

e) *Năng lượng giải phóng khi phân rã beta*: Năng lượng giải phóng khi phân rã beta biến thiên từ 0,02 MeV trong phân rã



đến 13,4 MeV trong phân rã



4.3.2. Cân bằng năng lượng trong phân rã beta

Nếu coi rằng khối lượng neutrino và phản neutrino bằng 0 thì để xảy ra quá trình phân rã beta phải thỏa mãn các điều kiện về khối lượng như sau:

a) *Phân rã β^-*

Phân rã β^- phải thỏa mãn quan hệ khối lượng như sau:

$$M(Z,A) > M(Z+1,A) + m \quad (4.94)$$

Trong đó $M(Z,A)$ và $M(Z+1,A)$ là khối lượng các hạt nhân ${}_Z\text{X}^A$ và ${}_{Z+1}\text{Y}^A$ bỏ đi khối lượng các electron quỹ đạo trong công thức (4.78), còn m là khối lượng electron. Tuy nhiên trong thực tế người ta không đo khối lượng hạt nhân mà đo khối lượng nguyên tử, do đó thay cho $M(Z,A)$ và $M(Z+1,A)$ người ta dùng các khối lượng nguyên tử trước phân rã M_i và sau phân rã M_f như sau:

$$M_i = M(Z,A) + Zm \text{ và } M_f = M(Z+1,A) + (Z+1)m \quad (4.95)$$

Khi đó điều kiện phân rã β^- (4.92) trở thành:

$$M_i > M_f \quad (4.96)$$

b) *Phân rã β^+*

Đối với phân rã β^+ thì điều kiện về khối lượng hạt nhân là:

$$M(Z,A) > M(Z-1,A) + m \quad (4.97)$$

Còn điều kiện với khối lượng nguyên tử là:

$$M_i > M_f + 2m \quad (4.98)$$

Trong đó:

$$M_i = M(Z, A) + Zm \text{ và } M_f = M(Z-1, A) + (Z-1)m \quad (4.99)$$

c) *Quá trình chiếm electron*

Đối với quá trình chiếm electron thì điều kiện về khối lượng hạt nhân là:

$$M(Z, A) + m > M(Z-1, A) \quad (4.100)$$

Còn điều kiện với khối lượng nguyên tử là:

$$M_i > M_f \quad (4.101)$$

Trong đó:

$$M_i = M(Z, A) + Zm \text{ và } M_f = M(Z-1, A) + (Z-1)m \quad (4.102)$$

Trong quá trình phân rã β^+ và quá trình chiếm electron, hạt nhân cùng chịu biến đổi từ proton sang neutron. Vì vậy cả hai quá trình này có thể xảy ra với cùng một hạt nhân và thường cạnh tranh nhau. Theo các biểu thức (4.97) và (4.100), ta thấy rằng từ quan điểm cân bằng năng lượng, quá trình chiếm electron dễ xảy ra hơn quá trình phân rã β^+ . Nói riêng, nếu các hạt nhân đầu và cuối thỏa mãn bất phương trình:

$$M_i + 2m > M_f > M_i \quad (4.103)$$

thì quá trình chiếm electron được phép xảy ra còn quá trình phân rã β^+ bị cấm. Ví dụ, điều kiện (4.103) đúng đối với quá trình chiếm electron sau đây:



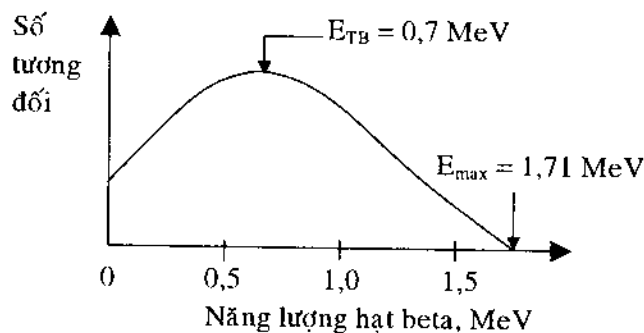
Trong đó hiệu số các khối lượng nguyên tử bằng 0,864 MeV trong lúc khối lượng hai hạt electron bằng 1,02 MeV. Vậy ${}^7_4\text{Be}$ chỉ bắt electron mà không phân rã β^+ .

4.3.3. Phổ năng lượng của hạt beta

Khác với phân rã alpha, trong phân rã beta có hai hạt bay ra là electron và phản neutrino. Do đó phân bố năng lượng trong phân rã beta không phải chỉ quan tâm đến năng lượng tổng cộng mà cả phân bố năng lượng giữa hai hạt bay ra đó. Ở đây bỏ qua năng lượng giật lùi rất bé của hạt nhân con. Do tính chất thống kê của quá trình phân rã nên sự phân chia năng lượng giữa electron và phản neutrino trong một phân rã là ngẫu nhiên, và năng lượng electron có thể có giá trị bất kỳ từ 0 đến năng lượng cực đại khả dĩ $E_{\max}$. Tuy nhiên đối với một số lớn phân rã beta thì phân bố năng lượng của electron không phải là ngẫu nhiên mà có dạng xác định. Phân bố năng lượng này gọi là phổ electron của phân rã beta.

Ví dụ electron trong phân rã beta của P^{32} theo sơ đồ (4.83) có năng lượng cực đại $E_{\max} = 1,71$ MeV. Đường cong phân bố động năng của electron

được minh họa trên hình 4.14. Tính chất chung của các phổ beta là phân bố trơn tru mà không có các đỉnh nhọn và phổ chấm dứt ở một giá trị năng lượng cực đại $E_{\max}$. Về mặt lịch sử, chính các tính chất này của phổ beta là cơ sở để Pauli tiên đoán sự tồn tại của hạt neutrino vào năm 1931, trước khi quan sát được hạt này một phần tư thế kỷ sau đó. Nhờ sự có mặt neutrino mà các định luật bảo toàn năng lượng, động lượng và momen động lượng trong phân rã beta được thỏa mãn. Từ hình 4.14 ta thấy rằng năng lượng trung bình của electron trong phổ beta bằng 0,7 MeV, tức bằng 41% năng lượng cực đại. Nói chung, năng lượng trung bình của electron trong các phân rã beta bằng 30% - 40% năng lượng cực đại $E_{\max}$.



Hình 4.14. Phổ năng lượng electron trong phân rã beta của đồng vị phóng xạ P^{32} .

Để tính dạng phổ beta, ta hãy tính xác suất $d\omega$ để khi phân rã beta, electron bay ra với động lượng $\vec{p}$ trong khoảng $d\vec{p}$ và động lượng phản neutrino $\vec{k}$ trong khoảng $d\vec{k}$:

$$d\omega = D\delta(E_{\max} - E - ck) d\vec{p} d\vec{k} = D\delta(E_{\max} - E - ck)p^2 dp k^2 dk d\Omega_c d\Omega_v \quad (4.105)$$

Trong đó D là hệ số tỉ lệ, $d\Omega_c$ và $d\Omega_v$ là các góc đặc theo phương bay của electron và phản neutrino, $\delta(E_{\max} - E - ck)$ là hàm Dirac bảo đảm định luật bảo toàn năng lượng được thỏa mãn:

$$E_{\max} - E - ck = 0 \quad (4.106)$$

Trong đó E là động năng của electron và ck là năng lượng của phản neutrino với khối lượng bằng 0. Động năng E liên hệ với động lượng electron p như sau:

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2 c^2} - mc^2 \quad (4.107)$$

Giả sử có N_0 phân rã beta, trong đó dN phân rã cho hạt electron bay ra trong khoảng động lượng từ $\vec{p}$ đến $\vec{p} + d\vec{p}$ và hạt phản neutrino bay ra trong khoảng động lượng từ $\vec{k}$ đến $\vec{k} + d\vec{k}$, thì dN liên hệ với $d\omega$ như sau:

$$dN = N_0 d\omega \quad (4.108)$$

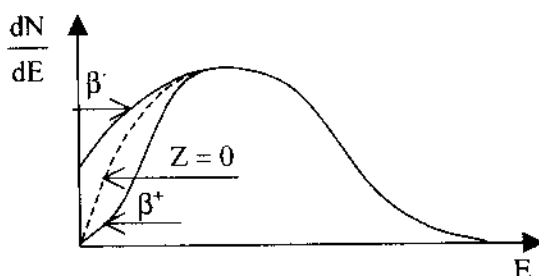
Hệ số D trong (4.103) đặc trưng cho cường độ tương tác yếu và phụ thuộc vào E , $E_{\max}$ cũng như định hướng tương hỗ giữa các spin và góc giữa các động lượng electron và phản neutrino. Xét trường hợp đơn giản nhất với $D = \text{const}$, thì có thể lấy tích phân biểu thức (4.108) theo các giá trị động lượng phản neutrino và góc bay của electron và phản neutrino, ta có:

$$dN = \frac{16\pi^2 N_0}{c^3} D p^2 (E_{\max} - E)^2 dp \quad (4.109)$$

Chuyển dp trong công thức (4.109) sang dE dựa theo (4.107), ta được hàm phân bố dạng phổ beta theo năng lượng electron như sau:

$$\frac{dN}{dE} = N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E + mc^2) (E_{\max} - E)^2 F(Z, E) \quad (4.110)$$

Trong đó $B = \frac{16\pi^2}{c^4} D$ và $F(Z, E)$ là thừa số hiệu chỉnh ảnh hưởng tương tác Coulomb giữa hạt nhân và các hạt bay ra. Hàm phân bố (4.110) được thể hiện trên hình 4.15, có dạng giống với đường cong phân bố trên hình 4.14. Trên hình 4.15, tại miền năng lượng thấp của electron, đồ thị có ba dạng phân biệt nhau do ảnh hưởng của tương tác Coulomb giữa hạt nhân và các hạt bay ra, là electron (β^-) hay positron (β^+).



Hình 4.15. Phổ năng lượng electron trong phân rã beta theo công thức tính toán (4.110) có tính đến ảnh hưởng của tương tác Coulomb.

4.3.4. Xác định năng lượng cực đại của phổ beta

Ta viết lại công thức (4.109) có kể đến thừa số $F(Z, E)$ hiệu chỉnh ảnh hưởng tương tác Coulomb giữa hạt nhân và các hạt bay ra như sau:

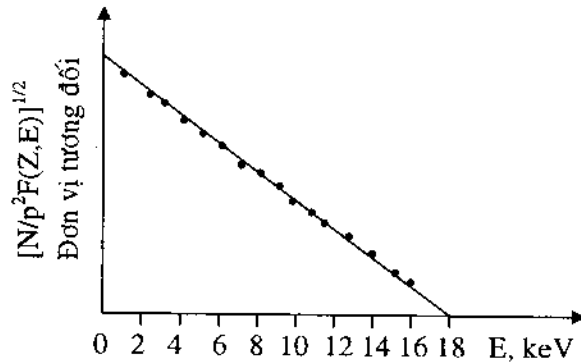
$$N(p)dp = C^2 p^2 (E_{\max} - E)^2 F(Z, E) dp \quad (4.111)$$

Trong đó $N(p)dp$ là số hạt beta phát ra với động lượng nằm trong khoảng p đến $p + dp$; C là hằng số đối với mỗi loại hạt nhân phân rã và các thông số khác đã biết trong phần trên. Từ công thức (4.111) ta có:

$$\sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z, E)}} = C(E_{\max} - E) \quad (4.112)$$

Nếu biểu diễn hàm $\sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z, E)}}$ theo năng lượng ta được một đường

thẳng, gọi là đường Curie hay đường Fermi. Điểm cắt của đường Curie với trục hoành chính là năng lượng cực đại $E_{\max}$. Xây dựng đường Curie thực nghiệm là phương pháp phổ biến để xác định năng lượng cực đại của phổ beta. Hình 4.16 minh họa đường Curie đối với hạt nhân tritium với năng lượng cực đại của electron là 18 keV.



Hình 4.16. Đường Curie xác định năng lượng cực đại 18 keV của electron do tritium phát ra.

4.3.5. Thời gian bán rã suy rộng của phân rã beta

Thời gian bán rã $T_{1/2}$ được xác định qua hằng số phân rã như sau:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{N_0} \int dN \\ &= B \int_0^{E_{\max}} \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E + mc^2) (E_{\max} - E)^2 F(Z, E) dE \\ &= B f(E_{\max}, Z) \end{aligned} \quad (4.113)$$

Trong đó $f(E_{\max}, Z)$ là hàm phức tạp nhưng hoàn toàn xác định của năng lượng cực đại $E_{\max}$ và số điện tích Z . Trong công thức (4.113), hằng số

B thay đổi từ nguyên tố này sang nguyên tố khác khi phân rã beta. Theo (4.113) ta có:

$$B = \frac{\ln 2}{fT_{1/2}} \quad (4.114)$$

nên $fT_{1/2}$ phản ánh mức độ ảnh hưởng này. Đại lượng $fT_{1/2}$ được gọi là *thời gian bán rã suy rộng*. Do $fT_{1/2}$ biến thiên trong giới hạn nhiều bậc nên người ta thường dùng đại lượng $\lg(fT_{1/2})$. Nếu không tính đến ảnh hưởng của tương tác Coulomb và trong trường hợp siêu tương đối ($E_{\max} \gg mc^2 = 0,5 \text{ MeV}$) hàm $f(E_{\max})$ có dạng:

$$f(E_{\max}) = \int_0^{E_{\max}} E^2 (E_{\max} - E)^2 dE = E_{\max}^5 \int_0^1 x^2 (1 - x^2) dx = \frac{2}{15} E_{\max}^5 \quad (4.115)$$

Theo công thức (4.115) thì hàm $f(E_{\max})$ tỉ lệ thuận với bậc 5 của năng lượng cực đại $E_{\max}$.

4.3.6. Các quy tắc lựa chọn trong phân rã beta

Sự dịch chuyển giữa các trạng thái hạt nhân kèm theo phân rã beta tuân theo một số quy tắc lựa chọn. Dịch chuyển beta được cho phép hay bị cấm là do spin và độ chẵn lẻ của các hạt nhân mẹ và con. Trước tiên ta hãy xét momen toàn phần và độ chẵn lẻ của cặp $e - \bar{\nu}$. Momen toàn phần của cặp này là tổng vector của momen quỹ đạo của chuyển động tương đối giữa hai hạt và spin tổng cộng của chúng. Spin tổng cộng bằng 0 hoặc bằng 1. Như đã nói trên, phân rã beta là quá trình bên trong hạt nhân, nghĩa là electron và phản neutrino thực tế bay ra từ một điểm, nghĩa là momen quỹ đạo tương đối bằng 0. Như vậy momen toàn phần của cặp $e - \bar{\nu}$ trong dịch chuyển cho phép sẽ bằng 0 hoặc 1, trong dịch chuyển cấm bởi một là 0, 1, 2, trong dịch chuyển cấm bởi hai là 1, 2, 3, ...

Độ chẵn lẻ của cặp $e - \bar{\nu}$ được xác định bởi momen quỹ đạo của chúng theo công thức $(-1)^\ell = 1$ do $\ell = 0$. Như vậy sự thay đổi độ chẵn lẻ của toàn hệ trong phân rã beta do độ chẵn lẻ của các hạt nhân mẹ và con quy định.

Ta gọi spin và độ chẵn lẻ của các hạt nhân mẹ và con là J_i , π_i và J_f , π_f thì điều kiện để dịch chuyển cho phép là:

$$\Delta J = J_f - J_i = 0, \pm 1; \Delta \pi = \pi_f - \pi_i = 0 \quad (4.116)$$

Điều kiện để dịch chuyển bị cấm bởi 1 là:

$$\Delta J = J_f - J_i = 0, \pm 1, \pm 2; \Delta \pi = \pi_f - \pi_i \neq 0 \quad (4.117)$$

Ta hãy xem xét các quy tắc lựa chọn đối với các loại dịch chuyển cho phép và bị cấm.

4.3.6.1. Các dịch chuyển cho phép

Dịch chuyển cho phép tuân theo quy tắc lựa chọn (4.116) và được chia thành hai loại là dịch chuyển Fermi và dịch chuyển Gamov-Teller.

a) Dịch chuyển Fermi

Dịch chuyển Fermi là dịch chuyển mà spin tổng cộng của cặp $e - \bar{\nu}$ bằng không. Quy tắc lựa chọn Fermi là:

$$\Delta J = 0 \text{ và } \Delta \pi = 0 \quad (4.118)$$

tức là spin J và độ chẵn lẻ π không thay đổi. Ví dụ dịch chuyển sau đây là dịch chuyển thuần Fermi:



Trong đó ν_e là neutrino-electron.

b) Dịch chuyển Gamov-Teller

Dịch chuyển Gamov-Teller là dịch chuyển mà spin tổng cộng của cặp $e - \bar{\nu}$ bằng 1. Quy tắc lựa chọn Gamov-Teller là:

$$\Delta J = 0, +1 \text{ và } \Delta \pi = 0 \quad (4.120)$$

ngoại trừ trường hợp dịch chuyển $0 - 0$, tức là spin hạt nhân ở trạng thái đầu và trạng thái cuối đều bằng không. Ví dụ dịch chuyển sau đây là dịch chuyển thuần Gamov-Teller:



Trong đó $\bar{\nu}_e$ là phản neutrino-electron.

c) Dịch chuyển hỗn hợp

Dịch chuyển hỗn hợp gồm cả dịch chuyển Fermi và dịch chuyển Gamov-Teller. Ví dụ dịch chuyển sau đây là dịch chuyển hỗn hợp:



Các dịch chuyển cho phép còn phân thành dịch chuyển siêu cho phép và dịch chuyển cho phép bình thường.

d) Dịch chuyển siêu cho phép

Dịch chuyển siêu cho phép là dịch chuyển không kéo theo sự thay đổi cấu trúc hạt nhân. Đó là các dịch chuyển giữa các thành phần của cùng một đa tuyến spin đồng vị. Dịch chuyển này được đặc trưng bởi các giá trị nhỏ nhất của $\lg(ft_{1/2})$:

$$\lg(ft_{1/2}) \approx 2,5 - 3,0 \quad (4.123)$$

Ví dụ, dịch chuyển sau đây là dịch chuyển siêu cho phép:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.124)$$

$$(T = \frac{1}{2}, T_z = -\frac{1}{2} \rightarrow T = \frac{1}{2}, T_z = \frac{1}{2})$$

Trong đó T là spin đồng vị.

$${}_8\text{O}^{14} \rightarrow {}_7\text{N}^{14*} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.125)$$

$$(T = 1, T_z = -1 \rightarrow T = 1, T_z = 0)$$

Một dịch chuyển khác xảy ra giữa các thành phần của hai đa tuyến spin đồng vị khác nhau nhưng các hạt nhân có cấu trúc rất gần nhau nên cũng thuộc loại siêu cho phép:

$${}_2\text{He}^6 \rightarrow {}_3\text{Li}^6 + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.126)$$

$$(T = 1, T_z = -1 \rightarrow T = 0, T_z = 0)$$

e) Dịch chuyển cho phép bình thường

Dịch chuyển cho phép bình thường là dịch chuyển kéo theo sự thay đổi cấu trúc hạt nhân. Dịch chuyển này được đặc trưng bởi giá trị

$$\lg(ft_{1/2}) \approx 5 \quad (4.127)$$

Trong dịch chuyển này có sự thay đổi spin đồng vị hoặc thay đổi định hướng spin nucleon đối với momen quỹ đạo trong quá trình phân rã beta. Ví dụ, dịch chuyển sau đây là dịch chuyển cho phép bình thường:

$${}_{20}\text{Ca}^{49} \rightarrow {}_{21}\text{Sc}^{49} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.128)$$

Trong dịch chuyển này neutron trong trạng thái vỏ $2p_{3/2}$ chuyển thành proton trong trạng thái vỏ $2p_{3/2}$ nhưng spin đồng vị thay đổi:

$$T = \frac{9}{2} ({}_{20}\text{Ca}^{49}) \rightarrow T = \frac{7}{2} ({}_{21}\text{Sc}^{49})$$

4.3.6.2. Các dịch chuyển cấm

Dịch chuyển cấm bậc 1 là dịch chuyển tuân theo quy tắc lựa chọn (4.117). Xác suất dịch chuyển là bé và giá trị $\lg(ft_{1/2})$ lớn hơn 5. Dịch chuyển cấm có nhiều bậc như phân loại trong bảng 4.5. Ví dụ một dịch chuyển cấm như sau:

$${}_{19}\text{K}^{40} \rightarrow {}_{20}\text{Ca}^{40} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.129)$$

Đây là dịch chuyển cấm bậc 3 vì spin hạt nhân ${}_{19}\text{K}^{40}$ bằng 4, spin hạt nhân ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ bằng 0, còn độ chẵn lẻ của các hạt nhân ngược dấu nhau. Đối với dịch chuyển này $\lg(ft_{1/2}) = 18$ và chu kỳ bán rã bằng $T_{1/2} \approx 10^9$ năm.

Bảng 4.5. Phân loại các dịch chuyển

Loại dịch chuyển	Quy tắc chọn lọc	$\lg(fT_{1/2})$
1. Loại cho phép		
- Siêu cho phép	$\Delta J = 0, \pm 1; \Delta \pi = 0$	2,5 – 4
- Cho phép bình thường	$\Delta J = 0, \pm 1; \Delta \pi = 0$	4 – 6
2. Loại cấm		
- Cấm bậc 01	$\Delta J = 0, \pm 1, 2; \Delta \pi \neq 0$	6 – 9
- Cấm bậc 02	$\Delta J = \pm 2, \pm 3; \Delta \pi = 0$	10 – 13
- Cấm bậc 03	$\Delta J = \pm 3, \pm 4; \Delta \pi \neq 0$	15 – 19
- Cấm bậc 04	$\Delta J = \pm 4$	22

4.4. DỊCH CHUYỂN GAMMA

Cả hai phân rã alpha và beta thường kèm theo dịch chuyển gamma vì sau khi phân rã alpha và beta hạt nhân phóng xạ mẹ biến thành hạt nhân con thường nằm ở trạng thái kích thích. Khi hạt nhân con chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản nó có thể phát ra một số tia gamma. Tia gamma là một dạng của sóng điện từ song có tần số hay năng lượng rất lớn. Khi dịch chuyển gamma hạt nhân ${}_Z^AX^A$ không thay đổi các giá trị Z và A . Các hình 4.8, 4.9 và 4.10 trình bày các sơ đồ phân rã alpha, beta và chiếm electron có kèm theo dịch chuyển gamma. Ngoài các loại phân rã này, còn có thể bắn phá hạt nhân bia bởi các hạt tích điện, neutron hay proton để chuyển hạt nhân lên trạng thái kích thích và hạt nhân kích thích đó chuyển về trạng thái cơ bản bằng cách phát ra một số bức xạ gamma.

Về bản chất thì bức xạ gamma của hạt nhân là do tương tác của các nucleon riêng rẽ trong hạt nhân với trường điện từ. Tuy nhiên, khác với bức xạ beta, bức xạ gamma không phải là hiện tượng bên trong nucleon mà là bên trong hạt nhân. Một nucleon tự do cô lập không thể bức xạ hay hấp thụ lượng tử gamma do yêu cầu của các định luật bảo toàn năng lượng và động lượng. Còn bên trong hạt nhân, nucleon có thể bức xạ hay hấp thụ gamma do nó truyền động lượng cho các nucleon khác.

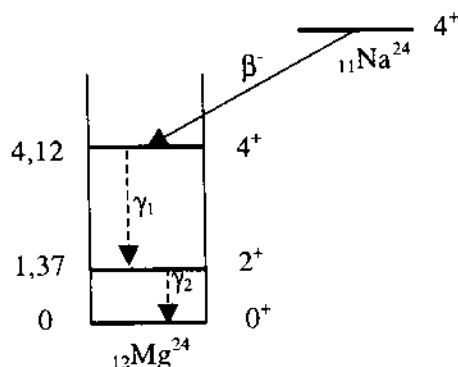
Khi hạt nhân chuyển từ trạng thái kích thích cao về trạng thái kích thích thấp hay về trạng thái cơ bản, ngoài dịch chuyển gamma còn có quá trình biến hoán nội, trong đó một electron bị đánh bật ra từ các lớp trong cùng của nguyên tử.

4.4.1. Các tính chất của dịch chuyển gamma

4.4.1.1. Sơ đồ dịch chuyển gamma

Ta hãy xem xét chi tiết một sơ đồ phân rã beta của hạt nhân ${}_{11}\text{Na}^{24}$ có kèm theo dịch chuyển gamma (hình 4.17).

Hạt nhân ${}_{11}\text{Na}^{24}$ ở trạng thái cơ bản có spin và độ chẵn lẻ là $J = 4^+$ phân rã β^- để trở thành hạt nhân ${}_{12}\text{Mg}^{24}$. Hạt nhân ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ có trạng thái cơ bản với $J = 0^+$, trạng thái kích thích thứ nhất ở mức năng lượng $E_1 = 1,37 \text{ MeV}$ với $J = 2^+$ và mức kích thích thứ hai ở mức năng lượng $E_2 = 4,12 \text{ MeV}$ với $J = 4^+$. Phân rã beta chuyển hạt nhân ${}_{11}\text{Na}^{24}$ về mức kích thích thứ hai của ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ với thời gian bán rã $T_{1/2} = 15 \text{ h}$ mà không về mức kích thích thứ nhất hoặc mức cơ bản vì hai quá trình này bị cấm. Hạt nhân ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ chuyển từ mức kích thích thứ hai về trạng thái cơ bản bằng cách phát hai bức xạ gamma liên tiếp với năng lượng $2,75 \text{ MeV}$ và $1,37 \text{ MeV}$.



Hình 4.17. Sơ đồ phân rã β^- của hạt nhân ${}_{11}\text{Na}^{24}$ có kèm theo các dịch chuyển gamma.

4.4.1.2. Năng lượng của bức xạ gamma

Năng lượng của bức xạ gamma bằng hiệu số các mức năng lượng đầu và cuối của mỗi dịch chuyển gamma. Như vậy phổ năng lượng của bức xạ gamma là phổ gián đoạn. Năng lượng E , động lượng p , tần số ν và bước sóng λ của nó được xác định như đối với các bức xạ điện từ khác, tức là:

$$E = h\nu ; p = \frac{h}{\lambda} ; \nu = \frac{c}{\lambda} \quad (4.130)$$

4.4.1.3. Độ đa cực của lượng tử gamma

Do photon không có khối lượng nên ta không sử dụng khái niệm momen quỹ đạo mà dùng khái niệm đa cực đối với nó. Độ đa cực L của photon được xác định theo spin trạng thái đầu J_i và spin trạng thái cuối J_f của hạt nhân như sau:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \quad (4.131)$$

$L = 1$ gọi là bức xạ lưỡng cực.

$L = 2$ gọi là bức xạ tứ cực.

Bức xạ gamma được chia thành hai loại là bức xạ điện (E) và bức xạ từ (M). Số chẵn lẻ đối với hai loại bức xạ này được xác định như sau:

Bức xạ điện: $\pi_E = (-1)^L$ (4.132)

Bức xạ từ: $\pi_M = (-1)^{L+1}$ (4.133)

Định luật bảo toàn chẵn lẻ đối với bức xạ điện là:

$$\frac{\pi_i}{\pi_f} = (-1)^L \quad (4.134)$$

Định luật bảo toàn chẵn lẻ đối với bức xạ từ là:

$$\frac{\pi_i}{\pi_f} = (-1)^{L+1} \quad (4.135)$$

4.4.1.4. Thời gian sống của hạt nhân phát gamma

Thời gian sống trung bình của các hạt nhân phát gamma nhỏ hơn nhiều so với thời gian sống của các hạt nhân phân rã beta và alpha do cường độ tương tác điện từ 3 bậc yếu hơn cường độ tương tác hạt nhân. Cũng như các loại phân rã khác, thời gian sống của các hạt nhân phát gamma phụ thuộc vào độ chênh lệch về spin và tính chẵn lẻ của các trạng thái đầu và cuối.

Các bức xạ gamma thường có năng lượng từ hàng chục keV đến vài MeV, do đó độ dài sóng

$$\lambda = \frac{c\hbar}{E} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E} \text{ cm (E theo đơn vị MeV)} \quad (4.136)$$

vào khoảng từ $2 \cdot 10^{-8}$ đến $5 \cdot 10^{-12}$ cm. Như vậy bán kính hạt nhân R rất nhỏ hơn độ dài sóng λ :

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1 \quad (4.137)$$

Từ lý thuyết bức xạ điện từ suy ra rằng, thời gian bán rã $T_{1/2}$ của hạt nhân bức xạ gamma phụ thuộc vào độ đa cực L và độ dài sóng λ như sau:

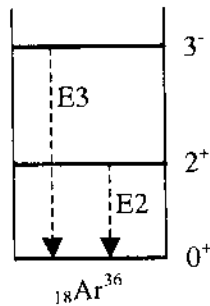
Đối với dịch chuyển đa cực điện:

$$\frac{1}{T_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2L} \quad (4.138)$$

Đối với dịch chuyển đa cực từ:

$$\frac{1}{T_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(L+1)} \quad (4.139)$$

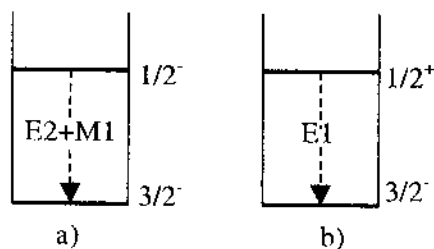
Từ (4.136) – (4.139) ta suy ra rằng, thời gian bán rã $T_{1/2}$ càng lớn khi độ đa cực L càng cao, tức là các dịch chuyển với độ đa cực cao bị cấm mạnh hơn các dịch chuyển với độ đa cực thấp. Dịch chuyển lưỡng cực điện được cho phép nhiều nhất. Sau đó là dịch chuyển tứ cực điện và dịch chuyển lưỡng cực từ.



Hình 4.18. Các dịch chuyển đa cực từ các trạng thái kích thích thấp nhất của hạt nhân $^{36}_{18}\text{Ar}$.

Độ đa cực của dịch chuyển gamma được xác định bởi spin và độ chẵn lẻ của các mức đầu và cuối. Nếu spin của một trong các mức bằng không thì dịch chuyển chỉ do một đa cực. Trên hình 4.18 minh họa ví dụ đơn giản nhất với hạt nhân $^{36}_{18}\text{Ar}$ ở mức cơ bản với $J_0 = 0^+$ và hai mức kích thích thấp nhất với $J_1 = 2^+$, $J_2 = 3^-$. Trong trường hợp này có hai dịch chuyển gamma là dịch chuyển điện $E3$ ($L = 3$) và $E2$ ($L = 2$).

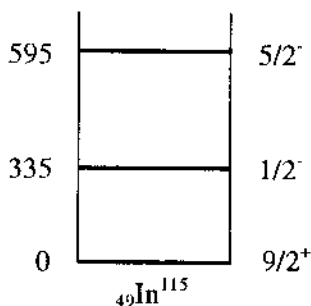
Ta hãy xem xét hai ví dụ phức tạp hơn trên hình 4.19. Trên hình 4.19a, lượng tử photon có độ chẵn lẻ dương còn momen quỹ đạo hoặc bằng 1 hoặc bằng 0. Do đó dịch chuyển là tổ hợp $E2 + M1$. Các photon của hai đa cực này sinh ra với cường độ xấp xỉ bằng nhau, vì theo (4.131) và (4.132) mức độ cấm đối với chúng cùng bậc. Trên hình 4.19b, dịch chuyển là tổ hợp $E1 + M2$. Tuy nhiên dịch chuyển $M2$ bị cấm mạnh hơn dịch chuyển $E1$, do đó thực tế chỉ có dịch chuyển $E1$.



Hình 4.19. Các dịch chuyển với độ đa cực khác nhau khi spin trạng thái đầu và trạng thái cuối khác không.

4.1.4.5. Các trạng thái isomer

Có một số dịch chuyển từ các mức năng lượng thấp nhưng mức độ cấm rất lớn nên các hạt nhân tương ứng có thời gian bán rã khá lớn. Các trạng thái sống lâu như vậy gọi là isomer. Ví dụ điển hình của isomer là đồng vị $^{115}_{49}\text{In}$ với sơ đồ phân rã trên hình 4.20. Trạng thái cơ bản của $^{115}_{49}\text{In}$ có spin $J_0 = 9/2^+$ và trạng thái kích thích đầu tiên có spin $J_1 = 1/2^-$, do đó dịch chuyển phải thực hiện bằng cách phóng ra một lượng tử từ M4. Dịch chuyển này bị cấm rất mạnh nên thời gian sống của mức kích thích đó bằng 14,4 h.



Hình 4.20. Sơ đồ các mức của hạt nhân $^{115}_{49}\text{In}$.

Cột bên trái: Năng lượng (keV). Cột bên phải: Spin và độ chẵn lẻ.

Có thể tính toán miễn các giá trị A và Z để có các trạng thái isomer. Từ (4.138) và (4.139) ta thấy rằng mức isomer phải thỏa mãn hai điều kiện là spin khác rõ rệt với spin của mức dưới nó và có năng lượng kích thích thấp. Như thế các trạng thái isomer sẽ tồn tại ở hạt nhân có các mức vỏ rất gần nhau về năng lượng nhưng rất xa nhau về spin. Ví dụ đồng vị $^{115}_{49}\text{In}$ thiếu một proton để làm đầy vỏ với $Z = 50$, nghĩa là có một “lỗ trống” proton. Ở trạng thái cơ bản, lỗ trống này nằm ở trạng thái $1g_{9/2}$ còn mức kích thích ở trạng thái $2p_{1/2}$. Từ đó thấy rằng các hạt nhân đảo isomer nằm ngay

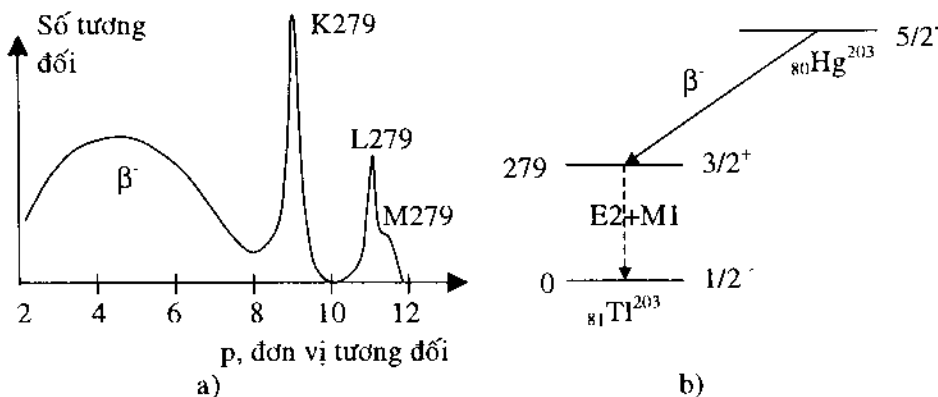
trước các số magic 50, 82, 126 theo cả Z và N. Ví dụ, các hạt nhân có trạng thái isomer là $_{37}\text{Rb}^{86}$ ($N = 49$), $_{52}\text{Te}^{131}$ ($N = 79$, gần 82), $_{80}\text{Hg}^{199}$ ($Z = 80$, gần 82), ... Đối với các hạt nhân này, trạng thái isomer đều là mức kích thích đầu tiên của hạt nhân.

4.4.2. Quá trình biến hoán nội

Hạt nhân ở trạng thái kích thích có thể chuyển về trạng thái cơ bản không chỉ bằng cách phóng ra lượng tử gamma mà còn bằng cách truyền năng lượng cho một electron của vỏ nguyên tử. Nếu năng lượng truyền này lớn hơn năng lượng liên kết ϵ_{ik} của electron trong nguyên tử thì electron bị đánh bật ra khỏi nguyên tử. Quá trình này được gọi là *biến hoán nội*. Như vậy quá trình biến hoán nội là quá trình tương tác trực tiếp của hạt nhân với electron trong vỏ nguyên tử, chủ yếu là các lớp vỏ K và L.

Electron biến hoán nội có năng lượng E_e đơn sắc và bằng hiệu số giữa năng lượng của mức kích thích hạt nhân E và năng lượng liên kết của electron ϵ_{ik} :

$$E_e = E - \epsilon_{ik} \quad (4.140)$$



Hình 4.17. a) Phổ beta của $_{80}\text{Hg}^{203}$ đối với các electron biến hoán nội từ các mức năng lượng K, L và M; b) Sơ đồ phân rã.

Tính đơn năng của electron biến hoán nội cho phép phân biệt nó với electron của phân rã beta có phổ liên tục. Hình 4.17a minh họa phổ năng lượng của electron từ phân rã beta và biến hoán nội của hạt nhân $_{80}\text{Hg}^{203}$. Sơ đồ phân rã minh họa trên hình 4.17b, từ đó ta thấy các đỉnh hẹp trong phổ beta tương ứng với năng lượng mức kích thích của hạt nhân cuối $_{81}\text{Tl}^{203}$.

Cơ chế của quá trình biến hoán nội là hạt nhân phóng ra tia gamma và tia này được electron của vỏ nguyên tử hấp thụ. Ở đây, tia gamma đó là

gamma ảo chứ không phải gamma thực do giữa năng lượng E và động lượng k của nó không hoàn toàn thỏa mãn hệ thức $E = ck$. Khả năng tồn tại lượng tử gamma ảo xuất phát từ hệ thức bất định Heisenberg, trong đó các gamma này chỉ tồn tại trong một thời gian ngắn và khoảng cách không xa nguồn. Vai trò lượng tử gamma ảo thể hiện rõ trong trường hợp chuyển hóa 0-0, tức là trạng thái kích thích và trạng thái cơ bản đều có spin 0. Ví dụ đối với hạt nhân $^{72}_{32}\text{Ge}$, trạng thái kích thích thứ nhất có spin 0^+ và trạng thái cơ bản cũng có spin 0^+ . Việc chuyển từ trạng thái kích thích này về trạng thái cơ bản không thể thực hiện bằng việc phóng ra một tia gamma thực vì không tồn tại đa cực E0. Do đó phép dịch chuyển đó phải thực hiện bằng phép biến hoán nội với gamma ảo có spin 0^+ .

Cường độ quá trình biến hoán nội được xác định bằng tỉ số giữa số electron biến hoán nội N_e so với số photon N_γ phát ra:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (4.141)$$

Đối với hạt nhân Cs^{137} thì $\alpha = 0,11$. Do quá trình biến hoán nội xảy ra từ các lớp vỏ K, L, M, nên hệ số α bằng:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (4.142)$$

Hệ số α trong khoảng $10^{-4} < \alpha < 10^2$. Nó tăng khi tăng độ đa cực của dịch chuyển và giảm khi tăng năng lượng dịch chuyển. Khi năng lượng kích thích vượt quá $2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$ thì quá trình biến hoán nội cho ra hạt electron và hạt positron, gọi là quá trình *biến hoán cặp*.

Sau quá trình biến hoán nội xuất hiện một lỗ trống trên lớp K hay lớp L do electron bị bắn ra và một electron ở lớp vỏ cao hơn chuyển về chiếm vị trí lỗ trống này, phát ra *tia X đặc trưng*. Đến lượt mình, tia X đặc trưng này lại bị hấp thụ, gây ra hiệu ứng quang điện nội mới, làm bắn electron liên kết khác ra ngoài nguyên tử. Electron phát ra lần này được gọi là *electron Auger*.

4.4.3. Hấp thụ cộng hưởng gamma và hiệu ứng Mossbauer

Hấp thụ cộng hưởng là hiện tượng một hạt nhân phát ra tia gamma để chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản thì hạt nhân khác cùng loại sẽ hấp thụ tia gamma này với xác suất cao để chuyển từ trạng thái cơ bản lên trạng thái kích thích đó. Trước đây người ta cho rằng quá trình này không thể xảy ra với lý do như sau. Khi gamma được phóng ra thì hạt nhân nhận một động lượng giật lùi $\vec{p}$ có giá trị bằng động lượng của photon,

và do đó năng lượng giật lùi là $\frac{p^2}{2M}$, trong đó M là khối lượng hạt nhân. Như vậy năng lượng photon bay ra pc bé hơn năng lượng dịch chuyển E theo biểu thức sau:

$$pc = E - \Delta E \quad (4.143)$$

Trong đó

$$\Delta E = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2} \quad (4.144)$$

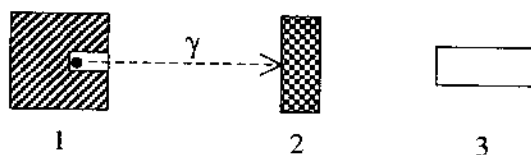
Hấp thụ cộng hưởng chỉ xảy ra khi năng lượng giật lùi ΔE bé hơn độ rộng cộng hưởng Γ :

$$\Delta E < \Gamma \quad (4.145)$$

Trong thực tế điều kiện (4.145) không được thực hiện. Chẳng hạn, mức kích thích thứ nhất của đồng vị $^{57}_{26}\text{Fe}$ có năng lượng 14 keV và thời gian sống cỡ 10^{-7} s, do đó độ rộng mức $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = 10^{-8}$ eV. Năng lượng giật lùi bằng

$\Delta E \approx 2.10^{-15} \text{ erg} \approx 10^{-3} \text{ eV}$. Như vậy ΔE lớn hơn Γ cỡ 5 bậc và không thể xảy ra quá trình hấp thụ cộng hưởng. Quá trình này không xảy ra đối với hạt nhân tự do. Khi hạt nhân liên kết trong mạng tinh thể thì động lượng của photon không phải trao cho một hạt nhân riêng biệt mà cho cả mạng tinh thể với khối lượng lớn nên ΔE rất bé. Tuy nhiên theo quan điểm cơ học cổ điển, hấp thụ cộng hưởng cũng không thể xảy ra trong mạng tinh thể. Ý tưởng cơ bản của Mossbauer ở chỗ, theo cơ học lượng tử thì hiệu ứng liên kết tinh thể tuân theo quy luật thống kê, nghĩa là trong đa số trường hợp, các hạt nhân có năng lượng giật lùi nhưng cũng có một số ít trường hợp, năng lượng giật lùi trao cho mạng tinh thể và có xác suất để $\Delta E = 0$. Do đó có khả năng xảy ra hấp thụ cộng hưởng đối với một số chuyển dời. Dịch chuyển với $\Delta E = 0$ càng dễ xảy ra khi năng lượng chuyển dời càng thấp và nhiệt độ tinh thể càng thấp.

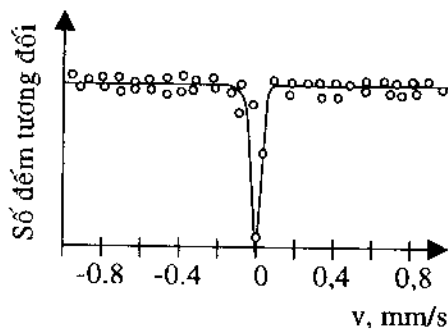
Hình 4.22 minh họa sơ đồ nguyên tắc quan sát hiệu ứng Mossbauer. Nguồn phóng xạ 1 phát tia gamma, sau khi đi qua vật hấp thụ 2, tia gamma được ghi bằng detector 3. Nguồn phóng xạ 1 có thể chuyển động tới hoặc lui so với vật hấp thụ 2. Đo số đếm của detector 3 theo tốc độ chuyển động của nguồn 1. Với tốc độ lớn thì vạch năng lượng chuyển dời dịch đi khá xa do hiệu ứng Doppler và không có hấp thụ cộng hưởng. Khi giảm tốc độ, hiệu ứng Doppler cũng giảm và vạch năng lượng chuyển dời tiến gần tới mức cộng hưởng. Từ thí nghiệm này có thể xác định vị trí và độ rộng mức cộng hưởng (hình 4.23).



Hình 4.22. Sơ đồ thực nghiệm đo hiệu ứng Mossbauer.

1: Nguồn phóng xạ; 2: Vật hấp thụ; 3: Detector gamma.

Kết quả thí nghiệm dẫn ra trên hình 4.23 tiến hành đối với nguồn phóng xạ ^{57}Co , chiếm K trở thành ^{57}Fe . Vật hấp thụ là muối $\text{K}_3\text{Fe}^{57}(\text{CN})_6$ ở nhiệt độ 297K. Tốc độ nhận được bằng $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm/s}$. Đối với các hạt nhân có thời gian sống ngắn hơn, tốc độ v đạt đến cỡ vài cm/s.



Hình 4.23. Sự phụ thuộc độ hấp thụ của vạch Mossbauer vào tốc độ chuyển động của nguồn phóng xạ.

Hiệu ứng Mossbauer được ứng dụng rộng rãi, chẳng hạn trong việc đo năng lượng với độ chính xác rất cao, vào cỡ 15-17 bậc, hay trong nghiên cứu các dịch chuyển pha loại hai trong vật lý chất rắn ...

4.5. BÀI TẬP

4.5.1. Các bài tập ví dụ

Ví dụ 4.1. Hãy tính hoạt độ phóng xạ của 1 μg đồng vị phóng xạ Na^{24} mới sản xuất và sau một ngày đêm. Cho biết thời gian bán rã của Na^{24} là $T_{1/2} = 15$ giờ.

Bài giải.

Hoạt độ phóng xạ được tính theo công thức:

$$a = - \frac{dN}{dt} = \lambda N ; \text{ trong đó } N = \frac{N_A}{A} m$$

$N_A = 6,03.10^{23}$ hạt nhân/mole là số Avogadro; A là phân tử gam, tính theo đơn vị g/mole, m là khối lượng tính theo gam, $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}$ là hằng số phân rã.

Như vậy tại thời điểm mới sản xuất:

$$a_0 = \lambda N = \frac{0,693 N_A}{A T_{1/2}} m = \frac{4,18.10^{23}}{A T_{1/2}} m \text{ Bq (m tính theo g, } T_{1/2} \text{ tính}$$

theo s)

Thay số: $T_{1/2} = 15 \text{ h} = 15 \times 3600 \text{ s}$; $A = 24$; $m = 1 \mu\text{g} = 10^{-6} \text{ g}$

$$a_0 = 3,2.10^{11} \text{ Bq} = 8,65 \text{ Ci}$$

Hoạt độ sau 1 ngày đêm, tức là $t = 24 \text{ h}$ là:

$$a = a_0 e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t} = 8,65 \times e^{-\frac{0,693}{15} \times 24} = 2,87 \text{ Ci.}$$

Ví dụ 4.2. Xác định khối lượng chì Pb^{206} tạo nên từ 1 kg U^{238} sau khoảng thời gian bằng tuổi trái đất, tức là $2,5.10^9$ năm.

Bài giải. Chì Pb^{206} là nguyên tố bền cuối cùng trong chuỗi phân rã U^{238} , trước Pb^{206} là Po^{210} với thời gian bán rã 138,4 ngày. Do sự cân bằng thế kỷ của chuỗi phân rã U^{238} ta có:

$$\lambda_{\text{U}^{238}} N_{\text{U}^{238}} = \dots = \lambda_{\text{Po}^{210}} N_{\text{Po}^{210}}$$

Chì Pb^{206} sinh ra do phân rã Po^{210} nên:

$$\frac{dN_{\text{Pb}^{206}}}{dt} = \lambda_{\text{Po}^{210}} N_{\text{Po}^{210}} = \lambda_{\text{U}^{238}} N_{\text{U}^{238}} = \lambda_{\text{U}^{238}} N_{\text{U}^{238},0} e^{-\lambda_{\text{U}^{238}} t}$$

$$N_{\text{Pb}^{206}} = N_{\text{U}^{238},0} (1 - e^{-\lambda_{\text{U}^{238}} t})$$

Do $N = \frac{N_A}{A} m$, với N_A là số Avogadro, A là số khối lượng, m là khối

lượng nên:

$$m_{\text{Pb}^{206}} = \frac{206}{238} m_{\text{U}^{238}} (1 - e^{-\lambda_{\text{U}^{238}} t})$$

Thay số:

$$m_{\text{U}^{238}} = 1 \text{ kg}; T_{1/2} (\text{U}^{238}) = 4,5.10^9 \text{ năm}; t = 2,5.10^9 \text{ năm}$$

$$m_{\text{Pb}^{206}} = 0,275 \text{ kg.}$$

Ví dụ 4.3. Hạt nhân Po^{210} phân rã α chuyển thành hạt nhân Pb^{206} ở trạng thái cơ bản còn hạt α có động năng $E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$.

a) Tính nhiệt lượng do 10 mg Po^{210} tỏa ra trong khoảng thời gian bằng thời gian sống trung bình của Po^{210} .

b) Tính hoạt độ ban đầu của Po^{210} nếu sau thời gian bằng thời gian bán rã của Po^{210} mẫu tỏa ra nhiệt lượng 4 kJ.

Bài giải.

a) Nhiệt lượng tỏa ra của 10 mg Po^{210} trong thời gian $T = \frac{1}{\lambda}$: Ta xét bài toán phân rã $A \rightarrow B + b$, trong trường hợp này $A = Po^{210}$, $B = Pb^{206}$ và $b = \alpha$. Do hạt A đứng yên nên từ phương trình bảo toàn động lượng ta có $p_B = p_\alpha$. Do $E_B = \frac{p_B^2}{2m_B}$, $E_\alpha = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha}$ và $p_B = p_\alpha$ nên $E_B = \frac{m_\alpha}{m_B} E_\alpha$

Năng lượng phân rã α , là tổng động năng các hạt sau phân rã, E_d bằng:

$$E_d = E_B + E_\alpha = \left(\frac{m_\alpha}{m_B} + 1 \right) E_\alpha$$

Số hạt nhân Po^{210} ứng với $m = 10 \text{ mg}$ là $N_0 = \frac{N_A}{A} m$. Số hạt nhân phân rã trong thời gian $T = \frac{1}{\lambda}$ là:

$$N = N_0(1 - e^{-\lambda t})$$

Nhiệt lượng toàn phần tỏa ra là:

$$Q = NE_d = \frac{N_A}{A} m(1 - e^{-\lambda t}) \left(\frac{m_\alpha}{m_B} + 1 \right) E_\alpha$$

Thay số: $N_A = 6,03 \cdot 10^{23}$ hạt nhân/mole; $A = 210 \text{ g/mole}$;

$m = 0,01 \text{ g}$; $t = T = \frac{1}{\lambda}$; $E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$; $m_\alpha = 4$; $m_B = 210$

$$Q = 9,8 \cdot 10^{19} \text{ MeV}$$

Do $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ nên $Q = 1,58 \cdot 10^4 \text{ J}$.

b) Hoạt độ ban đầu a_0 của Po^{210} nếu sau thời gian $t = T_{1/2}$ mẫu tỏa ra nhiệt lượng 4 kJ:

Do $Q = NE_d = N_0(1 - e^{-\lambda t}) E_d$ nên:

$$a_0 = \lambda N_0 = \frac{\lambda Q}{(1 - e^{-\lambda t}) E_d}$$

Thay số: $\lambda t = \lambda T_{1/2} = 0,693$; $E_d = 5,4.10^6 \text{ eV}$
 $1 \text{ eV} = 1,6.10^{-19} \text{ J}$; $Q = 4.10^3 \text{ J}$
 $a_0 = 5,38.10^8 \text{ Bq} = 1,45 \text{ mCi}$.

Ví dụ 4.4. Khi phân rã α của hạt nhân Po^{212} từ mức kích thích đầu tiên quan sát thấy có hai quá trình cạnh tranh nhau (hình 4.24): quá trình phóng α trực tiếp (α_1) và quá trình phóng α sau khi chuyển γ về trạng thái cơ bản (α_2). Khi đó 35 hạt α_1 ứng với 10^6 hạt α_2 . Hãy tính hằng số phân rã của mức kích thích ứng với quá trình phát α_1 . Cho biết thời gian sống trung bình của mức này là $T = 2.10^{-2} \text{ s}$.

Bài giải.

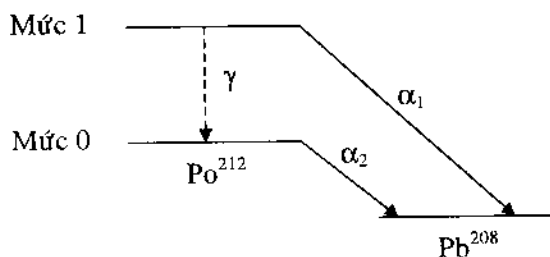
Số hạt nhân ở mức 1 là N , tuân theo phương trình phân rã:

$$dN = -\lambda N dt$$

Trong đó $dN = dN_{\alpha_1} + dN_{\alpha_2}$ với

$$dN_{\alpha_1} = -\lambda_{\alpha_1} N dt$$

$$dN_{\alpha_2} = -\lambda_{\alpha_2} N dt$$



Hình 4.24

Từ các biểu thức trên ta có $\lambda = \lambda_{\alpha_1} + \lambda_{\alpha_2}$ và $\frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}} = \frac{\lambda_{\alpha_2}}{\lambda_{\alpha_1}}$.

$$\text{Do đó } \lambda = \lambda_{\alpha_1} \left(1 + \frac{\lambda_{\alpha_2}}{\lambda_{\alpha_1}}\right) N dt = \lambda_{\alpha_1} \left(1 + \frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}}\right).$$

Vậy hằng số phân rã của mức kích thích ứng với quá trình phát α_1 là

$$\lambda_{\alpha_1} = \frac{\lambda}{1 + \frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}}} = \frac{1}{T \left(1 + \frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}}\right)}$$

Thay số: $T = 2.10^{-2} \text{ s}$; $dN_{\alpha_2} = 10^6$; $dN_{\alpha_1} = 35$

$$\lambda_{\alpha_1} = 1,75.10^7 \text{ s}^{-1}.$$

Ví dụ 4.5. Hạt nhân P^{32} phân rã β thành hạt nhân con nằm ở trạng thái cơ bản. Hãy xác định động năng cực đại của hạt β và động năng tương ứng của hạt nhân con.

Bài giải.

Quá trình phân rã β của P^{32} như sau: ${}_{15}P^{32} \rightarrow {}_{16}S^{32} + e^- + \bar{\nu}$

Động năng cực đại của electron bằng:

$$\begin{aligned} E_{\beta\max} &= M({}_{15}P^{32}) - M({}_{16}S^{32}) \\ &= (32 - 0,026092)u - (32 - 0,027926)u = 0,001834 u \\ &= 0,001834 \times 931,44 \text{ MeV} = 1,71 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Khi electron có động năng cực đại thì động năng của phản neutrino bằng không và $p_s = p_\beta = p$, do đó $E_s = \frac{p^2}{2m_s}$. Ta hãy tính giá trị p phụ thuộc

$E = E_{\beta\max}$ trong trường hợp tương đối. Năng lượng toàn phần và động lượng của electron là:

$$W = E + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} ; p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Từ hai biểu thức này ta được:

$$W = E + mc^2 = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} \text{ hay } p^2 = \frac{E^2 + 2Emc^2}{c^2}. \text{ Do đó:}$$

$$E_s = \frac{p^2}{2m_s} = \frac{E(E + 2mc^2)}{2m_sc^2}$$

Thay số: $E = E_{\beta\max} = 1,71 \text{ MeV}$; $mc^2 = 0,51 \text{ MeV}$

$m_sc^2 = M(S^{32}) = (32 - 0,027926) \times 931,44 \text{ MeV} = 29780 \text{ MeV}$

$E_s = 7,85 \cdot 10^{-5} \text{ MeV} = 78,5 \text{ eV}$.

Ví dụ 4.6. Khi phân rã β của hạt nhân Mn^{56} từ trạng thái cơ bản có 3 phổ β riêng phần với các động năng cực đại 0,72; 1,05 và 2,86 MeV. Các lượng tử γ kéo theo có năng lượng 0,84; 1,81; 2,65 và 2,98 MeV. Hãy xây dựng sơ đồ mức của hạt nhân con.

Bài giải.

Quá trình phân rã β của Mn^{56} như sau:



Hiệu số giữa 3 giá trị động năng hạt β là (hình 4.25):

Mức 3 – mức 2 = $-\Delta E_{\beta 23} = 1,05 - 0,72 = 0,33 \text{ MeV}$

$$\text{Mức 3} - \text{mức 1} = -\Delta E_{\beta_{13}} = 2,86 - 0,72 = 2,14 \text{ MeV}$$

$$\text{Mức 2} - \text{mức 1} = -\Delta E_{\beta_{12}} = 2,86 - 1,05 = 1,81 \text{ MeV}$$

Trong 3 giá trị trên, giá trị 1,81 MeV trùng với một giá trị năng lượng γ . Như vậy lượng tử γ này chuyển dời từ mức 2 xuống mức 1, đó là:

$$\gamma_1 \text{ với } E_{\gamma_1} = 1,81 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 2 \rightarrow \text{mức 1}$$

Ba lượng tử γ còn lại ứng với các giá trị năng lượng 0,84; 2,65 và 2,98 MeV có thể dự đoán như sau.

$$\gamma_2 \text{ với } E_{\gamma_2} = 0,84 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 1 \rightarrow \text{mức 0}$$

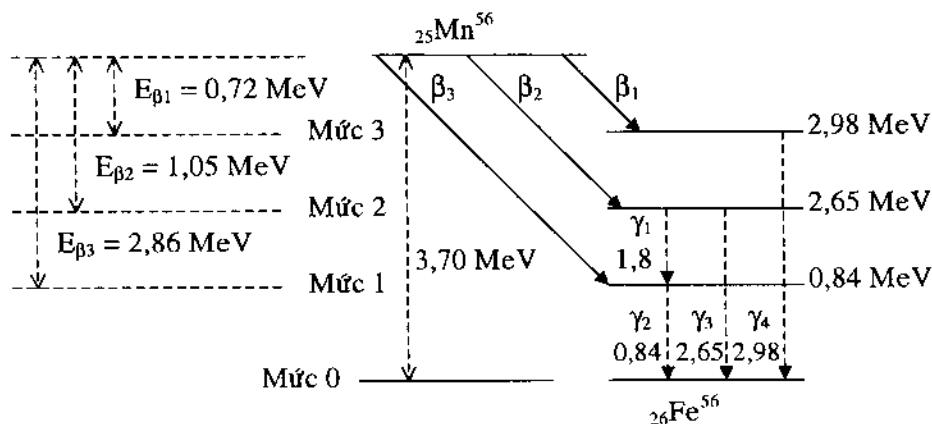
$$\gamma_3 \text{ với } E_{\gamma_3} = 2,65 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 2 \rightarrow \text{mức 0. Thật vậy}$$

$$E_{\gamma_3} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 1,81 + 0,84 = 2,65 \text{ MeV}$$

$$\gamma_4 \text{ với } E_{\gamma_4} = 2,98 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 3 \rightarrow \text{mức 0. Thật vậy}$$

$$E_{\gamma_4} = E_{\gamma_3} + |\Delta E_{\beta_{23}}| = 2,65 + 0,33 = 2,98 \text{ MeV}$$

Như vậy hạt nhân con ${}_{26}\text{Fe}^{56}$ có 3 mức kích thích là 0,84 ; 2,65 và 2,98 MeV.



Hình 4.25

Ví dụ 4.7. Hạt nhân isomer Se^{81m} ở mức kích thích 103 keV chuyển về trạng thái cơ bản bằng hai cách là phát tia γ hoặc biến hoán nội electron K với năng lượng liên kết $\epsilon_K = 12,7 \text{ keV}$. Hãy tính vận tốc hạt nhân giật lùi trong hai trường hợp trên.

Bài giải.

a) Phát tia γ : $p_{Sc} = p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$; $p_{Sc} = m_{Sc}v$. Do đó $v = \frac{E_\gamma}{m_{Sc}c}$

Thay số: $E_\gamma = 103 \text{ keV} = 1,03 \cdot 10^5 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ V} = 1,648 \cdot 10^{-14} \text{ V}$
 $m_{Sc} = 81 \times 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \times 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 4,03 \cdot 10^{-17} \text{ kgm/s}$

Ta được $v = 410 \text{ m/s}$

b. Biến hoán nội electron K:

$$E_e = E_\gamma - \epsilon_K = 103 \text{ keV} - 12,7 \text{ keV} = 90,3 \text{ keV}$$

$$p_{se} = p_e = \frac{1}{c} \sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}, \text{ do đó}$$

$$v_{se} = \frac{1}{m_{se} c} \sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}$$

Thay số ta được $v = 1256 \text{ m/s}$.

Ví dụ 4.8. Hãy tính số hạt electron biến hoán nội phóng ra trong 1 giây từ mẫu phóng xạ Fe^{59} có hoạt độ 1 mCi. Sơ đồ phân rã β của hạt nhân Fe^{59} như trên hình 4.26. Các hệ số biến hoán nội của lượng tử γ bằng $1,8 \cdot 10^{-4}$ (γ_1); $1,4 \cdot 10^{-4}$ (γ_2) và $7 \cdot 10^{-3}$ (γ_3). Tỉ số xác suất phóng các lượng tử γ_2 và γ_3 là 1:15. Ghi chú: Hệ số biến hoán nội là tỉ số xác suất phóng electron biến hoán nội so với xác suất phóng lượng tử γ .

Bài giải.

$$\gamma_2 + \gamma_3 = \beta_2 = 0,46 \text{ do đó}$$

$$\gamma_2 \left(1 + \frac{\gamma_3}{\gamma_2}\right) = 0,46$$

$$\text{Mặt khác } \frac{\gamma_3}{\gamma_2} = 15:1 = 15$$

nên $\gamma_2 = 0,02875$.

Từ đó $\gamma_3 = 15\gamma_2 = 0,43125$

$$\gamma_1 = \beta_1 + \gamma_3 = 0,54 + 0,43125 = 0,97125$$

Đối với 1 phân rã của Fe^{59} ta có:

$$\frac{e_1}{\gamma_1} = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ do đó}$$

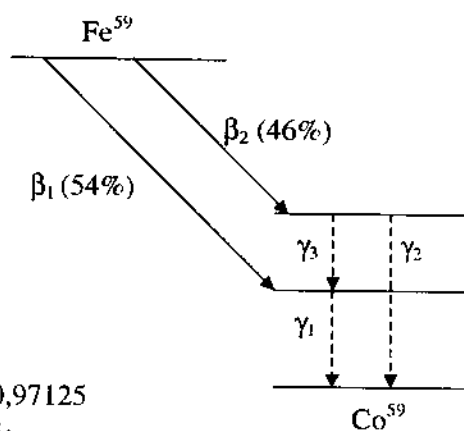
$$e_1 = 1,8 \cdot 10^{-4} \times 0,97125 = 1,74825 \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{e_2}{\gamma_2} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ do đó}$$

$$e_2 = 1,4 \cdot 10^{-4} \times 0,02875 = 0,04025 \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{e_3}{\gamma_3} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ do đó } e_3 = 7 \cdot 10^{-3} \times 0,43125 = 30,1875 \cdot 10^{-4}$$

Đối với 1 phân rã của Fe^{59} ta có số electron biến hoán nội:



Hình 4.26

$$e = e_1 + e_2 + e_3 = 31,976 \cdot 10^4 \text{ electron}$$

$$\text{Đối với } 1 \text{ mCi} = 1 \cdot 10^{-3} \times 3,7 \cdot 10^{10} \text{ phân rã/s} = 3,7 \cdot 10^7 \text{ phân rã/s}$$

$$e(1 \text{ mCi}) = 31,976 \cdot 10^4 \times 3,7 \cdot 10^7 = 1,18 \cdot 10^5 \text{ electron/s.}$$

4.5.2. Các bài tập tự giải

4.1. Hãy xác định tuổi của một mẫu gỗ khảo cổ với hoạt độ riêng của đồng vị C^{14} bằng $\frac{3}{5}$ hoạt độ riêng của đồng vị này trong các cây vừa thu thập. Cho biết thời gian bán rã của C^{14} là 5570 năm.

4.2. Hãy xác định hoạt độ riêng của Pu^{239} sạch.

4.3. Cần phải thêm bao nhiêu miligram đồng vị phóng xạ Sr^{89} ($T_{1/2} = 51$ ngày) vào 1 mg strontium bền để hoạt độ riêng của mẫu bằng 1370 Ci/g?

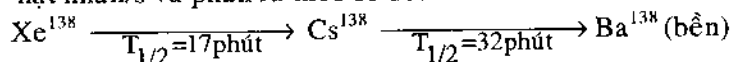
4.4. Đồng vị phóng xạ Pd^{112} phân rã β tạo thành đồng vị phóng xạ Ag^{112} cũng phân rã β . Thời gian bán rã của hai đồng vị này là 21 giờ và 3,2 giờ. Hãy tính tỉ số giữa hoạt độ cực đại của đồng vị con Ag^{112} so với hoạt độ ban đầu của đồng vị mẹ Pd^{112} . Cho biết ở thời điểm ban đầu không có đồng vị con Ag^{112} .

4.5. Mẫu phóng xạ chứa Ra^{226} với khối lượng 10 μg và các con cháu của nó. Chúng nằm ở trạng thái cân bằng. Hãy xác định:

a) Hoạt độ α của Rn^{222} và hoạt độ β của Pb^{210} của mẫu.

b) Hoạt độ α tổng cộng của mẫu.

4.6. Đồng vị phóng xạ Xe^{138} được tạo nên với tốc độ không đổi $q = 10^{10}$ hạt nhân/s và phân rã theo sơ đồ:



Hãy tính hoạt độ tổng cộng của mẫu phóng xạ này 1 giờ sau khi bắt đầu tích lũy.

4.7. Hạt nhân Po^{213} đứng yên phân rã α với động năng hạt α là $E_\alpha = 8,34$ MeV, hạt nhân con nằm ở trạng thái cơ bản. Hãy tính động năng tổng cộng sau phân rã, phần động năng của hạt nhân con và tốc độ giật lùi của hạt nhân con.

4.8. Hạt nhân Po^{210} phân rã từ trạng thái cơ bản phóng ra hai nhóm α là nhóm cơ bản α_1 với năng lượng 5,3 MeV và nhóm cường độ yếu α_2 với năng lượng 4,5 MeV. Hãy xác định hiệu ứng nhiệt phân rã α và năng lượng của lượng tử γ do hạt nhân con phát ra.

4.9. Hãy đánh giá độ cao bờ thế Coulomb đối với hạt α do hạt nhân Rn^{222} phóng ra. Tính độ rộng bờ thế của hạt nhân đối với hạt α bay ra với động năng 5,5 MeV.

4.10. Hãy xác định độ rộng của mức kích thích thứ nhất của hạt nhân Po^{210} đối với phân rã γ . Cho biết khi phân rã mức này, ứng với 0,286 lượng tử γ có $4,3 \cdot 10^{-7}$ hạt α quãng đường dài. Hằng số phân rã của mức này đối với phân rã α quãng đường dài là $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$.

4.11. Hãy xem xét các quá trình sau đây có xảy ra không:

a) Phân rã β^- của hạt nhân V^{51} ($M - A = -0,05602 \text{ u}$).

b) Phân rã β^+ của hạt nhân Ca^{39} ($M - A = -0,02929 \text{ u}$).

a) Chiếm K của hạt nhân Zn^{63} ($M - A = -0,06679 \text{ u}$).

4.12. Hạt nhân He^6 phân rã β^- và hạt nhân con nằm ở trạng thái cơ bản. Năng lượng phân rã $Q = 3,50 \text{ MeV}$. Hãy xác định góc bay giữa phản neutrino và electron. Cho biết electron có động năng $E_e = 0,6 \text{ MeV}$ và bay vuông góc với phương chuyển động của hạt nhân giật lùi.

4.13. Hạt nhân Ar^{37} chiếm K và hạt nhân con nằm ở trạng thái cơ bản. Bỏ qua năng lượng liên kết của electron K, hãy tính động năng và vận tốc của hạt nhân con.

4.14. Nguyên tử Tl^{203} , sản phẩm phân rã β của Hg^{203} , phóng ra 4 nhóm electron biến hoán nội với các giá trị năng lượng 266,3 ; 264,2 ; 263,6 và 193,3 keV. Mỗi nhóm ứng với một lớp vỏ của Tl^{203} là K, L_1 , L_2 , L_3 với các năng lượng liên kết $\epsilon_K = 87,7 \text{ keV}$; $\epsilon_{L1} = 15,4 \text{ keV}$; $\epsilon_{L2} = 14,8 \text{ keV}$; $\epsilon_{L3} = 12,7 \text{ keV}$. Hãy tính năng lượng của lượng tử γ do phân rã này.

4.15. Hạt nhân Ir^{191} với năng lượng kích thích 129 keV phóng ra γ để chuyển về trạng thái cơ bản. Hãy tính độ thay đổi tương đối của năng lượng tia γ do sự giật lùi của hạt nhân.

SỰ TRUYỀN BỨC XẠ QUA VẬT CHẤT

Khi đi xuyên qua vật chất, các hạt tương tác với các nguyên tử môi trường, tức là với các electron và hạt nhân. Nếu bỏ qua tương tác hấp dẫn với cường độ rất bé, các hạt sẽ tham gia vào các tương tác mạnh, tương tác điện từ và tương tác yếu. Các bức xạ được xem xét trong chương này chủ yếu là các hạt tích điện như alpha, deuteron, proton, electron và các hạt trung hòa như neutron, gamma. Các hạt alpha, deuteron, proton và neutron có thể tham gia vào tương tác mạnh; các hạt tích điện và gamma tham gia tương tác điện từ và tất cả các hạt, ngoài lượng tử gamma, có thể tham gia vào tương tác yếu. Trong chương 3 chúng ta đã trình bày các phản ứng hạt nhân còn trong chương này chúng ta chỉ giới hạn xem xét tương tác điện từ của các hạt tích điện 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 mà tương tác với hạt nhân, dẫn đến các phản ứng hạt nhân. Do cơ chế truyền qua môi trường của các bức xạ khác nhau có đặc tính khác nhau nên chúng ta sẽ phân thành bốn nhóm hạt bức xạ là các hạt nặng tích điện như alpha, deuteron, proton; hạt nhẹ tích điện như hạt electron; tia gamma; hạt neutron.

5.1. SỰ TRUYỀN CÁC HẠT NẶNG TÍCH ĐIỆN QUA VẬT CHẤT

5.1.1. Độ mất năng lượng riêng

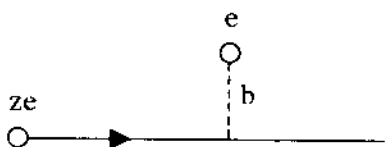
Để đơn giản trong trình bày, ta gọi các hạt nặng tích điện là các hạt tích điện. Sở dĩ ta phân loại chúng thuộc các hạt nặng do khối lượng của chúng gấp hàng nghìn lần khối lượng hạt electron, là hạt tích điện nhẹ. Về phương diện động học, sự tán xạ giữa các hạt nặng với electron trong nguyên tử khác với sự tán xạ giữa electron vào với electron trong nguyên tử. Còn 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 ta hãy xem 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. Ta xét sự tương tác của hạt tích điện có điện tích ze , $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, trong trường hợp hạt alpha thì $z = 2$, deuteron $z = 1$ và proton $z = 1$, với electron điện tích $-e$, khối lượng m_e . Giả sử hạt tích điện có vận tốc v bay qua electron với tham số ngắm b thì nó trao cho electron một động năng bằng (hình 5.1):

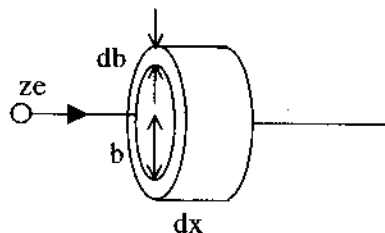
$$\Delta E = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{b^2} \quad (5.1)$$

Để xem xét hiệu ứng của tất cả các electron với cùng một tham số ngắm b , ta vẽ xung quanh quỹ đạo hạt vào một lớp hình trụ dài dx với bán kính b , bề dày db . Thể tích yếu tố này bằng $V = 2\pi b db dx$. 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 vào sẽ mất một năng lượng để truyền cho các electron trong yếu tố lớp hình trụ:

$$dE = \Delta E V n_e = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{db}{b} dx \quad (5.2)$$



Hình 5.1. Tán xạ của hạt tích điện lên hạt electron.



Hình 5.2. Tán xạ của hạt tích điện lên các hạt electron trong lớp hình trụ.

Độ mất năng lượng của hạt vào trên một đơn vị đường đi, gọi là *độ mất năng lượng riêng*, là:

$$\frac{dE}{dx}(b) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{db}{b} \quad (5.3)$$

Mật độ electron trong môi trường n_e được tính theo công thức sau:

$$n_e = \rho \frac{N_A}{A} Z \text{ electron/cm}^3 = \rho \frac{N_A}{A} Z \cdot 10^6 \text{ electron/m}^3 \quad (5.4)$$

Trong đó $\rho(\text{g/cm}^3)$, $A(\text{g/mole})$ và Z là mật độ, phân tử khối và số điện tích phân tử của môi trường, $N_A = 6,03 \cdot 10^{23}$ phân tử/mole là số Avogadro.

Độ mất năng lượng riêng tổng cộng nhận được khi tích phân biểu thức (5.3) theo tất cả các giá trị khả dĩ của tham số ngấm b , tức là từ 0 đến ∞ . Tuy nhiên sẽ gặp khó khăn khi thực hiện tích phân này tại giới hạn dưới $b = 0$ do b nằm dưới mẫu số của biểu thức (5.3) còn tại giới hạn trên $b = \infty$ do tích phân bị phân kì. Do đó thay cho các giới hạn này ta lấy các giới hạn hữu hạn là $b_{\min}$ và $b_{\max}$. Khi đó:

$$\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{dE}{dx}(b) db = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (5.5)$$

Xác định đại lượng $b_{\min}$ 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 $\Delta E_{\max} = 2m_e v^2$. Đồng nhất công thức này với công thức (5.1) đối với $\Delta E_{\max}$, trong đó thay b bằng $b_{\min}$ ta được:

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{m_e v^2} \quad (5.6)$$

Để xác định $b_{\max}$ ta 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

$$I = 13,5Z \quad (5.7)$$

Trong đó I đo trong đơn vị eV, Z là số điện tích của nguyên tử. $b_{\max}$ tính theo công thức sau:

$$b_{\max} = \frac{v}{I} \quad (5.8)$$

Ngoài ra để tính $\frac{b_{\max}}{b_{\min}}$ cần đưa vào hiệu ứng tương đối, khi đó năng lượng truyền cực đại trở thành $\Delta E_{\max} = 2m_e v^2 / (1 - \beta^2)$, thông số ngấm cực đại trở thành $b_{\max} = \frac{v}{I\sqrt{1-\beta^2}}$, trong đó $\beta = v/c$, cần kể đến sự mất năng lượng do hiệu ứng Cherenkov, ...

Nhận xét rằng công thức (5.4) chỉ đúng khi sự tương tác của hạt vào với hạt electron nào đó không phụ thuộc vào sự có mặt của các electron khác trong môi trường. Trong thực tế, điều đó không đúng và do đó ta phải đưa vào 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:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right] \quad (5.9)$$

Trong đó ký hiệu $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}$ biểu thị độ mất năng lượng (dấu âm) do

ion hoá, đơn vị đo erg/cm. Để tính $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}$ trong hệ đơn vị SI thì phải nhân

biểu thức (5.9) với hằng số điện k = 9.10⁹ N.m²/C². Các số hạng δ và U tính đến hiệu ứng mật độ và năng lượng liên kết của các electron lớp K và L.

Trong trường hợp đơn giản, không tính đến các hiệu chỉnh này, người ta thường dùng công thức:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (5.10)$$

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 như sau:

$$\frac{dE}{dx} \sim z^2 n_e f(v) \quad (5.11)$$

Từ công thức (5.11) có thể rút ra một số nhận xét sau đây:

– Hai hạt với 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:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,v=v_0} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{d,v=v_0} \quad (5.12)$$

Do vận tốc liên hệ với năng lượng trong trường hợp không tương đối theo biểu thức $v^2 = \frac{2E}{m}$ nên công thức (5.12) có thể viết lại như sau:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,E=E_0} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{d,E=\frac{E_0}{2}} \quad (5.13)$$

– 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 một hệ số $(z_1/z_2)^2 = (2/1)^2 = 4$.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\alpha,v=v_0} = 4 \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,v=v_0} \quad (5.14)$$

$$\text{hay} \quad \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\alpha, E=E_0} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{p, E=\frac{E_0}{4}} \quad (5.15)$$

– Đối với các môi trường khác nhau $\frac{dE}{dx}$ tỉ lệ thuận với mật độ

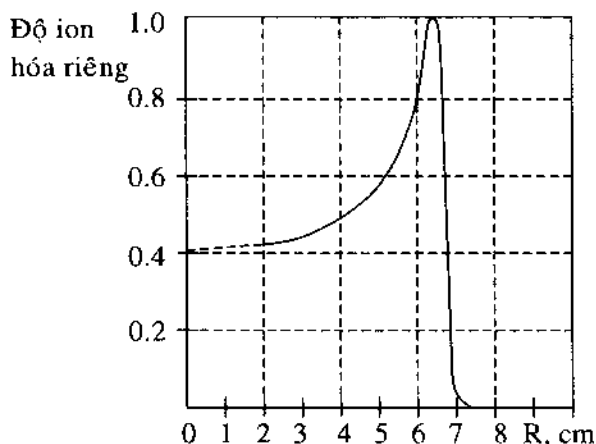
electron $n_e = n_{nuc}Z$, trong đó n_{nuc} là mật độ các hạt nhân trong môi trường và Z là điện tích của hạt nhân. Hơn nữa $n_{nuc} \approx \text{const}$ đối với tất cả các môi trường, do đó $\frac{dE}{dx}$ tỉ lệ thuận với điện tích Z . Vậy ta có:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{Z_1, v=v_0} = \frac{Z_1}{Z_2} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{Z_2, v=v_0} \quad (5.16)$$

Chẳng hạn tỉ số $\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{82}{6} \approx 14$ đối với hai môi trường chì và carbon

khi 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 của mình. *Độ ion hóa riêng* là số cặp ion tạo ra trên một quãng đường đi đơn vị của hạt tích điện. Ta hãy xét hạt alpha làm ví dụ. Do hạt alpha có điện tích $+2e$ và khối lượng rất lớn, dẫn tới vận tốc của nó tương đối thấp, nên độ ion hóa riêng của nó rất cao, vào khoảng hàng chục nghìn 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 tăng nhanh và sau đó giảm đến 0 khi hạt alpha dừng chuyển động. Điều này được minh họa trên đường cong Bragg, hình 5.3.



Hình 5.3. 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_i để đánh bật một electron quỹ đạo ra ngoài. Động năng E_c của electron bị bắn ra liên hệ với thế ion hóa I của nguyên tử và độ mất năng lượng E_i như sau:

$$E_c = E_i - I \quad (5.17)$$

Trong nhiều trường hợp electron bắn ra có động năng đủ lớn để có thể ion hóa nguyên tử tiếp theo, đó là electron thứ cấp và được gọi là *delta electron*. Delta electron ban đầu với động năng cỡ 1000 eV có thể tạo nên một chuỗi các delta electron thứ cấp và một chuỗi các cặp ion.

5.1.2. Quãng chạy của hạt tích điện trong vật chất

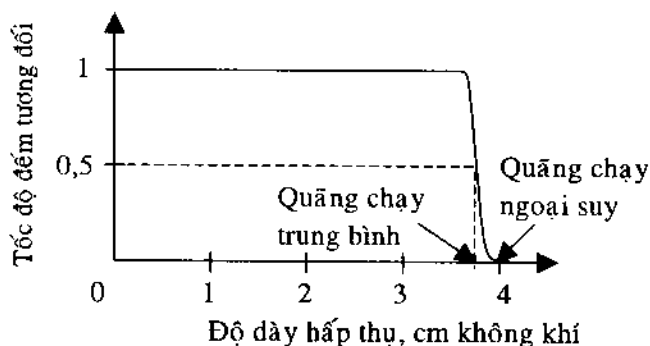
Đối với hạt vào với điện tích ze đi qua một môi trường cho trước thì độ mất năng lượng riêng $\frac{dE}{dx}$ là hàm chỉ của vận tốc hay động năng E :

$$\frac{dE}{dx} = f(E) \quad (5.18)$$

Tích phân biểu thức này theo E từ 0 đến năng lượng của hạt vào E_0 , ta được quãng chạy toàn phần của hạt tích điện:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)} = \frac{m}{z^2} \Phi(v) \quad (5.19)$$

Hạt alpha có khả năng đâm xuyên thấp nhất trong số các bức xạ ion hóa. Trong không khí, ngay cả hạt alpha có năng lượng cao nhất do các nguồn phóng xạ phóng ra cũng chỉ đi được một vài centimet, còn trong các môi trường rắn hay lỏng, quãng chạy của nó có kích thước 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 trên hình 5.4.



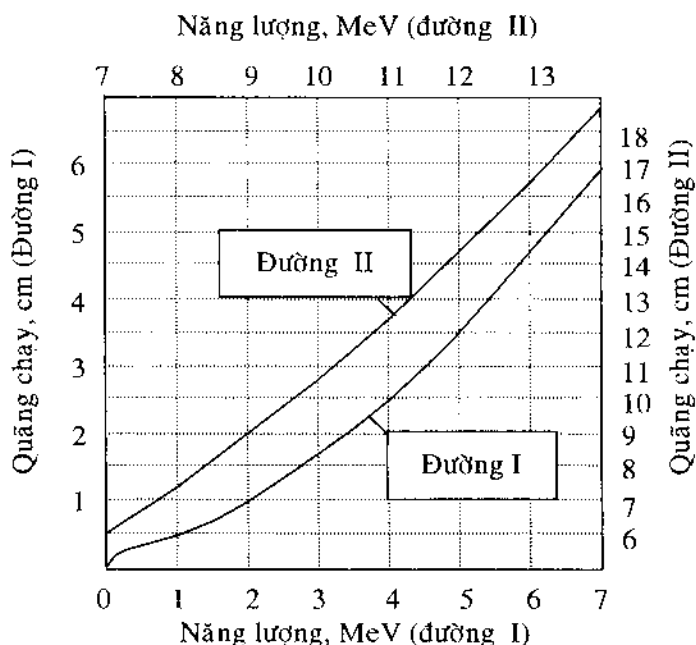
Hình 5.4. Đường cong hấp thụ của hạt alpha.

Trên hình 5.4, đường cong hấp thụ của hạt alpha có dạng phẳng vì nó là hạt đơn năng lượng. 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 R_{kk} (cm) của hạt alpha động năng E (MeV) trong không khí ở 0°C và áp suất 760 mm thủy ngân được biểu diễn một cách gần đúng như sau:

$$R_{kk} = 0,318 E^{3/2} \text{ đối với } 3 < R_{kk} < 7 \text{ cm} \quad (5.20)$$

Sự phụ thuộc quãng chạy-năng lượng của hạt alpha trong không khí được minh họa trên hình 5.5.



Hình 5.5. Sự phụ thuộc quãng chạy – năng lượng của hạt alpha trong không khí.

Đối với môi trường bất kỳ với khối lượng hạt nhân A thì quãng chạy của hạt alpha được tính theo công thức:

$$R = 0,56 R_{kk} A^{1/3} \quad (5.21)$$

Trong đó R đo trong đơn vị mg/cm^2 , R_{kk} là quãng chạy của hạt alpha với cùng năng lượng trong không khí, đơn vị đo cm.

Theo công thức (5.19) nếu hai hạt bay với cùng một vận tốc và qua cùng một môi trường vật chất thì tỉ số quãng chạy của chúng là:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{z_1^2} ; \frac{m_2}{z_2^2} \quad (5.22)$$

Khi hai hạt này có cùng vận tốc thì năng lượng của chúng tỉ lệ với khối lượng:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m_1}{m_2} \quad (5.23)$$

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:

$$E_p = \alpha R_p^n \quad (5.24)$$

Trong đó E tính theo đơn vị MeV còn R_p theo đơn vị μm , $\alpha \approx 0,25$, $n \approx 0,58$. Từ các công thức (5.22), (5.23) và (5.24) ta được công thức liên hệ giữa động năng E và quãng chạy R của một hạt tích điện ze, khối lượng m trong nhũ tương ảnh như sau:

$$E = \alpha \left(\frac{m}{m_p} \right)^{1-n} z^{2n} R^n \quad (5.25)$$

5.2. SỰ TRUYỀN HẠT ELECTRON QUA VẬT CHẤT

5.2.1. Độ mất năng lượng riêng của hạt electron

Đối với các hạt nhẹ tích điện ta chỉ xem xét hạt electron vì hạt positron ít được khảo sát trong thực tế. Sự truyền qua vật chất của hạt electron khác với các hạt nặng tích điện là do khối lượng của nó rất bé. Khối lượng electron bay vào bé nên độ thay đổi động năng trong một lượt va chạm khá lớn. Điều đó dẫn tới các kết quả như sau. Thứ nhất, hạt electron vào bay ra lệch đáng kể khỏi phương bay ban đầu của nó. Thứ hai, trong các va chạm có thể sinh các bức xạ điện từ. Như vậy quỹ đạo của hạt electron không phải là đường thẳng và nó mất nhiều năng lượng để sinh bức xạ điện từ. Ngoài ra khi hạt electron vào va chạm với electron quỹ đạo của nguyên tử môi trường xuất hiện hiệu ứng trao đổi do không phân biệt được hai hạt 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 đến sự truyền positron qua vật chất.

Cơ chế mất năng lượng đối với electron cũng giống như các hạt nặng tích điện khác. Tuy nhiên đối với electron, các đại lượng $b_{\min}$ và $b_{\max}$ trong công thức (5.5) có giá trị khác so với hạt nặng tích điện do khối lượng bé của electron và do hiệu ứng trao đổi. Khi đó độ mất năng lượng riêng của electron được xác định bằng công thức:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}^{(e)} = \frac{4\pi n_e e^4}{m_e v^2} \times \left[\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 - \delta \right] \quad (5.26)$$

Ở đây E là động năng tương đối của electron:

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_e c^2 \quad (5.27)$$

Trong trường hợp không tương đối $\beta \ll 1$ thì công thức (5.26) trở thành:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}^{(e)} = \frac{4\pi n_e e^4}{m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{2I} \quad (5.28)$$

Trong trường hợp siêu tương đối $E \gg mc^2$ ta có:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}^{(e)} = \frac{2\pi n_e e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right] \quad (5.29)$$

Khác với các hạt nặng tích điện, đối với electron cả hai giới hạn này đều quan trọng vì $m_e c^2 = 0,5 \text{ MeV}$, 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 hạt electron có khối lượng bằng khối lượng electron trong nguyên tử nên va chạm giữa chúng làm hạt electron chuyển động lệch khỏi hướng ban đầu. Do đó hạt electron chuyển động theo đường cong khúc khuỷu 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 tạo nên do quá trình ion hóa sơ cấp của hạt electron ban đầu lẫn quá trình ion hóa thứ cấp do các hạt delta electron. Quỹ đạo chuyển động đó có thể ghi nhận bằng nhũ tương ảnh hay buồng bọt.

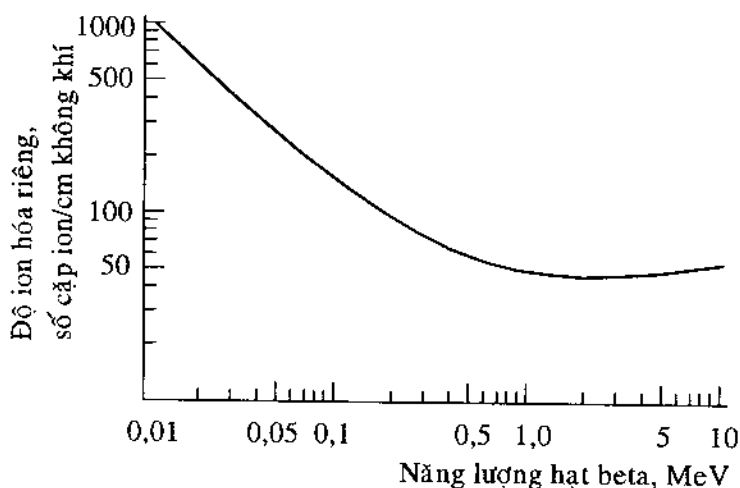
5.2.2. Độ ion hóa riêng

Do hạt 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 là số cặp ion tạo ra trên một quãng đường đi đơn vị của hạt electron. Độ ion hóa riêng khá cao đối với các hạt electron năng lượng thấp, giảm dần khi tăng năng lượng hạt electron, đạt cực tiểu ở năng lượng khoảng 1 MeV, rồi sau đó tăng chậm (hình 5.6).

Nếu biết trước độ mất năng lượng trung bình w sinh cặp ion, thì độ ion hóa riêng s được tính theo công thức sau:

$$s = \frac{\frac{dE}{dx} \left(\frac{\text{eV}}{\text{cm}} \right)}{w \left(\frac{\text{eV}}{\text{c.i.}} \right)} \quad (5.30)$$

Trong đó c.i. là cặp ion.



Hình 5.6. Độ ion hóa riêng đối với không khí phụ thuộc vào năng lượng hạt electron.

5.2.3. Bức xạ hãm

Khi hạt electron đi đến gần hạt nhân, lực hút Coulomb mạnh làm nó thay đổi đột ngột hướng bay ban đầu, tức là chuyển động có gia tốc, và mất năng lượng dưới dạng bức xạ điện từ, gọi là bức xạ hãm, hay Bremsstrahlung. Năng lượng bức xạ hãm phân bố liên tục từ 0 đến giá trị cực đại E_0 của động năng hạt electron vào. Sự mất năng lượng của hạt

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, đối với hạt có gia tốc $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ trong trường hợp không tương đối và không lượng tử hóa bằng:

$$W = \frac{3}{2} \frac{e^2 z^2}{c^3} |\vec{a}|^2 \quad (5.31)$$

Thay $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$ ta được cường độ bức xạ hãm khi tương tác Coulomb

của hạt với tâm điện tích tỉ lệ nghịch với bình phương khối lượng hạt và tỉ 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 hạt 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 $\left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 \approx 3 \cdot 10^6$ lần nhỏ hơn đối với electron. Ngoài ra sự

mất năng lượng do bức xạ đối với hạt electron chủ yếu do tương tác với hạt nhân chứ không phải do tương tác với electron quỹ đạo. Thật vậy cường độ bức xạ hãm của hạt electron với hạt nhân Z^2 lần lớn hơn so với tương tác với electron trong lúc số electron quỹ đạo chỉ Z lần lớn hơn hạt nhân.

Việc tính đến hiệu ứng tương đối và lượng tử hóa 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 là khi $E \ll m_e c^2$:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}^{(e)} = \frac{16}{3} nE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \quad (5.32)$$

Trong đó

$$n = \rho(g/cm^3) \frac{N_A}{A} \quad (5.33)$$

là mật độ nguyên tử của môi trường, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ phân tử/mole, A và Z là số khối lượng và số nguyên tử của hạt nhân môi trường.

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (5.34)$$

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 màn của các electron đối với hạt nhân:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}^{(e)} = nE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (5.35)$$

hoặc đối với trường hợp $E \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ và tính đến hiệu ứng che màn hoàn toàn của các electron đối với hạt nhân:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}^{(e)} = nE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right) \quad (5.36)$$

Theo các công thức (5.32), (5.35) và (5.36), độ mất năng lượng do bức xạ, nếu bỏ qua sự phụ thuộc lôgarit, tỉ lệ với bình phương điện tích Z của hạt nhân môi trường, mật độ nguyên tử n và động năng E của electron:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}^{(e)} \sim Z^2 n E \quad (5.37)$$

Ta hãy viết lại dưới dạng đơn giản công thức (5.26) đối với độ mất năng lượng riêng do ion hóa:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}^{(e)} \sim n_c - nZ \quad (5.38)$$

So sánh hai công thức (5.37) và (5.38) với nhau ta được:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{rad}}}{(dE/dx)_{\text{ion}}} \sim EZ \quad (5.39)$$

Nếu E tính theo đơn vị MeV thì tỉ số giữa độ mất năng lượng riêng do bức xạ và độ mất năng lượng riêng do ion hóa bằng:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{rad}}}{(dE/dx)_{\text{ion}}} \approx \frac{EZ}{800} \quad (5.40)$$

Công thức (5.40) 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 $E \approx 10$ MeV. Giá trị năng lượng 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*. Từ công thức (5.40) suy ra rằng năng lượng tới hạn $E_{cr} \approx \frac{800}{Z}$ MeV. Trong miền năng

lượng trên năng lượng tới hạn thì độ mất năng lượng do bức xạ đóng vai trò chủ yếu. Khi đó năng lượng electron giảm theo hàm số mũ khi đi xuyên qua vật chất:

$$E = E_0 e^{-x/\ell_{\text{rad}}} \quad (5.41)$$

Trong đó ℓ_{rad} gọi là độ dài bức xạ. Trên bảng 5.1 trình bày độ dài bức xạ ℓ_{rad} và năng lượng tới hạn E_{cr} đối với một số chất. Độ mất năng lượng lớn

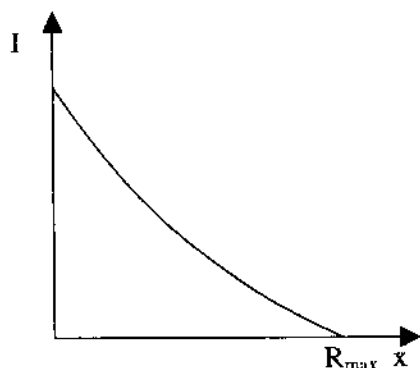
do bức xạ của electron năng lượng cao được sử dụng để tạo nên chùm lượng tử γ trong các máy gia tốc electron.

Bảng 5.1. Độ dài bức xạ và năng lượng tới hạn đối với một số chất.

Chất	Độ dài bức xạ ℓ_{rad} (g/cm ²)	E_{cr} (MeV)	Chất	Độ dài bức xạ ℓ_{rad} (g/cm ²)	E_{cr} (MeV)
H	63,1	340	Al	24,0	27
He	94,3	220	Fe	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Không khí	36,2	83	Pb	6,4	6,9

5.2.4. Quãng chạy của hạt electron trong vật chất

Với năng lượng hạt electron không lớn, nghĩa là trong miền mà độ mất năng lượng chủ yếu do ion hóa, thì đường đi của hạt electron không phải là đường thẳng do khối lượng của nó bằng khối lượng electron trong nguyên tử. Do đó khái niệm về quãng chạy trong trường hợp này không được xác định đơn trị. Điều đó được minh họa trên hình 5.7 về sự phụ thuộc cường độ electron theo bề dày lớp vật chất khi nó truyền qua môi trường vật chất này.



Hình 5.7. Sự phụ thuộc cường độ electron vào bề dày lớp vật chất.

Sự phụ thuộc cường độ electron I theo bề dày x lớp vật chất được mô tả theo hàm số:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (5.42)$$

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 hạt electron như sau:

$$\frac{\mu}{\rho} = 22 E_{\max}^{-4/3} \text{ (g/cm}^2\text{)} \text{ đối với } 0,5 < E_{\max} < 6 \text{ MeV} \quad (5.43)$$

Trên hình 5.7, số electron giảm đơn điệu theo bề dày và đạt đến 0 tại giá trị $R_{\max}$, khác với sự phụ thuộc số hạt alpha theo bề dày trên hình 5.4, ở đó số hạt alpha giữ không đổi theo bề dày và sau đó giảm đột ngột đến 0 tại quãng chạy ngoại suy. Do đó 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 hạt electron. Đây chính là quãng đường đi toàn phần của hạt electron trong vật chất. Quãng chạy trung bình là độ dày lớp vật chất mà electron truyền qua khi tính trung bình. Trong thực tế người ta thường dùng quãng chạy cực đại hơn. Việc tính toán quãng chạy cực đại gặp nhiều khó khăn nên người ta sử dụng các bảng hay các công thức bán thực nghiệm. Chẳng hạn đối với các electron năng lượng thấp $E < E_{cr}$ ta có công thức:

$$R_{\max} = 0,526E - 0,24 \quad (5.44)$$

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:

$$R(\text{g/cm}^2) = \begin{cases} 0,407 E^{1,38} & 0,15 < E < 0,8 \text{ MeV} \\ 0,542 E - 0,133 & 0,8 < E < 3 \text{ MeV} \end{cases} \quad (5.45)$$

Hình 5.8 trình bày sự phụ thuộc quãng chạy cực đại của các hạt electron vào năng lượng của chúng đối với một số chất hấp thụ thông dụng. Từ hình 5.8 ta thấy rằng quãng chạy của hạt electron với năng lượng cho trước giảm khi tăng mật độ chất hấp thụ. Ngoài quãng chạy tuyến tính tính theo centimet người ta còn dùng quãng chạy mật độ d_m , đơn vị g/cm^2 , được xác định như sau:

$$d_m (\text{g/cm}^2) = \rho (\text{g/cm}^3) \times d (\text{cm}) \quad (5.46)$$

Trong đó ρ là mật độ khối của chất hấp thụ, tính theo g/cm^3 . Hình 5.9 trình bày đường cong thể hiện sự phụ thuộc quãng chạy của hạt electron tính theo đơn vị bề dày mật độ vào năng lượng của nó. Đường cong này dùng thay cho các đường cong trên hình 5.8 khi tính quãng chạy theo đơn vị bề dày tuyến tính.

Đường cong quãng chạy – năng lượng trên hình 5.9 được biểu diễn bằng công thức sau đây:

$$R \text{ g/cm}^2 = 412.E^{1,265-0,0954 \ln E} \quad (5.47)$$

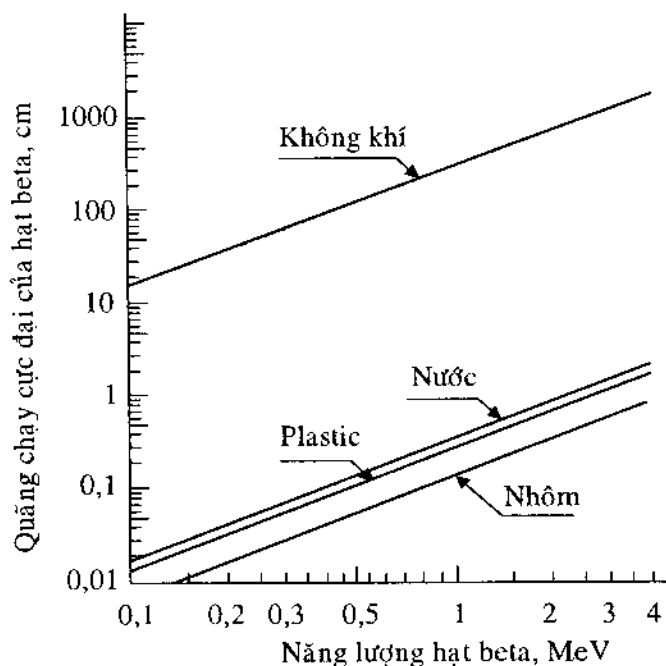
Đối với miền năng lượng electron $0,01 \leq E \leq 2,5 \text{ MeV}$

$$\ln E = 6,63 - 3,2376.(10,2146 - \ln R)^{1/2} \quad (5.48)$$

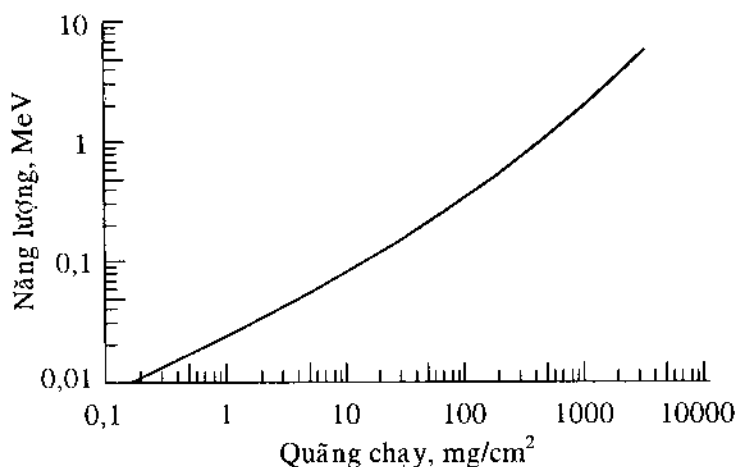
Đối với miền quãng chạy $R \leq 1200 \text{ g/cm}^2$.

$$R \text{ g/cm}^2 = 530E - 106 \quad (5.49)$$

đối với miền năng lượng electron $E > 2,5 \text{ MeV}$ và miền quãng chạy $R > 1200 \text{ (g/cm}^2\text{)}$. 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 .



Hình 5.8. Các đường cong quãng chạy cực đại – năng lượng của electron đối với một số chất hấp thụ.



Hình 5.9. Đường cong quãng chạy – năng lượng đối với hạt electron. Quãng chạy tính theo đơn vị bề dày mật độ.

5.3. SỰ TRUYỀN BỨC XẠ GAMMA QUA VẬT CHẤT

5.3.1. 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 E cao hàng chục keV đến hàng chục MeV. Khi đó bước sóng của bức xạ gamma:

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (5.50)$$

nhỏ hơn nhiều so với kích thước nguyên tử, cỡ 10^{-10} m.

Cũng giống như các hạt tích điện, bức xạ gamma bị vật chất hấp thụ do tương tác điện từ. Tuy nhiên cơ chế của quá trình hấp thụ bức xạ gamma khác với các hạt tích điện. Đó là do hai nguyên nhân. Thứ nhất, lượng tử gamma không có điện tích nên không chịu ảnh hưởng của lực Coulomb tác dụng xa. Tương tác của lượng tử gamma với electron xảy ra trong miền với bán kính cỡ 10^{-13} m, tức là 3 bậc nhỏ hơn kích thước nguyên tử. Vì vậy khi đi qua vật chất lượng tử gamma ít va chạm với các electron và hạt nhân, do đó ít lệch khỏi phương bay ban đầu của mình. Thứ hai, đặc điểm của lượng tử gamma là khối lượng nghỉ bằng không nên không có vận tốc khác với vận tốc ánh sáng. Điều này có nghĩa là lượng tử gamma không bị làm chậm trong môi trường. Nó hoặc bị hấp thụ, hoặc tán xạ và 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 quãng chạy hữu hạn trong vật chất, nghĩa là chúng có thể bị hấp thụ hoàn toàn, trong lúc đó 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 đó đối với lượng tử gamma không có khái niệm quãng chạy. 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 lôgarit, ta được đường thẳng giảm khi tăng bề dày. Trên hình 5.10 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, ta xét một chùm tia hẹp gamma đơn năng với cường độ ban đầu I_0 . Sự thay đổi cường độ khi đi qua một lớp vật liệu mỏng dx bằng:

$$dI = -\mu I dx \quad (5.51)$$

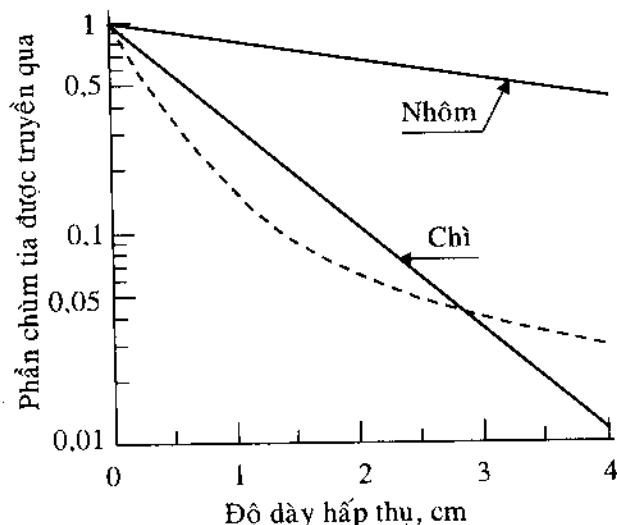
Trong đó μ là hệ số suy giảm tuyến tính. Đại lượng này có thứ nguyên $(\text{độ dày})^{-1}$ và thường tính theo cm^{-1} . Từ (5.51) có thể viết phương trình:

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx$$

Tích phân phương trình này từ 0 đến x ta được :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (5.52)$$

Công thức (5.52) mô tả sự suy giảm theo hàm số mũ của cường độ chùm gamma hẹp và đơn năng như đã nhận được bằng thực nghiệm trên hình 5.10.



Hình 5.10. Sự suy giảm chùm tia hẹp gamma theo bề dày vật liệu.

Các đường liền: Chùm gamma đơn năng lượng 0,661 MeV.

Đường gạch nối: Chùm gamma đa năng lượng.

Hệ số suy giảm tuyến tính μ phụ thuộc vào năng lượng của bức xạ gamma và mật độ vật liệu môi trường. Bảng 5.2 trình bày hệ số μ của một số vật liệu che chắn thông dụng đối với các giá trị năng lượng gamma từ 0,1 MeV đến 10 MeV.

Bảng 5.2. Hệ số suy giảm tuyến tính μ , cm^{-1} .

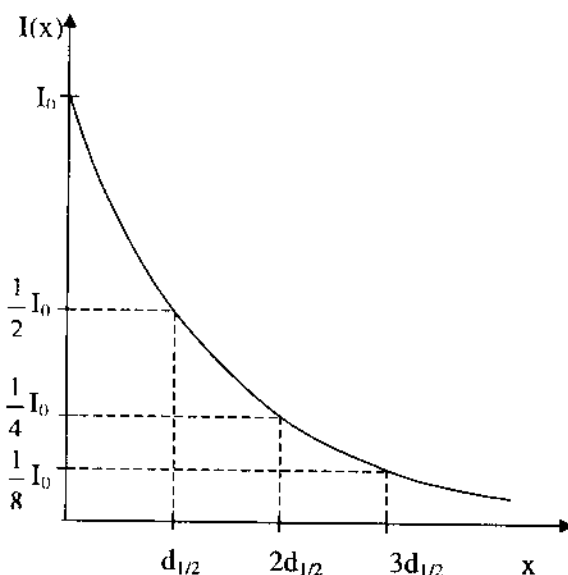
Vật liệu	Mật độ $\rho(\text{g/cm}^3)$	Năng lượng bức xạ gamma MeV						
		0,1	0,15	0,2	0,3	0,5	0,8	1,0
C	2,25	0,335	0,301	0,274	0,238	0,196	0,159	0,143
Al	2,7	0,435	0,362	0,324	0,278	0,227	0,185	0,166
Fe	7,9	2,720	1,445	1,090	0,858	0,655	0,525	0,470
Cu	8,9	3,80	1,83	1,309	0,960	0,730	0,561	0,520
Pb	11,3	59,7	20,8	10,15	4,02	1,64	0,945	0,771
Không khí	1,29. 10^{-3}	1,95. 10^{-4}	1,73. 10^{-4}	1,59. 10^{-4}	1,37. 10^{-4}	1,12. 10^{-4}	9,12. 10^{-5}	8,45. 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

Vật liệu	Mật độ $\rho(\text{g/cm}^3)$	Năng lượng bức xạ gamma MeV					
		1,5	2	3	5	8	10
C	2,25	0,117	0,100	0,080	0,061	0,048	0,044
Al	2,7	0,135	0,117	0,096	0,076	0,065	0,062
Fe	7,9	0,383	0,355	0,285	0,247	0,233	0,232
Cu	8,9	0,424	0,372	0,318	0,281	0,270	0,271
Pb	11,3	0,579	0,516	0,476	0,482	0,518	0,552
Không khí	1,29. 10^{-3}	6,67. 10^{-5}	5,75. 10^{-5}	4,69. 10^{-5}	3,54. 10^{-5}	2,84. 10^{-5}	2,61. 10^{-5}
H ₂ O	1	0,056	0,049	0,040	0,030	0,024	0,022
Bê tông	2,35	0,122	0,105	0,085	0,067	0,057	0,054

Độ dày giảm một nửa $d_{1/2}$ là độ dày vật chất mà chùm tia đi qua bị suy giảm cường độ hai lần, nghĩa 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:

$$d_{1/2} = \frac{0,693}{\mu} \quad (5.53)$$

Khi sử dụng độ dày giảm một nửa $d_{1/2}$ thì đồ thị suy giảm cường độ theo độ dày x cũng giống như đồ thị minh họa quy luật phân rã phóng xạ, trong đó trục tung là $I(x)$ thay cho $N(t)$, trục hoành là x thay cho t , còn đại lượng $d_{1/2}$ thay cho đại lượng $T_{1/2}$ (hình 5.11).



Hình 5.11. Sự suy giảm cường độ chùm tia gamma theo độ dày giảm một nửa $d_{1/2}$.

Ngoài hệ số suy giảm tuyến tính μ người ta còn sử dụng *hệ số suy giảm khối* μ_m , tính theo đơn vị $(\text{g}/\text{cm}^2)^{-1}$, được xác định như sau:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (5.54)$$

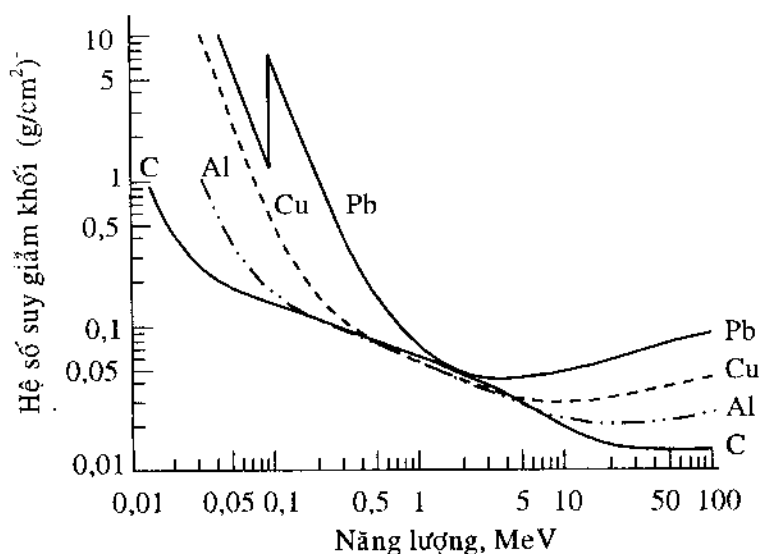
Trong đó ρ có thứ nguyên g/cm^3 là mật độ vật chất môi trường.

Hình 5.12 trình bày sự phụ thuộc của hệ số suy giảm khối vào năng lượng tia gamma đối với một số vật liệu che chắn thông dụng.

Trong một số trường hợp còn dùng *hệ số suy giảm nguyên tử* μ_{nt} là phần tia gamma bị một nguyên tử làm suy giảm. Hệ số μ_{nt} được xác định như sau:

$$\mu_{nt} \text{ cm}^2 = \frac{\mu \text{ cm}^{-1}}{N \text{ nguyên tử}/\text{cm}^3} \quad (5.55)$$

Trong đó N là số nguyên tử trong 1 cm^3 . Chú ý rằng μ_{nt} được tính theo cm^2 hay barn với $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.



Hình 5.12. Hệ số suy giảm khối phụ thuộc vào năng lượng tia gamma đối với một số vật liệu che chắn thông dụng.

Hệ số hấp thụ nguyên tử định nghĩa theo biểu thức (5.55) được gọi là tiết diện vi mô và ký hiệu là σ , như đã trình bày trong chương 3, còn hệ số hấp thụ tuyến tính μ được gọi là tiết diện vĩ mô và ký hiệu là Σ . Với các ký hiệu mới này thì công thức (5.55) được viết thành:

$$\Sigma \text{ cm}^{-1} = \sigma \frac{\text{cm}^2}{\text{nguyên tử}} \times N \frac{\text{nguyên tử}}{\text{cm}^3} \quad (5.56)$$

Sử dụng tiết diện vi mô có thể tính được hệ số suy giảm của hợp kim hay một hỗn hợp chứa một vài nguyên tố khác nhau.

5.3.2. Các cơ chế tương tác của tia gamma với vật chất

Tương tác của lượng tử gamma với vật chất *không gây hiện tượng ion hóa trực tiếp như hạt tích điện*. Tuy nhiên, khi gamma tương tác với nguyên tử, nó làm bứt electron quỹ đạo ra khỏi nguyên tử hay sinh ra các cặp electron – positron, rồi các electron này gây ion hóa môi trường. Có ba dạng tương tác cơ bản của gamma với nguyên tử là hiệu ứng quang điện, tán xạ Compton và hiệu ứng tạo cặp.

5.3.2.1. Hiệu ứng quang điện

Khi lượng tử gamma va chạm với electron quỹ đạo của nguyên tử, gamma biến mất và năng lượng gamma được truyền toàn bộ cho electron quỹ đạo để nó bay ra khỏi nguyên tử. Electron này được gọi là *quang electron*. Quang electron nhận được động năng E_c , bằng hiệu số giữa năng lượng gamma vào E và năng lượng liên kết ϵ_{lk} của electron trên lớp vỏ trước khi bị bứt ra (hình 5.13a).

$$E_c = E - \epsilon_{lk} \quad (5.57)$$

Trong đó $\epsilon_{lk} = \epsilon_K$ đối với electron lớp K, $\epsilon_{lk} = \epsilon_L$ đối với electron lớp L, $\epsilon_{lk} = \epsilon_M$ đối với electron lớp M và $\epsilon_K > \epsilon_L > \epsilon_M$. Theo công thức (5.57) năng lượng của lượng tử gamma vào ít nhất phải bằng năng lượng liên kết của electron thì hiệu ứng quang điện mới xảy ra. Nếu $E < \epsilon_K$ thì hiệu ứng quang điện chỉ xảy ra với các lớp L, M, ... Nếu $E < \epsilon_L$ thì hiệu ứng quang điện chỉ xảy ra với các lớp M, ...

Hiệu ứng quang điện không xảy ra đối với electron tự do vì không bảo đảm quy luật bảo toàn năng lượng và động lượng. Thật vậy, giả sử hiệu ứng quang điện xảy ra với electron tự do thì các quy luật bảo toàn năng lượng và động lượng dẫn tới các hệ thức sau:

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (5.58)$$

$$\frac{E}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (5.59)$$

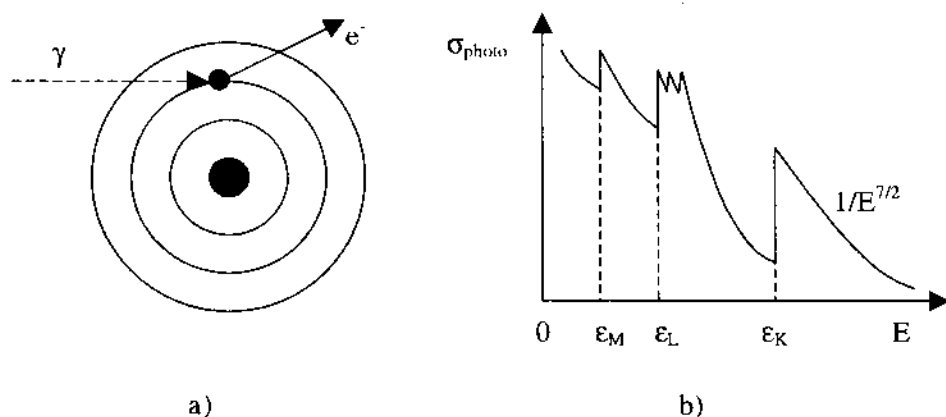
Từ hệ hai phương trình này ta được:

$$\frac{E}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ hay } (1-\beta)^2 = 1-\beta^2 \quad (5.60)$$

Phương trình này cho hai nghiệm $\beta = 0$ và $\beta = 1$. Giá trị $\beta = 0$ cho nghiệm tầm thường $E_c = 0$ còn giá trị $\beta = 1$ không có ý nghĩa vì electron có khối lượng khác không. Như vậy muốn có hiệu ứng quang điện thì electron phải liên kết trong nguyên tử. Hơn nữa muốn hiệu ứng xảy ra, năng lượng tia gamma phải lớn hơn năng lượng liên kết của electron để thỏa mãn biểu thức (5.57) nhưng không được lớn quá vì khi đó nó coi electron gần như tự do. Nhận xét này được thể hiện trên hình 5.13b mô tả sự phụ thuộc tiết diện hiệu ứng quang điện vào năng lượng gamma. Ở miền năng lượng gamma lớn thì tiết diện rất bé vì khi đó gamma coi electron liên kết rất yếu. Khi giảm năng lượng gamma, tức là tăng tỉ số $\frac{\epsilon_K}{E}$, tiết diện tăng theo quy luật $\frac{1}{E}$. Khi

E tiến dần đến ϵ_K , tiết diện tăng theo hàm $\frac{1}{E^{7/2}}$ và tăng cho đến khi $E = \epsilon_K$.

Khi năng lượng gamma vừa giảm xuống dưới giá trị ϵ_K thì hiệu ứng quang điện không thể xảy ra với electron lớp K nữa nên tiết diện giảm đột ngột. Tiếp tục giảm năng lượng gamma, tiết diện tăng trở lại do hiệu ứng quang điện đối với electron lớp L. Nó đạt giá trị lớn tại $E = \epsilon_L$ rồi lại giảm đột ngột khi E giảm xuống thấp hơn ϵ_L . Sau đó hiệu ứng quang điện xảy ra đối với electron lớp M, ...



Hình 5.13. a. Hiệu ứng quang điện;

b. Tiết diện hiệu ứng quang điện phụ thuộc năng lượng gamma E .

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 :

$$\sigma_{\text{photo}} \sim \frac{Z^5}{E^{7/2}} \text{ khi } E \geq \epsilon_K \text{ và } \sigma_{\text{photo}} \sim \frac{Z^5}{E} \text{ khi } E \gg \epsilon_K \quad (5.61)$$

Tiết diện của hiệu ứng quang điện đối với electron lớp K được tính theo các công thức sau:

$$(\sigma_{\text{photo}})_K = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left(\frac{13,61}{E} \right)^{7/2} \text{ đối với } E \text{ bé} \quad (5.62)$$

$$(\sigma_{\text{photo}})_K = 1,34 \cdot 10^{-33} \frac{Z^5}{E} \text{ đối với } E \gg m_e c^2 \quad (5.63)$$

Trong đó σ tính theo đơn vị cm^2 , E theo đơn vị eV trong công thức (5.62) và MeV trong công thức (5.63).

Sự đóng góp của hiệu ứng quang điện đối với các lớp L, M, ... bé so với electron lớp K. Sau đây là tỉ số tiết diện hiệu ứng quang điện đối với các electron lớp L, M so với electron lớp K:

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5} \text{ và } \frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4} \text{ hay } \frac{\sigma_M}{\sigma_K} \approx \frac{1}{20} \quad (5.64)$$

Các công thức (5.61), (5.62), (5.63) và (5.64) cho thấy hiệu ứng quang điện xảy ra chủ yếu đối với electron lớp K và với tiết diện rất lớn đối với các nguyên tử nặng (chẳng hạn chì) ngay cả ở vùng năng lượng cao, còn đối với các nguyên tử nhẹ (chẳng hạn cơ thể sinh học) hiệu ứng quang điện chỉ xuất hiện đáng kể ở vùng năng lượng thấp.

Khi electron được bứt ra từ một lớp vỏ nguyên tử, chẳng hạn từ lớp vỏ trong cùng K, thì tại đó một lỗ trống được sinh ra. Sau đó lỗ trống này được một electron từ lớp vỏ ngoài chuyển xuống chiếm đầy. Quá trình này dẫn tới bức xạ ra các tia X đặc trưng hay các electron Auger.

5.3.2.2. Hiệu ứng Compton

Khi tăng năng lượng gamma 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 không còn đáng kể và bắt đầu hiệu ứng Compton. 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 gọi là tán xạ Compton, là tán xạ đàn hồi của gamma vào với các electron chủ yếu ở quỹ đạo ngoài cùng của nguyên tử. Sau tán xạ lượng tử gamma thay đổi phương bay và bị mất một phần năng lượng còn electron được giải

phóng ra khỏi nguyên tử (hình 5.14a). Hình 5.14b minh họa quá trình tán xạ đàn hồi của lượng tử 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 gamma E' và electron E_e sau tán xạ phụ thuộc vào góc bay φ của gamma sau tán xạ:

$$E' = E \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (5.65)$$

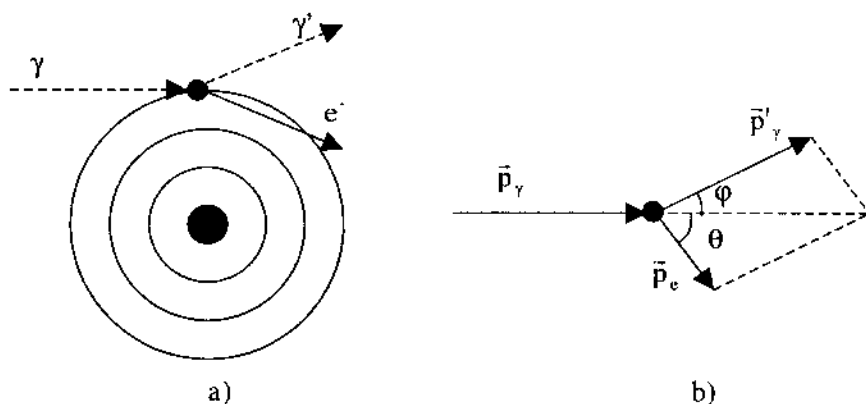
$$E_e = E \frac{\alpha(1 - \cos \varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi)} \quad (5.66)$$

Trong đó $\alpha = \frac{E}{m_e c^2}$; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg và $c = 3 \cdot 10^8$ m/sec; $m_e c^2 = 0,51$

MeV.

Góc bay θ của electron sau tán xạ liên hệ với góc φ như sau:

$$\operatorname{tg} \theta = -\frac{1}{1 - \frac{E}{E'}} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \quad (5.67)$$



Hình 5.14. a. Hiệu ứng Compton

b. Sơ đồ tán xạ gamma lên electron tự do.

Các bước sóng λ và λ' của gamma liên hệ với các giá trị năng lượng E và E' của nó như sau:

$$\lambda = \frac{hc}{E}; \lambda' = \frac{hc}{E'} \quad (5.68)$$

Theo công thức (5.65) thì $E' < E$, nghĩa là năng lượng gamma giảm sau tán xạ Compton và bước sóng của nó tăng. Gia số tăng bước sóng phụ thuộc vào góc tán xạ φ của gamma theo biểu thức:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2(\varphi/2) \quad (5.69)$$

Trong đó $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2,42 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ là bước sóng Compton, được xác

nhận bởi thực nghiệm. Do $\Delta\lambda$ chỉ phụ thuộc vào góc φ nên không phụ thuộc vào vật liệu của môi trường. Từ (5.69) thấy rằng bước sóng λ' tăng khi tăng góc tán xạ và $\Delta\lambda = 0$ 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 ngay cả với tia X năng lượng thấp. Hiệu ứng Compton chỉ đóng góp lớn đối với tia gamma sóng ngắn, hay năng lượng cao, sao cho $\Delta\lambda \approx \lambda$.

Theo công thức (5.67), 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 nó 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. Giá trị năng lượng cực đại của electron bằng:

$$(E_e)_{\max} = \frac{2E\alpha}{1+2\alpha} \quad (5.70)$$

Tiết diện vi phân của tán xạ Compton có dạng:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2[1 + \alpha(1 - \cos \varphi)]^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \varphi)^2}{(1 + \cos^2 \varphi)[1 + \alpha(1 - \cos \varphi)]} \right\} \quad (5.71)$$

Trong đó: $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$, $\alpha = \frac{E}{m_e c^2}$.

Tiết diện tán xạ Compton toàn phần nhận được bằng cách lấy tích phân biểu thức (5.71) theo tất cả các góc tán xạ:

$$\sigma_{\text{Compton}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (5.72)$$

Ta hãy xét hai trường hợp giới hạn của tiết diện tán xạ Compton (5.72):

– Khi α rất bé, tức là khi $E \ll m_e c^2$, công thức (5.72) chuyển thành:

$$\sigma_{\text{Compton}} = \sigma_{\text{Thomson}} \left(1 - 2\alpha + \frac{26}{5} \alpha^2 + \dots \right) \quad (5.73)$$

Trong đó $\sigma_{\text{Thomson}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{m_e c^2}$ là tiết diện tán xạ do Thomson tính

cho trường hợp năng lượng tia gamma rất bé. Như vậy đối với năng lượng gamma rất bé, $\alpha \ll 0,05$, tiết diện tán xạ Compton tăng tuyến tính khi giảm năng lượng và đạt giá trị giới hạn σ_{Thomson} .

– Khi α rất lớn, tức là khi $E \gg m_e c^2$, công thức (5.72) chuyển thành:

$$\sigma_{\text{Compton}} = \pi r_e^2 \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\alpha \right) \quad (5.74)$$

Công thức (5.74) cho thấy, khi năng lượng gamma rất lớn, $E \gg m_e c^2$ hay $\alpha \gg 1$, σ_{Compton} biến thiên tỉ 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:

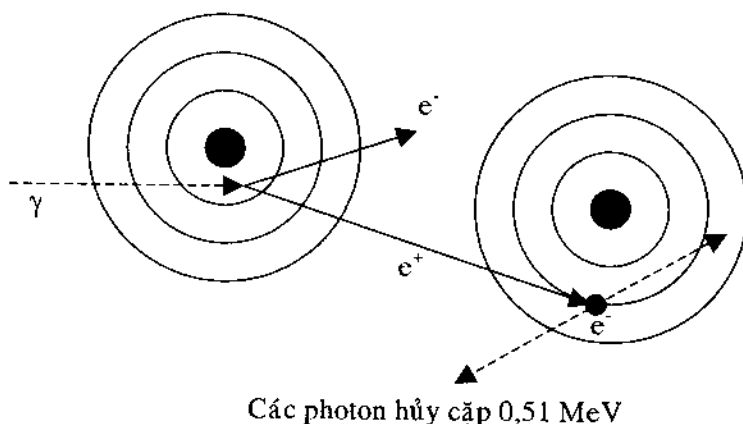
$$\sigma_{\text{Compton}} \sim \frac{Z}{E} \quad (5.75)$$

5.3.2.3. Hiệu ứng sinh cặp electron-positron

Nếu gamma vào có năng lượng lớn hơn hai lần năng lượng tĩnh electron $2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ thì khi đi qua điện trường của hạt nhân nó sinh ra một cặp electron-positron. Đó là hiệu ứng sinh cặp electron - positron (hình 5.15). 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 động lượng được bảo toàn. Quá trình tạo cặp xảy ra gần hạt nhân, do động năng chuyển động giạt lùi của hạt nhân rất bé 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 bé so với quá trình tạo cặp gần hạt nhân khoảng 1000 lần.

Như vậy hiệu ứng sinh cặp chỉ xảy ra khi năng lượng E của gamma vào lớn hơn $1,02 \text{ MeV}$. Hiệu số năng lượng $E - 2m_e c^2$ bằng tổng động năng của electron E_{e-} và positron E_{e+} bay ra. Do hai hạt này có khối lượng giống nhau nên có xác suất lớn để hai hạt có năng lượng bằng nhau $E_{e-} = E_{e+}$. 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 hòa, chúng hủy lẫn nhau, gọi là *hiện tượng hủy electron-positron*. Khi hủy electron-positron hai lượng tử gamma được sinh ra bay ngược chiều nhau, mỗi lượng tử có năng lượng $0,51 \text{ MeV}$, tức là năng lượng

tổng cộng của chúng bằng tổng khối lượng hai hạt electron và positron 1,02 MeV.



Hình 5.15. Hiệu ứng sinh cặp electron – positron.

Tiết diện hiệu ứng tạo cặp trong trường hạt nhân có dạng phức tạp. Sau đây là các biểu thức tiết diện trong vài miền năng lượng của tia gamma:

$$\sigma_{\text{pair}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (5.76)$$

đối với $m_e c^2 \ll E \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ khi không tính đến hiệu ứng màng che chắn, và

$$\sigma_{\text{pair}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right) \quad \text{đối với } E \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3} \quad (5.77)$$

khi tính đến hiệu ứng màng che chắn toàn phần.

Trong đó $137 m_e c^2 Z^{-1/3} = 30 \text{ MeV}$ 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 tỉ lệ với Z^2 và $\ln E$:

$$\sigma_{\text{pair}} \sim Z^2 \ln E \quad (5.78)$$

Theo công thức (5.78) thì tiết diện tạo cặp electron-positron gần tỉ lệ với Z^2 nên có giá trị lớn đối với chất hấp thụ với số nguyên tử lớn.

5.3.2.4. Tổng hợp các hiệu ứng khi gamma tương tác với vật chất

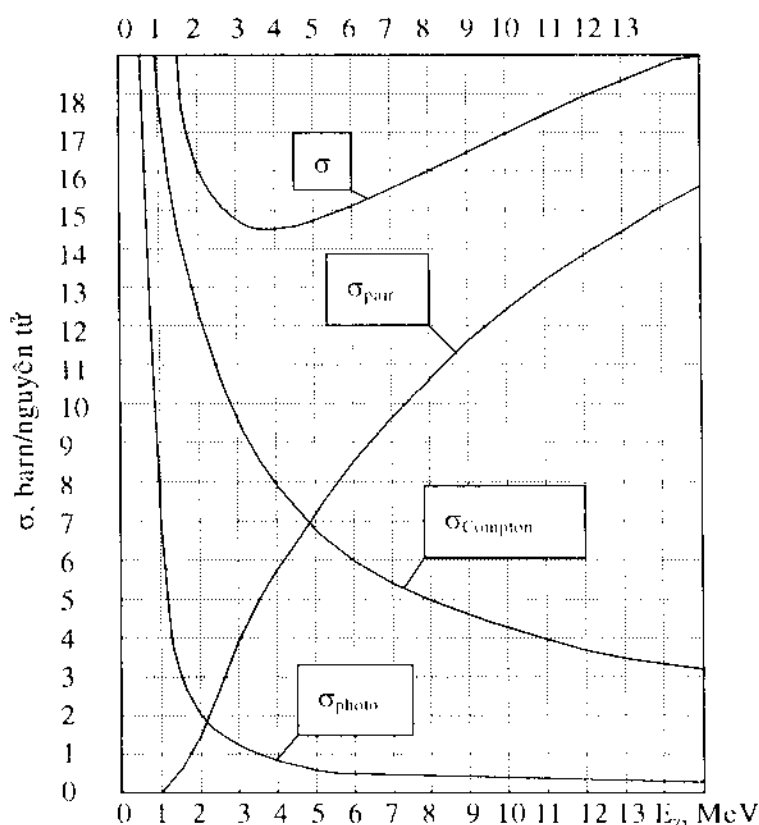
Như đã trình bày trên, khi gamma tương tác với vật chất có ba hiệu ứng chính xảy ra, đó là hiệu ứng quang điện, hiệu ứng Compton và hiệu ứng

tạo cặp electron - positron. Tiết diện vi phân tương tác tổng cộng của các quá trình này bằng :

$$\sigma = \sigma_{\text{photo}} + \sigma_{\text{compt}} + \sigma_{\text{pair}} \quad (5.79)$$

Trong đó tiết diện quá trình quang điện $\sigma_{\text{photo}} \sim \frac{Z^5}{E^{7/2}}$, tiết diện quá trình tán xạ Compton $\sigma_{\text{compt}} \sim \frac{Z}{E}$ và tiết diện quá trình tạo cặp $\sigma_{\text{pair}} \sim Z^2 \ln E$. Hình

5.16 mô tả các tiết diện tương tác của gamma với chì. Từ sự phụ thuộc các tiết diện vào năng lượng E của gamma và điện tích Z của vật chất như trên ta thấy rằng trong miền năng lượng bé hơn E_1 cơ chế cơ bản trong tương tác gamma với vật chất là hiệu ứng quang điện, trong miền năng lượng trung gian $E_1 < E < E_2$ - hiệu ứng Compton và trong miền năng lượng cao $E > E_2$ - quá trình tạo cặp electron - positron. Các giá trị năng lượng phân giới E_1 và E_2 phụ thuộc vào vật chất. Đối với nhôm thì $E_1 = 50$ KeV và $E_2 = 15$ MeV, còn đối với chì $E_1 = 500$ KeV và $E_2 = 5$ MeV.



Hình 5.16. Tiết diện tương tác của lượng tử gamma với chì.

Công thức (5.52) mô tả sự suy giảm của chùm gamma hẹp và đơn năng. Hệ số suy giảm tuyến tính μ tỉ lệ với tiết diện tương tác σ nên nó bằng tổng các hệ số suy giảm tuyến tính do các hiệu ứng quang điện μ_{photo} , hiệu ứng Compton μ_{compt} và hiệu ứng tạo cặp μ_{pair} . Hệ số suy giảm tuyến tính đối với chì lúc đầu giảm khi tăng năng lượng gamma, đạt giá trị cực tiểu ở 3,5 MeV và sau đó tăng do đóng góp của hiệu ứng tạo cặp và kéo dài cho đến cỡ 10 MeV. Nói chung đối với các hạt nhân nặng, các hiệu ứng đều đóng góp vào hệ số μ , trong đó hiệu ứng quang điện đóng vai trò quan trọng trong miền năng lượng thấp cỡ 0,2 MeV đến 2 MeV, hiệu ứng Compton từ 0,5 MeV đến 5 MeV còn hiệu ứng tạo cặp từ 5 MeV trở đi.

Đối với nhôm và các hạt nhân nhẹ, hệ số suy giảm tuyến tính kéo dài đến 10 - 15 MeV do hiệu ứng tạo cặp có ảnh hưởng chỉ trong miền năng lượng cỡ 10 MeV. Sự hấp thụ quang điện chỉ có tác dụng trong miền năng lượng cỡ 100 - 150 KeV. Do đó đối với các đồng vị phóng xạ tự nhiên và nhân tạo với năng lượng tia gamma thường vào cỡ 0,25 - 2,6 MeV, hệ số suy giảm tuyến tính chủ yếu do hiệu ứng Compton đóng góp.

5.4. SỰ TRUYỀN NEUTRON QUA VẬT CHẤT

5.4.1. Các loại tương tác của neutron với vật chất

Tuy neutron là hạt trung hòa về điện nhưng giữa neutron và electron nguyên tử có tương tác điện từ do sự tương tác giữa các momen từ của chúng. Tương tác này yếu đến mức, để đủ năng lượng ion hóa nguyên tử, vào khoảng 10 eV, nó phải xảy ra ở khoảng cách khoảng 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 thật không đáng kể so với độ mất năng lượng do neutron tương tác với hạt nhân. Chẳng hạn trong trường hợp va chạm chạm trán với proton, neutron có thể mất toàn bộ năng lượng của mình.

Sự tương tác của momen từ electron với momen từ neutron chỉ đáng kể khi các momen từ của tất cả các electron có cùng một định hướng, chẳng hạn trong sắt từ. Trong trường hợp này sự tương tác của momen từ neutron với momen từ của các electron dẫn tới hiệu ứng vĩ mô của tán xạ tổng cộng, cho phép đánh giá momen từ của neutron.

Ngoài ra, sự tồn tại momen từ của neutron có thể giải thích bằng giả thuyết cho rằng trong một phần thời gian sống của mình, neutron cấu tạo từ hai hạt với 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 momen từ nói 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. Phụ thuộc vào việc neutron có xuyên sâu vào trong hạt nhân hay không ta có thể chia tương tác của neutron với hạt nhân thành hai loại:

- Loại thứ nhất là tán xạ đàn hồi thế 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 thế rất đáng kể, khi đó neutron nhanh mất năng lượng qua một loạt các va chạm đàn hồi liên tiếp nhau với hạt nhân. Đó là quá trình làm chậm neutron, đóng vai trò quan trọng trong vật lý lò phản ứng hạt nhân. 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, ... Sau đây sẽ trình bày ngắn gọn các quá trình tương tác này.

5.4.2. Sự suy giảm chùm neutron khi đi qua vật chất

Để xem xét sự tương tác của neutron với vật chất người ta chia các neutron theo năng lượng của chúng, thành các neutron nhiệt (năng lượng neutron E_n từ 0 đến 0,5 eV), các neutron trung gian (E_n từ 0,5 eV đến 10 KeV), các neutron nhanh (E_n từ 10 KeV đến 10 MeV) và các neutron rất nhanh (E_n lớn hơn 10 MeV). Tương tác của neutron với hạt nhân phụ thuộc rất mạnh vào năng lượng của nó.

Khi chùm hẹp các hạt neutron đi qua môi trường, cũng giống như tia gamma, cường độ chùm tia cũng giảm đi theo hàm số mũ. Ở đây thay cho việc sử dụng hệ số hấp thụ tuyến tính hay hệ số hấp thụ khối người ta dùng tiết diện vĩ mô $\Sigma = \sigma N$, trong đó σ là tiết diện hấp thụ vĩ mô của môi trường còn 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 dày x liên hệ với cường độ chùm neutron I_0 trước bản hấp thụ như sau:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x} = I_0 e^{-\sigma N x} \quad (5.80)$$

5.4.3. Sự làm chậm neutron do tán xạ đàn hồi

5.4.3.1. 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 bé. Do tán xạ đàn hồi, năng lượng neutron giảm dần khi đi qua môi trường, ta gọi là neutron bị làm chậm và môi trường như vậy 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' . Theo định luật bảo toàn động năng và động lượng của quá trình tán xạ đàn hồi, ta có

$$\epsilon E \leq E' \leq E \quad (5.81)$$

Trong đó

$$\epsilon = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad (5.82)$$

Trong công thức (5.81), $E' = E$ khi neutron tán xạ về phía trước còn $E' = \epsilon E$ khi neutron tán xạ giạt lùi về phía sau, tức là va chạm chạm trán. Theo công thức (5.82) trong va chạm với hạt nhân hydrogen thì $\epsilon = 0$, do đó theo công thức (5.81) neutron truyền toàn bộ động năng của mình cho hydrogen khi va chạm chạm trán. Tuy nhiên, đối với các hạt nhân nặng hơn, do $\epsilon \neq 0$ 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 và hạt nhân oxygen thì $\epsilon = 0,778$, do đó phần động năng của neutron được truyền cho hạt nhân oxygen trong một va chạm chạm trán là:

$$\frac{E-E'}{E} = 1 - \epsilon = 1 - 0,778 = 0,222, \text{ tức là } 22,2\%.$$

Như vậy, hạt nhân với khối lượng bé làm chậm neutron có 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 lôgarit trung bình

$$\xi = \ln \frac{E}{E'} \quad (5.83)$$

Trong đó 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 được:

$$\xi = 1 + \frac{\varepsilon \ln \varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (5.84)$$

Do $\xi = \overline{\ln \frac{E}{E'}}$ nên $\frac{E'}{E} = e^{-\xi}$, hay phần năng lượng trung bình của neutron vào được truyền cho hạt nhân bia trong một va chạm là:

$$f = 1 - \frac{E'}{E} = 1 - e^{-\xi} \quad (5.85)$$

Theo công thức (5.85), đối với hydrogen thì $\xi = 1$ nên phần năng lượng trung bình của neutron nhanh truyền cho hạt nhân hydrogen trong một va chạm là $f = 63\%$, còn đối với carbon thì $\xi = 0,159$ nên $f = 14,7\%$.

Số va chạm cần thiết để làm chậm neutron từ năng lượng E_1 đến năng lượng E_2 là:

$$S(E_1, E_2) = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (5.86)$$

Như vậy số va chạm cần thiết để chuyển từ neutron nhanh có năng lượng $E_0 = 2 \text{ MeV}$ đến neutron nhiệt có năng lượng $E_T = 0,025 \text{ eV}$ là:

$$S_T = S(E_0, E_T) = \frac{18,2}{\xi} \quad (5.87)$$

Trên bảng 5.3 dẫn ra các giá trị ξ và S_T đối với một số chất làm chậm.

Bảng 5.3. Các thông số đối với một số chất làm chậm.

Chất làm chậm	Mật độ γ (g/cm^3)	N $10^{24}/\text{cm}^3$	ξ	S_T	$\sqrt{\tau(E_T)}$ (cm)	L (cm)	D (cm^2/s)
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

Từ các biểu thức (5.81), (5.87) và bảng 5.3, ta thấy rằng khi số khối lượng của các hạt nhân tăng thì ξ giảm và do đó số va chạm cần thiết để

chuyển từ neutron nhanh đến neutron nhiệt tăng. Điều này cho thấy các hạt nhân nhẹ có tác dụng làm chậm tốt hơn các hạt nhân nặng.

5.4.3.2. Độ dài làm chậm và độ dài khuếch tán neutron

a) Độ dài làm chậm

Sau một số trung bình va chạm của neutron nhanh trong môi trường như trình bày trên bảng 5.3, 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:

$$\tau(E) = - \int_{E_0}^E \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\xi} \frac{dE}{E} \approx \frac{\lambda_s \lambda_{tr}}{3\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad (5.88)$$

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 các độ dài tán xạ và độ dài dịch chuyển của neutron trong môi trường. Độ dài dịch chuyển được xác định như sau:

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos\theta} \quad (5.89)$$

$$\text{với} \quad \overline{\cos\theta} = \frac{2}{3A} \quad (5.90)$$

là trung bình cosin của 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. Bảng 5.3 trình bày độ dài làm chậm đối với một số chất làm chậm.

b) Độ dài khuếch tán

Sau khi trở thành neutron nhiệt, các neutron khuếch tán trong môi trường cho đến lúc bị hấp thụ. Độ dài khuếch tán L là quãng đường mà neutron đi được từ khi trở thành neutron nhiệt đến lúc bị hấp thụ và được xác định như sau:

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_a \lambda_{tr}}{3}} \quad (5.91)$$

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:

$$I = I_0 e^{-x/L} \quad (5.92)$$

Các neutron khuếch tán với hệ số khuếch tán D được xác định qua độ dài dịch chuyển như sau:

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (5.93)$$

Đối với một nguồn điểm S neutron nhiệt trong 1 giây đặt trong một quả cầu làm chậm bán kính R với độ dài khuếch tán L, hệ số khuếch tán D, thì mật độ thông lượng neutron nhiệt thoát khỏi bề mặt quả cầu là:

$$\Phi = \frac{Se^{-RL}}{4\pi RD} \quad (5.94)$$

Bảng 5.3 dẫn ra các giá trị độ dài khuếch tán L và hệ số khuếch tán D đối với một số môi trường làm chậm.

5.4.4. 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 một trên v như sau:

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{v} \quad (5.95)$$

Chẳng hạn đối với B^{10} , 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 (5.95) có thể viết thành:

$$\sigma = \sigma_T \frac{v_T}{v} = \sigma_T \sqrt{\frac{E_T}{E}} \quad (5.96)$$

Các phản ứng hấp thụ neutron nhiệt thường gặp như $H^1(n,\gamma)H^2$ với $\sigma_T = 0,33$ barns; $N^{14}(n,p)C^{14}$ với $\sigma_T = 1,70$ barns; $B^{10}(n,\alpha)Li^7$ với $\sigma_T = 4,01 \cdot 10^3$ barns và $Cd^{113}(n,\gamma)Cd^{114}$ với $\sigma_T = 2,1 \cdot 10^4$ barns.

5.5. BÀI TẬP

5.5.1. Các bài tập ví dụ

Ví dụ 5.1. Hãy tính độ mất năng lượng riêng do ion hóa đối với deuteron động năng 4 MeV trong khí nitơ ở các điều kiện tiêu chuẩn.

Bài giải.

Sử dụng công thức (5.10) tính độ mất năng lượng riêng do ion hóa:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = k^2 \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2\right] \quad (1)$$

Chú ý rằng công thức này khác công thức (5.10) bởi hệ số $k = 9 \cdot 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$ để tính trong hệ SI. Hơn nữa, để tính $\frac{dE}{dx}$ trong đơn vị eV/m thì thừa số e^4 được tách thành $e^2 \times e^2$, trong đó thừa số e^2 thứ nhất dùng trong công thức để tính còn thừa số e^2 thứ hai dùng cho đơn vị đo eV. Như vậy công thức (1) viết thành:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi k^2 n_e z^2 e^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad \text{eV/m} \quad (2)$$

Tính số hạng β^2 : Do trường hợp này không tương đối nên $v^2 = \frac{2E}{m_d} = \frac{2E}{m_d c^2} c^2$, hay $\beta^2 = (v/c)^2 = \frac{2E}{m_d c^2} = \frac{2 \times 4}{1875,5} = 4 \cdot 10^{-3}$, nghĩa là $\beta^2 \ll 1$

và có thể bỏ qua. Khi đó công thức (2) trở thành:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} &= \frac{4\pi k^2 n_e z^2 e^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} \right] \quad \text{eV/m} \\ &= \frac{4\pi k^2 n_e z^2 e^2}{2E} \frac{m_d}{m_e} \left\{ \ln \frac{4Em_e}{Im_d} \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

Trong đó: $k = 9 \cdot 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$; $z = 1$; $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$;

$$E = 4 \text{ MeV} = 4 \cdot 10^6 \text{ eV}$$

$$\frac{m_d}{m_e} = \frac{1875,5}{0,51} = 3677,5$$

n_e là số electron/ m^3 môi trường khí N_2 . Khi N_2 ở điều kiện chuẩn thì 1 mol có thể tích bằng 22,42 lít, do đó ta có $22,42 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$. 1 mol chứa $6,03 \cdot 10^{23}$ phân tử, do đó 1 m^3 chứa $(6,02 \cdot 10^{23}) / (22,42 \cdot 10^{-3}) = 0,2685 \cdot 10^{26}$ phân tử/ m^3 . 1 phân tử N_2 chứa 2 nguyên tử nên nó có 14 electron, vì vậy số electron trong 1 m^3 là:

$$n_e = 14 \times 0,2685 \cdot 10^{26} \text{ electron}/\text{m}^3 = 3,759 \cdot 10^{26} \text{ electron}/\text{m}^3$$

Thay số vào biểu thức dE/dx ta có:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} &= \frac{4\pi \times (9 \cdot 10^9)^2 \times 3,759 \cdot 10^{26} \times 1^2 \times (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \times 4 \cdot 10^6} \\ &\quad \times 3677,5 \times \ln \frac{4 \times 4 \cdot 10^6}{13,5 \times 7 \times 3677,5} \quad \text{eV/m} \\ &= 4,5 \cdot 10^6 \times \ln 46 \text{ eV/m} = 17 \cdot 10^6 \text{ eV/m} = 0,17 \text{ MeV/cm}. \end{aligned}$$

Ví dụ 5.2. Hãy tìm động năng của hạt α với quãng chạy trung bình trong sắt bằng 11 μm .

Bài giải.

Quãng chạy của hạt α trong không khí:

$$R_{kk}(\text{cm}) = 0,31E^{3/2}$$

Quãng chạy của hạt α trong vật chất có số khối lượng A:

$$R_A = 0,56R_{kk}(\text{cm})A^{1/3} \text{ mg/cm}^2 = 0,56 \times 0,31E^{3/2}A^{1/3} \text{ mg/cm}^2 \\ = 0,1736 E^{3/2}A^{1/3} \text{ mg/cm}^2$$

$$E^{3/2} = \frac{R_A(\text{mg/cm}^2)}{0,1736A^{1/3}} \text{ MeV}^{3/2}$$

Quãng chạy tuyến tính trong sắt là 11 μm nên quãng chạy khối trong sắt là:

$$R_A = \rho(\text{g/cm}^3) \times 11 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 7,8 \times 11 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^2 = 8,58 \text{ mg/cm}^2$$

$$E^{3/2} = \frac{8,58}{0,1736 \times 56^{1/3}} = 12,92 \text{ hay}$$

$$E = (12,92)^{2/3} \text{ MeV} = 5,5 \text{ MeV.}$$

Ví dụ 5.3. Hãy tính độ mất năng lượng riêng do bức xạ hãm của electron với động năng 20 MeV trong nhôm. Độ mất năng lượng riêng trong chì gấp bao nhiêu lần trong nhôm?

Bài giải.

Dùng công thức (5.36):

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}^{(e)} = nE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right)$$

Trong đó: $n = \rho(\text{g/cm}^3) \frac{N_A}{A}$ với $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$, $A = 27$;

$N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ phân tử/mol, $n = 6,02 \cdot 10^{22}$ phân tử/cm³;

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}; Z = 13; E = 20 \text{ MeV.}$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}^{(e)} = 6,02 \cdot 10^{22} \times 20 \times \frac{13^2 \times (2,82 \cdot 10^{-13})^2}{137} \times \left(4 \ln \frac{183}{13^{1/3}} + \frac{2}{9} \right) \\ = 0,472 \times 4,577 = 2,16 \text{ MeV/cm}$$

Tỉ số giữa độ mất năng lượng riêng trong chì và nhôm là:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{Pb}}}{(dE/dx)_{\text{Al}}} = \frac{n_{\text{Pb}} Z_{\text{Pb}}^2}{n_{\text{Al}} Z_{\text{Al}}^2} \times \frac{\ln(183/Z_{\text{Pb}}^{1/3}) + 2/9}{\ln(183/Z_{\text{Al}}^{1/3}) + 2/9} =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\rho_{\text{Pb}}}{\Lambda_{\text{Pb}}} \times \frac{A_{\text{Al}}}{\rho_{\text{Al}}} \times \frac{Z_{\text{Pb}}^2}{Z_{\text{Al}}^2} \times \frac{\ln(183/Z_{\text{Pb}}^{1/3}) + 2/9}{\ln(183/Z_{\text{Al}}^{1/3}) + 2/9} \\
&= \frac{11,3}{207} \times \frac{27}{2,7} \times \frac{82^2}{13^2} \times \frac{3,963}{4,577} = 18,7
\end{aligned}$$

Ví dụ 5.4. Hãy tính độ mất năng lượng riêng toàn phần của electron với động năng 30 MeV trong nhôm.

Bài giải.

$$\begin{aligned}
\frac{dE}{dz} &= \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \times \left[1 + \frac{(dE/dx)_{\text{ion}}}{(dE/dx)_{\text{rad}}} \right] \\
&= \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \times \left(\frac{800}{ZE} + 1 \right) \\
&= \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \times \left(1 + \frac{800}{13 \times 30} \right) = 3,051 \times \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \\
\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} &= nE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right)
\end{aligned}$$

Trong đó: $n = \rho(\text{g/cm}^3) \frac{N_A}{A}$ với $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$, $A = 27$;

$N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ phân tử/mol, $n = 6,02 \cdot 10^{22}$ phân tử/cm³;

$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$; $Z = 13$; $E = 30 \text{ MeV}$.

$$\begin{aligned}
\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} &= 6,02 \cdot 10^{22} \times 30 \times \frac{13^2 \times (2,82 \cdot 10^{-13})^2}{137} \times \left(4 \ln \frac{183}{13^{1/3}} + \frac{2}{9} \right) \\
&= 0,7087 \times 4,577 = 3,244 \text{ MeV/cm} \\
\frac{dE}{dz} &= 3,051 \times \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = 3,051 \times 3,244 \text{ MeV/cm} = 9,9 \text{ MeV/cm}
\end{aligned}$$

Ví dụ 5.5. Khi đi xuyên qua một lớp vật chất dày 0,4 cm thì năng lượng electron nhanh giảm đi 25%. Hãy tìm độ dài bức xạ của electron nếu cho biết độ mất năng lượng electron chủ yếu do bức xạ.

Bài giải.

Năng lượng electron giảm theo biểu thức:

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{\ell_{\text{rad}}}}$$

$$\text{Do đó: } \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_0 - E}{E_0} = 1 - e^{-\frac{x}{\ell_{\text{rad}}}}$$

$$\text{Vậy: } \ell_{\text{rad}} = \frac{x}{\ln\left(\frac{1}{1 - \Delta E/E_0}\right)}$$

$$\text{Thay số: } x = 0,4 \text{ cm; } \frac{\Delta E}{E_0} = 0,25 \text{ ta có } \ell_{\text{rad}} = 1,4 \text{ cm.}$$

Ví dụ 5.6. Một chùm tia hẹp γ năng lượng 0,15 MeV xuyên qua một tấm bạc dày 2 mm và bị suy giảm 4 lần. Hãy tìm tiết diện tương tác của chùm tia γ này trong bạc. Cho biết mật độ của bạc là $10,5 \text{ g/cm}^3$.

Bài giải.

Sự suy giảm cường độ chùm tia γ tuân theo công thức:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

Trong đó $\mu = n\sigma$ với $n = \rho \frac{N_A}{A}$ và σ là tiết diện tương tác.

$$\text{Do đó: } \sigma = \frac{\mu}{n} = \frac{1}{nd} \ln\left(\frac{N_0}{N}\right)$$

$$\text{Thay số: } n = 10,5 \times \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{108} = 0,585 \cdot 10^{23} \text{ hạt nhân/cm}^3;$$

$$d = 0,2 \text{ cm; } \frac{N_0}{N} = 4$$

$$\sigma = \frac{\ln 4}{0,585 \cdot 10^{23} \times 0,2} = 118 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 118 \text{ barn}$$

Bài 5.7. Hãy tìm bề dày bản chì sao cho xác suất tạo cặp electron-positron bởi lượng tử γ với năng lượng 7 MeV bằng 0,1.

Bài giải.

Tiết diện tương tác σ của γ với vật chất gồm các tiết diện do hiệu ứng quang điện σ_{photo} , tán xạ Compton σ_{Compton} và hiệu ứng tạo cặp σ_{pair} :

$$\sigma = \sigma_{\text{photo}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{pair}}$$

Phần tia γ bị hấp thụ trong bản chì dày d là $1 - e^{-\mu d}$, do đó xác suất xảy ra hiệu ứng tạo cặp electron-positron bằng:

$$\omega_{\text{pair}} = \frac{\sigma_{\text{pair}}}{\sigma} (1 - e^{-\mu d})$$

$$\text{Từ đó ta có: } d = \frac{1}{\mu} \ln \frac{1}{1 - \frac{\sigma_{\text{pair}}}{\sigma} \omega_{\text{pair}}}$$

Thay số: $\sigma = 15,5 \text{ barn} = 15,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$; $\sigma_{\text{pair}} = 9,7 \text{ barn} = 9,7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$

$$n = \frac{\rho N_A}{A} = \frac{11,3 \times 6,02 \cdot 10^{23}}{207}$$

$$\text{Do đó: } \mu = \sigma n = 0,5094 \text{ cm}^{-1}$$

$$d = \frac{1}{0,5094} \ln \frac{1}{1 - \frac{15,5}{9,7} \times 0,1} = 0,35 \text{ cm.}$$

Ví dụ 5.8. Chùm neutron đơn sắc giảm 20 lần khi truyền qua bản boron tự nhiên dày 1 g/cm^2 . Hãy xác định năng lượng neutron, cho biết tiết diện phản ứng của neutron tuân theo quy luật $1/v$; $\rho = 2,45 \text{ g/cm}^3$; $\sigma_0 = 755 \text{ barn}$.

Bài giải.

$$I = I_0 e^{-\mu d} \text{ do đó } \mu = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I}$$

$$d\rho = 1 \text{ g/cm}^2 \text{ do đó } d = \frac{1}{\rho} = 0,408 \text{ cm}$$

$$\mu = \frac{1}{0,408} \ln 20 = 7,342 \text{ cm}^{-1}$$

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}}, \text{ trong đó } E_0 = 0,025 \text{ eV}$$

$$\mu = \sigma \frac{\rho N_A}{A} \text{ do đó } \sigma = \frac{\mu A}{\rho N_A} = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}}, \text{ từ đó:}$$

$$E = E_0 \left(\frac{\rho N_A \sigma_0}{\mu A} \right)^2$$

$$E = 0,025 \times \left(\frac{2,45 \times 6,02 \cdot 10^{23} \times 755 \cdot 10^{-24}}{7,342 \times 10,8} \right)^2 \text{ eV} = 5 \text{ eV.}$$

5.5.2. Các bài tập tự giải

5.1. Hãy tìm góc lệch cực đại của hạt alpha khi nó va chạm với hạt electron đứng yên.

5.2. Chất phóng xạ Pu^{238} phát α với năng lượng 5,5 MeV được mạ trên một bản kim loại. Hỏi độ dày tối thiểu của lớp mạ bằng bao nhiêu để khi mạ thêm Pu^{238} không làm tăng cường độ hạt α do chất phóng xạ này phát ra.

5.3. Hãy xác định quãng chạy của hạt α trong chì nếu cho biết năng lượng của nó tương ứng với quãng chạy 17 μm trong nhôm.

5.4. Hãy xác định động năng của electron sao cho độ mất năng lượng riêng do ion hóa bằng độ mất năng lượng riêng do bức xạ trong nhôm và chì.

5.5. Hãy tính động năng của electron sao cho độ mất năng lượng riêng do bức xạ bằng $\frac{1}{4}$ các độ mất năng lượng riêng.

5.6. Hãy tìm sự phụ thuộc của độ dài bức xạ ℓ_{rad} của electron vào số nguyên tử Z . Tính ℓ_{rad} đối với electron trong khí N_2 ở các điều kiện tiêu chuẩn, trong nhôm và chì.

5.7. Hãy tính năng lượng ban đầu của electron nếu sau khi đi qua một tấm chì dày 5 mm thì năng lượng electron còn lại bằng 42 MeV.

5.8. Hãy tính phần các hạt beta do P^{32} phát ra với năng lượng cực đại 1,71 MeV bị hấp thụ trong tấm nhôm dày 20 mg/cm^2 .

5.9. Một nguồn gamma điểm có năng lượng $E = 0,8 \text{ MeV}$, hoạt độ $a = 1 \text{ mCi}$ đặt tại tâm một bình chì hình cầu bán kính ngoài $r = 5 \text{ cm}$ và bề dày $\Delta r = 3 \text{ cm}$. Nguồn phát ra một lượng tử gamma trong mỗi phân rã. Hãy xác định mật độ thông lượng gamma ở bề mặt ngoài bình cầu.

5.10. Hãy xác định tiết diện tương tác (barn/nguyên tử) của các lượng tử gamma năng lượng 1 MeV trong nhôm. Cho biết $\frac{\mu}{\rho} = 0,0614$.

5.11. Hãy tính xác suất hấp thụ quang điện của tia gamma năng lượng 2 MeV trong tấm chì dày 2 mm. Cho biết $\frac{\mu}{\rho} = 0,0463$; $\sigma = 16,2 \text{ barn}$ và $\sigma_{\text{photo}} = 2,1 \text{ barn}$.

5.12. Tia gamma truyền qua bản chì dày 3,2 cm bị suy giảm 6 lần. Hãy xác định hệ số khối của tán xạ Compton của tia gamma trong chì.

5.13. Hãy tính xác suất tạo cặp electron-positron do chùm gamma 6 MeV tương tác với tấm chì dày bằng độ dày suy giảm một nửa. Cho biết $\sigma = 15 \text{ barn}$ và $\sigma_{\text{pair}} = 8,5 \text{ barn}$.

5.14. Hãy tính thời gian chiếu một bản mỏng B^{10} trong trường neutron nhiệt với nồng độ $n = 4 \cdot 10^8$ neutron/cm³ sao cho lượng hạt nhân B^{10} giảm đi 2 lần. Cho biết tiết diện phản ứng $\sigma_{n\alpha} \sim \frac{1}{v}$; tiết diện tương tác của neutron nhiệt với B^{10} là $\sigma_0 = 3813$ barn; vận tốc neutron nhiệt $v_0 = 2200$ m/s.

5.15. Chiếu một mẫu đồng mỏng trong trường neutron nhiệt đẳng hướng với mật độ thông lượng 10^{12} neutron/cm².s. Hãy xác định hoạt độ phóng xạ riêng của mẫu sau 2 giờ chiếu.

CÁC NGUỒN BỨC XẠ

Các nguồn bức xạ bao gồm các nguồn phóng xạ và các thiết bị bức xạ. Các nguồn phóng xạ là các chất phát các hạt bức xạ như alpha, beta, gamma và neutron. Các thiết bị bức xạ gồm các lò phản ứng hạt nhân, máy gia tốc hạt tích điện, máy phát neutron, ... Sau đây chúng ta sẽ xem xét các nguồn phóng xạ thường gặp và nguyên tắc xây dựng các thiết bị bức xạ.

6.1. NGUỒN PHÓNG XẠ TỰ NHIÊN

Nguồn phóng xạ được chia thành hai loại, gồm nguồn phóng xạ tự nhiên và nguồn phóng xạ nhân tạo. Nguồn phóng xạ nhân tạo do người chế tạo ra bằng cách chiếu các chất trong các lò phản ứng hạt nhân hay máy gia tốc. Nguồn phóng xạ tự nhiên gồm các chất phóng xạ có nguồn gốc bên ngoài Trái Đất như các tia vũ trụ và các chất phóng xạ có nguồn gốc từ Trái Đất như các nhân phóng xạ có trong đất đá, trong khí quyển, trong nước. Dưới đây trình bày hai loại nguồn phóng xạ tự nhiên nói trên.

6.1.1. Các tia vũ trụ

Các bức xạ proton, alpha, ... năng lượng cao rơi vào khí quyển Trái Đất từ không gian bên ngoài gọi là các tia vũ trụ. Tia vũ trụ có năng lượng cỡ từ hàng chục MeV đến 10^{20} eV hay cao hơn. Trên đường đi đến mặt đất, tia vũ trụ xuyên qua lớp vật chất dày khoảng 10^3 g/cm² của khí quyển và do tương tác với vật chất nên thành phần các bức xạ khác với tia vũ trụ nguyên thủy. Tia vũ trụ nguyên thủy gọi là tia vũ trụ sơ cấp còn bức xạ sinh ra do tia vũ trụ sơ cấp tương tác với bầu khí quyển gọi là tia vũ trụ thứ cấp.

Các tia vũ trụ sơ cấp gồm hai thành phần là thành phần thiên hà, chúng được sinh ra từ các vật thể vũ trụ rất xa Trái Đất, và thành phần Mặt Trời, sinh ra từ các vụ nổ Mặt Trời. Thành phần thiên hà gồm 79% các proton năng lượng cao, 20% các hạt alpha và các hạt ion nặng hơn, phần còn lại là các electron, photon, neutron, ... Thành phần Mặt Trời gồm các proton và hạt alpha với năng lượng tương đối thấp, vào khoảng ≤ 400 MeV và có cường độ rất lớn $\approx 10^6 - 10^7$ hạt/cm².s. Cũng có những trường hợp đặc biệt, chúng có năng lượng một vài GeV.

6.1.1.1. Các tia vũ trụ sơ cấp

a) Thành phần các tia vũ trụ sơ cấp

Các tia vũ trụ sơ cấp đẳng hướng và không đổi theo thời gian với cường độ khoảng $2-4 \text{ hạt/cm}^2 \cdot \text{s}$. Các tia vũ trụ sơ cấp được chia thành các nhóm như sau: Nhóm p gồm proton, deuteron và triton; nhóm α gồm alpha và ${}^3\text{He}$; nhóm các hạt nhân nhẹ gồm lithium, beryllium và boron ($Z = 3-5$); nhóm các hạt nhân trung bình gồm carbon, oxygen, nitrogen và flourine ($Z = 6-9$); nhóm các hạt nhân nặng gồm các hạt nhân với $Z \geq 10$; nhóm các hạt nhân rất nặng gồm các hạt nhân với $Z \geq 20$ và nhóm các hạt nhân siêu nặng gồm các hạt nhân với $Z \geq 30$. Các tính chất của các nhóm tia vũ trụ sơ cấp được trình bày trong bảng 6.1.

Bảng 6.1. Thành phần hóa học của các tia vũ trụ sơ cấp. $\frac{N}{N_{\text{nặng}}}$ là tỉ

số giữa số hạt của nhóm xem xét so với số hạt của nhóm hạt nhân nặng. Hai cột cuối cùng ứng với các số liệu thực nghiệm khác nhau.

Nhóm hạt nhân	Z	$\frac{N}{N_{\text{nặng}}}$ trong tia vũ trụ sơ cấp	Giá trị trung bình của $\frac{N}{N_{\text{nặng}}}$ trong vũ trụ	
p	1	650	3360	6830
α	2	47	258	1040
Nhẹ	3-5	1,0	10^{-5}	10^{-5}
Trung bình	6-9	3,3	2,64	10,1
Nặng	$Z \geq 10$	1,0	1	1
Rất nặng	$Z \geq 20$	0,26	0,06	0,05
Siêu nặng	$Z \geq 30$	$\approx 0,3 \cdot 10^{-4}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	

Từ bảng 6.1 ta thấy rằng các tia vũ trụ sơ cấp, cũng giống như tất cả vật chất nói chung, chủ yếu gồm các hạt proton và alpha, nhưng trong vật chất vũ trụ số hạt proton và alpha gấp 3600 đến 8000 lần lớn hơn số hạt nhân nặng, trong lúc tỉ số này đối với tia vũ trụ chỉ vào khoảng 700. Tuy nhiên, ngược lại, thành phần các hạt nhân rất nặng và đặc biệt các hạt nhân nhẹ trong tia vũ trụ lớn hơn rất nhiều so với trong vật chất vũ trụ.

b. Ảnh hưởng của từ trường Trái Đất lên tia vũ trụ sơ cấp

Từ trường Trái Đất và từ trường trong không gian giữa các hành tinh có ảnh hưởng đến tia vũ trụ sơ cấp. Ta hãy xét ảnh hưởng của từ trường Trái Đất.

Thứ nhất, từ trường Trái Đất cản trở các hạt năng lượng thấp đi vào Trái Đất. Chẳng hạn, một hạt proton chuyển động trong hướng cực từ của Trái Đất thì động lượng tối thiểu của nó bằng $p_{\min}$ để có thể bay vào khí quyển dưới góc θ so với vĩ tuyến địa từ λ được xác định bởi công thức:

$$p_{\min} = 59,3 \frac{\cos^4 \lambda}{\left(\sqrt{1 - \cos \theta} \cdot \cos^3 \lambda + 1\right)^2} \text{ GeV/c} \quad (6.1)$$

Ở vĩ tuyến $\lambda = 0^\circ$, tức là ở xích đạo, động lượng tối thiểu để proton bay vào bầu khí quyển bằng $p_{\min} = 15 \text{ GeV/c}$. Tại cực của từ trường, tức là tại vĩ tuyến $\lambda = 90^\circ$, proton có thể bay vào bầu khí quyển với động lượng bất kỳ vì $p_{\min} = 0$.

Do động lượng của hạt tích điện bị hạn chế theo công thức (6.1) nên cường độ tia vũ trụ sơ cấp phụ thuộc vào vĩ độ, gọi là hiệu ứng vĩ độ. Chẳng hạn, cường độ của tia vũ trụ sơ cấp ở độ cao 10 km tại cực $I(90^\circ)$ và tại xích đạo $I(0^\circ)$ khác nhau như sau:

$$\frac{I(90^\circ) - I(0^\circ)}{I(90^\circ)} \approx 0,36 \quad (6.2)$$

Thứ hai, từ trường Trái Đất ngăn cản tia vũ trụ sơ cấp bay vào bầu khí quyển dưới phương bay xác định. Chẳng hạn hạt mang điện tích dương không thể bay vào bầu khí quyển dưới một góc xác định so với đường chân trời về phía đông. Ví dụ, với proton có năng lượng 2 GeV thì góc cấm này bằng 58° . Do đó ta có hiệu ứng bất đối xứng đông-tây, được xác định bởi đại lượng:

$$\frac{I_{\text{west}} - I_{\text{east}}}{I_{\text{west}} + I_{\text{east}}} \quad (6.3)$$

Trong đó I_{west} và I_{east} là cường độ các tia vũ trụ sơ cấp đến từ hướng tây và hướng đông. Ở độ cao lớn thì tỉ số này bằng 0,25. Việc phát hiện ra độ mất đối xứng đông-tây cho thấy tia vũ trụ sơ cấp gồm các hạt tích điện dương.

Từ trường giữa các hành tinh ảnh hưởng không đáng kể đến các tia vũ trụ sơ cấp. Đóng vai trò quan trọng nhất trong loại từ trường này là từ trường của các khối plasma phát ra từ bề mặt Mặt Trời trong các vụ nổ Mặt Trời. Các từ trường này chuyển động trong không gian và làm thay đổi một cách tuần hoàn các điều kiện xuyên qua của tia vũ trụ. Đó là nguyên nhân chính của hiện tượng biến thiên theo thời gian của tia vũ trụ sơ cấp theo chu kỳ 11 năm, 27 năm, ...

Một hiện tượng khác khi các hạt tích điện chuyển động trong từ trường Trái Đất là các bão từ. Đó là các miền không gian mà các hạt tích

điện với năng lượng một vài GeV trở xuống không thể bay vào cũng như bay ra khỏi chúng. Các bầy từ có dạng các hình xoắn bao quanh Trái Đất và là các đối tích tự các hạt tích điện. Các đối này chủ yếu chứa các hạt proton và electron, được gọi là các vành đai bức xạ của Trái Đất. Khoảng cách từ các vành đai này đến mặt đất phụ thuộc vào năng lượng tia sơ cấp, năng lượng càng cao thì chúng càng gần mặt đất.

6.1.1.2. Tia vũ trụ thứ cấp

Tia vũ trụ thứ cấp sinh ra do tia vũ trụ sơ cấp tương tác với vật chất trong bầu khí quyển. Quá trình tương tác thường gồm hai giai đoạn. Các hạt sơ cấp bị hấp thụ và sinh ra các hạt thứ cấp, sau đó các hạt thứ cấp ion hóa môi trường khí quyển. Tia vũ trụ thứ cấp gồm các hạt hadron (pion, proton, neutron, ...), các hạt muon, electron và photon. Người ta thường chia chúng thành ba thành phần là thành phần kích hoạt hạt nhân (các hạt hadron), thành phần cứng (muon) và thành phần mềm (electron, photon).

Ta hãy xem xét cơ chế sản sinh các thành phần khác nhau của tia vũ trụ thứ cấp. Các hạt sơ cấp với năng lượng lớn ($\gg$ GeV) thường tương tác với các hạt nhân khi đi xuyên qua bầu khí quyển với các tính chất sau:

- Proton mất khoảng một nửa năng lượng của mình.
- Phần chính của năng lượng mất đi này tạo nên một số lớn các hạt tương đối tính, người ta gọi là đám mưa rào, trong đó chủ yếu là các hạt pion và khoảng 15-20% là các hạt kaon. Ví dụ, proton sơ cấp với năng lượng 10^3 GeV sinh ra đám mưa rào gồm khoảng 10 hạt.

- Phần còn lại của năng lượng nói trên tạo nên các hạt delta-nucleon và kích thích các hạt nhân cuối. Delta-nucleon là các nucleon sinh ra với năng lượng cỡ 160 MeV. Các hạt nhân kích thích, khi chuyển về trạng thái cơ bản, phát ra các hạt proton, neutron, alpha, ...

Quãng chạy tự do của các hạt sơ cấp trong bầu khí quyển vào khoảng 80 g/cm^2 . Do đó proton năng lượng cao, khi đi xuyên qua bầu khí quyển có thể tham gia hàng chục lần va chạm với các hạt nhân của khí quyển, trong mỗi va chạm đó proton sơ cấp mất khoảng một nửa năng lượng của mình để sinh ra các hạt thứ cấp như đã nói trên. Các hạt thứ cấp này hoặc bị hấp thụ, hoặc bay xuống mặt đất. Các hạt pion trung hòa, do thời gian sống cỡ 10^{-16} s nên bị phân rã ngay thành cặp hai gamma. Sự tồn tại của các hạt pion tích điện phụ thuộc vào năng lượng của chúng. Với năng lượng lớn, các hạt pion có thể bay một quãng đường bằng nửa quãng đường tự do của proton sơ cấp trong khí quyển (80 g/cm^2). Các hạt pion năng lượng cỡ 200 GeV có thể tham gia vào quá trình sinh các hạt hadron.

Thành phần mềm của tia vũ trụ thứ cấp gồm các hạt electron, positron và gamma. Tia gamma năng lượng cao được sinh ra đồng thời với các hạt hadron do quá trình phân rã hạt pion trung hòa:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (6.4)$$

Các gamma năng lượng cao này, khi đi xuyên qua môi trường, sinh các cặp electron-positron rồi các electron-positron phát ra các tia gamma hãm. Quá trình sinh các hạt electron, positron, gamma như vậy xảy ra cho đến khi năng lượng các electron và positron giảm đến năng lượng cỡ 72 Mev, là năng lượng mà các hạt electron và positron mất năng lượng trong không khí chuyển từ cơ chế ion hóa sang cơ chế bức xạ hãm.

Thành phần cứng của tia vũ trụ thứ cấp gồm các hạt muon, sinh ra do sự phân rã của các hạt pion tích điện:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (6.5)$$

Các hạt muon năng lượng cao có khả năng đâm xuyên rất lớn do mất năng lượng rất ít đối với các quá trình ion hóa và bức xạ hãm trong môi trường.

Cường độ các thành phần tia vũ trụ thứ cấp phụ thuộc vào độ cao của bầu khí quyển. Thành phần hadron giảm rất nhanh theo chiều cao từ trên xuống và hầu như bằng không tại mặt biển. Thành phần electron-photon có cường độ lớn ở độ cao lớn và bị hấp thụ rất nhanh khi đi đến mặt đất, có cường độ không đáng kể so với thành phần muon. Tại mặt biển, cường độ các thành phần cứng và mềm bằng $I_{\text{hard}} = 1,7 \cdot 10^{-2}$ hạt/cm².s và $I_{\text{soft}} = 0,7 \cdot 10^{-2}$ hạt/cm².s. Như vậy cường độ tia vũ trụ thứ cấp ở mặt biển vào khoảng 100 lần bé hơn cường độ ở giới hạn bầu khí quyển, mà trong đó chủ yếu là các hạt muon.

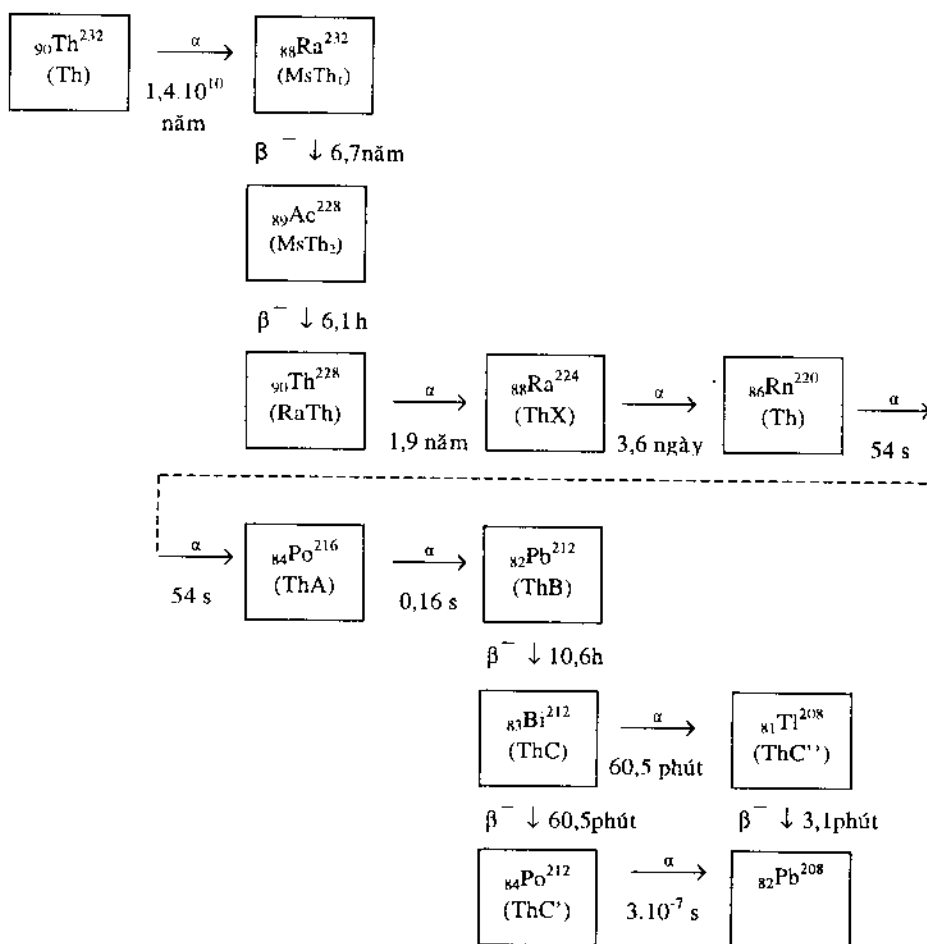
Ngoài các hạt sơ cấp và các hạt thứ cấp nêu trên, tại lớp trên của khí quyển xảy ra các phản ứng hạt nhân giữa các hạt hadron với các hạt nhân khí quyển, sinh ra các hạt nhân phóng xạ và các hạt nhân bền. Các hạt nhân phóng xạ gồm H^3 , C^{14} , Be^7 , P^{32} , S^{35} , Cl^{39} . Nói riêng, do bức xạ vũ trụ, nồng độ của H^3 trong nước của Trái Đất chiếm khoảng $10^{-16}\%$. Trong số các đồng vị bền, đáng chú ý nhất là Li^6 , thành phần vũ trụ làm tăng độ phổ biến của nó trong tự nhiên là 0,03%.

6.1.2. Các nhân phóng xạ trong vỏ Trái Đất

Các nhân phóng xạ trong vỏ Trái Đất gồm các họ phóng xạ uranium, thorium và các hạt nhân phóng xạ nhẹ khác như K^{40} , Rb^{87} , ...

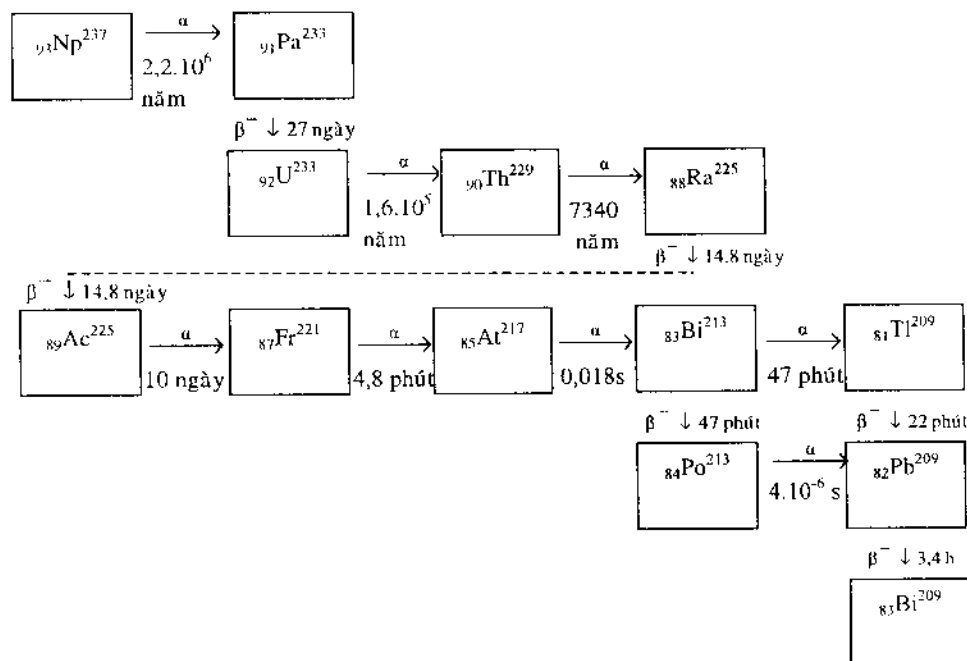
6.1.2.1. Các họ phóng xạ

Năm 1896 nhà bác học người Anh Becquerel phát hiện ra chất phóng xạ tự nhiên, đó là uranium và con cháu của nó. Đến nay người ta biết ba họ phóng xạ tự nhiên là họ thorium (Th^{232}), uranium (U^{238}) và actinium (U^{235}) (các hình 6.1, 6.3 và 6.4 tương ứng) và họ phóng xạ nhân tạo neptunium (Np^{237}) (hình 6.2). Uranium gồm ba đồng vị khác nhau: khoảng 99,3% uranium thiên nhiên là U^{238} , khoảng 0,7% là U^{235} và khoảng $5 \cdot 10^{-3}\%$ là U^{234} . U^{238} và U^{234} thuộc cùng một họ uranium, còn U^{235} là thành viên đầu tiên của một họ actinium. Th^{232} là thành viên đầu tiên của họ thorium. Họ phóng xạ nhân tạo neptunium bắt đầu bằng hạt nhân Np^{237} .



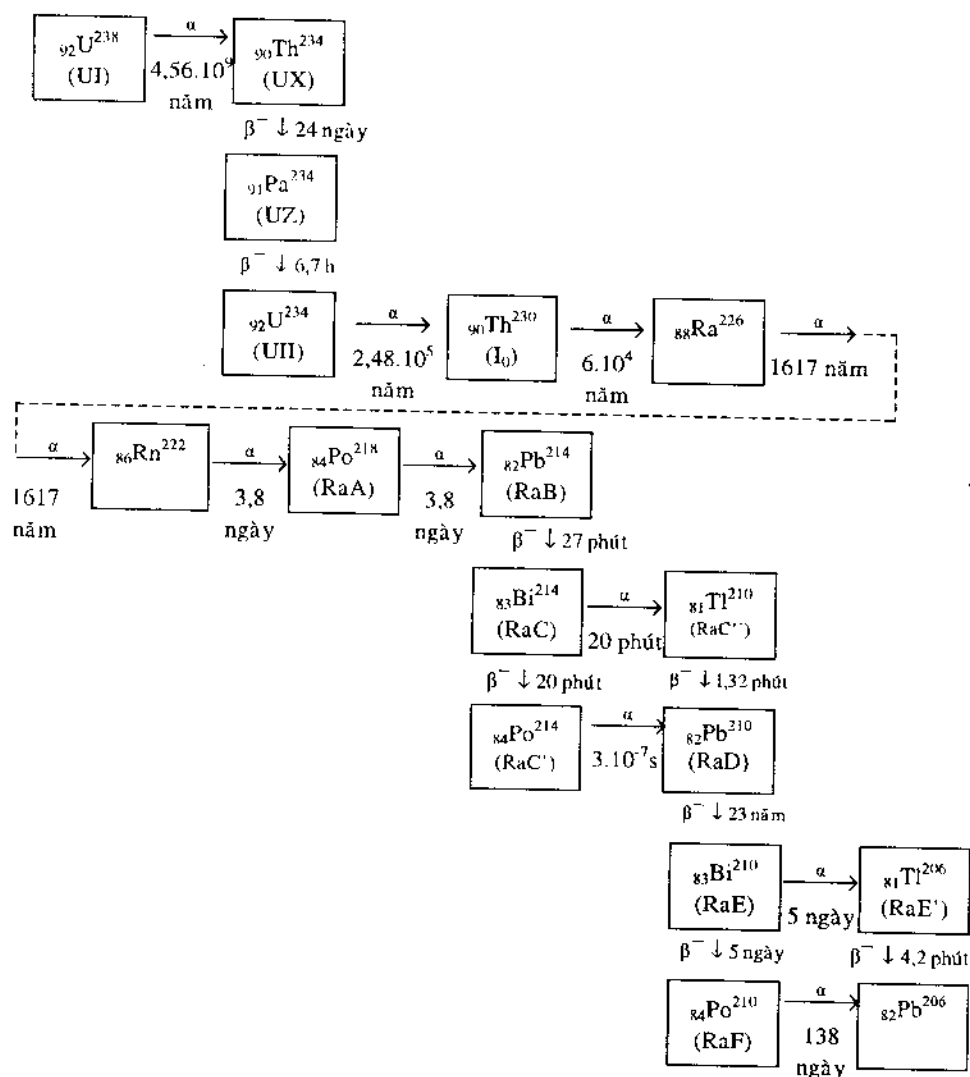
Hình 6.1. Họ thorium (4n).

Tất cả các hạt nhân nặng với số khối lượng A lớn hơn 209 đều phân rã alpha do năng lượng Coulomb tăng. Nếu số khối lượng lớn hơn giá trị 209 thì hạt nhân này chuyển thành hạt nhân bền bằng một số phân rã gồm phân rã α và phân rã β xen kẽ nhau. Khi phân rã α thì số khối lượng giảm đi 4 đơn vị còn số điện tích giảm 2 đơn vị, do đó số phần trăm của các hạt neutron tăng. Ta đã biết rằng, các hạt nhân bền đối với phân rã β khi A bé cần chứa số neutron với số phần trăm không lớn. Từ đó ta thấy rằng hạt nhân nặng, sau một vài phân rã α trở thành không bền đối với phân rã β . Do đó trong họ phóng xạ, các quá trình phân rã α và β xen kẽ nhau.



Hình 6.2. Họ neptunium ($4n + 1$)

Số khối lượng A không đổi khi phân rã β và giảm đi 4 đơn vị khi phân rã α . Như vậy phần còn dư sau khi chia cho 4 sẽ giống nhau đối với tất cả các thành viên của cùng một họ. Do đó phải tồn tại 4 họ phân rã phóng xạ như đã trình bày trên. Bốn họ phóng xạ này thường được ký hiệu là các họ $4n$ (Thorium), $4n + 1$ (Neptunium), $4n + 2$ (Uranium) và $4n + 3$ (Actinium). Các họ phóng xạ này có các đặc điểm sau.



Hình 6.3. Họ uranium ($4n + 2$)

a) Ba họ phóng xạ tự nhiên có đặc điểm chung là thành viên thứ nhất là đồng vị phóng xạ sống lâu, với thời gian bán rã được đo theo các đơn vị địa chất. Điều này dễ hiểu vì nếu xét thời gian từ khi vũ trụ hình thành thì các đồng vị sống tương đối ngắn bị phân rã trong một vài tỉ năm tồn tại của Trái Đất. Thật vậy, họ phóng xạ nhân tạo neptunium, trong đó thành viên thứ nhất là Np^{237} với thời gian bán rã $2,2 \cdot 10^6$ năm, rất ngắn để nó phân rã hết nếu nó được sinh ra cùng thời với các nguyên tố khác của Trái Đất. Họ

b. Đặc điểm chung thứ hai của ba họ phóng xạ tự nhiên là mỗi họ đều có một thành viên dưới dạng khí phóng xạ, chúng là các đồng vị khác nhau của nguyên tố radon. Trong trường hợp họ uranium, khí ${}^{86}\text{Rn}^{222}$ được gọi là radon, trong họ thorium, khí ${}^{86}\text{Rn}^{220}$ được gọi là thoron còn trong họ actinium khí ${}^{86}\text{Rn}^{219}$ được gọi là actinon. Chú ý rằng trong họ phóng xạ nhân tạo neptunium không có thành viên khí phóng xạ. Trong ba loại khí phóng xạ thì radon đóng vai trò quan trọng nhất vì nó có thời gian bán rã 3,825 ngày lớn hơn nhiều so với thời gian bán rã của thoron (52 s) và actinon (3,92 s).

c. Đặc điểm thứ ba của ba họ phóng xạ tự nhiên là sản phẩm cuối cùng trong mỗi họ đều là chì: Pb^{206} trong họ uranium, Pb^{207} trong họ actinium và Pb^{208} trong họ thorium. Trong khi đó thành viên cuối cùng trong họ neptunium là Bi^{209} .

6.1.2.1. Các hạt nhân phóng xạ với số nguyên tử thấp

Ngoài các đồng vị phóng xạ trong ba họ thorium, uranium và actinium, trong tự nhiên còn tồn tại một số đồng vị phóng xạ với số nguyên tử thấp. Các đồng vị phóng xạ quan trọng nhất được dẫn ra trong bảng 6.2.

Bảng 6.2. Các đồng vị phóng xạ với số nguyên tử thấp.

Hạt nhân	Độ giàu đồng vị (%)	Thời gian bán rã (năm)	Hoạt độ riêng (Bq/kg)	Năng lượng bức xạ chính (MeV)		
				Alpha	Beta	Gamma
K^{40}	0,0118	$1,3 \cdot 10^9$	31635		1,33	1,46
V^{50}	0,25	$6,0 \cdot 10^5$	0,11		0,78	1,55
Rb^{87}	27,9	$4,8 \cdot 10^{10}$	$8,88 \cdot 10^5$		0,28	
Re^{187}	62,9	$4,3 \cdot 10^{10}$	$8,88 \cdot 10^{-3}$		0,003	
In^{115}	95,8	$6,0 \cdot 10^{14}$	184,26		0,048	
Pt^{190}	0,013	$6,9 \cdot 10^{11}$	13,32	3,18		
La^{138}	0,089	$1,12 \cdot 10^{11}$	765,9		0,28	0,81
Nd^{144}	23,9	$2,4 \cdot 10^5$	9,25	1,88		
Sm^{148}	11,27	$>10^{14}$	4,07	4,01		
Hf^{176}	2,6	$2,2 \cdot 10^{10}$	$8,88 \cdot 10^{-2}$	0,043	0,043	0,31

Một trong các đồng vị phóng xạ tự nhiên là K^{40} , rất phổ biến trong môi trường (hàm lượng potassium trung bình trong đất đá là 27 g/kg và trong đại dương là khoảng 380 mg/L), trong thực vật, động vật, cơ thể con người (hàm lượng potassium trung bình trong cơ thể người vào khoảng 1,7 g/kg).

6.2. CÁC NGUỒN PHÓNG XẠ NHÂN TẠO

Cụm từ “Nguồn phóng xạ” để chỉ các chất đồng vị phóng xạ phát ra các tia bức xạ alpha, beta và gamma. Các nguồn phóng xạ này được sản xuất trong các lò phản ứng hạt nhân hay các máy gia tốc hạt tích điện. Trong lò phản ứng hạt nhân, các chất đồng vị phóng xạ sinh ra từ các phản ứng của neutron với hạt nhân.

6.2.1. Các nguồn phóng xạ alpha, beta và gamma

Các chất đồng vị phóng xạ khi phân rã phát ra các hạt alpha hoặc beta và sau đó phát tiếp các tia gamma. Chúng được sử dụng như một trong các dạng của nguồn phóng xạ. Do đó nguồn phóng xạ loại này được coi hoặc như nguồn alpha, nguồn beta hoặc nguồn gamma tùy theo mục đích sử dụng. Bảng 6.3 trình bày một số nguồn phóng xạ alpha, beta và gamma thường dùng.

Bảng 6.3. Một số nguồn phóng xạ alpha, beta và gamma thường dùng.

Tên	Đồng vị	Loại bức xạ	Năng lượng (MeV)	Thời gian bán rã	Dạng nguồn
Americium	Am ²⁴¹	α	5,48	458 năm	Kín
Krypton	Kr ⁸⁵	γ	0,060		
		β	0,67	10,6 năm	Kín
Strontium	Sr ⁹⁰	β	2,27	28 năm	Kín
Cobalt	Co ⁶⁰	γ	1,174; 1,332	5,27 năm	Kín
Caesium	Cs ¹³⁷	γ	0,66	30 năm	Kín
Iodine	I ¹³¹	γ	0,080; 0,284; 0,364; 0,637	8 ngày	Hở Dùng dịch
Technetium	Tc ^{99m}	γ	140,5	6 giờ	Hở Dùng dịch
Phosphorus	P ³²	β	1,711	15 ngày	Hở Tắm áp

6.2.2. Các nguồn phóng xạ phát neutron

Ngoài Cf²⁵², không có đồng vị phóng xạ nào phát hạt neutron và để nhận được neutron thường phải sử dụng các phản ứng (α, n) hoặc (γ, n). Do

đó, nguồn phóng xạ phát neutron khác các nguồn phóng xạ phát các hạt alpha, beta và gamma ở chỗ nó gồm hai thành phần: Chất đồng vị phóng xạ phát α hay γ và vật liệu bia để chuyển từ hạt α hay γ sang hạt neutron. Như vậy có hai loại nguồn neutron, một loại dựa trên phản ứng (α, n) và loại kia dựa trên phản ứng (γ, n) . Các chất đồng vị phóng xạ phát hạt α thường dùng là Ra^{226} , Po^{210} , Pu^{239} còn các chất đồng vị phóng xạ phát tia γ thường dùng là Al^{28} , In^{116} , Sb^{124} , Na^{24} , ... Các vật liệu bia thường dùng là Li^7 , Be^9 , B^{11} , ...

6.2.2.1. Nguồn neutron theo phản ứng (α, n)

Nguyên tắc tạo nguồn neutron theo phản ứng (α, n) được minh họa trên hai nguồn cụ thể là nguồn Ra-Be và Po-Be. Trong nguồn Ra-Be đồng vị phóng xạ tự nhiên Ra^{226} phát hạt alpha trộn đều với vật liệu bia Be^9 và chứa trong một ống kín. Neutron sinh ra theo phản ứng $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ không phải chỉ do các hạt alpha của chính Ra^{226} mà còn do các hạt alpha của các sản phẩm phân rã Ra^{226} như Rn, RaA, RaC, RaF. Tất cả 5 nhóm hạt alpha có năng lượng khác nhau từ 4,8 MeV đến 7,7 MeV. Khi đi qua vật liệu berillium chúng mất năng lượng trong phản ứng (α, n) . Do các hạt alpha có năng lượng khác nhau nên phổ năng lượng của neutron sinh ra cũng phức tạp. Nguồn Ra-Be có suất ra bằng $1,7 \cdot 10^7$ neutron/(Ci Ra.s), là suất ra lớn nhất trong số các nguồn neutron. Nhược điểm của nguồn Ra-Be là phát tia gamma với cường độ lớn, tạo nên nguồn phóng lớn khi sử dụng neutron.

Bảng 6.4. Các nguồn neutron theo phản ứng (α, n)

Nguồn	Thời gian bán rã	Suất ra của neutron 10^6 neutron/Ci.s	Số hạt gamma trên 1 neutron	Năng lượng neutron trung bình MeV	Năng lượng neutron cực đại MeV
Ra-Be	1620 năm	17	$5 \cdot 10^3$	4,63	12,2
Po-Be	138 ngày	$1,6 \div 3,0$	~ 1	5,3	10,9
Pu-Be	24360 năm	1,7	~ 1	4,5	10,7
Ra-B	1620 năm	6,8	2.104	-	-
Po-B	138 ngày	0,9	-	2,7	5
Rn-Be	3,8 ngày	15	-	-	12,2

Nguồn Po-Be có suất ra bé hơn nguồn Ra-Be, đạt cỡ $3,0 \cdot 10^6$ neutron/(Ci Po.s), nhưng được sử dụng rộng rãi do hạt alpha có năng lượng

xác định 5,3 MeV và cường độ gamma thấp hơn. Nhược điểm của nguồn Po-Be là thời gian bán rã quá ngắn, chỉ có 138 ngày, trong lúc thời gian bán rã của nguồn Ra-Be là 1620 năm.

Trên bảng 6.4 trình bày các nguồn neutron theo phản ứng (α, n) thường dùng và các đặc trưng của chúng.

6.2.2.2. Nguồn neutron theo phản ứng (γ, n)

Các neutron trong hạt nhân có năng lượng liên kết xác định. Khi tia gamma với năng lượng lớn hơn năng lượng liên kết đó tương tác với hạt nhân có thể làm cho neutron bay ra khỏi hạt nhân, tức là gây ra phản ứng (γ, n). Neutron bay ra sau phản ứng này được gọi là photoneutron. Hạt nhân Be^9 có năng lượng liên kết bằng 1,63 MeV còn hạt nhân D^2 là 2,23 MeV. Do đó để nhận được các photoneutron có thể dùng bia Be^9 hay nước nặng D_2O . Chẳng hạn, khi dùng bia Be^9 có thể chọn nguồn phóng xạ gamma với năng lượng lớn hơn 1,63 MeV và ta có phản ứng $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$. Ưu điểm của nguồn neutron theo phản ứng (γ, n) là các photoneutron có năng lượng đơn sắc. Trên bảng 6.5 trình bày các nguồn photoneutron thường dùng và các đặc trưng của chúng.

Bảng 6.5. Các nguồn neutron theo phản ứng (γ, n)

Nguồn	Thời gian bán rã	Suất ra neutron 10^4 neutron/s (trên 1 g bia và 1 Ci ở khoảng cách 1 cm)	Năng lượng neutron MeV	Năng lượng, MeV, và suất ra, %, của gamma trên 1 phân rã
$\text{Na}^{24}\text{-Be}^9$	14,8 giờ	13	0,83	3,86 (0,05) 2,75 (100)
$\text{Na}^{24}\text{-D}_2\text{O}$	14,8 giờ	27	0,22	3,86 (0,05) 2,75 (100)
$\text{Y}^{88}\text{-Be}^9$	104 ngày	10	0,16	1,85 (99) 2,8 (1,0)
$\text{Y}^{88}\text{-D}_2\text{O}$	104 ngày	0,3	0,31	2,8 (1,0)
$\text{Sb}^{24}\text{-Be}^9$	60 ngày	19	0,024	1,69 (50) 2,09 (6,5)

6.3. Lò phản ứng hạt nhân

Các thiết bị bức xạ là các máy do người chế tạo để phát các tia bức xạ. Các thiết bị thường dùng là lò phản ứng hạt nhân và máy gia tốc các hạt tích điện. Lò phản ứng hạt nhân là thiết bị sản sinh và duy trì các phản ứng phân hạch hạt nhân dưới tác dụng của neutron. Trong phần này trình bày các phản ứng của neutron với môi trường vật liệu lò phản ứng và nguyên tắc cấu trúc của lò phản ứng.

6.3.1. Các phản ứng của neutron trong lò phản ứng hạt nhân

Người ta chia các neutron theo năng lượng của chúng, thành các neutron nhiệt (năng lượng neutron E_n từ 0 đến 0,5 eV), các neutron trung gian (E_n từ 0,5 eV đến 10 KeV), các neutron nhanh (E_n từ 10 KeV đến 10 MeV) và các neutron rất nhanh (E_n lớn hơn 10 MeV). Tương tác của neutron với hạt nhân phụ thuộc rất mạnh vào năng lượng của nó. Dựa theo năng lượng neutron người ta cũng chia các lò phản ứng hạt nhân thành loại lò neutron nhiệt, lò neutron trung gian và lò neutron nhanh. Ở đây chỉ trình bày loại lò neutron nhiệt vì loại lò này khá phổ biến trên thế giới, trong đó có lò phản ứng hạt nhân Đà Lạt.

Trong lò phản ứng hạt nhân làm việc với neutron nhiệt xảy ra ba quá trình tương tác chính của neutron là làm chậm và khuếch tán neutron, hấp thụ neutron và phản ứng phân hạch hạt nhân.

6.3.1.1. Phản ứng phân hạch hạt nhân

Phản ứng phân hạch hạt nhân được trình bày trong mục 3.5. Có thể tóm tắt như sau. Khi tương tác với hạt nhân U^{235} , neutron nhiệt làm vỡ hạt nhân này chủ yếu thành hai mảnh. Các mảnh vỡ có khối lượng trong khoảng $A = 72 - 161$, trong đó hai nhóm khối lượng cỡ 80 - 110 và 125 - 155 có xác suất lớn nhất, chiếm cỡ 99%. Ví dụ hai hạt nhân $_{38}Sr^{94}$ và $_{54}Xe^{140}$ là hai mảnh vỡ được sinh ra với suất ra cỡ 7%.

a. Hai đặc điểm chính của phản ứng phân hạch hạt nhân

– *Phát ra nhiều hạt bức xạ:* Ngoài các mảnh vỡ phân hạch, khi phân hạch hạt nhân còn có các lượng tử γ tức thời, các hạt β do phân rã các mảnh vỡ, các lượng tử γ do phân rã các mảnh vỡ, các hạt neutrino và các hạt neutron.

– *Giải phóng năng lượng rất lớn:* Một phản ứng phân hạch giải phóng ra năng lượng cỡ $E_t = 200$ MeV, gồm động năng các mảnh vỡ phân hạch và năng lượng các hạt neutron, gamma và beta.

b) Các neutron do phân hạch

Một đặc điểm quan trọng của phản ứng phân hạch hạt nhân là trong số các sản phẩm phân hạch có các neutron. Trong mỗi phản ứng phân hạch U^{235} do tương tác của neutron nhiệt xuất hiện trung bình $\nu = 2,41$ neutron. Các neutron này có các tính chất sau.

– *Các neutron tức thời*, sinh ra tại thời điểm phân hạch, chiếm trên 99% trong số các neutron do phân hạch. Chúng có năng lượng vào khoảng từ 0 đến 10 MeV và năng lượng trung bình cỡ 2 MeV. Đây là các neutron nhanh. Các neutron tức thời đóng vai trò chính trong phản ứng phân hạch dây chuyền.

– *Các neutron trễ* sinh ra muộn hơn so với thời điểm phân hạch do sự phân rã của các mảnh vỡ và các hạt nhân con của chúng. Các neutron trễ chiếm không quá 1% trong số các neutron do phân hạch nhưng đóng vai trò quan trọng trong việc điều khiển quá trình phản ứng dây chuyền trong lò phản ứng hạt nhân. Đối với phản ứng phân hạch U^{235} do neutron nhiệt, các neutron trễ có thời gian trễ từ 0,2 đến 55 giây, năng lượng từ 0,25 đến 0,62 MeV và chiếm 0,64% trong số các neutron do phân hạch.

c) Phản ứng hạt nhân dây chuyền

Trong một hành động phân hạch hạt nhân U^{235} do neutron nhiệt có trung bình 2,41 neutron được phát ra. Chính các neutron này phân hạch hạt nhân U^{235} khác và sinh ra trung bình 2,41 neutron thứ cấp. Quá trình đó tiếp diễn và tạo nên phản ứng dây chuyền. Số neutron tăng rất nhanh theo các thế hệ neutron. Đó là sự phát triển của phản ứng dây chuyền.

6.3.1.2. Làm chậm và khuếch tán neutron

Neutron sinh ra từ phản ứng phân hạch hạt nhân là các neutron nhanh với năng lượng trung bình là 2 MeV. Trong lúc đó neutron sinh phản ứng phân hạch khi va chạm với U^{235} là neutron nhiệt với năng lượng trung bình 0,025 eV. Muốn có neutron nhiệt thì các neutron nhanh phải được làm chậm. Neutron được làm chậm chủ yếu do quá trình tán xạ đàn hồi như đã trình bày trong mục 5.5.2. Vật liệu làm chậm neutron tốt là vật liệu nhẹ như H_2O , D_2O , Be và C. Trong đó D_2O là vật liệu làm chậm tốt nhất nhưng giá thành đắt còn H_2O làm chậm kém hơn nhưng giá thành rẻ và dễ sản xuất nên trong thực tế người ta thường dùng H_2O làm chất làm chậm.

Sau khi được làm chậm đến năng lượng nhiệt, neutron bắt đầu quá trình khuếch tán cho đến lúc bị hấp thụ. Dòng neutron J được mô tả bởi định luật Fick:

$$J = -D\Delta\Phi \quad (6.6)$$

Trong đó D là hệ số khuếch tán, Φ là mật độ thông lượng neutron nhiệt và ∇ là toán tử đạo hàm riêng bậc nhất theo không gian. Mật độ thông lượng neutron Φ được xác định nhờ phương trình khuếch tán:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + S \quad (6.7)$$

Trong đó Δ là toán tử đạo hàm riêng bậc hai theo không gian, Σ_a là tiết diện hấp thụ vĩ mô và S là nguồn neutron ngoài. Nghiệm phương trình (6.7) thỏa mãn hai điều kiện biên tại mặt phân cách giữa hai môi trường:

$$\Phi_1(x-0) = \Phi_2(x+0) \quad (6.8)$$

$$D_1(x-0) \left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right]_{x-0} = D_2(x+0) \left[\frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \right]_{x+0} \quad (6.9)$$

Trong (6.8) và (6.9) các chỉ số 1 và 2 ứng với 2 môi trường 1 và 2 còn $x-0$ và $x+0$ là tọa độ mặt phân cách thuộc về phía môi trường 1 và môi trường 2.

Trong tính toán lò phản ứng người ta thường dùng điều kiện biên đối với biên giới giữa môi trường khuếch tán và chân không. Tại ngay mặt phân cách thì hàm Φ không bằng không mà giảm đến không tại một điểm cách mặt phân cách một đoạn d , gọi là độ dài ngoại suy. Kết quả tính toán cho giá trị của d bằng:

$$d = 0,71 \lambda_{tr} \quad (6.10)$$

Trong đó λ_{tr} là độ dài dịch chuyển.

Đối với lò phản ứng sử dụng neutron nhiệt, ta xét bài toán gần đúng một nhóm neutron nhiệt. Khi đó phương trình khuếch tán (6.7) ở trạng thái dừng, tức là lò phản ứng ở mức công suất cố định, có dạng:

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + S = 0 \quad (6.11)$$

Trong phương trình này Φ và S là mật độ thông lượng và cường độ nguồn neutron nhiệt. Để đơn giản ta coi các quá trình hình thành, khuếch tán và hấp thụ neutron đều xảy ra ở năng lượng nhiệt. Như vậy nguồn neutron nhiệt S , khi không có nguồn ngoài, có dạng:

$$S = k\Sigma_a\Phi \quad (6.12)$$

Trong đó k là hệ số nhân của môi trường. Phương trình (6.11) trở thành:

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + k\Sigma_a\Phi = 0 \quad (6.13)$$

Phương trình (6.13) được viết đối với neutron nhiệt, gọi là phương trình khuếch tán với một nhóm neutron. Phương trình (6.13) thường được viết lại dưới dạng sau:

$$\Delta\Phi + B^2\Phi = 0 \quad (6.14)$$

Trong đó:
$$B^2 = \frac{k-1}{L^2} \quad (6.15)$$

được gọi là Laplacien hay Buckling.

Các tham số quan trọng của quá trình làm chậm và khuếch tán neutron là tuổi neutron τ theo Fermi và độ dài khuếch tán L . Tuổi neutron đặc trưng cho miền không gian làm chậm, trong đó $\sqrt{6\tau}$ là độ dài làm chậm, tức là khoảng cách từ vị trí neutron nhanh sinh ra đến vị trí nó trở thành neutron nhiệt. Độ dài khuếch tán L là khoảng cách mà hàm Φ giảm đi e lần, còn $\sqrt{6L^2}$ là khoảng cách từ vị trí neutron trở thành neutron nhiệt đến vị trí nó bị hấp thụ.

Nếu ta theo dõi số phận một neutron thì sau khi được sinh ra do phản ứng phân hạch với năng lượng $E_0 \approx 2 \text{ MeV}$, nó được làm chậm đến năng lượng nhiệt $E_T = 0,025 \text{ eV}$ trong thời gian t_{ch} và đi một quãng đường bằng $\sqrt{6\tau}$, trong đó τ là tuổi neutron. Sau khi trở thành neutron nhiệt nó bị khuếch tán và đi được một quãng đường $\sqrt{6L^2}$, trong đó L là độ dài khuếch tán, cho đến lúc bị hấp thụ. Thời gian khuếch tán được tính theo công thức:

$$t_{kt} = \frac{\lambda_s}{v_T} \quad (6.16)$$

Trong đó λ_s là độ dài tán xạ và $v_T = 2200 \text{ m/s}$.

Như vậy quãng đường từ nơi neutron nhanh sinh ra đến nơi neutron nhiệt bị hấp thụ là $\sqrt{6M^2}$, trong đó

$$M^2 = \tau + L^2 \quad (6.17)$$

là diện tích phát xạ hay M là độ dài phát xạ.

Thời gian sống của neutron là:

$$\ell = t_{ch} + t_{kt} \quad (6.18)$$

Các thông số τ , L , t_{ch} , t_{kt} và hệ số phản xạ (albedo) của một số chất làm chậm được trình bày trên bảng 6.6.

Bảng 6.6. Một số thông số làm chậm và khuếch tán neutron.

Chất làm chậm	τ_T (cm^2)	L (cm)	t_{ch} (s)	t_{kt} (s)	Albedo
H ₂ O	27	2,72	$1,10 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	0,80
D ₂ O	120	160	$4,6 \cdot 10^{-5}$	0,15	0,98
Be	98	21	$6,7 \cdot 10^{-5}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	0,90
BeO	105	29			0,92
C	350	54	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	0,94

Tuổi neutron τ xác định độ rò neutron khỏi vùng hoạt trong quá trình làm chậm, vì vậy nó xác định kích thước tối hạn của vùng hoạt. Theo bảng 6.6, tuổi neutron nhiệt τ và độ dài khuếch tán L có giá trị bé nhất đối với nước và lớn nhất đối với graphite, do đó trong cấu trúc lò phản ứng, vùng hoạt với nước làm chậm có kích thước bé nhất còn vùng hoạt với graphite làm chậm có kích thước lớn nhất. Một nhận xét khác là thời gian khuếch tán neutron t_{kl} lớn hơn nhiều so với thời gian làm chậm neutron t_{ch} và do đó để tính thời gian sống neutron tức thời ta chỉ cần dùng thời gian khuếch tán neutron nhiệt, tức là $\ell = t_{kl}$.

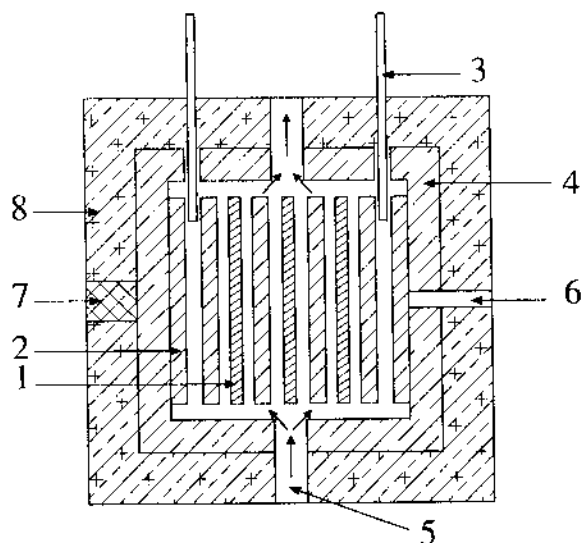
6.3.1.3. Hấp thụ neutron

Trong quá trình làm chậm và khuếch tán, các neutron bị hấp thụ do vật liệu làm chậm, nhiên liệu và các thanh điều khiển. Nhiên liệu uranium chứa hai thành phần là U^{235} và U^{238} , trong đó U^{238} hấp thụ mạnh neutron trong vùng năng lượng cộng hưởng. Vì vậy trong quá trình neutron được làm chậm cần phải tính xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng của neutron do U^{238} . Các thanh điều khiển làm từ các vật liệu hấp thụ neutron nhiệt rất mạnh như cadmium, boron. Chẳng hạn B^{10} có tiết diện hấp thụ theo phản ứng $B^{10}(n,\alpha)Li^7$ bằng 4010 barn.

6.3.1.4. Nguyên tắc cấu trúc của lò phản ứng hạt nhân

Thành phần cơ bản của lò phản ứng hạt nhân là nhiên liệu hạt nhân U^{235} . Ngoài ra trong lò phản ứng còn có chất làm chậm neutron (nước, graphite), chất hấp thụ neutron (boron, ...), chất tải nhiệt (nước) và các vật liệu cấu trúc (nhôm, thép, ...).

Hình 6.5 trình bày sơ đồ nguyên tắc của một lò phản ứng hạt nhân, gồm vùng hoạt, vành phản xạ, hệ thống tải nhiệt, các kênh thí nghiệm và tường bê tông bảo vệ. Vùng hoạt gồm các thanh nhiên liệu, chất làm chậm và các thanh điều khiển. Trong lò nước - nước thì nước vừa đóng vai trò chất làm chậm vừa đóng vai trò chất tải nhiệt. Khi đó nước chảy qua các thanh nhiên liệu để lấy nhiệt từ thanh nhiên liệu ra ngoài. Vành phản xạ có tác dụng giữ các neutron lại trong vùng hoạt nhằm tăng cường số lượng neutron trong lò phản ứng. Ngoài các kênh thí nghiệm, là các kênh để đưa neutron ra ngoài, còn có cột nhiệt, có nhiệm vụ tạo nên một vùng có nhiều neutron nhiệt để thực hiện các thí nghiệm vật lý neutron. Cột nhiệt thường cấu tạo từ graphite. Tường bê tông bảo vệ có tác dụng cản trở các tia bức xạ từ lò phản ứng ra ngoài nhằm bảo vệ sinh học cho những người làm việc xung quanh lò.



Hình 6.5. Sơ đồ nguyên tắc của một lò phản ứng hạt nhân làm việc với neutron nhiệt.

1. Thanh nhiên liệu; 2. Chất làm chậm; 3. Thanh điều khiển; 4. Vành phản xạ; 5. Hệ thống tải nhiệt; 6. Kênh thí nghiệm; 7. Cột nhiệt; 8. Bê tông bảo vệ sinh học.

6.3.2. Trạng thái tối hạn của lò phản ứng

6.3.2.1. Hệ số nhân hiệu dụng

Tham số đặc trưng cho môi trường nhân neutron là hệ số k , là tỉ số của số neutron trong thế hệ này so với số neutron trong thế hệ trước đó. Nếu $k < 1$ thì lò dưới tối hạn, $k = 1$ lò tới hạn và $k > 1$ lò trên tối hạn. Đối với môi trường đồng nhất và lớn vô hạn thì hệ số nhân là k_{∞} . Với vùng hoạt có kích thước giới hạn thì có hiện tượng rò neutron nhanh trong quá trình làm chậm và neutron nhiệt do quá trình khuếch tán. Do đó hệ số nhân trở thành:

$$k_{eff} = k_{\infty} p_r p_L \quad (6.19)$$

Trong đó p_r là xác suất tránh rò trong quá trình làm chậm còn p_L là xác suất tránh rò trong quá trình khuếch tán.

Đối với môi trường nhân vô hạn, nguồn neutron nhiệt trong phép gần đúng một nhóm neutron không kể đến quá trình làm chậm, là $k_{\infty} \sum_a \Phi$ theo biểu thức (6.12). Khi tính đến quá trình làm chậm neutron thì nguồn neutron nhiệt bằng

$$S = k_{\infty} \Sigma_a \Phi e^{-B^2 \tau} \quad (6.20)$$

Theo công thức (6.20) nguồn neutron nhiệt giảm đi do quá trình làm chậm neutron, hệ số suy giảm $e^{-B^2 \tau}$ phụ thuộc vào tuổi neutron τ và kích thước hình học của vùng hoạt. Như vậy khi vùng hoạt có kích thước hữu hạn, xác suất tránh rò neutron trong quá trình làm chậm là:

$$p_{\tau} = e^{-B^2 \tau} \quad (6.21)$$

Mật độ neutron nhiệt bị hấp thụ trong 1 s là $\Sigma_a \Phi$, còn mật độ neutron nhiệt bị rò trong 1 s bằng $-D \Delta \Phi$. Do hàm Φ thỏa mãn phương trình $\Delta \Phi + B^2 \Phi = 0$ nên $-D \Delta \Phi = DB^2 \Phi$. Xác suất tránh rò neutron nhiệt trong quá trình khuếch tán là:

$$p_L = \frac{\Sigma_a \Phi}{\Sigma_a \Phi + DB^2 \Phi} = \frac{1}{1 + B^2 L^2} \quad (6.22)$$

Trong đó $L^2 = D/\Sigma_a$.

Kết hợp các biểu thức (6.20), (6.21) và (6.22) ta được hệ số nhân neutron hiệu dụng:

$$k_{\text{eff}} = k_{\infty} \frac{e^{-B^2 \tau}}{1 + B^2 L^2} \quad (6.23)$$

Điều kiện tới hạn của vùng hoạt lò phản ứng là:

$$k_{\infty} \frac{e^{-B^2 \tau}}{1 + B^2 L^2} = 1 \quad (6.24)$$

Khi điều kiện (6.24) được thực hiện, ta có thể xác định khối lượng tới hạn của nhiên liệu uranium và kích thước tới hạn của vùng hoạt động của lò phản ứng. Các thông số này rất quan trọng trong tính toán và vận hành lò phản ứng.

6.3.2.2. Công thức bốn thừa số

Hệ số nhân k_{∞} được viết dưới dạng tích số của bốn thừa số:

$$k_{\infty} = \eta \mu p f \quad (6.25)$$

Trong đó η là số neutron nhanh sinh ra khi hạt nhân uranium hấp thụ một neutron nhiệt, μ là hệ số nhân neutron nhanh do phân hạch U^{238} , p là xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng và f là hệ số sử dụng neutron nhiệt. Các thừa số của công thức bốn thừa số nêu trên như sau.

a) Hệ số sinh neutron η

Khi U^{235} hấp thụ một neutron nhiệt thì sinh ra ν neutron nhanh do phân hạch. Giả sử trong nhiên liệu uranium, nồng độ U^{235} và U^{238} là N_5 và

N_8 . Tiết diện vi mô hấp thụ neutron nhiệt đối với U^{235} và U^{238} là σ_5 và σ_8 . khi đó:

$$\eta = v \frac{\sigma_{f5} N_5 \Phi}{\sigma_5 N_5 \Phi + \sigma_8 N_8 \Phi} = v \frac{\sigma_{f5} N_5}{\sigma_5 N_5 + \sigma_8 N_8} \quad (6.26)$$

Trong đó σ_{f5} là tiết diện phân hạch của U^{235} đối với neutron nhiệt.

Với nhiên liệu chỉ có U^{235} thuần túy thì:

$$\eta = v \frac{\sigma_{f5}}{\sigma_5}$$

Trong đó $\sigma_{f5} = 582b$, $\sigma_5 = 695b$, và $v = 2,41$, như vậy $\eta = 2,02$.

Với nhiên liệu uranium thiên nhiên, trong đó $N_5 = 0,00714$ và $N_8 = 0,993$, ngoài ra $\sigma_8 = 2,7b$, ta có $\eta = 1,31$.

b) Hệ số nhân trên neutron nhanh μ

Tiết diện phân hạch U^{238} có ngưỡng ở năng lượng cỡ 1,1 MeV. Do năng lượng của đa số neutron tức thời vượt quá giá trị này nên có xác suất nào đó đối với quá trình phân hạch U^{238} do neutron nhanh. Giá trị μ phụ thuộc vào các tiết diện phân hạch và tán xạ không đàn hồi, vào các tỉ số chất làm chậm so với nồng độ uranium. Trong lò phản ứng đồng nhất, các hạt nhân U^{238} được bao bọc bởi các hạt nhân chất làm chậm. Do đó các neutron nhanh phân hạch va chạm với các hạt nhân làm chậm và năng lượng của chúng giảm xuống dưới ngưỡng phân hạch U^{238} . Như vậy hệ số nhân trên neutron nhanh μ khác đơn vị rất ít. Còn trong lò phản ứng không đồng nhất, các neutron nhanh thoát tiên chuyển động trong thanh nhiên liệu do đó xác suất va chạm với U^{238} lớn và sự phân hạch trong lò loại này lớn hơn so với lò đồng nhất. Ngoài các thông số kể trên trong lò đồng nhất, đối với lò không đồng nhất μ còn phụ thuộc vào kích thước các khối uranium và khoảng cách giữa chúng. Công thức tính μ đối với lò không đồng nhất như sau:

$$\mu = 1 + \frac{0,092 P}{1 - 0,52 P} \quad (6.27)$$

Trong đó P là xác suất để neutron nhanh chịu một va chạm trong khối uranium trên đường đi của mình. Biểu thức (6.27) đạt cực đại khi $P = 1$, khi đó:

$$\mu_{\max} \approx 1,2 \quad (6.28)$$

c. Xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng p

Neutron trong quá trình làm chậm bị các hạt nhân U^{238} hấp thụ trong miền cộng hưởng. Miền này kéo dài từ 1 eV đến 1000 eV. Xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng có dạng:

$$p = \exp\left(-\frac{N_s I}{\xi \Sigma_s}\right) \quad (6.29)$$

Trong đó I là tích phân cộng hưởng hiệu dụng

$$I = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_a \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a} \frac{dE}{E} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_a \frac{1}{1 + \frac{N_s}{\Sigma_s} \sigma_a} \frac{dE}{E} \quad (6.30)$$

Sự hấp thụ cộng hưởng trong các môi trường đồng nhất và không đồng nhất là không giống nhau. Trong môi trường đồng nhất, là môi trường mà các hạt nhân uranium trộn đều trong các thể tích làm chậm, tất cả hạt nhân nằm trong điều kiện giống nhau. Khi tăng nồng độ U^{238} , tích phân cộng hưởng giảm đi. Hiệu ứng này được gọi là hiệu ứng che chắn của các mức cộng hưởng. Xác suất tránh hấp thụ cộng hưởng đối với môi trường không đồng nhất lớn hơn môi trường đồng nhất có cùng tỉ số $\frac{N_s}{\Sigma_s}$. Chẳng hạn, môi

trường đồng nhất gồm uranium thiên nhiên và graphite với tỉ số $\frac{N_s}{\Sigma_s} = 215$ cho $p_{th} \approx 0,65$ còn môi trường không đồng nhất cho $p_{kth} \approx 0,93$.

d) Hệ số sử dụng neutron nhiệt f

Hệ số sử dụng neutron nhiệt là tỉ số giữa số neutron được uranium hấp thụ và toàn bộ số neutron được hấp thụ bởi uranium, vật liệu làm chậm và các vật liệu khác trong vùng hoạt lò phản ứng. Đối với lò đồng nhất thì:

$$f = \frac{\sigma_s N_s + \sigma_u N_u}{\sigma_s N_s + \sigma_u N_u + \sum_i \sigma_i N_i} = \frac{\sigma_u N_u}{\sigma_u N_u + \sum_i \sigma_i N_i} \quad (6.31)$$

Trong đó σ_s , σ_u và σ_i là tiết diện hấp thụ neutron đối với ^{235}U , ^{238}U , uranium và vật liệu loại i . Các đại lượng N_s , N_u và N_i là nồng độ hạt nhân của các chất tương ứng. Đặt:

$$q_i = \frac{\sigma_i N_i}{\sigma_u N_u} \quad (6.32)$$

thì:

$$f = \frac{1}{1 + \sum_i q_i} \quad (6.33)$$

Đối với lò phản ứng không đồng nhất thì nhiên liệu tập trung vào các thanh nhiên liệu, mật độ neutron nhiệt trong thanh bé hơn ở chất làm chậm. Điều này gây nên do hai nguyên nhân. Thứ nhất, uranium không làm chậm neutron, nghĩa là trong thanh nhiên liệu không có nguồn neutron nhiệt mà

nguồn neutron nhiệt nằm trong chất làm chậm. Neutron nhiệt có mặt trong thanh nhiên liệu là do chúng khuếch tán vào từ môi trường chất làm chậm. Thứ hai, uranium có tiết diện hấp thụ neutron nhiệt lớn hơn chất làm chậm nên neutron nhiệt trong khối uranium bị giảm nhiều hơn. Như vậy trong thanh nhiên liệu không những lượng neutron nhiệt ít hơn trong chất làm chậm mà thông lượng neutron nhiệt còn giảm dần từ ngoài vào trong thanh nhiên liệu, nghĩa là tại tâm thanh nhiên liệu thông lượng neutron nhiệt đạt cực tiểu.

Hệ số sử dụng neutron nhiệt trong lò không đồng nhất cũng tính theo (6.33), trong đó:

$$q_i = \frac{\int_{V_i} \Phi_{ch} \sigma_i N_i dV_i}{\int_{V_u} \Phi_u \sigma_u N_u dV_u} \quad (6.34)$$

Trong đó Φ_{ch} và Φ_u là các mật độ thông lượng trong thanh nhiên liệu và trong chất làm chậm. Do $\overline{\Phi}_{ch} > \overline{\Phi}_u$ nên ta được $q_i^{k_{dn}} > q_i^{dn}$ và $f_{kdn} < f_{dn}$.

6.3.3. Động học lò phản ứng

6.3.3.1. Độ phản ứng

Trong phần trên ta chỉ xét phương trình khuếch tán trong trạng thái dừng khi lò ở mức tới hạn. Bây giờ ta hãy xét trạng thái lò không dừng, tức là trạng thái mà công suất của nó thay đổi theo thời gian. Như đã nói trên, sự phát triển của phản ứng dây chuyền phụ thuộc vào hệ số nhân hiệu dụng k_{eff} , mà từ đây để đơn giản ta viết là k . Đó là tỉ số của số neutron ở thế hệ sau n_2 so với số neutron ở thế hệ trước n_1 :

$$k = \frac{n_2}{n_1} \quad (6.35)$$

Do hệ số nhân k khác 1 rất ít nên độ dư $\delta k = k - 1$ là một đại lượng bé, xuất hiện do sự thay đổi nào đó của công suất lò phản ứng. Một đại lượng được dùng phổ biến trong động học lò phản ứng là độ phản ứng ρ :

$$\rho = \frac{\delta k}{k} = \frac{\delta n}{n_2} \quad (6.36)$$

Trong đó $\delta n = n_2 - n_1$. Độ phản ứng ρ là đại lượng rất bé hơn 1.

6.3.3.2. Vai trò của neutron tức thời và neutron trễ trong phản ứng dây chuyền

Giả sử lò phản ứng đang ở trạng thái tới hạn, tức là $k = 1$, nếu ta thêm một gia số hệ số nhân δk vào lò thì mật độ neutron $N(t)$ thay đổi theo công thức sau:

$$N(t) = N(0) e^{t/T} \quad (6.37)$$

Trong đó
$$T = \frac{\ell}{\delta k} \quad (6.38)$$

gọi là chu kỳ lò phản ứng và ℓ là thời gian sống của các neutron tức thời. Sau khoảng thời gian T mật độ neutron thay đổi $e \approx 2,7$ lần. Theo biểu thức (6.37) nếu $\delta k < 0$ thì mật độ neutron N giảm, còn nếu $\delta k > 0$ thì N tăng. Đối với lò phản ứng dùng nước làm chậm neutron thì $\ell \approx 5.10^{-4}$ s. Giả sử $\delta k = 0,0025$ thì chu kỳ lò phản ứng là:

$$T = \frac{\ell}{\delta k} = \frac{5.10^{-4}}{25.10^{-4}} \text{ s} = 0,2 \text{ s} \quad (6.39)$$

Thay (6.39) vào (6.37) ta thấy sau khoảng thời gian 1 s mật độ neutron thay đổi như sau:

$$N(1) = N(0) e^5 \approx 150 N(0)$$

Mật độ neutron tăng lên 150 lần sau 1 s và công suất lò cũng tăng lên theo hệ số đó. Sự tăng công suất lò nhanh như vậy không cho phép điều khiển lò dù bằng phương tiện tự động nào.

Việc điều khiển lò dựa trên các neutron trễ, tác dụng của chúng là tăng chu kỳ lò phản ứng T . Các neutron trễ được chia thành 6 nhóm, phần đóng góp của mỗi nhóm là β_i và thời gian sống là $\ell_i = \frac{1}{0,693} T_{1/2i}$, trong đó

$T_{1/2i}$ là thời gian bán rã đối với các nhóm sản phẩm phân hạch phát neutron. Phần neutron trễ trong tổng số neutron sinh ra khi phân hạch U^{235} là

$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i = 0,0064$ và thời gian trễ trung bình của chúng là:

$$\ell_{tr} = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^6 \beta_i \ell_i = 12,4 \text{ s} \quad (6.40)$$

Thời gian sống trung bình của thế hệ neutron được lấy trung bình theo thời gian sống của neutron tức thời ℓ , phần đóng góp tương đối là $1 - \beta$, và thời gian sống neutron trễ ℓ_{tr} , phần đóng góp tương đối là β , bằng:

$$\bar{\ell} = (1 - \beta) \ell + \beta \ell_{tr} \quad (6.41)$$

Đối với chất làm chậm là nước thì:

$$\bar{\ell} = 5.10^{-4} + 0,0064 \times 12,4 \approx 0,08 \text{ s} \quad (6.42)$$

Kết quả này cho thấy thời gian sống trung bình chủ yếu được xác định bởi neutron trễ, tuy phần đóng góp tương đối của nó rất bé so với số neutron tức thời. Chu kỳ lò phản ứng khi tính đến sự đóng góp của neutron trễ trong trường hợp $\delta k = 0,0025$ là

$$T = \frac{\bar{\ell}}{\delta k} = \frac{0,08}{0,0025} \text{ s} = 32 \text{ s} \quad (6.43)$$

Bây giờ sau 1 s mật độ neutron tăng lên như sau:

$$\frac{N(1)}{N(0)} = e^{\frac{1}{32}} \approx 3,1 \%$$

Với tốc độ tăng chậm như vậy của mật độ neutron và cũng là của công suất lò, ta hoàn toàn có thể điều khiển lò được.

Các ví dụ trên đều tính với độ dư hệ số nhân $\delta k = 0,0025$. Song nếu δk lớn hơn thì chu kỳ lò phản ứng T giảm đi và tốc độ tăng công suất sẽ lớn lên. Do đó neutron trễ chỉ có vai trò trong một giới hạn của độ dư hệ số nhân δk . Giới hạn này là $\delta k < \beta$, nghĩa là để lò phản ứng có thể điều khiển được thì độ dư hệ số nhân, hay độ phản ứng ρ phải thỏa mãn điều kiện $\rho \approx \delta k < \beta$.

6.3.3.3. Phương trình động học lò phản ứng

Phương trình động học mô tả sự thay đổi theo thời gian của mật độ neutron $N \frac{\text{neutron}}{\text{cm}^3}$ là:

$$\frac{dN}{dt} = [k(1-\beta) - 1] \Sigma_a \Phi + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i + S \quad (6.44)$$

Trong đó C_i và $\lambda_i = \frac{1}{\ell_i}$ là nồng độ và hằng số phân rã của các mảnh vỡ phân hạch phát neutron trễ thuộc nhóm thứ i ($i = 1, 2, \dots, 6$). Nồng độ C_i tuân theo phương trình sau:

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i k \Sigma_a \Phi - \lambda_i C_i \quad (6.45)$$

Các phương trình (6.44) và (6.45) không phụ thuộc vào các tọa độ không gian, vì vậy gọi là các phương trình động học của lò phản ứng điểm. Các phương trình này mô tả tốt tính chất thay đổi theo thời gian của mật độ neutron trong đa số các lò phản ứng, vì vậy người ta sử dụng chúng rộng rãi trong việc thiết kế các hệ thống kiểm tra và điều khiển lò phản ứng.

Ta hãy xét các nghiệm của hệ phương trình động học (6.44) và (6.45) trong trường hợp hệ số nhân thay đổi một lượng δk theo kiểu nhảy bậc, tức là k thay đổi từ $k = 1$ đến $k = 1 + \delta k$ tại thời điểm $t = 0$. Giả sử không có nguồn ngoài, $S = 0$, nghiệm các phương trình trên được viết dưới dạng như sau:

$$N = a \exp(\omega t), C_i = b_i \exp(\omega t) \quad (6.46)$$

Thay N và C_i từ (6.46) vào hai phương trình (6.44) và (6.45) ta được phương trình

$$\rho = \frac{\ell \omega}{1 + \ell \omega} + \frac{1}{1 + \ell \omega} \sum_{i=1}^6 \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i} \quad (6.47)$$

Phương trình (6.47) được gọi là phương trình giờ ngược. Đây là phương trình bậc 7 đối với ω qua độ phản ứng ρ . Với một giá trị ρ cho trước, giải phương trình (6.47) ta được các nghiệm ω và thay các nghiệm này vào biểu thức (6.46) ta có các nghiệm N và C_i của hệ hai phương trình động học là phản ứng (6.44) và (6.45).

6.3.4. Sự thay đổi độ phản ứng trong quá trình làm việc của lò

Để lò làm việc với công suất không đổi cần phải giữ hệ số nhân hiệu dụng ở giá trị $k = 1$. Tuy nhiên trong thời gian lò làm việc trong vùng hoạt xảy ra một số quá trình làm thay đổi hệ số k : sự nhiễm độc bởi các sản phẩm phân hạch, sự cháy nhiên liệu và hiệu ứng nhiệt độ. Hiệu ứng tổng cộng của các nhân tố nói trên thường làm giảm hệ số k tức là đưa một độ phản ứng âm vào lò. Để bảo đảm lò làm việc được lâu người ta cần cấu tạo vùng hoạt có một độ phản ứng dự trữ $\rho_{\text{dự trữ}} = \frac{\Delta k}{k_{\text{dự trữ}}}$ trong đó $\Delta k = k_{\text{dự trữ}} - 1$ còn $k_{\text{dự trữ}}$ là hệ

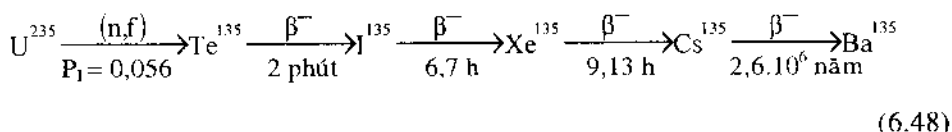
số nhân của lò khi rút tất cả các thanh hấp thụ ra khỏi vùng hoạt. Lúc ban đầu, khi các thanh nhiên liệu còn mới, các thanh hấp thụ, mà người ta còn gọi là các thanh bù trừ, nằm trong vùng hoạt để bù trừ độ phản ứng dự trữ trên. Trong khi lò làm việc người ta rút dần các thanh bù trừ ra khỏi vùng hoạt, tức là đưa vào độ phản ứng dương, để bù trừ độ phản ứng âm nhằm bảo đảm $k = 1$. Sau một thời gian lò làm việc, độ phản ứng giảm đi và đến lúc $\rho_{\text{dự trữ}} \approx 0$, lúc đó hoặc dừng lò hoặc thay nhiên liệu mới để lò có thể hoạt động được. Thời gian đó gọi là chu kỳ thay nhiên liệu T_c .

6.3.4.1. Sự nhiễm độc xenon

Khi nhiên liệu cháy xuất hiện các mảnh vỡ phân hạch. Các mảnh vỡ này có tiết diện hấp thụ neutron khác nhau. Nếu tiết diện hấp thụ rất lớn thì mảnh vỡ tương ứng gây nên sự mất mát số lớn neutron, đưa vào lò độ phản

ứng âm lớn. Đó là hiện tượng nhiễm độc lò phản ứng. Các mảnh vỡ phân hạch gây nhiễm độc lò phản ứng là $_{54}\text{Xe}^{135}$ và $_{62}\text{Sm}^{149}$ do tiết diện hấp thụ neutron nhiệt của chúng vào cỡ $\sigma_{\text{Xe}} \approx 3,5 \cdot 10^6$ barn và $\sigma_{\text{Sm}} \approx 50000$ barn. Hiện tượng hấp thụ neutron ít hơn của một số mảnh vỡ phân hạch khác gọi là sự tạo xỉ, còn các mảnh vỡ phân hạch đó gọi là xỉ của lò phản ứng. Trong phần này trình bày nhiễm độc xenon vì hiệu ứng này đáng chú ý trong quá trình hoạt động của lò phản ứng.

Xenon được sinh ra theo quá trình sau:



Theo dãy (6.48), sản phẩm trực tiếp sinh ra do phân hạch U^{235} là Te^{135} với suất ra $P_1 = 0,056$. Sau phân rã β^- , Te^{135} biến thành I^{135} và đồng vị này phân rã cho Xe^{135} . Ngoài ra Xe^{135} còn sinh ra trực tiếp từ sự phân hạch U^{235} với suất ra $P_{\text{Xe}} = 0,003$.

Khi lò phản ứng bắt đầu làm việc thì nồng độ xenon N_{Xe} tăng dần, đưa vào lò độ phản ứng:

$$q_{\text{Xe}} = \frac{N_{\text{Xe}} \sigma_{\text{Xe}}}{\Sigma_{\text{U}}} \quad (6.49)$$

Trong đó σ_{Xe} là tiết diện vi mô hấp thụ neutron nhiệt của Xe^{135} , vào cỡ $3,5 \cdot 10^6$ barn còn Σ_{U} là tiết diện vĩ mô hấp thụ neutron nhiệt bởi U^{238} . Sau khoảng vài chục giờ làm việc của lò phản ứng, độ nhiễm độc xenon đạt giá trị cân bằng:

$$q_{\text{Xe},0} = \frac{2,06 \cdot 10^{-19} \Phi_0 \Sigma_{\text{U}}^f}{2,09 \cdot 10^{-5} + 3,5 \cdot 10^{-18} \Phi_0 \Sigma_{\text{U}}} \quad (6.50)$$

Trong đó Σ_{U}^f là tiết diện vĩ mô phân hạch của U^{235} .

Tỉ số $\frac{\Sigma_{\text{U}}^f}{\Sigma_{\text{U}}} = 0,6$ đối với uranium thiên nhiên; 0,81 đối với uranium giàu 2% và 0,85 đối với uranium tinh khiết. Trong công thức (6.50), Φ_0 là mật độ thông lượng neutron nhiệt. Khi $\Phi_0 \geq 10^{14} \frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$ có thể bỏ qua số hạng đầu so với số hạng thứ hai trong mẫu số, do đó $q_{\text{Xe},0}$ không phụ thuộc vào mật độ thông lượng neutron Φ_0 và đạt giá trị cực đại $q_{\text{Xe},0}^{\text{max}}$. Trong bảng 6.7 dẫn ra

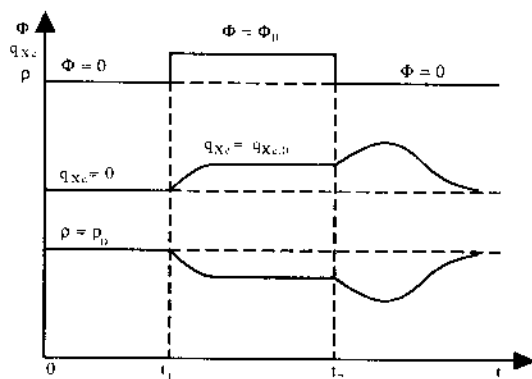
các giá trị $q_{Xe,0}^{max}$ và $q_{Sm,0}^{max}$ đối với nhiễm độc xenon và samarium đối với các độ giàu uranium khác nhau.

Bảng 6.7. Các giá trị $q_{Xe,0}^{max}$ và $q_{Sm,0}^{max}$ đối với các độ giàu U^{235} khác nhau.

Độ giàu	0,714%	2%	100%
$q_{Xe,0}^{max}$	0,0354	0,0478	0,0502
$q_{Sm,0}^{max}$	0,0068	0,0092	0,0096

Từ bảng 6.7 ta thấy rằng độ nhiễm độc xenon cực đại vào cỡ 5% và lớn hơn độ nhiễm độc samarium cực đại khoảng 5 lần. Hơn nữa độ nhiễm độc xenon đạt giá trị cân bằng nhanh hơn samarium, do đó ảnh hưởng của nhiễm độc xenon thể hiện rất rõ trong quá trình lò làm việc. Ảnh hưởng của độ nhiễm độc xenon lên độ phản ứng thể hiện ở hệ số sử dụng neutron nhiệt f vì khi đó nó xuất hiện thành phần hấp thụ mạnh neutron nhiệt. Tính toán cho độ phản ứng âm đưa vào lò là $\rho_{Xe} \approx -q_{Xe}$.

Ngoài ra, một hiệu ứng xảy ra do nhiễm độc xenon là sự xuất hiện hố iodine sau khi dừng lò. Khi thay đổi công suất lò, thể hiện qua sự thay đổi mật độ thông lượng neutron nhiệt, độ nhiễm độc xenon q_{Xe} và độ phản ứng ρ đưa vào lò được thể hiện trên hình 6.6.



Hình 6.6. Sự phụ thuộc của q_{Xe} và ρ vào mật độ thông lượng neutron Φ .

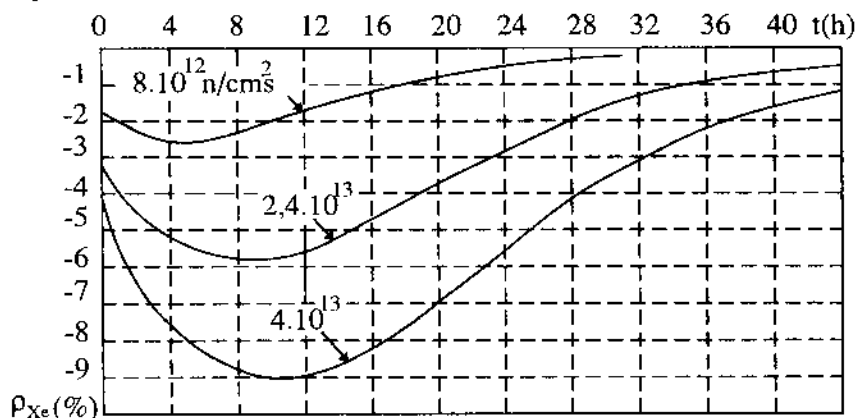
Ta hãy xét trường hợp dừng lò theo hình 6.6. Tại thời điểm t_2 , công suất lò giảm đột ngột từ Φ_0 đến 0, nồng độ xenon thoát tiên tăng nhanh và có thể vượt quá giá trị cân bằng ban đầu, sau đó giảm do lượng iodine giảm

vì phân rã và lượng xenon cũng tiếp tục phân rã. Do đó độ nhiễm độc ρ_{Xe} tăng, đạt giá trị cực đại và giảm đến 0 như thể hiện trên hình 6.6. Ngược lại, độ phản ứng giảm đạt cực tiểu rồi mới bắt đầu tăng, sau một thời gian đạt đến giá trị ρ_0 ban đầu. Hiệu ứng giảm độ phản ứng sau khi dừng lò do nhiễm độc xenon gọi là *hố iodine*.

Hố iodine là hiệu số giữa độ mất độ phản ứng theo thời gian và độ mất độ phản ứng cân bằng trước khi dừng lò:

$$\Delta\rho_I(t) = \rho_{Xe}(t) - \rho_{Xe,0} \quad (6.51)$$

Trên hình 6.7 thể hiện các đường cong hố iodine theo thời gian sau khi dừng lò đối với các giá trị mật độ thông lượng neutron nhiệt khác nhau trước khi dừng lò. Từ hình 6.7 ta thấy rằng sau khi dừng lò hoặc có thể khởi động ngay hoặc phải chờ vài ngày mới khởi động trở lại. Đó là do trong hố iodine, độ phản ứng âm xuất hiện quá lớn, muốn cho lò hoạt động phải đưa vào lò độ phản ứng dương đủ lớn để bù trừ. Không nên khởi động lò sau khi lò dừng cỡ 10 giờ, tức là khi đạt cực đại của hố iodine.



Hình 6.7. Sự phụ thuộc thời gian của hố iodine sau khi dừng lò đối với các giá trị mật độ thông lượng neutron nhiệt khác nhau trước khi dừng lò.

6.3.4.2. Sự cháy nhiên liệu

Sự cháy nhiên liệu thể hiện qua sự thay đổi nồng độ U^{235} theo thời gian như sau:

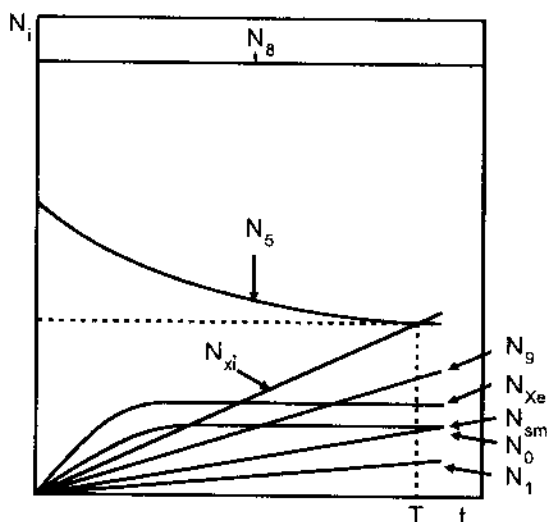
$$N_5(t) = N_5(0)e^{-s} \quad (6.52)$$

Trong đó $s = \sigma_5 \int_0^t \Phi(t') dt'$, được gọi là độ sâu cháy nhiên liệu. Khi s bé, biểu

thức (6.52) có thể viết gần đúng là $N_5(t) = N_5(0)(1-s)$, và do đó

$$s = \frac{N_5(0) - N_5(t)}{N_5(0)} = \frac{\Delta N_5(t)}{N_5(0)} \quad (6.53)$$

Trong nhiên liệu uranium, ngoài U^{235} còn có một lượng lớn U^{238} . Theo công thức (6.52) khi lò làm việc nhiên liệu cháy dần và số hạt nhân U^{235} giảm theo hàm số mũ. Đồng thời, do neutron tương tác với U^{238} , một số hạt nhân khác được sinh ra như Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{241} , các hạt nhân gây nhiễm độc Xe^{135} , Sm^{149} và các hạt nhân xỉ của lò. Hình 6.8 minh họa sự giảm nhiên liệu U^{235} và sự tăng các hạt nhân sản phẩm, gọi chung là xỉ của lò. Thời gian T_c là thời điểm nồng độ các hạt nhân xỉ bằng nồng độ U^{235} , là chu kỳ thay nhiên liệu của lò phản ứng.



Hình 6.8. Sự giảm nồng độ các hạt nhân nhiên liệu U^{235} và sự tăng nồng độ các hạt nhân xỉ của lò phản ứng. N_i là nồng độ các hạt nhân, trong đó N_0 , N_1 , N_5 , N_8 , N_9 , N_{Xe} và N_{Sm} ứng với Pu^{240} , Pu^{241} , U^{235} , U^{238} , Pu^{239} , Xe^{135} và Sm^{149} .

6.3.4.3. Hiệu ứng nhiệt độ và hiệu ứng công suất

Khi lò phản ứng làm việc thì sinh ra một nhiệt lượng lớn làm nhiệt độ trong vùng hoạt tăng lên. Khi nhiệt độ vùng hoạt thay đổi thì hệ số nhân k của lò thay đổi, tức là sự thay đổi nhiệt độ đã đưa vào vùng hoạt một độ phản ứng nào đó. Tỷ số giữa gia số độ phản ứng $\Delta \rho$ và gia số nhiệt dT được gọi là hệ số nhiệt độ của độ phản ứng.

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \approx \frac{dk}{dT} \quad (6.54)$$

Sự thay đổi của hệ số nhân k khi thay đổi nhiệt độ vùng hoạt do hai thành phần, gồm hệ số nhiệt độ hạt nhân gây nên do sự thay đổi phổ năng lượng neutron và hiệu ứng Doppler đối với sự hấp thụ ở miền cộng hưởng, và hệ số nhiệt độ mật độ gây nên do sự thay đổi mật độ vật liệu của các thành phần vật liệu dẫn tới sự thay đổi quãng chạy trung bình của neutron và sự rò neutron.

Sự thay đổi công suất của lò phản ứng kéo theo sự thay đổi độ phản ứng. Đó là hiệu ứng công suất. Đại lượng đặc trưng cho hiệu ứng công suất là *hệ số công suất của độ phản ứng*:

$$\alpha_Q = \frac{d\rho}{dQ} \quad (6.55)$$

Mặc dù khi tăng công suất thì nhiệt độ vùng hoạt cũng tăng, song trong lò phản ứng không đồng nhất với sự tải nhiệt cưỡng bức, do sự phân bố nhiệt độ không giống nhau trong thanh nhiên liệu và trong chất tải nhiệt, các hệ số nhiệt độ và hệ số công suất không tỉ lệ với nhau.

Để bảo đảm an toàn lò phản ứng cần thiết kể sao cho các hệ số nhiệt độ và công suất của độ phản ứng có giá trị âm. Thật vậy, vì một lý do nào đó mà công suất lò tăng, khi đó nhiệt độ vùng hoạt tăng và trong lò được đưa vào một độ phản ứng âm và công suất lò giảm xuống. Nếu vì một lý do nào đó công suất lò giảm, nhiệt độ vùng hoạt giảm sẽ đưa vào lò một độ phản ứng dương và đưa công suất lò lên. Trong trường hợp ngược lại, khi hệ số nhiệt độ dương, sự tăng hay giảm công suất sẽ kéo theo sự tăng hay giảm nhiệt độ vùng hoạt và dẫn tới sự tăng hay giảm công suất lò hơn nữa. Quá trình tự kích đó làm cho lò làm việc không ổn định và nguy hiểm.

6.4. CÁC MÁY GIA TỐC HẠT TÍCH ĐIỆN

Máy gia tốc hạt tích điện là thiết bị sinh các hạt tích điện có năng lượng lớn, như các hạt electron, proton, alpha, deuteron và các ion nặng. Các hạt tích điện có năng lượng lớn được sử dụng y học, công nghiệp, môi trường, nghiên cứu khoa học, ...

Máy gia tốc có hai đặc trưng chính là năng lượng và cường độ chùm hạt. Cường độ chùm hạt là số hạt bay ra trong thời gian 1 giây, hoặc như người ta thường dùng, là dòng điện toàn phần tạo nên bởi chùm hạt.

Các máy gia tốc được chia thành hai loại là máy gia tốc liên tục và máy gia tốc xung. Máy gia tốc liên tục cho chùm hạt không thay đổi theo thời gian, còn máy gia tốc xung cho chùm hạt dưới dạng các xung. Mỗi loại máy có ưu điểm riêng của mình, máy gia tốc liên tục cho cường độ dòng hạt

cao còn máy gia tốc xung cho năng lượng hạt cao. Cường độ của máy gia tốc xung được đặc trưng bởi hai thông số là lượng xung trong 1 giây và lượng hạt trong 1 xung. Dòng trung bình trong máy gia tốc xung được xác định bởi công thức:

$$j = qnv \quad (6.56)$$

Trong đó q là điện tích của hạt được gia tốc, n là số hạt trong 1 xung còn v là số xung trong 1 giây.

Theo nguyên tắc hoạt động, các máy gia tốc được chia thành hai loại là máy gia tốc tác dụng trực tiếp, hay máy gia tốc cao thế, và máy gia tốc tác dụng bội. Trong máy gia tốc tác dụng trực tiếp, các hạt tích điện chuyển động trong chân không dưới tác dụng của trường tĩnh điện tạo nên bởi một hiệu điện thế không đổi. Trong máy gia tốc tác dụng bội, các hạt được gia tốc bởi điện trường biến thiên. Các máy gia tốc tác dụng bội lại được chia thành hai loại là máy gia tốc tuyến tính, trong đó các hạt chuyển động theo đường thẳng, và máy gia tốc tròn, trong đó các hạt chuyển động theo đường tròn.

Máy gia tốc tiêu biểu cho loại tác dụng trực tiếp là máy phát tĩnh điện Van de Graaf. Tất cả các loại máy gia tốc tuyến tính đều là máy gia tốc xung. Các máy gia tốc thuộc loại tròn là cyclotron, betatron và microtron. Các loại hoàn thiện hơn của máy gia tốc cyclotron là phasotron, synchrotron, synchrophasotron, isochron, ... Trong các máy gia tốc tròn thì cyclotron và isochron là các máy gia tốc liên tục, cho chùm hạt không thay đổi theo thời gian, máy gia tốc microtron có thể làm việc theo cả chế độ liên tục lẫn chế độ xung, còn tất cả các máy gia tốc tròn còn lại đều làm việc theo chế độ xung.

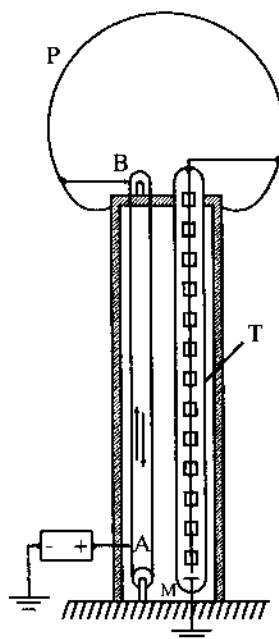
6.4.1. Máy phát tĩnh điện Van de Graaf

Nguyên tắc chính trong việc gia tốc các hạt tích điện là cho các hạt này chuyển động giữa hai điện cực với hiệu điện thế U . Sau khi đi qua hai điện cực này, hạt có điện tích q sẽ nhận thêm một năng lượng:

$$E = qU \quad (6.57)$$

Trên hình 6.9 trình bày sơ đồ của máy phát tĩnh điện Van de Graaf. Việc gia tốc các hạt được thực hiện trong ống gia tốc T. Ống này gồm một ống làm từ chất cách điện như thủy tinh hoặc sứ, các nguồn ion và các điện cực hình ống. Các điện cực hình ống được đặt trên một đường thẳng và cách nhau không xa. Đầu trên của ống gia tốc đặt nguồn ion và đầu dưới đặt bia để chiếu, là vật liệu cần nghiên cứu. Không khí trong ống gia tốc được bơm hút ra để tạo chân không 10^{-5} mm thủy ngân. Chân không có tác dụng giảm

thiếu quá trình va chạm của các ion được gia tốc với không khí và việc tạo ra điện tích khí giữa các điện cực.



Hình 6.9. Máy phát tĩnh điện Van de Graaf.

Một cao thế cỡ 8 triệu vôn đặt vào ống gia tốc. Qua hệ các điện trở mắc nối tiếp nhau, cao thế đó được phân bố đều giữa các điện cực.

Các ion từ nguồn ion đập vào điện cực đầu tiên. Trong không gian giữa nguồn và điện cực đầu, các ion nhận được một phần năng lượng theo công thức (6.56). Bên trong ống điện cực đầu, các ion chuyển động theo quán tính vì trong đó không có điện trường. Sau đó các ion chuyển động trong không gian giữa điện cực thứ nhất và điện cực thứ hai, nhận thêm một phần năng lượng nữa. Bên trong ống điện cực thứ hai, các ion lại chuyển động theo quán tính, để rồi lại nhận thêm một phần năng lượng nữa khi chuyển động từ điện cực thứ hai đến điện cực thứ ba. Quá trình gia tốc phát triển tương tự qua các điện cực tiếp theo. Các ion đập vào bia sau khi đã gia

tốc đến năng lượng $E = qU$ eV, trong đó q là điện tích của ion theo đơn vị $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C còn U là điện thế đặt trên ống gia tốc, tính theo đơn vị vôn.

Cách tạo ra cao thế như sau. Các điện tích sinh từ máy phát điện thế thấp được đưa vào điểm A trên một dây curoa làm từ vật liệu cách điện. Các điện tích theo dây curoa này chuyển đến điểm B ở đầu trên và chuyển sang thanh dẫn điện P. Các điện tích tích tụ tại mặt ngoài thanh này nâng điện thế lên đến $(5 - 8) \cdot 10^6$ vôn và được đưa vào ống gia tốc. Năng lượng của hạt được gia tốc phụ thuộc vào điện thế của thanh dẫn và bản thân điện thế này bị giới hạn bởi sự phóng điện từ thanh dẫn điện vào không khí. Với các máy phát tĩnh điện Van de Graaf tốt nhất, thế phóng điện không vượt quá chục triệu vôn và chùm ion điện tích một đơn vị có năng lượng không vượt quá 20 MeV, thông thường có năng lượng 2 – 5 MeV. Dòng của chùm hạt khá lớn, đạt đến vài trăm μ A.

Máy gia tốc hoàn thiện hơn của máy phát tĩnh điện Van de Graaf là máy tandem. Trong máy gia tốc tandem đã sử dụng hiện tượng thay đổi dấu điện tích của các ion. Chẳng hạn, các ion âm của hydrogen H^- được gia tốc theo phương đến điện cực cao thế dương. Tại điện cực này, các ion H^- tán xạ lên một bia mỏng, một số lớn các ion mất 2 electron và chuyển thành các proton mang điện tích dương. Các proton này được điện cực dương đẩy ngược lại, nghĩa là được gia tốc thêm một lần nữa và năng lượng được tăng gấp đôi. Hiện nay đã có các máy tandem chuyển điện tích các ion hai lần, do đó năng lượng của chúng tăng gấp ba.

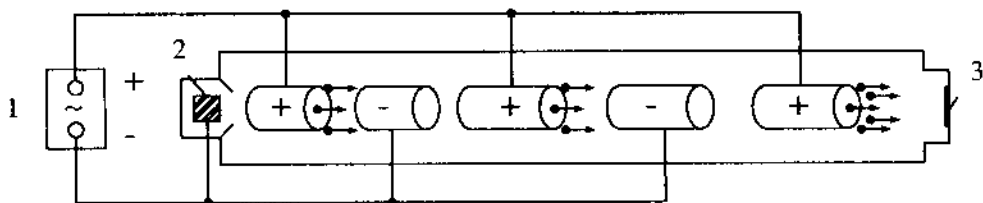
Hạn chế lớn nhất của máy phát tĩnh điện Van de Graaf là năng lượng chùm hạt thấp. Nhưng máy này có nhiều ưu điểm, trong đó ưu điểm chính là độ đơn năng rất cao của chùm hạt, có thể đạt đến 10^{-6} hay cao hơn nữa, và việc điều chỉnh năng lượng dễ dàng. Chính nhờ máy phát tĩnh điện Van de Graaf, người ta đã đo được tiết diện tán xạ proton-proton ở vùng năng lượng thấp với độ chính xác cao và ngày nay máy gia tốc này vẫn được sử dụng rộng rãi trong nghiên cứu khoa học.

6.4.2. Các máy gia tốc tuyến tính

Hình 6.10 trình bày một loại máy gia tốc tuyến tính, gọi là máy gia tốc cộng hưởng tuyến tính. Sự gia tốc các ion xảy ra khi chúng chuyển động nhiều lần qua điện thế không lớn của máy phát cao tần. Độ dài của các điện cực ống tăng theo phương chuyển động của các hạt tích điện. Thời gian chuyển động quán tính của các hạt tích điện trong các điện cực ống là giống nhau và bằng nửa chu kỳ thay đổi điện thế của máy phát cao tần. Các điện

cực ống chấn mắc vào một cực của máy phát còn các điện cực ống lẻ nối vào cực kia của máy phát.

Giả sử các ion dương chuyển động vào khoảng không giữa các điện cực thứ nhất và thứ hai. Trong thời gian này trên các điện cực lẻ có thể dương còn trên các điện cực chẵn có thể âm. Tại thời điểm các ion thoát ra khỏi điện cực thứ hai thì trên các điện cực chẵn có thể dương và trên các điện cực lẻ có thể âm. Các ion dương được gia tốc giữa điện cực thứ hai và thứ ba. Quá trình tương tự như vậy tiếp diễn khi các ion chuyển động qua các điện cực tiếp theo. Sự chuyển động của các ion và sự thay đổi điện thế trên các điện cực cộng hưởng với nhau, do đó máy gia tốc này gọi là máy gia tốc cộng hưởng. Năng lượng các ion được gia tăng cỡ 10 - 15 MeV/m chiều dài. Dòng trung bình vào khoảng 20 - 30 μA còn dòng xung cỡ 50 mA. Về mặt lý thuyết, nếu máy gia tốc làm càng dài thì chùm hạt có năng lượng càng lớn. Tuy nhiên trong thực tế năng lượng chùm hạt của máy gia tốc loại này chỉ đạt 20 - 30 MeV do sự phức tạp về kỹ thuật và giá thành quá cao.



Hình 6.10. Máy gia tốc cộng hưởng tuyến tính.

1. Nguồn phát cao tần; 2. Nguồn ion; 3. Bìa

Các ưu điểm chính của máy gia tốc cộng hưởng tuyến tính là dòng lớn, sự đơn giản trong việc nạp chùm hạt vào cũng như lấy chùm hạt ra. Ngoài ra, máy gia tốc tuyến tính không phát bức xạ hãm do chùm hạt chuyển động theo đường thẳng. Hiệu ứng này không quan trọng lắm đối với các ion nặng nhưng rất quan trọng đối với chùm electron năng lượng cao từ một vài trăm MeV trở lên. Do đó máy gia tốc tuyến tính thường được xây dựng cho các electron.

6.4.3. Các máy gia tốc tròn gia tốc các hạt nặng

6.4.3.1. Cyclotron

Hạt tích điện chuyển động theo đường tròn trong từ trường thuần nhất nếu vận tốc của nó không đổi và vuông góc với phương của từ trường.

Do khối lượng của hạt tương đối tính bằng $\frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ nên bán kính quỹ đạo của hạt tích điện bằng:

$$R = \frac{mv}{Bq} \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (6.58)$$

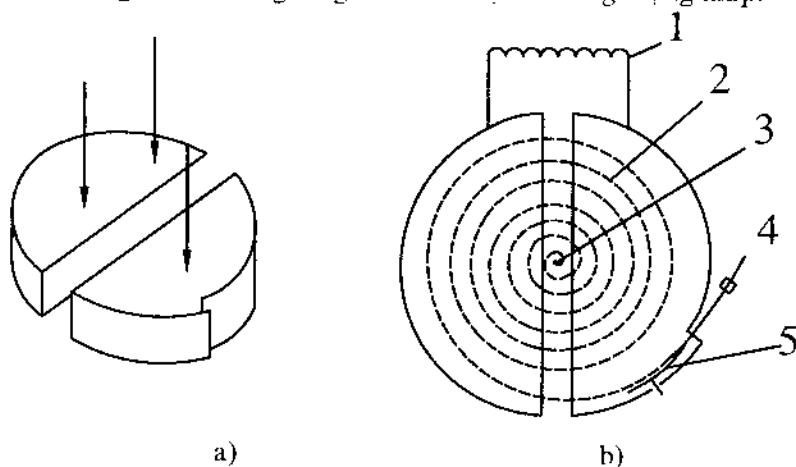
Trong đó v là vận tốc của hạt; m và q là khối lượng và điện tích của hạt; B là cảm ứng từ. Cảm ứng từ B , đơn vị đo là Tesla, liên hệ với từ trường H theo công thức $B = \mu_0 \mu H$, trong đó $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Henry/m còn μ là độ từ thẩm của môi trường. Tuy nhiên chúng ta sử dụng khái niệm từ trường để chỉ cả hai đại lượng này. Chu kỳ quay, là thời gian hạt chuyển động được một vòng, bằng:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{Bq} \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (6.59)$$

Tần số quay f , tức là số vòng quay của hạt trong 1 giây, bằng:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{Bq}{2\pi m} \sqrt{1-v^2/c^2} \quad (6.60)$$

Trong trường hợp không tương đối tính có thể coi $\sqrt{1-v^2/c^2} \approx 1$ và tần số f không phụ thuộc vào vận tốc hạt. Máy gia tốc cyclotron làm việc với tần số f không đổi và dùng để gia tốc các hạt có năng lượng thấp.



Hình 6.11. Sơ đồ nguyên lý của máy cyclotron

a. Dạng chung ; b. Dạng từ trên nhìn xuống:

1. Nguồn điện cao tần; 2. Quỹ đạo của các ion;

3. Nguồn ion; 4. Bìa; 5. Điện cực lệch.

Hình 6.11a trình bày sơ đồ nguyên tác của máy gia tốc cyclotron. Nó gồm hai điện cực rỗng cách điện, gọi là các duant, đặt giữa hai cực một nam châm. Trên các duant đặt nguồn điện thế của máy phát cao tần còn ở khe giữa các duant đặt nguồn ion dương. Toàn bộ hệ thống gồm các duant và nguồn ion được đặt trong buồng chân không với áp suất 10^{-6} mm thủy ngân.

Giả sử từ trường hướng từ ngoài vào trang giấy còn duant bên phải có điện thế dương cực đại. Các ion dương từ nguồn ion phát ra được gia tốc trong khe và chuyển động sang duant bên trái và trong duant đó chúng chuyển động với vận tốc không đổi theo một quỹ đạo tròn trong từ trường. Tần số máy phát trùng với tần số quay của các ion, vì vậy khi các ion sau khi đã chuyển động được nửa vòng tròn, lại rơi vào khe, còn trên duant bên trái có điện thế dương cực đại. Các ion được gia tốc trong khe và chuyển động sang duant bên phải. Quá trình như vậy tiếp diễn. Sau mỗi lần được gia tốc trong khe, vận tốc các ion tăng lên, do đó bán kính quỹ đạo của chúng cũng tăng và các ion chuyển động tròn theo đường xoắn ốc với bán kính tăng dần (Hình 6.11b). Hiệu điện thế giữa hai duant vào cỡ 100 kV, do đó sau một vòng quay, hạt được gia tăng một năng lượng cỡ 100 keV. Như vậy, trong máy gia tốc cyclotron với năng lượng hạt 20 MeV, các hạt chuyển động khoảng 200 vòng. Cuối quá trình gia tốc chùm ion được lấy ra nhờ một thiết bị làm lệch khỏi buồng chân không và đập lên bia cần nghiên cứu.

Cyclotron có ưu điểm là giảm kích thước so với máy gia tốc tuyến tính và dùng điện thế tương đối thấp. Tuy nhiên nhược điểm của cyclotron là không gia tốc được các ion lên năng lượng cao do khối lượng các ion tăng lên khi tốc độ chuyển động lớn theo thuyết tương đối Einstein. Khi khối lượng các ion tăng thì tần số quay của các ion giảm và thời gian xuất hiện các ion trong khe muộn hơn thời gian máy phát thay đổi điện thế cho duant. Do đó các ion sẽ nhận được năng lượng ít dần khi vận tốc càng lớn và hạn chế việc tăng năng lượng của ion. Cyclotron có thể gia tốc các proton đến năng lượng 25 MeV còn hạt alpha đến 50 MeV. Máy gia tốc này không thể gia tốc các hạt electron đến năng lượng vài chục MeV vì mất năng lượng do bức xạ hãm.

Một ưu điểm nữa của máy gia tốc cyclotron là cho dòng khá lớn, đạt đến 1 mA. Do đó hiện nay máy gia tốc loại này vẫn được sử dụng rộng rãi để nghiên cứu phản ứng hạt nhân năng lượng thấp và sản xuất các đồng vị phóng xạ nghèo neutron, mà không thể sản xuất trong các lò phản ứng hạt nhân. Ngoài ra máy gia tốc cyclotron còn được dùng để gia tốc các hạt deuteron, alpha và các ion nặng khác như carbon, nitrogen, oxygen, ..., đối với

chúng ảnh hưởng của hiệu ứng tương đối là không đáng kể cho đến năng lượng vài trăm MeV.

Để sử dụng nguyên lý máy gia tốc cyclotron đối với các hạt có năng lượng tương đối tính thì cần phải thay đổi hoặc là chế độ gia tốc hoặc là phân bố từ trường. Việc cải tiến đó được thực hiện theo các cách khác nhau trong các máy phasotron, synchrotron, synchrophasotron và isochron.

Để tăng năng lượng các ion cần cung cấp điện thế cho các duant với tần số giảm dần theo sự giảm tần số quay của các ion. Máy gia tốc làm việc theo nguyên tắc này gọi là phasotron, cho phép proton đạt năng lượng gần 1000 MeV hay synchrophasotron, có thể gia tốc proton đến năng lượng vài trăm nghìn MeV.

6.4.3.2. Phasotron

Máy gia tốc phasotron khác máy gia tốc cyclotron ở chỗ điện trường đặt vào các duant có tần số thay đổi. Theo công thức (6.60) khi vận tốc của hạt càng tăng thì tần số quay càng giảm. Trong máy phasotron người ta giảm tần số điện trường theo sự giảm tần số quay của hạt. Ngoài ra máy gia tốc này còn làm việc theo nguyên tắc tự động điều chỉnh pha. Nguyên lý này như sau: Các ion từ nguồn ion bắn vào buồng gia tốc với một độ phân tán nào đó theo vận tốc. Do đó trong quá trình gia tốc cộng hưởng một số hạt bắt đầu chuyển động chậm lại và một số hạt khác chuyển động nhanh lên. Tuy nhiên nếu các hạt chuyển động trong miền gia tốc trong thời gian tăng điện trường thì điện trường này làm tăng vận tốc các hạt chậm và làm giảm vận tốc các hạt nhanh. Đó chính là hiệu ứng tự điều chỉnh pha. Nhờ máy gia tốc phasotron có thể gia tốc proton đến năng lượng 1 GeV và hạt alpha đến năng lượng 890 MeV. Tuy nhiên cường độ dòng hạt trong máy phasotron chỉ đạt được cỡ $1\ \mu\text{A}$, thấp hơn nhiều so với máy cyclotron. Trong một xung của máy gia tốc có khoảng $10^9 - 10^{10}$ hạt. Điện thế đặt vào các duant khoảng 10 – 30 kV, do đó để có năng lượng 700 MeV thì hạt phải chạy khoảng 10^5 vòng.

6.4.3.3. Synchrophasotron

Năng lượng cỡ 1 GeV là giới hạn trên của máy gia tốc phasotron. Giới hạn này không phải do nguyên tắc vật lý mà do giá thành quá cao vì trọng lượng nam châm tăng theo lũy thừa bậc ba của năng lượng. Để giảm giá thành người ta làm máy gia tốc có dạng vòng nhẵn, trong đó các hạt chuyển động không phải trên một mặt tròn mà trong một ống uốn theo đường tròn, gọi là máy gia tốc synchrophasotron. Trong máy gia tốc này cả từ trường lẫn tần số điện trường đều thay đổi theo thời gian. Máy gia tốc

synchrophasotron đầu tiên tại Viện nghiên cứu hạt nhân Dubna, Nga, năm 1956, cho chùm proton năng lượng 10 GeV với $3,3 \cdot 10^{11}$ proton/chu kỳ và 7,5 xung/phút. Cường độ chùm hạt của máy gia tốc synchrophasotron khá thấp, muốn tăng nó có thể dùng phương pháp hội tụ mạnh chùm hạt. Việc hội tụ mạnh này được thực hiện nhờ các thấu kính từ hội tụ và phân kì đặt xen kẽ nhau. Máy gia tốc synchrophasotron với hiệu ứng hội tụ mạnh được xây dựng tại thành phố Serpukhov, Nga, năm 1967, cho chùm proton năng lượng 76 GeV, cường độ $2 \cdot 10^{-2} \mu\text{A}$ (10^{12} hạt/xung và 8 xung/phút). Gia số năng lượng proton trong một vòng quay là 190 keV nên trong một chu kỳ gia tốc, hạt bay khoảng $4 \cdot 10^5$ vòng. Bán kính vòng nhẵn của máy gia tốc bằng 236,14 m, ống chân không có chiều cao 11,5 cm và chiều rộng 17 cm, chiều dài 1,5 km.

6.4.3.4. Synchrotron

Nếu trong máy gia tốc cyclotron từ trường không thay đổi theo thời gian mà tăng theo bán kính như sau

$$B(R) = \frac{B_0}{\sqrt{1 - (R/R_\infty)^2}} \quad (6.61)$$

Trong đó $R_\infty = cT/2\pi$, thì chu kỳ T sẽ không thay đổi theo bán kính. Khi đó sự tăng chu kỳ do hiệu ứng tương đối được bù trừ bởi sự tăng từ trường theo bán kính. Máy gia tốc xây dựng theo nguyên tắc này gọi là máy synchrotron hay isochron-cyclotron. Máy gia tốc synchrotron làm việc theo chế độ liên tục nên dòng hạt có cường độ khá cao, vào cỡ 0,1 – 1 mA, và với năng lượng tương đối tính. Nhược điểm của máy gia tốc này là quỹ đạo các hạt không ổn định theo chiều cao nên phải dùng các biện pháp kỹ thuật phức tạp để ổn định lại. Năng lượng cực đại của synchrotron là 1 GeV đối với proton, thông thường các máy gia tốc cho chùm hạt proton năng lượng 50 – 100 MeV. Máy gia tốc này được sử dụng để tạo nên chùm π -meson có cường độ lớn, gọi là xưởng meson, để nghiên cứu các phản ứng của π -meson.

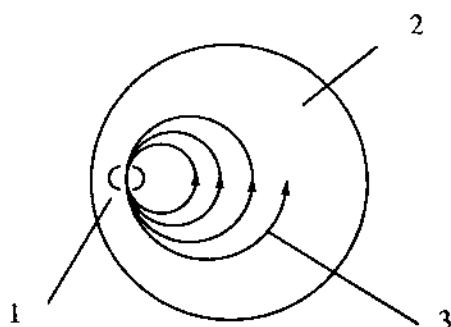
6.4.4. Các máy gia tốc electron

Máy gia tốc cyclotron không dùng để gia tốc electron được do khối lượng của nó tăng nhanh và tần số quay giảm ngay khi năng lượng electron mới đạt cỡ 10 MeV. Các máy gia tốc đặc biệt để gia tốc electron là microtron và betatron.

6.4.4.1. Microtron

Hình 6.12 trình bày sơ đồ nguyên tắc của microtron, trong đó electron được gia tốc bởi các xung điện trường trong từ trường đồng nhất và không đổi. Ở đây các electron được bắn vào buồng gia tốc không phải ở tâm từ trường mà ở mép của nó. Người ta đặt một hộp cộng hưởng ở chỗ lấy chùm electron ra ngoài. Trong hộp cộng hưởng, cứ sau một vòng quay electron nhận được một năng lượng 0,51 MeV, đúng bằng năng lượng tĩnh của electron. Do đó, theo công thức (6.59), chu kỳ ở vòng thứ k là bội số của chu kỳ ở vòng thứ nhất:

$$T_k = kT_1 = k \frac{2\pi m}{Bq} \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (6.62)$$



Hình 6.12. Máy gia tốc microtron

1. Hộp cộng hưởng; 2. Miền từ trường; 3. Quỹ đạo của electron.

Do đó các electron rơi vào hộp cộng hưởng đúng vào thời điểm gia tốc trong mỗi vòng quay. Các electron sẽ chuyển động theo các vòng tròn với bán kính tăng dần đồng thời tất cả các vòng này tiếp xúc với nhau trong hộp cộng hưởng. Các máy gia tốc microtron có thể làm việc cả theo chế độ liên tục lẫn chế độ xung. Các máy gia tốc microtron thường có năng lượng 4–30 MeV, năng lượng giới hạn vào khoảng 50 – 100 MeV. Cường độ chùm electron giảm nhanh khi tăng năng lượng, chẳng hạn cỡ 100 mA ở năng lượng 13 MeV và giảm đến 0,05 mA ở năng lượng 30 MeV. Các ưu điểm chính của máy gia tốc microtron là việc đưa chùm tia ra đơn giản, độ đơn năng cao của chùm hạt và cường độ dòng hạt cao.

6.4.4.2. Betatron

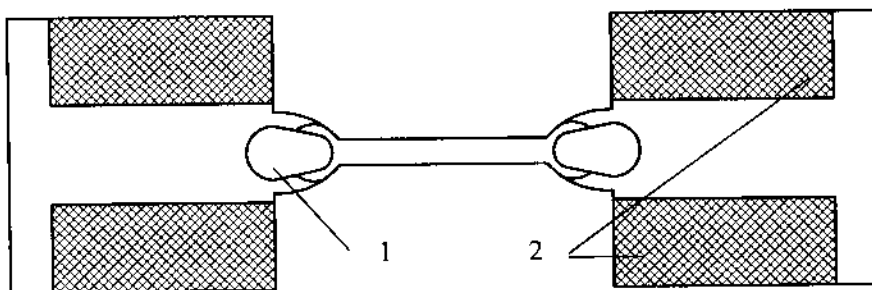
Máy gia tốc electron phổ biến đối với electron năng lượng thấp là máy betatron (Hình 6.13). Khác với các máy gia tốc khác, trong máy

betatron, điện trường không phải đưa vào từ bên ngoài mà là tạo nên do sự thay đổi nhanh từ trường theo thời gian theo phương trình Maxwell:

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.63)$$

Điện trường sinh ra theo phương trình (6.63) có đường sức là các đường tròn đồng tâm. Khi đó, nhờ tính siêu tương đối của electron, có thể chọn dạng phụ thuộc bán kính $B(R)$ của từ trường sao cho bán kính quỹ đạo electron không đổi theo thời gian.

Các máy gia tốc betatron có thể gia tốc electron đến năng lượng 50 MeV, với năng lượng cao hơn thì nam châm quá lớn. Cường độ chùm electron trung bình cỡ $10^{-2} \mu\text{A}$ với $10^9 - 10^{10}$ hạt trong một xung. Nhược điểm chính của máy gia tốc loại này là không thể đưa chùm electron ra ngoài, do đó nó được dùng để sinh các bức xạ hãm.



Hình 6.13. Mặt cắt đứng của máy gia tốc betatron.

1. Buồng gia tốc electron; 2. Các cuộn dây của nam châm điện.

6.4.4.3. Máy gia tốc với các chùm hạt gặp nhau

Các máy gia tốc với các chùm hạt gặp nhau dùng để nghiên cứu các quá trình ở năng lượng siêu tương đối, trong đó không phải một hạt chuyển động va chạm với một hạt bia đứng yên mà là va chạm giữa hai hạt chuyển động có năng lượng bằng nhau. Đứng về mặt sử dụng năng lượng, máy gia tốc với các chùm hạt gặp nhau có lợi hơn máy gia tốc thông thường. Thật vậy, giả sử trong máy gia tốc thông thường hạt vào với động năng E tương tác với hạt đứng yên có cùng khối lượng còn hai hạt này khi bay gặp nhau với động năng của mỗi hạt là E_0 , thì với điều kiện cùng năng lượng trong hệ tâm quán tính của hai hạt, liên hệ giữa E và E_0 như sau:

$$E = \frac{2E_0^2}{m} + 4E_0 \quad (6.64)$$

Từ công thức (6.64) ta thấy rằng, trong miền không tương đối, khi $E_0 \ll m$, thì E tăng tuyến tính theo E_0 , như vậy máy gia tốc các chùm hạt gặp nhau không có lợi thế hơn máy gia tốc bình thường. Còn trong miền siêu tương đối tính, khi $E_0 \gg m$, thì E tỉ lệ với bình phương của E_0 , nghĩa là tăng rất nhanh. Chẳng hạn, đối với máy gia tốc synchrotron ở Serpukhov với năng lượng proton 76 GeV, khối lượng proton bằng 0,938 GeV, thì ta nhận được giá trị $E_0 = 5,5$ GeV. Điều đó có nghĩa rằng một máy gia tốc với các hạt proton gặp nhau có năng lượng 5,5 GeV tương đương với máy gia tốc Serpukhov khi nghiên cứu quá trình tương tác proton-proton. Lợi thế này của máy gia tốc với các chùm hạt gặp nhau thể hiện rất rõ đối với electron, chẳng hạn với $E_0 = 1,5$ GeV ta được $E = 9000$ GeV. Vì vậy các máy gia tốc với các chùm hạt gặp nhau chủ yếu sử dụng cho tương tác electron-positron.

6.5. BÀI TẬP

6.5.1. Các bài tập ví dụ

Ví dụ 6.1. Hãy tính số phân hạch U^{235} trong 1 giây ứng với công suất 1 kW.

Bài giải. Một phân hạch U^{235} giải phóng năng lượng 200 MeV. Mặt khác $1 \text{ kW} = 6,26 \cdot 10^{15} \text{ MeV/s}$. Do đó 1 kW ứng với số phân hạch trong 1 giây là:

$$c = \frac{6,25 \cdot 10^{15}}{200} = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ phân hạch/s.}$$

Ví dụ 6.2. Hãy tính khối lượng U^{235} để nhận được năng lượng 1 MW×ngày trong lò phản ứng neutron nhiệt.

Bài giải. Số hạt nhân U^{235} ứng với khối lượng m là:

$$N = \frac{N_A}{A} m = \frac{6,025 \cdot 10^{23}}{235} m = 2,56 \cdot 10^{21} m \text{ hạt nhân (m tính theo đơn}$$

vị gam).

Năng lượng toả ra khi phân hạch m (g) U^{235} là:

$$E = NE_f = 2,56 \cdot 10^{21} m \times 200 \text{ MeV} = 5,12 \cdot 10^{23} m \text{ MeV.}$$

Do $1 \text{ kW} = 6,26 \cdot 10^{15} \text{ MeV/s}$ nên $1 \text{ MW} \times \text{ngày} = 5,4 \cdot 10^{23} \text{ MeV}$.

Vậy khối lượng U^{235} ứng với năng lượng 1 MW×ngày do phân hạch được tính từ phương trình $E = 5,12 \cdot 10^{23} m \text{ MeV} = 5,4 \cdot 10^{23} \text{ MeV}$. Từ phương trình này ta được $m_f = 1,05 \text{ g}$.

Khi neutron nhiệt tương tác với U^{235} , ngoài quá trình phân hạch với tiết diện σ_f còn có quá trình (n,γ) với tiết diện σ_γ . Như vậy khối lượng U^{235} gồm khối lượng m_f do phân hạch và khối lượng m_γ do quá trình (n,γ) :

$$m = m_f + m_\gamma = m_f \left(1 + \frac{m_\gamma}{m_f}\right) = m_f \left(1 + \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f}\right)$$

Tiết diện phân hạch và phản ứng (n,γ) đối với neutron nhiệt bằng $\sigma_f = 582$ barn và $\sigma_\gamma = 112$ barn, do đó:

$$m = m_f (1 + 0,17) = 1,23 \text{ g.}$$

Ví dụ 6.3. Hãy xác định mật độ thông lượng neutron trung bình trong lò phản ứng đồng nhất có 100 kg U^{235} làm việc ở công suất 200 MW.

Bài giải. Xét công suất nhiệt toả ra của một yếu tố thể tích dV với mật độ hạt nhân U^{235} trong yếu tố đó bằng N và mật độ thông lượng neutron là Φ . Với tiết diện phân hạch vi mô bằng σ_f thì số phân hạch trong $1 \text{ cm}^3 \cdot s$ trong yếu tố này là $N\sigma_f\Phi$ phân hạch/ $\text{cm}^3 \cdot s$. Do mỗi phân hạch toả ra năng lượng $E_f = 200 \text{ MeV}$ nên công suất nhiệt toả ra trong yếu tố thể tích dV bằng:

$$dP = E_f N \sigma_f \Phi dV \text{ MeV/s}$$

Công suất toả nhiệt trong toàn thể tích lò phản ứng là:

$$P = E_f N \sigma_f \int \Phi dV \text{ MeV/s} = E_f N \sigma_f \bar{\Phi} V \text{ MeV/s}$$

Trong đó $\bar{\Phi} = \frac{1}{V} \int \Phi dV$ là mật độ thông lượng trung bình. Thay giá

trị $E_f = 200 \text{ MeV}$ ta được:

$$P = \frac{1}{c} N \sigma_f \bar{\Phi} V \text{ kW}, \text{ trong đó } c = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ phân hạch/s như đã tính}$$

trong ví dụ 6.1. Từ công thức trên ta được:

$$\bar{\Phi} = \frac{cP}{N \sigma_f V} \text{ neutron/cm}^2 \cdot s$$

Thay số:

$$\begin{aligned} \sigma_f N V &= \sigma_f \frac{N_A}{A} \rho V = \frac{N_A}{A} m \\ &= 582 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 \frac{6,025 \cdot 10^{26}}{235} \times 100 = 15 \text{ m}^2 \end{aligned}$$

$$cP = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ neutron/(kW.s)} \times 200 \cdot 10^3 \text{ kW} = 62 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$$

$$\bar{\Phi} = 4,1 \cdot 10^{17} \text{ neutron/m}^2 \cdot s = 4,1 \cdot 10^{13} \text{ neutron/cm}^2 \cdot s.$$

Ví dụ 6.4. Trong máy gia tốc tuyến tính, các hạt tích điện chuyển động qua một hệ các ống nối với các cực liên tiếp ngược dấu nhau của một máy phát cao tần. Việc gia tốc xảy ra tại các khoảng trống giữa các ống. Giả sử các proton được bắn vào máy gia tốc với năng lượng $E_0 = 2 \text{ MeV}$ và gia tốc đến năng lượng $E = 20 \text{ MeV}$. Tại mỗi khoảng trống, hạt nhận thêm năng lượng $\Delta E = 0,5 \text{ MeV}$. Tần số máy phát là $f = 100 \text{ MHz}$. Bỏ qua chiều dài khoảng trống giữa các ống, hãy tính:

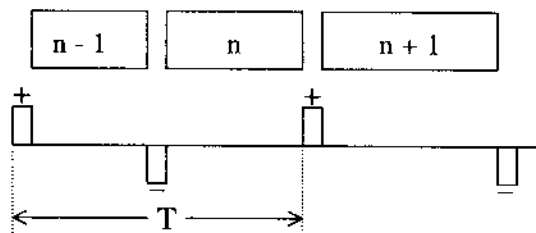
- Chiều dài ống thứ n , nói riêng ống thứ nhất và ống cuối cùng.
- Chiều dài của toàn máy gia tốc.

Bài giải.

a) Chiều dài của ống thứ n bằng (xem hình 6.14):

$$L_n = \frac{T}{2} v_n$$

Trong đó $T = \frac{1}{f}$ là



Hình 6.14

chu kỳ máy phát cao tần còn v_n là vận tốc của hạt trong ống thứ n . Năng lượng toàn phần của hạt tại ống thứ n là W_n , liên hệ với vận tốc hạt như sau:

$$W_n = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v_n^2/c^2}}, \text{ do đó } v_n = c \sqrt{1 - (mc^2/W_n)^2}$$

$$\text{Vậy: } L_n = \frac{T}{2} v_n = \frac{c}{2f} \sqrt{1 - (mc^2/W_n)^2}$$

Với $W_n = E_n + mc^2$; trong đó $E_n = E_0 + n\Delta E$ ta có, trong trường hợp không tương đối tính:

$$v_n = c \sqrt{\frac{2E_n}{mc^2}} = \sqrt{\frac{2(E_0 + n\Delta E)}{mc^2}}$$

Thay số: $mc^2 = 938 \text{ MeV}$; $E_0 = 2 \text{ MeV}$; $\Delta E = 0,5 \text{ MeV}$; $f = 10^8 \text{ Hz}$

$$L_n = 4,9 \sqrt{4 + n} \text{ cm.}$$

$$\text{Số ống: } N = \frac{E - E_0}{\Delta E} - 1 = 35 \text{ ống.}$$

Độ dài ống đầu tiên và ống cuối cùng:

$$L_1 = 4,9 \sqrt{4 + 1} = 11 \text{ cm}$$

$$L_{35} = 4,9 \sqrt{4 + 35} = 30,6 \text{ cm.}$$

b) Chiều dài máy gia tốc:

$$L = \sum_{n=1}^N L_n = 4,9 \int_1^N \sqrt{4+n} \, dn$$

$$= 4,9 \times \frac{2}{3} [(4+N)^{3/2} - (4+1)^{3/2}] = 759 \text{ cm} \approx 7,6 \text{ m}.$$

Ví dụ 6.5. Các hạt electron và proton chuyển động theo quỹ đạo tròn trong từ trường đều $B = 1$ Tesla. Hãy xác định:

a) Chu kỳ quay và bán kính quỹ đạo, cho biết động năng của hạt bằng $E = 10$ MeV.

b) Động năng của hạt, cho biết bán kính $R = 10$ cm.

Bài giải.

Chu kỳ quay của hạt: $T = \frac{2\pi m}{Bq\sqrt{1-v^2/c^2}}$

Bán kính quỹ đạo của hạt: $R = \frac{mv}{Bq\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{p}{Bq}$

Năng lượng toàn phần của hạt tương đối tính:

$$W = E + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \text{ do đó } \frac{v^2}{c^2} = \frac{p^2}{p^2 + m^2c^2} \text{ và}$$

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = c\sqrt{p^2 + m^2c^2}$$

$$\text{Từ đó } p = \frac{1}{c} \sqrt{E(E + 2mc^2)}$$

$$\text{Như vậy } T = \frac{2\pi m}{Bq\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{2\pi(E + mc^2)}{Bqc^2}$$

$$R = \frac{p}{Bq} = \frac{\sqrt{E(E + 2mc^2)}}{Bqc}$$

a) Cho trước $E = 10$ MeV

Tính T đối với electron: $mc^2 = 0,51$ MeV ; $q = e$; $B = 1$ T, ta được

$$T = 7,33 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

Tính T đối với proton: $mc^2 = 938$ MeV ; $q = e$; $B = 1$ T, ta được

$$T = 6,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

Tính R đối với electron: $R = 3,5 \text{ cm}$

Tính R đối với proton: $R = 46 \text{ cm}$

b) Tính E qua R từ phương trình $E^2 + 2mc^2E - (RBq)^2 = 0$

Ta được: $E = mc^2 [\sqrt{1 + (RBq/mc)^2} - 1]$

Cho trước: $R = 0,1 \text{ m}$; $B = 1 \text{ T}$

Đối với electron:

$mc^2 = 0,51 \text{ MeV}$; $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$; $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

$$\frac{RBq}{mc} = \frac{0,1 \times 1 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-31} \times 3 \cdot 10^8} = 58,6$$

$$E = 0,51 \times [\sqrt{1 + 58,6^2} - 1] = 29,5 \text{ MeV}$$

Đối với proton:

$mc^2 = 938 \text{ MeV}$; $m = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$; $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$$\frac{RBq}{mc} = \frac{0,1 \times 1 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,67 \cdot 10^{-27} \times 3 \cdot 10^8} = 0,032$$

$$E = 938 \times [\sqrt{1 + 0,032^2} - 1] = 0,48 \text{ MeV}.$$

Ví dụ 6.6. Các hạt proton, deuteron và alpha được gia tốc trong cyclotron đến bán kính cong $R = 50 \text{ cm}$. Hãy xác định:

a) Động năng tại cuối máy gia tốc, cho biết cảm ứng từ $B = 1 \text{ Tesla}$.

b) Tần số tối thiểu của máy gia tốc để đạt được động năng $E = 20 \text{ MeV}$ ở cuối máy gia tốc.

Bài giải.

a) Tham khảo ví dụ 6.5. Động năng của hạt được xác định qua bán kính R như sau:

$$E = mc^2 [\sqrt{1 + (RBq/mc)^2} - 1]$$

Đối với proton:

$mc^2 = 938 \text{ MeV}$; $m = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$; $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$$\frac{RBq}{mc} = \frac{0,5 \times 1 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,67 \cdot 10^{-27} \times 3 \cdot 10^8} = 0,16$$

$$E_p = 938 \times [\sqrt{1 + 0,16^2} - 1] = 12 \text{ MeV}$$

Đối với deuteron:

$mc^2 = 1875,5 \text{ MeV}$; $m_d = 2m_p$; $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$$\frac{RBe}{mc} = \frac{0,5 \times 1 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \times 1,67 \cdot 10^{-27} \times 3 \cdot 10^8} = 0,08$$

$$E_d = 1875,5 \times [\sqrt{1 + 0,08^2} - 1] = 6 \text{ MeV}$$

Đối với alpha:

$$mc^2 = 1875,5 \text{ MeV}; m_\alpha = 4m_p; q = 2e = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$\frac{RBe}{mc} = \frac{0,5 \times 1 \times 2 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{4 \times 1,67 \cdot 10^{-27} \times 3 \cdot 10^8} = 0,08$$

$$E_d = 3726,2 \times [\sqrt{1 + 0,08^2} - 1] = 12 \text{ MeV}$$

b) Dùng công thức $E = mc^2 [\sqrt{1 + (RBq/mc)^2} - 1]$, do $\frac{RBq}{mc} < 1$ nên

có thể viết gần đúng $E \approx mc^2 \times \frac{1}{2} \left(\frac{RBq}{mc} \right)^2 = (RBq)^2 / 2m$ hay $Bq = \frac{1}{R} \sqrt{2mE}$.

$$\text{Tần số } f = \frac{Bq}{2\pi m} = \frac{c}{\pi R} \sqrt{\frac{E}{2mc^2}}$$

Thay số:

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}; R = 0,5 \text{ m}; E = 20 \text{ MeV}; m_p c^2 = 938 \text{ MeV};$$

$$m_d c^2 = 1875,5; m_\alpha c^2 = 3726,2 \text{ MeV}$$

Nhận được các tần số tối thiểu:

$$f_p = 19,7 \text{ MHz}; f_d = 14 \text{ MHz}; f_\alpha = 9,9 \text{ MHz}.$$

Ví dụ 6.7. Máy gia tốc cyclotron không dùng để gia tốc electron được vì chu kỳ quay T tăng khi năng lượng electron tăng. Để tránh điều đó người ta thay đổi chu kỳ T với gia số ΔT là bội số của chu kỳ trường gia tốc T_0 . Máy gia tốc này gọi là microtron. Hỏi electron phải đi qua khoảng gia tốc của microtron bao nhiêu lần để có năng lượng $\Delta E = 4,6 \text{ MeV}$ nếu $\Delta T = T_0$, cảm ứng từ $B = 0,107 \text{ Tesla}$ và tần số trường gia tốc $f = 3 \cdot 10^3 \text{ MHz}$.

Bài giải. Tham khảo ví dụ 6.5. Chu kỳ quay cực đại ứng với năng lượng cực đại E là $T = \frac{2\pi\Delta E}{Bqc^2}$. Sau mỗi vòng quay, chu kỳ tăng một lượng

$\Delta T = T_0 = \frac{1}{f}$, trong đó f là tần số trường gia tốc. Vậy số lần electron đi qua quãng gia tốc là:

$$N = \frac{T}{\Delta T} = \frac{T}{T_0} = Tf = \frac{2\pi\Delta E}{Bqc^2} f.$$

$$\text{Thay số: } \Delta E = 4,6 \text{ MeV}; mc^2 = 0,51 \text{ MeV}$$

$$B = 0,107 \text{ Tesla} ; f = 3.10^9 \text{ Hz}$$

$$N = 9 \text{ lần.}$$

Ví dụ 6.8. Synchrophasotron là máy gia tốc mà tần số của điện trường gia tốc $\omega(t)$ và cảm ứng từ $B(t)$ thay đổi đồng thời theo thời gian. Hãy xác định quan hệ giữa $\omega(t)$ và $B(t)$ sao cho việc gia tốc các hạt xảy ra theo quỹ đạo với bán kính không đổi. Bỏ qua ảnh hưởng của điện trường xoáy.

Bài giải. Tham khảo ví dụ 6.5. Do chu kỳ quay T của hạt bằng chu kỳ biến thiên của điện trường $\frac{2\pi}{\omega}$ nên $T = \frac{2\pi(E+mc^2)}{Bqc^2} = \frac{2\pi}{\omega}$, từ đó $E = \frac{Bqc^2}{\omega} - mc^2$.

$$\text{Mặt khác } R = \frac{\sqrt{E(E+2mc^2)}}{Bqc} \text{ hay } E(E+2mc^2) = (RBqc)^2. \text{ Thay biểu}$$

thức của E vào công thức này ta có $(\frac{Bqc^2}{\omega})^2 - m^2c^4 = (RBqc)^2$. Từ đó suy ra sự phụ thuộc của $\omega(t)$ vào $B(t)$ như sau:

$$\omega(t) = \frac{c}{R} \frac{1}{\sqrt{1+A^2(t)}}, \text{ trong đó } A(t) = \frac{mc^2}{RqcB(t)}.$$

6.5.2. Các bài tập tự giải

6.1. Lò phản ứng làm việc ở công suất 5 MW. Số neutron bị mất do hấp thụ mà không gây phân hạch là 45%. Hỏi có bao nhiêu neutron bay ra khỏi vùng hoạt trong 1 giây. Cho biết mỗi phân hạch cho ra 2,5 neutron.

6.2. Mật độ neutron với năng lượng nhiệt $E_1 = 0,025 \text{ MeV}$ bằng $N_1 = 10^{11} \text{ neutron/m}^3$, với năng lượng $E_2 = 1 \text{ keV}$ là $N_2 = 10^9 \text{ neutron/m}^3$. Hỏi mật độ thông lượng của neutron nào lớn hơn?

6.3. Nhiệt lượng toả ra khi đốt cháy 1 kg U^{235} lớn hơn bao nhiêu lần nhiệt lượng toả ra khi đốt cháy 1 kg nhiên liệu quy ước ($Q = 7000 \text{ kcal/kg}$) và nhiên liệu diesel ($Q = 10000 \text{ kcal/kg}$)?

6.4. Hãy tính độ dài khuếch tán của neutron trong graphite nếu tiết diện vi mô tán xạ $\sigma_s = 4,8 \text{ barn}$ và tiết diện vi mô hấp thụ $\sigma_a = 4,5 \text{ mbarn}$. Cho biết khối lượng riêng của graphite là $\rho = 1,6 \text{ g/cm}^3$.

6.5. Tính khối lượng U^{235} bị phân hạch, bị hấp thụ theo phản ứng (n, γ) và tổng cộng sau 1 năm làm việc của lò phản ứng neutron nhiệt ở công suất 150 MW. Cho biết $\frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_f} = 0,17$.

6.6. Lò phản ứng neutron nhiệt chứa 5 tấn uranium với độ giàu $x = 2\% U^{235}$. Hãy xác định mật độ thông lượng neutron trung bình khi lò làm việc ở công suất 50 MW.

6.7. Một lò phản ứng làm việc với tải ban đầu là 3 tấn uranium có độ giàu $2\% U^{235}$ và toả năng lượng $4,1 \cdot 10^5 \text{ MW} \cdot \text{h}$. Hãy xác định độ sâu cháy nhiên liệu.

6.8. Máy phát của cyclotron có tần số $f = 10 \text{ MHz}$. Hãy xác định thế gia tốc hiệu dụng trên các duant sao cho khoảng cách giữa các quỹ đạo cạnh nhau của deuteron với bán kính cong $R = 50 \text{ cm}$ bằng $\Delta R = 1 \text{ cm}$.

6.9. Tần số máy phát của cyclotron bằng $f = 10 \text{ MHz}$. Hạt α được gia tốc đến bán kính quỹ đạo cực đại $R = 50 \text{ cm}$. Thế hiệu dụng giữa các duant bằng $U = 50 \text{ kV}$. Bỏ qua khoảng trống giữa các duant, hãy xác định:

- Thời gian toàn phần gia tốc các hạt.
- Quãng chạy toàn phần của hạt α trong toàn bộ chu trình gia tốc.

6.10. Với giá trị động năng nào thì chu kỳ quay của electron, proton và hạt α trong từ trường không đổi sẽ lớn hơn 1% so với chu kỳ quay ở vận tốc không tương đối?

6.11. Để trong máy gia tốc cyclotron không xuất hiện sự sai lệch trong quá trình gia tốc hạt do sự thay đổi chu kỳ quay của hạt khi tăng năng lượng, người ta thay đổi dần tần số trường gia tốc. Máy gia tốc này gọi là phasotron.

a) Cần phải thay đổi tần số trường gia tốc của phasotron bao nhiêu phần trăm để gia tốc proton và hạt α đến năng lượng $E = 500 \text{ MeV}$.

b) Cần phải thay đổi tần số trường gia tốc của phasotron $\omega(t)$ theo quy luật nào nếu cho biết cảm ứng từ B và năng lượng trung bình ϵ mà hạt có được sau một vòng quay.

6.12. Để trong máy gia tốc cyclotron thực hiện gia tốc cộng hưởng các hạt thì có thể thay đổi dần từ trường sao cho chu kỳ quay của các hạt không đổi và bằng chu kỳ của trường gia tốc. Máy gia tốc như thế gọi là synchlotron. Giả thuyết rằng cảm ứng từ trong synchlotron đồng nhất và thay đổi theo thời gian bằng $B = B_m \sin \omega t$ còn tần số trường gia tốc bằng ω_0 . Hãy xác định:

- Quy luật thay đổi bán kính quỹ đạo các hạt theo thời gian.

b) Giới hạn thay đổi bán kính quỹ đạo electron được gia tốc từ năng lượng 2 MeV đến năng lượng 100 MeV. Cho biết $\omega_0 = 7 \cdot 10^8$ rad/s và $\omega = 314$ rad/s.

6.13. Trong máy gia tốc synchrophasotron, các proton được gia tốc từ năng lượng 0,5 MeV đến năng lượng 10^3 MeV, bán kính quỹ đạo bằng 4,5 m. Cảm ứng từ tăng theo vận tốc $\dot{B} = 1,5$ Tesla/s. Hãy xác định:

a) Các giới hạn thay đổi tần số của điện trường gia tốc và thời gian gia tốc toàn phần.

b) Độ tăng năng lượng của proton trong một vòng quay.

c) Quãng đường đi và số vòng quay của proton trong cả chu trình gia tốc.

6.14. Trong một máy gia tốc tuyến tính các ống có chiều dài giống nhau $L = 6$ cm. Hãy xác định các giới hạn về tần số máy phát cao tần để gia tốc proton và electron từ năng lượng 5 MeV đến năng lượng 50 MeV.

6.15. Một trong các khả năng tăng đáng kể năng lượng của các hạt va chạm là sử dụng các chùm tia gặp nhau. Hãy xác định động năng của proton bay vào tán xạ với proton đứng yên sao cho động năng tổng cộng của chúng trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm bằng động năng tổng cộng trong hệ phòng thí nghiệm đối với hai proton chuyển động gặp nhau với động năng mỗi hạt là 50 GeV.

CÁC PHƯƠNG PHÁP GHI ĐO BỨC XẠ

Trong vật lý hạt nhân thực nghiệm, các phương pháp ghi đo bức xạ đóng vai trò rất quan trọng. Nó bao gồm từ việc đo đặc bức xạ đến xử lý các kết quả đo. Trong chương này sẽ trình bày ba vấn đề chính trong phương pháp ghi đo bức xạ là các detector bức xạ, các hệ đo bức xạ và các phương pháp xử lý số liệu.

Detector bức xạ là thành phần quan trọng nhất trong các thiết bị bức xạ. Đó là các dụng cụ đo đặc dựa trên sự tương tác của các hạt bức xạ với vật chất. Trong lịch sử phát triển của vật lý hạt nhân, nhiều loại detector được phát kiến và sử dụng, nhưng trong chương này chỉ trình bày các loại detector được sử dụng phổ biến hiện nay trong vật lý hạt nhân năng lượng thấp. Đó là các detector chứa khí, detector nhấp nháy và detector bán dẫn.

Các hệ đo bức xạ gồm detector bức xạ và hệ điện tử xử lý tín hiệu và chỉ thị kết quả đo. Ngày nay do kỹ thuật tin học phát triển, hệ đo bức xạ còn bao gồm cả máy tính PC và phần mềm xử lý số liệu. Trong chương này sẽ trình bày 4 loại hệ đo bức xạ phổ biến trong vật lý hạt nhân năng lượng thấp là hệ đo gamma, hệ đo alpha, hệ đo beta và hệ đo neutron.

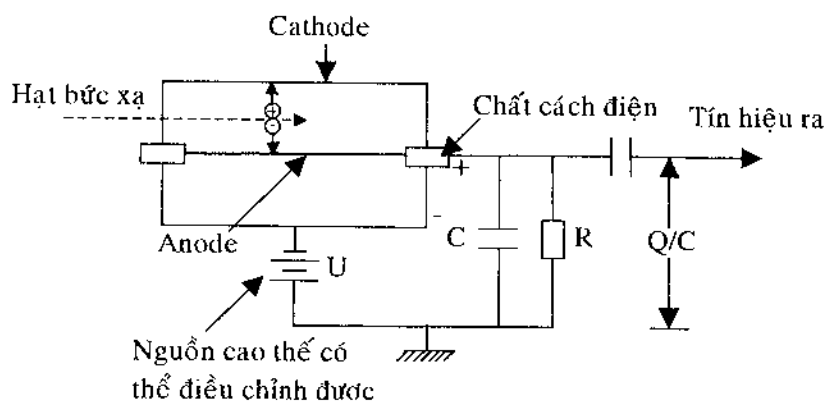
Các phương pháp xử lý kết quả thực nghiệm trong vật lý hạt nhân chủ yếu dựa trên toán học thống kê vì các quá trình hạt nhân là các quá trình ngẫu nhiên. Trong chương này sẽ trình bày các tính chất thống kê của các dữ kiện thực nghiệm, các phân bố xác suất cơ bản, phương pháp các đại lượng đặc trưng, các phép tính sai số và một số đặc trưng thống kê của các hệ đo bức xạ.

7.1. DETECTOR CHỨA KHÍ

7.1.1. Nguyên tắc cơ bản của detector chứa khí

Nguyên tắc chung của detector bức xạ là khi bức xạ đi qua môi trường vật chất của detector, chúng tương tác với các nguyên tử và gây nên ion hóa và kích thích các nguyên tử. Dựa vào hiện tượng này ta có hai cách đo. Thứ nhất, trong môi trường detector xuất hiện các ion dương và ion âm. Nếu đặt môi trường vật chất này giữa hai điện cực của một điện thế thì các ion chuyển động về các điện cực và tạo nên một dòng điện. Khi đó ở lõi ra

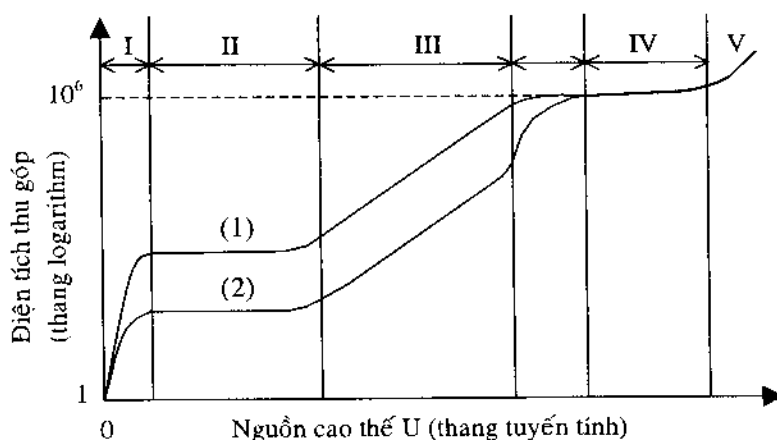
của detector xuất hiện một tín hiệu dòng hay tín hiệu thế. Detector chứa khí và detector bán dẫn làm việc theo nguyên tắc này. Thứ hai, khi các nguyên tử kích thích chuyển về trạng thái cơ bản chúng giải phóng năng lượng dưới dạng các nhấp nháy sáng. Việc đo các nhấp nháy sáng đó cho phép xác định được hạt bức xạ vào. Đây là nguyên tắc làm việc của detector nhấp nháy.



Hình 7.1. Sơ đồ nguyên tắc của detector chứa khí.

Detector chứa khí là dụng cụ đo bức xạ mà môi trường vật chất của nó là môi trường khí. Detector gồm một hình trụ rỗng trong đó có chứa khí, hai điện cực dương và âm của một nguồn điện một chiều và mạch các tụ điện và điện trở lấy tín hiệu ra (hình 6.1). Detector thường có hai điện cực hình trụ đồng trục cách điện với nhau rất tốt, điện cực ở giữa là một dây đặc còn điện cực bên ngoài là hình trụ rỗng, không gian giữa các điện cực chứa đầy chất khí. Trên hai điện cực đặt một hiệu điện thế từ nguồn điện có thể điều chỉnh được. Theo cách mắc nguồn điện trên hình 7.1 thì điện cực ở giữa mang điện dương nên gọi là anode còn điện cực bên ngoài mang điện âm, gọi là cathode. Ở trạng thái bình thường, chất khí không dẫn điện và không có dòng điện chạy giữa các điện cực. Khi một bức xạ đi qua môi trường khí của detector, chất khí bị ion hóa, các electron chuyển động tới anode còn các ion dương, tức là nguyên tử bị ion hóa, chuyển đến cathode, tạo nên dòng điện tức thời có giá trị bé giữa hai điện cực. Dòng điện này nạp điện cho tụ điện C tạo nên một tín hiệu lối ra.

Hình 7.2 mô tả các đường cong đặc trưng của detector chứa khí đối với hạt alpha (1) và hạt beta (2). Khi tăng hiệu điện thế U giữa anode và cathode thì các đường đặc trưng có 5 miền.



Hình 7.2. Đường đặc trưng điện tích - điện thế đối với ống đếm chứa khí.

a) Miền I: Miền tái hợp

Trong miền I có sự cạnh tranh giữa quá trình tái hợp của các ion dương và electron tự do tạo nên nguyên tử trung hòa, tức là mất đi một số cặp ion, và quá trình thu góp các ion về các điện cực. Khi điện thế U tăng thì vận tốc dịch chuyển của các ion tăng và quá trình tái hợp giảm, do đó lượng điện tích thu góp cũng tăng lên. Detector chứa khí không làm việc trong miền này.

b) Miền II: Miền bão hòa ion hóa

Trong miền này, do điện thế lớn các ion chuyển động nhanh đến các điện cực và quá trình tái hợp giảm mạnh. Dòng điện ở lõi ra phụ thuộc vào số ion do bức xạ gây ra và hầu như không phụ thuộc vào giá trị điện thế U . Do đó trong miền này dòng lõi ra bão hòa. Đây là miền làm việc của buồng ion hóa.

c) Miền III: Miền ống đếm tỉ lệ

Trong miền này các electron được gia tốc với vận tốc cao nên sinh ra các ion thứ cấp do va chạm với nguyên tử môi trường. Kết quả là lượng điện tích được nhân lên với hệ số nhân đạt đến 10^3 - 10^5 . Do đó dòng lõi ra phụ thuộc vào điện thế U và miền này gọi là miền tỉ lệ giới hạn. Đây là miền làm việc của ống đếm tỉ lệ.

d) Miền IV: Miền ống đếm Geiger-Muller

Trong miền IV, hệ số nhân ion tăng nhanh chóng tạo nên quá trình “thác lũ”. Các electron sơ cấp và thứ cấp đều được gia tốc đủ lớn nên có thể sinh ra một lượng lớn các electron thứ cấp và thứ thứ cấp. Dòng lối ra trong miền này không đổi và miền đó gọi là miền plateau. Đây là miền làm việc của detector Geiger-Muller.

e) Miền V: Miền phóng điện

Sự phát triển ồ ạt của thác lũ làm ion hóa toàn bộ khí giữa hai điện cực. Khi đó có hiện tượng phóng điện, là trạng thái có hại đối với detector, do đó nên tránh cho detector làm việc trong miền này.

Trên cơ sở phân chia các miền như trên, các detector chứa khí được phân thành ba loại là buồng ion hóa, ống đếm tỉ lệ và ống đếm Geiger-Muller (G-M). Chúng ta hãy xem xét các loại detector này.

7.1.2. Buồng ion hóa

Buồng ion hóa làm việc ở miền II của đường đặc trưng của detector chứa khí. Trong miền I, khi điện thế giữa hai điện cực bằng không thì các cặp ion được sinh ra trong chất khí lại tái hợp với nhau thành nguyên tử trung hòa và vì vậy không có dòng điện chạy trong mạch. Tăng điện thế lên quá vùng tái hợp thì một số cặp ion đạt đến các điện cực, do đó xuất hiện dòng điện. Nếu hằng số thời gian RC của mạch lớn hơn nhiều so với thời gian cần thiết để tập hợp tất cả các ion do hạt bức xạ sinh ra thì tín hiệu thế lối ra có biên độ bằng $V = \frac{Q}{C}$, trong đó Q là điện tích tổng cộng nạp trên tụ điện C.

Khi RC rất lớn thì tín hiệu ra trải rộng và tăng đến giá trị tiệm cận bằng $\frac{Q}{C}$, còn khi RC bé, tín hiệu tăng và đạt cực đại rồi giảm dần theo thời gian. Với mỗi giá trị hằng số RC cố định, biên độ tín hiệu ra cố định, phụ thuộc vào số cặp ion được chuyển về các điện cực. Điện thế càng tăng khả năng tái hợp càng giảm, do đó số cặp ion chuyển về các điện cực càng tăng và biên độ càng tăng. Khi điện thế đạt đến giá trị đủ lớn để chuyển toàn bộ các cặp ion về các điện cực thì biên độ không tăng nữa, đạt đến giá trị bão hòa. Tiếp tục tăng điện thế, số cặp ion chuyển về các điện cực không tăng, do đó đoạn bão hòa kéo dài trong miền II như trình bày trên hình 7.2. Buồng ion hóa làm việc ở vùng bão hòa này cho phép bảo đảm độ nhạy cực đại đối với việc ghi do bức xạ và đồng thời đảm bảo sự ổn định của số đo khi có sự thăng giáng

điện thế giữa hai điện cực. Độ dài miền bão hòa phụ thuộc vào loại chất khí, áp suất khí, kích thước và bố trí hình học của các điện cực.

Biên độ tín hiệu ra của buồng ion hóa phụ thuộc vào số ion sinh ra trong buồng, do đó có thể sử dụng buồng ion hóa để phân biệt các bức xạ theo khả năng ion hóa của chúng. Trên hình 7.2, hạt alpha có độ ion hóa lớn ứng với đường cong (1) cao hơn còn hạt beta có độ ion hóa nhỏ hơn, ứng với đường cong (2) thấp hơn. Chẳng hạn, hạt alpha sinh ra khoảng 10^5 cặp ion khi đi qua buồng ion hóa, do đó điện lượng tổng cộng của tín hiệu là $1,6 \cdot 10^{-14}$ C. Nếu điện dung của tụ điện trong mạch detector là $C = 10^{-12}$ F thì biên độ tín hiệu thế lối ra bằng:

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{1,6 \cdot 10^{-14}}{10 \cdot 10^{-12}} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ vôn}$$

Hạt beta chỉ sinh ra khoảng 10^3 cặp ion trong buồng ion hóa, do đó biên độ tín hiệu thế lối ra khi hạt beta đi qua buồng ion hóa là $1,6 \cdot 10^{-5}$ vôn. Nếu khuếch đại các tín hiệu này lên 1000 lần thì biên độ tín hiệu do hạt alpha là $V_\alpha = 0,16$ vôn còn biên độ tín hiệu do hạt beta là $V_\beta = 0,0016$ vôn. Tín hiệu lối ra được đưa vào máy đếm, gồm một khối phân biệt ngưỡng và khối đếm. Đặt mức thế ngưỡng V_{ng} của khối phân biệt ngưỡng sao cho $V_\beta < V_{ng} < V_\alpha$, chẳng hạn $V_{ng} = 0,1$ vôn, thì khối đếm chỉ đếm số hạt alpha và bỏ qua các hạt beta. Nếu hạ mức thế ngưỡng xuống dưới $0,0016$ vôn, tức là $V_{ng} < V_\beta < V_\alpha$ thì khối đếm sẽ đếm tổng số các hạt alpha và beta. Thế ngưỡng phản ánh độ nhạy của hệ đếm bức xạ, thế ngưỡng càng thấp thì độ nhạy càng cao.

7.1.3. Ống đếm tỉ lệ

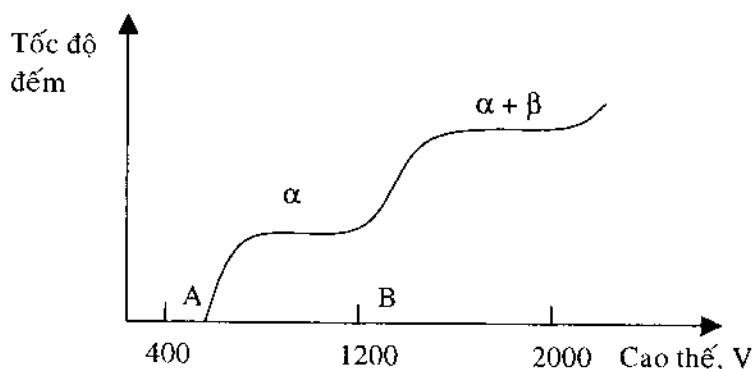
Buồng ion hóa thuận tiện trong việc đo hiệu ứng ion hóa tổng cộng gây nên do bức xạ có cường độ tương đối cao. Thường dùng buồng ion để ghi các hạt riêng biệt có khả năng ion hóa lớn và có quãng chạy không dài trong chất khí, chẳng hạn hạt alpha hoặc beta. Đối với các bức xạ có khả năng ion hóa thấp như tia X và tia gamma thì buồng ion hóa không thuận tiện do tín hiệu ra rất bé, đôi khi không vượt quá tiếng ồn của hệ đo.

Để tránh nhược điểm đó người ta dùng ống đếm tỉ lệ. Khi điện thế giữa các điện cực tăng quá miền làm việc của buồng ion hóa thì một số cặp ion sơ cấp có thể sản sinh các cặp ion thứ cấp do quá trình va chạm của chúng với các nguyên tử hay phân tử trung hòa. Điện thế càng tăng thì số cặp ion thứ cấp càng tăng và hệ số tăng số cặp ion theo cơ chế trên gọi là *hệ số khuếch đại khí*. Vì biên độ tín hiệu lối ra tăng tỉ lệ với số electron chuyển đến anode nên nó cũng tăng tỉ lệ với điện thế (miền III trên hình 7.2). Ống

đếm tỉ lệ không phải là buồng ion hóa làm việc ở điện thế cao mà là một detector được cấu trúc đặc biệt để sử dụng tối ưu hiệu ứng khuếch đại khí. Do biên độ tín hiệu lỗi ra phụ thuộc vào điện thế nên đối với ống đếm tỉ lệ cần sử dụng khối cao thế có độ ổn định cao.

Ống đếm tỉ lệ có ưu điểm ở chỗ, sự tỉ lệ giữa biên độ tín hiệu ra với độ ion hóa của hạt bức xạ cho phép giải quyết nhiều bài toán thực nghiệm liên hệ đến việc xác định năng lượng hạt bức xạ. Ngoài ra, tín hiệu ra của ống đếm tỉ lệ có thời gian bé vào cỡ một vài microsec cho phép tăng cường độ đếm bức xạ. Ống đếm tỉ lệ thường được dùng làm ống đếm 4π để đo hoạt độ các hạt nhân phóng xạ beta hay xác định phổ năng lượng neutron nhanh nhờ việc ghi và phân tích phổ năng lượng các proton giật lùi khi neutron tán xạ lên bia chứa hydrogen.

Sự tỉ lệ giữa biên độ tín hiệu với năng lượng hạt bức xạ được sử dụng trong ví dụ hình 7.3 phân biệt các bức xạ alpha và beta. Điểm A trên hình này là thế ngưỡng đối với bức xạ alpha. Khi tăng điện thế cao hơn thế ngưỡng một ít thì số đếm tăng vọt do tất cả các tín hiệu lỗi ra đối với bức xạ alpha đều vượt ngưỡng để đi vào khối đếm. Việc tăng điện thế tiếp theo cho hiệu ứng không đáng kể đối với tốc độ đếm và tốc độ đếm hạt alpha hầu như không đổi trong một miền điện thế, gọi là miền plateau. Đối với hệ đo làm việc ở miền điện thế plateau của hạt alpha thì tín hiệu ra đối với hạt beta hãy còn quá bé so với thế ngưỡng. Khi tăng điện thế đến điểm B thì biên độ tín hiệu ra của hạt beta đủ lớn và vượt thế ngưỡng, cho phép hệ đếm đếm cả hạt alpha và hạt beta. Tiếp tục tăng điện thế, cũng lập luận như trên ta được một miền plateau mới cho cả hai loại hạt alpha và beta. Ở miền điện thế này ta nhận được tốc độ đếm alpha-beta và từ đó có thể nhận được tốc độ đếm đối với hạt beta bằng cách trừ kết quả đếm này cho kết quả đếm đối với hạt alpha.



Hình 7.3. Tốc độ đếm alpha và alpha-beta phụ thuộc vào cao thế đối với ống đếm tỉ lệ.

7.1.4. Ống đếm Geiger - Muller

a) Nguyên tắc hoạt động

Khi tiếp tục tăng điện thế quá miền tỉ lệ thì số electron thứ cấp tăng nhanh dọc theo dây anode. Khi các electron đập vào dây này, chúng làm phát ra các tia sáng cực tím. Đến lượt mình, các tia cực tím lại giải phóng các electron bổ sung từ thành ngoài ống đếm. Các electron đó được gia tốc hướng tới dây trung tâm, tại đó chúng lại làm phát ra các tia sáng cực tím khác. Quá trình thác lũ này phát triển trong thể tích khí và dọc theo dây anode. Số electron tăng rất nhanh trong ống đếm dẫn tới sự tăng nhanh biên độ tín hiệu ra. Detector khí làm việc trong chế độ thác lũ này gọi là ống đếm Geiger-Muller (ống đếm G-M).

Trên miền IV, hình 7.2 ta thấy, đặc trưng vận tốc độ đếm – điện thế đối với ống đếm G-M có miền plateau, tại đó tốc độ đếm không thay đổi khi tăng thế nguồn nuôi. Giải thích hiện tượng này như sau: Khi quá trình thác lũ phát triển, các electron là các hạt tương đối nhẹ, được tụ hợp lại rất nhanh, còn các ion là các hạt nặng, chuyển động chậm, nên không được tụ hợp nhanh như vậy. Do đó có một “ống” các điện tích dương chuyển động chậm hình thành xung quanh dây dẫn trung tâm. Khi đó quá trình thác lũ bị chấm dứt vì các electron rơi vào đám mây các ion dương và bị bắt trước khi đi đến dây trung tâm.

Khi quá trình thác lũ kết thúc thì đám mây ion này đến gần điện cực ngoài, các electron lại bị kéo ra khỏi điện cực để trung hòa chúng. Một số electron rơi vào quỹ đạo năng lượng cao của ion dương và sau đó chuyển về quỹ đạo năng lượng thấp hơn làm bức xạ tia cực tím. Các tia cực tím đập vào thành ngoài của ống đếm bật electron ra và tạo nên quá trình thác lũ mới, quá trình phóng điện xảy ra liên tục trong ống đếm G-M. Một trong các phương pháp chấm dứt quá trình thác lũ này là bổ sung một số khí đa nguyên tử vào thể tích khí cơ bản. Khí cơ bản thường là argon. Các khí bổ sung này, chẳng hạn hơi rượu, etilen, có tác dụng tạo nên môi trường hấp thụ các bức xạ tử ngoại làm ngăn chặn việc bật các electron từ thành ống đếm, và do đó làm tắt quá trình thác lũ. Ống đếm G-M cấu trúc theo phương pháp này gọi là *ống đếm tự tắt*.

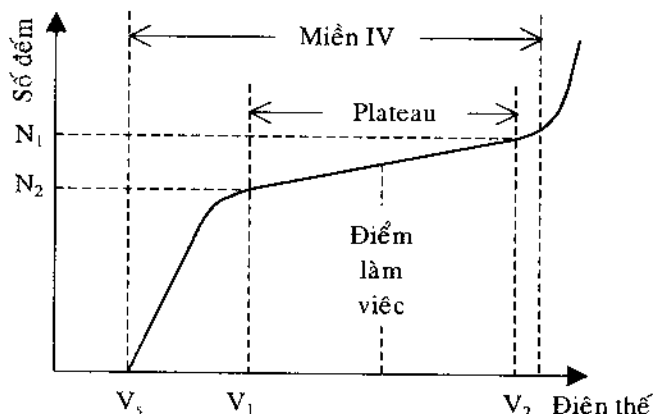
b) Đặc trưng plateau

Hình 7.4 minh họa đặc trưng plateau của ống đếm Geiger-Muller. Điểm bắt đầu V_s là điện thế thấp nhất mà ống đếm Geiger-Muller có thể ghi được bức xạ. Khi điện thế tăng thì số đếm tăng nhanh cho đến thế ngưỡng

V_1 , từ đó bắt đầu miền plateau của ống đếm. Miền plateau có 2 đặc trưng sau đây:

Độ dài plateau = $(V_2 - V_1)$ vôn. Thông thường độ dài plateau cỡ 100 vôn.

$$\text{Độ nghiêng plateau} = \frac{(N_2 - N_1) \times 100}{0,5 \times (N_2 + N_1) \times (V_2 - V_1)} \%/\text{vôn}.$$



Hình 7.4. Đặc trưng plateau của ống đếm Geiger-Muller.

c) Thời gian chết và thời gian hồi phục

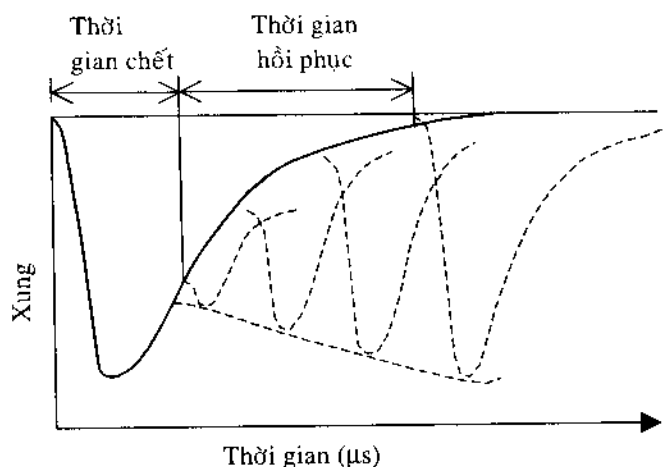
Tốc độ đếm của ống đếm Geiger-Muller được xác định bởi hai thông số có liên quan với nhau là thời gian chết và thời gian hồi phục (hình 7.5). Thời gian chết là thời gian mà ống đếm không có khả năng đếm sự kiện ion hóa tiếp theo sau sự kiện đang đếm. Thời gian hồi phục là thời gian để khôi phục hoàn toàn kích thước xung như lúc mới bắt đầu thời gian chết. Thời gian chết của quá trình phóng điện giới hạn tốc độ đếm cực đại vì các sự kiện xuất hiện trong khoảng thời gian chết không được đếm. Gọi thời gian chết là τ , tốc độ đếm là N và tốc độ đo được là N_1 thì:

$$N_1 = \frac{N}{1 - N\tau} \quad (7.1)$$

Công thức này đúng khi $N\tau \ll 1$. Thời gian chết của detector Geiger-Muller khoảng 50 - 200 μsec .

Giống như ống đếm tỉ lệ, ống đếm Geiger-Muller được dùng để đếm các hạt bức xạ ion hóa riêng biệt. Tuy nhiên do tín hiệu ra có biên độ không

đổi, không phụ thuộc vào năng lượng bức xạ vào, nên ống đếm Geiger-Muller không thể phân biệt được năng lượng của các bức xạ vào.



Hình 7.5. Thời gian chết và thời gian hồi phục của ống đếm Geiger-Muller.

7.2. DETECTOR NHẤP NHÁY

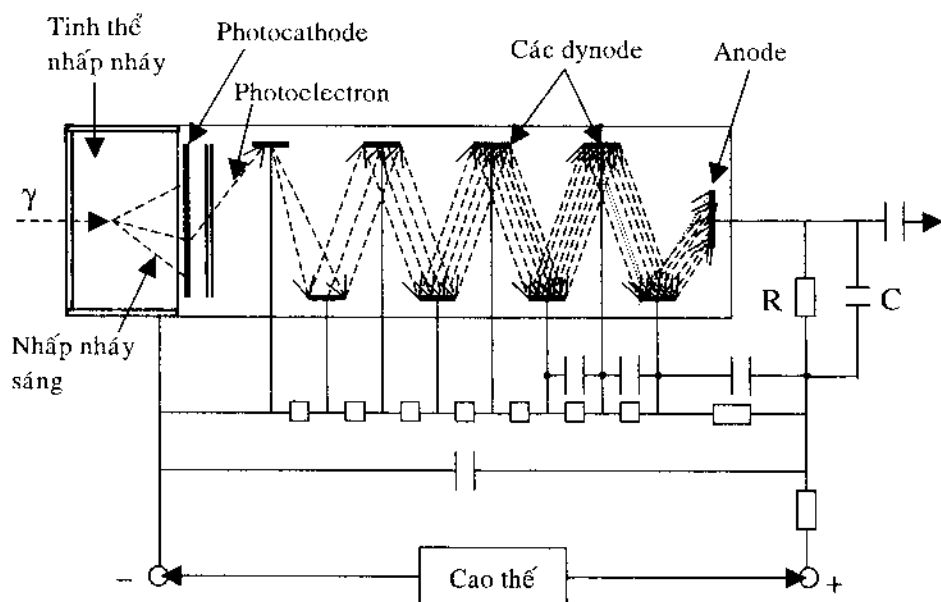
7.2.1. Nguyên tắc làm việc của detector nhấp nháy

Detector nhấp nháy là một tổ hợp gồm hai thành phần là chất nhấp nháy và ống nhân quang điện. Khi một tia bức xạ đập vào tinh thể nhấp nháy nó ion hóa và kích thích các phân tử chất nhấp nháy. Sau thời gian ($10^{-6} - 10^{-9}$) s, các phân tử này chuyển về trạng thái cơ bản bằng cách phát ra các nhấp nháy sáng. Ánh sáng từ bản tinh thể nhấp nháy đi vào ống nhân quang điện, từ đó nó biến thành dòng điện. Cũng như trong mạch điện lối ra của detector chứa khí, tín hiệu thế lối ra của detector nhấp nháy cũng được lấy ra qua mạch RC như minh họa trên hình 7.6.

Chất nhấp nháy thường gồm các tinh thể vô cơ, các tinh thể hữu cơ, chất nhấp nháy hữu cơ lỏng, chất nhấp nháy plastic rắn và chất nhấp nháy khí. Các đặc trưng cơ bản của chất nhấp nháy là cường độ sáng, thành phần phổ ánh sáng và độ dài nhấp nháy sáng.

Detector nhấp nháy có bốn ưu điểm chính làm nó được sử dụng rộng rãi:

- Cường độ nhấp nháy, và do đó biên độ tín hiệu lối ra, tỉ lệ thuận với năng lượng của hạt bức xạ.



Hình 7.6. Detector nhấp nháy gồm tinh thể NaI(Tl) và ống nhân quang điện.

– Mật độ các tinh thể nhấp nháy lớn nên chúng hấp thụ mạnh hạt bức xạ, do đó hiệu suất ghi lớn. Các detector chứa khí có độ hiệu dụng gần 100% khi ghi đo các hạt alpha và beta, còn đối với bức xạ gamma thì rất thấp, thường nhỏ hơn 1%. Trong lúc đó detector nhấp nháy với tinh thể nhấp nháy rắn có độ hiệu dụng rất cao đối với tia gamma, do đó người ta thường dùng detector nhấp nháy này để đo bức xạ gamma.

– Thời gian đáp ứng nhanh của tinh thể nhấp nháy với thời gian trễ cỡ 10^{-9} s đối với dung môi hữu cơ hay chất nhấp nháy khí trơ và 10^{-6} s đối với tinh thể vô cơ. Thời gian thu góp nhấp nháy sáng ngắn hơn thời gian thu góp các cặp ion trong các detector chứa khí. Do đó detector nhấp nháy thường được sử dụng để đếm nhanh và trong các mạch trùng phùng nhanh.

– Tinh thể nhấp nháy dễ dàng sản xuất theo các dạng và hình học khác nhau, đáp ứng các yêu cầu thí nghiệm. Đối với chất nhấp nháy lỏng, ưu điểm này càng thể hiện rõ hơn.

7.2.2. Chất nhấp nháy vô cơ

Chất nhấp nháy vô cơ là bản tinh thể của muối vô cơ, chứa một lượng bé tạp chất làm chất kích hoạt cho quá trình huỳnh quang. Cơ chế hình

thành nhấp nháy sáng có thể được giải thích theo lý thuyết dải năng lượng của chất rắn.

Chất nhấp nháy vô cơ gồm các loại sau đây:

– *Tinh thể NaI(Tl)*: Chất nhấp nháy vô cơ được sử dụng phổ biến là iodine sodium, được kích hoạt bởi thallium NaI(Tl). Tinh thể NaI sạch là chất nhấp nháy chỉ ở nhiệt độ nitơ lỏng (-192°C). Nó trở thành chất nhấp nháy ở nhiệt độ phòng thí nghiệm khi thêm vào một lượng nhỏ thallium. Tinh thể nhấp nháy NaI(Tl) có cường độ sáng rất cao và phụ thuộc tuyến tính vào năng lượng hạt bức xạ. Do đó NaI(Tl) được sử dụng tốt trong các hệ phổ kế gamma. Tuy nhiên do xung sáng có độ dài khá lớn, cỡ 230 ns, nên không thuận tiện khi sử dụng trong các sơ đồ đếm nhanh. Vì tinh thể này dễ hút ẩm nên nó được đặt trong một vỏ nhôm kín về ba phía, mặt còn lại được dán vào cửa sổ ống nhân quang điện để tia sáng từ chất nhấp nháy đi vào ống nhân quang điện. Trong ống nhân quang điện, tia sáng chiếu vào photocathode làm bắn ra các electron và các electron này bắn vào các dynode với điện thế dương tăng dần, làm tăng số electron thứ cấp. Ở lối ra ống nhân quang điện xuất hiện một tín hiệu điện trên điện trở R.

– *Tinh thể CsI(Tl) và CsI(Na)*: Cesium iodine có mật độ riêng lớn hơn sodium iodine nên hệ số hấp thụ gamma lớn hơn và được sử dụng trong các hệ đo cần kích thước vừa phải. Tuy nhiên nhược điểm của tinh thể CsI(Tl) là cường độ sáng bé hơn và độ dài xung lớn hơn so với tinh thể NaI(Tl). Ngoài ra nó còn giòn và dễ vỡ nên phải cẩn thận khi sử dụng.

– *Tinh thể LiI(Eu)*: Tinh thể này được sử dụng phổ biến khi ghi đo neutron.

– *Tinh thể Bismuth Germanate (BGO)*: Ưu điểm nổi bật của tinh thể này là mật độ rất cao ($73,3 \text{ g/cm}^3$) và số nguyên tử lớn ($Z = 83$) nên có tiết diện hiệu ứng quang điện lớn. Cường độ nhấp nháy sáng bằng khoảng 10-20% so với NaI(Tl) và độ phân giải năng lượng kém hơn NaI(Tl) khoảng 2 lần.

– *Tinh thể Barium Fluoride (BaF_2)*: Ưu điểm chính của tinh thể này là có số nguyên tử lớn và thời gian xung nhấp nháy dưới 1 nano giây. Do đó tinh thể BaF_2 vừa có hiệu suất cao vừa đáp ứng nhanh.

– *Tinh thể ZnS(Ag)*: Chất nhấp nháy này có hiệu suất rất cao so với tinh thể NaI(Tl). Tuy nhiên nó chỉ được sản xuất dưới dạng bột đa tinh thể nên độ dày không vượt quá 25 mg/cm^2 . Khi bột ZnS(Ag) dày hơn thì lớp đa tinh thể ngăn cản ánh sáng nhấp nháy khá mạnh. Phạm vi ứng dụng của chất nhấp nháy này bị hạn chế cho hạt alpha và các ion nặng.

- *Tinh thể $\text{CaF}_2(\text{Eu})$* : Đây là chất nhấp nháy vô cơ không bị ẩm và trở nên có thể dùng nơi có điều kiện môi trường khắc nghiệt. Nó ít bị gãy vỡ và không phản ứng, có thể sử dụng trong điều kiện chân không.

- *Tinh thể CsF* : Chất nhấp nháy CsF có khả năng phân giải thời gian cao nên sử dụng nhiều trong các phép đo thời gian nhưng hiệu suất lại rất thấp, chỉ bằng cỡ 5-10% so với tinh thể $\text{NaI}(\text{Tl})$.

- *Chất nhấp nháy thủy tinh*: Các chất thủy tinh nhấp nháy hiện đại làm từ các hợp chất của SiO_2 , Li_2O , Al_2O_3 , MgO và Ce_2O_3 và đôi khi có thêm BaO để tăng mật độ. Cường độ nhấp nháy sáng vào khoảng 20-30% của chất nhấp nháy anthracene. Chất nhấp nháy thủy tinh được sử dụng để đo các bức xạ beta và gamma trong điều kiện môi trường khắc nghiệt. Ví dụ như môi trường có hóa chất ăn mòn hay nhiệt độ cao. Thời gian nhấp nháy của chất nhấp nháy tinh thể vào khoảng 50-75 ns, thuộc loại trung bình giữa chất nhấp nháy hữu cơ nhanh và chất nhấp nháy vô cơ chậm. Do thủy tinh có thể chứa các chất phóng xạ tự nhiên như thorium hay potassium nên phải cẩn thận khi sử dụng trong các hệ đo phóng xạ thấp.

- *Chất nhấp nháy khí*: Một vài chất khí sạch như xenon hay helium có thể làm chất nhấp nháy. Ưu điểm chính của chất nhấp nháy khí là độ dài xung nhấp nháy rất ngắn, vào khoảng vài nanosec hay nhỏ hơn, thuộc loại detector có phân giải thời gian tốt nhất. Ưu điểm tiếp theo là có thể chế tạo detector có kích thước và hình dạng tùy ý. Tuy nhiên nhược điểm chính của chất nhấp nháy khí là hiệu suất rất thấp, vào cỡ 3-10% so với chất nhấp nháy $\text{NaI}(\text{Tl})$.

7.2.3. Chất nhấp nháy hữu cơ

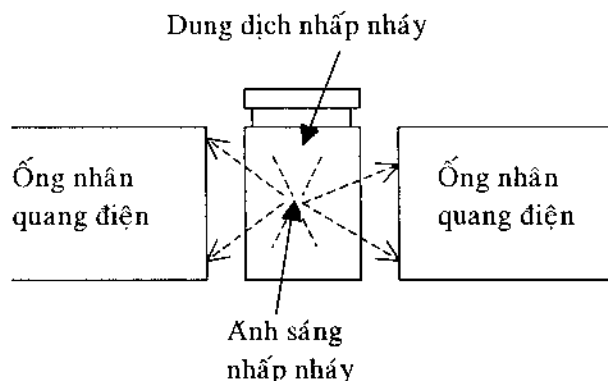
Lực liên kết phân tử trong tinh thể hữu cơ bé so với lực tác dụng trong tinh thể vô cơ. Vì vậy khi tương tác các phân tử thường không kích động các mức năng lượng electron của các phân tử khác và quá trình phát nhấp nháy của tinh thể hữu cơ là quá trình của riêng từng phân tử.

Chất nhấp nháy hữu cơ gồm các loại sau đây:

- *Tinh thể hữu cơ thuần túy*: Anthracene và stilbene là các chất nhấp nháy hữu cơ thuần túy được sử dụng phổ biến nhất. Anthracene có hiệu suất cao nhất trong số các chất nhấp nháy hữu cơ còn stilbene có hiệu suất trung bình và độ dài xung nhấp nháy khoảng vài nano giây. Tuy nhiên hai chất nhấp nháy này tương đối dễ vỡ và khó sản xuất với kích thước lớn.

- *Dung dịch nhấp nháy hữu cơ*: Chất nhấp nháy này được sử dụng trong dung môi hữu cơ lỏng. Do có hiệu suất lớn, nó được dùng để đo hoạt độ beta năng lượng thấp như của C^{14} và tritium. Mẫu phóng xạ cần đo được

trộn vào dung môi này. Loại dung môi có chất phóng xạ đặt giữa hai ống nhân quang điện trong buồng tối. Hai ống nhân quang điện sẽ ghi các chớp sáng do chất nhấp nháy phát ra. Do sự tiếp xúc trực tiếp giữa mẫu được đo và detector, detector nhấp nháy lỏng là thiết bị đo có hiệu suất cao đối với các hạt tích điện và các tia gamma năng lượng thấp (hình 7.7).



Hình 7.7. Bố trí mẫu và detector trong detector nhấp nháy hữu cơ.

– *Chất nhấp nháy plastic*: Chất nhấp nháy plastic là dung dịch rắn của các hợp chất hữu cơ nhấp nháy trong vật liệu trong suốt thích hợp. Chẳng hạn các dung dịch anthracene hay stilbene trong polystirole hay plexiglass. Nồng độ vật liệu nhấp nháy của dung dịch thường nhỏ, chỉ vào cỡ vài phần trăm trở xuống. Chất nhấp nháy plastic có độ dài xung rất ngắn, cỡ vài nanosec, rất phù hợp với các hệ đếm nhanh và hệ trùng phùng nhanh. Chất nhấp nháy hữu cơ còn có ưu điểm là có thể sản xuất với kích thước rất lớn, có thể bổ sung các tạp chất cần thiết để dịch chuyển phổ nhấp nháy phù hợp với photocathode của ống nhân quang điện hay theo yêu cầu thí nghiệm, có thể dùng trong chân không, ...

Các tinh thể hữu cơ nói chung rất thuận tiện trong việc đo trực tiếp các hạt alpha và beta, hay các neutron nhanh thông qua việc đo các proton giật lùi. Do các tinh thể hữu cơ có số nguyên tử thấp nên đóng góp của phản ứng gamma không đáng kể vì tiết diện phản ứng quang điện của gamma nhỏ và chỉ có mặt hiệu ứng Compton trong miền năng lượng thường quan tâm.

Bảng 7.1. Các đặc trưng của một số chất nhấp nháy thường dùng.

Chất nhấp nháy	Mật độ (g/cm ³)	Độ dài sóng phát xạ cực đại (Å)	Biên độ tín hiệu tương đối	Thời gian phân rã (μs)
NaI(Tl)	3,67	4100	210	0,25
CsI(Tl)	4,51	Xanh	55	1,1
KI(Tl)	3,13	4100	50	1,0
Anthracene	1,25	4400	100	0,032
Trans-Stilbene	1,16	4100	60	0,0064
Plastic		3550-4500	28-48	0,003-0,005
Lỏng		3550-4400	27-49	0,002-0,008
p-Terphenyl	1,23	4000	40	0,005

7.2.4. Ống nhân quang điện

Ống nhân quang điện tạo xung điện khi có ánh sáng yếu chiếu vào nó, chẳng hạn đó là các nhấp nháy sáng sinh ra do tia gamma tác dụng lên tinh thể nhấp nháy. Nó gồm một photocathode, quay về cửa sổ đón nhận nhấp nháy sáng, một số điện cực kim loại, gọi là các dynode, bố trí theo một hình học đặc biệt, và một anode. Tất cả các photocathode, dynode và anode được đặt trong một ống thủy tinh chân không cao (hình 7.6).

Ánh sáng chiếu vào photocathode làm sinh ra một electron năng lượng thấp (từ 0,1 eV đến 1 eV) do tương tác quang điện. Sau đó quang electron được gia tốc hướng tới dynode dưới tác dụng của điện thế cỡ 50 đến 100 vôn. Khi đến dynode đầu tiên, electron có động năng đủ lớn (cỡ 50 eV đến 100 eV) và do va chạm với dynode, electron này có thể sinh ra một số electron thứ cấp, khoảng 1 đến 10 hạt. Các electron đó lại được gia tốc hướng tới dynode thứ hai và sinh ra một số electron với hệ số nhân như trên. Một ống nhân quang điện có khoảng 10 dynode, do đó tại dynode cuối cùng có khoảng 10^5 đến 10^8 electron sinh ra, xuất phát từ một quang electron ban đầu. Tại anode, các electron này tạo một xung điện với biên độ cỡ vài microampe và kéo dài khoảng 1 micro giây.

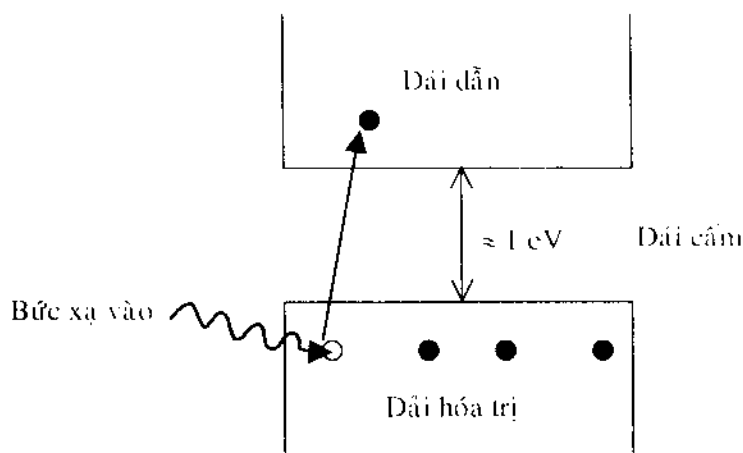
7.3. DETECTOR BÁN DẪN

7.3.1. Nguyên tắc làm việc của detector bán dẫn

a) Cấu trúc các dải năng lượng trong chất bán dẫn

Nguyên tắc làm việc của detector bán dẫn cũng giống như buồng ion hóa, trong đó thay môi trường khí bằng môi trường rắn có độ dẫn điện thấp. Các bức xạ như alpha, beta, gamma tương tác với các nguyên tử trong miền nhạy của detector sinh ra các electron do hiện ứng ion hóa và do đó tạo tín hiệu điện lỗi ra. Vật liệu thường dùng trong detector bán dẫn là silicon (Si) và germanium (Ge). Bức xạ vào với năng lượng cỡ 3.5 eV có thể tạo nên một cặp ion trong chất bán dẫn. Để so sánh, ta thấy năng lượng bức xạ cỡ 34 eV mới tạo nên một cặp ion trong chất khí. Như vậy detector bán dẫn cho tín hiệu điện cỡ 10 lần lớn hơn tín hiệu điện trong chất khí do cùng một bức xạ gây nên. Biên độ xung điện tỉ lệ với năng lượng bức xạ vào, do đó detector bán dẫn được dùng để đo phổ năng lượng bức xạ.

Các electron quỹ đạo trong nguyên tử tồn tại ở các mức năng lượng xác định. Trong vật rắn, các mức năng lượng đó gọi là các dải năng lượng (Hình 7.8). Dải năng lượng cao nhất gọi là dải hóa trị. Dải năng lượng hóa trị cách dải dẫn bởi một miền gọi là các dải cấm. Độ rộng của dải cấm trong chất bán dẫn Si hay Ge vào khoảng 1 eV trong lúc dải cấm trong chất cách điện khoảng 5 eV. Bức xạ ion hóa có thể cung cấp năng lượng cho electron để nó có thể chuyển từ dải hóa trị vượt qua dải cấm chuyển lên dải dẫn. Khi chuyển qua dải dẫn, electron để lại lỗ trống trong dải hóa trị.



Hình 7.8. Hình thành cặp electron - lỗ trống trong chất bán dẫn.

● : Electron ; ○ : Lỗ trống.

b) Sự dịch chuyển của electron và lỗ trống trong điện trường

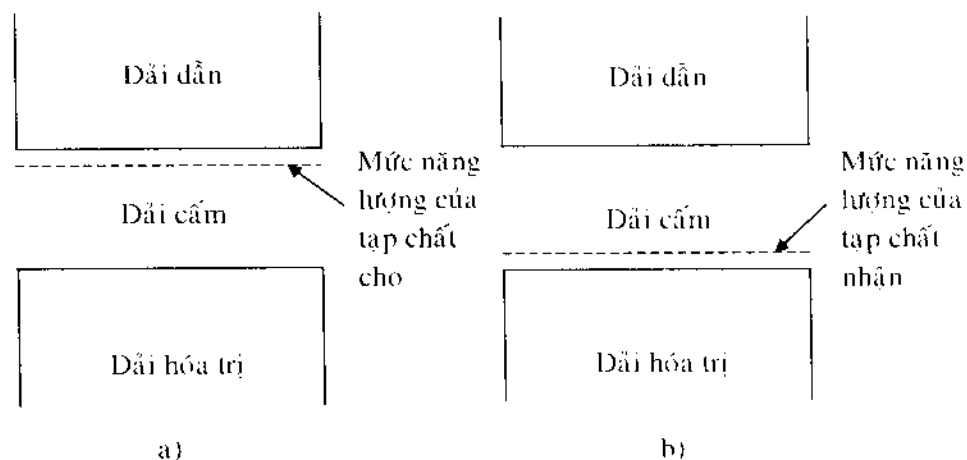
Quá trình chuyển electron từ dải hóa trị lên dải dẫn là quá trình ion hóa và cặp electron – lỗ trống có thể so sánh với cặp ion trong chất khí. Trong detector chứa khí, các ion dương và âm chuyển động đến các cực điện. Trong detector bán dẫn, các electron chuyển động về cực dương còn lỗ trống cũng chuyển động đến điện cực âm nhưng thực sự không đúng nghĩa như trong chất khí. Lỗ trống dịch chuyển từ vị trí này sang vị trí khác nếu electron rời khỏi một vị trí trong dải hóa trị để chiếm một vị trí có lỗ trống khác. Vị trí bỏ trống do electron bỏ đi là lỗ trống mới. Do electron có xu hướng chuyển động về phía cực dương nên lỗ trống dịch chuyển về phía cực âm.

c) Chất bán dẫn loại n và chất bán dẫn loại p

Các nguyên tố Si và Ge thuộc cột thứ IV trong bảng tuần hoàn Mendeleev, do đó các nguyên tử Si và Ge có 4 electron hóa trị. Trong tinh thể, các nguyên tử nối với nhau bằng các mối liên kết cộng hóa trị. Khi tinh thể hấp thụ năng lượng các mối liên kết này bị phá vỡ, chỉ cần 1,12 eV để bật một trong các electron hóa trị trong Si ra ngoài để tạo nên một cặp ion. Electron tự do và lỗ trống dễ dàng chuyển động trong tinh thể. Nếu vật liệu sạch chỉ có Si hay Ge thì số electron tự do và số lỗ trống bằng nhau. Vật liệu như vậy gọi là chất bán dẫn thuần. Nếu chất bán dẫn có lẫn tạp chất thì số electron tự do có thể nhiều hơn hay ít hơn số lỗ trống. Sự hoạt động của detector bán dẫn phụ thuộc vào tính chất của nó là thừa electron (chất bán dẫn loại n) hay thừa lỗ trống (chất bán dẫn loại p).

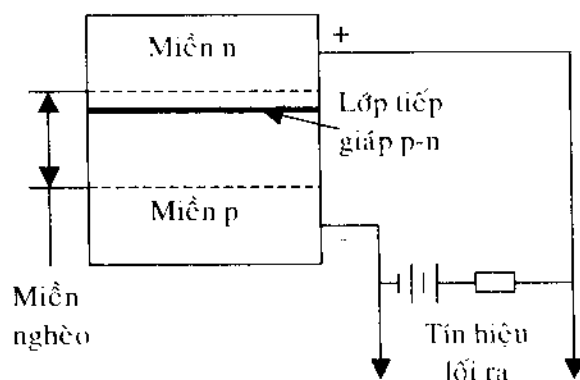
Chất bán dẫn loại n: Ta hãy xét chất bán dẫn silicon sạch, trong đó số electron và số lỗ trống bằng nhau khi bị ion hóa. Khi thêm một tạp chất vào tinh thể silicon, vật liệu này sẽ trở thành chất bán dẫn loại n hay loại p. Chẳng hạn ta thêm tạp chất từ nhóm V của bảng tuần hoàn, như phosphorous, arsenic, antimony hay bismuth với các nguyên tử có 5 electron hóa trị thì 4 electron của nguyên tử tạp chất sẽ nối với 4 electron hóa trị trong nguyên tử silicon tạo nên các mối liên kết cộng hóa trị. Electron thứ 5 của nguyên tử tạp chất còn lại là electron thừa, nó tự do chuyển động trong tinh thể và tham gia vào quá trình hình thành tín hiệu điện. Tinh thể silicon với tạp chất nêu trên trở thành tinh thể loại n còn tạp chất tương ứng gọi là tạp chất cho. Mức năng lượng của electron tự do nằm gần miền dẫn nên rất dễ chuyển thành electron dẫn (Hình 7.9).

Chất bán dẫn loại p: Để tạo nên tính thể loại p người ta thêm tạp chất từ các nguyên tố thuộc nhóm III trong bảng tuần hoàn, chẳng hạn boron, aluminum, gadolinium hay indium với các nguyên tử có 3 electron hóa trị. Tạp chất loại này được gọi là tạp chất nhận. Mức năng lượng của lỗ trống nằm gần miền hóa trị nên rất dễ chuyển thành lỗ trống (Hình 7.9).



Hình 7.9. Chất bán dẫn loại n (hình a) và loại p (hình b).

d) Nguyên tắc làm việc của detector bán dẫn



Hình 7.10. Sơ đồ nguyên tắc của detector bán dẫn loại tiếp xúc.

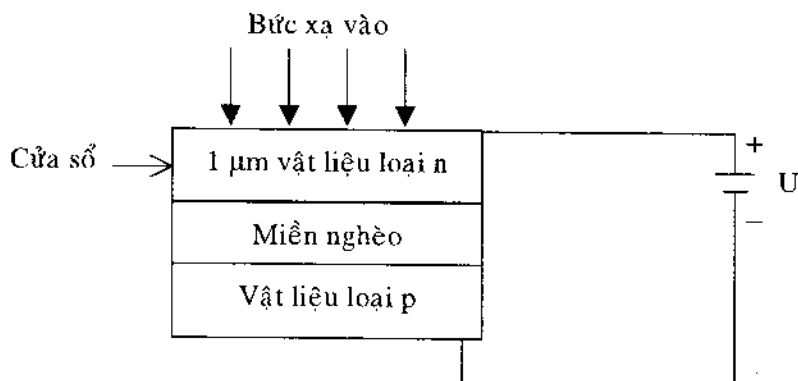
Miền p trong silicon hay germanium đặt tiếp xúc với miền n tạo nên lớp tiếp giáp n-p. Đặt một điện thế vào miền tiếp giáp, trong đó miền p nối với cực dương còn miền n nối với cực âm thì trở kháng lớp tiếp giáp rất bé

và có dòng điện chạy qua lớp tiếp giáp. Nếu đặt điện áp phân cực ngược lại, miền n nối với cực dương còn miền p nối với cực âm như trên hình 7.10 thì không có dòng điện qua lớp tiếp giáp, trừ dòng rò rất bé do sự chuyển động nhiệt của các electron và lỗ trống. Miền gần lớp tiếp giáp không có các electron và lỗ trống do điện thế có phân cực nói trên. Miền này gọi là miền nghèo và là miền nhạy của detector bán dẫn. Khi một bức xạ đi qua miền nghèo này nó tạo nên các cặp electron – lỗ trống. Dưới tác dụng của điện trường cao thế, các electron và lỗ trống chuyển động về các điện cực, tạo nên tín hiệu điện lối ra.

7.3.2. Các loại detector bán dẫn

a. Detector tiếp giáp khuếch tán

Phương pháp sản xuất phổ biến của detector bán dẫn loại diod là sử dụng tinh thể bán dẫn thuần nhất loại p và phủ trên bề mặt nó một lớp bán dẫn loại n, chủ yếu là tạp chất phosphorus, theo phương pháp khuếch tán hơi (hình 7.11). Bề dày của lớp bán dẫn loại n khoảng 0,1 đến 2 μm . Do lớp bán dẫn n là chất cho nên miền nghèo chủ yếu nằm ở phía chất bán dẫn p so với lớp tiếp giáp. Như vậy phần lớn bề mặt nằm ngoài miền nghèo và là lớp chết hay cửa sổ. Các tia bức xạ sẽ xuyên qua cửa sổ để vào miền nghèo của detector bán dẫn. Sự có mặt của lớp chết là nhược điểm của detector tiếp giáp khuếch tán vì bức xạ mất một phần năng lượng khi đạt đến miền nghèo.



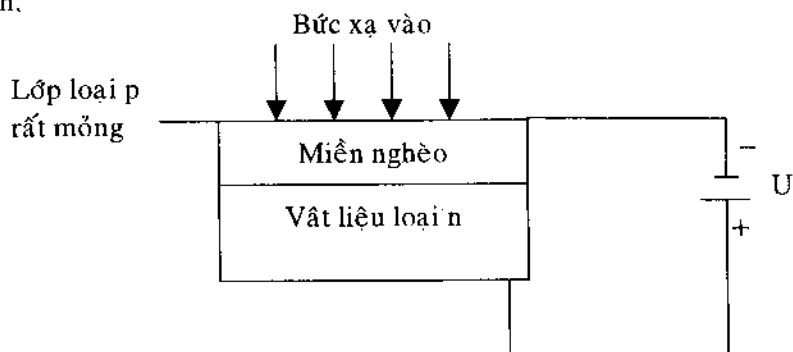
Hình 7.11. Detector tiếp giáp khuếch tán.

b) Detector hàng rào bề mặt

Trong detector hàng rào bề mặt, một lớp vàng rất mỏng được phủ lên bề mặt của chất bán dẫn loại n bằng phương pháp bay hơi (hình 7.12). Quá trình bay hơi được thực hiện trong điều kiện sao cho có một lớp oxy hóa

nhẹ trên bề mặt. Lớp oxy hóa này nằm giữa lớp vàng và silicon, đóng vai trò vật liệu loại p, gọi là lớp hàng rào bề mặt. Khi đó miền nghèo cũng được hình thành như trong detector tiếp giáp khuếch tán. Lớp vàng mỏng được dùng làm lớp tiếp xúc điện để lấy tín hiệu ra. Cũng có thể chế tạo detector hàng rào bề mặt trên cơ sở chất bán dẫn loại p bằng cách khuếch tán nhôm để tạo nên lớp vật liệu loại n và lớp tiếp xúc điện để lấy tín hiệu ra. Detector hàng rào bề mặt thường sử dụng để đo các hạt tích điện.

Nhược điểm chính của detector hàng rào bề mặt là khá nhạy với ánh sáng do cửa sổ quá mỏng, gần như trong suốt đối với ánh sáng. Năng lượng của ánh sáng vào cỡ 2 – 4 eV lớn hơn dải cấm nên photon có thể tạo nên các cặp electron – lỗ trống. Như vậy độ ồn của detector khá lớn, gây nên nền phóng lớn.



Hình 7.12. Detector hàng rào bề mặt.

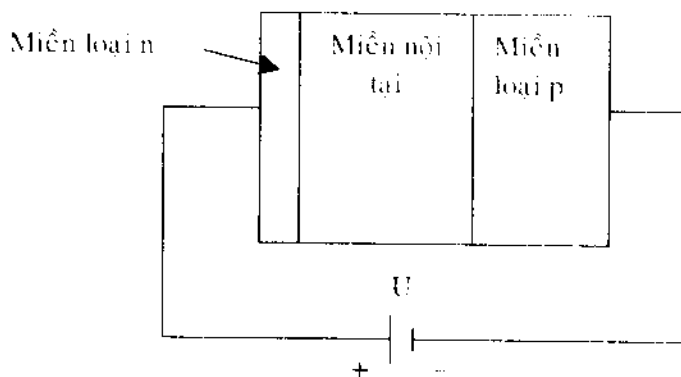
c) Detector cấy ion

Một phương pháp khác để đưa tạp chất vào bề mặt chất bán dẫn là chiếu bề mặt đó bằng chùm hạt ion sinh ra từ các máy gia tốc. Chẳng hạn có thể chiếu chùm hạt boron lên tinh thể silicon ta có lớp vật liệu loại p nằm sát ngay bề mặt. Phương pháp pha tạp này gọi là cấy ion và nó tạo nên một tinh thể bền hơn, ít bị ảnh hưởng bởi môi trường. Detector cấy ion được dùng để đo phổ alpha, beta năng lượng thấp và các ion nặng.

d. Detector trôi lithium

Hạn chế chính của detector tiếp giáp khuếch tán và detector hàng rào bề mặt là độ sâu của miền nghèo hay thể tích hoạt động của nó không lớn. Ngay cả khi sử dụng các vật liệu với điện trở suất cao nhất và cao thế gần đạt giá trị đánh thủng thì độ sâu miền nghèo cũng chỉ đạt 2 – 3 mm. Độ dày miền nghèo thấp là do tạp chất có sẵn trong vật liệu detector. Để đo phổ gamma hay tia X cần detector có độ sâu miền nghèo lớn hơn hay thể tích

vùng hoạt động lớn hơn. Muốn tăng miền nghèo phải khắc phục hiệu ứng do các tạp chất. Một trong các biện pháp được sử dụng là bổ sung lithium vào miền giữa vật liệu bán dẫn loại n và vật liệu bán dẫn loại p bằng cách làm trôi dạt các ion lithium vào các tinh thể silicon và germanium (hình 7.13). Lớp này được gọi là miền trôi dạt lithium hay miền nội tại. Chính kích thước miền nội tại xác định thể tích nhạy của detector. Có hai loại detector trôi lithium là detector Ge(Li) và detector Si(Li). Nhờ phương pháp trôi lithium người ta sản xuất các detector phẳng hay detector đồng trục. Hiện nay, do detector germanium siêu tinh khiết được sử dụng rộng rãi nên ít dùng detector Ge(Li) mà chỉ dùng detector Si(Li) để đo phổ photon năng lượng thấp. Hơn nữa, detector Si(Li) có lợi thế hơn detector Ge(Li) là chỉ cần dùng nitrogen lỏng khi detector làm việc mà không cần dùng khi bảo quản.



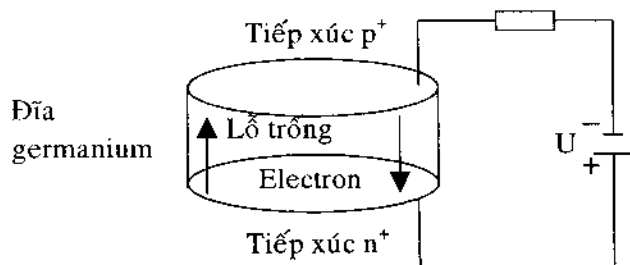
Hình 7.13. Detector trôi lithium.

e. Detector germanium siêu tinh khiết

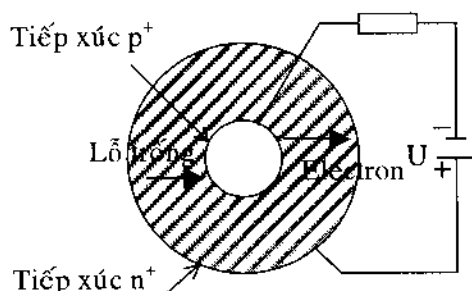
Nhược điểm chính của detector Ge(Li) là sự không ổn định của phân bố không gian của lithium ở nhiệt độ phòng thí nghiệm, điều đó dẫn tới sự phân bố lại lithium và mất khả năng bù trừ trong miền nội tại. Do đó detector loại này cần được làm lạnh bằng nitrogen lỏng cả trong lúc bảo quản. Để khắc phục nhược điểm này người ta phát triển loại detector germanium siêu tinh khiết HPGe hay detector germanium thuần. Khi germanium có độ sạch càng cao thì độ sâu miền nghèo càng lớn vì độ sâu đó tỉ lệ với căn bậc hai của điện trở suất vật liệu. Với kỹ thuật hiện nay có thể chế tạo germanium siêu tinh khiết với nồng độ tạp chất giảm đến $10^{-9} - 10^{-10}$ nguyên tử/cm³. Ưu điểm chính của detector HPGe là không cần làm lạnh bằng nitrogen lỏng trong thời gian bảo quản nó.

Detector HPGe có thể được sản xuất dưới dạng phẳng hay đồng trục. Đối với detector dạng phẳng (hình 7.14) đường kính tinh thể trụ germanium

không vượt quá vài centimet, do đó thể tích vùng hoạt động không vượt quá $10 - 30 \text{ cm}^3$. Đối với detector dạng đồng trục thì tinh thể germanium có dạng hình trụ vành khuyên dài với một cực là mặt ngoài hình trụ và cực kia là mặt phía trong (Hình 7.15). Do tinh thể có thể kéo dài nên có khả năng tăng thể tích detector. Hiện nay có thể sản xuất các tinh thể HPGe đến 400 cm^3 . Detector HPGe được sử dụng phổ biến để đo phổ gamma.



Hình 7.14. Detector dạng phẳng.



Hình 7.15. Detector dạng đồng trục.

7.4. CÁC HỆ ĐO BỨC XẠ

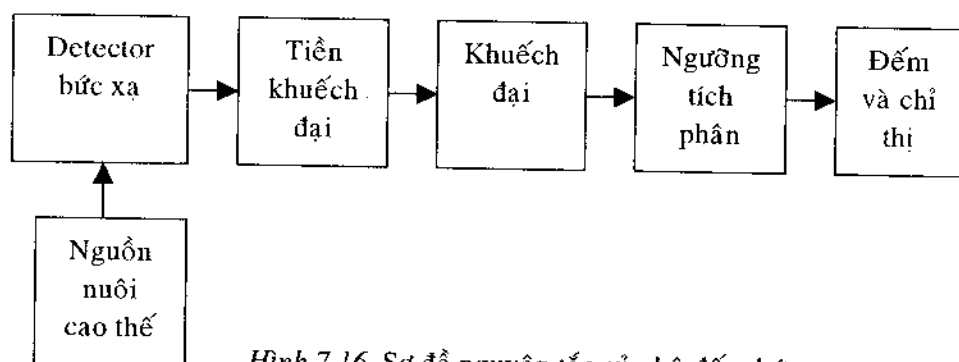
7.4.1. Sơ đồ nguyên tắc của các hệ đo bức xạ

Các hệ đo bức xạ khá đa dạng, từ máy đếm bức xạ đến máy phân tích biên độ một kênh và đa kênh. Trong phần này trình bày ngắn gọn cấu trúc của các thiết bị này.

a) Máy đếm bức xạ

Máy đếm bức xạ có nhiệm vụ đếm số hạt bức xạ trong một khoảng thời gian hay trong một đơn vị thời gian. Nó gồm một detector bức xạ và hệ

thống điện tử thu nhận và xử lý tín hiệu điện ở lối ra detector và cho ra kết quả dưới dạng kim chỉ thị hay dạng số (hình 7.16).



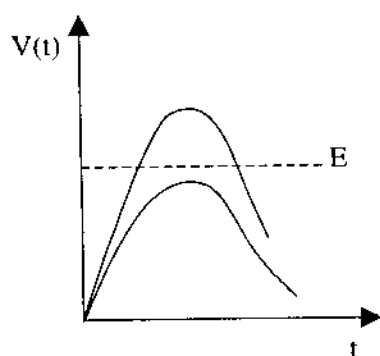
Hình 7.16. Sơ đồ nguyên tắc của hệ đếm bức xạ.

Trên hình 7.16, detector bức xạ có thể là buồng ion hóa, ống đếm tỉ lệ, ống đếm Geiger-Muller hay detector nhấp nháy. Nguồn cao thế cung cấp điện áp một chiều cho detector, thường có giá trị hàng trăm đến hàng nghìn vôn. Các tín hiệu điện ở lối ra detector có biên độ rất bé, do đó cần khuếch đại sơ bộ bằng sơ đồ tiền khuếch đại. Sơ đồ tiền khuếch đại đặt càng gần detector càng tốt để rút ngắn dây nối từ detector đến tiền khuếch đại nhằm giảm tối thiểu điện dung phụ trên detector. Sơ đồ tiền khuếch đại còn đóng vai trò một mạch phối hợp trở kháng, lối vào của nó có trở kháng cao nhằm giảm tải cho detector còn lối ra của nó có trở kháng thấp nhằm bảo đảm tải cho các khối tiếp theo. Tín hiệu lối ra tiền khuếch đại có biên độ rất bé, thường vào cỡ vài chục đến vài trăm milivôn, không thể đếm trực tiếp được. Do đó tín hiệu từ tiền khuếch đại được đưa vào khối khuếch đại chính để khuếch đại biên độ đến 10 vôn với hệ số khuếch đại 100 – 5000. Tín hiệu ra của khối khuếch đại được đưa qua khối ngưỡng tích phân nhằm lọc lựa các tín hiệu có biên độ đủ lớn và hình thành lại dạng xung có dạng vuông góc với độ rộng thích hợp để điều khiển khối đếm. Khối đếm có nhiệm vụ đếm số xung ra và chỉ thị bằng đồng hồ có kim chỉ hoặc hệ đếm số bằng tinh thể lỏng.

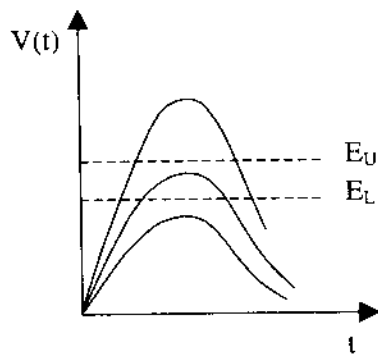
b) Máy phân tích biên độ một kênh

Khi dùng detector để xác định năng lượng bức xạ vào, chẳng hạn NaI(Tl), thì biên độ xung ở lối ra khối khuếch đại tỉ lệ với năng lượng bức xạ đi vào detector. Trên hình 7.16 khối ngưỡng tích phân thường có mức ngưỡng được đặt lớn hơn giá trị tạp âm của hệ để đếm được tất cả các xung do hạt bức xạ gây ra. Tuy nhiên trong một số trường hợp giá trị ngưỡng đặt cao hơn

để chọn các xung có biên độ lớn hơn một giá trị khá lớn nhằm chọn hạt có năng lượng lớn hơn một giá trị nào đó (Hình 7.17).



Hình 7.17. Khối ngưỡng tích phân. E là giá trị ngưỡng.



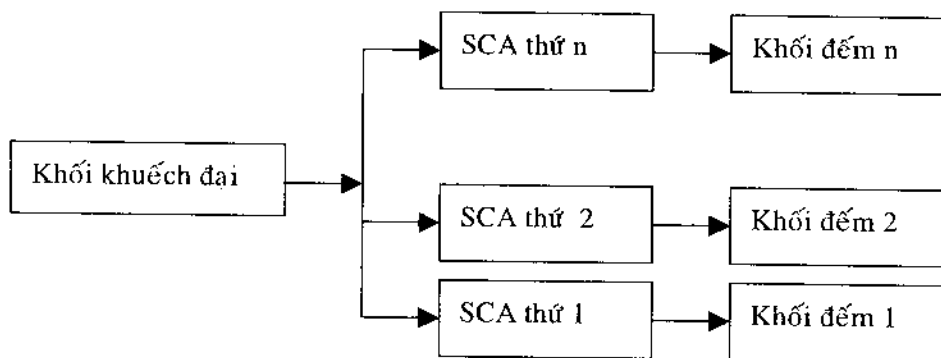
Hình 7.18. Khối ngưỡng vi phân hay máy phân tích biên độ một kênh. E_L và E_U là các giá trị ngưỡng dưới và ngưỡng trên.

Một loại hệ đếm khác có nhiệm vụ đếm các xung có năng lượng nằm giữa giá trị ngưỡng dưới E_L và ngưỡng trên E_U nhằm chọn các hạt bức xạ có năng lượng nằm trong cửa sổ năng lượng $\Delta E = E_U - E_L$ (Hình 7.18). Khối điện tử có chức năng chọn lựa như trên gọi là khối ngưỡng vi phân hay máy phân tích biên độ một kênh SCA (single channel analyzer). Tín hiệu lối ra máy phân tích biên độ một kênh cũng được hình thành lại có dạng xung vuông góc để đưa vào điều khiển khối đếm. Người ta sử dụng máy phân tích biên độ một kênh để đo số bức xạ gamma của đồng vị Cs^{137} người ta chọn cửa sổ năng lượng ΔE và giá trị năng lượng E sao cho $E < 661 \text{ KeV} < E + \Delta E$, vì 661 keV là vạch năng lượng đặc trưng của đồng vị Cs^{137} .

c. Máy phân tích biên độ nhiều kênh

Mở rộng nguyên lý máy phân tích biên độ một kênh thành máy phân tích biên độ nhiều kênh MCA (multichannel analyzer), trong đó dải năng lượng quan tâm được chia thành nhiều kênh năng lượng (thường từ $n = 100$ kênh đến $n = 16000$ kênh), mỗi kênh là một cửa sổ năng lượng từ E_i đến $E_i + \Delta E$ ($i = 1, 2, \dots, n$). Kết quả ta có một hàm phân bố số đếm trong một cửa sổ ΔE với mỗi giá trị năng lượng E_i , thường được gọi là phổ năng lượng. Về nguyên tắc, máy phân tích biên độ nhiều kênh là một hệ nhiều máy phân

tích biên độ một kênh nối liên tiếp nhau, ngưỡng trên của khối ngưỡng vi phân này là ngưỡng dưới của khối ngưỡng vi phân tiếp sau (hình 7.19).

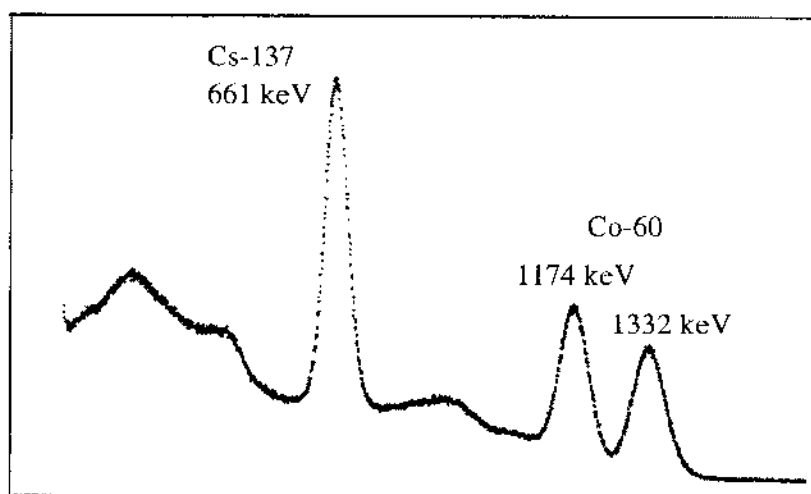


Hình 7.19. Sơ đồ máy phân tích biên độ nhiều kênh cấu tạo từ nhiều máy phân tích biên độ một kênh.

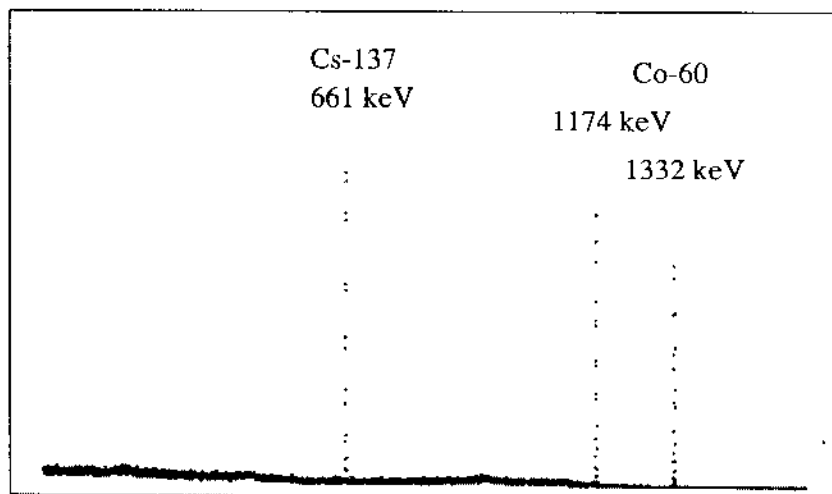
Máy phân tích biên độ nhiều kênh có cấu trúc như trên không thuận tiện vì số khối điện tử tăng theo số kênh. Do đó người ta xây dựng máy phân tích biên độ nhiều kênh trên cơ sở nguyên tắc biến đổi biên độ thành chuỗi số ADC (analog-to-digital converter). Hình 7.20 minh họa sơ đồ nguyên tắc của một MCA.

Các khối chức năng cơ bản của một MCA là ADC và bộ nhớ. Để minh họa, ta mô tả bộ nhớ được sắp xếp theo một cột thẳng đứng có các vị trí ghi địa chỉ, từ địa chỉ thứ nhất, hay kênh thứ nhất ở dưới cùng, đến vị trí trên cùng ứng với kênh thứ n. Khi một xung được ADC chuyển từ tín hiệu biên độ sang dãy số, các sơ đồ kiểm tra của bộ nhớ sẽ tìm vị trí trong thang địa chỉ tương ứng với chuỗi số và thêm một đơn vị vào vị trí đó. Như vậy một đơn vị được ghi vào ô địa chỉ ứng với biên độ xung vào, giống như máy phân tích biên độ nhiều kênh trên hình 7.19, khối đếm thứ i sẽ ghi thêm một đơn vị nếu xung vào có biên độ rơi vào SCA thứ i. Sau thời gian đo ta có thể biểu diễn kết quả trên tọa độ hai chiều, trong đó trục hoành là các kênh còn trục tung là số đếm của từng kênh, tức là ta có một phổ năng lượng của các bức xạ vào vì số kênh trên trục hoành tỉ lệ với năng lượng bức xạ. Các khối khác trong sơ đồ MCA đóng vai trò hỗ trợ. Cổng lối vào dùng để ngăn cản các xung vào ADC trong thời gian mạch ADC bận số hóa tín hiệu trước đó. Mạch ADC cho một xung logic đặt ở lối vào của cổng sẽ mở cổng khi nó không xử lý tín hiệu. Do cổng lối vào bị đóng trong thời gian ADC xử lý tín hiệu nên có thể một số xung vào bị mất trong khoảng thời gian chết của MCA. Để xác định thời gian đo thực, tức là loại bỏ thời gian chết, trong

lượng thường dùng là độ rộng ở nửa chiều cao FWHM (full width of half maximum), hay độ phân giải năng lượng tương đối, là tỉ số của FWHM so với giá trị năng lượng tại đỉnh. Detector nhấp nháy với chất nhấp nháy NaI(Tl) kích thước cao 5 cm, đường kính 5 cm có FWHM cỡ 50 KeV tại giá trị năng lượng 661 keV, hay độ phân giải năng lượng tương đối là 8%.



Hình 7.21. Phổ năng lượng gamma của nguồn Cs^{137} và Co^{60} đo bằng detector nhấp nháy.



Hình 7.22. Phổ năng lượng gamma của nguồn phóng xạ Cs^{137} và Co^{60} đo bằng detector bán dẫn germanium siêu tinh khiết GC1518 của hãng Canberra Industries, Inc., U.S.A.

Hình 7.22 trình bày phổ năng lượng gamma của nguồn phóng xạ Cs^{137} và Co^{60} đo bằng detector bán dẫn germanium siêu tinh khiết GC1518 của hãng Canberra U.S.A. Nguồn Cs^{137} có một vạch năng lượng là 661 keV còn nguồn Co^{60} có hai vạch năng lượng là 1174 keV và 1332 keV. Detector này có hiệu suất đo tương đối là 15 % và độ rộng ở nửa chiều cao ở đỉnh FWHM 1332 keV là 1,8 keV. Tại đỉnh 661 keV, độ rộng ở nửa chiều cao bằng 1,4 keV, bé hơn nhiều so với giá trị 50 keV đối với detector nhấp nháy NaI(Tl). Độ phân giải năng lượng cao như vậy của detector bán dẫn làm cho detector loại này được sử dụng rộng rãi trong việc phân tích hàm lượng các nguyên tố phóng xạ và các nguyên tố bền.

7.4.2. Các hệ đo gamma

7.4.2.1. Các detector dùng để đo bức xạ gamma

Các detector dùng để đo bức xạ gamma và tia X gồm detector chứa khí, detector nhấp nháy và detector bán dẫn. Việc chọn detector loại nào phụ thuộc vào dải năng lượng hạt bức xạ được đo, các yêu cầu về hiệu suất đo, độ phân giải năng lượng và độ phân giải thời gian.

a) Các đặc trưng của detector

– Hiệu suất detector

Hiệu suất của detector thể hiện ở số xung ghi được khi có một lượng bức xạ vào cho trước. Đối với các detector đo bức xạ gamma có các định nghĩa về hiệu suất như sau:

+ *Hiệu suất tuyệt đối* là tỉ số giữa số đếm do detector ghi được so với số tia gamma do nguồn phát ra theo mọi phương.

+ *Hiệu suất nội tại* là tỉ số giữa số xung do detector tạo nên so với số tia gamma đập vào detector.

+ *Hiệu suất tương đối* là hiệu suất của một detector so với detector khác. Đối với detector germanium thì đó là hiệu suất tương đối của nó so với detector nhấp nháy NaI(Tl) hình trụ kích thước 7,5 x 7,5cm, cả hai detector đều đặt cách 25 cm đến nguồn điểm và đo đối với vạch năng lượng 1,33 MeV.

+ *Hiệu suất đỉnh năng lượng toàn phần (photopeak)* là hiệu suất sinh ra chỉ các xung đỉnh năng lượng toàn phần mà không phải là xung kích thước bất kỳ của tia gamma.

– Độ phân giải năng lượng của detector

Độ phân giải năng lượng của detector là độ rộng ở nửa chiều cao FWHM (Full Width of Half Maximum), có thể biểu thị bằng năng lượng tuyệt đối theo đơn vị keV đối với detector germanium hay phần trăm của

năng lượng tại vạch năng lượng được đo đối với detector nhấp nháy NaI(Tl). Độ phân giải càng tốt thì detector càng có khả năng tách các đỉnh trong phổ năng lượng. Các hình 7.14 và 7.15 cho thấy detector germanium có độ phân giải năng lượng tốt hơn nhiều so với detector NaI(Tl).

– Độ phân giải thời gian của detector

Độ phân giải thời gian của detector là khoảng thời gian mà detector cùng với hệ thống điện tử có thể phân biệt hai xung liên tiếp nhau theo thời gian, thời gian này càng bé thì độ phân giải thời gian càng tốt. Độ phân giải thời gian chủ yếu do thời gian chết của detector xác định. Độ phân giải thời gian càng tốt thì detector càng có khả năng đếm với tốc độ lớn. Mặt khác trong các sơ đồ trùng phùng cần sử dụng các detector có độ phân giải thời gian tốt.

b) Detector chứa khí

Các detector chứa khí gồm ba loại là buồng ion hóa, ống đếm tỉ lệ và ống đếm Geiger-Muller. Buồng ion hóa cho tín hiệu lối ra rất bé nên không thích hợp để đo các tia gamma riêng biệt. Nó thường được sử dụng để đo dòng tổng cộng do chùm gamma có thông lượng lớn, chẳng hạn trong các trạm quan trắc bức xạ. Ống đếm tỉ lệ thường được dùng để đo tia X và tia gamma năng lượng thấp với độ phân giải năng lượng vừa phải. Ống đếm Geiger-Muller tạo xung ra có biên độ lớn nhưng không đo được năng lượng do biên độ xung không phụ thuộc năng lượng bức xạ vào. Do đó ống đếm Geiger-Muller thường được dùng để đếm số xung, song do thời gian chết của nó cỡ hàng trăm microsec nên chỉ đếm được với tốc độ thấp.

c) Detector nhấp nháy vô cơ

Có hai loại tinh thể nhấp nháy vô cơ thường dùng là NaI(Tl) và CsI(Tl), trong đó tinh thể NaI(Tl) được dùng phổ biến hơn. Detector NaI(Tl) được dùng trong cả hai trường hợp đếm số xung và phân tích năng lượng. Tinh thể nhấp nháy NaI(Tl) có mật độ $3,67 \text{ g/cm}^3$ và số nguyên tử hiệu dụng bằng 50, do đó có hiệu suất ghi tương đối cao. Đối với tinh thể NaI(Tl) dày 40 mm và chùm tia gamma rộng với các giá trị năng lượng $E_\gamma \leq 0,2 \text{ MeV}$, $E_\gamma = 0,661 \text{ MeV}$ và $E_\gamma = 1,333 \text{ MeV}$ thì các hiệu suất ghi tương ứng là 98,9%, 47,6% và 37,0%. Độ phân giải năng lượng của detector nhấp nháy NaI(Tl) phụ thuộc vào kích thước của nó. Tinh thể NaI(Tl) hình trụ kích thước $3'' \times 3''$ có hiệu suất cao nhất cỡ 7,5 - 8,5% tại vạch năng lượng tia gamma 0,661 keV. Các tinh thể với kích thước bé hơn hoặc lớn hơn có độ phân giải năng lượng kém hơn. Để đo bức xạ gamma với hiệu suất cao hơn người ta thường dùng các tinh thể hình giếng, tức tinh thể hình trụ có khoan giếng ở trục với

chiều sâu bằng nửa chiều cao tinh thể, khi đó mẫu đo đặt ở đáy giếng sẽ có hình học đo tốt nhất với góc nhìn 4π .

Tín hiệu lối ra detector nhấp nháy NaI(Tl) có biên độ khá lớn. Với ống nhân quang điện có hệ số nhân 10^6 thì tín hiệu lối ra có điện tích khoảng $5 \cdot 10^{-10}$ C đối với năng lượng 1 MeV truyền cho tinh thể, nghĩa là biên độ xung dòng bằng 2 $\mu\text{A}/\text{MeV}$.

Ngoài tinh thể NaI(Tl), người ta còn dùng tinh thể CsI(Tl) với mật độ $4,5 \text{ g/cm}^3$ và số nguyên tử hiệu dụng bằng 54. Tuy nhiên tinh thể CsI(Tl) có hiệu suất chỉ bằng 75% hiệu suất của tinh thể NaI(Tl) và độ phân giải năng lượng kém hơn so với tinh thể NaI(Tl). Do đó tinh thể này ít được sử dụng.

Tinh thể NaI(Tl) có thời gian nhấp nháy sáng cỡ 0,25 μs do đó thời gian tăng của xung ra cỡ 0,5 μs . Do đó tinh thể NaI(Tl) không có đặc trưng tốt về thời gian, đặc biệt là đối với các sơ đồ trùng phùng nhanh. Để có đặc trưng tốt về thời gian người ta thường dùng chất nhấp nháy plastic với thời gian tăng của xung cỡ dưới nano giây. Chất nhấp nháy plastic cùng với ống nhân quang điện nhanh là detector lý tưởng để sử dụng trong các sơ đồ trùng phùng nhanh.

d) Detector bán dẫn

Để ghi được các tia gamma có độ đâm xuyên lớn thì detector bán dẫn phải có thể tích lớn, nghĩa là phải tạo bề dày miền nghèo cỡ 1 cm trở lên. Hai phương pháp được sử dụng là phương pháp trôi lithium và phương pháp làm sạch vật liệu germinium. Trong các năm thập kỷ 1960-1970 các detector Si(Li) và Ge(Li) được sử dụng phổ biến, trong đó detector Si(Li) chủ yếu dùng để đo tia X còn detector Ge(Li) dùng để đo bức xạ gamma. Từ năm 1980 đến nay detector germanium siêu tinh khiết HPGe được sử dụng rộng rãi để đo gamma. Ưu điểm của HPGe detector là chỉ cần dùng nitrogen lỏng để giữ nhiệt độ thấp khoảng 77°K hay -200°C cho detector trong lúc đo mà không cần giữ lạnh thường xuyên như detector Ge(Li). Detector HPGe thường có dạng trụ để đạt được thể tích lớn. Các detector dạng trụ hiện nay có hiệu suất từ 15% đến 100%, độ phân giải năng lượng từ 1,8 keV đến 2,0 keV tại vạch năng lượng 1,33 MeV. Miền năng lượng gamma nhạy đối với detector germanium dạng trụ từ 50 keV đến hơn 10 MeV. Một thông số khác rất quan trọng đối với germanium detector là tỉ số đỉnh/compton đối với vạch năng lượng 1,33 MeV. Tỉ số này đạt từ 30 đến 80 đối với các detector dạng trụ hiện đại.

Ngoài detector dạng trụ, các loại detector germanium khác cũng đang được áp dụng. Đó là detector germanium năng lượng thấp từ 3 keV đến

1 MeV, detector năng lượng siêu thấp từ 300 eV đến 300 keV, detector năng lượng dải rộng từ 3 keV đến 3 MeV. Ngoài ra còn có detector germanium dạng giếng để đo mẫu theo hình học 4π .

7.4.2.2. *Phông đối với các hệ đo gamma*

Một trong các vấn đề quan trọng đối với một hệ đo bức xạ là vấn đề phông và phương pháp giảm phông, đặc biệt khi đo các nguồn phóng xạ có hoạt độ bé. Phông γ thường có các nguồn gốc sau đây: Các thành phần cứng và mềm của bức xạ vũ trụ, bức xạ γ của vật liệu cấu trúc của detector và thiết bị, bức xạ γ của môi trường xung quanh.

Bức xạ vũ trụ sơ cấp là các hạt nhân năng lượng cao từ không gian vũ trụ, khi đi vào bầu khí quyển Trái Đất chúng va chạm không đàn hồi với các hạt nhân không khí tạo nên bức xạ vũ trụ thứ cấp. Ở độ cao dưới 20 km, bức xạ vũ trụ chủ yếu là các tia thứ cấp, gồm hai thành phần. Thành phần cứng là các hạt muon, có khả năng đâm xuyên sâu. Thành phần mềm là các cặp electron-positron và các lượng tử γ . Ngoài ra do tương tác của tia vũ trụ với khí quyển còn xuất hiện các hạt neutron với phổ năng lượng rộng. Bức xạ vũ trụ có thể tác dụng trực tiếp lên detector, gây ion hóa trong thể tích nhạy của nó, hoặc tạo nên các bức xạ thứ cấp trong vật liệu xung quanh detector.

Nguồn nhiễm bản phóng xạ trong vật liệu cấu trúc detector và các vật liệu khác xung quanh nó gồm các đồng vị K^{40} , các dãy uranium và thorium. Đồng vị K^{40} chiếm khoảng 0,012% trong potassium tự nhiên. Nói riêng, trong các ống đếm nhấp nháy, khoảng $2 \cdot 10^{-4}\%$ trọng lượng K^{40} có trong các tinh thể NaI(Tl). Đồng vị này cũng có mặt trong vật liệu thủy tinh của ống nhân quang điện, trừ thủy tinh sạch potassium. Mỗi gam potassium tự nhiên cho 209 lượng tử γ năng lượng 1,459 MeV và 1690 hạt β năng lượng cực đại 1,314 MeV trong 1 phút. Dãy uranium có 8 hạt nhân phát α và 6 hạt nhân phát β . Bức xạ γ kéo theo sau các phân rã α có năng lượng bé và suất ra không lớn. Các hạt nhân phát β , cho đến trước Pb^{214} , trừ Pa^{234} , cũng không cho lượng bức xạ γ đáng kể nào; chỉ có Bi^{214} phát các lượng tử γ với năng lượng đến 2,445 MeV. Dãy thorium có 6 hạt nhân phát α và 4 hạt nhân phát β . Bức xạ γ kéo theo sau các phân rã α cũng không đáng kể. Chỉ có hạt nhân Tl^{208} cho bức xạ γ với cường độ lớn. Các hạt nhân phóng xạ trong các dãy uranium và thorium có mặt trong các tinh thể nhấp nháy, vật liệu che chắn và các vật liệu trong môi trường xung quanh. Chẳng hạn trong tinh thể NaI(Tl) chứa khoảng $3 \cdot 10^{-9}\%$ trọng lượng uranium và $1,5 \cdot 10^{-11}\%$ trọng lượng thorium. Trong các tinh thể NaI(Tl), các hạt α cũng tạo nên nhấp nháy sáng,

với độ sáng bằng 0,65 độ sáng do hạt β với cùng năng lượng tạo nên. Phong các hạt α trong thành phần tinh thể có năng lượng từ 2,4 đến 5,6 MeV. Tuy nhiên thành phần phong α chỉ đáng kể sau khi đã loại trừ được các thành phần phong khác.

Phong trong môi trường không khí xung quanh hệ đo gồm các đồng vị Rn^{222} và Rn^{220} cùng các sản phẩm phân rã của chúng. Các hạt nhân phát γ của các dãy uranium và thorium chủ yếu là các sản phẩm sau radon, chúng phát các tia γ với năng lượng đến 2,6 MeV và có thể tác dụng lên detector từ khoảng cách khá xa.

7.4.2.3. Các phương pháp giảm phong

Có ba phương pháp giảm phong là sử dụng vật liệu sạch phóng xạ trong cấu trúc detector, dùng vật liệu che chắn để hấp thụ bức xạ γ và dùng các thiết bị đo bổ sung để loại trừ các tín hiệu do phong gây nên.

Khi lựa chọn vật liệu dùng trong detector và vật liệu che chắn cần phải chú ý đến hoạt độ khối riêng của bức xạ γ và hoạt độ mặt riêng của bức xạ β . Trên bảng 7.2 dẫn ra hoạt độ riêng của một số vật liệu.

Bảng 7.2. Hoạt độ riêng của một số vật liệu.

Hoạt độ riêng (Phân rã/phút)	Vật liệu						
	Chì	Nhôm	Thép	Đồng thau	Đồng điện phân	Plexiglass	Mica dày 10 mg/cm ²
Khối 100 g	350	160	—	4-60	1,5	0,7-1	—
Mật 100 cm ²	11	6	5	0,1-2	0,05	0,02-0,03	30

Để có hoạt độ mặt thấp có thể chọn plexiglass, đồng điện phân, thép sạch phóng xạ, mica để làm vật liệu cấu trúc detector. Trong các detector nhấp nháy, để giảm phong có thể dùng ống nhân quang điện với thủy tinh không có potassium. Ngoài ra còn có thể thay cửa sổ thủy tinh của ống nhân quang điện bằng cửa sổ thạch anh, khi đó phong γ được giảm đi hai lần trong miền năng lượng từ 0,1 đến 3 MeV.

Đối với vật liệu dùng để che chắn phong γ thường sử dụng buồng chì với bề dày khoảng 10 cm. Tuy nhiên chì chứa khá nhiều các nhân phóng xạ

và khi hấp thụ các bức xạ γ đó chỉ phát ra tia X đặc trưng với năng lượng $E_x = 77 \text{ keV}$. Do đó ở mặt trong buồng chì nên lót thêm một số lớp vật liệu khác để làm giảm tia X này, chẳng hạn cadmium dày khoảng 1 mm, đồng dày khoảng 0,25 mm. Với lớp cadmium hay thiếc dày 1,6 mm và đồng dày 0,38 mm có thể làm suy giảm tia X đặc trưng khoảng 100 lần. Để làm suy giảm tia X này với hệ số như trên cũng có thể dùng tổ hợp các lớp tantalum dày 0,2 mm, cadmium dày 0,5 mm và đồng dày 0,13 mm.

Phông γ do neutron tác dụng lên vật liệu detector theo phản ứng (n, γ) cũng đóng vai trò quan trọng. Để giảm phông này, nên dùng lớp vật liệu che chắn neutron, chẳng hạn paraffin và oxide boron, chứa B^{10} , dày khoảng vài centimet với thành phần trọng lượng 2:1. Bên trong lớp này còn đặt thêm lớp cadmium dày khoảng 1 mm để hấp thụ thêm các neutron nhiệt và một lớp chì để hấp thụ bức xạ γ từ phản ứng (n, γ) .

Việc sử dụng buồng chì để che chắn phông γ là một cách giảm phông thụ động. Đối với thành phần cứng của tia vũ trụ, là các hạt muon, thì buồng chì không thể che chắn được. Do đó người ta sử dụng phương pháp giảm phông tích cực để che chắn tia muon. Muốn vậy người ta đặt một số detector bảo vệ với hiệu suất gần 100% đối với muon lên trên detector chính và dùng sơ đồ phản trùng phùng để loại trừ các xung xuất hiện đồng thời trong detector chính và một trong các detector bảo vệ. Việc giảm phông muon của tia vũ trụ rất quan trọng vì thành phần phông này thay đổi mạnh khi thay đổi áp suất khí quyển, tăng khoảng 1,2% khi giảm áp suất khí quyển 1%. Nếu dùng detector bảo vệ là detector Geiger-Muller để thiết lập hệ thống phản trùng phùng với detector nhấp nháy thì mức phông có thể giảm 1,5 – 2 lần trong miền năng lượng 0,1 – 2 MeV, khoảng 2,2 – 2,5 lần trong miền năng lượng 2 – 4 MeV, khoảng 7,7 lần khi $E > 7 \text{ MeV}$ và 10 lần khi $E > 20 \text{ MeV}$. Nếu detector bảo vệ là detector nhấp nháy với các tính thể hữu cơ hay nhấp nháy lỏng thì có thể giảm phông khoảng 10 – 25 lần. Sử dụng detector nhấp nháy còn có ưu điểm hơn detector chứa khí để bảo vệ là có thể lựa chọn các tín hiệu theo biên độ.

Đóng góp của các thành phần phông khác nhau trong các dải năng lượng khác nhau. Trong miền năng lượng $E_\gamma = 0,2 - 0,4 \text{ MeV}$ thì hơn 20% phông do dây uranium, khoảng 8,5% – 13% phông do K^{40} , dây thorium, các neutron vũ trụ, vào khoảng 3,5% phông do các muon. Trong miền năng lượng $E_\gamma = 0,4 - 2 \text{ MeV}$ thì 5,5%–6,3% phông do các hạt muon, khoảng 23%–29% phông do các neutron vũ trụ, và khoảng 10% – 15% do K^{40} , dây thorium, dây uranium. Trong miền năng lượng $E_\gamma > 4 \text{ MeV}$ thì 88% do các hạt muon và phần còn lại do các neutron.

7.4.2.4. *Phông γ tán xạ*

Phông γ tán xạ gồm bức xạ γ tán xạ trong mẫu đo và trong detector gây nên.

Phông γ do tán xạ trong mẫu là các bức xạ γ sinh ra do các lượng tử γ sơ cấp tán xạ trên vật liệu của mẫu đo, thông thường các lượng tử γ sơ cấp này có năng lượng lớn hơn năng lượng của bức xạ γ ta khảo sát. Nếu miền năng lượng khảo sát dưới 255 keV thì phông γ tán xạ chủ yếu là tán xạ ngược với góc 180° . Xác suất tán xạ ngược tăng tuyến tính với bề dày mẫu và số nguyên tử của vật liệu mẫu. Để giảm phông γ tán xạ có thể dùng ống đếm nhấp nháy với chất nhấp nháy lỏng thể tích khoảng 1,5 lít và hòa mẫu cần đo vào dung dịch đó. Đặt detector bán dẫn hình trụ vào trong bình dung dịch và sử dụng sơ đồ phản trùng phùng giữa ống đếm nhấp nháy bổ sung và detector bán dẫn. Nếu các lượng tử γ sơ cấp tán xạ trong chất nhấp nháy lỏng trước khi đến detector bán dẫn thì trong cả hai detector xuất hiện tín hiệu xung và sơ đồ phản trùng phùng loại trừ sự kiện này. Sơ đồ phản trùng phùng chỉ cho phép ghi tia γ sơ cấp không tán xạ lên chất nhấp nháy lỏng.

Phông γ do tán xạ trong detector: Việc đo hoạt độ của mẫu theo số xung có thể không chính xác do tính đa trị trong mối quan hệ giữa năng lượng E_γ của bức xạ γ vào và năng lượng E'_γ do bức xạ γ đó truyền cho vật liệu detector. Trong các quá trình tán xạ Compton hay tạo cặp, các lượng tử γ sau tán xạ hay do hủy electron-positron có thể rời khỏi detector và mang đi một phần năng lượng của tia γ vào. Trong trường hợp tán xạ Compton, lượng tử γ có thể truyền cho detector một năng lượng từ 0 đến $\frac{E_\gamma}{1 + mc^2/2E_\gamma}$, do đó

đáng ra ta có một đỉnh phổ đơn năng bây giờ ta có một phân bố năng lượng rộng. Trong trường hợp tạo cặp thì năng lượng các hạt electron và positron bị hoàn toàn hấp thụ trong detector và khi hủy positron xuất hiện hai lượng tử γ hay ngược chiều nhau với năng lượng mỗi lượng tử bằng 0,511 MeV. Nếu một hay cả hai lượng tử γ này bay ra khỏi detector thì năng lượng E_γ sẽ bị giảm đi một lượng 0,511 MeV hay 1,022 MeV. Khi đó trong phổ năng lượng γ , thay cho vạch E_γ ta có đỉnh nửa cặp $E'_\gamma = E_\gamma - 0,511 \text{ MeV}$ hay đỉnh cặp $E'_\gamma = E_\gamma - 1,022 \text{ MeV}$.

Phân bố Compton kéo dài, các đỉnh cặp hay đỉnh nửa cặp sinh ra do các lượng tử γ với năng lượng lớn hơn năng lượng khảo sát sẽ chồng chất lên miền phổ năng lượng của bức xạ γ đang đo. Điều đó dẫn đến sai số trong việc xác định hoạt độ của mẫu. Để giảm sai số này cần phải giảm tính đa trị trong quá trình truyền năng lượng của γ vào cho detector. Muốn vậy có thể

tăng phản quang hấp thụ của các lượng tử γ trong detector và loại trừ các quá trình tán xạ nhờ việc tăng thể tích detector hay sử dụng phương pháp phản trùng phùng. Khi tăng thể tích detector thì tăng xác suất hấp thụ các bức xạ tán xạ và hủy positron trong detector. Khi đó phổ Compton kéo dài, các đỉnh cặp hay đỉnh nửa cặp giảm đi đáng kể và giảm sai số xác định diện tích đỉnh hữu ích. Để phản ánh chất lượng này của detector bán dẫn đo phổ γ người ta dùng tỉ số đỉnh/compton đối với vạch năng lượng 1,332 MeV của Co^{60} . Đối với detector HPGe dạng trục, tỉ số này tăng từ khoảng 40 đến khoảng 80 khi hiệu suất của chúng tăng từ 10% đến 100%, tuy nhiên khi đó độ phân giải năng lượng sẽ kém đi cỡ 10 - 20%. Phương pháp dùng detector bảo vệ và sơ đồ phản trùng phùng cũng tương tự như trường hợp giảm phong thành phần cứng của tia vũ trụ. Ở đây detector bảo vệ thường dùng là detector nhấp nháy NaI(Tl) có thể tích lớn hay một số detector nhấp nháy NaI(Tl) bọc ngoài detector bán dẫn để ghi các lượng tử γ rời khỏi detector bán dẫn do tán xạ Compton hay hủy positron. Sơ đồ phản trùng phùng sẽ loại trừ các sự kiện khi có cả tín hiệu từ detector bán dẫn và detector nhấp nháy, do đó cho phép khử phong Compton kéo dài hay các đỉnh cặp và đỉnh nửa cặp.

7.4.3. Các hệ đo alpha

7.4.3.1. Các đặc điểm của hệ đo alpha

Khi xây dựng các hệ đo alpha cần lưu ý đến các đặc điểm sau đây của bức xạ alpha:

- Vì quãng chạy của hạt α rất ngắn, vào khoảng vài mg/cm^2 , nên để giảm tối thiểu năng lượng mất mát của chúng trong vật liệu mẫu đo và trong cửa sổ detector cần phải chuẩn bị mẫu có độ dày rất bé và detector với cửa sổ càng mỏng càng tốt.

- Khi đo hoạt độ các hạt nhân sống dài như Th^{232} ($T_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10}$ năm), U^{238} ($T_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9$ năm) và U^{235} ($T_{1/2} = 7,1 \cdot 10^8$ năm) chứa trong các mẫu với độ dày cỡ 50 - 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thì hoạt độ riêng bề mặt nhỏ hơn 1 phân rã/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Để nâng cao độ nhạy của hệ đo cần phải sử dụng các mẫu và detector có diện tích bề mặt lớn.

- Nhiều hạt nhân phát α với năng lượng rất gần nhau nên các đỉnh năng lượng trong phổ năng lượng có thể bị chồng lên nhau. Do đó cần chuẩn bị mẫu đo và tổ chức hệ đo tối ưu sao cho các vạch năng lượng trong các phổ đo có thể tách ra nhau. Ngoài ra hệ đo cũng phải có các thông số được giữ ổn định, chẳng hạn hệ số khuếch đại, vị trí các kênh, ... để bảo đảm độ phân giải năng lượng tốt.

Các hạt α do mẫu phát ra bị mất một phần năng lượng ngay trong mẫu và một phần năng lượng trong lớp vật chất giữa mẫu và thể tích nhạy của detector, gọi là lớp chết. Sự mất năng lượng trong mẫu và trong lớp chết làm giảm và làm nhòe giá trị năng lượng của hạt α do mẫu phát ra khi đi đến thể tích nhạy của detector. Điều đó dẫn tới sự biến dạng phổ năng lượng hạt α . Quỹ đạo của hạt α trong vật chất có điện tích z phụ thuộc vào năng lượng của nó như sau:

$$R(E) = R_0(z)E^{\alpha(z)} \quad (7.2)$$

Trong đó $R_0(z)$ và $\alpha(z)$ là các thông số phụ thuộc vào số nguyên tử của vật chất. Chẳng hạn, đối với không khí thì $R_0 \approx 1,65 \text{ mg/cm}^2$ và $\alpha \approx 1,5$ còn đối với silicon thì $R_0 \approx 0,38 \text{ mg/cm}^2$ và $\alpha \approx 1,65$. Lấy vi phân biểu thức (7.2) có thể xác định được độ mất năng lượng ΔE trong lớp vật chất dày $\Delta \xi$ bằng:

$$\Delta E = \frac{1}{\alpha R_0} E^{1-\alpha} \Delta \xi \quad (7.3)$$

Từ đó bề dày tương đối $\frac{\Delta \xi}{R}$ được biểu thị qua độ mất năng lượng

tương đối $\frac{\Delta E}{E}$ như sau:

$$\frac{\Delta \xi}{R} = \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (7.4)$$

Theo công thức (7.4), để độ mất năng lượng tương đối trong miền chết không vượt quá 0,3% thì độ dày miền chết phải bé hơn 0,5% quãng chạy R của hạt α . Trong hệ đo α người ta thường cho trước giá trị $\Delta E = (0,1 - 0,5)(E_{\alpha 1} - E_{\alpha 2})$, với $E_{\alpha 1}$ và $E_{\alpha 2}$ là hai vạch năng lượng gần nhau nhất cần phải phân biệt trong phổ năng lượng. Nếu độ phân giải năng lượng của detector là δ_E thì cũng có thể chọn $\Delta E = (0,1 - 0,5) \delta_E$. Từ điều kiện này có thể tính được độ dày mẫu đo và lớp chết của detector. Nếu $(E_{\alpha 1} - E_{\alpha 2}) > \delta_E$ thì chọn điều kiện thứ nhất còn nếu $(E_{\alpha 1} - E_{\alpha 2}) < \delta_E$ thì chọn điều kiện thứ hai.

Việc chuẩn bị mẫu đo rất mỏng thỏa mãn yêu cầu bảo đảm độ phân giải năng lượng của phổ α , tức là nâng cao khả năng phân biệt các vạch năng lượng rất gần nhau, nhưng nó làm giảm số đếm thống kê hạt α . Đây là khó khăn cơ bản khi đo các hạt nhân sống dài vì khi đó hoạt độ mặt A_s của mẫu rất bé. Hoạt độ mặt của mẫu được tính theo công thức sau:

$$A_S = \frac{N_A \lambda \xi n}{M} \frac{1}{\frac{\rho_a}{\rho_{\text{nona}}} \times \frac{\eta_{\text{nona}}}{\eta_a} + 1} \quad (7.5)$$

Trong đó $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ hạt nhân / mole là số Avogadro; $\lambda = 0,693/T_{1/2}$ là hằng số phân rã; ξ là độ dày mẫu; n là số các phân tử phóng xạ trong hỗn hợp mẫu; M là số phân tử gam của hỗn hợp mẫu; ρ_a và ρ_{nona} là mật độ các hợp chất có hoạt tính phóng xạ và không có hoạt tính phóng xạ; η_a và η_{nona} hàm lượng khối tương đối của hợp chất có hoạt tính phóng xạ và không có hoạt tính phóng xạ. Để làm ví dụ ta tính hoạt độ riêng bề mặt A_S của mẫu chứa U^{238} khi $\eta_{\text{nona}} = 0$. Thay các giá trị $\lambda \approx 0,5 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$; $\xi = 100 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$; $M \approx A = 240$ và $n = 1$ vào công thức (7.5) ta được $A_S = 0,12$ phân rã/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Với detector đo theo góc 2π thì số hạt α bay đến detector từ diện tích 1 cm^2 của mẫu là $0,06$ hạt/s. Để đạt được lượng thống kê đủ lớn thì phép đo phải tiến hành nhiều giờ hoặc cả ngày.

7.4.3.2. Các detector dùng để đo bức xạ alpha

Như đã trình bày trên, đặc điểm của hệ đo α là detector phải có diện tích bề mặt lớn và cửa sổ mỏng. Ngoài ra, cũng như detector γ , độ phân giải năng lượng của detector càng cao càng tốt. Các detector dùng để đo bức xạ α gồm detector chứa khí, detector nhấp nháy và detector bán dẫn. Detector bán dẫn có độ phân giải năng lượng tốt nhất, vào khoảng $20 - 30 \text{ keV}$, nhưng diện tích nhỏ cỡ vài cm^2 , có khả năng tách các vạch năng lượng nhưng không thuận tiện trong việc đo các mẫu có hoạt độ thấp. Để đo các mẫu hoạt độ thấp, người ta thường dùng ống đếm tỉ lệ với diện tích lớn cỡ từ 100 cm^2 trở lên mặc dù khả năng phân giải năng lượng của nó kém hơn detector bán dẫn, vào khoảng $30 - 50 \text{ keV}$. Detector nhấp nháy thường dùng khi đo các nhóm α có năng lượng cách nhau khoảng 1 MeV trở lên. Tinh thể nhấp nháy CsI(Tl) được sử dụng có bề dày cỡ $0,35 \text{ mm}$ và đường kính 20 mm , với độ phân giải năng lượng cỡ $400 - 500 \text{ keV}$, nghĩa là cỡ một bậc lớn hơn độ phân giải của detector bán dẫn và ống đếm tỉ lệ.

a) Detector bán dẫn

Trong ba loại detector nói trên thì detector bán dẫn có ưu thế hơn cả. Các detector bán dẫn thường dùng là detector hàng rào bề mặt và detector khuếch tán tiếp giáp n-p. Một loại detector bề mặt hiện đại là detector silicon mật cấy ghép thụ động PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon). Các detector bán dẫn này thỏa mãn ba điều kiện cơ bản là độ dày cửa sổ bé, miền nghèo có bề dày tối ưu và độ phân giải năng lượng cao.

– *Độ dày cửa sổ*: Detector khuếch tán thực tế không có cửa sổ vì lớp chuyển tiếp nằm ngay trên bề mặt tinh thể. Cửa sổ của detector hàng rào bề mặt là lớp vàng dày cỡ 10 - 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, chỉ làm giảm năng lượng của hạt α cỡ 5 - 25 keV ở vạch năng lượng 5 MeV. Độ mất năng lượng này có thể chấp nhận được.

– *Độ dày miền nghèo*: Độ dày miền nghèo của detector bán dẫn silicon phụ thuộc vào điện trở riêng của silicon r và cao thế U :

$$d = d_0 \sqrt{Ur} \quad (7.6)$$

Trong đó d_0 là độ dày miền nghèo khi $U = 1 \text{ V}$ và $r = 1 \Omega \times \text{cm}$, bằng 0,32 μm đối với detector silicon loại n và 0,51 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ đối với detector silicon loại p . Để độ nhạy của detector đối với photon γ đạt tối thiểu thì bề dày miền nghèo không vượt quá 2,3 - 3 lần quãng chạy R_{max} đối với hạt α năng lượng cao nhất. Không nên chọn bề dày quá bé vì khi đó điện dung của detector tăng lên kéo theo tạp âm tăng và làm giảm khả năng phân giải năng lượng.

– *Độ phân giải năng lượng*: Độ phân giải năng lượng được xác định bởi tạp âm của detector và sơ đồ khuếch đại. Tạp âm của detector được xác định bởi độ thăng giáng của dòng rò qua detector. Tạp âm của sơ đồ khuếch đại tăng tuyến tính theo điện dung của mạch khi $C > 100 \text{ pF}$ với hệ số bằng 0,075 keV/pF. Có thể chọn detector và sơ đồ khuếch đại để có độ phân giải cao vào cỡ 20 - 25 keV.

Như vậy, chất lượng detector đo α được đặc trưng bởi 4 thông số là diện tích bề mặt, độ phân giải năng lượng, photon thấp và bề dày miền nghèo. Đối với các detector PIPS của hãng Canberra Industries, Inc. USA, bề dày miền nghèo thường tăng theo năng lượng cực đại hạt α được đo nhằm hấp thụ hết hạt α , khoảng 100 μm đối với $E_\alpha = 15 \text{ MeV}$; 300 μm đối với $E_\alpha = 55 \text{ MeV}$; 500 μm đối với $E_\alpha = 85 \text{ MeV}$; 700 μm đối với $E_\alpha = 105 \text{ MeV}$ và 1000 μm đối với $E_\alpha = 130 \text{ MeV}$. Để đo các hạt α từ các hạt nhân uranium, thorium, plutonium và polonium với năng lượng 4 - 9 MeV có thể dùng detector PIPS với miền nghèo dày 100 μm . Trên bảng 7.3 trình bày các thông số của detector PIPS của hãng Canberra Industries, Inc. USA, đo α với năng lượng cực đại 15 MeV.

Ngoài chất lượng detector, hệ đo α cũng cần có cấu trúc đặc biệt. Buồng đo, trong đó đặt detector và mẫu đo, phải được hút chân không nhằm giảm lớp chết giữa mẫu và detector đồng thời giảm photon α do khí radon và thoron tự nhiên. Vật liệu cấu trúc buồng đo nên tránh các nguyên tố nặng phát α . Nếu sử dụng kim loại, nên chọn nhôm và đồng điện phân.

Bảng 7.3. Các detector PIPS đo α của hãng Canberra Industries, Inc. USA.

Mẫu	Diện tích nhạy (mm^2)	Độ phân giải năng lượng (keV)	Phông (số đếm/ngày đêm)
A300-17AM	300	17	4
A300-19AM	300	19	4
A450-18AM	450	18	6
A450-20AM	450	20	6
A600-23AM	600	23	8
A600-25AM	600	25	8
A900-25AM	900	25	12
A900-30AM	900	30	12
A1200-30AM	1200	30	16
A1200-37AM	1200	37	16

b) Buồng ion hóa

Ưu điểm của buồng ion hóa so với detector bán dẫn là diện tích nhạy của nó lớn hơn miền nhạy của detector bán dẫn khoảng 100 đến 1000 lần. Điều này rất quan trọng khi đo các mẫu môi trường có hoạt độ α rất thấp. Nhược điểm của buồng ion hóa so với detector bán dẫn là độ phân giải năng lượng thấp với giới hạn dưới vào khoảng 25 keV.

7.4.4. Các hệ đo beta

7.4.4.1. Các đặc điểm của hệ đo beta

Hạt β có đặc điểm là phổ năng lượng kéo dài liên tục, khả năng đâm xuyên không cao, giống các hạt thứ cấp do bức xạ γ gây ra khi tương tác với vật chất detector. Tính chất liên tục phổ β ảnh hưởng đến quá trình hấp thụ nó khi đi xuyên qua vật chất. Hạt β mất năng lượng càng nhiều khi lớp vật chất hấp thụ càng dày và năng lượng của nó càng thấp. Tính phức tạp của hệ đo β là phông γ và các tia vũ trụ, vì khi tương tác với vật liệu detector chúng sinh các hạt electron, gây nên phông đối với các hạt β được khảo sát. Để giảm phông γ người ta dùng detector mỏng và từ vật liệu nhẹ. Các loại detector đo β cũng gồm detector chứa khí, detector nhấp nháy và detector bán dẫn.

7.4.4.2. Các detector dùng để đo bức xạ beta

a) Detector chứa khí

Một trong các thông số quan trọng của detector chứa khí là năng lượng ngưỡng, được xác định bởi bề dày của cửa sổ và thành ống đếm. Đó là năng lượng hạt β sao cho 50% số hạt xuyên qua được cửa sổ và thành ống đếm. Theo thông số này, các detector chứa khí được chia thành bốn loại là ống đếm hình trụ thành mỏng có độ dày cửa sổ 40 – 60 mg/cm²; ống đếm đáy rộng với cửa sổ mica dày 1 – 5 mg/cm²; ống đếm lưu khí với cửa sổ nhôm từ bảng mỏng hữu cơ được kim loại hóa dày 0,05 – 0,2 mg/cm²; ống đếm lưu khí với mẫu đo đặt trong miền thể tích nhạy của detector.

– *Ống đếm hình trụ và ống đếm đáy rộng*: Năng lượng ngưỡng của ống đếm hình trụ khá lớn, khoảng 1,08 – 1,13 MeV, trong lúc đó đối với ống đếm đáy rộng là 0,1 – 0,22 MeV. Do đó ống đếm hình trụ không đo được các hạt β với năng lượng dưới 1 MeV. Để đo hạt β năng lượng thấp có thể dùng ống đếm đáy rộng, chẳng hạn bức xạ β của các hạt nhân C¹⁴ và S³⁵ ($E_{\beta} \approx 0,15$ MeV). Nhược điểm chính của các ống đếm này là số đếm phông khá cao. Phông này gồm phông của vật liệu cấu tạo ống đếm, phông γ của môi trường xung quanh và phông vũ trụ. Số đếm phông của đa số các detector này là 2 – 4 xung/cm²/phút, trong đó phông do tia vũ trụ vào khoảng 1 xung/cm²/phút còn phông γ của môi trường xung quanh vào khoảng 1 – 2 xung/cm²/phút. Đối với ống đếm đáy rộng với cửa sổ mica còn thêm cỡ 2 xung/cm²/phút với bề dày mica 5 mg/cm² do độ phóng xạ của mica. Đối với các ống đếm đáy rộng với thành thủy tinh còn có thêm số đếm phông khoảng 1 xung/cm²/phút do hạt nhân K⁴⁰ trong thủy tinh.

– *Ống đếm lưu khí*: Ống đếm lưu khí gồm hai loại là ống đếm có cửa sổ và ống đếm không có cửa sổ. Đối với ống đếm có cửa sổ thì mẫu đo đặt ngoài ống đếm, do đó chỉ đo được các hạt β có năng lượng lớn hơn năng lượng ngưỡng. Với cửa sổ perchlovynile với đồng dày 0,2 mg/cm² thì năng lượng ngưỡng vào cỡ 0,025 MeV. Đối với ống đếm không có cửa sổ thì mẫu đo được đặt ngay trong thể tích nhạy của ống đếm và do đó không có vấn đề về năng lượng ngưỡng. Các ống đếm lưu khí thường dùng khí metan và làm việc ở chế độ tỉ lệ. Phông riêng của ống đếm khoảng 2 – 4 xung/phút.

Ống đếm lưu khí tỉ lệ được sử dụng trong các hệ đếm α và β phông thấp của hãng Canberra Industries, Inc. USA, gồm hệ Alpha/Beta Tennelec Solo, hệ Alpha/Beta Tennelec LB1400 và hệ Alpha/Beta Tennelec Series 5E. Hiệu suất của các hệ đếm phụ thuộc vào loại hạt α hay β và bề dày cửa sổ. Với bề dày cửa sổ 80 μ g/cm² hiệu suất đạt 40 – 50% đối với hạt α và

55 – 60% đối với hạt β . Với bề dày cửa sổ $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ hiệu suất đạt 35 – 40% đối với hạt α và 50 – 55% đối với hạt β . Một thông số quan trọng của các hệ đếm α và β phòng thấp là tốc độ đếm phòng. Hệ đếm Alpha/Beta Tennelec Solo đơn giản nhất cho tốc độ đếm phòng $\leq 0,15$ xung/phút đối với α và $\leq 20,0$ xung/phút đối với β khi dùng ống đếm lưu khí với đường kính 2,5 cm và che chắn chì bình thường. Nếu che chắn chì kết hợp với hệ phản trùng phùng có thể giảm tốc độ đếm phòng đến $\leq 0,10$ xung/phút đối với α và $\leq 7,0$ xung/phút đối với β . Khi tăng đường kính ống đếm lưu khí lên 5 cm hay 7,5 cm thì số đếm phòng cũng tăng. Hệ Alpha/Beta Tennelec LB1400 và hệ Alpha/Beta Tennelec Series 5E sử dụng các ống đếm chất lượng cao hơn và có hệ tự động đo nhiều mẫu. Với ống đếm kích thước 5,7 cm, hệ đếm Alpha/Beta Tennelec LB1400 cho số đếm phòng $\leq 1,3$ xung/phút khi đếm tổng $\alpha + \beta$; $\leq 0,1$ xung/phút khi đếm riêng α và $\leq 1,2$ xung/phút khi đếm riêng β . Cũng với ống đếm kích thước 5,7 cm, hệ đếm Alpha/Beta Tennelec Series 5E cho số đếm phòng $\leq 0,95$ xung/phút khi đếm tổng $\alpha + \beta$; $\leq 0,10$ xung/phút khi đếm riêng α và $\leq 0,85$ xung/phút khi đếm riêng β .

b) Detector nhấp nháy

Ưu điểm chính của detector nhấp nháy so với detector chứa khí là mật độ cao của vật liệu detector, do đó chế tạo được các detector hấp thụ hoàn toàn tia β . Ngoài ra các detector nhấp nháy còn có các ưu điểm khác là không có ngưỡng năng lượng, có thể tạo bản nhấp nháy với dạng hình học bất kỳ, tín hiệu ra có biên độ lớn và thời gian xung ngắn. Tuy nhiên detector nhấp nháy có nhược điểm là tạp âm cao của ống nhân quang điện, làm giảm hiệu suất ghi các hạt β năng lượng thấp. Để giảm phòng do tạp âm có thể dùng sơ đồ lựa chọn theo ngưỡng biên độ hoặc sơ đồ trùng phùng từ hai ống nhân quang điện cùng nhìn vào một bản nhấp nháy đo β .

Tiêu chuẩn cơ bản để chọn lựa chất nhấp nháy trong hệ đếm β là độ nhạy thấp đối với bức xạ γ và tán xạ electron tối thiểu. Để thỏa mãn hai tiêu chuẩn trên có thể dùng chất nhấp nháy hữu cơ với số nguyên tử thấp như tinh thể anthracene, stilbene, polystyrene, ... Thời gian giảm của các nhấp nháy sáng của các tinh thể này, trừ anthracene, không vượt quá 5 ns và độ dài sóng ứng với cực đại của phổ bức xạ từ 375 đến 447 nm. Để giảm phòng γ , người ta thường dùng bản nhấp nháy mỏng và chọn tối ưu sao cho tỉ số $\frac{\beta}{\gamma}$ đạt cực

đại. Độ dày bản nhấp nháy phải chọn tối ưu vì nếu nó dày quá thì phòng β do bức xạ γ sinh ra lớn, còn nếu nó mỏng quá thì hiệu suất ghi kém đồng thời

phông γ bấy giờ tăng một cách tương đối do γ tương tác với các vật liệu cấu trúc khác. Để đo β của nguồn $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ có thể dùng bản nhấp nháy plasmass với bề dày tối ưu khoảng 0,2 mm, khi đó tỉ số $\frac{\beta}{\gamma}$ đạt đến 50 – 100. Về mặt

kỹ thuật, lớp mỏng hữu cơ như vậy được dán trên bản thủy tinh hữu cơ bằng một loại keo dán đặc biệt. Ví dụ như detector nhấp nháy loại NE810 của hãng Nuclear Enterprises làm từ chất nhấp nháy NE102A với kích thước đến 130 mm các dạng khác nhau như mặt tròn, hình vuông, hình chữ nhật.

Trong kỹ thuật đo β , detector nhấp nháy lỏng đóng vai trò quan trọng. Hai đồng vị phát β thường đo là tritium và C^{14} có năng lượng β bằng 19 keV và 156 keV, rất bé không đo được bằng chất nhấp nháy rắn. Kỹ thuật nhấp nháy lỏng trộn mẫu đo với chất nhấp nháy và các nhấp nháy sáng được đo bởi một hay hai ống nhân quang điện. Hình học đo này là 4π , do đó hiệu suất đạt được 100%.

c) Detector bán dẫn

Detector bán dẫn được sử dụng thành công trong các hệ đo γ và α nhưng được sử dụng ít hơn trong các hệ đo β . Đó là do diện tích miền nhạy nhỏ, vào cỡ 1 – 2 cm², và tạp âm riêng khá lớn cỡ 20 – 50 keV khi làm việc ở nhiệt độ phòng thí nghiệm. Kích thước detector nhỏ làm hạn chế kích thước của mẫu đo và do đó làm giảm hiệu suất của hệ đo. Tạp âm lớn làm nâng cao ngưỡng năng lượng và không có khả năng đo các hạt β năng lượng thấp hơn 0,15 – 0,2 MeV. Có thể hạ thấp ngưỡng năng lượng bằng cách dùng nitrogen lỏng để làm lạnh, nhưng điều đó gây bất tiện trong thực nghiệm. Ưu điểm chính của detector bán dẫn so với các loại detector khác là độ phân giải năng lượng cao. Tuy nhiên ưu điểm này cũng không phát huy được do hạt β có phổ liên tục chứ không phải có dạng vạch phổ như các bức xạ γ và α . Detector bán dẫn được sử dụng một cách hữu hiệu nếu các nhược điểm trên không đóng vai trò quan trọng, nghĩa là khi mẫu đo có kích thước bé và hạt β có năng lượng lớn hơn nhiều so với năng lượng ngưỡng. Detector bán dẫn thường sử dụng là detector silicon với số nguyên tử bé, do đó hiệu ứng tán xạ của electron thấp.

Detector PIPS của hãng Canberra Industries, Inc. USA, series B, có tạp âm thấp được dùng để đếm và đo phổ năng lượng β , đặc biệt các hạt β năng lượng bé. Trên bảng 7.4 trình bày các thông số của detector B-PIPS của hãng Canberra Industries, Inc. USA.

Bảng 7.4. Các detector B-PIPS đo β của hãng Canberra Industries, Inc. USA.

Mẫu	Diện tích nhay (mm ²)	Độ phân giải năng lượng FWHM (keV)	Năng lượng ngưỡng β (keV)
B50AM	50	6	18
B100AM	100	7	21
B300AM	300	11	33
B450AM	450	12	36
B600AM	600	16	48
B950AM	900	20	60
B1200AM	1200	25	75

7.4.5. Các hệ đo neutron

7.4.5.1. Các đặc điểm của hệ đo neutron

a) Các yêu cầu của hệ đo neutron

Các neutron thường được chia thành ba nhóm là nhóm neutron nhiệt với năng lượng $E_n \leq 0,5$ eV, nhóm neutron trung gian với năng lượng $0,5 \text{ eV} < E_n \leq 200$ keV và nhóm neutron nhanh với năng lượng $200 \text{ keV} < E_n \leq 20$ MeV. Trong việc đo neutron người ta thường đo mật độ thông lượng neutron của từng nhóm năng lượng riêng biệt. Hơn nữa, đối với nhóm neutron nhanh với năng lượng trải dài trong ba bậc thì cần phải đo mật độ thông lượng neutron trong các phần khác nhau của nhóm này. Vì vậy một trong các đặc điểm của việc đo neutron là đo mật độ thông lượng neutron ở dải năng lượng nào đó trên nền phóng của mật độ thông lượng neutron ở các miền năng lượng lớn hơn và nhỏ hơn. Ngoài ra, việc đo mật độ thông lượng neutron còn phải tiến hành trên nền phóng γ cường độ cao. Để giải quyết được hai khó khăn nêu trên cần phải chọn detector thích hợp. Các detector này được xây dựng dựa trên các quá trình tương tác giữa neutron với vật chất.

b) Các quá trình dùng để ghi neutron

Neutron không có điện tích và không tạo các cặp ion một cách trực tiếp khi đi qua môi trường. Do đó chỉ ghi được neutron theo các bức xạ gián tiếp thông qua các quá trình sau:

– Va chạm đàn hồi của neutron với các hạt nhân môi trường tạo nên các hạt nhân tích điện giật lùi.

– Tán xạ không đàn hồi của neutron với các hạt nhân môi trường tạo nên các hạt kích thích phóng ra bức xạ γ .

– Chiếm bức xạ của neutron tạo nên hạt nhân hợp phần phóng ra bức xạ γ .

– Các phản ứng hạt nhân của neutron với hạt nhân môi trường tạo nên các hạt tích điện như proton, hạt α , triton, các hạt nặng hơn và các mảnh vỡ phân hạch.

c) Các yêu cầu đối với hệ đo neutron

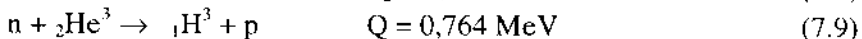
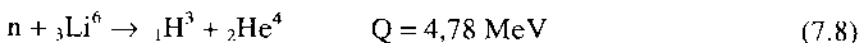
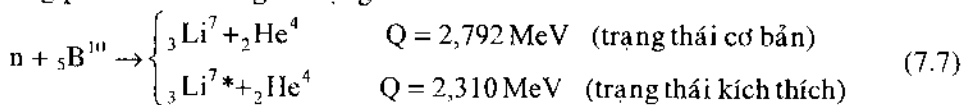
– Vật liệu detector phải có tiết diện tương tác lớn với neutron ở miền năng lượng khảo sát, tiết diện tương tác bé với γ và với neutron ở miền năng lượng khác. Như vậy hiệu suất ghi neutron trong miền năng lượng khảo sát sẽ lớn hơn nhiều so với các miền năng lượng khác và với bức xạ γ .

– Phân bố biên độ của các tín hiệu từ detector mà ta quan tâm càng khác với phân bố biên độ của các tín hiệu không quan tâm càng tốt để có thể tách các tín hiệu quan tâm bằng phương pháp phân biệt theo biên độ.

– Dạng của các tín hiệu từ detector mà ta quan tâm càng khác với dạng của các tín hiệu không quan tâm càng tốt để có thể tách các tín hiệu quan tâm bằng phương pháp phân biệt theo dạng.

7.4.5.2. Các detector dùng để đo neutron nhiệt

Các detector đo neutron nhiệt dựa trên các phản ứng sinh ra các hạt nhân giật lùi, proton, alpha và các mảnh vỡ phân hạch. Các phản ứng sinh các hạt này là các phản ứng tỏa nhiệt với hiệu ứng nhiệt Q khá lớn. Chính nhờ giá trị Q lớn nên các hạt sản phẩm có động năng lớn, tín hiệu do chúng gây ra lớn nên dễ dàng tách khỏi các tín hiệu từ phóng gamma. Các phản ứng phổ biến thường sử dụng là:



và phản ứng phân hạch hạt nhân đối với U^{235} .

a) Ống đếm chứa boron

Boron có thể ở dạng khí và dạng rắn nên ta có hai loại detector chứa boron để đo neutron nhiệt. Detector neutron nhiệt phổ biến nhất là ống đếm tỉ lệ BF_3 . Trong ống đếm này khí BF_3 vừa đóng vai trò bia chuyển đổi từ neutron nhiệt sang hạt tích điện α vừa làm chất khí tỉ lệ. Khí BF_3 được làm

giàu B^{10} làm hiệu suất ống đếm tăng gấp 5 lần so với ống đếm dùng boron tự nhiên. Chẳng hạn, hiệu suất đo neutron nhiệt của ống đếm BF_3 dài 30 cm với độ giàu 96% B^{10} ở áp suất 80 kPa là 91,5%. Đối với neutron năng lượng 100 eV, hiệu suất của ống đếm này giảm xuống còn 3,8%. Phần lớn các ống đếm BF_3 sử dụng boron giàu 96% B^{10} . Tuy nhiên khí BF_3 không phải là chất khí tỉ lệ lý tưởng nên người ta còn sản xuất ống đếm BF_3 trộn với khí argon. Tuy hỗn hợp này làm giảm hiệu suất ghi nhưng phổ biến độ xung cho các đỉnh nhọn hơn và miền plateau ổn định hơn. Một đặc điểm quan trọng của ống đếm BF_3 làm cho nó được sử dụng rộng rãi là khả năng lựa chọn cao đối với neutron trên nền phong γ . Tia γ tương tác với thành ống đếm sinh ra các electron thứ cấp gây ion hóa khí. Do các electron này mất phần năng lượng khá bé khi đi qua chất khí nên biên độ tín hiệu của chúng bé và bị loại trừ bằng sơ đồ phân biệt ngưỡng. Các ống đếm BF_3 có thể làm việc tốt trong nền phong γ có suất liều 1000 R/h.

Ống đếm boron ở dạng rắn là loại sử dụng ống đếm tỉ lệ thông thường, trong đó phủ một lớp boron ở mặt trong thành ống. Cấu hình này có ưu điểm là chọn được chất khí tỉ lệ tốt hơn khí BF_3 . Tuy nhiên do năng lượng neutron mất trong lớp phủ boron bé hơn trong khí BF_3 nên khả năng loại trừ phong γ của nó thấp hơn ống đếm BF_3 .

b) Ống đếm chứa lithium

Do không có khí tỉ lệ ổn định chứa lithium nên đối với lithium không có ống đếm khí như BF_3 . Detector lithium đo neutron nhiệt phổ biến là detector nhấp nháy với tinh thể LiI . Tinh thể $LiI(Eu)$ có tính chất hóa học giống như tinh thể $NaI(Tl)$ nên cơ chế tạo nhấp nháy sáng cũng giống như cơ chế nhấp nháy sáng của tinh thể $NaI(Tl)$. Do mật độ khối lượng cao, tinh thể LiI không cần có kích thước lớn cũng có hiệu suất cao đối với neutron nhiệt. Chẳng hạn tinh thể LiI giàu Li^6 với bề dày 10 mm có hiệu suất gần như 100% đối với neutron từ neutron nhiệt đến neutron có năng lượng cỡ 0,5 eV. Tuy nhiên do quãng chạy rất ngắn của neutron nhiệt lẫn electron thứ cấp từ tương tác của phong gamma nên chúng đều tiêu tán hoàn toàn năng lượng của mình trong tinh thể, và do đó biên độ xung đo hai loại hạt này gần giống nhau. Vì vậy khả năng loại trừ phong gamma trên trường neutron nhiệt đối với tinh thể LiI kém hơn ống đếm khí.

c) Ống đếm tỉ lệ He^3

Do He^3 là khí trơ nên nó chỉ ở dạng khí mà không có dạng rắn. Tiết diện tương tác của neutron nhiệt với He^3 lớn hơn đối với B^{10} . Detector He^3 cũng được sử dụng rộng rãi. Tuy nhiên do He^3 khá nhẹ nên quãng chạy của

H^3 và proton, là các sản phẩm của phản ứng (7.8), vào cỡ kích thước ống đếm. Khi đó các hạt H^3 và proton không tiêu tán hoàn toàn năng lượng của chúng trong thể tích khí mà một phần tiêu tán trong thành ống đếm. Hiệu ứng thành ống này cũng giống như đối với ống đếm BF_3 nhưng đóng vai trò quan trọng hơn ống đếm BF_3 . Để giảm hiệu ứng này có thể tăng áp suất khí trong ống đếm. Nhược điểm nữa của ống đếm He^3 là khó loại trừ nhiễu gamma hơn ống đếm BF_3 do hiệu ứng nhiệt Q bé.

d) Ống đếm phân hạch

Ưu điểm chính của phản ứng phân hạch là năng lượng giải phóng rất lớn. Trong 200 MeV giải phóng thì 160 MeV dành cho động năng của các sản phẩm phân hạch, do đó biên độ xung ra lớn hơn nhiều so với các phản ứng cạnh tranh khác. Nhờ đó ống đếm phân hạch có nhiễu rất thấp và có khả năng đo neutron nhiệt với hoạt độ rất bé. Ống đếm phân hạch phổ biến nhất là loại buồng ion hóa có một lớp vật liệu phân hạch UO_2 gắn bên trong dày khoảng 2-3 mg/cm². Với vật liệu phân hạch có độ giàu U^{235} cao thì hiệu suất ghi của ống đếm 2π vào khoảng 0,5% đối với neutron nhiệt và 0,1% đối với neutron 0,5 eV.

7.4.5.3. Các detector dùng để đo neutron nhanh

Việc đo neutron nhanh khác neutron nhiệt ở chỗ, ngoài phép đo số đếm neutron còn phân tích phổ năng lượng neutron. Để đo số đếm neutron, về nguyên tắc các detector neutron nhiệt cũng có thể đo neutron nhanh nhưng hiệu suất đo rất thấp do tiết diện tương tác của neutron nhanh rất bé so với tiết diện tương tác của neutron nhiệt. Do vậy người ta không dùng ống đếm BF_3 để đo neutron nhanh, tuy nhiên ống đếm He^3 với một vài thay đổi có thể đo được neutron nhanh. Phương pháp thường sử dụng để đếm số neutron là làm chậm neutron nhanh bằng một môi trường làm chậm rồi đo neutron nhiệt do quá trình làm chậm đó. Khi đó, detector neutron nhanh gồm hai phần là chất làm chậm neutron và ống đếm neutron nhiệt, chẳng hạn ống đếm BF_3 . Một loại detector neutron nhanh khác hoạt động dựa trên hiện tượng tán xạ đàn hồi và đo hạt nhân bia giật lùi. Năng lượng hạt nhân giật lùi càng lớn khi hạt nhân bia càng nhẹ mà lớn nhất đối với hydrogen. Do đó ống đếm thường sử dụng để đo neutron nhanh theo nguyên tắc này là ống đếm proton giật lùi.

Việc phân tích phổ năng lượng neutron có thể thực hiện bằng ống đếm dựa trên quá trình làm chậm neutron lẫn ống đếm proton giật lùi. Do quá trình làm chậm neutron phụ thuộc vào năng lượng ban đầu của neutron nên số đếm neutron nhiệt phụ thuộc vào năng lượng neutron. Nhờ đó có thể

xác định phổ năng lượng neutron. Còn trong ống đếm proton giạt lùi, năng lượng proton tăng khi năng lượng neutron tăng, do đó bằng cách xác định năng lượng proton có thể đo được phổ năng lượng neutron.

a) Ống đếm dựa trên quá trình làm chậm neutron

Ống đếm này gồm một detector neutron nhiệt và một lớp chất làm chậm bọc bên ngoài detector. Chất làm chậm này thường là vật liệu chứa hydrogen như paraffin hay polyethylene. Hiệu suất của ống đếm càng tăng khi tăng bề dày lớp vật liệu làm chậm, nhưng nếu bề dày đó lớn quá thì hiệu suất ống đếm lại giảm đi do các neutron nhiệt bị hấp thụ và khuếch tán không đi đến detector bên trong được. Bề dày tối ưu của paraffin hay polyethylene vào khoảng vài cm đối neutron nhanh năng lượng vài keV và cỡ vài chục cm đối với neutron năng lượng MeV.

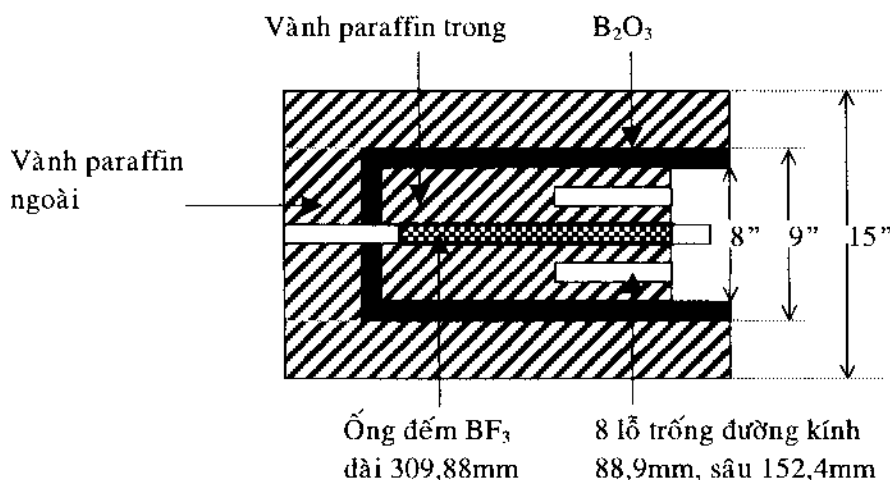
– *Ống đếm hình cầu:* Một trong các loại ống đếm dựa trên quá trình làm chậm neutron là ống đếm hình cầu dùng để đo liều neutron. Ống đếm gồm một vỏ hình cầu bằng polyethylene dày 300 mm bọc bên ngoài detector nhấp nháy LiI kích thước 4 mm × 4 mm đo neutron nhiệt, gọi là ống đếm Bonner, dựa theo công trình nghiên cứu của Bramblett, Ewing và Bonner năm 1960. Ống đếm Bonner cho phép xác định liều neutron trong miền năng lượng rộng từ neutron nhiệt đến neutron nhanh khoảng 10 MeV với số đếm $3 \cdot 10^3$ số đếm/mrem. Ống đếm Bonner được nhiều tác giả nghiên cứu cải tiến với các kích thước khác nhau của lớp vỏ polyethylene hoặc sử dụng các detector neutron nhiệt khác nhau và ứng dụng trong các phép đo liều neutron.

– *Ống đếm dài:* Một trong các dạng khác của ống đếm dựa trên quá trình làm chậm neutron là ống đếm dài. Đặc tính của ống đếm dài là hiệu suất đếm của nó không phụ thuộc vào năng lượng neutron trong khoảng khá dài.

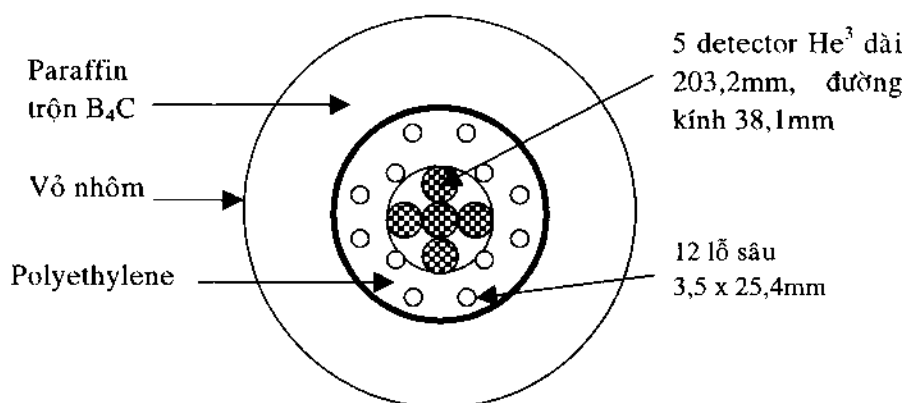
Ống đếm dài đầu tiên được A.O. Hanson và M. L. McKibben đề xuất năm 1947 với chất làm chậm paraffin có dạng hình trụ bọc xung quanh detector neutron nhiệt BF_3 và năm 1958 M.H. McTaggart thiết kế một ống đếm dài chuẩn được sử dụng phổ biến (hình 7.23).

Ống đếm dài hình 7.23 chỉ nhạy với các neutron đập vào mặt bên phải của ống đếm bên trong lớp oxide boron. Các neutron đập vào từ các phương khác được làm chậm ở vành paraffin ngoài và bị hấp thụ ở lớp oxide boron nên không đến detector BF_3 được. Các neutron đi vào mặt trước và song song với trục hình trụ sẽ đi xuyên qua paraffin một quãng đường mới được làm chậm. Quãng đường này tăng theo năng lượng neutron. Nếu

detector BF_3 và hình trụ chất làm chậm đủ dài thì điểm làm chậm sẽ không khác nhau đối với các neutron năng lượng khác nhau. Như vậy hàm đáp ứng của ống đếm hầu như không thay đổi theo năng lượng. Các lỗ trống đặt ở mặt trước để các neutron năng lượng thấp có thể đi xuyên sâu vào chất làm chậm nhằm tránh sự giảm hiệu suất đếm đối với các neutron năng lượng thấp hơn 1 MeV. Hiệu suất của ống đếm này không thay đổi quá 10% trong miền năng lượng từ neutron nhiệt đến cỡ 6 MeV.



Hình 7.23. Ống đếm dài do M.H. McTaggart thiết kế năm 1958.



Hình 7.24. Tiết diện ngang ống đếm dài hiệu suất cao dùng 5 detector He^3 của L.V. East và R.B. Watson thiết kế năm 1969.

Năm 1969 L.V. East và R.B. Watson thiết kế ống đếm dài có hiệu suất cao trong đó sử dụng 5 detector He^3 (Hình 7.24). Chất làm chậm ở vành ngoài là paraffin trộn với B_4C còn chất làm chậm ở vành trong là polyethylene. Ống đếm này có hiệu suất đếm 11,5% trong dải năng lượng từ neutron nhiệt đến khoảng 5 MeV.

b) Ống đếm proton giạt lùi

Khi neutron với năng lượng E_n tán xạ đàn hồi lên hạt nhân khối lượng A thì năng lượng hạt nhân giạt lùi E_R phụ thuộc vào góc bay θ của nó như sau:

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta E_n \quad (7.10)$$

Hạt nhân giạt lùi mang điện tích nên nó ion hóa môi trường detector. Năng lượng hạt nhân giạt lùi càng lớn thì biên độ tín hiệu ra càng lớn và dễ dàng phân biệt với các tín hiệu do photon gamma gây nên. Trong trường hợp va chạm chạm trán thì góc bay của hạt nhân giạt lùi $\theta = 0^\circ$ và năng lượng E_R đạt giá trị cực đại bằng:

$$E_{R,\max} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (7.11)$$

Theo công thức (7.10) khi khối lượng hạt nhân bia tăng thì năng lượng truyền cho hạt nhân giạt lùi giảm. Khi hạt nhân bia là hydrogen thì neutron có thể truyền toàn bộ năng lượng của mình cho hydrogen trong một va chạm. Do đó môi trường chứa hydrogen được chọn để làm detector đo neutron nhanh và detector đó được gọi là ống đếm proton giạt lùi.

Hiệu suất đo của ống đếm proton giạt lùi phụ thuộc vào tiết diện tán xạ như sau:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-N\sigma_s d) \quad (7.12)$$

Trong đó N là nồng độ hạt nhân bia, σ_s là tiết diện tán xạ đàn hồi còn d là khoảng chạy của neutron trong vật chất detector. Vật chất detector thường chứa hydrogen và carbon, do đó cần hiệu chỉnh quá trình tán xạ trên carbon trong hiệu suất đo neutron:

$$\varepsilon = \frac{N_H \sigma_H}{N_H \sigma_H + N_C \sigma_C} \{1 - \exp[-(N_H \sigma_H + N_C \sigma_C) d]\} \quad (7.13)$$

Tiết diện tán xạ của neutron lên proton phụ thuộc vào năng lượng neutron trong miền từ 0,3 MeV đến 30 MeV như sau:

$$\sigma_s(E_n) = \frac{4,83}{\sqrt{E_n}} - 0,578 \text{ barn} \quad ; E_n \text{ đo theo đơn vị MeV} \quad (7.14)$$

Môi trường detector proton giạt lùi thường sử dụng là chất nhấp nháy hữu cơ và chất khí tỉ lệ. Chất nhấp nháy hữu cơ rắn thường gồm anthracene, stilbene, plastic còn chất nhấp nháy hữu cơ lỏng là dung dịch hữu cơ chứa hydrogen. Detector chứa khí thường sử dụng khí methane hay helium. Ống đếm khí có hiệu suất bé hơn hiệu suất của detector nhấp nháy hữu cơ. Dựa trên công thức (7.13) có thể tính được hiệu suất đo của ống đếm chứa khí, kết quả cho giá trị bé hơn 1%.

Ống đếm proton giạt lùi chứa khí methane, là loại khí có hydrogen. Detector được bọc một lớp mỏng cadmium để hấp thụ neutron nhiệt nhằm hạn chế các tín hiệu do deuteron giạt lùi khi neutron nhiệt tương tác với hydrogen. Ngoài ra trên thành ống đếm còn phủ một lớp vật liệu rắn chứa hydrogen như paraffin hay polyethylene. Các proton bị các neutron nhanh đánh bật ra khỏi lớp phủ này và chúng tiêu tán năng lượng trong chất khí của detector. Độ nhạy của detector proton giạt lùi đối với neutron nhanh bé hơn nhiều so với độ nhạy của detector BF_3 đối với neutron nhiệt. Đó là do hai nguyên nhân. Thứ nhất, tiết diện tán xạ neutron nhanh lên hydrogen rất bé so với tiết diện chiếm neutron nhiệt của B^{10} . Thứ hai, tuy các proton tán xạ có năng lượng từ không đến năng lượng của neutron nhanh nhưng phần lớn các proton có năng lượng bé, chúng cho tín hiệu lối ra bé, lẫn với các tín hiệu của các tia gamma và bị loại do sơ đồ phân biệt ngưỡng. Trên giá trị ngưỡng này, sự phụ thuộc năng lượng của ống đếm tỉ lệ với số proton giạt lùi chủ yếu được xác định bởi phân bố năng lượng của tiết diện vì phân quá trình tán xạ của neutron nhanh lên hydrogen.

c) Phản ứng kích hoạt neutron

Khi neutron tương tác với các hạt nhân bền thì các hạt nhân này trở thành các đồng vị phóng xạ. Do hoạt độ phóng xạ của các đồng vị phóng xạ sau phản ứng cho phép xác định được mật độ thông lượng neutron. Đó là phương pháp phân tích kích hoạt neutron. Do nhiều phản ứng kích hoạt neutron là các phản ứng có ngưỡng nên có thể sử dụng chúng để đo phân bố năng lượng của neutron.

7.5. CÁC PHƯƠNG PHÁP XỬ LÝ SỐ LIỆU

7.5.1. Tính chất của các dữ liệu thực nghiệm

Phân rã phóng xạ là quá trình ngẫu nhiên, do đó bất cứ phép đo nào dựa trên việc đo các bức xạ do hạt nhân phân rã đều có một độ thăng giáng thống kê nào đó. Thăng giáng này gây nên một nguồn bất định trong các

phép đo hạt nhân và đó là nguồn sai số chủ yếu trong các thí nghiệm. Việc xử lý số liệu để suy ra các kết quả thực nghiệm chủ yếu thực hiện trong khuôn khổ phân tích thống kê các dữ liệu đo đạc.

Giả sử ta có N phép đo độc lập của cùng một đại lượng vật lý và nhận được N giá trị $x_1, x_2, x_3, \dots, x_i, \dots, x_N$. Ngoài ra các giá trị x_i là các số nguyên, chẳng hạn số đếm bức xạ trong khoảng thời gian nào đó. *Giá trị trung bình thực nghiệm* của tập hợp này là:

$$\bar{x}_e = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (7.15)$$

Mỗi giá trị thực nghiệm xuất hiện với một tần số $F(x)$ nào đó, mà ta gọi là *hàm số phân bố tần suất*. Đó là tần số tương đối xuất hiện giá trị x :

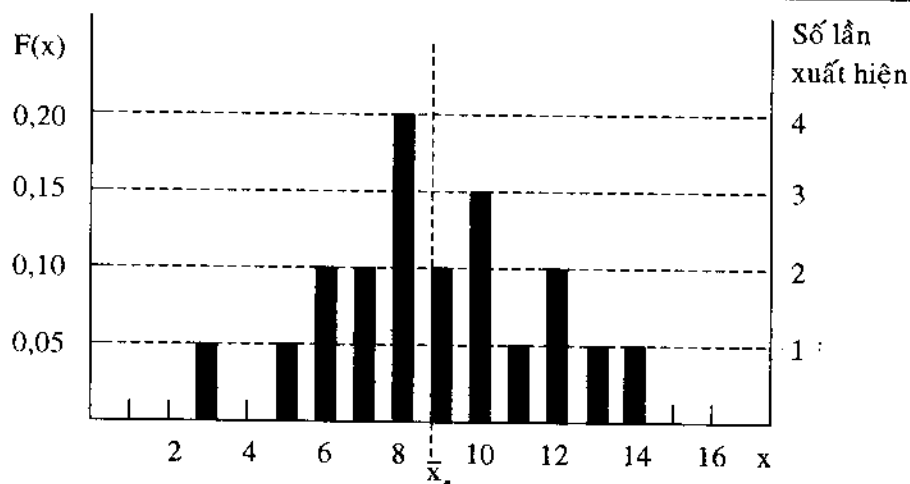
$$F(x) = \frac{\text{Số lần xuất hiện giá trị } x}{\text{Số các phép đo } (N)} \quad (7.16)$$

Hàm phân bố này được chuẩn hóa như sau:

$$\sum_{x=0}^{\infty} F(x) = 1 \quad (7.17)$$

Bảng 7.5. Ví dụ của hàm phân bố tần suất $F(x)$.

x	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	$\sum_{x=0}^{\infty} F(x)$
F(x)	0,05	0,00	0,05	0,10	0,10	0,20	0,10	0,15	0,05	0,10	0,05	0,05	1,00



Hình 7.25. Hàm phân bố tần suất theo bảng 7.5.

Chẳng hạn ta có tập hợp các giá trị x từ 3 đến 14, tần suất xuất hiện mỗi giá trị này là $F(x)$ được dẫn ra trên bảng 7.5. Hàm phân bố tần suất theo bảng 7.5 được minh họa trên hình 7.25.

Khi sử dụng hàm phân bố tần suất thì giá trị trung bình $\bar{x}_c$ theo công thức (7.15) được viết lại thành:

$$\bar{x}_c = \sum_{x=0}^{\infty} xF(x) \quad (7.18)$$

Ta thấy rằng công thức (7.15) là trường hợp riêng của công thức (7.18) trong trường hợp hàm phân bố trọng số là hàm phân bố đều $F(x) = \frac{1}{N}$.

Thông số thứ hai thường được dùng là *phương sai mẫu* dùng để định lượng hóa độ thăng giáng trong tập hợp dữ liệu. Đầu tiên hãy xác định *độ lệch* của một số liệu bất kỳ so với giá trị trung bình thực nghiệm:

$$e_i = x_i - \bar{x}_c \quad (7.19)$$

Từ công thức (7.15) suy ra rằng:

$$\sum_{i=1}^N e_i = 0 \quad (7.20)$$

Nếu lấy bình phương các độ lệch e_i thì chúng luôn là số dương, vì vậy đại lượng sau đây, gọi là *phương sai mẫu*, sẽ phản ánh mức độ thăng giáng nội tại trong tập hợp dữ liệu:

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N e_i^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}_c)^2 \quad (7.21)$$

Theo công thức (7.21), phương sai mẫu là giá trị trung bình của bình phương độ lệch của các số liên thực nghiệm.

Ngoài giá trị trung bình thực nghiệm còn có *giá trị trung bình đúng* $\bar{x}$ và phương sai mẫu khi đó được xác định qua $\bar{x}$ như sau:

$$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (7.22)$$

Chính định nghĩa (7.22) mới là định nghĩa chính xác của phương sai mẫu, tuy nhiên trong thực tế không thể xác định chính xác giá trị $\bar{x}$ mà chỉ xác định giá trị gần đúng $\bar{x}_c$. Giá trị $\bar{x}$ không phụ thuộc vào tập hợp dữ liệu thực nghiệm còn giá trị $\bar{x}_c$ phụ thuộc vào tập hợp dữ liệu này. Trong công thức (7.21), để tính giá trị s^2 cần sử dụng $N-1$ bậc tự do thay cho N bậc tự do trong công thức (7.22) vì đại lượng $\bar{x}_c$ được xác định theo phương trình (7.15), tức là có một ràng buộc đối với N số liệu.

Khi sử dụng hàm phân bố tần suất $F(x)$ thì phương sai mẫu được xác định như sau:

$$s^2 = \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 F(x). \quad (7.23)$$

7.5.2. Ba phân bố xác suất cơ bản

Theo các điều kiện xác định chúng ta có thể dự đoán hàm phân bố tần suất để miêu tả các kết quả của nhiều lần lặp lại một phép đo nào đó. Phép đo được định nghĩa là phép đếm số thành công xảy ra trong một số các phép thử nghiệm nào đó. Mỗi phép thử nghiệm là một quá trình nhị phân mà nó chỉ có hai kết quả khả dĩ, tức là hoặc thành công, hoặc không thành công. Trong các phép thử mà chúng ta khảo sát, thông thường xác suất thành công là một hằng số đối với tất cả các phép thử. Chẳng hạn ta gieo đồng xu, nó có hai mặt, nên xác suất xuất hiện một mặt là $p = \frac{1}{2}$. Nếu ta gieo con xúc xắc

có 6 mặt thì xác suất xuất hiện một mặt nào đó là $p = \frac{1}{6}$. Nếu ta quan sát

một hạt nhân phóng xạ trong thời gian t nào đó thì số phép thử tương đương với số hạt nhân trong mẫu còn phép đo là việc đếm các hạt nhân này khi phân rã. Xác suất thành công của một phép thử nào đó là $p = 1 - e^{-\lambda t}$, trong đó λ là hằng số phân rã của mẫu phóng xạ.

Có ba hàm phân bố thống kê được sử dụng là phân bố nhị thức, phân bố Poisson và phân bố Gauss hay phân bố chuẩn.

7.5.2.1. Phân bố nhị thức

Phân bố nhị thức là phân bố tổng quát nhất của các phân bố thống kê. Giả sử n là số các phép thử mà mỗi một phép thử có xác suất thành công là p , thì xác suất xảy ra chính xác x lần thành công bằng:

$$P(x) = \frac{n!}{x!(n-x)!} p^x (1-p)^{n-x} \quad (7.24)$$

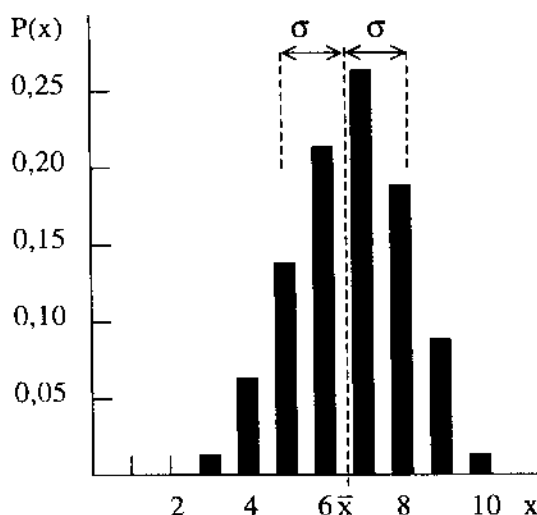
Hàm $P(x)$ là hàm phân bố xác suất được xác định đối với các số nguyên n và x , gọi là phân bố nhị thức. Ta hãy xét một ví dụ áp dụng phân bố nhị thức. Ta gieo một con xúc xắc hình lập phương với 6 mặt được đánh số từ 1 đến 6. Xác suất xuất hiện một mặt khi gieo con xúc xắc là $\frac{1}{6}$. Ta yêu cầu mỗi lần gieo con xúc xắc thì một trong các mặt với số 3, 4, 5, 6 xuất

hiện, như vậy xác suất thành công là $p = \frac{4}{6} = \frac{2}{3} = 0,667$. Bây giờ ta gieo con

xúc xắc $n = 10$ lần thì phân bố nhị thức cho phép tính được xác suất để x lần thử thành công, trong đó x là số nguyên từ 0 đến 10. Trên bảng 7.6 và hình 7.26 trình bày kết quả tính toán các giá trị hàm phân bố xác suất theo công thức (7.24) đối với $p = \frac{2}{3}$.

Bảng 7.6. Hàm phân bố nhị thức $P(x)$ đối với thử nghiệm gieo con xúc xắc.

x	P(x)	x	P(x)	x	P(x)
0	0,00002	4	0,05690	8	0,19509
1	0,00034	5	0,13656	9	0,08671
2	0,00305	6	0,22761	10	0,01734
3	0,01626	7	0,26012	$\sum_{x=0}^{10} P(x)$	1,00000



Hình 7.26. Hàm phân bố nhị thức $P(x)$ đối với thử nghiệm gieo con xúc xắc.

Các tính chất của phân bố nhị thức:

– Hàm phân bố được chuẩn hóa:

$$\sum_{x=0}^{\infty} P(x) = 1 \quad (7.25)$$

– Giá trị trung bình của phân bố:

$$\bar{x} = \sum_{x=0}^{\infty} xP(x) = pn \quad (7.26)$$

– Thay cho phương sai mẫu theo công thức (7.23), ở đây sử dụng phương sai dự kiến:

$$\sigma^2 = \sum_{x=0}^n (x - \bar{x})^2 P(x) = np(1 - p) = \bar{x} (1 - p) \quad (7.27)$$

Trong đó σ là độ lệch chuẩn

$$\sigma = \sqrt{\bar{x}(1 - p)} \quad (7.28)$$

Đối với thí nghiệm gieo con xúc xắc nói trên ta có giá trị trung bình của phân bố $\bar{x} = np = 10 \times \frac{2}{3} = 6,67$ và độ lệch chuẩn $\sigma = \sqrt{\bar{x}(1 - p)} = \sqrt{6,67 \times (1 - 0,667)} = 1,49$. Các giá trị $\bar{x}$ và σ được trình bày trên hình 7.26.

7.5.2.2. Phân bố Poisson

Nhiều quá trình nhị phân có xác suất thành công bé đối với mỗi phép thử riêng biệt, tức là $p \ll 1$. Chẳng hạn trong thí nghiệm hạt nhân thì mẫu vật nghiên cứu chứa rất nhiều hạt nhân phóng xạ nhưng hệ đo ghi nhận chỉ một phần bé của chúng. Một ví dụ khác là chùm hạt từ máy gia tốc có cường độ lớn va đập vào bia nhưng chỉ một số rất bé các hạt gây ra phản ứng. Với điều kiện $p \ll 1$, n lớn và pn vừa phải thì phân bố nhị thức có thể chuyển thành phân bố có dạng:

$$P(x) = \frac{(pn)^x e^{-pn}}{x!} \quad (7.29)$$

Do $pn = \bar{x}$ đối với hàm phân bố này cũng như đối với hàm phân bố nhị thức nên ta có:

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!} \quad (7.30)$$

Đây là hàm phân bố Poisson. Cũng giống như hàm phân bố nhị thức, các thông số của hàm phân bố Poisson như sau:

– Hàm phân bố được chuẩn hóa:

$$\sum_{x=0}^{\infty} P(x) = 1 \quad (7.31)$$

– Giá trị trung bình của phân bố:

$$\bar{x} = \sum_{x=0}^{\infty} xP(x) = pn \quad (7.32)$$

– Phương sai dự kiến σ^2 bằng:

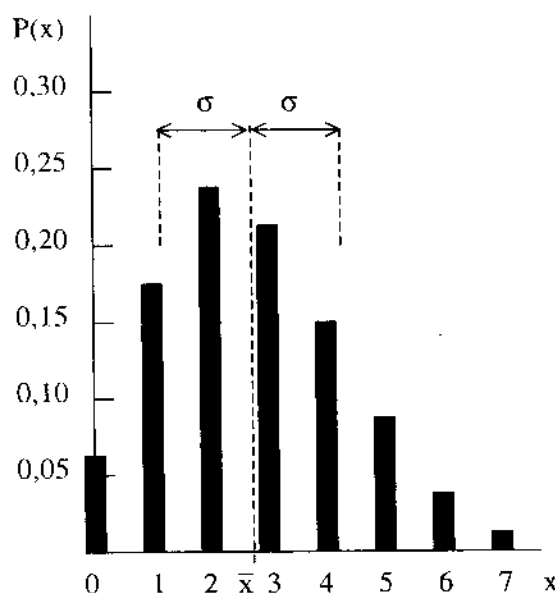
$$\sigma^2 = \sum_{x=0}^n (x - \bar{x})^2 P(x) = np = \bar{x} \quad (7.33)$$

Do đó độ lệch chuẩn σ là:

$$\sigma = \sqrt{\bar{x}} \quad (7.34)$$

Bảng 7.7. Hàm phân bố Poisson $P(x)$ đối với thử nghiệm ngày sinh nhật đối với 1000 người.

x	0	1	2	3	4	5	6	7	...
P(x)	0,064	0,177	0,242	0,221	0,152	0,083	0,038	0,014	...



Hình 7.27. Hàm phân bố Poisson $P(x)$ đối với thử nghiệm ngày sinh nhật đối với 1000 người.

Ví dụ áp dụng phân bố nhị thức. Chọn một cách ngẫu nhiên một nhóm 1000 người và làm 1000 phép thử như sau. Hỏi từng người một rằng hôm nay có phải là ngày sinh nhật của người đó hay không, phép thử thành công nếu hôm nay là ngày sinh nhật của người đó. Xác suất thành công là $p = \frac{1}{365}$. Như vậy $p = 0,00274 \ll 1$, $n = 1000$ đủ lớn còn $pn = 2,74$ là vừa

phải. Như vậy có thể áp dụng phân bố Poisson $P(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!} = \frac{(2,74)^x e^{-2,74}}{x!}$. Kết quả tính toán theo công thức này cho trên bảng 7.7 và

hình 7.27. Hàm phân bố tập trung xung quanh giá trị trung bình $\bar{x} = 2,74$ nhưng không đối xứng. Độ lệch chuẩn bằng $\sigma = 1,66$.

7.5.2.3. Phân bố chuẩn hay phân bố Gauss

Phân bố Poisson là sự đơn giản hóa toán học đối với phân bố nhị thức khi $p \ll 1$, n lớn và pn vừa phải. Trong trường hợp giá trị trung bình $\bar{x} = pn$ của phân bố lớn hơn 20 thì sử dụng các phép đơn giản hóa bổ sung ta được hàm phân bố chuẩn hay phân bố Gauss:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{x}}} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\bar{x}}\right) \quad (7.35)$$

Hàm phân bố này cũng dùng cho các số nguyên x . Các thông số của hàm phân bố chuẩn cũng giống như phân bố Poisson, tức là $\bar{x} = pn$ và $\sigma = \sqrt{\bar{x}}$.

Để làm ví dụ áp dụng phân bố chuẩn ta xét bài toán về số ngày sinh nhật nói trên nhưng với nhóm 10000 người, khi đó $\bar{x} = pn = 27,4 > 20$. Độ lệch chuẩn bằng $\sigma = 5,23$. Hàm phân bố chuẩn đối với thí nghiệm này được minh họa trên hình 7.28.

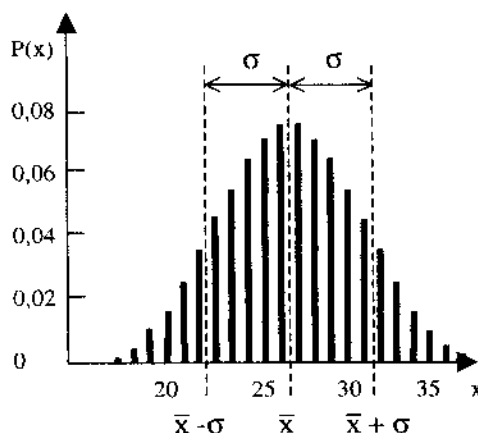
Ta nhận thấy rằng hàm phân bố chuẩn đối xứng qua giá trị trung bình $\bar{x}$, do đó hàm $P(x)$ chỉ phụ thuộc vào giá trị tuyệt đối của hiệu số $\varepsilon = |x - \bar{x}|$. Hơn nữa do $\bar{x}$ lớn nên hàm $P(x)$ thay đổi chậm theo x và có thể coi $P(x)$ là hàm của biến số x liên tục. Khi đó hàm $P(x)$ có dạng (7.36), trong đó độ lệch chuẩn $\sigma = \sqrt{\bar{x}}$, và được biểu diễn trên hình 7.29.

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(x-\bar{x})^2/2\sigma^2} \quad (7.36)$$

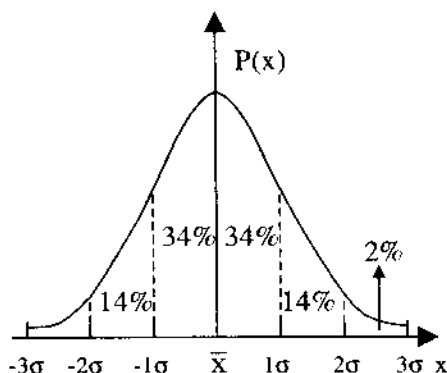
Đại lượng $P(x)dx$ là xác suất để x nằm giữa $x - \frac{1}{2}dx$ và $x + \frac{1}{2}dx$.

Nếu ta quan tâm đến xác suất để x nằm giữa a và b thì lấy tích phân $P(x)dx$ từ a đến b , đó là diện tích dưới đường cong hình 7.29 từ hoành độ a đến hoành độ b . Trên hình 7.29, đường cong phân bố có dạng hình chuông, đối xứng qua giá trị trung bình $\bar{x}$. Diện tích dưới đường cong từ $-\infty$ đến $+\infty$ bằng 1. Diện tích trong các khoảng từ $\bar{x}$ đến $\bar{x} \pm \sigma$ bằng 34%, từ $\bar{x} \pm \sigma$ đến $\bar{x} \pm 2\sigma$ bằng 14%, ngoài miền $\bar{x} \pm 2\sigma$ là 2%. Như vậy 68% diện tích đường

cong nằm giữa -1σ và $+1\sigma$, nghĩa là có khoảng 68% các phép thử thành công sẽ lệch khỏi giá trị trung bình $\bar{x}$ ít hơn một độ lệch chuẩn. Cũng tương tự như vậy, 96% diện tích đường cong nằm giữa -2σ và $+2\sigma$ hay có khoảng 96% các phép thử thành công sẽ lệch khỏi giá trị trung bình $\bar{x}$ ít hơn hai độ lệch chuẩn.



Hình 7.28. Hàm phân bố chuẩn gián đoạn với giá trị trung bình $\bar{x} = 27,4$.



Hình 7.29. Hàm phân bố chuẩn liên tục đối xứng qua giá trị trung bình $\bar{x}$.

7.5.2.4. Áp dụng các phân bố thống kê

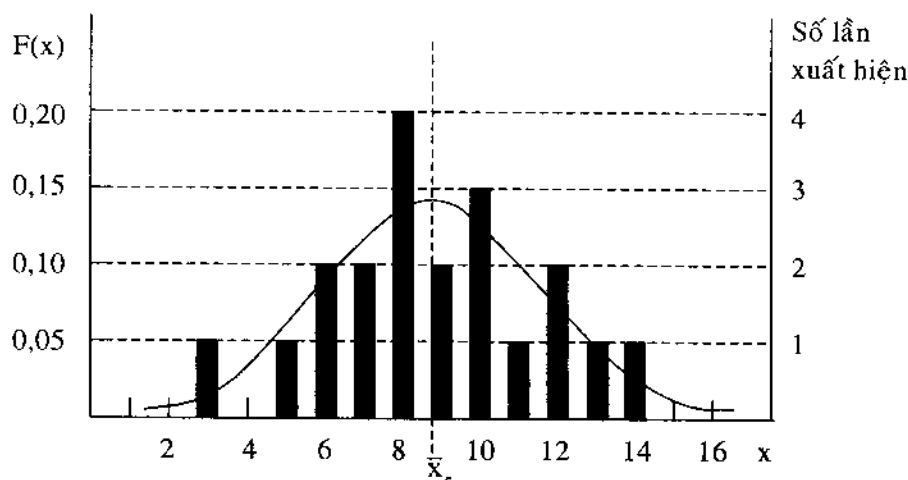
Ta hãy xem xét việc ứng dụng các phân bố thống kê trong các phép đo đặc hạt nhân và hạn chế đối với hai trường hợp là trường hợp nhiều số liệu đo đặc của cùng một đại lượng vật lý và trường hợp một số liệu đo duy nhất của một đại lượng vật lý.

a) Trường hợp nhiều số liệu đo đặc của cùng một đại lượng vật lý

Giả sử ta có một tập hợp N số liệu đo đặc với hàm phân bố tần suất $F(x)$ theo công thức (7.16), giá trị trung bình thực nghiệm $\bar{x}_c$ theo công thức (7.15) và phương sai mẫu s^2 theo công thức (7.23). Ta hãy xem xét tập hợp dữ liệu thực nghiệm này được miêu tả theo phân bố thống kê nào. Hầu như phần lớn các dữ liệu thực nghiệm được miêu tả bởi các hàm phân bố Poisson hay chuẩn $P(x)$ với giá trị trung bình $\bar{x}$ và độ lệch chuẩn $\sigma = \sqrt{\bar{x}}$. Vấn đề ở đây là phải chọn mô hình thống kê sao cho hàm $P(x)$, các giá trị $\bar{x}$ và σ^2 trùng với hàm $F(x)$, các giá trị $\bar{x}_c$ và s^2 . Thông số đầu tiên người ta thường chọn là đặt $\bar{x} = \bar{x}_c$. Bước thứ hai là chọn hàm phân bố Poisson hay chuẩn

$P(x)$ sao cho nó phù hợp với hàm $F(x)$ với giá trị trung bình $\bar{x}$ đã biết. Việc so sánh này được thực hiện bằng cách so sánh phương sai dự kiến $\sigma^2 = \bar{x}$ với phương sai thực nghiệm s^2 .

Để làm ví dụ ta xét các số liệu thực nghiệm nêu trong bảng 7.5 và hình 7.25, mà ta vẽ lại trên hình 7.30.



Hình 7.30. So sánh dữ liệu thực nghiệm từ bảng 7.5 với hàm phân bố Poisson với giá trị trung bình $\bar{x} = 8,8$.

Giá trị trung bình thực nghiệm $\bar{x}_e = 8,8$ nên $\bar{x} = 8,8$. Phương sai thực nghiệm $s^2 = 7,36$ tính theo công thức (7.21) còn $\sigma^2 = \bar{x} = 8,8$. Như vậy dữ liệu thực nghiệm có mức thăng giáng bé hơn mức thăng giáng theo phân bố Poisson với cùng một giá trị trung bình. Tuy nhiên việc so sánh này chưa cho kết luận định lượng.

Việc so sánh định lượng được xác định theo thông số χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{\bar{x}_e} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}_e)^2 \quad (7.37)$$

Từ các công thức (7.21) và (7.37) đại lượng χ^2 liên hệ với phương sai mẫu như sau:

$$\chi^2 = (N - 1) \frac{s^2}{\bar{x}_e} \quad (7.38)$$

Nếu dữ liệu thực nghiệm được mô tả bởi mẫu thống kê Poisson thì $s^2 \approx \sigma^2$. Mặt khác đối với phân bố Poisson thì $\sigma^2 = \bar{x}$ còn $\bar{x} = \bar{x}_e$ do chúng ta chọn. Như vậy mức độ sai khác với đơn vị của tỉ số $\frac{s^2}{\bar{x}_e}$ phản ánh mức độ

mà phương sai mẫu s^2 khác với phương sai dự kiến σ^2 . Theo công thức (7.38)

thì $\frac{s^2}{\bar{x}_e} = \frac{\chi^2}{N-1}$ nên mức độ sai khác của χ^2 so với $N - 1$ sẽ phản ánh mức độ

sai khác của dữ liệu thực nghiệm so với phân bố Poisson.

Hàm χ^2 tuân theo phân bố

$$y = y_0 \cdot e^{-\chi^2/2} \chi^{v-1} \quad (7.39)$$

và xác suất để χ nằm trong khoảng χ_0 đến ∞ là:

$$p = \frac{\int_{\chi_0}^{\infty} e^{-\chi^2/2} \chi^{v-1} d\chi}{\int_0^{\infty} e^{-\chi^2/2} \chi^{v-1} d\chi} \quad (7.40)$$

Trong đó $v = N - 1$ là bậc tự do. Đại lượng p cho xác suất để với một phép lấy mẫu ngẫu nhiên ta có thể tìm một giá trị χ^2 bằng hay lớn hơn một giá trị χ_0^2 đã chọn. Giá trị p quá bé, vào cỡ 0,02, cho thấy thẳng giáng quá lớn trong dữ liệu thực nghiệm còn giá trị p quá lớn, vào cỡ 0,98, cho thấy thẳng giáng quá bé trong dữ liệu thực nghiệm. Giá trị $p \approx 0.5$ phản ánh sự phù hợp giữa phân bố lý thuyết so với thực nghiệm. Với mỗi giá trị p và bậc tự do $v = N - 1$ cho trước có thể tính được giá trị χ_0^2 . Bộ số liệu này được cho trong các bảng số đối với phân bố χ^2 ở các sách xác suất thống kê. Bảng 7.8 nêu một vài giá trị để áp dụng cho ví dụ trên hình 7.30.

Bảng 7.8. Các giá trị χ_0^2 trong bảng phân bố χ^2 .

Bậc tự do $v = N - 1$	Số các số liệu thực nghiệm N	$p = 0,8$	$p = 0,7$	$p = 0,6$	$p = 0,5$
18	19	12,85	14,44	15,89	17,33
19	20	13,72	15,35	16,85	18,33
20	21	14,58	16,26	17,80	19,34

Đối với ví dụ nêu trên thì $\chi_0^2 = (N - 1) \frac{s^2}{\bar{x}_e} = 15,89$ theo công thức

(7.38). Từ bảng 7.8 có thể tính ngoại suy được $p = 0,66$. Giá trị này không lớn quá, cũng không bé quá nên có thể kết luận rằng các dữ liệu thực nghiệm không có thẳng giáng bất thường mà phù hợp với phân bố Poisson.

b) Trường hợp chỉ có một số liệu đo đạc của một đại lượng vật lý

Trong các phép đo đạc hạt nhân thường gặp trường hợp chỉ có một số liệu thực nghiệm đối với một đại lượng được đo, chẳng hạn số đếm các hạt trong một khoảng thời gian nào đó. Khi đó ta không có giá trị trung bình thực nghiệm $\bar{x}$ và phương sai mẫu s^2 như đối với một tập hợp nhiều số liệu thực nghiệm. Ta chỉ có một giá trị thực nghiệm x . Ta giả thuyết rằng phép đo được thực hiện đối với một tập hợp mà hàm phân bố lý thuyết của nó được mô tả bằng hàm phân bố Poisson hay Gauss. Đối với cả hai hàm phân bố này ta đều phải bắt đầu từ giá trị trung bình $\bar{x}$ và ta gán cho nó giá trị $\bar{x} = x$ vì x là giá trị thực nghiệm duy nhất. Từ đó ta xác định được phương sai dự kiến của phân bố Poisson hay Gauss là $\sigma^2 = \bar{x} = x$. Khi đó phương sai mẫu $s^2 \approx \sigma^2$ và có thể suy ra:

$$\sqrt{s^2} \approx \sigma = \sqrt{x} \quad (7.41)$$

Đây chính là cách đánh giá tốt nhất của độ lệch so với giá trị trung bình đúng trong trường hợp chỉ có một số liệu đo đạc. Khi x lớn thì hàm phân bố xác suất là hàm Gauss. Khi đó miền giá trị $x \pm \sigma$ hay $x \pm \sqrt{x}$ sẽ chứa giá trị trung bình đúng $\bar{x}$ với xác suất 68%. Giả sử ta có $x = 100$ thì $\sqrt{x} = 10$ và ta viết giá trị đo được với cộng trừ sai số là 100 ± 10 , đây là miền chứa giá trị trung bình đúng $\bar{x}$ với xác suất 68%. Với xác suất 99% ta có $x \pm 2,58\sigma = 100 \pm 25,8$.

Độ lệch chuẩn tương đối hay sai số tương đối là $\frac{\sigma}{x} = \frac{\sqrt{x}}{x} = \frac{1}{\sqrt{x}}$.

Trong thí dụ trên thì sai số tương đối là $\frac{1}{\sqrt{100}} = 10\%$. Để đạt được sai số

tương đối 1% thì số đo x phải thỏa mãn điều kiện $\frac{1}{\sqrt{x}} = \frac{1}{\sqrt{100}}$, tức là

$$\sqrt{x} = 100 \text{ hay } x = 10000.$$

Chú ý rằng đại lượng $\sigma = \sqrt{x}$ chỉ áp dụng khi x là một số liệu đo đạc trực tiếp trong một khoảng thời gian nào đó mà không được sử dụng cho một số suy từ số liệu nói trên. Chẳng hạn không thể tính $\sigma = \sqrt{x}$ nếu x là tốc độ đếm sau khi đã chia số đo được với thời gian đo, hoặc x là tổng hay hiệu các số đo trực tiếp, ...

7.5.3. Các phép tính sai số

Sai số thực nghiệm thường gồm hai loại, là sai số hệ thống và sai số ngẫu nhiên. Sai số hệ thống thường do sai sót hay sự điều chỉnh không chính xác của các thiết bị đo đạc. Việc giảm sai số này thực hiện bằng cách sửa chữa và hiệu chỉnh hệ thống thiết bị. Sai số ngẫu nhiên do các nguyên nhân không xác định được và xử lý bằng phương pháp thống kê. Thông thường sai số này tuân theo phân bố Gauss. Trong phần này ta chỉ đề cập đến sai số ngẫu nhiên.

Như đã trình bày trong mục 7.5.2, một đại lượng độc lập hay một biến số độc lập x được đo trực tiếp có độ lệch chuẩn hay sai số là σ_x . Giả sử $f(x, y, z, \dots)$ là hàm số của các biến số độc lập $x, y, z, \dots$ trong đó các biến số độc lập này được đo trực tiếp với các sai số $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \dots$. Khi đó sai số σ_f của hàm số f được tính qua các sai số riêng phần như sau:

$$\sigma_f^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z} \right)^2 \sigma_z^2 + \dots \quad (7.42)$$

Công thức (7.42) gọi là công thức truyền sai số, được ứng dụng để tính sai số cho các hàm số có dạng sau:

a) Các phép tính cộng và trừ

Với các hàm số

$$f = x + y \text{ hay } f = x - y \quad (7.43)$$

thì $\frac{\partial f}{\partial x} = 1$ và $\frac{\partial f}{\partial y} = \pm 1$, do đó

$$\sigma_f^2 = (1)^2 \sigma_x^2 + (\pm 1)^2 \sigma_y^2$$

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \quad (7.44)$$

Phép tính sai số này được áp dụng trong việc xác định sai số của số đếm thuần sau khi trừ nhiễu $f = x - y$, trong đó x là số đếm tổng còn y là số đếm nhiễu.

Giả sử $x = 1071$ và $y = 521$ thì $\sigma_x = \sqrt{x} = \sqrt{1071}$ và $\sigma_y = \sqrt{y} = \sqrt{521}$.

Số đếm thuần là $f = 1071 - 521 = 550$ với độ lệch chuẩn $\sigma_f = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} = \sqrt{x+y} = \sqrt{1592} = 39,9$. Vậy $f = 550 \pm 39,9$.

b) Các phép tính nhân và chia

– Hàm số f là tích số của hằng số A và biến số x :

$$f = Ax \quad (7.45)$$

thì: $\sigma_f = A\sigma_x \quad (7.46)$

– Hàm số f là thương số của hằng số B và biến số x :

$$f = \frac{x}{B} \quad (7.47)$$

thì:
$$\sigma_f = \frac{\sigma_x}{B} \quad (7.48)$$

Phép tính sai số này được áp dụng trong việc xác định sai số của tốc độ đếm, tức là thương số của số đếm N với thời gian đo t , $R = \frac{N}{t}$. Giả sử

$N = 1120$ và $t = 5$ s, thì $\sigma_N = \sqrt{N} = \sqrt{1120} = 33,47$. Tốc độ đếm bằng
$$R = \frac{1120 \pm 33,47}{5\text{s}} = (224 \pm 6,7)\text{s}^{-1}.$$

– Hàm số f là tích số của hai biến số x và y :

$$f = xy \quad (7.49)$$

thì:
$$\sigma_f^2 = y^2 \sigma_x^2 + x^2 \sigma_y^2 \quad (7.50)$$

hay:
$$\left(\frac{\sigma_f}{f}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2 \quad (7.51)$$

– Hàm số f là thương số của hai biến số x và y :

$$f = \frac{x}{y} \quad (7.52)$$

thì:
$$\sigma_f^2 = \left(\frac{1}{y}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(-\frac{x}{y^2}\right)^2 \sigma_y^2 \quad (7.53)$$

hay:
$$\left(\frac{\sigma_f}{f}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2 \quad (7.54)$$

Phép tính sai số này được áp dụng trong việc xác định sai số của tỉ số giữa hai số đếm N_1 và N_2 từ hai nguồn phóng xạ trong cùng một khoảng thời gian, trong đó bỏ qua các số đếm phông.

Giả sử $N_1 = 16.265$ và $N_2 = 8.192$ thì $R = N_1/N_2$ và

$$\left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_1}}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_2}}{N_2}\right)^2 = \frac{N_1}{N_1^2} + \frac{N_2}{N_2^2} = \frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2} = 1,835 \cdot 10^{-4}$$

Do $R = \frac{N_1}{N_2} = 1,985$ nên $\frac{\sigma_R}{R} = 0,0135$ và $\sigma_R = 0,027$.

Vậy $R = 1,985 \pm 0,027$

c) *Giá trị trung bình của các số đếm độc lập lặp lại*

Giả sử ta có N số đếm lặp lại $x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$ của cùng một nguồn phóng xạ với thời gian đếm giống nhau. Tổng số các số đếm này là:

$$\Sigma = x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_N \quad (7.55)$$

Nếu các số đếm độc lập $x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$ có các sai số tương ứng là $\sigma_{x_1} = \sqrt{x_1}, \sigma_{x_2} = \sqrt{x_2}, \sigma_{x_3} = \sqrt{x_3}, \dots, \sigma_{x_N} = \sqrt{x_N}$ thì sai số của tổng Σ là

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2 + \sigma_{x_3}^2 + \dots + \sigma_{x_N}^2 = x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_N = \Sigma$$

hay:
$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\Sigma} \quad (7.56)$$

Công thức (7.56) cho thấy độ lệch chuẩn của tổng các phép đo độc lập cũng được tính giống như độ lệch chuẩn của một phép đo độc lập với thời gian đo bằng tổng số thời gian đo của các phép đo thành phần.

Sau khi có tổng Σ ta tính được số đếm trung bình:

$$\bar{x} = \frac{\Sigma}{N} \quad (7.57)$$

Độ lệch chuẩn của số đếm trung bình bằng:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_{\Sigma}}{N} = \frac{\sqrt{\Sigma}}{N} = \frac{\sqrt{N\bar{x}}}{N}$$

Vậy:
$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\bar{x}}{N}} \quad (7.58)$$

Do các phép đo độc lập x_i không khác xa lắm giá trị trung bình $\bar{x}$ nên sai số của chúng gần bằng nhau và bằng σ_x . Khi đó $\sigma_{\Sigma}^2 = N\sigma_x^2$ và $\sigma_{\Sigma} = \sqrt{N}\sigma_x$. Như vậy $\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_{\Sigma}}{N} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}}$, tức là sai số của giá trị trung bình

$\bar{x}$ nhỏ hơn sai số của từng phép đo thành phần một thừa số $\sqrt{N}$. Từ đó thấy rằng để giảm sai số thống kê của một phép đo xuống n lần ta phải tăng thời gian đo lên n^2 lần.

d) *Tổ hợp nhiều phép đo độc lập với các sai số khác nhau*

Ta có N phép đo độc lập của cùng một đại lượng vật lý và chúng có sai số khác nhau. Khi đó việc lấy trung bình đơn giản như trong mục trên là không tối ưu mà phải lấy trung bình với mỗi số hạng có một trọng số. Số hạng nào có sai số bé hơn sẽ có trọng số lớn hơn, và ngược lại số hạng nào có sai số lớn hơn sẽ có trọng số bé hơn. Giả sử biến số độc lập x_i có trọng số a_i thì giá trị trung bình tốt nhất $\langle x \rangle$ được xác định như sau:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N a_i x_i}{\sum_{i=1}^N a_i} = \frac{1}{\alpha} \sum_{i=1}^N a_i x_i \quad (7.59)$$

Trong đó $\alpha = \sum_{i=1}^N a_i$. Ta hãy xác định các trọng số a_i . Sử dụng công thức truyền sai số (7.42) ta có:

$$\sigma_{\langle x \rangle}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial \langle x \rangle}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{a_i}{\alpha} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 = \frac{1}{\alpha^2} \sum_{i=1}^N a_i^2 \sigma_{x_i}^2 = \frac{1}{\alpha^2} \beta \quad (7.60)$$

Trong đó $\beta = \sum_{i=1}^N a_i^2 \sigma_{x_i}^2$.

Ta đặt điều kiện để xác định các trọng số a_i là sai số của giá trị trung bình đạt giá trị tối thiểu. Điều kiện này dẫn tới:

$$\frac{\partial \sigma_{\langle x \rangle}^2}{\partial a_i} = \frac{\alpha^2 \frac{\partial \beta}{\partial a_i} - 2\alpha\beta \frac{\partial \alpha}{\partial a_i}}{\alpha^4} = 0 \quad (7.61)$$

Chú ý rằng $\frac{\partial \alpha}{\partial a_i} = 1$ và $\frac{\partial \beta}{\partial a_i} = 2a_i \sigma_{x_i}^2$. Thay các đạo hàm này vào phương trình (7.61) ta được:

$$a_i = \frac{\beta}{\alpha^2 \sigma_{x_i}^2} \quad (7.62)$$

Nếu ta chuẩn hóa các trọng số, tức là đặt:

$$\alpha = \sum_{i=1}^N a_i = 1 \quad (7.63)$$

thì

$$a_i = \frac{\beta}{\sigma_{x_i}^2} \quad (7.64)$$

Thay a_i vào biểu thức đối với β ta được:

$$\beta = \sum_{i=1}^N a_i^2 \sigma_{x_i}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\beta}{\sigma_{x_i}^2} \right)^2 \sigma_{x_i}^2$$

Giải phương trình này, ta có:

$$\beta = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \right)^{-1} \quad (7.65)$$

Thay β vào công thức (7.48) ta được:

$$a_i = \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \right)^{-1} \quad (7.66)$$

Với các giá trị a_i như trên thì sai số của giá trị trung bình bằng:

$$\sigma_{\langle x \rangle}^2 = \beta = \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \right)^{-1} \quad (7.67)$$

7.5.4. Tối ưu hóa thời gian đo

Trong thực nghiệm, để đo số đếm thuần cần tiến hành hai phép đo là đo số đếm tổng cộng N_1 với thời gian t_1 và đo số đếm phản N_2 với thời gian t_2 . Giả sử thời gian đo toàn bộ là $t = t_1 + t_2 = \text{const}$. Bài toán đặt ra ở đây là xác định mối quan hệ giữa t_1 và t_2 sao cho sai số phép đo số đếm thuần là tối thiểu.

Gọi R_S là tốc độ đếm thuần của nguồn và R_B là tốc độ đếm phản. Như vậy:

$$R_S = \frac{N_1}{t_1} - \frac{N_2}{t_2}; \quad R_B = \frac{N_2}{t_2} \quad (7.68)$$

Theo công thức truyền sai số (7.28), sai số của S được xác định như sau:

$$\sigma_S = \left[\left(\frac{\sigma_{N_1}}{t_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_2}}{t_2} \right)^2 \right]^{1/2} = \left(\frac{N_1}{t_1^2} + \frac{N_2}{t_2^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{R_S + R_B}{t_1} + \frac{R_B}{t_2} \right)^{1/2} \quad (7.69)$$

Đạo hàm biểu thức (7.69) theo thời gian t và chú ý rằng $dt = dt_1 + dt_2 = 0$, ta được:

$$2\sigma_S d\sigma_S = - \frac{R_S + R_B}{t_1^2} dt_1 - \frac{R_B}{t_2^2} dt_2$$

Đặt $d\sigma_S = 0$ ta nhận được quan hệ tối ưu giữa t_1 và t_2 là:

$$\left. \frac{t_1}{t_2} \right|_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{R_S + R_B}{R_B}} \quad (7.70)$$

Biểu thức (7.70) cho sự phân chia tối ưu giữa thời gian đo tổng t_1 và thời gian đo phản t_2 với điều kiện $t = t_1 + t_2 = \text{const}$. Kết hợp hai công thức (7.69) và (7.70) có thể xác định sự phụ thuộc của thời gian t vào sai số tương

đối $\varepsilon = \frac{\sigma_S}{S}$:

$$t = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{(\sqrt{R_S + R_B} + \sqrt{R_B})^2}{R_S^2} \quad (7.71)$$

Từ công thức (7.71) thấy rằng thời gian đo t tỉ lệ nghịch với bình phương của sai số tương đối ε .

7.5.5. Giới hạn tới hạn, giới hạn đo và giới hạn hoạt độ

Phóng xạ là một quá trình ngẫu nhiên và tốc độ phân rã phóng xạ tuân theo phân bố Poisson. Hơn nữa, tín hiệu cần đo từ nguồn phóng xạ thường nằm trên một nền phông, mà bản thân nền phông này cũng là ngẫu nhiên. Một cách lý tưởng thì nền phông có thể xác định nhờ việc đo “mẫu trắng” trong cùng một khoảng thời gian như đo mẫu thật. Mẫu trắng là mẫu giống như mẫu thật nhưng không có phóng xạ cần đo như trong mẫu thật. Giả sử trong một khoảng thời gian Δt , số đếm của mẫu trắng, tức là số đếm phông, là N_B còn số đếm tổng của mẫu thật $N_T = N_B + N_S$, trong đó N_S là số đếm thuần của lượng phóng xạ cần khảo sát, thì số đếm $N_S = N_T - N_B$. Trong trường hợp mẫu thật có hoạt độ phóng xạ rất thấp thì số đếm tổng N_T không lớn hơn hẳn so với số đếm phông N_B , tức là $N_S \approx 0$. Khi đó cần phải xác định giới hạn của hiệu số $N_T - N_B$ bằng bao nhiêu với độ tin cậy cho trước thì N_S được coi hay không được coi là số đếm phóng xạ. Giới hạn đó gọi là giới hạn tới hạn L_C . Tuy nhiên, L_C mới chỉ cho ranh giới giữa số đếm N_S thuộc nền phông hay thuộc hiệu ứng phóng xạ. Do đó cần đưa vào đại lượng L_D , gọi là giới hạn đo, là giới hạn dưới mà với một độ tin cậy cho trước, các giá trị $N_S > L_D$ mới được coi là số đếm thuần phóng xạ. Trên cơ sở giới hạn đo L_D có thể xác định được giới hạn hoạt độ L_A , tức là hoạt độ phóng xạ thấp nhất đo được đối với một hệ đo phóng xạ. Dưới đây sẽ trình bày các đại lượng nêu trên đối với việc đo phổ gamma của mẫu phóng xạ.

a) Giới hạn tới hạn L_C

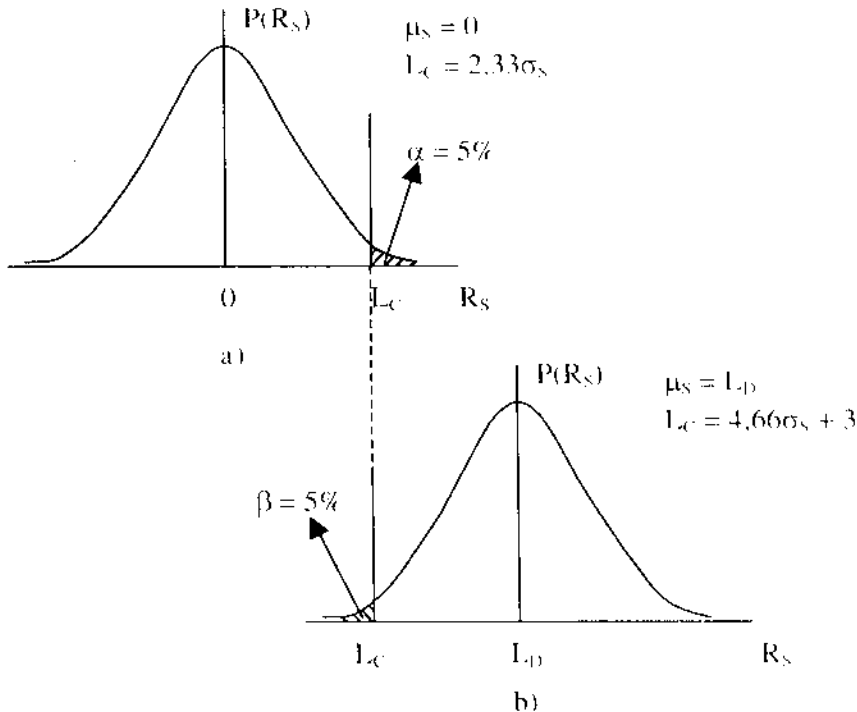
Giới hạn tới hạn L_C liên quan đến việc có khẳng định được rằng mẫu khảo sát thực sự có phóng xạ sau khi hoàn thành phép đo hay không. Quyết định đó có thể phạm phải hai sai lầm. Sai lầm loại α hay sai lầm loại 1, hay sai lầm dương tính, khi nói rằng mẫu khảo sát là có phóng xạ trong khi trong thực tế không đo được lượng phóng xạ đó. Sai lầm loại β hay sai lầm loại 2, hay sai lầm âm tính, khi nói rằng mẫu khảo sát không có phóng xạ trong khi trong thực tế đo được lượng phóng xạ đó.

Giả sử số đếm phóng R_B có giá trị trung bình μ_B và độ lệch chuẩn $\sigma_B = \sqrt{\mu_B}$. Các đại lượng tương ứng của số đếm tổng R , và số đếm phóng xa R_S là μ_T , $\sigma_T = \sqrt{\mu_T}$ và $\mu_S = \mu_T - \mu_B$, $\sigma_S = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_B^2} = \sqrt{\mu_B + \mu_T}$. Giới hạn tối hạn L_C được xác định khi $R_S = 0$, tức là $R_I = R_B$. Với phân bố số đếm R_S theo phân bố chuẩn như được trình bày trên hình 7.29 thì số đếm trung bình $\mu_C = 0$ và giới hạn L_C được chọn với đại lượng có ý nghĩa $\alpha = 5\%$ hay độ tin cậy $1 - \alpha = 95\%$. Trong trường hợp tổng quát, khi thời gian đo phóng t_B và thời gian đo tổng cộng t_I khác nhau, thì giới hạn tối hạn L_C được xác định như sau (hình 7.31a):

$$L_C = 1,645\sigma_B \sqrt{1 + \frac{t_B}{t_I}} \quad (7.72)$$

Khi $t_B = t_I$ thì

$$L_C = 2,33\sigma_B \quad (7.73)$$



Hình 7.31. Xác định giới hạn tối hạn L_C và giới hạn đo L_D . Minh họa sai lầm loại 1 (Hình a) tương ứng với quyết định rằng mẫu khảo sát là có phóng xạ trong khi trong thực tế không đo được lượng phóng xạ đó (loại α , dương tính) và loại 2 (Hình b) tương ứng với quyết định rằng mẫu khảo sát không có phóng xạ trong khi trong thực tế đo được lượng phóng xạ đó (loại β , âm tính).

b) Giới hạn đo L_D

Nếu chỉ sử dụng giới hạn tới hạn L_C thì xác suất để một số đếm thuần lớn hơn L_C do nguồn phóng xạ gây ra bằng 50%, xác suất 50% còn lại giành cho số đếm thuần bé hơn L_C do phóng xạ gây ra. Như vậy trong trường số đếm thuần có giá trị trung bình $\mu_S = L_C$ thì sai lầm loại 2 lên đến 50%. Để giảm sai lầm này cần chọn giới hạn đo L_D lớn hơn L_C sao cho xác suất sai lầm có giá trị 5%, tức là chọn đại lượng có ý nghĩa bằng $\beta = 5\%$ hay độ tin cậy bằng $1 - \beta = 95\%$ (hình 7.31b). Điều kiện này đạt được khi:

$$L_D = 2L_C = 2 \times 1,645\sigma_B \sqrt{1 + \frac{t_B}{t_T}}$$

Khi $t_B = t_T$ thì $L_D = 4,66\sigma_B$. Tuy nhiên giá trị này của L_D chưa chính xác vì ta chưa tính đến bản chất phân bố Poisson của số đếm phóng:

$$P(R_B) = \frac{(\mu_B)^{R_B} e^{-\mu_B}}{R_B!}$$

Để khi $R_B = 0$ ta có xác suất bằng 5% thì $\mu_B = 3$, thật vậy $P(0) = \frac{3^0 e^{-3}}{0!} = 0,05$. Như vậy công thức đối với L_D trở thành:

$$L_D = 2L_C + \mu_B = 3,29\sigma_B \sqrt{1 + \frac{t_B}{t_T}} + 3 \quad (7.74)$$

$$\text{Khi } t_B = t_T \text{ thì } L_D = 4,66\sigma_B + 3 \quad (7.75)$$

c) Giới hạn hoạt độ L_A

Đối với các giới hạn tới hạn L_C và giới hạn đo L_D ta chỉ sử dụng số đếm còn trong giới hạn hoạt độ L_A chúng ta sẽ tính đối với hoạt độ phóng xạ. Đó là hoạt độ thấp nhất mà hệ có thể đo được với một mức độ tin cậy cho trước:

$$L_A = \frac{CL_D}{\epsilon p \Delta t} \quad (7.76)$$

Trong đó $C = \frac{\lambda \Delta t}{1 - e^{-\lambda \Delta t}}$ là thừa số hiệu chỉnh khi khoảng thời gian đo Δt không thể bỏ qua so với thời gian bán rã $T_{1/2} = 0,693/\lambda$; ϵ là hiệu suất ghi đối với tia γ được đo; p là xác suất phát tia γ đó. Khi $\Delta t \ll T_{1/2}$ thì $C = 1$.

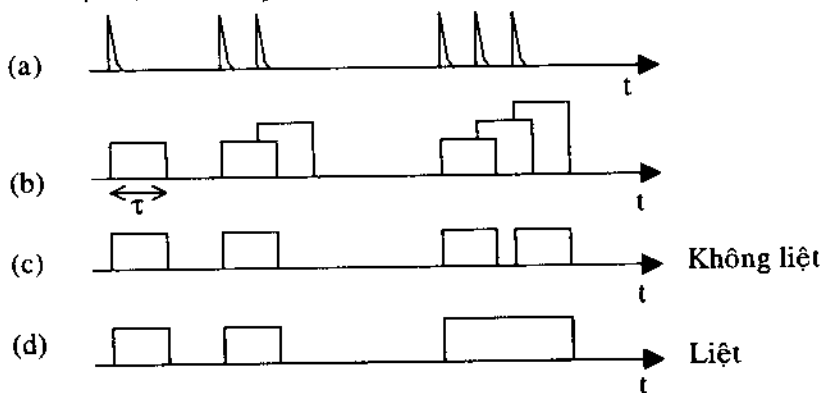
7.5.6. Thời gian chết của hệ đo

Hạt bức xạ đi vào detector tạo nên một tín hiệu xung và hệ thống đo đặc ghi lại số xung đó. Để hệ đo có thể đo các xung riêng biệt thì giữa hai xung tín hiệu phải có một khoảng thời gian nhất định. Khoảng thời gian tối thiểu giữa hai xung được gọi là thời gian chết của hệ đo. Do tính chất ngẫu nhiên của quá trình phân rã phóng xạ nên có xác suất nào đó để số đếm thực bị mất đi do thời gian chết, khi xung tín hiệu đi quá gần với một xung trước nó. Sự mất xung do thời gian chết sẽ đáng kể khi cường độ nguồn phóng xạ quá lớn, tức là tốc độ đếm quá cao. Trong trường hợp đó cần có sự hiệu chỉnh lại số đếm này. Trong phần này sẽ trình bày hai mô hình về thời gian chết và các phương pháp thực nghiệm xác định thời gian chết của hệ đo.

7.5.6.1. Hai mô hình thời gian chết

Có hai mô hình về thời gian chết là mô hình liệt và mô hình không liệt, được minh họa trên hình 7.32. Giả sử có sáu tín hiệu từ detector phân bố ngẫu nhiên theo thời gian (hình 7.32a). Sau khi qua hệ điện tử xử lý, mỗi xung có độ dài τ (hình 7.32b). Theo mô hình không liệt, mỗi xung có một khoảng thời gian chết cố định bằng τ . Chỉ xung nào xuất hiện trong khoảng thời gian chết của xung được đếm trước nó thì bị mất, do đó trên hình 7.32c có tất cả bốn xung được đếm. Hình 7.32d minh họa mô hình liệt, trong đó thời gian chết không cố định mà là chồng chập của các thời gian chết của các xung gối đầu nhau và các xung chồng chập đó đều không được đếm. Như vậy trên hình 7.32d tất cả chỉ có ba xung được đếm.

Giả sử hệ đo có thời gian chết τ , tốc độ xung đếm được m trong lúc tốc độ xung thực là n . Ta hãy thiết lập các biểu thức hiệu chỉnh thời gian chết của hệ đo, tức là sự phụ thuộc giữa m và n .



Hình 7.32. Minh họa hai mô hình liệt (d) và không liệt (c) đối với thời gian chết của hệ đo.

a) Mô hình không liệt

Trong mô hình không liệt thì phần thời gian chết tổng cộng của hệ đo là $m\tau$. Do đó tốc độ số xung bị mất là $nm\tau$. Mặt khác tốc độ xung bị mất bằng $n - m$. Như vậy ta có phương trình:

$$n - m = nm\tau \quad (7.77)$$

và tốc độ đếm thực bằng:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (7.78)$$

hay

$$m = \frac{n}{1 + n\tau} \quad (7.79)$$

b) Mô hình liệt

Trong mô hình liệt các khoảng thời gian chết không cố định và tốc độ đếm m trùng với tốc độ xuất hiện các khoảng thời gian lớn hơn τ giữa các xung thực. Phân bố các khoảng thời gian giữa các sự kiện ngẫu nhiên với tốc độ trung bình n tuân theo biểu thức:

$$P_1(T)dT = ne^{-nT}dT \quad (7.80)$$

Trong đó $P_1(T)dT$ là xác suất quan sát được khoảng thời gian với độ dài nằm giữa T và $T + dT$. Xác suất tìm thấy các khoảng thời gian lớn hơn τ nhận được bằng cách tích phân hàm số (7.79) từ τ đến ∞ :

$$P_2(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} P_1(T)dT = e^{-n\tau} \quad (7.81)$$

Từ xác suất này có thể tính được tốc độ thực m :

$$m = n e^{-n\tau} \quad (7.82)$$

Ta thấy rằng khi hai hàm số hiệu chỉnh (7.79) đối với mô hình không liệt và (7.82) đối với mô hình liệt có dạng giống nhau khi $n \ll \frac{1}{\tau}$.

Mô hình không liệt:

$$m = \frac{n}{1 + n\tau} \approx n(1 - n\tau) \quad (7.83)$$

Mô hình liệt:

$$m = n e^{-n\tau} \approx n(1 - n\tau) \quad (7.84)$$

Do đó khi $n \ll \frac{1}{\tau}$ có thể dùng các công thức (7.78) và (7.79) để tính hiệu chỉnh thời gian chết.

7.5.6.2. Đo thời gian chết

Người ta thường dùng hai phương pháp đo thời gian chết là phương pháp hai nguồn và phương pháp nguồn phân rã.

a) Phương pháp hai nguồn

Dùng hai nguồn phóng xạ một cách riêng biệt và tổ hợp của chúng. Giả sử n_1 , n_2 là các tốc độ xung thực đối với từng nguồn riêng biệt và n_{12} là tốc độ xung thực khi tổ hợp hai nguồn, tốc độ xung phóng là n_b . Các tốc độ xung đếm được tương ứng là m_1 , m_2 và m_{12} , tốc độ xung phóng đếm được là m_b . Quan hệ giữa các tốc độ xung thực là:

$$\begin{aligned} n_{12} - n_b &= (n_1 - n_b) + (n_2 - n_b) \\ \text{hay} \quad n_{12} + n_b &= n_1 + n_2 \end{aligned} \quad (7.85)$$

Sử dụng công thức (7.78) đối với mẫu không liệt ta có:

$$\frac{m_{12}}{1 - m_{12}\tau} + \frac{m_b}{1 - m_b\tau} = \frac{m_1}{1 - m_1\tau} + \frac{m_2}{1 - m_2\tau} \quad (7.86)$$

Giải phương trình (7.86) đối với τ ta được:

$$\tau = \frac{X(1 - \sqrt{1 - Z})}{Y} \quad (7.87)$$

Trong đó:

$$\begin{aligned} X &= m_1 m_2 - m_b m_{12} \\ Y &= m_1 m_2 (m_{12} + m_b) - m_b m_{12} (m_1 + m_2) \\ Z &= \frac{Y(m_1 + m_2 - m_{12} - m_b)}{X^2} \end{aligned}$$

Trong trường hợp bỏ qua phóng ($m_b = 0$) ta có công thức gần đúng:

$$\tau = \frac{m_1 m_2 - [m_1 m_2 (m_{12} - m_1)(m_{12} - m_2)]^{1/2}}{m_1 m_2 m_{12}} \quad (7.88)$$

b) Phương pháp nguồn phân rã

Người ta dùng một nguồn phóng xạ sống ngắn và đo tốc độ phân rã của nó theo thời gian. Tốc độ xung thực là:

$$n = n_0 e^{-\lambda t} + n_b \quad (7.89)$$

Trong đó n_0 là tốc độ xung thực ở thời điểm ban đầu còn λ là hằng số phân rã. Khi bỏ qua tốc độ xung phản hồi thì:

$$n = n_0 e^{-\lambda t} \quad (7.90)$$

Thay n từ (7.90) vào công thức (7.78) ta được:

$$m e^{\lambda t} = -n_0 \tau m + n_0 \quad (7.91)$$

Nếu ta vẽ đồ thì hai chiều với trục hoành là m và trục tung là $m e^{\lambda t}$ thì được một đường thẳng. Ta tiến hành đo tốc độ xung m theo thời gian thì sẽ nhận được các điểm trên đường thẳng này bắt đầu từ bên phải và dịch chuyển sang bên trái khi nguồn phân rã dần. Đường thẳng này được ngoại suy cắt trục tung tại giá trị n_0 . Độ nghiêng của đường thẳng là $-n_0 \tau$. Từ đó xác định được thời gian chết τ .

7.6. BÀI TẬP

7.6.1. Các bài tập ví dụ

Ví dụ 7.1. Khi đo hoạt độ một nguồn phóng xạ, detector cho số đếm trung bình là 6 xung/phút. Hãy tính xác suất để tốc độ đếm có giá trị giữa 9 và 11 xung/phút.

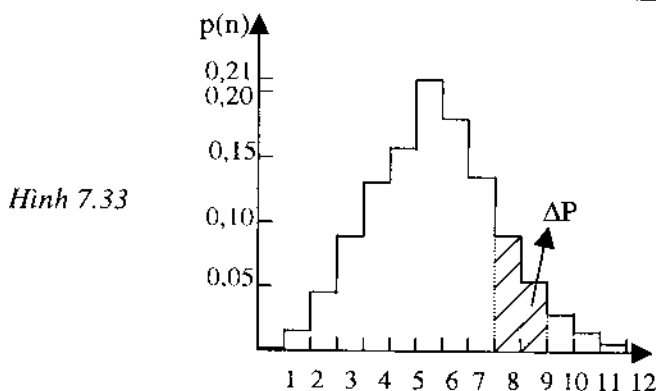
Bài giải. Tốc độ đếm với giá trị trung bình $\bar{n} = 6$ xung/phút tuân theo phân bố Poisson:

$$p(n) = \frac{(\bar{n})^n e^{-\bar{n}}}{n!}$$

Các giá trị của hàm phân bố này được thể hiện trên bảng 7.9 và hình 7.33.

Bảng 7.9

$p(0)$	$2,48 \cdot 10^{-3}$	$p(5)$	0,157	$p(10)$	0,054
$p(1)$	0,015	$p(6)$	0,210	$p(11)$	0,029
$p(2)$	0,045	$p(7)$	0,180	$p(12)$	0,015
$p(3)$	0,089	$p(8)$	0,135	$p(13)$	$6,8 \cdot 10^{-3}$
$p(4)$	0,131	$p(9)$	0,090	$p(14)$	$2,9 \cdot 10^{-3}$



Xác suất để tốc độ đếm nằm trong khoảng từ $n_1 = 9$ xung/phút đến $n_2 = 11$ xung/phút bằng diện tích dưới đường cong phân bố xác suất từ 9 đến 11. Diện tích này xấp xỉ bằng diện tích hình chữ nhật có độ cao bằng $p(10)$ và độ rộng bằng $\Delta n = 11 - 9 = 2$.

$$\Delta P = p(10) \times \Delta n = \frac{6^{10} e^{-6}}{10!} \times 2$$

$$\text{Tính } y = 6^{10} \Rightarrow \ln y = 10 \times \ln 6 = 10 \times 1,792 = 17,92 \Rightarrow y = e^{17,92}$$

$$10! = 10 \times 9 \times 8 \times 7 \times 6 \times 5 \times 4 \times 3 \times 2 \times 1 = 3,6288 \cdot 10^6$$

$$\Delta P = \frac{e^{17,92} \times e^{-6}}{3,6288 \times 10^6} \times 2 = \frac{1,5 \times 10^5}{3,6288 \times 10^6} \times 2 = 0,041 \times 2 = 0,082$$

Ví dụ 7.2. Tốc độ đếm trung bình các xung từ một nguồn phóng xạ với thời gian bán rã rất lớn là 100 xung/phút. Hãy tính xác suất nhận được 105 xung/phút và xác suất để độ lệch tuyệt đối khỏi tốc độ đếm trung bình lớn hơn 5 xung/phút.

Bài giải. Do tốc độ đếm trung bình có giá trị lớn là 100 xung/phút nên tốc độ đếm tuân theo phân bố chuẩn:

$$p(\varepsilon) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\varepsilon^2}{2\sigma^2}}$$

Trong đó $\varepsilon = n - \bar{n}$ là độ lệch khỏi giá trị trung bình $\bar{n}$ còn σ là độ lệch chuẩn $\sigma = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{100} = 10$. Với $\varepsilon = |105 - 100| = 5$ ta có:

$$p(5) = \frac{1}{10\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{5^2}{2 \times 100}} = 0,035$$

Xác suất để độ lệch tuyệt đối lớn hơn $\varepsilon_0 = 5$ là:

$$P(\varepsilon > \varepsilon_0) = 2 \int_{\varepsilon_0}^{\infty} p(\varepsilon) d\varepsilon = 2 \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\varepsilon^2}{2\sigma^2}} d\varepsilon$$

$$\text{Đặt biến mới } x = \frac{\varepsilon}{\sigma} \text{ thì } x_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sigma} \text{ và}$$

$$P(\epsilon > \epsilon_0) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_{\epsilon_0/\sigma}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx = 1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\epsilon_0/\sigma} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

Với $\epsilon_0 = 5$ và $\sigma = 10$ ta có $x_0 = \frac{\epsilon_0}{\sigma} = 0,5$.

Tra bảng về hàm phân bố chuẩn ta có $\frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{0,5} e^{-\frac{x^2}{2}} dx = 0,1915$.

Do đó $P(\epsilon > \epsilon_0) = 1 - 2 \times 0,1915 = 1 - 0,383 \approx 0,62$

Ví dụ 7.3. Ống đếm ghi được 1700 xung trong 10 phút kể cả phông. Phép đo phông cho 1800 xung trong 15 phút. Hãy tính tốc độ đếm xung/phút và sai số bình phương trung bình của nó.

Bài giải.

Tốc độ đếm: $N = \frac{1700}{10} - \frac{1800}{15} = 170 - 120 = 50$ xung/phút

Bình phương của sai số:

$$\sigma^2 = \left(\frac{\sqrt{1700}}{10} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{1800}}{15} \right)^2 = \frac{1700}{100} + \frac{1800}{225} = 17 + 8 = 25$$

$\sigma = 5$ xung/phút

Vậy : $N = (50 \pm 5)$ xung/phút

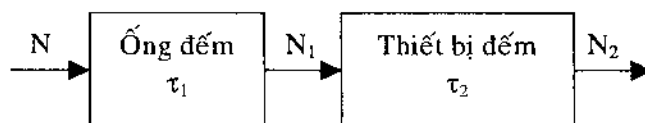
Ví dụ 7.4. Ống đếm Geiger-Muller với thời gian phân giải $\tau = 2.10^{-4}$ s ghi số đếm $N = 3.10^4$ xung/phút. Hãy xác định số hạt bức xạ N_0 đi qua ống đếm trong 1 phút.

Bài giải. Trong bài cho các số đếm trong thời gian 1 phút, do đó thời gian phân giải cũng chuyển sang đơn vị phút $\tau = 2.10^{-4}/60$ phút $= 3,333.10^{-6}$ phút. Trong 1 phút đếm được N xung nên thời gian chết toàn bộ là τN . Số xung bị mất đi trong 1 phút là $\tau N N_0$. Vậy số hạt bức xạ rơi vào ống đếm là $N_0 = N + \tau N N_0$. Do đó:

$$N_0 = \frac{N}{1 - \tau N} = \frac{3.10^4}{1 - 3,333.10^{-6} \times 3.10^4} = 3,333.10^4 \text{ xung/phút.}$$

Ví dụ 7.5. Số hạt qua ống đếm trong một đơn vị thời gian là N . Hãy xác định số xung trong đơn vị thời gian ở lối ra thiết bị đếm nếu thời gian

phân giải của ống đếm là τ_1 và thời gian phân giải của thiết bị đếm là τ_2 (hình 7.34).



Hình 7.34

Bài giải.

$$\text{Do } N = N_1 + \tau_1 N_1 N \text{ nên } N_1 = \frac{N}{1 + \tau_1 N}.$$

Cũng tương tự ta có $N_2 = \frac{N_1}{1 + \tau_2 N_1}$. Thay N_1 vào công thức này ta được:

$$N_2 = \frac{N/(1 + \tau_1 N)}{1 + \tau_2 N/(1 + \tau_1 N)} = \frac{N}{1 + (\tau_1 + \tau_2) N}$$

Ví dụ 7.6. Sử dụng detector germanium với hiệu suất đo 7% đối với tia γ năng lượng 661 keV đặt cách mặt detector một khoảng 1 cm.

a) Tại đỉnh 661 keV, số đếm phong của detector đối với mẫu trắng là 1 xung/s. Thời gian đếm là $\Delta t = 600$ s. Hãy xác định giới hạn đo L_D và giới hạn hoạt độ L_A .

b) Tại đỉnh 661 keV, phép đo với mẫu thực cho hai trường hợp: $N_T = 650$; $N_B = 605$ và $N_T = 700$; $N_B = 605$. Hãy xác định giới hạn tới hạn L_C , số đếm thuần và hoạt độ phóng xạ của mẫu.

Bài giải.

a) Số đếm phong $N_B = 600$ đối với mẫu trắng, do đó

$$L_D = 4,66 \sqrt{600} + 3 = 117 \text{ xung}$$

$$L_A = \frac{CL_D}{\epsilon p \Delta t} = \frac{1 \times 117}{0,07 \times 0,85 \times 600} = 3,3 \text{ Bq}$$

b) Với mẫu thực ta có $N_T = 650$ và $N_B = 605$ nên $N_S = 45$.

$L_C = 2,33 \sqrt{605} = 57$ xung. Như vậy $N_S = 45 < 57$ và vạch 661 keV của Cs^{137} không đo được, nhưng có thể xác định được giới hạn trên của nó là:

$$\begin{aligned} N_S + 1,645 \sigma_S &= N_S + 1,645 \sqrt{N_T + N_B} \\ &= 45 + 1,645 \sqrt{1255} = 103 \text{ xung} \end{aligned}$$

Giới hạn trên của hoạt độ phóng xạ ứng với giới hạn trên về số đếm này là:

$$\frac{1 \times 103}{0,07 \times 0,85 \times 600} = 2,9 \text{ Bq}$$

Trường hợp $N_T = 700$ xung, $N_B = 605$ xung thì $N_S = 95$ xung. Khi đó $N_S = 95 > L_C$ (57 xung) nên vạch 661 keV của Cs^{137} đo được và:

$$N_S = 95 \pm 1,96\sigma_S = 95 \pm 1,96 \sqrt{1305} = 95 \pm 71$$

Hoạt độ phóng xạ của mẫu Cs^{137} bằng:

$$a = \frac{CN_S}{\epsilon p \Delta t} = \frac{95 \pm 71}{0,07 \times 0,85 \times 600} = 2,7 \pm 2,0$$

Giá trị này có nghĩa rằng có 95% khả năng để giá trị thực nằm trong các giới hạn từ $2,7 - 2,0$ đến $2,7 + 2,0$.

7.6.2. Các bài tập tự giải

7.1. Tiến hành 2000 phép đo hoạt độ phóng xạ trong cùng một khoảng thời gian giống nhau và đều rất ngắn so với thời gian bán rã của nguồn phóng xạ. Số đếm trung bình trong mỗi phép đo là 10 xung. Hãy tính số lần đo để được 10 xung và 5 xung.

7.2. Hãy tính xác suất nhận được sai số tuyệt đối của phép đo vượt quá 1σ và 2σ , trong đó σ là độ lệch chuẩn.

7.3. Ống đếm ghi được 3600 xung trong 10 phút. Hãy tính:

- Sai số bình phương trung bình của vận tốc đếm (xung/phút).
- Thời gian đo cho sai số vận tốc đếm bằng 1%.

7.4. Hãy chứng minh rằng khi có phóng với cường độ bằng cường độ bức xạ khảo sát thì phải ghi số xung gấp 6 lần để có sai số bằng sai số đo bức xạ khảo sát mà không có phóng.

7.5. Ống đếm có thời gian phân giải $\tau = 10^{-6}$ s. Hãy tính phần trăm số hạt không được ghi khi vận tốc đếm $n = 10^2$ và 10^5 xung/s.

7.6. Ống đếm Geiger-Muller có thời gian phân giải $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ s. Nó ghi được $n = 1000$ xung/s từ một nguồn phóng xạ. Phép đo phóng cho $n_{ph} = 600$ xung/s. Hãy xác định số hạt bức xạ đi qua ống đếm trong 1 giây.

7.7. Trong ống đếm nhấp nháy, thời gian nhấp nháy của bản nhấp nháy là $\tau_1 = 6 \cdot 10^{-9}$ s còn thời gian phân giải của ống nhân quang điện là $\tau_2 = 3 \cdot 10^{-8}$ s. Hãy tính số hạt bức xạ đi vào chất nhấp nháy trong 1 giây nếu cho biết số xung ở lối ra ống nhân quang điện bằng $n = 5 \cdot 10^6$ xung/s.

7.8. Hai detector giống nhau ghi bức xạ vũ trụ và các xung lối ra của chúng được đưa vào sơ đồ trùng phùng. Hãy xác định số xung Δn sau sơ đồ trùng phùng nếu thời gian phân giải của sơ đồ trùng phùng bằng τ và số xung lối ra từ hai detector trong đơn vị thời gian là n_1 và n_2 xung/s.

7.9. Hai detector được mắc vào hệ trùng phùng để ghi bức xạ từ một nguồn phóng xạ. Thời gian phân giải của sơ đồ trùng phùng là $\tau = 10^{-7}$ s. Hiệu suất ghi của mỗi detector là $\eta = 25\%$. Hãy xác định số hạt trong 1 giây đi vào mỗi detector nếu tốc độ đếm xung sau sơ đồ trùng phùng là $\Delta n = 2 \cdot 10^3$ xung/s.

7.10. Một hệ trùng phùng với thời gian phân giải $\tau = 10^{-8}$ s ghi được tốc độ đếm phông là Δn_{ph} và tốc độ đếm tổng là $\Delta n_{tổng}$. Cả hai phép đếm đều thực hiện với cùng một thời gian t. Tốc độ đếm phông của mỗi detector là $n_{ph} = 10^5$ xung/s và tốc độ đếm bức xạ khảo sát của hệ trùng phùng là $\Delta n = 100$ xung/s. Hãy xác định thời gian t để tốc độ đếm nguồn phóng xạ đạt sai số $\eta = 5\%$.

ĐÁP SỐ CÁC BÀI TẬP TỰ GIẢI

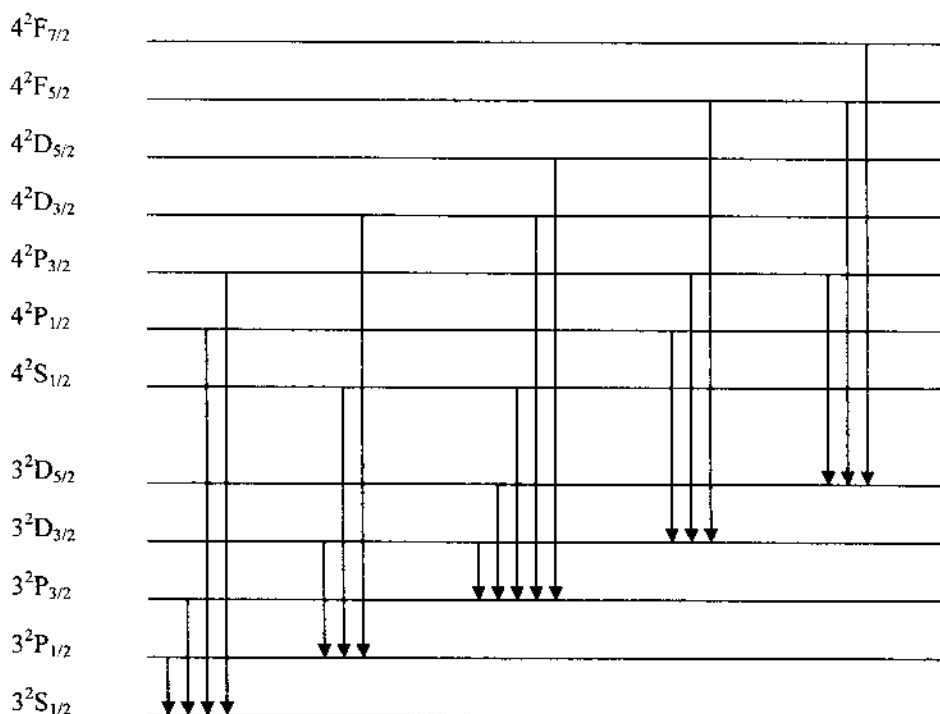
CHƯƠNG 1

1.1. $\Delta_s = -0,445$; $\Delta_p = -0,045$.

1.2. $\lambda_1 = 0,825\mu\text{m}$; $\lambda_2 = 0,678\mu\text{m}$.

Hướng dẫn: Do quy tắc lựa chọn $\Delta\ell = \pm 1$ nên không có sự chuyển trạng thái trực tiếp $3S \rightarrow 2S$. Việc chuyển trạng thái đó thực hiện thành hai bước $3S \rightarrow 2P$ và $2P \rightarrow 2S$ phát ra các photon có bước sóng λ_1 và λ_2 .

1.3. Xem hình 1.1G.



Hình 1.1G

Hướng dẫn: Các mức năng lượng ứng với $n = 3$ có thể là $3S$, $3P$, $3D$ vì $\ell = 0, 1, 2$ nếu chưa kể đến spin. Khi kể đến spin thì ta có mômen toàn phần $j = \ell \pm 1/2$ do đó ta có 5 mức năng lượng $3^2S_{1/2}$, $3^2P_{1/2}$, $3^2P_{3/2}$, $3^2D_{3/2}$ và $3^2D_{5/2}$. Các mức năng lượng cao hơn ứng với $n = 4$ là $4^2S_{1/2}$, $4^2P_{1/2}$, $4^2P_{3/2}$, $4^2D_{3/2}$,

$4^2D_{5/2}$, $4^2F_{5/2}$, $4^2F_{7/2}$. Việc chuyển từ mức năng lượng cao xuống mức năng lượng thấp hơn phải thỏa mãn các điều kiện $\Delta\ell = \pm 1$ và $\Delta j = 0, \pm 1$.

1.4. a. 9 ; b. 4 ; c. 2 ; d. 3 ; e. 5.

1.5. $1,5 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$; $8,7 \cdot 10^{43} \text{ nucleon/m}^3$; $7 \cdot 10^{24} \text{ C/m}^3$.

1.6. 6,76 MeV; 7,34 MeV.

1.7. 14,42 MeV.

1.8. 6,73 MeV.

1.9. a) 341,8 MeV và 904,5 MeV; b) 8,65 MeV và 7,81 MeV;
c) 44,955 u và 69,932 u.

1.10. $J = 7/2$.

1.11. 4 thành phần.

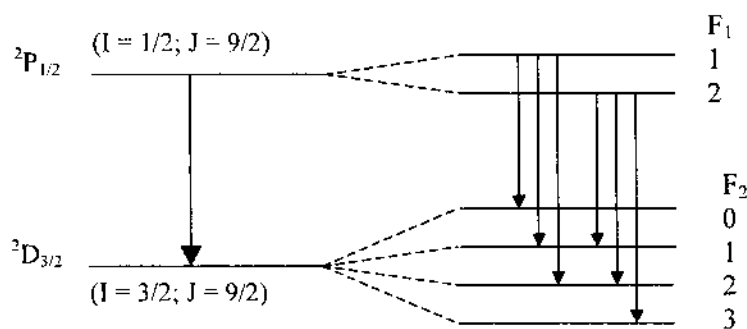
1.12. $J = 9/2$; 6 thành phần.

Hướng dẫn:

a) Spin hạt nhân: Tính J từ biểu thức

$$\Delta_1: \Delta_2: \Delta_3 = (J + I): (J + I - 1): (J + I - 2)$$

b) Tách siêu tinh tế, xem hình 1.2G:



Hình 1.2G

CHƯƠNG 2

2.1. $j = \frac{7}{2}$.

Hướng dẫn: Proton ở trạng thái f do đó $\ell = 3$. Tính μ trong hai trường hợp $j = \ell + 1/2$ và $j = \ell - 1/2$ rồi so sánh với thực nghiệm để chọn giá trị j.

2.2. H^3 : $2,79\mu_0$; He^3 : $-1,91\mu_0$; O^{17} : $-1,91\mu_0$; K^{39} : $0,124\mu_0$.

2.3. $1/2^-$, $5/2^+$ và $9/2^+$.

2.4. Proton: $g_{11/2} = 1,41$ và $\mu = 7,79\mu_0$; neutron: $g_{11/2} = -0,35$ và $\mu = -1,91\mu_0$.

2.5. $\mu = -0,263\mu_0$.

CHƯƠNG 3

3.1. Hạt nhân hydrogen

Hướng dẫn: $m = \frac{m_d}{4\cos^2\theta - 1} = \frac{m_d}{2}$.

3.2. 0,1875.

Hướng dẫn: $\frac{\Delta E}{E} = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} \cos^2 \frac{\theta}{2}$.

3.3. 17,3 MeV.

3.4. $v_\alpha = 9,24 \cdot 10^6$ m/s ; $v_{Li7} = 5,3 \cdot 10^6$ m/s.

3.5. a) $140,8^\circ$; b) $144,5^\circ$.

Hướng dẫn: a) $\cos^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1}{4} \frac{(m_d/m_\alpha + m_d/m_{B^{11}}) E_d}{E_d + Q}$

b) $\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1}{4} \frac{(m_d/m_\alpha + m_d/m_{B^{11}}) E_d}{(m_d/m_\alpha + 1) E_d + Q}$

3.6. $\frac{3}{2}$ và $\frac{5}{2}$; theo mẫu vỏ thì $J(O^{17}) = \frac{5}{2}$.

3.7. $E = \hbar\omega(1 - \frac{\hbar\omega}{Mc^2})$.

3.8. 0,48 MeV.

Hướng dẫn: $E^* = \frac{m_{Li7} - m_n}{m_{Li7}} E_0 - \frac{m_{Li7} + m_n}{m_{Li7}} E$.

3.9. 16,67 ; 16,93 ; 17,49 và 17,71 MeV.

3.10. $3 \cdot 10^{12}$ neutron/s.

3.11. $5 \cdot 10^{-2}$ barn.

Hướng dẫn: $\sigma = \frac{\omega}{nd}$, trong đó $n = \frac{N_A \rho}{A}$.

3.12. 0,804.

Hướng dẫn: $\omega = 1 - e^{-n\sigma d}$, trong đó $n = \frac{N_A \rho}{A}$.

3.13. 0,02 barn.

Hướng dẫn: $\sigma = \frac{ae^{\lambda T}}{\ln(1-e^{-\lambda T})}$, trong đó $n = \frac{N_A d}{A}$.

3.14. $J_{\text{He3}} = \frac{1}{2}$.

Hướng dẫn: $2J_{\text{He3}} + 1 = \frac{9}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \frac{m_d^2}{m_n m_{\text{He3}}} \frac{E_{dL}}{E_{dL} + 2Q}$.

3.15. $\sigma(p,n) \sim \sqrt{E_{pL} - E_{pL}^{\text{ng}}}$.

CHƯƠNG 4

4.1. 4100 năm.

4.2. 62,5 mCi/g.

Hướng dẫn: Dùng công thức tính hoạt độ a (Ci) theo khối lượng m (g):

$$a = \frac{4,18 \cdot 10^{23}}{A T_{1/2}} m; \text{ trong đó } A \text{ là số khối lượng và } T_{1/2} \text{ là thời gian bán rã (s).}$$

4.3. 0,05 mg.

4.4. 0,72.

Hướng dẫn:

$$\frac{a_{2,\text{max}}}{a_{10}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t_m} - e^{-\lambda_2 t_m}), \text{ trong đó } t_m = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

4.5. a) 10 μCi và 10 μCi ; b) 50 μCi .

Hướng dẫn:

a) Hoạt độ α của Rn^{222} và hoạt độ β của Pb^{210} bằng nhau và bằng:

$$a = \frac{0,693}{T_{1/2, \text{Ra}^{226}}} \frac{N_A}{226} m_{\text{Ra}^{226}}.$$

b) $A = 5a$.

4.6. 0,39 Ci.

Hướng dẫn:

$$a = q \left(2 + \frac{2\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} \right)$$

4.7. 8,5 MeV; 1,88% ; $3,84 \cdot 10^5$ m/s.

Hướng dẫn:

$$\text{Động năng tổng cộng } E = E_{\text{Pb}^{209}} + E_{\alpha} = \frac{m_{\alpha} + m_{\text{Pb}^{209}}}{m_{\text{Pb}^{209}}} E_{\alpha}$$

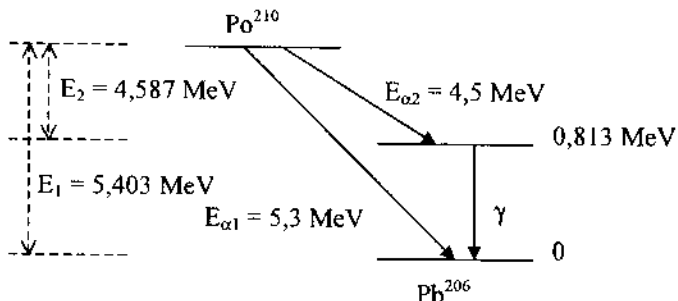
4.8. 5,4 MeV và 0,816 MeV.

Hướng dẫn:

Quá trình phân rã như sau (hình 4.1G): $\text{Po}^{210} \rightarrow \text{Pb}^{206} + \alpha$

$E_\gamma = E_1 - E_2 = 0,816 \text{ MeV}$; trong đó:

$$E_1 = \frac{m_{\text{Pb}} + m_\alpha}{m_{\text{Pb}}} E_{\alpha 1} = 5,403 \text{ MeV}; E_2 = \frac{m_{\text{Pb}} + m_\alpha}{m_{\text{Pb}}} E_{\alpha 2} = 4,587 \text{ MeV}$$



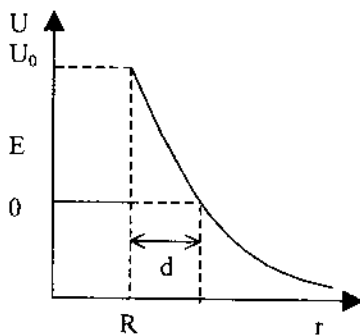
Hình 4.1G

4.9. 29 MeV và $3,6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$

Hướng dẫn: Độ cao bờ thế Coulomb phân rã ${}_{86}\text{Rn}^{222} \rightarrow {}_{84}\text{Po}^{218} + \alpha$ (hình 4.2G):

$$U_0 = \frac{Zz}{A^{1/3}} \text{ MeV}$$

Độ rộng bờ thế d tại độ cao E tính theo hàm thế $U(r) = U_0/x$, trong đó $x = r/R$; $R = r_0 A^{1/3}$; $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.



Hình 4.2G

4.10. $8,8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$

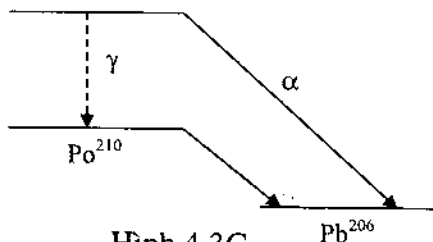
Mức 1

Hướng dẫn: Xem

ví dụ 2.4 và hình 4.3G.

$$\Gamma_\gamma = \frac{\hbar \lambda_\alpha dN_\gamma}{dN_\alpha}$$

Mức 0



Hình 4.3G

4.11. Không; Có; Có.

4.12. 110°

Hướng dẫn: $\theta = \pi - \arccos \frac{p_e}{p_\nu}$, trong đó $\frac{p_e}{p_\nu} = \frac{\sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}}{Q - E_e}$

4.13. 9,5 eV; $7 \cdot 10^3$ m/s.

4.14. 279 keV.

4.15. $3,6 \cdot 10^{-7}$.

CHƯƠNG 5

5.1. 0,5'.

Hướng dẫn: $\theta_\alpha^{\max} = \arcsin \frac{m_e}{m_\alpha}$.

5.2. 13,9 mg/cm².

5.3. 8 μ m (Tham khảo ví dụ 5.2).

5.4. Nhôm 61,5 MeV ; Chì 9,75 MeV.

5.5. 20,5 MeV.

5.6. Khí N₂: 360 m; Nhôm: 9,76 cm ; Chì: 0,52 cm.

Hướng dẫn:

$$\ell_{\text{rad}} = \frac{137}{r_e^2 n Z^2 (4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9})}; \text{ trong đó } r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}; n = \rho \frac{N_A}{A}.$$

5.7. 110 MeV.

5.8. 0,2.

5.9. $6,2 \cdot 10^3$ gamma/cm².s.

Hướng dẫn: $\Phi = \frac{ae^{-\mu \Delta r}}{4\pi r^2}$.

5.10. 2,75 barn/nguyên tử.

5.11. 0,0125.

Hướng dẫn: $\omega_{\text{photo}} = \frac{\sigma_{\text{photo}}}{\sigma} (1 - e^{-\mu d})$.

5.12. 0,039 cm²/g và 0,012 cm²/g.

Hướng dẫn:

$$\sigma = \frac{\mu}{n} = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I} / (\rho \frac{N_A}{A}) = 17 \text{ barn}.$$

Ứng với tiết diện 17 barn có hai giá trị năng lượng là $E_1 = 1,75 \text{ MeV}$ và $E_2 = 10,5 \text{ MeV}$; các tiết diện tán xạ Compton ứng với hai năng lượng này là $\sigma_{\text{Compton},1} = 13,5 \text{ barn}$ và $\sigma_{\text{Compton},2} = 4,2 \text{ barn}$.

$\mu = \sigma n$, do đó $\mu_m = \mu/\rho = \sigma N/\rho = \sigma \frac{N_A}{A}$. Từ đó tính $\mu_{m,1}$ và $\mu_{m,2}$.

5.13. 0,284.

Hướng dẫn: $\omega_{\text{pair}} = \frac{\sigma_{\text{pair}}}{\sigma} (1 - e^{-\mu d})$

5.14. 24 ngày đêm.

Hướng dẫn: $t = \frac{1}{nv_0\sigma_0} \ln \frac{N_0}{N}$.

5.15. 0,22 Ci

Hướng dẫn: $a = \Phi n [0,691\sigma_1(1 - e^{-\lambda_1 t}) + 0,309\sigma_2(1 - e^{-\lambda_2 t})]$

Đồng gồm 2 đồng vị là Cu^{63} chiếm 69,1% và Cu^{65} chiếm 30,9%. Thời gian bán rã của đồng vị phóng xạ tạo thành do phản ứng (n,γ) là $T_{1/2}(\text{Cu}^{64}) = 12,8 \text{ h}$; $T_{1/2}(\text{Cu}^{66}) = 5,15 \text{ phút}$. Tiết diện các phản ứng $\text{Cu}^{63}(n,\gamma)\text{Cu}^{64}$ là $\sigma_1 = 4,5 \text{ barn}$; $\text{Cu}^{65}(n,\gamma)\text{Cu}^{66}$ là $\sigma_2 = 1,8 \text{ barn}$; $n = N_A/A$; $t = 2 \text{ h}$.

CHƯƠNG 6

6.1. $6,4 \cdot 10^{16} \text{ neutron/s}$.

Hướng dẫn: Trong một phân hạch, số neutron bị hấp thụ mà không gây phân hạch là 1,1 neutron còn số neutron bay ra ngoài vùng hoạt là 0,4 neutron. 5 MW tương ứng với $1,6 \cdot 10^{17}$ phân hạch/s, do đó số neutron bay ra ngoài là $6,4 \cdot 10^{16} \text{ neutron/s}$.

6.2. $\Phi_1 = 0,5\Phi_2$.

Hướng dẫn: Mật độ thông lượng neutron $\Phi = Nv$, trong đó N là mật độ neutron và v là vận tốc neutron.

6.3. $2,4 \cdot 10^6$ lần và $1,7 \cdot 10^6$ lần.

6.4. 50 cm.

Hướng dẫn. Sử dụng các công thức trong mục 5.5.3.2.

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_a \lambda_{tr}}{3}} = 50 \text{ cm}.$$

Trong đó $\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos\theta} = \frac{1}{\Sigma_s(1 - \cos\theta)} = 2,74 \text{ cm}$ và $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a} = 0,276 \cdot 10^4 \text{ cm}$

6.5. 57,487 kg; 9,773 kg ; 67,26 kg.

6.6. $1,033 \cdot 10^{13}$ neutron/cm².s.

6.7. 35%

Hướng dẫn: Tham khảo ví dụ 6.2. Để có năng lượng 1 MW×h cần đốt cháy $1,23/24 \text{ g} = 51,25 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$ nhiên liệu U^{235} , do đó khối lượng U^{235} cần thiết để cho năng lượng $4,1 \cdot 10^5 \text{ MW} \times \text{h}$ là 21 kg. Lượng U^{235} trong 3 tấn uranium độ giàu 2% là 60 kg. Từ đó suy ra độ sâu cháy bằng 35%.

6.8. 205 kV

Hướng dẫn: Trong trường hợp không tương đối $R^2 = \frac{E}{2\pi^2 m f^2}$. Chú ý rằng $\Delta E = 2Ue$ ta được $U = 2\pi^2 m f^2 R \Delta R / e$.

6.9. a. 10 μs ; b. 215 m

Hướng dẫn: Tham khảo ví dụ 6.4.

a) $t = \pi^2 m f^2 R^2 / Uq$.

b) $L = \frac{1}{2f} \sum_{n=1}^N v_n = \frac{1}{2f} \sqrt{\frac{2Uq}{m}} \sum_{n=1}^N \sqrt{n}$, trong đó $\sum_{n=1}^N \sqrt{n} \approx \int_0^N \sqrt{n} \, dn$.

$$L \approx \frac{4\pi^3 m f^2 R^3}{3Uq}.$$

6.10. 5,1 keV ; 9,4 MeV ; 37,3 MeV.

Hướng dẫn: $E = mc^2 \frac{\Delta T}{T_0}$.

6.11. a) 35% và 12%.

b) $\omega(t) = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+At}}$, trong đó $A = \frac{\omega_0 \varepsilon}{\pi m c^2}$; $\omega_0 = \frac{Bq}{m}$.

Hướng dẫn:

a) $\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{E}{E + mc^2}$.

b) $\omega = 2\pi f = \frac{Bqc^2}{E + mc^2}$, do đó $E = \frac{Bqc^2}{\omega} - mc^2$ và $\frac{dE}{dt} = - \frac{Bqc^2}{\omega^2} \frac{d\omega}{dt}$.

Mặt khác $\frac{dE}{dt} = \frac{\varepsilon}{T} = \frac{\varepsilon\omega}{2\pi}$, do đó $\frac{d\omega}{dt} = - \frac{\varepsilon}{2\pi Bqc^2} \omega^3$. Lấy tích phân biểu thức

này ta được $\omega(t) = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+At}}$, trong đó $A = \frac{\omega_0 \varepsilon}{\pi m c^2}$; $\omega_0 = \frac{Bq}{m}$.

$$6.12. \quad a) \quad R = \frac{c}{\omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{m\omega_0}{B_m q} \right)^2} \frac{1}{\sin^2 \omega t}.$$

b) 42 cm và 42,9 cm.

Hướng dẫn: Tham khảo ví dụ 6.8.

a) Do chu kỳ quay của hạt bằng chu kỳ trường gia tốc nên

$$T = \frac{2\pi(E + mc^2)}{Bqc^2} = \frac{2\pi}{\omega_0}, \text{ từ đó } E = \frac{Bqc^2}{\omega_0} - mc^2. \text{ Thay giá trị của } E \text{ vào biểu}$$

thức $R = \frac{\sqrt{E(E + 2mc^2)}}{Bqc}$ ta được kết quả như trong đáp số.

$$b) \quad R = \frac{c}{\omega_0} \frac{\sqrt{E(E + 2mc^2)}}{E + mc^2}.$$

6.13. a) Từ 0,35 MHz đến 9,28 MHz; 0,84 s.

b) 0,19 keV ; c. $1,5 \cdot 10^5$ km; $5,2 \cdot 10^6$ vòng.

Hướng dẫn:

$$a) \quad f = \frac{c}{P} \frac{\sqrt{E(E + 2mc^2)}}{E + mc^2}; \quad t = \frac{2\pi f(E + mc^2)}{Bqc^2}.$$

$$b) \quad \Delta E = 2\pi R^2 q \dot{B}.$$

$$c) \quad \text{Số vòng quay } N = t/T, \text{ trong đó } T = \frac{2\pi(E + mc^2)}{Btqc^2}. \text{ Quãng đường}$$

$$\text{đi: } L = 2\pi RN.$$

6.14. Proton: Từ 258 MHz đến 790 MHz.

Electron: Từ $2,49 \cdot 10^9$ Hz đến $2,50 \cdot 10^9$ Hz.

$$\text{Hướng dẫn: Tham khảo ví dụ 6.4. } f = \frac{c}{2L} \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E + mc^2} \right)^2}.$$

6.15. 5530 GeV.

CHƯƠNG 7

7.1. 250 lần và 76 lần.

7.2. 31,7% và 4,55%.

7.3. 6 xung/phút và 27,8 phút.

7.4. $N = 6N_0$.

Hướng dẫn. Gọi N_0 và N là số đếm tổng khi không có photon và khi có photon. Sai số tương đối của hai phép đo này là $\eta_0 = \frac{\sqrt{N_0}}{N_0}$ và

$$\eta = \frac{\sqrt{N + N_{ph}}}{N - N_{ph}}. \text{ Do điều kiện của bài toán } N_{ph} = N - N_{ph} \text{ nên } \eta = \sqrt{\frac{6}{N}} \text{ và từ}$$

điều kiện $\eta = \eta_0$ ta được $N = 6N_0$.

7.5. 0,01% và 10%.

$$7.6. N = \frac{n}{1 - \tau n} - \frac{n_{ph}}{1 - \tau n_{ph}} = 568 \text{ hạt/s.}$$

$$7.7. N = \frac{n}{1 - (\tau_1 + \tau_2) n} = 6,1 \cdot 10^6 \text{ hạt/s.}$$

$$7.8. \Delta n = 2\tau n_1 n_2.$$

$$7.9. N = \sqrt{\frac{\Delta n}{2\tau\eta^2}} = 4 \cdot 10^5 \text{ hạt/s.}$$

$$7.10. t = \frac{\Delta n + 4\tau n_{ph}^2}{\eta^2 \Delta n^2} = 20 \text{ s.}$$

CÁC HẰNG SỐ VẬT LÝ CƠ BẢN

Vận tốc ánh sáng trong chân không	$c = 3.10^8 \text{ m/s}$
Hằng số hấp dẫn vũ trụ	$G = 6,67.10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$
Hằng số Avogadro	$N_A = 6,023.10^{23} \text{ mole}^{-1}$
Hằng số khí lý tưởng	$R = 8,314 \text{ J/mole.K}$
Hằng số Boltzmann	$k_B = 1,3807.10^{-23} \text{ J/K}$
Điện tích cơ bản	$e = 1,6.10^{-19} \text{ C}$
Khối lượng tĩnh của electron	$m_e = 9,11.10^{-31} \text{ kg}$ hay $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$
Khối lượng tĩnh của proton	$m_p = 1,6726.10^{-27} \text{ kg}$ hay $m_p c^2 = 938,28 \text{ MeV}$
Khối lượng tĩnh của neutron	$m_n = 1,67492.10^{-27} \text{ kg}$ hay $m_n c^2 = 939,573 \text{ MeV}$
Hằng số Stefan-Boltzmann	$\sigma = 5,67.10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$
Hằng số Wien	$b = 2,896.10^{-3} \text{ m.K}$
Hằng số Planck	$h = 6,625.10^{-34} \text{ J.s}$ hay $\hbar = 1,0546.10^{-34} \text{ J.s}$
Hằng số Rydberg	$R = \frac{m_e e^4}{4 \pi (4 \pi \epsilon_0)^2 \hbar^3}$ $= 3,27.10^{15} \text{ s}^{-1}$
Bán kính Bohr	$a_0 = \frac{4 \pi \epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2}$ $= 0,529.10^{-10} \text{ m}$
Năng lượng liên kết của electron trong nguyên tử hydrogen	$E_{lk} = Rh = 13,56 \text{ eV}$
Bán kính electron cổ điển	$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82.10^{-15} \text{ m}$
Tiết diện tán xạ Thomson	$\sigma_{\text{Thomson}} = \frac{8}{3} \pi r_e^2$ $= 6,65.10^{-25} \text{ cm}^2$
Hằng số cấu trúc tinh tế	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137,036}$

Magneton Bohr	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 10^{-23} \text{ A.m}^2$
Magneton hạt nhân	$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_p c}$ $= 5,05.10^{-24} \text{ erg/G}$
Momen từ	
Electron	$\mu_e = 1,00116 \mu_B$
Proton	$\mu_p = 2,7928 \mu_0$
Neutron	$\mu_n = -1,913 \mu_0$
Deuteron	$\mu_d = 0,8574 \mu_0$
Hệ số từ hồi chuyển	
Electron	$g_e = 2,0022$
Proton	$g_p = 5,5855$
Neutron	$g_n = -3,8263$
Deuteron	$g_d = 0,8574$
Đơn vị khối lượng nguyên tử	$u = 1,660.10^{-27} \text{ kg}$ hay $931,50 \text{ MeV}$
Hằng số điện	$\epsilon_0 = 8,86.10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$ $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ $= 9.10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$
Hằng số từ	$\mu_0 = 4\pi.10^{-7} \text{ H/m}$

CÁC TÍNH CHẤT CỦA HẠT NHÂN

Z	Hạt nhân	Spin hạt nhân	Độ dư khối lượng hạt nhân M-A, đơn vị u	Độ phổ biến %	Loại phân rã	Thời gian bán rã	Năng lượng E_α và $E_{\beta_{\max}}$
1	n	1/2	0,008665	-	β^-	11,7 phút	0,78
	H	1/2	0,007825	99,985		-	
	H ²	1	0,014102	0,015		-	
2	H ³	1/2	0,0160049	-	β^-	12,3 năm	0,018
	He ³	1/2	0,016030	$3 \cdot 10^{-4}$			
	He ⁴	0	0,002604	≈ 100		-	
3	Li ⁶	1	0,015126	7,52			
	Li ⁷	3/2	0,016005	92,48			
	Li ⁷	3/2	0,016931	-	K	53 ngày	
4	Be ⁸	0	0,005308	-	2 α	10^{-16} giây	0,039
	Be ⁹	3/2	0,012186	100			
	Be ¹⁰	0	0,013535	-	β^-	$2,5 \cdot 10^{-6}$ năm	0,555
5	B ¹⁰	3	0,012939	20			
	B ¹¹	3/2	0,009305	80			
	C ¹¹	3/2	0,011431	-	β^+	20,4 phút	0,97
6	C ¹²	0	0	98,89		-	
	C ¹³	1/2	0,003354	1,11			
	C ¹⁴	0	0,003242	-	β^-	5570 năm	0,155
7	N ¹³	-	0,005739	-	β^+	10 phút	1,2
	N ¹⁴	1	0,003074	99,63			
	N ¹⁵	1/2	0,000108	0,37			
8	O ¹⁵	-	0,003072	-	β^+	2,1 phút	1,68
	O ¹⁶	0	-0,005085	99,76			
	O ¹⁷	5/2	-0,000867	0,037			
9	O ¹⁸	0	-0,000840	0,204			
	F ¹⁸	-	0,000950	-	β^+	1,87 giờ	0,649
	F ¹⁹	1/2	-0,001595	100			
10	F ²⁰	-	-0,000015	-	β^-	12 giây	5,42
	Ne ²⁰	0	-0,007560	90,52			
	Ne ²¹	-	-0,006151	0,26			
	Ne ²²	0	-0,008616	8,82			

Z	Hạt nhân	Spin hạt nhân	Độ dư khối lượng hạt nhân M-A, đơn vị u	Độ phổ biến %	Loại phân rã	Thời gian bán rã	Năng lượng E_{α} và $E_{\beta\max}$
11	Na ²²	3	-0,005565	-	β^+	2,6 năm	0,540
	Na ²³	3/2	-0,010227	100			
	Na ²⁴	4	-0,009033	-	β^-	15 giờ	1,39
12	Mg ²³	-	-0,005865	-	β^+	11 giây	2,95
	Mg ²⁴	0	-0,014956	78,60			
	Mg ²⁵	5/2	-0,014160	10,11			
	Mg ²⁶	0	-0,0117409	11,29			
	Mg ²⁷	1/2	-0,015655	-	β^-	8,5 phút	1,75 & 1,59
	Al ²⁶	-	-0,013100	-	β^+	6,7 giây	3,20
13	Al ²⁷	5/2	-0,018465	100			
	Al ²⁸	3	-0,018092	-	β^-	2,3 phút	2,86
	Si ²⁸	0	-0,023073	92,27			
14	Si ²⁹	1/2	-0,023509	4,68			
	Si ³⁰	0	-0,026239	3,05			
	Si ³¹	-	-0,024651	-	β^-	2,65 giờ	1,47
15	P ³⁰	-	-0,021680	-	β^+	2,5 phút	3,24
	P ³¹	1/2	-0,026237	100			
	P ³²	-	-0,026092	-	β^-	14,3 ngày	1,71
16	S ³²	0	-0,027926	95,02			
	S ³³	3/2	-0,028540	0,75			
	S ³⁴	0	-0,032136	4,21			
17	S ³⁵	3/2	-0,030966	-	β^-	87 ngày	0,167
	Cl ³⁵	3/2	-0,031146	75,4			
	Cl ³⁶	2	-0,031688	-	β^-, K	31.10 ⁵ năm	0,714
18	Cl ³⁷	3/2	-0,034104	24,6			
	Ar ³⁶	0	-0,032452	0,34			
	Ar ³⁷	3/2	-0,033228	-	K	32 ngày	
19	Ar ³⁹	-	-0,035679	-	β^-	265 năm	0,565
	Ar ⁴⁰	0	0,037616	99,60			
	K ³⁹	3/2	-0,036286	93,08			
24	K ⁴²	2	-0,037583	-	β^-	1,52 giờ	3,55 & 1,99
	Cr ⁵¹	7/2	-0,055214	-	K	28 ngày	
	Mn ⁵⁵	5/2	-0,061946	100			
27	Co ⁵⁸	2	-0,064246	-	K, β^+	72 ngày	0,47
	Co ⁵⁹	7/2	-0,066811	100			
	Co ⁶⁰	4	-0,066194	-		5,2 năm	0,31
29	Cu ⁶³	3/2	-0,070406	69,1			
	Cu ⁶⁵	3/2	-0,072214	30,9			

Z	Hạt nhân	Spin hạt nhân	Độ dư khối lượng hạt nhân M-A, đơn vị u	Độ phổ biến %	Loại phân rã	Thời gian bán rã	Năng lượng E_{α} và $E_{\beta\max}$
30	Zn ⁶⁵	5/2	-0,070766	-	K, β^+ β^-	2,45 ngày	0,325
35	Br ⁸²	6	-0,083198	-		36 giờ	0,456
38	Sr ⁸⁸	0	-0,09436	82,56			
	Sr ⁸⁹	5/2	-0,09257	-		51 ngày	1,46
	Sr ⁸⁹	0	-0,09223	-		28 năm	0,535
39	Y ⁹⁰	2	-0,09282	-	β^-	64 giờ	2,24
47	Ag ¹⁰⁷	1/2	-0,09303	51,35			
53	I ¹²⁷	5/2	-0,09565	100			
	I ¹²⁸	1	-0,09418	-	β^- , K	25 phút	2,12 & 1,67
79	Au ¹⁹⁷	3/2	-0,03354	100			
	Au ¹⁹⁸	2	-0,03176	-		2,7 ngày	0,96
81	Tl ²⁰⁴	-	-0,02611	-	β^-	4,1 năm	0,77
82	Pb ²⁰⁶	0	-0,02554	23,6			
	Pb ²⁰⁷	1/2	-0,02410	22,6			
	Pb ²⁰⁸	0	-0,02336	52,3			
83	Bi ²⁰⁹	9/2	-0,01958	100			
	Bi ²¹⁰	4	-0,01589	-	α	$2,6 \cdot 10^6$ năm	4,97
84	Po ²¹⁰	-	-0,01713	-	α	138 ngày	5,3
86	Rn ²²²	-	-0,01753	-	α	3,8 ngày	5,49
88	Ra ²²⁶	0	0,02536	-	α	1620 năm	4,78 & 4,59
90	Th ²³²	0	0,03821	100	α	$1,4 \cdot 10^{10}$ năm	4,00 & 3,98
	Th ²³³	-	0,04143	-	β^-	22 phút	1,23
92	U ²³⁴	0	0,04090	0,006	α	$2,5 \cdot 10^5$ năm	4,76 & 4,72
	U ²³⁵	7/2	0,04383	0,71	α	$7,1 \cdot 10^8$ năm	4,2 & 4,58
	U ²³⁶	0	0,04573	-	α	$2,4 \cdot 10^7$ năm	4,45 & 4,50
	U ²³⁸	0	0,05076	99,28	α	$4,5 \cdot 10^9$ năm	4,13 & 4,18
	U ²³⁹	-	0,05432	-	β^-	23,5 phút	1,21
94	Pu ²³⁸	-	0,04952	-	α	89,6 năm	5,50 & 5,45
	Pu ²³⁹	1/2	0,05216	-	α	$2,4 \cdot 10^4$ năm	5,15 & 5,10

TIẾT DIỆN NEUTRON

Nguyên tố	Đồng vị	Hàm lượng khối trong hỗn hợp tự nhiên các đồng vị, %	Thời gian bán rã của đồng vị tạo thành	Tiết diện, barn		
				Hấp thụ σ_{α}	Kích hoạt σ_{act}	Tán xạ $\langle\sigma_s\rangle$
H	H ³	0,015	12,3 năm	$5 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^{-4}$	7
Li	-	-	-	71	-	1,4
	Li ⁶	7,52	-	945 (n α)	$2,8 \cdot 10^{-2}$	-
	Li ⁷	92,48	0,85 giây	-	$3,3 \cdot 10^{-2}$	-
Be	Be ⁹	100	$2,7 \cdot 10^6$ năm	10^{-2}	$9 \cdot 10^{-4}$	7
B	-	-	-	755	-	4
	B ¹⁰	20	-	-	0,5	-
	B ¹¹	80	0,03 giây	3813 (n α)	$5 \cdot 10^{-2}$	-
C	-	-	-	$3,8 \cdot 10^{-3}$	-	4,8
	C ¹²	98,89	-	-	$3,3 \cdot 10^{-3}$	-
	C ¹³	1,11	5570 năm	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$	-
O	-	-	-	$2 \cdot 10^{-4}$	-	4,2
F	F ¹⁹	100	11 giây	$< 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-3}$	3,9
Na	Na ²³	100	15 giờ	0,53	0,53	4
Al	Al ²⁷	100	2,3 phút	0,23	0,21	1,4
V	-	-	-	4,98	-	5
	V ⁵⁰	0,24	-	250	-	-
	V ⁵¹	99,76	3,76 phút	-	4,5	-
Cu	-	-	-	3,77	-	7,2
	Cu ⁶³	69,1	12,8 giờ	4,5	4,5	-
	Cu ⁶⁵	30,9	5,15 phút	2,2	1,8	-
Ag	-	-	-	63	-	6
Cd	-	-	-	2540	-	7
	Cd ¹¹³	12,26	-	20000	-	-
In	-	-	-	196	-	2,2
	In ¹¹⁵	99,77	54,2 phút	-	155	-
I	I ¹²⁷	100	25 phút	622	$5,6 \cdot 10^{-1}$	3,6
Au	Au ¹⁹⁷	100	2,7 ngày	98,8	96	9,3
U	-	-	-	7,68	-	8,3
	U ²³⁸	99,28	23,5 phút	2,75	2,74	11,2

Chú thích: σ_{α} và σ_{act} là các tiết diện đối với neutron nhiệt (2200 m/s); $\langle\sigma_s\rangle$ là tiết diện trung bình đối với các khoảng năng lượng đủ rộng.

HỆ SỐ SUY GIẢM VÀ HỆ SỐ HẤP THỤ CỦA BỨC XẠ GAMMA

Năng lượng, MeV	Nhôm		Chì		Nước		Không khí	
	$\frac{\mu}{\rho}$	$\frac{\tau}{\rho}$	$\frac{\mu}{\rho}$	$\frac{\tau}{\rho}$	$\frac{\mu}{\rho}$	$\frac{\tau}{\rho}$	$\frac{\mu}{\rho}$	$\frac{\tau}{\rho}$
0,1	0,169	0,0371	5,46	2,16	0,171	0,0253	0,155	0,0233
0,2	0,122	0,0275	0,942	0,586	0,137	0,0299	0,123	0,0269
0,4	0,0927	0,0287	0,220	0,136	0,106	0,0328	0,0953	0,0295
0,6	0,0779	0,0286	0,119	0,0684	0,0896	0,0329	0,0804	0,0295
0,8	0,0683	0,0278	0,0866	0,0477	0,0786	0,0321	0,0706	0,0288
1,0	0,0614	0,0269	0,0703	0,0384	0,0706	0,0310	0,0635	0,0276
1,5	0,0500	0,0246	0,0550	0,0280	0,0590	0,0283	0,0515	0,0254
2,0	0,0431	0,0227	0,0463	0,0248	0,0493	0,0260	0,0445	0,0236
3,0	0,0360	0,0201	0,0410	0,0238	0,0390	0,0227	0,0360	0,0211
4,0	0,0310	0,0188	0,0421	0,0253	0,0339	0,0204	0,0307	0,0193
6,0	0,0264	0,0174	0,0436	0,0287	0,0275	0,0178	0,0250	0,0173
8,0	0,0241	0,0169	0,0458	0,0310	0,0240	0,0163	0,0220	0,0163
10,0	0,229	0,0167	0,0489	0,328	0,0219	0,0154	0,0202	0,0156

Chú thích: $\frac{\mu}{\rho}$ và $\frac{\tau}{\rho}$ là hệ số suy giảm khối đối với chùm tia hẹp và hệ số hấp thụ khối, đơn vị cm^2/g .

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. K. N. Mukhin. *Experimental Nuclear Physics, Volume 1: Physics of Atomic Nucleus*. Moscow, Mir Publishers, 1987.
2. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. *Ядерная физика*. Москва, Наука, 1980.
3. Samuel S. M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 2nd Edition, 1998.
4. Lương Duyên Bình (Chủ biên), Ngô Phú An, Lê Băng Sương, Nguyễn Hữu Tăng. *Vật lý đại cương – Tập 3, Phần 1: Quang học, Vật lý nguyên tử và hạt nhân*. Nhà xuất bản Giáo dục, 2002.
5. В. Е. Левин. *Ядерная физика и ядерные реакторы*. Москва, Атомиздат, 1969.
6. Л. С. Горн, Б. И. Хазанов. *Избирательные радиометры*. Москва, Атомиздат, 1975.
7. Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 3rd Edition, 2000.
8. И. Е. Иродов. *Сборник задач по атомной и ядерной физике*. Москва, Энергоатомиздат, 1984.
9. Mario F. Triola. *Elementary statistics*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 5th Edition, 1992.
10. Canberra Reference 2. *Low Level Gamma Spectroscopy*.

GS.TS. NGÔ QUANG HUY
Người nhận xét :
GS.TS TRẦN ĐỨC THIỆP
PGS.TS PHẠM QUỐC HÙNG

Cơ Sở

VẬT LÝ HẠT NHÂN

<i>Chịu trách nhiệm xuất bản</i>	: GS.TS.TÔ DĂNG HẢI
<i>Biên tập</i>	: TRINH QUANG TRUNG ĐOÀN THANH ĐIỀN
<i>Sửa bài</i>	: ĐOÀN THANH ĐIỀN NGÔ QUANG HUY
<i>Vẽ bìa</i>	: MINH QUANG

NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT
70 Trần Hưng Đạo, Hà Nội
CHI NHÁNH NHÀ XUẤT BẢN KHOA HỌC VÀ KỸ THUẬT
28 Đồng Khởi và 12 Hồ Huân Nghiệp, Q.1 – TP.Hồ Chí Minh
ĐT : 8225062 – 8290228 - 8296628

Mã số : 530.4 136 - 2006/CXB/538-06/KHKT
KHKT - 2006

In 1.000 cuốn, khổ 16 x 24 cm, tại Công ty Cổ Phần In Tổng Hợp Liksin.
Số 187/4 Kinh Dương Vương, Q.6, TP.HCM. Giấy phép xuất bản số 136-
2006/CXB/538-06/KHKT cấp ngày 8/03/2006. Số in 0295/HĐ/2006. In
xong và nộp lưu chiểu tháng 12 năm 2006.

CƠ SỞ VẬT LÝ HẠT NHÂN

- Tác giả là nhà nghiên cứu về lĩnh vực vật lý hạt nhân có nhiều năm kinh nghiệm trong công tác thực nghiệm và giảng dạy đại học.
- “Cơ sở vật lý hạt nhân” là một quyển sách được viết khá cô đọng, súc tích, dễ hiểu và mạch lạc về các kiến thức cơ bản của vật lý hạt nhân thực nghiệm năng lượng thấp và trung bình.
- Nội dung cuốn sách gồm các đặc trưng và tính chất cơ bản của hạt nhân, các mẫu hạt nhân, phản ứng hạt nhân, phân rã phóng xạ, sự truyền bức xạ qua vật chất, các nguồn bức xạ, các phương pháp ghi đo bức xạ và các phương pháp xử lý số liệu thực nghiệm.
- Quyển sách này rất hữu ích cho sinh viên, học viên cao học, nghiên cứu sinh và cán bộ khoa học thuộc lĩnh vực vật lý hạt nhân và các lĩnh vực vật lý khác.

2 0 6 0 4 5



8 9 3 5 0 4 8 1 9 6 0 4 6 2

Giá : 58.00