

www.mientayvn.com

Dịch tiếng anh chuyên ngành khoa học tự nhiên và kỹ thuật.

Dịch các bài giảng trong chương trình học liệu mở của học viện MIT, Yale.

Tìm và dịch tài liệu phục vụ cho sinh viên làm seminar, luận văn.

Tại sao mọi thứ đều miễn phí và chuyên nghiệp ???

Trao i tr c tuy n t i:

www.mientayvn.com/chat_box_li.html

TRƯỜNG ĐẠI HỌC ĐÀ LẠT



GIÁO TRÌNH

VẬT LÝ HẠT NHÂN

NGUYỄN HỮU THẮNG

2002

MỤC LỤC

MỤC LỤC.....	2
CHƯƠNG I: CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN CỦA HẠT NHÂN BỀN.....	4
I CẤU TẠO HẠT NHÂN.....	4
II. ĐIỆN TÍCH HẠT NHÂN.....	5
III KHỐI LƯỢNG HẠT NHÂN.....	8
1. Khối lượng và năng lượng.....	8
2. Khối phổ kế.....	9
IV. NĂNG LƯỢNG LIÊN KẾT CỦA HẠT NHÂN.....	11
V. KÍCH THƯỚC HẠT NHÂN.....	17
1 Phương pháp so sánh năng lượng liên kết hạt nhân gương.....	18
2. Phương pháp nhiễu xạ electron nhanh lên hạt nhân.....	19
VI. SPIN HẠT NHÂN.....	20
VII. MOMEN TỪ CỦA HẠT NHÂN.....	22
VIII. MOMEN TỪ CỰC ĐIỆN CỦA HẠT NHÂN.....	25
IX. LỰC HẠT NHÂN.....	27
CHƯƠNG II: PHÂN RÃ PHÓNG XẠ.....	29
I Các đặc trưng cơ bản của hiện tượng phóng xạ.....	29
1. Phương trình cơ bản của hiện tượng phóng xạ.....	29
2. Độ phóng xạ.....	30
3. Phương pháp xác định hằng số phân rã λ bằng thực nghiệm.....	31
II PHÂN RÃ ANPHA.....	32
III PHÂN RÃ BETA.....	45
1 Các loại phân rã beta.....	45
2. Các đặc điểm trong phân rã beta.....	48
a. Phổ beta.....	48
b. Phổ beta và sự tồn tại neutrino.....	49
3 Cơ sở lý thuyết của phân rã beta.....	53
a. Tìm phân bố theo năng lượng:.....	53
b. Số hiệu chính Coulomb.....	56
4. Hằng số phân rã beta λ_β	58
IV. Dịch chuyển GAMMA.....	60
1. Mở đầu.....	60
2. Xét chuyển dời bức xạ GAMMA.....	61
3 Hiện tượng biến hoán trong.....	63
V. PHÓNG XẠ TỰ NHIÊN.....	66
CHƯƠNG III PHẢN ỨNG HẠT NHÂN.....	69
I PHÂN LOẠI PHẢN ỨNG HẠT NHÂN.....	69
II CÁC ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN.....	70
1. Định luật bảo toàn điện tích và số nuclon.....	70

2. Định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng	70
3. Giảm đồ xung lượng của phản ứng hạt nhân.....	74
4. Định luật bảo toàn momen động lượng.....	81
5. Định luật bảo toàn chấn lẻ	82
6: Định luật bảo toàn spin đồng vị.....	83
III. TIẾT DIỆN HIỆU DỤNG CỦA PHẢN ỨNG HẠT NHÂN	85
IV. PHẢN ỨNG PHÂN HẠCH HẠT NHÂN	87
1. Lịch sử phát minh và các tính chất cơ bản của phản ứng phân hạch.....	87
2. Lý thuyết cơ bản của hiện tượng phân hạch	88
3. Khả năng sử dụng năng lượng phân hạch(năng lượng nguyên tử)	94
4. Cấu tạo và nguyên tắc làm việc của lò phản ứng	96
V PHẢN ỨNG NHIỆT HẠCH	99
CHƯƠNG IV MẪU VỎ HẠT NHÂN	102
I. NHỮNG CƠ SỞ THỰC NGHIỆM CỦA MẪU VỎ HẠT NHÂN	103
II. LÝ THUYẾT MẪU VỎ.....	104
PHỤ LỤC	111
I. GIÁ TRỊ CỦA VÀI HẰNG SỐ CƠ BẢN.....	111
II GIÁ TRỊ CỦA VÀI BIỂU THỨC THƯỜNG DÙNG.....	111
III. KHỐI LƯỢNG CỦA MỘT SỐ HẠT SƠ CẤP	111
TÀI LIỆU THAM KHẢO.....	121

CHƯƠNG I: CÁC ĐẶC TRƯNG CƠ BẢN CỦA HẠT NHÂN BỀN

I CẤU TẠO HẠT NHÂN

Hạt nhân được cấu tạo từ các hạt cơ bản proton và neutron. Khối lượng của proton và neutron lớn gấp hơn 1.800 lần khối lượng của electron m_e : Khối lượng của electron ($m_e = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{g}$), khối lượng của proton $m_p = 1836,15 m_e = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{g}$; khối lượng của neutron $m_n = 1838,69 m_e = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{g}$. Nếu lấy đơn vị khối lượng nguyên tử (atomic mass units) kí hiệu amu.

Theo định nghĩa, một đơn vị khối lượng nguyên tử có giá trị bằng một phần mười hai khối lượng của nguyên tử carbon C^{12}

$$1 \text{ amu} = 1,660567 \cdot 10^{-24} \text{g} = 931,502 \text{ MeV}; (1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{J})$$

$$\text{Khối lượng của proton : } m_p = 1,007276 \text{ amu}$$

$$\text{Khối lượng của neutron } m_n = 1,008665 \text{ amu}$$

Proton mang điện tích dương, có độ lớn bằng điện tích của electron. Neutron có điện tích bằng không.

$$|e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$$

Spin của proton và neutron bằng $1/2\hbar$ cả hai hạt đều tuân theo thống kê Fermi-Dirac, do đó thỏa mãn nguyên lí loại trừ Pauli.

$$\text{Momen từ spin của proton : } \mu_{sp} = 2,792763 \mu_0$$

$$\text{Momen từ spin của neutron : } \mu_{sn} = -1,91348 \mu_0$$

$$\text{Trong đó } \mu_0 \text{ là đơn vị momen từ có giá trị } \mu_0 = e\hbar/2m_p c. = \mu_B/1836$$

$$\text{với } \mu_B = e\hbar/2m_e c \text{ gọi là magneton Bo là đơn vị đo momen từ nguyên tử}$$

$$\mu_0 \text{ gọi là magneton nhân.}$$

Ta thấy mặc dù neutron có điện tích bằng không, nhưng có momen từ khác không điều này chứng tỏ neutron có cấu trúc bên trong phức tạp.

Proton và neutron tương tác với nhau qua lực hạt nhân, lực này không phân biệt điện tích, khối lượng của proton và neutron xấp xỉ nhau, spin của chúng giống nhau vì vậy trong vật lý hạt nhân, proton và neutron thực chất là hai trạng thái của một hạt gọi chung là nuclon. Chúng có thể biến đổi qua lại lẫn nhau trong điều kiện nhất định.

Các biến đổi tương hỗ giữa neutron và proton.

a) Neutron biến đổi thành proton :

Do khối lượng của neutron lớn hơn khối lượng của proton (xấp xỉ 0,14%) vì vậy ở trạng thái tự do neutron phân rã thành proton với chu kì bán rã $T_{1/2} = 11,7$ phút.



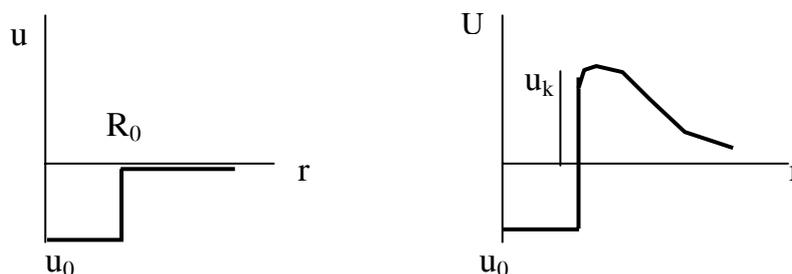
b) Proton biến đổi thành neutron:

Proton là hạt bên, tuy nhiên bên trong hạt nhân phóng xạ beta, proton có thể biến đổi thành neutron:



Hiệu khối lượng các hạt ở hai vế được bù trừ bằng năng lượng hạt nhân truyền cho proton.

Neutron và proton tương tác với nhau qua lực hạt nhân không có bản chất điện, nó liên quan đến sự trao đổi meson. Nếu mô tả sự phụ thuộc thế năng tương tác giữa hai nuclon năng lượng nhỏ và khoảng cách r giữa chúng, thì sự phụ thuộc đó có dạng như sau:



Hình (a): đối với cặp n. -n. hay n. -p. Hình (b) : đối với cặp p. -p.

Hình vẽ chứng tỏ rằng khi proton và neutron (hoặc neutron và neutron) ở khoảng cách xa nhau $r \gg R_0$; (R_0 là bán kính tác dụng của lực hạt nhân) thì thế năng tương tác bằng không. Khi $r \leq R_0$ thì lực hút giữa các nuclon có tác dụng tạo thành hệ liên kết là hạt nhân. Độ sâu giếng thế khoảng 30MeV, còn R_0 cỡ 10^{-13} cm. Nói đúng hơn thì lực hạt nhân vẫn tồn tại ở $r \geq R_0$ nhưng rất yếu.

Trong trường hợp đối với hai proton tương tác nhau có dạng khác. Ở khoảng cách $r > R_0$ thì không có lực hạt nhân, nhưng thế năng trong trường lực coulomb giữa các proton lại tăng khi r giảm. Trong hạt nhân ở khoảng cách $r < R_0$ lực đẩy coulomb chỉ là một số hiệu chính nhỏ cho lực hạt nhân và có thể bỏ qua. Nếu kể cả hai loại lực đó thì thế năng tổng cộng là một hàm liên tục $U(r)$ với cực đại đặc trưng gọi là *rào thế coulomb* U_k . Muốn lực hạt nhân có tác dụng thì các hạt phải vượt qua rào thế đó. Thí dụ phản ứng nhiệt hạch năng lượng cung cấp phải thật lớn.

II. ĐIỆN TÍCH HẠT NHÂN

Do nguyên tử trung hòa về điện tích, nên tổng số proton trong hạt nhân bằng số electron ngoài vỏ nguyên tử và bằng số Z gọi là *nguyên tử số*. Tổng số các nuclon (Số proton và neutron) trong hạt nhân ký hiệu là A được gọi là *số khối*. Số Z và số A xác định hoàn toàn cấu tạo của một hạt nhân

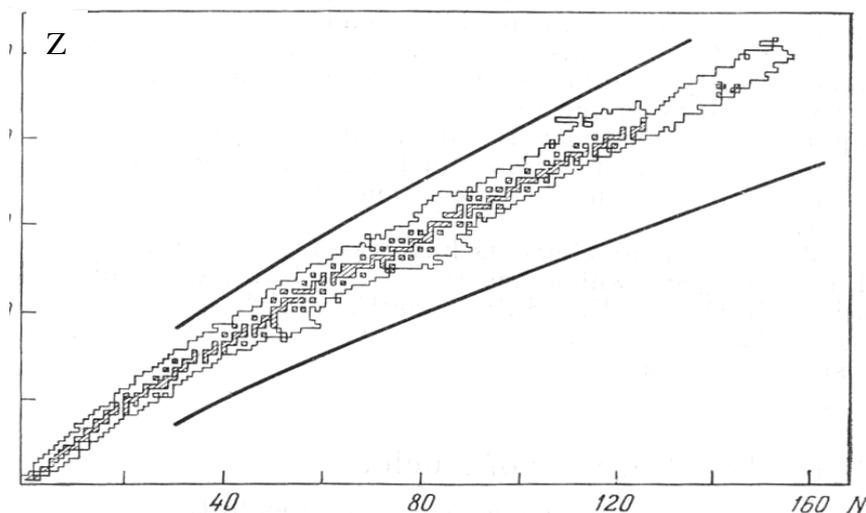
$$A = Z + N.$$

Người ta thường ký hiệu một hạt nhân dưới dạng ${}_Z X^A$; với X là tên hoá học của nguyên tố tương ứng với nguyên tử số Z . Ví dụ ${}_4 Be^9$ là kí hiệu của nguyên tố

Berilium có 4 proton và 5 neutron. Vì tên hoá học phụ thuộc vào số Z, do đó đôi khi để đơn giản người ta không cần ghi số Z, ví dụ Be^9 là đủ nghĩa.

Các hạt nhân có cùng số Z nhưng khác số A (nghĩa là khác số neutron) chúng được gọi là các *hạt nhân đồng vị*. Ví dụ các hạt nhân ${}_{92}\text{U}^{238}$ và ${}_{92}\text{U}^{235}$ là những hạt nhân đồng vị của Uranium. Các hạt nhân có cùng số A nhưng khác số Z gọi là các *đồng khối*. Số nguyên tử Z bằng điện tích của hạt nhân nếu lấy điện tích của electron làm đơn vị. Sự liên hệ giữa số neutron và số proton đối với các hạt nhân bền đã được biết được biểu thị qua giản đồ thực nghiệm dưới đây.

Đường biểu diễn mô tả sự phân bố các hạt nhân bền theo số proton và neutron



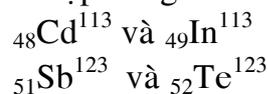
Các hạt nhân nằm trên đường biểu diễn tạo thành một đường gọi là đường bền trên giản đồ. Sau đây là các tính chất thu được từ thực nghiệm của số A và Z đối với các hạt nhân bền.

a. Các hạt nhân có số Z thay đổi từ 1 cho đến 114 đã được phát hiện. Các hạt nhân không có mặt trong tự nhiên có số Z lần lượt bằng: $Z=43$ (techneti), 61 (prometi); và $Z \geq 84$.

b. Các hạt nhân với số A biến thiên từ 1 đến 277 đã được phát hiện. Không có các hạt nhân bền với số $A=5, 8$ và $A \geq 210$.

c. Các tính chất của hạt nhân phụ thuộc mạnh vào các số Z và N là chẵn hay lẻ. Các hạt nhân chẵn - chẵn (số Z chẵn và số N chẵn) là rất bền vững. Ngược lại các hạt nhân lẻ - lẻ (số Z lẻ và số N lẻ) là kém bền vững. Trừ bốn hạt nhân tồn tại trong tự nhiên như những trường hợp ngoại lệ là: ${}_{1}\text{D}^2$; ${}_{3}\text{Li}^6$; ${}_{5}\text{B}^{10}$; và ${}_{7}\text{N}^{14}$.

d. Các đồng khối bền thường gặp dưới dạng từng cặp có số Z khác nhau hai đơn vị. Hiện nay đã biết hơn 60 cặp đồng khối bền. Nhưng chỉ có hai cặp:



là những đồng khối có số A lẻ và Z khác nhau một đơn vị. Các đồng khối còn lại có A và Z chẵn.

Các phương pháp xác định điện tích hạt nhân

1) Phương pháp xác định điện tích hạt nhân của Moseley:

Phương pháp này dựa vào phổ Roentgen đặc trưng của nguyên tử khi bị chiếu xạ bởi electron hay tia X từ ngoài làm bứt các electron ở lớp sâu bên trong. Khi các electron ở các lớp ngoài dịch chuyển về vị trí của các electron đã bị bứt ra, sẽ phát tia Roentgen đặc trưng. Tần số ν của bức xạ Roentgen đặc trưng phụ thuộc vào điện tích Z của hạt nhân theo biểu thức:

$$(\nu)^{1/2} = CZ - B \tag{1.2.1}$$

với C và B là hai hằng số cho mỗi dãy bức xạ cho trước, không phụ thuộc vào nguyên tố. Cụ thể, theo Moseley đối với vạch K_α :

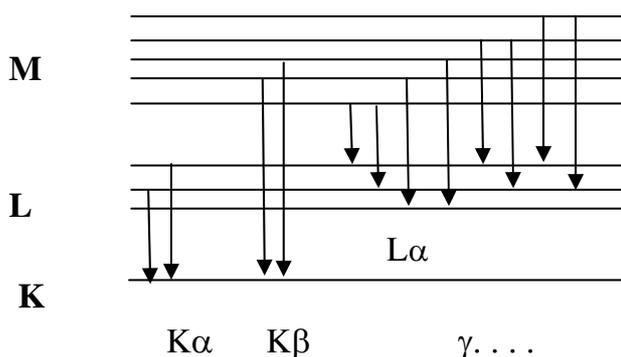
$$\nu_{K\alpha} = R(Z-1)^2 [1/1^2 - 1/n^2] \quad ; n. = 2, 3, \dots$$

với dãy L : $\nu_L = R(Z - \sigma_L)^2 [1/2^2 - 1/n^2] \quad ; n. = 3, 4, \dots$

với dãy M: $\nu_M = R(Z - \sigma_M)^2 [1/3^2 - 1/n^2] \quad ; n. = 4, 5, \dots$

R là hằng số Rydberg = $109676, 576 \text{ cm}^{-1}$

σ là hằng số che chắn ít phụ thuộc Z ; $\sigma_K \approx 1$; $\sigma_L \approx 8$.



Sơ đồ các mức năng lượng nguyên tử và các dịch chuyển giữa chúng

2. Phương pháp xác định điện tích của Chadwich:

Năm 1920 Chadwich trực tiếp xác định điện tích Z bằng cách nghiên cứu sự tán xạ của hạt anpha trên lá kim loại mỏng với số Z biết trước. Sơ đồ thí nghiệm được mô tả như hình vẽ sau.

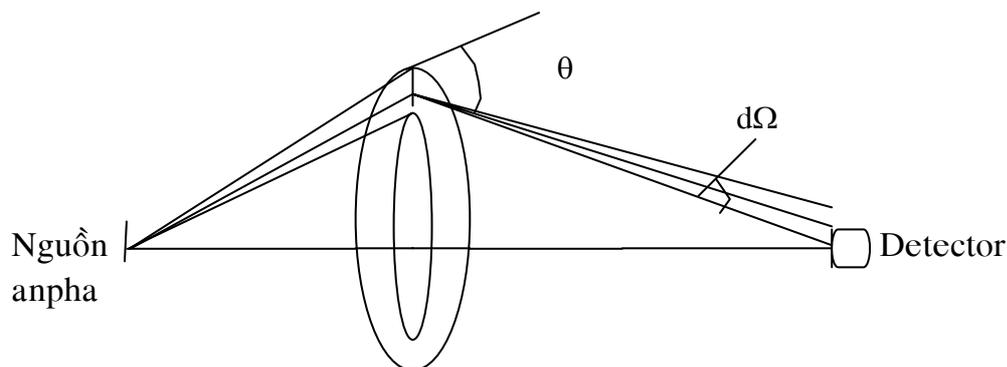
Theo Rutherford, số hạt anpha ghi được ở detector sẽ là:

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{zZe^2}{2Mv^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \tag{1.2.2}$$

Trong đó : dN Số hạt anpha tán xạ trong góc khối $d\Omega$ ghi bởi detector

N số hạt anpha (diện tích này thẳng góc với chùm hạt anpha tới)/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)

- n : Mật độ hạt nhân của lá kim loại(/ cm^2)
- Ze : điện tích của hạt nhân
- M_α, v_α : khối lượng và vận tốc của anpha
- Z : điện tích của hạt anpha
- θ : góc lệch của anpha.



Sơ đồ thí nghiệm tán xạ anpha lên lá kim loại mỏng

Nếu so sánh số hạt anpha tới với số hạt anpha tán xạ trong góc $d\Omega$, là dN thì tỉ số dN/N sẽ là một hàm của điện tích hạt nhân Z (vận tốc anpha và góc θ không đổi).

Chadwich đã thực hiện thí nghiệm, bia tán xạ là một lá kim loại mỏng có dạng hình vành khăn đặt cách một nguồn phóng xạ anpha. Detector nhấp nháy đặt trên trục của hình vành khăn. Khi đặt một tấm chắn hấp thụ bên trong hình vành khăn, lúc này chỉ ghi được dN , khi không có vật chắn, detector ghi được N . Các giá trị của M và θ được xác định bằng thực nghiệm, qua đó Chadwich đã xác định được số Z của một số nguyên tố kim loại.

III KHỐI LƯỢNG HẠT NHÂN

1. Khối lượng và năng lượng

Theo Einstein, khối lượng và năng lượng có mối liên hệ: $E = mc^2$

Khi năng lượng thay đổi một lượng ΔE tương ứng khối lượng thay đổi $\Delta m = \Delta E/c^2$. một vật đứng yên có khối lượng m_0 tương ứng với năng lượng nghỉ m_0c^2 . Khi vật chuyển động với vận tốc và động năng E_d thì năng lượng toàn phần của vật chuyển động sẽ lớn hơn năng lượng nghỉ một giá trị bằng động năng của nó.

$$E = m_0c^2 + E_d \tag{1.3.1}$$

Do đó, khi vật chuyển động khối lượng của vật tăng lên một lượng $\Delta m = E_d/c^2$.

Theo lí thuyết tương đối thì khối lượng tương đối tính m của vật phụ thuộc vào vận tốc có dạng sau:

$$m = m_0 + \frac{E_d}{c^2} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1.3.2)$$

$\beta=v/c$. do đó,

$$E = m_0c^2 + E_d = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = mc^2 \quad (1.3.3)$$

thành thử động năng của vật có thể biểu thị theo:

$$E_d = E - m_0c^2 = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (1.3.4)$$

khi $v \ll c \rightarrow \beta \ll 1 \rightarrow E_d = m_0v^2/2$

Theo công thức trên ta có:

$$\begin{aligned} E^2 &= m^2c^4 = \frac{m_0^2c^4}{1-\beta^2} = \frac{m_0^2c^4 + m_0^2\beta^2c^4 - m_0^2\beta^2c^4}{1-\beta^2} \\ &= \frac{m_0^2c^4(1-\beta^2) + m_0^2c^4\beta^2}{1-\beta^2} = m_0^2c^4 + p^2c^2 \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

$$p = mv = \frac{m_0v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0v \frac{c}{c}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1.3.6)$$

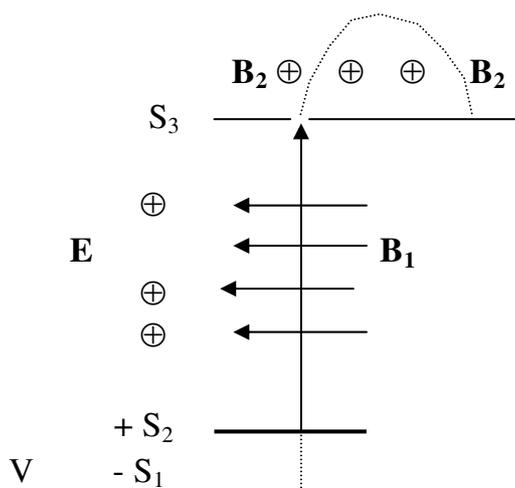
$$E = \sqrt{m_0^2c^4 + p^2c^2} \quad (1.3.7)$$

Trong mọi quá trình tương tác hạt nhân, năng lượng luôn luôn được bảo toàn.

Để đo khối lượng hạt nhân người ta dùng khối phổ kế.

2. Khối phổ kế

Khối phổ kế là một thiết bị mà ngoài việc xác định khối lượng hạt nhân còn có thể tách các đồng vị cũng như xác định thành phần đồng vị của một nguyên tố. Ta biết rằng khối lượng hạt nhân bằng hiệu số của khối lượng nguyên tử đối với khối lượng của các electron (với độ chính xác đến năng lượng liên kết của các electron). Khối phổ kế có nhiều dạng khác nhau tùy theo mục đích và độ chính xác, tuy nhiên về nguyên tắc chúng có những bộ phận chính như sau:



Các ion xuất phát từ nguồn đi qua S_1 được tăng tốc qua một hiệu điện thế V . Sau khi thoát ra khe S_2 các ion đi vào vùng lựa chọn vận tốc. Chỉ những ion nào di chuyển với vận tốc đúng bằng E/B_1 là có thể đi qua khe S_3 trong đó E là một điện trường đều; B_1 là một từ trường đều (thẳng góc với mặt phẳng tờ giấy và có chiều như hình vẽ) giới hạn trong vùng lựa chọn vận tốc. Những ion đi qua được khe S_3 sẽ đi vào vùng từ trường đều B_2 , chúng sẽ đổi hướng, chuyển động trên một quỹ đạo tròn bán kính r . Theo lí thuyết điện từ, trong vùng lựa chọn vận tốc, muốn các ion chuyển động thẳng, ta phải có:

$$qE = qvB_1 \Rightarrow v = E/B_1 \quad (1.3.7)$$

Trong vùng từ trường đều B_2 , lực từ tác dụng vào hạt có quỹ đạo tròn thì:

$$qvB_2 = mv^2/r \Rightarrow mv = qB_2r \quad (1.3.8)$$

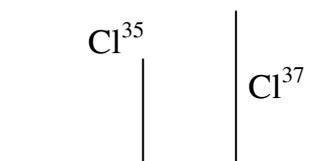
kết hợp hai phương trình trên ta có:

$$m/q = (B_2r)/v \quad (1.3.9)$$

trong đó $v = E/B_1$. Ta có thể tính trực tiếp tỉ số m/q của khối lượng trên điện tích bằng phương trình trên, nếu biết điện tích của ion, ta có thể tính được khối lượng tương ứng của chúng. Khối lượng m tỉ lệ thuận với bán kính r . Đo được trực tiếp khối lượng của ion ta có thể tính được khối lượng nguyên tử trung hoà. Phổ khối lượng của các ion sẽ được ghi lại khi các ion có khối lượng khác nhau rơi vào một bộ phận ghi nhận, ta thu được một phổ kế khối lượng. Ngược lại, nếu ta thu tập các ion vào một máy dò đặt sau S_3 một khoảng cố định $2r$ thì đường biểu diễn của dòng điện do các ion sinh ra theo từ trường B_2 sẽ tạo thành phổ khối lượng.

Có nhiều loại phổ kế khối lượng khác nhau. Năm 1912, J. J. Thomson là người đầu tiên tạo ra phổ kế khối lượng. Trong phổ kế này, Điện trường và từ trường cùng tác dụng trên một phương ở vùng có các ion đi qua. Dùng phổ kế khối lượng này, Thomson nhận thấy bất cứ một nguyên tố hóa học nào cũng đều gồm bởi những nguyên tử có nhiều trị số khối lượng nguyên tử gián đoạn. Những

nguyên tử này có cùng bậc số nguyên tử Z vì thế không thể phân biệt được về phương diện hoá học nhưng lại khác nhau về trị số của khối lượng nguyên tử, chúng là những đồng vị. Ví dụ, nguyên tố Clor (Cl) có khối lượng nguyên tử hoá học trong thiên nhiên là 35, 457amu. Phép đo bằng phổ kế khối lượng cho thấy rằng có hai đồng vị với khối lượng nguyên tử là: 34,980 amu và 36,978 amu. Hai đồng vị Cl^{35} và Cl^{37} với độ giàu tương đối là 5,53 và 24,47 phần trăm theo thứ tự có khối lượng nguyên tử gần bằng hai số nguyên 35 và 37. Hình dưới đây trình bày phổ khối lượng của Clor bằng phổ kế khối lượng.



IV. NĂNG LƯỢNG LIÊN KẾT CỦA HẠT NHÂN

Thực nghiệm cho thấy rằng đối với các hạt nhân bền, thì khối lượng hạt nhân luôn luôn nhỏ hơn tổng khối lượng của các nuclon tạo thành nó. Độ chênh lệch khối lượng đó gọi là độ hụt khối:

$$\Delta M = [Zm_p + (A-Z)m_n - M(A, Z)] \quad (1.4.1)$$

liên hệ với công thức Einstein, độ hụt khối ΔM tương ứng với một năng lượng gọi là năng lượng liên kết của hạt nhân, ký hiệu E_b .

$$E_b = \Delta M c^2$$

$$E_b = \{Zm_p + (A-Z)m_n - M(A, Z)\}c^2 \quad (1.4.2)$$

biểu thức (1.4.2) là năng lượng liên kết của hạt nhân có ý nghĩa là năng lượng cần thiết để tách hạt nhân ra từng nuclon riêng rẽ.

Một hạt nhân A, Z muốn tách một proton ra khỏi hạt nhân thì năng lượng cần thiết phải đưa vào hạt nhân là :

$$E_b(p) = [m_p + M(A-1; Z-1) - M(A, Z)]c^2 \quad (1.4.3)$$

Tương tự năng lượng cần thiết để tách một neutron ra khỏi hạt nhân là:

$$E_b(n) = [m_n + M(A-1; Z) - M(A, Z)]c^2 \quad (1.4.4)$$

Một hạt nhân A, Z có thể xem là bao gồm hai hạt nhân con A_1, Z_1 và A_2, Z_2

$$\text{Với : } A_1 + A_2 = A \quad (1.4.5)$$

$$Z_1 + Z_2 = Z$$

Ta có năng lượng liên kết của hai hạt nhân con M_1 và M_2 trong hạt nhân $M(A, Z)$ là :

$$E_b(M_1, M_2) = [M_1(A_1, Z_1) + M_2(A_2, Z_2) - M(A, Z)]c^2 \quad (1.4.6)$$

Khối lượng của proton : $m_p = 1,007276\text{amu}$

Khối lượng của neutron $m_n = 1,008665 \text{amu}$

Ví dụ: hạt nhân ${}_8\text{O}^{16}$ năng lượng liên kết theo công thức (1.4.1) ta có :

$$E_b(\text{O}^{16}) = [8 \times 1,007276 + 8 \times 1,008665 - 16,0000]931,502 \approx 118,80 \text{ MeV}$$

Theo trên, muốn phá vỡ hạt nhân ${}_8\text{O}^{16}$ ra thành từng nuclon riêng rẽ, cần phải cung cấp một năng lượng 118,80MeV. Trong lúc đó, muốn tách một proton ra khỏi hạt nhân ${}_8\text{O}^{16}$ thì năng lượng cần thiết, theo công thức (1.4.3) ta có:

$$E_b(p, {}_7\text{N}^{15}) = [m_p + M(A=15, Z=7) - M(A, Z)]c^2$$

Hạt nhân ${}_7\text{N}^{15}$ có khối lượng 15,004902amu. do đó:

$$E_b(p, {}_7\text{N}^{15}) = [1,007276 + 15,004902 - 16,0000]931,02 \approx 11,34 \text{ MeV}$$

Năng lượng liên kết của neutron trong hạt nhân O^{16} được tính theo công thức (1.4.4).

$$E_b(n, \text{O}^{15}) = [m_n + M(A=15, Z=8) - M(A, Z)]c^2$$

trong đó hạt nhân ${}_8\text{O}^{15}$ có khối lượng 15,0078amu, do đó:

$$E_b(n, \text{O}^{15}) = [1,008665 + 15,0078 - 16,0000]931,502 \approx 15,33 \text{ MeV}.$$

Trong hạt nhân ${}_{92}\text{U}^{238}$, ta có thể xem gồm hai hạt nhân con ${}_2\text{He}^4$ và ${}_{90}\text{Th}^{234}$, ta hãy tính năng lượng cần thiết để tách hạt alpha ra khỏi hạt nhân U^{238} .

Khối lượng của $\text{U}^{238} = 238,13232 \text{amu}$; $\text{He}^4 = 4,001523 \text{amu}$; $\text{Th}^{234} = 234,12394 \text{amu}$. theo công thức (1.4.6) ta có:

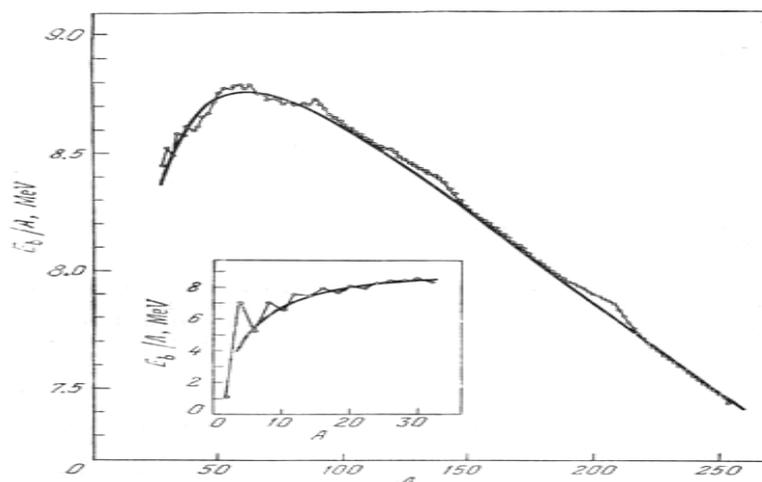
$$E_b(\alpha, \text{Th}^{234}) = [4,001523 + 234,12394 - 238,13232]931,502 \approx -6,39 \text{ MeV}$$

Ta nhận thấy năng lượng liên kết trong trường hợp này có giá trị âm, tức là hạt nhân U^{238} không bền, mà phóng xạ alpha.

Việc nghiên cứu năng lượng liên kết của hạt nhân cho ta nhiều thông tin về tính chất bền vững của hạt nhân, tính phóng xạ và kiểm chứng lý thuyết của các mẫu hạt nhân.

Để đặc trưng cho độ bền vững của hạt nhân người ta đưa ra đại lượng năng lượng liên kết trung bình của hạt nhân được định nghĩa là năng lượng liên kết trung bình tính cho mỗi nuclon trong hạt nhân kí hiệu ε ;

$$\varepsilon = E_b/A \quad (1.4.7)$$



Nghiên cứu giá trị năng lượng liên kết trung bình của các hạt nhân bền trong tự nhiên, qua số liệu thực nghiệm người ta xây dựng đường cong biểu diễn sự phụ thuộc của ϵ theo số khối A có dạng như sau:

Đường biểu diễn sự phụ thuộc năng lượng liên kết trung bình theo số khối A

Trong vùng hạt nhân nhẹ ϵ tăng nhanh theo số khối A, sau đó trong vùng hạt nhân trung bình $20 < A < 50$, khi số khối A tăng, năng lượng liên kết trung bình ϵ hầu như không đổi, khi A tiếp tục tăng, trong vùng hạt nhân nặng giá trị ϵ giảm chậm. Đường biểu diễn có một cực đại tại giá trị $\epsilon \approx 8,8 \text{ MeV}$ tại $A \approx 56$. Từ đường cong thực nghiệm của sự phụ thuộc năng lượng liên kết vào số khối Z ta thấy hạt nhân càng nặng càng khó bền vững.

Việc xác định chính xác năng lượng liên kết của hạt nhân có vai trò quan trọng trong lĩnh vực nghiên cứu, thông thường đo khối lượng của hạt nhân thông qua các máy khối phổ kế. Tuy nhiên dựa vào các công thức xây dựng từ lý thuyết người ta cũng có thể thu được giá trị của năng lượng liên kết hạt nhân khá chính xác.

Công thức bán thực nghiệm của Weizsacker

Thực nghiệm cho thấy tương tác của các nuclon trong hạt nhân có tính chất bão hoà, nghĩa là nuclon chỉ tương tác một số nuclon giới hạn chung quanh nó mà không tương tác với toàn bộ các nuclon có mặt trong hạt nhân. Ngoài ra, nếu xem hạt nhân có dạng hình cầu, nhiều số liệu thực nghiệm cho thấy bán kính hạt nhân tỉ lệ với căn bậc ba số khối A của hạt nhân :

$$R = r_0 A^{1/3} \quad ; \quad r_0 \text{ là một hằng số } r_0 \approx 10^{-13} \text{ cm}$$

Mật độ khối của hạt nhân:

$$\rho = A/V = A/(4/3\pi R^3) \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3 \quad (1.4.8)$$

Mật độ khối của hạt nhân rất lớn. Điều đó có thể xem hạt nhân có hình ảnh như một giọt chất lỏng, hình cầu, mang điện dương và không chịu nén. Dựa

vào mẫu giọt này, Weizsacker Đã đưa ra công thức bán thực nghiệm về năng lượng liên kết như sau:

$$E_b = a_1A - a_2A^{2/3} - a_3Z^2A^{-1/3} - a_4(A/2-Z)^2/A \pm \delta(A, Z) \quad (1.4.9)$$

trong đó các hằng số a_1, a_2, a_3, a_4 được cho bởi thực nghiệm

$$a_1=15,75\text{MeV}$$

$$a_3=0,710\text{Mev}$$

$$a_2=17,8\text{MeV}$$

$$a_4=23,7\text{MeV}$$

$\delta(A, Z) = \pm 34 \cdot A^{-3/4} \text{ MeV}$; biểu thức lấy dấu cộng nếu là hạt nhân (chẵn-chẵn), dấu trừ nếu là hạt nhân (lẻ-lẻ).

Giải thích các số hạng trong công thức (1.4.9)

* Số hạng thứ nhất : a_1A

Ta biết rằng năng lượng liên kết phụ thuộc vào số nuclon trong hạt nhân, số nuclon càng nhiều thì năng lượng liên kết càng lớn. Nhưng do tương tác giữa các nuclon có tính chất bão hoà, trong vùng hạt nhân trung bình năng lượng liên kết trung bình tính cho mỗi nuclon chỉ cỡ 8MeV/nuclon. Giống như giọt chất lỏng, năng lượng liên kết giữa các phân tử tỉ lệ với thể tích của giọt chất lỏng. Vì vậy số hạng a_1A còn được gọi là năng lượng thể tích.

* Số hạng thứ hai : $a_2A^{2/3}$

Các phân tử bên trên mặt ngoài của giọt chất lỏng chỉ tương tác với các phân tử ở phía trong làm giảm năng lượng tương tác thể tích. Tương tự như vậy, diện tích mặt ngoài của hạt nhân càng lớn, năng lượng liên kết càng giảm, diện tích mặt ngoài lại tỉ lệ với bình phương bán kính, ($R=r_0A^{1/3}$) do đó cần phải đưa vào số hiệu chỉnh bề mặt hạt nhân $a_2A^{2/3}$

* Số hạng thứ 3: $a_3Z^2A^{-1/3}$

Hạt nhân càng nặng số proton càng nhiều, do đó lực đẩy tĩnh điện hay năng lượng Coulomb càng làm giảm năng lượng liên kết của hạt nhân. Mỗi proton tương tác với $(Z-1)$ proton còn lại, nghĩa là phụ thuộc vào $Z(Z-1)/R \sim Z^2/R$, do đó số hạng hiệu chỉnh cho năng lượng Coulomb sẽ là $a_3Z^2A^{-1/3}$

* Số hạng thứ tư: $a_4(A/2-Z)^2/A$

Thực nghiệm chứng tỏ rằng đối với các hạt nhân nhẹ và trung bình, các hạt nhân có số proton $Z=A/2$, nghĩa là số proton bằng số neutron thì chúng rất bền vững, tính chất này được mô tả qua nguyên lý loại trừ Pauli, và lực tương tác giữa proton và neutron lớn hơn lực tương tác giữa hai hạt cùng loại số hạng này được gọi là năng lượng đối xứng, tỉ lệ với $(A/2-Z)^2$. Nhưng với hạt nhân nặng tính chất đối xứng này không còn có ảnh hưởng lớn đến tính bền vững của hạt nhân. Do đó cần phải đưa vào số hiệu chỉnh năng lượng đối xứng:

$$a_4(A/2-Z)^2/A$$

*Số hạng thứ năm $\delta(A, Z)$: thực nghiệm cho thấy rằng, các hạt nhân chẵn- chẵn có năng lượng liên kết lớn, các hạt nhân lẻ - lẻ năng lượng liên kết yếu, chúng kém bền vững. Vì vậy cần phải đưa vào công thức số hạng hiệu chỉnh $\delta(A, Z)$.

$\delta(A, Z) > 0$ đối với hạt nhân chẵn- chẵn ; $\delta(A, Z) < 0$ đối với hạt nhân lẻ-lẻ
 $\delta(A, Z) = 0$ đối với các hạt nhân chẵn-lẻ hoặc lẻ-chẵn.

* Cách tính a_3 : Giả thiết điện tích Ze phân bố đều trong hạt nhân hình cầu, bán kính R . Năng lượng coulomb do sự đẩy nhau của Z proton trong hạt nhân:

$$(a_3 Z^2) / A^{1/3} = [(3/5)(Ze)^2] / R \quad \text{với } R = r_0 A^{1/3}$$

suy ra: $a_3 = (3/5)e^2 / r_0$

* Cách tính a_4 : Lấy đạo hàm

$$\left. \frac{\partial M}{\partial Z} \right|_{A=const} = 0$$

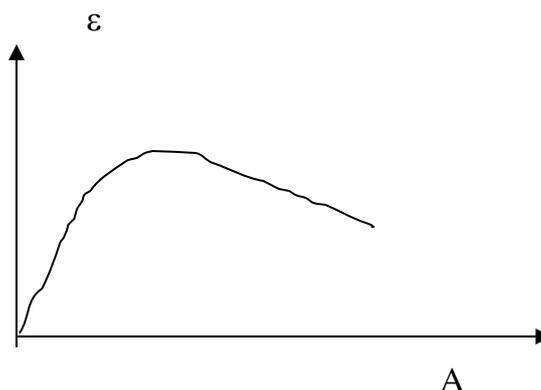
Với $M(A, Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - E_b/c^2$.

Ứng dụng công thức Weizsacker

Công thức Weizsacker cho phép ta tính khối lượng hạt nhân tương đối chính xác so với thực nghiệm, ví dụ:

Hạt nhân	Theo công thức	Thực nghiệm
${}_{24}\text{Cr}^{52}$	51, 956	51, 959
${}_{42}\text{Mo}^{98}$	97, 942	97, 949
${}_{92}\text{U}^{238}$	238, 12	238, 12

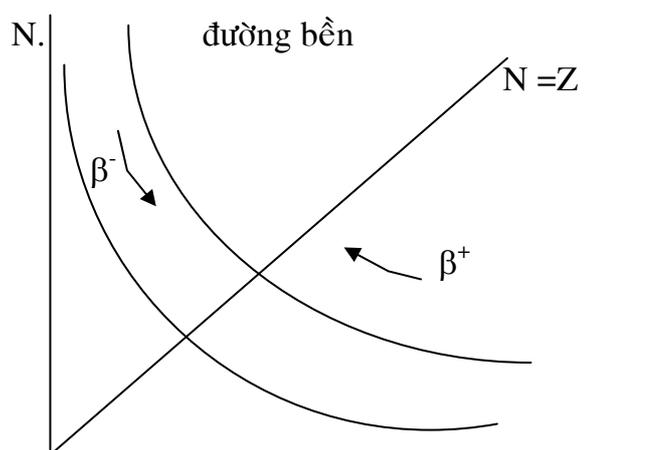
- Công thức Weizsacker cho phép giải thích được dạng tổng quát của đường cong $\epsilon=f(A)$.



Ở phía trái, các hạt nhân nhẹ, khi A giảm, thể tích V giảm nhanh hơn diện tích mặt ngoài, do đó hiệu ứng bề mặt tăng làm giảm năng lượng liên kết.

Khi A lớn, lực đẩy coulomb tăng (Z^2 : bậc hai) trong lúc năng lượng thể tích tăng tỉ lệ bậc nhất với A làm giảm năng lượng liên kết, nếu A lớn đến một mức nào đó, lực đẩy coulomb tăng, hạt nhân sẽ không bền vững và kết quả về phía trái ϵ giảm.

Ta thấy năng lượng liên kết có thể xem là hàm của A và Z : $E_b = f(A, Z)$ hay $E_b = f(Z, N)$. Nếu bỏ qua số hạng $\delta(A, Z)$ và coi số proton Z, neutron N. Tăng một cách liên tục thì E_b sẽ ứng với các mặt mô tả nhờ các đường *đẳng năng*. Mặt đẳng năng tạo thành một *thung lũng* mà dọc theo thung lũng đó, sắp xếp các hạt nhân bền nhất. Xem hình vẽ dưới đây.



- Các hạt nhân nằm trên sườn gần trục N, dư thừa neutron vì vậy có khuynh hướng phân rã β^- để tiến về đáy thung lũng.
- Các hạt nhân nằm trên sườn gần trục Z, dư thừa proton vì vậy có khuynh hướng phân rã β^+ để tạo hạt nhân bền gần đáy thung lũng.
- Các hạt nhân nhẹ nhất nằm gần mặt phẳng $N = Z$
- Khi Z tăng thì đáy thung lũng uốn cong, đáy tiến gần trục Neutron, sự uốn cong đó tương ứng với sự tăng dần "nồng độ" các neutron trong hạt nhân khi tăng số khối lượng.
- Các hạt nhân nằm dọc theo một mặt phẳng $Z + N = A = \text{const}$ là các hạt nhân đồng khối, năng lượng liên kết E_b phụ thuộc số Z. theo dạng $f(Z^2)$ vì vậy được mô tả bởi một đường cong parabol:

Với $A = \text{const}$. (các hạt nhân đồng khối)

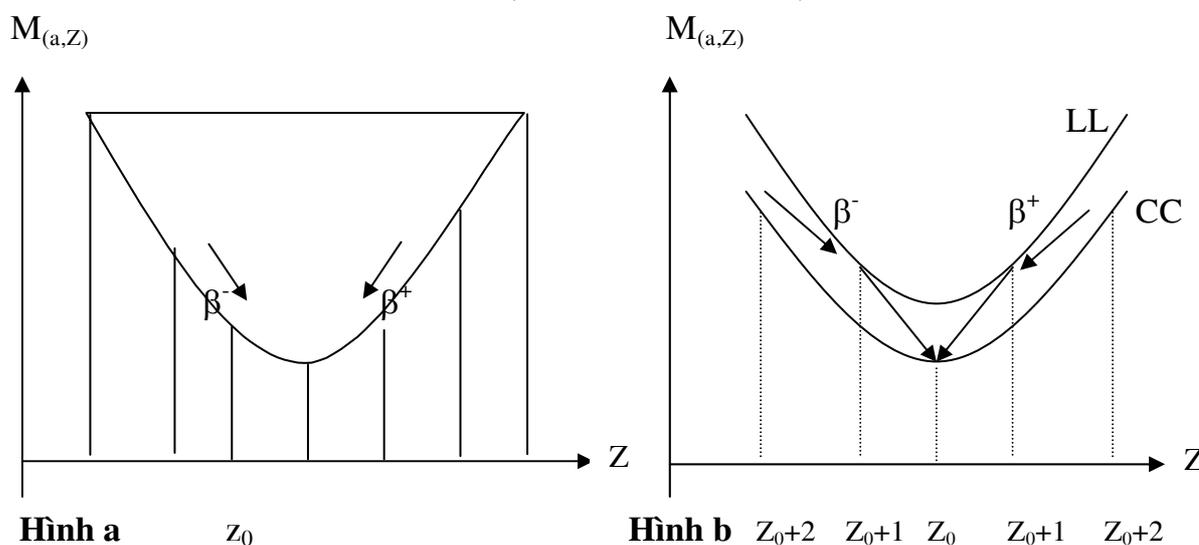
$$E_b = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} \pm \delta(A, Z)$$

* Với các đồng khối có A lẻ: ($\delta(A, Z) = 0$)

Mọi hạt nhân đồng khối đều nằm trên một parabol.

Ta thấy các hạt nhân ở bên nhánh trái phân rã β^- để tiến về hạt nhân bền nằm ở cực tiểu năng lượng (lưu ý không trùng với cực tiểu của parabol). Các hạt nhân ở nhánh phải phân rã β^+ và tiến gần về cực tiểu năng lượng. Hạt nhân bền vững nhất có khối lượng cực tiểu, giá trị Z_0 tương ứng có thể tìm được bằng đạo hàm: $(\partial M / \partial Z)_{A = \text{const}} = 0$ ta thu được giá trị của Z_0

$$Z_0 = A / (1,98 + 0,015A^{2/3}) \quad (1.4.10)$$



Công thức này khá phù hợp với thực nghiệm, giá trị thực không vượt quá $\Delta Z=1$. Do đó nếu A lẻ hàm $M(Z)$ là đơn trị, ứng với mỗi giá trị của A có một giá trị Z_0 ứng với hạt nhân bền (hình vẽ a).

* Đối với hạt nhân có số A chẵn: $(\delta(A, Z) \neq 0)$

Các hạt nhân chẵn- chẵn nằm trên một parabol, các hạt nhân lẻ- lẻ nằm trên một parabol cao hơn parabol của hạt nhân chẵn- chẵn.

Các hạt nhân thuộc parabol trên, ứng với năng lượng liên kết nhỏ hơn, điều đó phản ánh tình hình là các hạt nhân lẻ- lẻ kém bền vững hơn so với các hạt nhân chẵn- chẵn. Mặt khác thực nghiệm cho thấy các hạt nhân lẻ- lẻ kém bền, thường phân rã β để trở thành hạt nhân chẵn- chẵn, do đó $M(A, Z)$ không đơn trị, Parabol trên ứng với Z lẻ, parabol dưới ứng với Z chẵn.

Theo hình vẽ b, các hạt nhân kê nhau cùng trên một parabol khác nhau hai đơn vị về Z , nên đối với hạt nhân Chẵn-Chẵn có thể có vài đồng khối bền, nguyên nhân là về mặt năng lượng không thể có sự chuyển dời của hạt nhân có $Z_0 + 2$ hay $Z_0 - 2$ sang $Z_0 + 1$ hay $Z_0 - 1$ cũng không thể có xác suất phân rã kép β (nếu có thì rất nhỏ) để chuyển trực tiếp từ $Z_0 + 2$ hay $Z_0 - 2$ sang Z_0 .

Tóm lại, đối với mỗi hạt nhân nằm trên parabol có Z lẻ lại có một hạt nhân có khối lượng nhỏ hơn, nhưng điện tích khác nhau một đơn vị nằm ở parabol dưới, mà mọi hạt nhân lẻ lẻ đều không bền ngoại trừ bốn hạt $H^2, Li^6, B^{10}, N^{14}$.

V. KÍCH THƯỚC HẠT NHÂN

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

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$$

Do đó bề mặt hạt nhân bị *nhòe*, khó xác định được ranh giới chính xác kích thước hạt nhân. Có nhiều phương pháp xác định kích thước hạt nhân và cùng đạt được độ lớn như nhau, chỉ sai khác về hệ số. Ta hãy xét vài trường hợp.

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

Trong các hạt nhân đồng khối nhẹ, có những cặp hạt nhân mà số proton của hạt nhân này bằng số neutron của hạt nhân kia, ta gọi đó là các hạt nhân gương. Ví dụ:

${}_1\text{H}^3$ và ${}_2\text{He}^3$; ${}_3\text{Li}^7$ và ${}_4\text{Be}^7$; ${}_5\text{B}^{11}$ và ${}_6\text{C}^{11}$ là những hạt nhân gương

Người ta đã tìm được gần 40 hạt nhân gương. Năng lượng liên kết của các hạt nhân gương khác nhau, năng lượng liên kết của hạt nhân có nhiều proton hơn phải nhỏ hơn năng lượng liên kết của hạt nhân có nhiều neutron hơn, ví dụ:

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

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

Giả thiết lực hạt nhân không có bản chất điện. Tính chất không phụ thuộc nuclon có tính điện hay không có thể giải thích sự giảm của năng lượng liên kết là do lực đẩy coulomb giữa các proton và hiệu năng lượng liên kết bằng năng lượng tĩnh điện E_c của Z proton .

$$\Delta E(A,Z) - \Delta E(A,Z+1) = E_c \quad (1.5.1)$$

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

gọi ρ là mật độ điện tích của hạt nhân do proton gây ra thì:

$$\rho = e/V = e / (4/3\pi R^3) \quad (1.5.2)$$

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

$$\rho 4\pi\xi^2 d\xi = (e/V) 4\pi\xi^2 d\xi \quad (1.5.3)$$

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

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e}{Vr} \right) 4\pi\xi^2 d\xi \quad (1.5.4)$$

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

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{V} 4\pi\xi d\xi \quad (1.5.5)$$

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

$$U(r) = \frac{e}{V\epsilon_0} \left\{ \int_0^r \frac{\xi^2 d\xi}{r} + \int_r^R \xi d\xi \right\} = \frac{e}{2\epsilon_0 V} \left(R^2 - \frac{1}{3}r^2 \right) \quad (1.5.6)$$

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

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

$$E_c = \frac{Ze^R}{V} \int_0^R U(r) 4\pi r^2 dr = \frac{6 Ze^2}{5 R} \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \quad (1.5.7)$$

Theo thực nghiệm, năng lượng liên kết của các hạt nhân gương theo (1.5.1) ta tính được bán kính hạt nhân gương:

$$\Delta E(A,Z) - \Delta E(A,Z+1) = (6Ze^2/5R)(1/4\pi\epsilon_0) \quad (1.5.8)$$

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

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1.5.9)$$

với $r_0 = 1,465 \cdot 10^{-13}$ cm.

2. Phương pháp nhiễu xạ electron nhanh lên hạt nhân

Xuất phát từ quan điểm: nếu electron có bước sóng vào cỡ kích thước hạt nhân, thì khi tán xạ đàn hồi của electron lên hạt nhân phải có hiện tượng nhiễu xạ. Có thể giải thích hiện tượng nhiễu xạ nếu giả thiết electron tán xạ trên quả cầu tích điện đều bán kính R, giá trị R để lý thuyết và thực nghiệm phù hợp nhau là bán kính hạt nhân, đúng hơn là bán kính điện của hạt nhân.

Muốn thế electron phải có năng lượng tương ứng với $\lambda = 10^{-12}$ cm. Khi đạt tốc độ tương đối tính thì $p = E_d / c$;

$$\lambda = h/p = hc/E_d \approx (6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}) / (1,6 \cdot 10^{-6} E_d) \approx 10^{-10} / E_d$$

với $\lambda = 10^{-12}$ cm thì $E_d \approx 100$ MeV

Như vậy electron phải có động năng cỡ 100 MeV thì có thể quan sát được hiện tượng nhiễu xạ. Bằng phương pháp này người ta đã xác định bán kính của nhiều hạt nhân kể cả bán kính proton.

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

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

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

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

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \text{Exp}\left(\frac{r - C_0}{a}\right)} \quad (1.5.10)$$

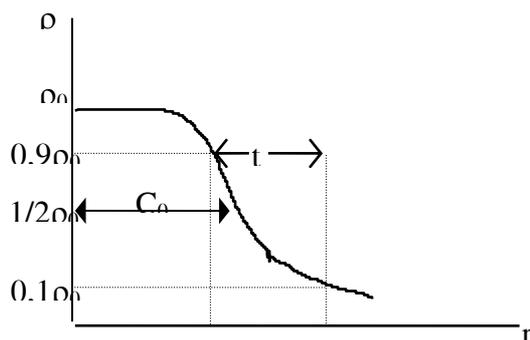
C_0 : khoảng cách tới tâm mà ρ giảm đi một nửa

a : đặc trưng cho độ giảm mật độ điện tích khi ra xa tâm hạt nhân.

Mật độ $\rho(0) = \rho_0$ nếu $C_0 \gg a$.

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

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



Phân bố mật độ điện tích trong hạt nhân

Ngoài các phương pháp trên, còn có thể kể đến phương pháp tán xạ neutron nhanh lên hạt nhân. Neutron nhanh, tiết diện tán xạ tỉ lệ với bán kính $\sigma \approx 2\pi R^2$ do đó, nếu xác định được tiết diện tương tác, ta có thể thu được bán kính hạt nhân. Với phương pháp này công thức thực nghiệm $R = r_0 A^{1/3}$ vẫn nghiệm đúng. Trong đó $r_0 = (1,3 \div 1,4) 10^{-13}$ cm.

VI. SPIN HẠT NHÂN

Momen động lượng toàn phần của hạt nhân gọi là spin hạt nhân, đây là một đặc trưng rất quan trọng của hạt nhân vì ta có thể xem hệ toàn bộ giống như một hạt duy nhất.

Spin hạt nhân gồm momen động lượng quỹ đạo và momen cơ của các nucleon. Theo cơ học lượng tử, momen động lượng quỹ đạo của một hạt được đặc trưng bằng vectơ \vec{l} , với:

$$|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (1.6.1)$$

và momen cơ được đặt trưng bằng $|\vec{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)} \quad s = 1/2 \quad (1.6.2)$

Đối với hạt nhân nhẹ:

Khi tương tác Spin quỹ đạo nhỏ hơn so với tương tác giữa các nucleon với nhau (các nhân nhẹ) thì momen động lượng toàn phần của nhân sẽ là:

$$\vec{J} = \sum_I \vec{l}_I + \sum_I \vec{s}_I \quad (1.6.3)$$

và gọi là liên kết L - S

Vì số lượng tử Spin của nucleon $s = 1/2$ nên nếu hạt nhân có A chẵn thì S có giá trị nguyên, A lẻ S có giá trị bán nguyên.

Còn momen quỹ đạo của hạt nhân $\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots + \vec{l}_A$ trong đó l_i là số lượng tử quỹ đạo của nucleon.

Do đó $|\vec{J}| = \hbar\sqrt{J(J+1)}$, $|L - S| \leq J \leq L + S \quad (1.6.4)$

hay $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$

Đối với hạt nhân nặng:

Tương tác Spin quỹ đạo của mỗi hạt mạnh hơn so với tương tác giữa các nucleon, do đó mỗi nucleon được đặt trưng bằng một momen động toàn phần xác định:

$$\vec{J}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i \quad (1.6.5)$$

$J = \hbar\sqrt{J(J+1)}$ và Spin của hạt nhân sẽ là:

$$\vec{J} = \sum \vec{J}_i, \quad |J_1 - J_2| \leq J \leq J_1 + J_2, \quad \text{Ta gọi là liên kết J-J}$$

Tóm lại Spin của hạt nhân khi có liên kết “J-J” cũng như liên kết cũng như liên kết (L-S) đều có giá trị nguyên khi A chẵn, bán nguyên khi A lẻ. Thực nghiệm chứng tỏ chưa hề có sai phạm quy tắc này, và với hạt nhân bền, A lẻ spin của hạt nhân thực nghiệm cho thấy $J < 9/2$. Với A chẵn thì $J \leq 7$, đặc biệt nếu A : chẵn-chẵn spin = 0.

Thí dụ: Hệ gồm hai nucleon có momen động toàn phần :

$$j_1 = 5/2$$

$$j_2 = 3/2$$

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 \quad ; |J_1 - J_2| \leq J \leq J_1 + J_2 \Leftrightarrow 1 \leq J \leq 4$$

$$\Rightarrow J = 1, 2, 3, 4$$

Hình chiếu momen động (spin) của hạt nhân lên một trục tọa độ (thường xét trên trục Z), đặc trưng bằng số lượng tử m_J .

$$J_z = m_J \hbar \quad ; m_J = J, J-1, J-2, \dots, -J \quad ; \text{có } 2J+1 \text{ giá trị}$$

Hình chiếu cực đại :

$$(J_z)_{\max} = J\hbar \quad ; \quad (m_j)_{\max} = J \quad (1.6.6)$$

J_z và J không đồng thời xác định.

Các kết quả thực nghiệm cho thấy giá trị spin của các hạt nhân bền không vượt quá 9/2. Điều đó chứng tỏ các nuclon tương tác với nhau theo từng cặp và hình thành những lớp như lớp vỏ điện tử mà ta sẽ xét ở các chương sau.

VII. MOMEN TỪ CỦA HẠT NHÂN

Nhờ các máy quang phổ có năng suất phân giải cao, ta có thể tách từng vạch quang phổ rời rạc thành nhiều vạch con, cách nhau từ 0,1 đến 1,2 Angstrom. Ta gọi đó là *cấu trúc siêu tinh tế* của các vạch phổ. Để giải thích hiện tượng này, Pauli nêu lên giả thuyết: Sự tách vạch quang phổ là do tương tác của electron với từ trường của hạt nhân.

Cũng có thể giải thích sự tách vạch đó bằng cách khác, giả thiết rằng điện trường của hạt nhân không phải là điện trường của điện tích không gian, thực chất sự phân bố điện tích trong hạt nhân không đối xứng cầu. Tính bất đối xứng của điện trường là nguyên nhân sinh ra cấu trúc siêu tinh tế. Theo giả thuyết của Pauli, thì hạt nhân có thể có momen lưỡng cực từ tương tác với từ trường do chuyển động của electron trong vỏ điện tử gây ra. Do tương tác đó mà các electron có năng lượng phụ , phụ thuộc vào giá trị momen từ của hạt nhân và sự định hướng của nó so với phương từ trường của vỏ điện tử. Momen từ hạt nhân chỉ có thể định hướng theo một số phương nhất định so với từ trường của điện tử hoá trị.

Vì vậy mà năng lượng tương tác có giá trị gián đoạn, mà số giá trị đó phụ thuộc spin hạt nhân, còn giá trị các khoảng năng lượng giữa hai trạng thái (vạch con) lại phụ thuộc độ lớn của momen từ hạt nhân.

Các nghiên cứu cấu trúc siêu tinh tế của các vạch phổ chứng tỏ rằng momen từ và momen cơ của đa số hạt nhân chẵn - chẵn đều bằng không, còn các hạt nhân có A lẻ đều có momen từ khác không.

Xác định momen từ hạt nhân

Trước hết ta nghiên cứu momen từ của electron. Khi electron chuyển động momen động đặc trưng bởi số lượng tử \vec{l} và momen riêng \vec{s} . Momen từ do chuyển động quỹ đạo là:

$$\vec{\mu}_l = \frac{e}{2m_e c} \vec{M} \quad \text{với} \quad |\vec{M}| = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (1.7.1)$$

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots \Rightarrow |\vec{\mu}_l| = \frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{l(l+1)}$$

còn đối với chuyển động riêng, ta có momen từ :

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_s &= \frac{e}{2m_e c} g \vec{s}, g : \text{là tử số từ quay} \\ |\vec{s}| &= \hbar \sqrt{s(s+1)}; s : \text{số lượng tử spin} = \frac{1}{2} \\ |\vec{\mu}_s| &= \frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{s(s+1)} \end{aligned} \quad (1.7.2)$$

Đặt $\mu_B = e\hbar/2m_e c$: gọi là magneton Bohr . Tổng quát ta có thể viết:

$$\vec{\mu}_l = g_l \vec{l} \quad ; \quad \vec{\mu}_s = g_s \vec{s} \quad (1.7.3)$$

Theo cơ học lượng tử thì ba giá trị hình chiếu của momen động trên các trục tọa độ không thể đồng thời xác định, chỉ xác định đồng thời giá trị modun của nó và một hình chiếu trên phương tách biệt trong không gian.

Hình chiếu có giá trị nguyên(đơn vị \hbar), giá trị cực đại trên phương Z bằng:

$$(M_Z)_{\max} = l\hbar \quad (1.7.4)$$

các giá trị có thể có là: $l\hbar; \hbar(1-1); \hbar(1-2); \dots, -\hbar l$ có $2l+1$ giá trị. Vì $(M_Z)_{\max} \neq |\vec{M}|$ nên chuyển động của vi hạt không bao giờ có momen động lượng xác định trong không gian theo một phương nào đó, mà thường quay quanh một góc. Chỉ khi $(M_Z)_{\max} = |\vec{M}|$, nhưng khi đó các tính chất của vi hạt lại trùng với các tính chất của hạt cổ điển.

* Đối với nuclon:

Tương tự như electron, một cách hình thức ta có thể viết:

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_s &= \frac{e\hbar}{2m_p c} g \vec{s} \text{ hay } \vec{\mu}_s = g_s \vec{s}; g_s = \begin{cases} g_s^P = 5,585 \text{ đối với proton} \\ g_s^N = -3,862 \text{ với neutron} \end{cases} \\ \vec{\mu}_l &= g_l \vec{l}; g_l = \begin{cases} g_l^P = 1; \text{ với proton} \\ g_l^N = 0; \text{ với neutron} \end{cases} \end{aligned} \quad (1.7.5)$$

trong đó ta đã lấy $\mu_0 = e\hbar/2m_p c$: magneton hạt nhân làm đơn vị.

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_s + \vec{\mu}_l = g_s \vec{s} + g_l \vec{l} \quad (1.7.6)$$

* Đối với hạt nhân:

$$\vec{\mu}_{lm} = g_l^P \sum_i^Z \vec{l}_i + g_l^N \sum_i^{A-Z} \vec{l}_i + g_s^P \sum_i^Z \vec{s}_i + g_s^N \sum_i^{A-Z} \vec{s}_i \quad (1.7.7)$$

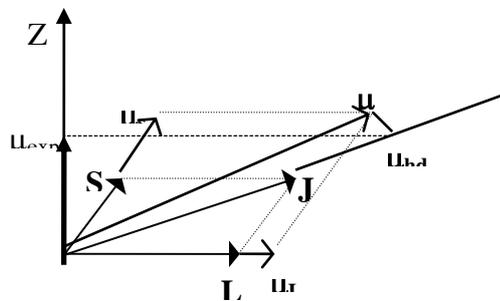
Trong đó số hạng thứ hai triệt tiêu do $g_l^N = 0$

Ta xét trường hợp liên kết L-S:

$$\vec{J} = \sum_i^A \vec{l}_i + \sum_i^A \vec{s}_i = \vec{L} + \vec{S} \tag{1.7.8}$$

Do vectơ μ_l cùng phương với vectơ L và vectơ μ_s cùng phương với vectơ S , cặp vectơ này tỉ lệ với nhau qua hệ số g_l và g_s . Do đó, vectơ μ không cùng phương với vectơ J . Hình chiếu của vectơ μ lên phương của J gọi là momen từ hiệu dụng, kí hiệu μ_{hd} . Vectơ μ_{hd} định hướng lên phương của trục Z là phương của từ trường ngoài có $2J+1$ giá trị theo học lượng tử, hình chiếu cực đại của J lên trục Z : $J_{zmax} = m_{jmax}$. vectơ momen từ hiệu dụng có hình chiếu lên trục Z ở giá trị cực đại, ta gọi đó là giá trị của momen từ của hạt nhân:

$$(\mu_{hd/Z})_{J=m_{j,max}} = \mu \tag{1.7.9}$$

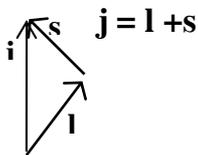


Sơ đồ xác định momen từ hiệu dụng của hạt nhân

Thực nghiệm cho thấy, spin của các hạt nhân chẵn-chẵn ở trạng thái cơ bản bằng không, do đó theo Schmidt, các nuclon trong hạt nhân có cấu tạo thành từng lớp đầy có tính chất gần như lớp vỏ điện tử, electron hoá trị ở vỏ ngoài cùng sẽ quyết định tính chất hoá học của nguyên tử. Một cách tương tự, nuclon lẻ cuối cùng sẽ quyết định giá trị spin và momen từ của hạt nhân. Mẫu hạt nhân như vậy gọi là mẫu *một hạt*, do Schmidt đưa ra để tính giá trị của momen từ hạt nhân.

Xét nuclon lẻ cuối cùng của hạt nhân A lẻ:

Ta có: $\mu = g_l l + g_s s = \mu_l + \mu_s$ theo hình vẽ : $\mu_{hd} = \mu_l \cos(\mathbf{l}, \mathbf{j}) + \mu_s \cos(\mathbf{s}, \mathbf{j})$ (1.7.10)



$$s^2 = j^2 + l^2 - 2jl \cos(\mathbf{l}, \mathbf{j}) \implies \cos(\mathbf{l}, \mathbf{j}) = (j^2 + l^2 - s^2) / 2jl$$

$$l^2 = j^2 + s^2 - 2js \cos(\mathbf{s}, \mathbf{j}) \implies \cos(\mathbf{s}, \mathbf{j}) = (j^2 + s^2 - l^2) / 2js$$

Do đó:

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{hd} &= g_l \bar{l} \frac{j^2 + l^2 - s^2}{2\bar{j}\bar{l}} + g_s \bar{s} \frac{j^2 + s^2 - l^2}{2\bar{j}\bar{s}} \\ \mu_{hd} &= g_l \frac{[j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)]}{2\sqrt{j(j+1)}} + g_s \frac{[j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)]}{2\sqrt{j(j+1)}} \\ \mu_{exp} &= \mu_{nt} \cos(j, z) \cos(j, z) = \frac{j}{\sqrt{j(j+1)}}; \Rightarrow : \\ \mu_{exp} &= g_l \frac{[j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)]}{2(j+1)} + g_s \frac{[j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)]}{2(j+1)}, \end{aligned} \tag{1.7.10}$$

nếu nuclon lẻ cuối cùng là proton : $g_l = 1$

$$\mu_{exp} = \frac{[j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)]}{2(j+1)} + g_s \frac{[j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)]}{2(j+1)},$$

nếu nuclon lẻ cuối cùng là neutron : $g_l = 0$

$$\mu_{exp} = g_s \frac{[j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)]}{2(j+1)} \forall s = 1/2 \Rightarrow l = j \pm \frac{1}{2};$$

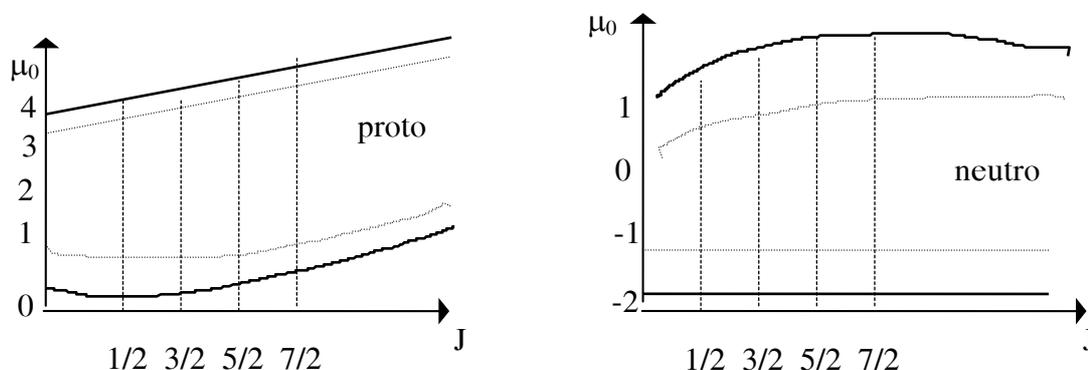
với proton : $*l = j + \frac{1}{2} \Rightarrow \mu_{exp} = \frac{2j^2 + 3j - g_s^p j}{2(j+1)}; g_s^p = 5,585 \Rightarrow \mu_{exp} = \frac{j^2 - 1,293 j}{j+1}$

* $l = j - \frac{1}{2} \Rightarrow \mu_{exp} = j + 2,293$

* $l = j + \frac{1}{2} \Rightarrow \mu_{exp} = \frac{1,913 j}{j+1}$ (1.7.11)

* $l = j - \frac{1}{2} \Rightarrow \mu_{exp} = -1,913$

Từ kết quả của lý thuyết mẫu một hạt, ta hãy so sánh với giá trị momen từ đo được bằng thực nghiệm theo đường biểu diễn dưới đây:



Trên đồ thị, đường liền nét mô tả các kết quả tính từ lý thuyết mẫu một hạt của Schmidt, đường chấm chấm là kết quả thực nghiệm. Ta nhận thấy kết quả thực nghiệm nằm trong giới hạn của đường cong lý thuyết, mặc dù chưa thật trùng hợp nhưng dạng của sự phân bố momen từ của hạt nhân A lẻ khá phù hợp với lý thuyết.

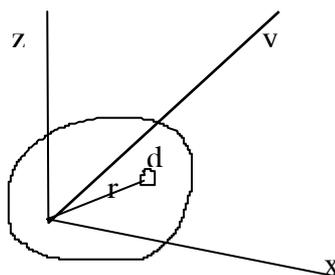
VIII. MOMEN TỪ CỰC ĐIỆN CỦA HẠT NHÂN

Nhiều nghiên cứu thực nghiệm cho thấy hạt nhân có thể biến dạng ra khỏi đối xứng cầu, đặc biệt hạt nhân nặng ngay cả trạng thái cơ bản, hạt nhân có phân

bổ điện tích không gian. Để đặc trưng cho độ lệch ra khỏi dạng đối xứng cầu của hạt nhân, người ta đưa ra đại lượng momen tứ cực điện Q , đặc trưng cho sự tương tác của hạt nhân với gradient điện trường của vỏ nguyên tử. Theo điện từ học, momen tứ cực được xác định bởi:

$$eQ = \int \rho(r)(3z^2 - r^2)dV \quad (1.8.1)$$

Trong đó $\rho(r)$ là mật độ điện tích hạt nhân theo vị trí. Trục z được chọn để thu được giá trị cực đại của Q và dV là vi phân thể tích hạt nhân.



Nếu hạt nhân có đối xứng cầu thì:

$$\int \rho(r)x^2 dV = \int \rho(r)y^2 dV = \int \rho(r)z^2 dV = (1/3) \int \rho(r)r^2 dV \quad (1.8.2)$$

Lúc này $Q=0$, vì vậy Q mô tả độ lệch hạt nhân ra khỏi đối xứng cầu. Nếu $Q > 0$ hạt nhân kéo dài dọc theo trục z . Nếu $Q < 0$ thì hạt nhân bị nén lại theo trục z . Đơn vị của Q là cm^2 thường lấy đơn vị barn = 10^{-24}cm^2 . Ví dụ H^2 có $Q = 0,2 \text{mbarn} = 0,2 \cdot 10^{-27} \text{cm}^2$

Thường giá trị Q đo được bằng thực nghiệm gọi là momen tứ cực ngoại (hay biểu kiến), do Q được xác định bởi hệ quy chiếu phòng thí nghiệm, khác với Q_0 được xác định bởi hệ quy chiếu gắn liền với hạt nhân quay gọi là momen tứ cực nội (hay chân thực). Q liên hệ với Q_0 bởi công thức:

$$Q = \frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.8.3)$$

với K là giá trị của hình chiếu J trên trục z .

Khi $J=K$, ở trạng thái cơ bản của hạt nhân thì :

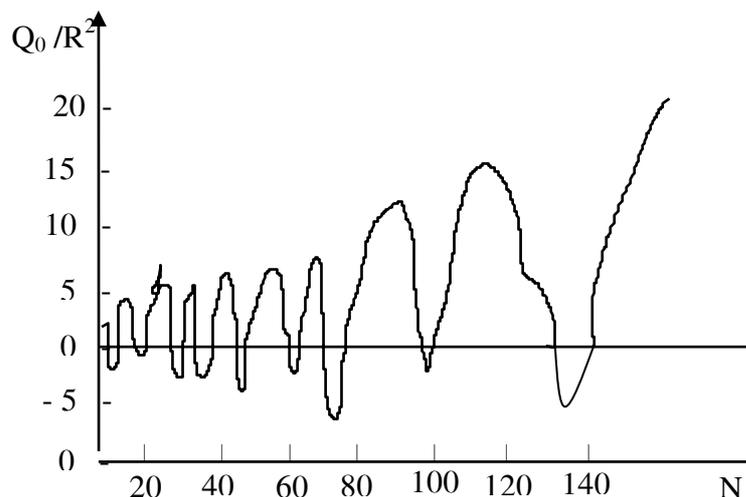
$$Q = \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.8.4)$$

Từ công thức trên ta thấy nếu spin của hạt nhân bằng không, hay bán nguyên, momen tứ cực triệt tiêu ngay cả khi Q_0 khác không, do trục đối xứng của hạt nhân quay. Ta chỉ có thể đo được giá trị của Q bằng thực nghiệm, còn Q_0 là đại lượng mang tính chất lý thuyết, nó đặc trưng cho độ lệch của điện tích proton trong hệ quy chiếu quay cùng hạt nhân. Độ lệch hình học ra khỏi đối xứng cầu còn được diễn tả bởi công thức (xem hạt nhân có dạng elipsoide):

$$\beta = (4/3)(\pi/5)^{1/2}(\Delta R/R) \approx 1,06(\Delta R/R) \quad (1.8.5)$$

Với R là bán kính hạt nhân ΔR là độ sai khác của bán kính trục lớn và trục bé của hạt nhân (xem hạt nhân có dạng elipsoide). Giả sử sự phân bố neutron và proton là đồng đều, thì Q_0 và β tỉ lệ với nhau:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta \quad (1.8.6)$$



Momen tứ cực nội Q_0 của hạt nhân phụ thuộc số neutron N

Hạt nhân	$Q, 10^{-24} \text{ cm}^2$	Hạt nhân	$Q, 10^{-24} \text{ cm}^2$	Hạt nhân	$Q, 10^{-24} \text{ cm}^2$	Hạt nhân	$Q, 10^{-24} \text{ cm}^2$
$^1_1\text{H}^2$	0.00273	$^{33}_{16}\text{S}$	- 0.064	$^{85}_{37}\text{Rb}$	0.27	$^{179}_{72}\text{Hf}$	3
$^{11}_5\text{B}$	0.0355	$^{35}_{16}\text{S}$	0.045	$^{93}_{41}\text{Nb}$	- 0.3	$^{181}_{73}\text{Ta}$	6
$^{14}_7\text{N}$	0.0071	$^{59}_{27}\text{Co}$	0.404	$^{135}_{56}\text{Ba}$	0.25	$^{204}_{81}\text{Bi}$	- 0.19
$^{17}_8\text{O}$	- 0.027	$^{63}_{29}\text{Cu}$	0.16	$^{141}_{59}\text{Pr}$	- 0.054	$^{233}_{92}\text{U}$	3.4
$^{27}_{13}\text{Al}$	0.149	$^{81}_{35}\text{Br}$	0.28	$^{175}_{71}\text{Lu}$	5.9	$^{241}_{93}\text{Am}$	4.9

Kết quả thực nghiệm giá trị momen tứ cực của một số hạt nhân.

IX. LỰC HẠT NHÂN

Một số tính chất cơ bản của lực hạt nhân

1. Lực hạt nhân là lực hút: Vì trong tự nhiên tồn tại các hạt nhân bền
2. Lực hạt nhân là lực tác dụng ngắn: Với bán kính tác dụng $< 10^{-12} \text{ cm}$ ta coi đó là khoảng cách trung bình giữa các nucleon liên kết trong hạt nhân bởi lực hạt nhân.

Khoảng cách trung bình giữa các nucleon :

$$D \approx (V/A)^{1/3} = (4/3\pi R^3/A)^{1/3} \approx 2.10^{-13} \text{ cm}$$

3. Lực hạt nhân thuộc loại tương tác mạnh.
4. Lực hạt nhân có tính chất bão hoà. Năng lượng liên kết trung bình của các nuclon có thể xem như không đổi đối với đa số các hạt nhân trong bảng tuần hoàn, có giá trị khoảng 7,5MeV. Do đó năng lượng liên kết của hạt nhân $\Delta E \approx \epsilon A$, nghĩa là tỷ lệ bậc nhất với A.
5. Lực hạt nhân phụ thuộc sự định hướng spin của nuclon. Các thí nghiệm tán xạ neutron trên proton chứng tỏ lực hạt nhân phụ thuộc sự định hướng tương hỗ spin giữa hai hạt. Khi neutron neutron tán xạ lên ortho-hydro (spin song song) tiết diện tán xạ lớn hơn so với tán xạ lên para-hydro (spin đối song). Ngoài ra trong tự nhiên tồn tại hạt nhân Deutrium, với hệ liên kết n-p có spin song song, không phát hiện hệ n-p có spin đối song.
6. Lực hạt nhân không xuyên tâm, vì nếu lực hạt nhân là xuyên tâm thì sự phân bố điện tích của hạt nhân đơn giản nhất là hạt nhân deutreium phải có đối xứng cầu, do đó moment tứ cực điện phải triệt tiêu. Nhưng thực nghiệm cho thấy moment tứ cực điện của deuterium khác không.
7. Lực hạt nhân là lực tương tác spin quỹ đạo, vì lực tác dụng lên các nuclon chuyển động bên trong hạt nhân phụ thuộc vào xung lượng của nuclon, nghĩa là phụ thuộc vào vận tốc của nuclon.

CHƯƠNG II: PHÂN RÃ PHÓNG XẠ

I Các đặc trưng cơ bản của hiện tượng phóng xạ

Hiện tượng phóng xạ là quá trình hạt nhân tự động phát ra những hạt để trở thành hạt nhân khác hoặc thay đổi trạng thái của nó. Hạt nhân chịu sự phóng xạ gọi là **hạt nhân phóng xạ**, các tia phát ra gọi là các **tia phóng xạ**. Hiện tượng phóng xạ được quan sát lần đầu tiên bởi A. Becquerel (1896). Một hạt nhân phóng xạ được đặc trưng bởi: Loại phóng xạ, năng lượng, chu kỳ bán rã, spin. Một hạt nhân không phóng xạ gọi là hạt nhân bền, các hạt nhân phóng xạ tồn tại cùng với các hạt nhân bền trong vỏ quả đất, hoặc do con người tạo nên qua việc thực hiện các phản ứng hạt nhân, hoặc do các tia vũ trụ bắn phá vào các hạt nhân bền trong khí quyển, hoặc do các vụ nổ nguyên tử...

Hiện tượng phóng xạ là một quá trình thống kê, Các hạt nhân phóng xạ như nhau nhưng chúng sẽ phóng xạ tại những thời điểm khác nhau, hiện tượng phóng xạ xảy ra bên trong hạt nhân, không phụ thuộc các tác nhân lí hóa bên ngoài.

1. Phương trình cơ bản của hiện tượng phóng xạ

Xét một tập thể hạt nhân cùng loại, đối với một hạt nhân xác định ta không thể biết chính xác thời điểm mà nó sẽ phóng xạ, tuy nhiên bằng phương pháp thống kê ta có thể đánh giá xác suất trong một đơn vị thời gian hạt nhân sẽ phóng xạ, đại lượng đó kí hiệu λ gọi là **hằng số phân rã** có thứ nguyên s^{-1} .

Giả sử tại thời điểm t số hạt nhân phóng xạ có trong mẫu là N . Sau thời gian dt số hạt nhân phóng xạ là dN

$$dN = -\lambda N dt$$

Dấu trừ chỉ số hạt nhân phóng xạ giảm theo thời gian, lúc $t = 0$ giả sử $N = N_0$ ta có:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{2.1.1}$$

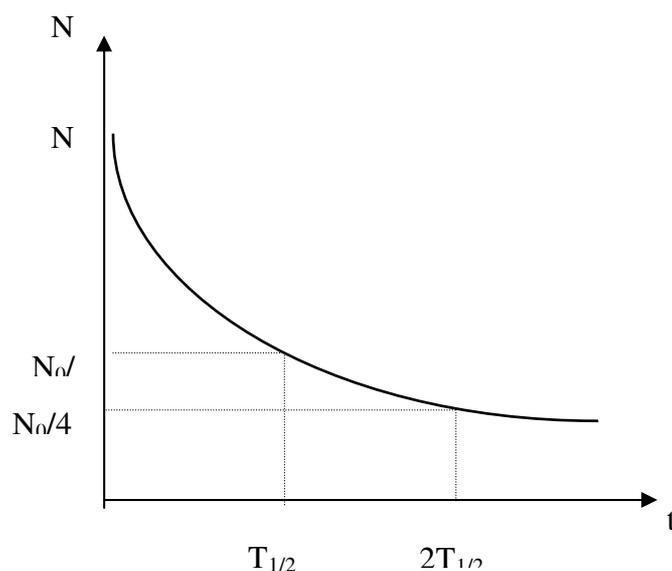
Phương trình trên gọi là phương trình cơ bản của hiện tượng phóng xạ.

Gọi $T_{1/2}$ là thời gian để số hạt nhân phóng xạ còn lại một nửa, đại lượng này gọi là chu kỳ bán rã của hạt nhân phóng xạ.

Ta có:
$$N_0/2 = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2})$$

Suy ra:

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda \tag{2.1.2}$$



Thời gian sống trung bình

Đối với một hạt nhân phóng xạ xác định, ta không thể biết thời điểm khi nào thì hạt nhân phóng xạ. Nhưng xét một tập thể hạt nhân phóng xạ cùng loại, ta có thể xác định giá trị trung bình thời gian kể từ lúc hạt nhân phóng xạ tạo ra đến khi nó phóng xạ, đại lượng đó được gọi là thời gian sống trung bình của một loại hạt nhân phóng xạ kí hiệu τ . Được xác định như sau:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} Nt dt}{\int_0^{\infty} N dt} = \frac{1}{\lambda} \tag{2.1.3}$$

$$\tau = 1/\lambda = T_{1/2}/\text{Ln}2$$

Ý nghĩa của τ : Thế $\tau = t$ vào phương trình cơ bản của hiện tượng phóng xạ ta có:

$$N(\tau) = N_0 \exp(-\lambda\tau) = N_0 \exp(-\lambda/\lambda) = N_0/e$$

Nghĩa là τ là thời gian để số hạt nhân phóng xạ giảm đi e lần.

2. Độ phóng xạ

Để đặc trưng cho tốc độ phân rã của một nguồn phóng xạ, người ta đưa ra đại lượng độ phóng xạ A là số hạt nhân phóng xạ của một nguồn phóng xạ phân rã trong một đơn vị thời gian.

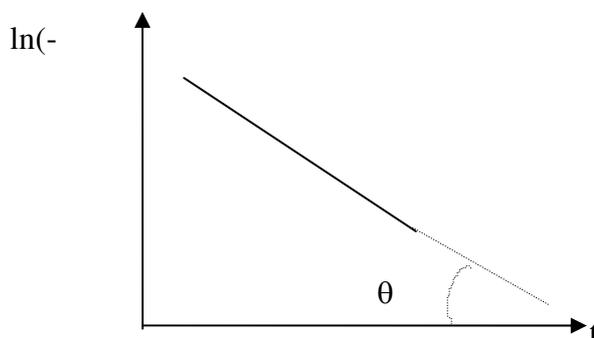
Độ phóng xạ $A = -dN/dt = \lambda N$ (2.1.4) đơn vị của độ phóng xạ :
 Curie kí hiệu Ci, $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}$ phân rã/giây
 $1 \text{ kCi} = 10^3 \text{ Ci}$, $1 \text{ mCi} = 10^{-3} \text{ Ci}$, $1 \mu\text{Ci} = 10^{-6} \text{ Ci}$
 ngoài Curi, còn có đơn vị Becquerel, kí hiệu Bq,
 $1 \text{ Bq} = 1$ phân rã/giây.

3. Phương pháp xác định hằng số phân rã λ bằng thực nghiệm

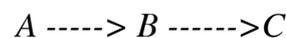
Xét trường hợp đơn giản: hạt nhân phóng xạ trở thành hạt nhân bền và hạt nhân có chu kì bán rã bé. Muốn xác định λ , ta ghi số hạt bay ra khỏi nguồn trong một đơn vị thời gian, nghĩa là độ phóng xạ của nguồn $A = -dN/dt = \lambda N$, theo trên ta có:

$$\begin{aligned} \ln A &= \ln(-dN/dt) = \ln(\lambda N) = \ln(\lambda N_0 e^{-\lambda t}) \quad (2.1.5) \\ &= \ln(\lambda N_0) - \lambda t \end{aligned}$$

Nếu ta vẽ theo thang bán loga sự phụ thuộc độ phóng xạ theo thời gian, đường biểu diễn có dạng một đường thẳng mà hệ số góc sẽ cho ta tính được giá trị của λ .



Trường hợp hạt nhân mẹ sau khi phân rã trở thành hạt nhân con, hạt nhân con lại tiếp tục phóng xạ theo sơ đồ :



Đối với hạt nhân A ta có :

$$N_A(t) = N_0 \exp(-\lambda_A t) \quad (2.1.6)$$

với hạt nhân B ta có phương trình:

$$dN_B/dt = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \quad (2.1.7)$$

khi $t = 0$ thì $N_{0B} = 0$ do đó:

Ta tìm định luật mô tả sự biến thiên số hạt nhân phóng xạ theo thời gian.

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A N_{0A}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (2.1.8)$$

khi $t=0$; N_{oB} khác không thì:

$$N_B(t) = N_{oB}e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A N_{oA}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (2.1.9)$$

Xét sự cân bằng phóng xạ

Nếu hạt nhân mẹ có thời gian bán rã lớn hơn hạt nhân con một chút ít ($T_A > T_B$, hay $\lambda_A < \lambda_B$) thì trong quá trình biến đổi phóng xạ giữa các đồng vị đó sẽ hình thành sự cân bằng phóng xạ mô tả bởi hệ thức:

$$\lambda_B N_B / \lambda_A N_A = \text{const}$$

Nếu hạt nhân mẹ có thời gian bán rã rất lớn so với thời gian bán rã của hạt nhân con ($T_A \gg T_B$, $\lambda_A \ll \lambda_B$) thì sẽ thiết lập sự cân bằng bền (còn gọi là cân bằng thế kỷ) mô tả qua hệ thức:

$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B$ (tốc độ phân rã của hạt nhân mẹ = tốc độ phân rã của hạt nhân con)

Nếu hạt nhân con tiếp tục phân rã và nếu có sự cân bằng phóng xạ giữa các hạt nhân con thì ta có chuỗi cân bằng ở trạng thái cân bằng bền:

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B = \dots = \lambda_N N_N$$

giữa hai số hạng bất kỳ : $N_K / N_i = T_K / T_i = \lambda_i / \lambda_K = \text{không đổi}$

II PHÂN RÃ ANPHA

Phân rã anpha là hiện tượng hạt nhân (${}_Z X^A$) tự động phát ra hạt nhân ${}_2 \text{He}^4$ (hạt anpha) và trở thành hạt nhân con (${}_{Z-2} Y^{A-4}$).



*** Điều kiện về năng lượng:**

Hạt nhân phóng xạ α phải có năng lượng liên kết âm

$$E_b = [m_\alpha + M_Y - M_X] < 0 \quad (2.2.2)$$

Năng lượng của phân rã α đúng bằng giá trị tuyệt đối của năng lượng liên kết E_b

$$E_\alpha = |E_b| \quad (2.2.3)$$

Năng lượng E_α dành cho động năng của hạt α và hạt nhân giật lùi Y .

Theo (2. 2. 2) ta có điều kiện về khối lượng để hạt nhân X phóng xạ α :

$$M_X > m_\alpha + M_Y \quad (2.2.4)$$

A. các kết quả thực nghiệm

1 QUÃNG CHẠY

Khi hạt alpha truyền qua chất khí, nó sẽ ion hoá các nguyên tử trên đường đi và mất dần năng lượng quãng đường trung bình từ khi phát ra cho đến lúc hạt alpha dừng hẳn trong môi trường gọi là quãng chạy trung bình của alpha kí hiệu R_α . Có nhiều phương pháp đo R_α trong các môi trường khác nhau.

Trong không khí ở điều kiện thường R_α cỡ khoảng 9 cm, phụ thuộc năng lượng của alpha. Geiger đã đưa ra công thức thực nghiệm:

$$v^3 = (R_0 - x) \cdot a \tag{2.2.5}$$

v : vận tốc của hạt alpha(cm/s) ; R_0 Quãng chạy trung bình của alpha (cm); x : khoảng cách từ hạt alpha đến nguồn; a : hằng số phụ thuộc đơn vị.

Biết quãng chạy của alpha trong không khí ta có thể suy ra được R_α trong các môi trường, ví dụ:

$$R_\alpha \text{ nhôm} / R_\alpha \text{ kk} = (\rho_{\text{kk}} / \rho_{\text{Al}})(A_{\text{Al}} / A_{\text{kk}})^{1/2} = 0,001293 / 2,7 (27 / 14,4)^{1/2} \\ = 6,2 \cdot 10^{-4}$$

Xét vài số liệu:

$E_\alpha(\text{MeV})$	$R_\alpha \text{kk} (\text{cm})$	$R_\alpha \text{Al}(\mu\text{m})$
4	2,5	16
5	3,5	20
6	4,6	30
7	5,9	38
8	7,4	48

Quãng chạy của alpha trong không khí phụ thuộc năng lượng của alpha qua hệ thức:

$$R_{\text{kk}}(\text{cm}) = K E_\alpha^{3/2} \quad E_\alpha \text{ tính bằng MeV} \tag{2.2.6}$$

K : là một hằng số $\approx 0,32$; công thức này chỉ chính xác khi $E_\alpha > 0,5 \text{MeV}$.

2. Năng lượng E_α và chu kỳ bán rã

Để đo chính xác năng lượng của hạt α , hiện nay người ta sử dụng phương pháp mẫu chuẩn để so sánh. Thường dùng mẫu chuẩn là ${}_{84}\text{Po}^{214}$ đã biết chính xác.

$$E_\alpha = (7,6804 \pm 0,0009) \text{ MeV}$$

Dùng phổ kế từ tương tự như khối phổ kế, phần cơ bản của phổ kế từ là nam châm điện để làm tiêu tụ các hạt α có năng lượng khác nhau sẽ hội tụ các điểm khác nhau. Nguồn α thường được cấu tạo dưới dạng màng mỏng. Còn Detectơ thường dùng ống đếm hoặc kính ảnh năng suất phân giải của phổ kế từ rất cao, nhờ đó có thể đo được các vạch α rất yếu trong cấu trúc tinh tế của phổ α .

Thực nghiệm thấy rằng λ_α tăng rất nhanh khi E_α tăng.

Ví dụ: ${}_{62}\text{Sm}^{147}$ $\lambda_\alpha=1, 92. 10^{-19}/\text{s}$ $E_\alpha=2, 25\text{MeV}$
 $\text{ThC}'({}_{84}\text{Po}^{212})$; $\lambda_\alpha=0, 2. 10^7/\text{s}$ $E_\alpha=8, 78\text{MeV}$

3. Định luật Geiger-Nuttal

Một trong những đặc điểm của phân rã anpha là hằng số phân rã anpha λ_α phụ thuộc mạnh vào năng lượng của anpha

Năm 1911, hai ông đã tìm được sự phụ thuộc của λ_α theo khoảng chạy trung bình R_α ở không khí, áp suất bình thường

$$\lg\lambda = A \lg R_\alpha + B \quad (2.2.7)$$

hằng số A gần giống nhau ở 3 họ phóng xạ, B khác nhau từ họ này đến họ kia chỉ 5% nếu viết theo năng lượng.

$$\lg\lambda = a \lg E + b \quad (2.2.8)$$

a, b: hằng số cho cùng một họ phóng xạ.

Để xác định các hằng số A, B ta xác định λ , R đối với hai nguyên tố phóng xạ của cùng một dãy (chuỗi).

- Nhờ Định luật Geiger-Nuttal ta có thể xác định hằng số phân rã của các hạt nhân mà ta không thể xác định trực tiếp được, ví dụ các hạt α có quãng chạy dài (cường độ rất yếu).

4. Động năng của anpha

Gần đồng vị phóng xạ nằm trong vùng $4\text{MeV} \leq E_\alpha \leq 9\text{MeV}$, năng lượng trung bình $\overline{E}_\alpha = 6\text{MeV}$.

5. Các hạt nhân trong bảng phân hạng tuần hoàn có thể chia thành hai nhóm theo quan điểm phóng xạ

- Nhóm hạt nhân phóng xạ α
- Nhóm bền đối với phóng xạ α

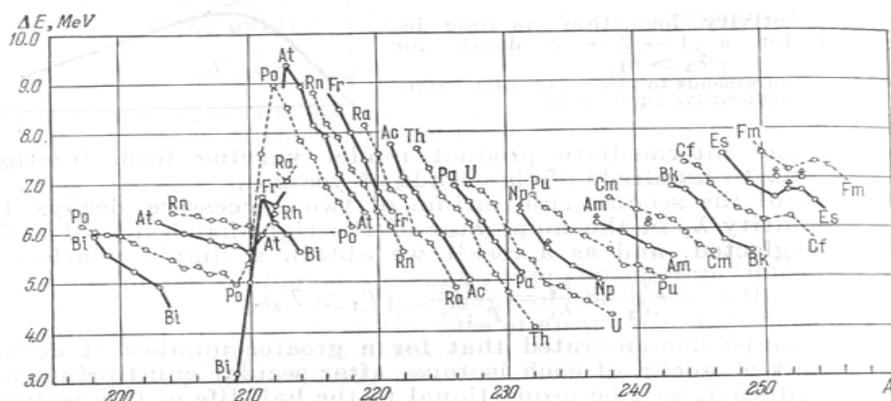
Thực nghiệm cho thấy các hạt nhân có $Z > 82$ có tính phóng xạ α

Khi Z tăng thì E_α tăng (E_α tăng thì λ_α tăng) trừ trường hợp một số hạt nhân ở vùng đất hiếm với $A = 140 \rightarrow 160$; $2\text{MeV} \leq E_\alpha \leq 4\text{MeV}$

Ví dụ ${}_{62}\text{Sm}^{146} : E_{\alpha} = 2,5 \text{ MeV}$; ${}_{58}\text{Ce}^{142} : E_{\alpha} = 1,5 \text{ MeV}$

Vì các hạt nhân trong vùng đất hiếm thường có tỷ số neutron trên proton thấp.

6-Khi so sánh năng lượng phân rã anpha ΔE_{α} giữa các đồng vị trong cùng một nguyên tố, thì thấy năng lượng ΔE_{α} giảm khi A tăng. Hiện tượng này đúng khi $A < 209$ và $A > 215$. Trong vùng ($A = 209$ đến 215) thì ngược lại. Nhờ tính chất này ta có thể tiên đoán được năng lượng phân rã anpha đối với các đồng vị chưa biết của cùng một nguyên tố cho trước.



Năng lượng phân rã anpha phụ thuộc theo số khối A của các đồng vị

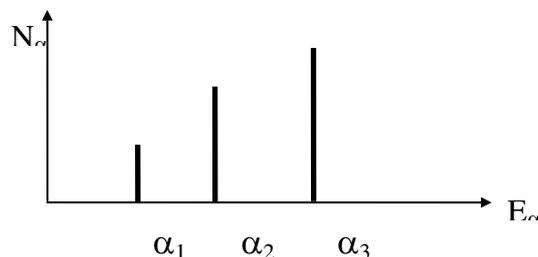
- Nhờ các phép đo chính xác phổ anpha, người ta phát hiện được cấu trúc tinh tế của các vạch phổ, thường vài nhóm anpha năng lượng khác nhau.

Thí dụ ${}_{83}\text{Bi}^{212}$

Nhóm α	$E_{\alpha}(\text{MeV})$	Hàm lượng (%)
α_0	6,086	27,2
α_1	6,047	69,9
α_2	5,765	1,7
α_3	5,625	$\approx 0,15$
α_4	5,603	1,1
α_5	5,481	$\approx 0,016$

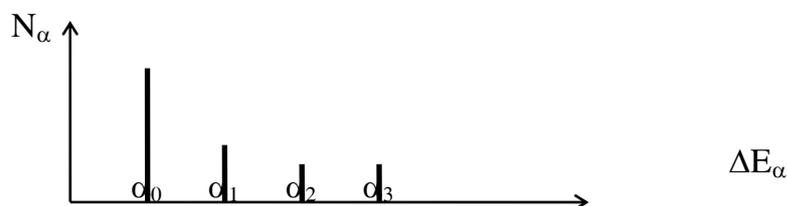
Có hai loại phổ vạch

a) Các phổ gồm có vài vạch, năng lượng chênh lệch nhau cỡ 0,1MeV, cường độ vạch lớn hơn nhau một chút ít và cường độ giảm khi năng lượng E_α giảm.



b) Loại phổ gồm một nhóm anpha cường độ rất mạnh gọi là vạch cơ bản và vài nhóm anpha cường độ rất yếu (nhỏ hơn vạch cơ bản nhiều bậc)..

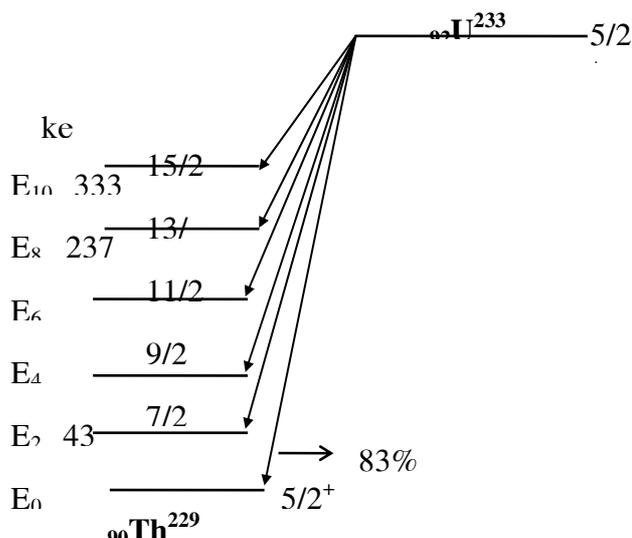
Thí dụ: ThC'



Nhóm anpha	$E_\alpha(\text{MeV})$	cường độ tương đối (%)
α_0	8, 78	100
α_1	9, 692	0, 0035
α_2	10, 422	0, 0020
α_3	10, 543	0, 0018

Giải thích sự tồn tại hai loại vạch phổ

Đối với trường hợp a thì người ta xem hạt nhân mẹ ở trạng thái cơ bản, khi phân rã hạt nhân con ở trạng thái kích thích. Cường độ vạch phổ tuân theo quy tắc khoảng, ví dụ hạt nhân ${}_{92}\text{U}^{238}$: $E_2 : E_4 : E_6 = 43:100:164$, do đó cường độ giảm khi E_α giảm.

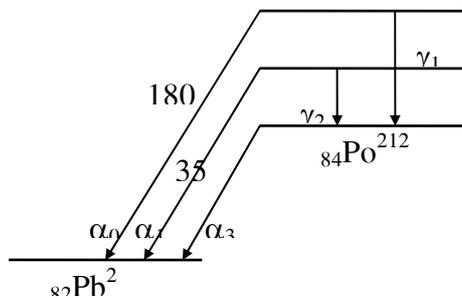


Chuyển dời chỉ có thể xảy ra giữa các trạng thái có momen quỹ đạo giống nhau của nuclon lẻ trong hạt nhân mẹ và hạt nhân con:

$$U^{233} : 5/2 \text{ -----} > 5/2 : Th^{229}$$

còn các trạng thái khác do có sự chênh lệch momen quỹ đạo càng lớn dịch chuyển càng khó.

Đối với phổ loại b, người ta giả thiết hạt nhân mẹ ở trạng thái kích thích khi phân rã về hạt nhân con ở trạng thái cơ bản. Ta xét sơ đồ phân rã sau:



$E_{\alpha_0} = 8,78 \text{ MeV}$ vạch cơ bản; hai vạch quăng chạy dài $E_{\alpha_1} = 9,49 \text{ MeV}$ và $E_{\alpha_2} = 10,54 \text{ MeV}$

Số hạt nhân phân rã anpha của nhóm cơ bản là do đa số hạt nhân phân rã gamma quyết định. Ở một mức kích thích của hạt nhân mẹ có hai quá trình phân rã anpha và gamma cạnh tranh nhau. Trong một khoảng thời gian dt số hạt nhân phân rã là dN, ta có :

$$dN = dN_{\gamma} + dN_{\alpha} \tag{2.2.9}$$

Gọi λ_{γ} và λ_{α} lần lượt là hằng số phân rã gamma và anpha; và $\lambda = \lambda_{\gamma} + \lambda_{\alpha}$ là hằng số phân rã tổng cộng, ta có:

$$dN_\gamma = \lambda_\gamma N dt$$

$$dN_\alpha = \lambda_\alpha N dt$$

Suy ra
$$dN_\gamma / dN_\alpha = \lambda_\gamma / \lambda_\alpha \quad (2.2.10)$$

Ta có thể đo dN_γ ; dN_α ; λ_α từ đó ta có thể xác định λ_γ . Do λ_γ lớn nên phân rã từ trạng thái cơ bản về trạng thái cơ bản là lớn nhất.

Thí dụ : Đối với mức 9,65MeV thì năng lượng anpha phát ra là $E_\alpha=9,49\text{MeV}$, người ta đo được $dN_\gamma/dN_\alpha = 4000$, $\lambda_\alpha = 10^9/\text{s}$ suy ra $\lambda_\gamma = 4.10^{12}/\text{s}$ và thời gian sống trung bình của mức đó là $\tau = 1/\lambda \approx 1/\lambda_\gamma \approx 10^{-13}\text{s}$.

B. nghiên cứu năng lượng trong phân rã anpha

Ta biết rằng điều kiện để một hạt nhân phân rã anpha thì năng lượng liên kết của hạt nhân đó đối với các thành phần hạt nhân con ${}_{Z-2} X^{A-4}$ anpha ${}_2\text{He}^4$ phải âm:

$$\Delta E_B = [M(\text{He}^4) + M({}_{Z-2} X^{A-4}) - M(A, Z)]c^2 < 0$$

Nghĩa là $M(A, Z) > M(\text{He}^4) + M({}_{Z-2} X^{A-4})$; khối lượng hạt nhân mẹ phải lớn hơn tổng khối lượng của hạt nhân con và hạt anpha.

Năng lượng toả ra dưới dạng động năng của anpha E_α và hạt nhân giật lùi (hạt nhân con) E_R :

$$\Delta E_\alpha = |\Delta E_B| = E_\alpha + E_R \quad (2.2.11)$$

Theo định luật bảo toàn xung lượng :

$$|\vec{P}_\alpha| = |\vec{P}_R| \quad (2.2.12)$$

do $P = (2mE)^{1/2}$; nên $E_R = E_\alpha(m_\alpha/M_R)$

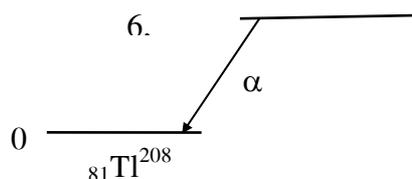
$$\Delta E_\alpha = E_\alpha(1 + m_\alpha/M_R) = E_\alpha(M_R + m_\alpha)/M_R$$

Suy ra :

$$E_\alpha = \Delta E_\alpha(M_R / M_R + m_\alpha) \quad (2.2.13)$$

vì khối lượng hạt anpha rất nhỏ so với khối lượng của hạt nhân giật lùi $m_\alpha \ll M_R$, do đó hầu như toàn bộ năng lượng trong phân rã anpha là dưới dạng động năng của anpha.

Ví dụ:



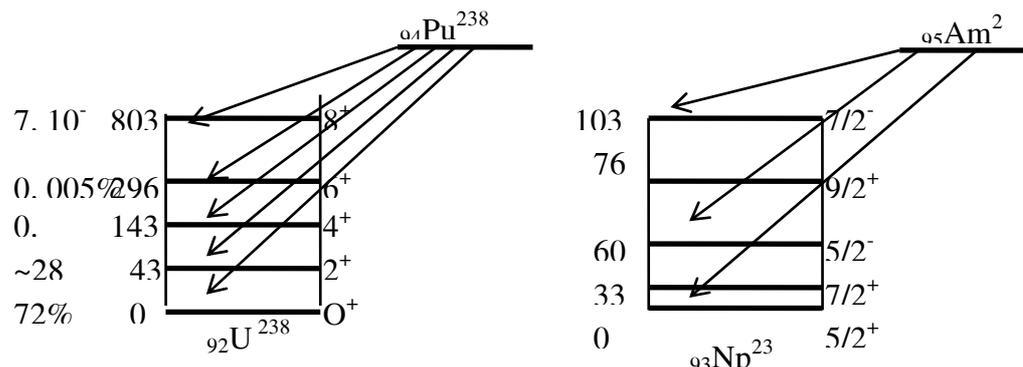
Năng lượng của anpha đo được bằng thực nghiệm là $E_\alpha = 6,086\text{MeV}$; do đó năng lượng của hạt nhân giạt lùi :

$$E_R = E_\alpha(m_\alpha/M_R) = 6,086(4/208) = 0,117\text{MeV} \quad (2.2.14)$$

suy ra năng lượng của phân rã anpha :

$$\Delta E_\alpha = E_\alpha + E_R = 6,086 + 0,117 = 6,203\text{ MeV} \quad (2.2.15)$$

Xét vài phổ anpha đặc trưng:



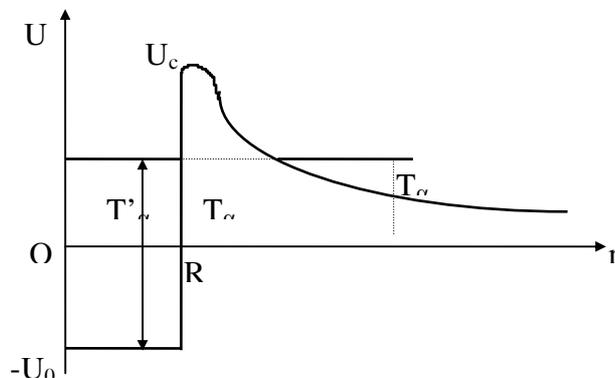
C. lý thuyết phân rã anpha. hiệu ứng đường ngầm

Ta biết rằng năng lượng của anpha phát ra trong hầu hết các hạt nhân phóng xạ có giá trị dưới 10 MeV. Trong lúc đó thế năng tương tác coulomb giữa hạt nhân con và anpha rất lớn so với giá trị này. Xét trường hợp hạt nhân U^{238} phân rã anpha để trở thành hạt nhân con $^{234}_{90}\text{Th}$, thế năng tương tác coulomb tại khoảng cách R bằng bán kính hạt nhân Th^{234} :

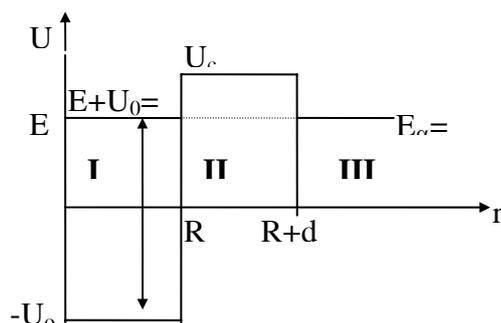
$$U_R = (Zze^2)/R \approx 30\text{MeV} \quad (2.2.16)$$

Theo vật lý cổ điển, hạt anpha phải có năng lượng lớn hơn giá trị 30 MeV mới có thể thoát ra khỏi hạt nhân mẹ Uran. Tương tác coulomb đòi hỏi anpha phải có động năng có một giá trị tối thiểu bằng giá trị cực đại của thế năng. Đường biểu diễn mô tả dạng của thế năng coulomb theo khoảng cách r tính từ tâm hạt nhân.

Vật lý cổ điển không thể giải thích phân rã anpha, khi mà hạt anpha bị giam giữ trong một hố thế năng có chiều cao lớn hơn động năng của anpha mà hạt anpha vẫn có thể phóng ra ngoài hạt nhân. Thế năng coulomb đã ngăn chặn hạt anpha, làm thành một rào cản có chiều cao bằng chiều cao của đường biểu diễn thế năng.



Cơ học lượng tử đã giải thích hiện tượng này qua hiệu ứng đường ngầm với việc giải phương trình Schrodinger, để đơn giản trước hết ta xét trường hợp hố thế có dạng vuông góc như hình vẽ:



Hàm thế năng:
$$U(r) = \begin{cases} -U_0; r < R \\ U_c; R \leq r \leq R + d \\ 0; r > R + d \end{cases} \quad (2.2.17)$$

Xét trường hợp hạt alpha chuyển động từ trái sang phải với năng lượng toàn phần là E. Ta tính *xác suất để hạt alpha xuyên qua rào thế*. Hàm sóng $\psi(r)$ là nghiệm của phương trình Schrodinger, với $|\psi(r)|^2$ mô tả mật độ xác suất tìm hạt tại vị trí r.

Phương trình Schrodinger:

$$\Delta\psi + 2m/\hbar^2 (E-U)\psi = 0 \quad (2.2.18)$$

Trong đó ψ : là hàm tọa độ xyz

E: năng lượng toàn phần trong chuyển động tương đối của alpha và hạt nhân con

U: Thế năng của hạt alpha.

Để đơn giản, ta xét bài toán một chiều, theo x:

Trong vùng (I) :phương trình có dạng: $\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \psi(x)$ (2.2.19)

Trong vùng (II):phương trình có dạng: $\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_c) \psi(x)$ (2.2.20)

Trong vùng (III):phương trình có dạng: $\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (E) \psi(x)$ (2.2.21)

Nghiệm miền I:

$$K^2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E + U_0) = 0 \Rightarrow K = \pm i \sqrt{\frac{2m(E + U_0)}{\hbar}} \quad (2.2.22)$$

$$\psi_1(x) = A e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m(E+U_0)} x} + B e^{-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m(E+U_0)} x}$$

Nghiệm của miền III

$$K^2 + \frac{2m}{\hbar^2} E = 0 \Rightarrow K = \pm \frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (2.2.23)$$

$$\psi_3(x) = a e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} x} + b e^{-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} x}$$

Nghiệm của miền II

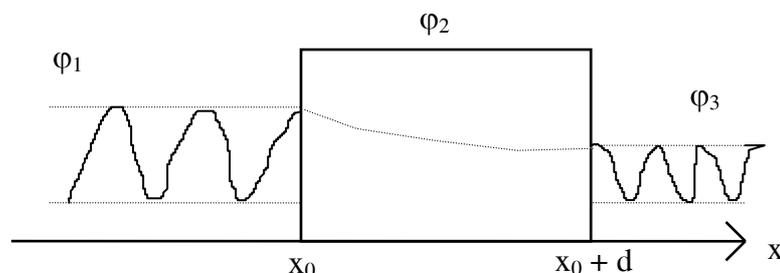
$$K^2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_c) = 0; U_c > E \Rightarrow$$

$$K^2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_c) \rightarrow K^2 - \frac{2m}{\hbar^2} (U_c - E) = 0 \Rightarrow K^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (U_c - E) \quad (2.2.24)$$

$$\psi_2(x) = \alpha e^{\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_c-E)} x} + \beta e^{-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_c-E)} x}$$

Kết quả đó cũng giống như sau: Hàm sóng tại miền 1 và miền 3 có tính chất dao động. Miền 2 có tính chất hàm mũ, hơn nữa vì nồng độ hạt khi đi qua rào chỉ có thể giảm nên hệ số hạt α phải rất nhỏ hơn β ($\alpha \ll \beta$).

Do đó $\psi_2(x) = \beta e^{-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_c-E)} x}$ (2.2.25)



Hệ số xuyên vào D bằng tỷ số các mật độ thông lượng xác suất tại các mặt giới hạn.

$$D = \frac{v_{III}}{v_I} \left| \frac{\psi_{II}(x_0 + d)}{\psi_I(x_0)_{tới}} \right|^2 \quad (2.2.26)$$

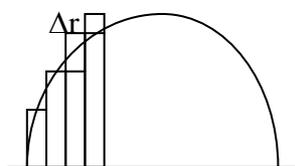
Khi $x = x_0 + d$ thì ta cho: $\psi = \psi_{II}(x)$, và vì $v_I = v_{III}$ tức là năng lượng của hạt tới và hạt truyền qua đều như nhau, và ta có thể chọn:

$$|\psi_{II}(tới)|^2 = A^2 = I$$

Suy ra:
$$|\psi_I(x_0 + d)|^2 \approx e^{\frac{-2}{\hbar} \int_{x_0}^{x_0+d} \sqrt{2m(U_c - E)} dx} \quad (2.2.27)$$

Kết quả này có thể mở rộng cho rào thế có dạng bất kỳ.

Ta có thể đưa rào thế đó thành những rào vuông góc có độ rộng và chiều cao u_k vì vậy:



$$D = D_1 \cdot D_2 \cdot \dots \cdot D_n = e^{\frac{-2}{\hbar} \sum_k \sqrt{2m(u_k - E)} \Delta r_k} \dots$$

$$= e^{\frac{-2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U - E)} dr}$$

nếu Δr rất nhỏ thì:

$$D = e^{\frac{-2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(U - E)} dr} \quad (2.2.28)$$

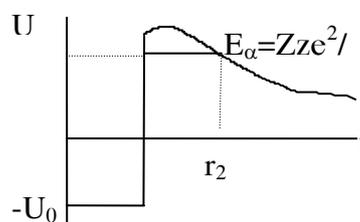
nếu U_c có dạng

$$U_c = \frac{Zze^2}{r}$$

Công thức trên ta xác định được:

$$r_1 = R$$

$$r_2 = Zze^2/E_\alpha$$



Tác dụng của hàng rào thế ly tâm

Tất cả những điểm vừa nói ở trên, chúng ta chưa kể đến momen quỹ đạo của hạt alpha, nghĩa là coi $l_\alpha = 0$, nếu $l_\alpha \neq 0$ thì thế năng tương tác giữa alpha và hạt nhân con sẽ khác. Khi đó thế năng phải kể đến thế năng ly tâm.

Nếu ta xem hạt nhân như một quả cầu bán kính R , khi hạt alpha trong hạt nhân bay ra với khoảng nhắm $\rho < R$ theo vật lý cổ điển hạt alpha sẽ có momen động là $p\rho$. Nhưng theo quan điểm vật lý lượng tử, hạt alpha có momen động:

$$|\vec{M}| = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad ; l = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.2.29)$$

suy ra :

$$\rho = \frac{\hbar}{p} \sqrt{l(l+1)} = \lambda \sqrt{l(l+1)}$$

vì $\rho \ll R$ do đó:

$$\lambda\sqrt{l(l+1)} \leq R \Rightarrow l \leq \frac{R}{\lambda} \quad (2.2.30)$$

nếu ta xem $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$ đối với hạt nhân nặng $R \approx 10^{-12} \text{ cm}$ thì

$$\lambda_{\text{nuclon}} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}} = \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{E}} \quad E(\text{MeV}) \quad (2.2.31)$$

do khối lượng hạt anpha gấp bốn lần khối lượng của nuclon do đó:

$$\lambda_{\alpha} = \frac{2,25 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{E}(\text{MeV})} \quad (2.2.32)$$

với năng lượng trung bình của anpha $E_{\alpha} = 6 \text{ MeV}$ thì:

$$\lambda_{\alpha} \approx 10^{-13} \text{ cm} \Rightarrow l < 10 < 10^{-12} / 10^{-13} = 10$$

nghĩa là những hạt anpha có $l < 10$ thì có thể bay ra.

Những giá trị khả dĩ của l : Theo quy tắc chọn lựa momen động l và tính chẵn lẻ suy ra từ định luật bảo toàn momen động lượng và chẵn lẻ hạt nhân, thì momen động lượng l của anpha phải thỏa mãn điều kiện:

$$|J - J'| \leq l \leq J + J' \quad (2.2.33)$$

với J : spin của trạng thái đầu (hạt nhân mẹ)

J' : spin của trạng thái cuối (hạt nhân con).

Các giá trị của l phải *chẵn* nếu như trạng thái đầu và cuối có cùng tính chẵn lẻ. Còn l là *lẻ* nếu hai trạng thái đầu và cuối khác nhau tính chẵn lẻ. Ta có thể rút ra một số trường hợp sau:

1. Nếu $J = J' = 0$ thì $l = 0$
2. Nếu $J_d \neq J_c$ thì $l = 0, 1, 2, \dots, J + J'$.
3. Nếu một trong hai trạng thái đầu hoặc cuối có spin = 0

$$\text{Nếu } J = 0 \text{ thì } l = J'$$

$$\text{Nếu } J' = 0 \text{ thì } l = J$$

Do vậy nếu $l \neq 0$ và thỏa mãn các quy tắc chọn lựa, thì ngoài thế năng Coulomb phải kể đến thế năng ly tâm được xác định như sau:

$$\begin{aligned} F_{lt} &= \frac{mv^2}{r} = -\frac{\partial U_{lt}}{\partial r} = \frac{m^2 v^2 r^2}{mr^3} \\ &= \frac{|\bar{M}|^2}{mr^3} = \frac{\hbar^2(l(l-1))}{mr^3} \\ -\frac{\partial U_{lt}}{\partial r} &= \frac{\hbar^2(l(l+1))}{mr^3} \Rightarrow U_{lt} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} \end{aligned} \quad (2.2.34)$$

Khi $r = R$:

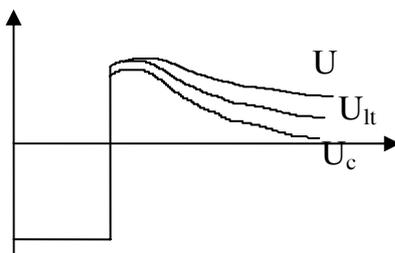
$$\begin{aligned} (U_{lt})_{\max} &= \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} \quad \text{do } \rho \leq R \\ \Rightarrow \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} &\leq E \quad \text{nghĩa là } E \geq \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} \end{aligned} \quad (2.2.35)$$

Lúc này rào ly tâm không ngăn cản các hạt anpha với $l \leq R/\lambda$.

Còn với $\rho > R$ vấn đề sẽ ngược lại $E < (U_{lt})_{\max}$ rào ly tâm sẽ ngăn cản các hạt alpha bay ra. Do đó, hệ số xuyên qua:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U_c + U_{lt} - E)} dr} \Rightarrow D_{l \neq 0} < D_{l=0} \quad (2.2.36)$$

Hồ thế tổng cộng có dạng như sau:



Hằng số phân rã alpha.

Trước khi hạt alpha phóng xạ ra ngoài, hãy hình dung hạt alpha chuyển động trong hạt nhân với vận tốc v , nó liên tục va chạm lên rào thế, tần số va chạm:

$$v/2R$$

Xác suất phân rã alpha :

$$\lambda_\alpha = (v/2R) \cdot D \quad (2.2.37)$$

Để tính ảnh hưởng của l lên hệ số xuyên rào D , ta hãy xét ví dụ trường hợp U^{238}

$$D_{l=0} = 6,45 \cdot 10^{-8} ; D_{l=1} = 5,62 \cdot 10^{-8} ; D_{l=2} = 5,52 \cdot 10^{-8}$$

chứng tỏ rằng khi l không lớn lắm thì các giá trị của D ứng với $l \neq 0$ chỉ sai khác nhau ở hệ số.

Kết luận:

So sánh giá trị λ_α tính theo công thức trên với giá trị thực nghiệm thì thấy các giá trị thực nghiệm phù hợp với lý thuyết với đa số các hạt nhân chắn chắn. Trừ vài hạt nhân như : At^{218} ; Bi^{214} ; Po^{210} thì giá trị λ_α thực nghiệm nhỏ thua giá trị tính theo lý thuyết tới vài cấp. Còn đối với hạt nhân lẻ lẽ thì phân rã alpha thường bị cấm.

Ta có thể giải thích nguyên nhân có sự sai khác giữa lý thuyết và thực nghiệm như sau:

1. Với hạt nhân A lẻ: thì bán kính tiên đoán theo công thức $R=1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ là không đúng, thực tế giá trị của R nhỏ thua giá trị đó, nếu R nhỏ thì $(U_{lt})_{\max} = \hbar^2 l(l+1)/2mR^2$ tăng, đối với rào thế coulomb cũng vậy $(U_c)_{\max} = Zze^2/R$ tăng, do đó với A lẻ chiều cao rào thế tăng, độ rộng của rào thế cũng tăng, do đó λ giảm (vì D giảm).

2. Khi phân rã anpha thì spin hạt nhân cũng thay đổi nên hạt anpha bay ra có $l \neq 0$ và có thể có những giá trị lớn, làm cho D_l giảm mạnh, dẫn đến λ giảm, các trạng thái phân rã $J_d \neq J_c$ rất nhiều, hầu như bị cấm.

3. Nếu xem hạt anpha được hình thành ở thời điểm phân rã thì xác suất tạo thành anpha trong hạt nhân có A lẻ sẽ nhỏ hơn ở hạt nhân A chẵn. Theo Perlman và Siborn giải thích dựa trên mẫu vỏ:

A lẻ: Vì nuclom lẻ phải kết hợp với một nuclon có spin ngược chiều ở vỏ phía trong đòi hỏi phải có thời gian xác định do đó λ giảm.

A chẵn: trường hợp hạt nhân lẻ lẻ ví dụ ${}_{85}\text{At}^{218}$; ${}_{83}\text{Bi}^{214}$ vỏ proton và vỏ neutron đều có proton và neutron lẻ do đó λ cũng nhỏ. Riêng ${}_{84}\text{Po}^{210}$ thì có $N=126$ mặc dù là hạt nhân A chẵn nhưng vì nó có vỏ đầy nên λ nhỏ.

4. Hằng số λ nhỏ vì phải kể đến ảnh hưởng của trường bức xạ gamma của hạt nhân con tác dụng lên hạt anpha.

III PHÂN RÃ BETA

1 Các loại phân rã beta

Phân rã beta là hiện tượng hạt nhân tự động phát ra các hạt nhẹ như electron, positron,. Sau khi phân rã hạt nhân mẹ không thay đổi số khối A, nhưng điện tích Z thay đổi một đơn vị. Có ba loại phân rã beta.

a. Phân rã β^-

Phân rã β^- là hiện tượng hạt nhân phát ra một electron (e^-) một hạt antineutrino $\bar{\nu}$. Quá trình xảy ra trong hạt nhân mẹ một neutron biến đổi thành một proton ngay lúc phân rã.



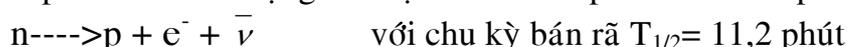
Điều kiện: năng lượng liên kết của hạt nhân mẹ đối với hạt nhân con Y và electron có giá trị âm (khối lượng của antineutrino bằng không).

$$\Delta E_{(e^-,YA)} = [m_e + M_Y - M_X]c^2 < 0$$

Hay là : $M_X > m_e + M_Y$; Nếu viết theo khối lượng nguyên tử: (bỏ qua năng lượng liên kết của các electron).

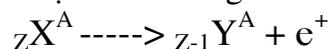
$$M_{aX} > M_{aY} \quad (2.3.2)$$

hạt nhân nhẹ nhất phân rã β^- là hạt neutron, do khối lượng của neutron lớn hơn khối lượng của proton nên ở trạng thái tự do neutron phân rã thành proton :



b. Phân rã β^+

Phân rã β^+ là hiện tượng hạt nhân tự động phát ra một positron (e^+) và một hạt neutrino (ν). Quá trình xảy ra trong hạt nhân mẹ một proton biến đổi thành một neutron, do đó điện tích của hạt nhân con giảm đi một đơn vị.



điều kiện về năng lượng, hạt nhân mẹ phải có năng lượng liên kết âm đối với hạt nhân con và positron:

$$\Delta E_{(e,Y)} = [m_e + M_Y - M_X] c^2 < 0 \tag{2.3.3}$$

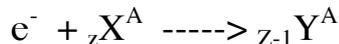
positron là một hạt có khối lượng bằng khối lượng của electron, điện tích bằng giá trị điện tích của electron nhưng ngược dấu ($e^+ = +1,6.10^{19}C$). Là một phản hạt của electron.

Suy ra $M_x > M_Y + m_e$; viết theo khối lượng nguyên tử :

$$M_{aX} > M_{aY} + 2m_e \tag{2.3.4}$$

c. Hiện tượng chiếm electron (hay chiếm K)

Ngoài hai quá trình nêu trên, trong phân rã beta còn có hiện tượng một proton hạt nhân tương tác với một electron của vỏ điện tử (thường điện tử ở lớp vỏ trong cùng, vỏ K) phát ra neutrino. Quá trình này rất đặc biệt, vì không có electron hay positron bay ra. Điện tích hạt nhân giảm một đơn vị như trong phân rã β^+ :



Điều kiện về năng lượng: tương tự như trên ta phải có:

$$M_{aX} > M_{aY} \tag{2.3.5}$$

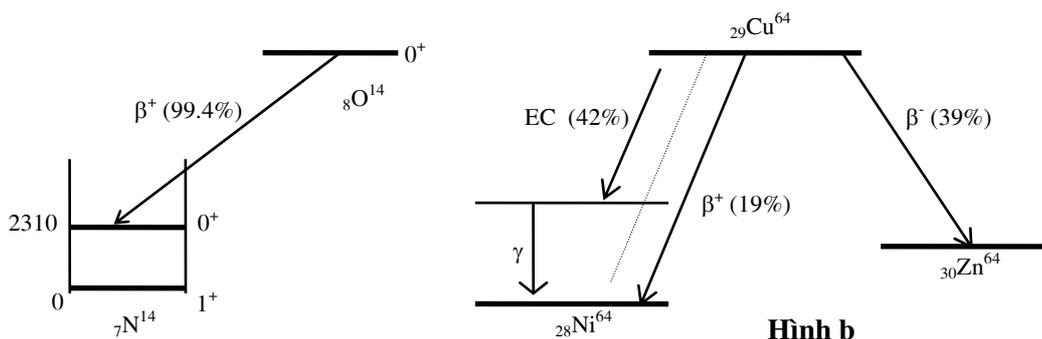
So sánh (2.3.4) và (2.3.5) ta thấy hiện tượng chiếm K là dễ dàng xảy ra hơn so với phân rã β^+ theo quan điểm năng lượng. Đặc biệt nếu:

$$M_{aY} + 2m_e > M_x > M_{aY}$$

thì quá trình chiếm K là cho phép, còn phân rã β^+ là bị cấm. Phân rã β^+ có thể kèm theo hiện tượng chiếm K, ngược lại không phải bao giờ cũng đúng. Ví dụ: hạt nhân Be^7 có khối lượng lớn hơn Li^7 0,864MeV nhưng nhỏ thua $2mc^2=1,02MeV$. Do đó, Be^7 xảy ra hiện tượng chiếm K mà không phân rã β^+

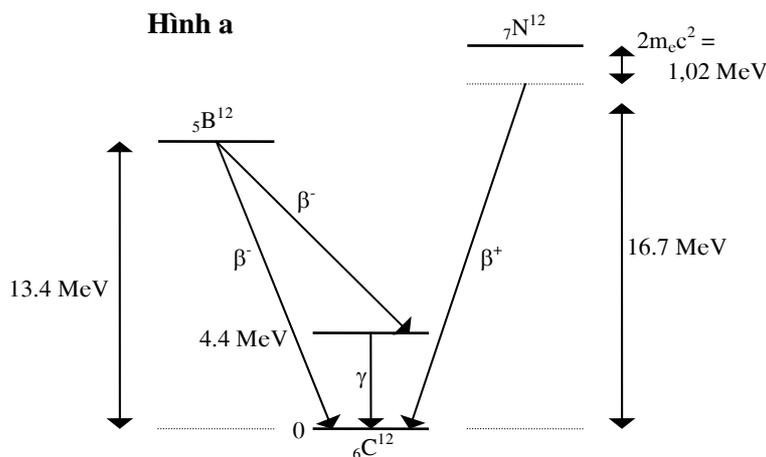


sơ đồ phân rã beta :



Hình a

Hình b



Hình c

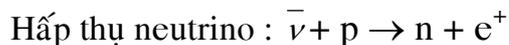
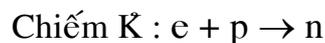
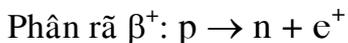
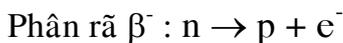
Hình c: Trình bày một giản đồ mức năng lượng biểu diễn sự phân rã của ${}_5\text{B}^{12}$ và ${}_7\text{N}^{12}$ thành hạt nhân bền ${}_6\text{C}^{12}$. Theo quy ước ta trình bày hạt nhân phân rã β^- ở bên trái hạt nhân con và hạt nhân chiếm K ở bên trái (z tăng từ trái qua phải). Ta nhận thấy sự phân rã ${}_5\text{B}^{12}$ gồm có sự phát xạ điện tử xuống hai trạng thái của ${}_6\text{C}^{12}$, trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích 4.4 MeV. Sự dịch chuyển từ trạng thái kích thích này xuống trạng thái cơ bản bằng cách phát xạ một lượng tử γ hầu như xảy ra đồng thời với sự phân rã β^- tương ứng. Sự phát xạ điện tử và gamma gần như trùng nhau này có thể kiểm nghiệm bằng cách sử dụng hai máy dò: một máy ghi điện tử và một máy ghi gamma và ta ghi nhận xung lượng trong hai máy dò sẽ đồng thời (trong giới hạn về thời gian phân giải của thiết bị đo).

Hình b: Trình bày một giản đồ mức năng lượng của đồng vị phóng xạ ${}_{29}\text{Cu}^{64}$ phân rã bằng cách phát xạ β^- thành ${}_{30}\text{Zn}^{64}$ và cũng bằng cách phát xạ β^+ và chiếm K, thành ${}_{28}\text{Ni}^{64}$.

Ta nên nhớ là định luật tổng quát áp dụng cho hai hạt nhân đồng khối có Z khác nhau một đơn vị, khối lượng của một hạt nhân phải lớn hơn khối lượng của hạt nhân kia. Do đó hạt nhân của nguyên tử nặng hơn có thể phân rã thành hạt nhân của nguyên tử nhẹ hơn hoặc bằng cách phân rã β^- hoặc bằng cách chiếm K.

Vậy không thể có hai hạt nhân đồng khối kế cận nhau mà cả hai đều bền đối với phân rã β điều này phù hợp với sự quan sát về những hạt nhân đã biết.

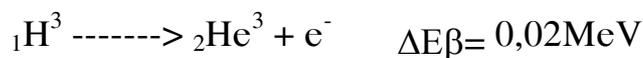
Bốn quá trình căn bản liên quan đến sự phân rã beta



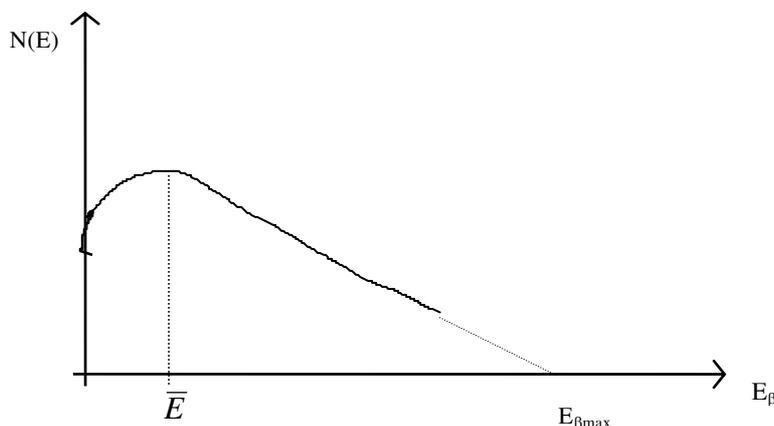
2. Các đặc điểm trong phân rã beta .

a. Phổ beta

Năng lượng trong phân rã beta của các hạt nhân thay đổi từ 0,02 MeV đến 13,4MeV:



Khác với phổ alpha là phổ vạch, tất cả các hạt alpha trong cùng mỗi nhóm có năng lượng như nhau. Trong khi **phổ beta là liên tục** có dạng như hình vẽ:



Mọi hạt beta phát ra đều có năng lượng $E_\beta \leq E_{\beta \max} \leq \Delta E_\beta$. Mỗi phổ beta đều được đặc trưng bằng một giá trị $E_{\beta \max}$ xác định, đối với các hạt nhân phân rã beta $E_{\beta \max}$ nằm trong khoảng:

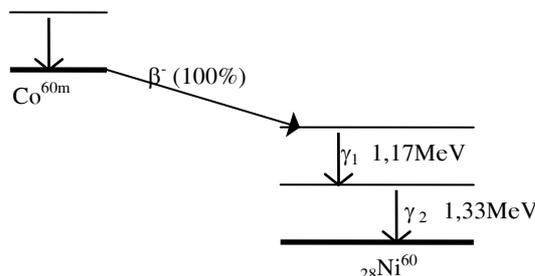
$3\text{keV} < E_{\beta \max} < 15 \text{ MeV}$

Mỗi phổ beta có một giá trị cực đại \bar{E} xác định tương ứng với số hạt beta có cường độ lớn nhất.

Trong vùng hạt nhân nặng: $\bar{E} \approx (1/3)E_{\beta \max}$

Trong vùng hạt nhân nhẹ : $\bar{E} \approx (1/2) E_{\beta\max}$

Kèm theo phân rã beta, thường hạt nhân cũng phát gamma, phổ gamma là phổ vạch, đa số gamma có năng lượng cao, ví dụ:



Đối với các hạt nhân phân rã beta tự nhiên thì \bar{E} nằm trong khoảng từ 0,4MeV đến 0,6MeV.

b. Phổ beta và sự tồn tại neutrino

Trước khi giả thiết về hạt neutrino do Pauli đưa ra (1930), người ta không thể giải thích được một số tính chất bất thường trong phổ beta do thực nghiệm thu được. Như vấn đề bảo toàn năng lượng, bảo toàn spin trong phân rã beta. Ta thấy năng lượng trong phân rã beta nếu chỉ do electron mang đi thông qua động năng của nó E_{β} . Các phép đo chính xác luôn luôn thu được giá trị $E_{\beta} < E_{\beta\max}$ (năng lượng giạt lùi của hạt nhân con rất bé), như vậy một phần năng lượng bị mất đi trong phân rã beta, ngay cả spin của hạt nhân cũng không bảo toàn, ví dụ: Giả sử hạt nhân mẹ có A chẵn: spin là một số nguyên, khi phân rã vì A không đổi trong phân rã β do đó spin của hạt nhân con nguyên kết hợp với electron là hạt có spin bán nguyên. Kết quả trước khi phân rã hệ có spin nguyên, sau khi phân rã hệ có spin bán nguyên, lý luận tương tự cho trường hợp A lẻ, spin không bảo toàn.

Theo Pauli, trong phân rã β , ngoài electron còn có một hạt. Hạt đó có điện tích bằng không, khối lượng nghỉ bằng không, spin = $1/2\hbar$ tham gia. Hạt đó sau này Fermi đặt tên là neutrino và ký hiệu ν . Nhờ đưa vào giả thiết về neutrino, ta dễ dàng giải thích được năng lượng và spin trong phân rã β bảo toàn. Thực vậy, năng lượng trong phân rã β phân phối cho hạt β ; E_{β} một phần cho neutrino E_{ν} và hạt nhân con giạt lùi E_R :

$$E_{\beta\max} = \Delta E_{\beta} = E_{\beta} + E_{\nu} + E_R$$

do hạt nhân con có khối lượng lớn so với electron và ν , nên E_R rất nhỏ ta có thể bỏ qua:

$$\Delta E_{\beta} \approx E_{\beta} + E_{\nu} \implies E_{\beta} = \Delta E_{\beta} - E_{\nu}$$

Năng lượng do neutrino mang đi E_{ν} có giá trị không xác định dẫn đến E_{β} có giá trị không xác định làm cho phổ beta liên tục. Vì spin của neutrino bán nguyên nên spin của hệ trong phân rã beta cũng được bảo toàn.

Sau khi Pauli đưa ra giả thiết sự tồn tại hạt neutrino, nhiều thí nghiệm đã tiến hành nhằm xác định neutrino bằng thực nghiệm, nhưng một thời gian dài người ta không thể ghi được hạt này một cách trực tiếp. Sự khó khăn ở chỗ tiết diện tương tác của hạt neutrino rất bé ($\sigma \approx 10^{-44} \text{cm}^2$). Gọi λ là khoảng cách trung bình giữa hai lần va chạm liên tiếp trong môi trường, gọi là quãng chạy trung bình của neutrino. Trong môi trường vật chất thông thường mật độ $N \approx 10^{22} \text{hn/cm}^3$, phép tính cho thấy:

$$\lambda = 1/N\sigma = 1/10^{22}10^{-44} = 10^{22} \text{cm} = 10^{17} \text{km!}$$

Nếu môi trường là chất hạt nhân $N \approx 10^{38} \text{hạt nhân/cm}^3$ thì

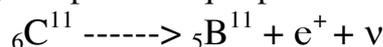
$$\lambda = 1/N\sigma = 1/10^{38}10^{-44} = 10^6 \text{cm}$$

Do đó việc quan sát trực tiếp neutrino là không thể. Trên nguyên tắc, người ta thường xác nhận sự tồn tại neutrino qua các hiệu ứng gián tiếp.

Ta hãy điểm qua vài thí nghiệm trước đây

*- Thí nghiệm của Lepunski (1936):

Trong thí nghiệm này, Lepunski so sánh phổ năng lượng của electron giật lùi và phổ năng lượng của positron qua phân rã:

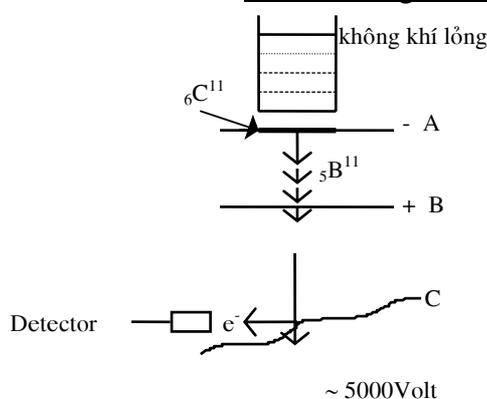


Giả sử không có sự tham gia của ν trong phân rã thì theo định luật bảo toàn động lượng ta có:

Khi hạt nhân C^{11} phân rã β^+ thì hạt β^+ sẽ được ghi bằng một detector. Còn hạt nhân giật lùi B^{11} bật ra khỏi nguồn dưới dạng ion dương. Ion này đi vào khoảng giữa hai điện cực AB có đặt một điện thế hãm làm ngăn cản chuyển động của ion đến cực B, chỉ cho các ion nào có năng lượng lớn hơn thế hãm thì mới có thể lọt qua B để vào vùng có thế hiệu tăng tốc BC. Nhờ thế hiệu tăng tốc này, các ion dương thu đủ năng lượng làm bật các electron thứ cấp, các electron thứ cấp này sẽ được detector ghi.

$$|\vec{P}_e| = |\vec{P}_{B^{11}}| \text{ nếu có neutrino thì } |\vec{P}_e| \neq |\vec{P}_{B^{11}}|$$

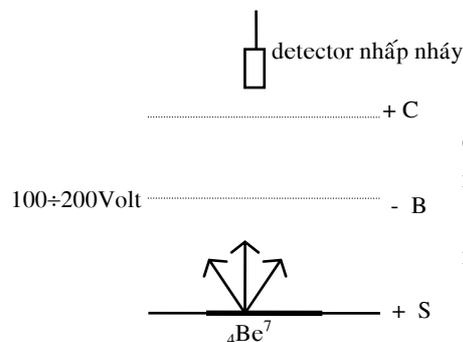
Sơ đồ thí nghiệm



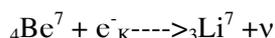
Nếu ta thay đổi điện thế hãm, số ion dương sẽ thay đổi dẫn đến số electron thứ cấp cũng được thay đổi. Qua việc ghi electron thứ cấp ta ghi được *phân bố các*

hạt nhân giât lùi theo năng lượng. So sánh phân bố theo năng lượng các hạt nhân giât lùi và phân bố năng lượng của positron, kết quả xác nhận là trong phân rã beta ngoài e^+ còn có một hạt khác.

* Thí nghiệm của allen:



Trong thí nghiệm này, dùng hiện tượng chiếm K. Đặc biệt của thí nghiệm này là không có electron phát ra mà chỉ có neutrino :



như vậy ta có thể so sánh phân bố hạt nhân giât lùi và xung ν .

$$|\vec{P}_{\text{lùi}}| = |\vec{P}_{\nu}|$$

ΔE_{β} tập trung cho ν .

$$E_{\text{lùi}} = \frac{P^2_{\text{lùi}}}{2M_{\text{lùi}}} = \frac{P^2_{\nu}}{2M_{\text{lùi}}} = \frac{E^2_{\nu}}{2M_{\text{lùi}}C^2} \quad \text{Vì } M_{\text{lùi}} \text{ rất lớn suy ra } E_{\text{lùi}}$$

$$E_{\nu} = (M_{\text{Be}} - M_{\text{Li}}) c^2 = 0.864 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{lùi}} = \frac{(0.864)^2}{2.7.931} \approx 57.3 \text{ eV}$$

${}_3\text{Li}^7$ là các ion dương ở trong khoảng giữa hai điện cực SB thì sẽ có một thế tăng tốc đi qua lưới B, ion dương sẽ lọt vào thế hãm ở BC. Rõ ràng các ion nào sau khi tăng tốc có năng lượng đủ lớn để vượt thế hãm sẽ lọt qua lưới C để đến ống đếm nhấp nháy.

Nếu ta thay đổi thế hãm ta sẽ thay đổi số ion dương có thể ghi nhận được nhờ đó ta có thể ghi được phân bố các ion theo năng lượng.

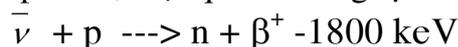
Nếu ta tăng thế hãm đến vùng phông (không có ion nào qua được) khi đó thế hãm chính là năng lượng cực đại của hạt nhân lùi.

Thực nghiệm đo được năng lượng cực đại của hạt nhân giât lùi $56.6 \pm 1.0 \text{ eV}$

Kết quả thí nghiệm minh họa sự hiện hữu của Neutrino.

* Thí nghiệm của F.Reines và C.L.Cowan (1959):

Trong thí nghiệm này, Reines và Cowan đã chứng minh quá trình tương tác giữa antineutrino và proton, một quá trình ngược của sự phân rã neutron:



Các antineutrino từ một lò phản ứng đi vào thiết bị chứa $1.4.10^3$ lít dung dịch nhấp nháy lỏng. Khi một antineutrino bị hấp thụ bởi một proton trong dung dịch, theo phản ứng trên sẽ tạo ra một neutron và một positron nếu năng lượng của antineutrino vượt trên giới hạn ngưỡng. Positron (β^+) tương tác với môi trường chất nhấp nháy sẽ cho một tín hiệu sáng tức thời tín hiệu này sẽ được ghi bởi một detector. Còn neutron tạo ra trong phản ứng sẽ tán xạ đàn hồi với chất nhấp nháy,

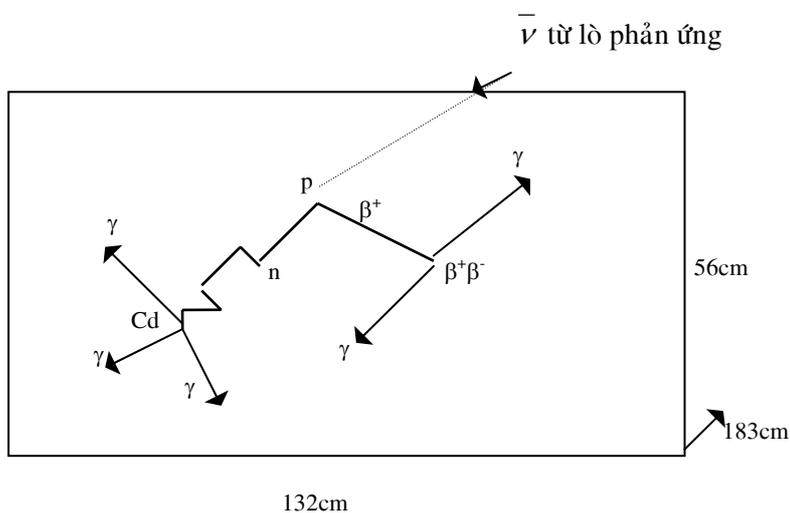
mất dần năng lượng và cuối cùng sẽ bị hấp thụ bởi Cadmium đã được đưa vào môi trường nhấp nháy neutron tương tác với Cadmium tạo ra phản ứng (n,γ) với phổ năng lượng toàn phần trong phản ứng này là 9MeV. Tia gamma phát ra trong phản ứng này được ghi thông qua detector nhấp nháy lỏng. Thời gian làm chậm neutron cỡ 30 μ s.

Các xung neutron và positron được ghi qua phương pháp trùng phùng chậm và sự khác biệt vận tốc đếm khi lò ở chế độ hoạt động và ở chế độ ngưng hoạt động sẽ chứng minh sự hiện hữu của sự hấp thụ antineutrino bởi proton.

Trong thí nghiệm này, người ta đếm được 36 \pm 4 biến cố trong một giờ, từ đó tính được tiết diện tương tác của phản ứng cỡ :

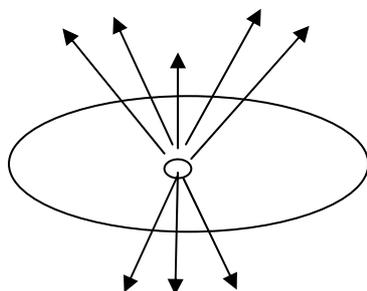
$$(11 \pm 2,6) \times 10^{-44} \text{ cm}^2$$

Sự khác biệt giữa neutrino (ν) và antineutrino ($\bar{\nu}$) là về chiều quay của Spin. Những thí nghiệm tinh vi xác nhận rằng antineutrino có spin hay momen động chân thực cùng phương và cùng chiều với động lượng, chiều quay spin của antineutrino là chiều kim đồng hồ khi ta nhìn từ phía sau tới, do đó antineutrino có chiều xoắn về phía tay phải. Trong lúc neutrino có chiều xoắn về phía tay trái, neutrino có spin quay ngược chiều kim đồng hồ khi nhìn từ đằng sau tới. Như vậy, tự nhiên đã phân biệt neutrino với antineutrino. Sự bất đối xứng này thể hiện qua tính chất không bảo toàn tính chẵn lẻ trong tương tác yếu beta do C.N.Yang và T.D.Lee tiên đoán và do C.S. Wu xác nhận bằng thực nghiệm năm 1957.



Sơ đồ thí nghiệm xác định tiết diện hấp thụ của antineutrino tự do

Nguyên lý cho rằng thiên nhiên không phân biệt được bên phải, bên trái hay là định luật bảo toàn tính chẵn lẻ bị vi phạm trong phân rã beta.

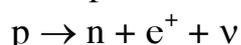
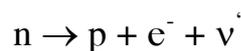


Trong thí nghiệm của C.S.Wu, một nguồn phóng xạ beta Co^{60} đặt trong một từ trường rất mạnh được tạo ra từ một dòng điện không đổi, có cường độ từ trường đến hàng ngàn Oersted. Người ta chọn đồng vị Coban vì Co^{60} có spin lớn ($J=5$). Do đó khi đặt trong từ trường mạnh hạt nhân Coban bị phân cực. Người ta ghi các tia beta phát ra theo hai hướng cùng chiều và ngược chiều với vectơ cường độ từ trường. Kết quả cho thấy các tia beta phát ra theo hướng từ trường lớn hơn số tia beta phát ra theo hướng ngược lại (trong thí nghiệm của Wu là 40%) theo sơ đồ như hình vẽ.

Qua thí nghiệm của Wu, lý thuyết về tính không bảo toàn chẵn lẻ trong tương tác yếu của Lee và Yang đã được kiểm chứng

3 Cơ sở lý thuyết của phân rã beta

Fermi thừa nhận giả thiết của Pauli đặt tên cho hạt thứ ba là Neutrino trong phân rã beta, và xem quá trình phân rã beta là quá trình biến đổi các nucleon trong hạt nhân theo sơ đồ phân rã:



và xem rằng ở thời điểm phân rã thì hạt nhân hình thành các hạt β và ν và quá trình phân rã sẽ là quá trình tương tác giữa các nucleon với **trường các hạt electron và neutrino**.

a. Tìm phân bố theo năng lượng:

Theo cơ học lượng tử thì xác suất phân rã β trong một đơn vị thời gian chính là xác suất phân rã *các trạng thái*. Xác suất đó có giá trị:

$$d\omega = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{ik}|^2 \rho(E) \quad (2.3.6)$$

$H_{ik} = \int \psi_k^* H \psi_i d\tau$ gọi là phần tử ma trận của toán tử tương tác H, toán tử

tương tác H là toán tử tương tác giữa các nucleon: e^- và nucleon. Còn $\rho(E) = \frac{dn}{dE}$:

mật độ trạng thái cuối của hệ chính là số trạng thái cuối trong một đơn vị năng lượng.

$dn = dn_\beta dn_\nu$: Số trạng thái cuối của hệ .

- Từ năng lượng toàn phần của hạt phát ra: $E_\beta + E_\nu = E_{\beta\max} = \Delta E_\beta = \text{const}$. Đối với một dịch chuyển beta xác định do đó:

$$|dE_\beta| = |dE_\nu| \equiv dE$$

Nếu hạt có năng lượng trong khoảng $E \rightarrow E + dE$ thì tương ứng với xung lượng trong khoảng $p \rightarrow p + dp$

Để dễ tính toán, ta biểu diễn trạng thái của hệ trong *không gian xung lượng*:

Giả sử trong không gian xung lượng, đầu mút của vectơ p nằm trong lớp cầu có bán kính p và $p + dp$ đầu mút nằm trong một thể tích $4\pi p^2 dp$.

Theo thống kê lượng tử : Số trạng thái cuối sẽ là: $dn = \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} V$

V : là thể tích không gian pha, có hệ mà ta đang xét đã được chuẩn hóa.
 $(2\pi\hbar)^3$: là phần tử thể tích của không gian pha tương ứng với một trạng thái của hệ.

Vì vậy ta có:

$$dn_\beta = \frac{4\pi p_\beta^2 dp_\beta}{(2\pi\hbar)^3} V \quad ; \quad dn_\nu = \frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu}{(2\pi\hbar)^3} V$$

$$\text{và} \quad dn = dn_\beta dn_\nu = \frac{16\pi^2 V^2 p_\beta^2 p_\nu^2 dp_\beta dp_\nu}{(2\pi\hbar)^6}$$

Cuối cùng mật độ trạng thái:

$$\rho(E) = \frac{dn}{dE}$$

$$\rho(E) = \frac{16\pi^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6} p_\beta^2 dp_\beta p_\nu^2 dp_\nu \frac{1}{dE}$$

Theo lý thuyết tương đối tính :

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m_0^2 c^2 \Rightarrow p = \left(\frac{E^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{\frac{1}{2}},$$

lấy vi phân hai vế: $\frac{2E dE}{c^2} = 2p dp \Rightarrow p dp = \frac{E dE}{c^2}$

Đối với β :

$$p_\beta dp_\beta = \frac{E_\beta dE_\beta}{c^2}$$

Tương tự

$$p_\nu dp_\nu = \frac{E_\nu dE_\nu}{c^2}$$

Thay các giá trị vào $d\omega$, ta có:

$$d\omega = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{ik}|^2 \frac{16\pi^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6 c^4} E_\beta E_\nu \left(\frac{E_\beta^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_\nu^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{\frac{1}{2}} dE$$

Ta phải chuyển $E_\nu \rightarrow E_\beta$ vì E_ν không đo trực tiếp được. $E_\nu = E_{\beta\max} - E_\beta$ và ta đưa vào khái niệm năng lượng tương đối:

$$\varepsilon = \frac{E_\beta}{m_0 c^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{E_{\beta\max}}{m_0 c^2} \text{ ta có biểu thức cuối cùng:}$$

$$d\omega(\varepsilon) = \frac{V^2 m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H_{ik}|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon$$

đặt hằng số $\frac{V^2 m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H_{ik}|^2 \equiv C^2$ Ta có:

$$\frac{d\omega(\varepsilon)}{d\varepsilon} = I(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2. \quad (2.3.7)$$

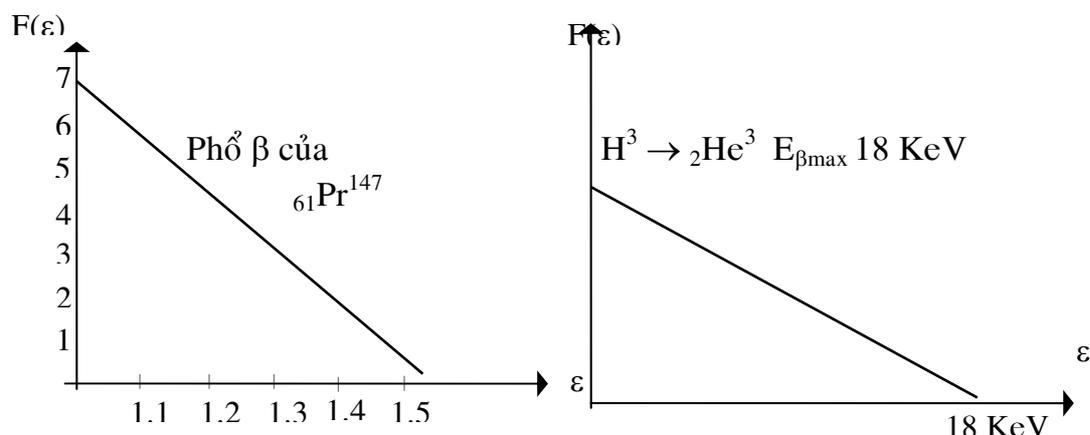
Ta gọi là "hàm phân bố các hạt beta theo năng lượng $I(\varepsilon)$ là cường độ các hạt β với năng lượng tương đối ε , nếu ta biến đổi:

$$\sqrt{\frac{I(\varepsilon)}{\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}} = C(\varepsilon_0 - \varepsilon) \equiv F(\varepsilon) \quad (2.3.8)$$

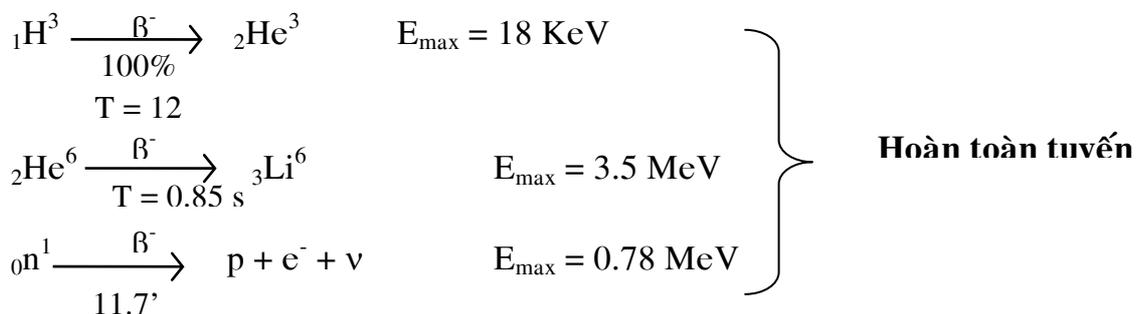
Ta thấy $F(\varepsilon)$ phụ thuộc tuyến tính vào ε ta gọi đường cong Fermi.

Để so sánh với lý thuyết $F(\varepsilon)$;
$$\sqrt{\frac{I(\varepsilon)}{\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}} = C(\varepsilon_0 - \varepsilon) \equiv F(\varepsilon),$$

trong thực nghiệm xét hai phổ (một nặng, một nhẹ)



Ta thấy các phổ thực nghiệm tuân theo định luật tuyến tính $F(\varepsilon) = C(\varepsilon_0 - \varepsilon)$. Đặc biệt với ba phổ β đơn giản nhất phổ rất phù hợp với lý thuyết trên đường cong Fermi.



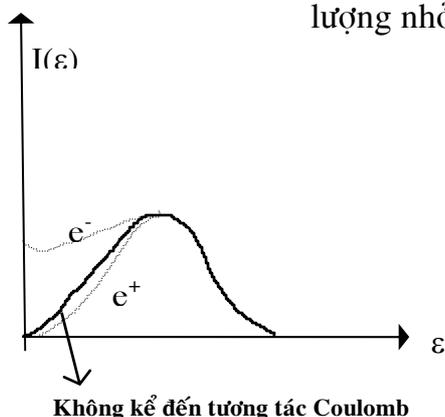
b. Số hiệu chính Coulomb

Nếu ta kể trên tương tác Coulomb của hạt nhân lên hạt β thì phải đưa thêm vào số hiệu chính $f(Z, \epsilon)$

Đường cong Fami có dạng
$$F(\epsilon) = \frac{I(\epsilon)}{\sqrt{\epsilon(\epsilon^2 - 1)^{\frac{1}{2}} f(Z, \epsilon)}} = C(\epsilon_0 - \epsilon) \quad (2.3.9)$$

Nếu kể đến hiệu chỉnh Coulomb ta thấy:

- * Tương tác Coulomb tăng số e^- trong vùng năng lượng nhỏ
- * Tương tác Coulomb làm giảm số e^+ trong vùng năng lượng nhỏ



*** Tính phân tử ma trận H_{ki}**

Vì có nhiều lý thuyết nên phân tử H_{ki} tính toán rất phức tạp, ở đây ta theo một giả thiết đơn giản nhất:

Xét trong trường hợp phi tương đối tính tức là coi vận tốc của các nucleon là nhỏ, điều này dẫn đến:

a) Hàm sóng trạng thái cuối ψ_k và trạng thái đầu ψ_I của hệ là hàm sóng một thành phần.

b) Khi phân rã beta chỉ có một nucleon tham gia.

c) Ở trạng thái đầu của hệ chỉ có một nucleon tham gia, thí dụ neutron chẳng hạn, như vậy ψ_I của hệ có thể được mô tả bởi hàm sóng của chính nucleon tham gia phân rã beta bằng $u_i = \psi_I$.

d) Ở trạng thái cuối, do neutron biến đổi thành : $n \rightarrow p + e^- + \nu$ ta có ba hạt do đó hàm sóng ở trạng thái cuối: $\psi_k^* = u_k^* u_\nu^* u_\beta^*$

$$\text{Phần tử ma trận: } H_{ik} = \int u_k^* u_\nu^* u_\beta^* H \psi_i d\tau$$

tích phân lấy theo mọi toạ độ của bốn hạt tham gia, ngoài ra H_{ik} còn tùy thuộc dạng của toán tử H .

e) Giả thiết một cách đơn giản nhất, toán tử H là một hằng số $H=g$ đặc trưng cho cường độ tương tác giữa các hạt đó:

$$H_{ik} = g \int u_k^* u_\nu^* u_\beta^* u_i d\tau$$

theo lý thuyết thì $g \approx 10^{-62} \text{ Jcm}^3$ ta thấy tương tác rất yếu.

Nếu khi phân rã chỉ có một nucleon tham gia thì khi tương tác phải định xứ một điểm trong không gian, điểm đó chính là toạ độ của nucleon ban đầu, ba hạt tạo nên khi phân rã cũng được tạo thành tại chính điểm đó, thành thử toạ độ bốn hạt đều tại một điểm, do đó tích phân lấy theo toạ độ của một điểm.

f) Vì hạt beta mang điện, bỏ qua tương tác coulomb giữa electron và điện tích của hạt nhân thì các hạt beta và neutrino ta có thể coi là các hạt tự do, nên nó được mô tả bằng các hàm sóng phẳng có dạng :

$$u_\beta = N_\beta e^{\frac{i}{\hbar}(pr)} \quad ; \quad u_\nu = N_\nu e^{\frac{i}{\hbar}(pr)}$$

N_β, N_ν là các hệ số chuẩn hoá, xác định qua điều kiện :

$$\int u_\beta^* u_\beta d\tau \equiv 1 \quad \text{và} \quad \int u_\nu^* u_\nu d\tau \equiv 1 \quad \text{suy ra} \quad N_\beta = N_\nu = 1/(V)^{1/2}$$

Ta có thể xem rằng hàm sóng thay đổi rất chậm trong hạt nhân, thật vậy ta xét tình huống của hạt electron có khối lượng nhỏ, m_0 bước sóng compton sẽ là:

$$\lambda = h/m_0c \approx 10^{-10} \text{ cm}$$

so sánh với kích thước của hạt nhân nặng thì $\lambda/R \approx 10^{-10}/10^{-12} \approx 100$. Do đó, bước sóng của beta và của neutrino lớn hơn kích thước hạt nhân : $\lambda_{\beta,\nu} \gg R$

Hàm sóng của beta và neutrino thay đổi không đáng kể bên trong hạt nhân và có thể coi hàm sóng của beta và neutrino là không đổi bên trong hạt nhân, vì vậy đơn giản nhất ta xác định các hàm sóng u_β, u_ν ngay tại tâm $r = 0$, từ đó:

$$u_\beta^* = u_\nu^* = u_\beta^*(0) = u_\nu^*(0) = 1/(V)$$

c cuối cùng ta có:

$$H_{ik} = (g/V) \int u_k^* u_i d\tau \tag{2.3.10}$$

4. Hằng số phân rã beta λ_β

Thay H_{ik} vào biểu thức của $d\omega$ ta có:

$$d\omega = \frac{g^2}{2\pi^3 \hbar^7 c} \left| \int u_k^* u_i d\tau \right|^2 p_\beta^2 p_\nu^2 dp_\beta \quad (2.3.11)$$

đổi số hạng có ν sang β

$$p_\nu^2 = \frac{E_\nu^2}{c^2} = \frac{1}{c^2} (E_{\beta_{max}} - E_\beta)^2 = \frac{1}{c^2} \left(\sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_{\beta_{max}}^2} - \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_\beta^2} \right)^2$$

từ đó ta có:

$$\lambda_\beta = \int d\omega = \int_0^{p_{\beta_{max}}} \frac{g^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \left| \int u_k^* u_i d\tau \right|^2 \left(\sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_{\beta_{max}}^2} - \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_\beta^2} \right)^2 p_\beta^2 dp_\beta$$

Ta đưa vào khái niệm xung lượng tương đối: $\eta_\beta = p_\beta/m_\beta c$ thì:

$$\lambda_\beta = \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \left| \int u_k^* d\tau \right|^2 F(\eta_{\beta_{max}})$$

$$F(\eta_{\beta_{max}}) = \begin{cases} \frac{1}{30} \eta_{\beta_{max}}^5 & , \quad (\eta_{\beta_{max}} \gg 1) \\ \approx \frac{2}{105} \eta_{\beta_{max}}^7 & , \quad (\eta_{\beta_{max}} \ll 1) \end{cases}$$

nếu đổi qua năng lượng tương đối thì: $\eta_{\beta_{max}} = (\epsilon^2_0 - 1)^{1/2}$

Chu kỳ bán rã rút gọn: Từ biểu thức thức: $\lambda_\beta = \ln 2/T_{1/2} \implies T = \ln 2/\lambda$, chu kỳ phân rã rút gọn được xác định bởi:

$$F(\eta_{\beta_{max}}) T = (\ln 2) \frac{2\pi^3 \hbar^7}{g^2 m^5 c^4 \left| \int u_k^* u_i d\tau \right|^2} = \frac{const}{\left| \int u_k^* u_i d\tau \right|^2}$$

Nếu ta đo được $F(\eta)$ và T từ đó có thể suy ra phần tử ma trận $\left| \int u_k^* u_i d\tau \right|^2$.

* Ý nghĩa của chu kỳ phân rã rút gọn: do xác suất để chuyển hệ từ trạng thái đầu sang trạng thái cuối có giá trị nằm trong khoảng từ 0 đến 1, để bằng 1 thì trạng thái đầu bằng trạng thái cuối, khi đó FT bé (do phần tử ma trận nằm ở mẫu).

+ Khi chu kỳ bán rã rút gọn bé: phân rã thuận lợi còn gọi phân rã cho phép.

+ Khi chu kỳ bán rã rút gọn lớn: phân rã bị cấm.

Thường $FT > 1000$ nên người ta lấy $\lg FT$.

Khi $\lg FT = 3 \rightarrow 4$: ta có chuyển dời siêu cho phép.

Khi $\lg FT = 5 \rightarrow 6$: ta có chuyển dời cho phép.

Khi $\lg FT = 7 \rightarrow 8$: chuyển dời bị cấm bậc 1.

Khi $\lg FT = 9 \rightarrow 10$: chuyển dời bị cấm bậc 2 ...

Do FT ta có thể xác định được phần tử ma trận, từ đó có thể kiểm nghiệm lý thuyết phân rã hạt nhân.

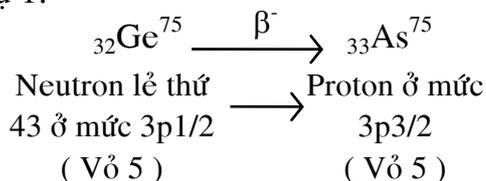
Quy tắc chọn lựa trong phân rã beta đối với spin và tính chẵn lẻ.

Cho $\left\{ \begin{array}{l} \text{Quy tắc lựa chọn FERMI: } \Delta J = 0, \quad \Delta\pi \text{ không đổi} \\ \text{Quy tắc lựa chọn GAMOW TELLER: } \Delta J = 0, \pm 1, \\ \quad \Delta\pi \text{ không đổi} \end{array} \right.$

Đối với chuyển dời $\Delta J \geq 2, \Delta\pi$ thay đổi bị cấm. Cụ thể:

$\Delta J = 0, \pm 1$	Tương ứng	$\lg FT = 3 \rightarrow 6$	}	Bị cấm bậc cao
$\Delta J = 2$		$\lg FT \sim 9$		
$\Delta J = 3$		$\lg FT \sim 13$		
$\Delta J = 4$		$\lg FT \sim 18$		

Thí dụ 1:



$$l = 1 \quad J = 11/2, \quad \Delta J = 1, \quad \Delta\pi = 0$$

$\Delta l = 0$ suy ra tính chẵn lẻ không thay đổi, tuân theo quy tắc Gamow Teller, $\lg FT = 4.72$ phân rã thuộc loại cho phép.

Thí dụ 2: ${}_{16}\text{S}^{35} \rightarrow {}_{17}\text{Cl}^{35}$

S^{35} : có neutron lẻ thứ 19 ở trạng thái $3d_{3/2}$; Cl^{35} : có proton thứ 17 ở trạng thái $3d_{3/2}$. Do đó $\Delta J = 3/2 - 3/2 = 0$; $\Delta\pi = 2 - 2 = 0$, phân rã thuộc loại cho phép theo quy tắc Fermi, $\lg FT = 5.06$.

* Hiện tượng chiếm K

Trong hiện tượng chiếm K, hạt nhân bắt electron của vỏ điện tử thứ K, chỉ phát ra neutrino mang năng lượng:

$$E_\nu = \{M_a(A, Z+1) - M_a(A, Z)\}c^2 - \gamma_{e-K}$$

γ_{eK} : là năng lượng liên kết của electron ở vỏ thứ K.

$$\gamma_{eK} = -Z^2e^2/2b \quad ; \quad b \text{ : là bán kính quỹ đạo Bohr ; } b = \hbar^2/me^2$$

Năng lượng neutrino:

$$E_\nu = E_{\beta_{\max}} - Z^2e^2/2b$$

Xác suất chuyển dời trong hiện tượng chiếm K:

Để tính xác suất chuyển dời trong hiện tượng chiếm K, tương tự lý thuyết phân rã beta, ở đây mật độ trạng thái cuối chỉ có neutrino.

$$\rho(E) = dn/dE = dn_\nu/dE$$

số trạng thái cuối của neutrino :

$$dn_{\nu} = \frac{4\pi^2 p_{\nu}^2 dp_{\nu}}{(2\pi\hbar)^3} \cdot V$$

$$\Rightarrow \lambda_K = \frac{V}{\pi\hbar^4 c^3} |H_{ik}|^2 \left(E_{\beta_{max}} - \frac{Z^2 e^2}{2b} \right)^2$$

* Vài đặc điểm cần lưu ý:

- + Xác suất chiếm K tăng nhanh khi Z tăng.
- + Đối với những năng lượng phân rã nhỏ hơn năm lần năng lượng nghỉ của electron và đối với các hạt nhân có $Z > 55$ thì xác suất chiếm K lớn hơn xác suất phân rã β^+ ; $\lambda_K > \lambda_{\beta^+}$. Lý do các hạt nhân nặng tăng gần bán kính quỹ đạo Bohr của electron, do đó electron dễ bị hấp thụ.

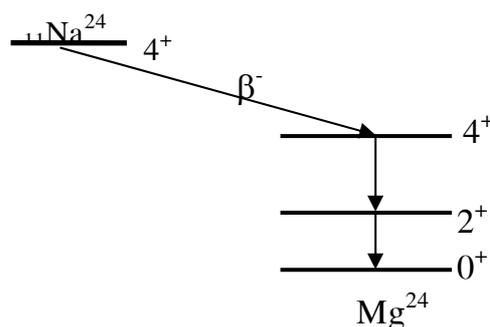
IV. Dịch chuyển GAMMA

1. Mở đầu

Hiện tượng bức xạ gamma khi hạt nhân chuyển dời từ trạng thái kích thích cao xuống các trạng thái kích thích thấp hơn, bằng cách phát ra bức xạ điện từ có bước sóng ngắn gọi là tia gamma, trong quá trình này hạt nhân không thay đổi số khối A và điện tích Z, mà chỉ thay đổi trạng thái của hạt nhân mà thôi:



Hạt nhân ở trạng thái kích thích được tạo nên thường qua phản ứng hạt nhân hoặc sau quá trình phân rã beta hoặc alpha về các mức năng lượng cao của hạt nhân con, khi mà trạng thái cơ bản dịch chuyển bị cấm bậc cao vì spin và độ chẵn lẻ giữa hạt nhân mẹ và hạt nhân con quá khác biệt nhau. Ví dụ xét sơ đồ phân rã beta của Na^{24} .



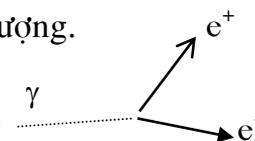
Từ sơ đồ phân rã ta thấy, hạt nhân Na^{24} ở trạng thái cơ bản có spin và độ chắn lẻ khi phân rã β^- về trạng thái cơ bản của Mg^{24} có spin và độ chắn lẻ 0^+ , phân rã này thuộc loại bị cấm bậc cao, trong khi phân rã beta về trạng thái 4^+ là thuận lợi vì có cùng trạng thái spin và độ chắn lẻ. Phân rã beta này có chu kỳ bán rã là 15 giờ.

Do tính chất lượng tử các mức năng lượng của hạt nhân, nên gamma phát ra có phổ năng lượng là phổ vạch, trong chương này ta chỉ xét phân rã γ không liên quan đến nguyên nhân gây ra quá trình kích thích hạt nhân mà chỉ xét bản chất của chuyển dời.

Còn một hiện tượng chuyển dời từ trạng thái kích thích cao về trạng thái năng lượng nhỏ hơn nếu trong chuyển dời đó có năng lượng.

$$E_\gamma > 2m_0c^2$$

khi đó người ta thấy hạt nhân phát ra cặp (e^-, e^+) và ta gọi là hiện tượng *trong tạo cặp*.



Ta thấy quá trình chuyển dời trạng thái của hạt nhân song song với bức xạ γ còn có hiện tượng: electron biến hoán trong và hiện tượng tạo cặp.

2. Xét chuyển dời bức xạ GAMMA

* Vài đặc trưng của bức xạ γ , theo lý thuyết điện từ :

$$E_\gamma = h\nu = 2\pi\hbar\nu = \hbar\omega$$

$$\vec{P}_\gamma = \hbar\vec{k}, \quad \vec{k} : \text{vect } \sigma \text{ sóng} \quad |\vec{k}| = k = \frac{2\pi c}{\lambda\nu}$$

$$\lambda = \frac{hc}{h\nu} = \frac{hc}{E_\gamma} \tag{2.4.3}$$

$$\Rightarrow k = \frac{2\pi E_\gamma}{hc} = \frac{2\pi h\nu}{hc} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c}, \quad \vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{n}$$

Theo lý thuyết của điện động lực học lượng tử, xác suất dịch chuyển gamma λ phụ thuộc mạnh vào spin J và số lượng tử momen động lượng l của bức xạ. Mỗi bức xạ được đặc trưng bởi bậc đa cực l .

Với $l = 1$: bức xạ lưỡng cực ; với $l = 2$: bức xạ tứ cực ...

Khi hạt nhân ở trạng thái kích thích, theo lý thuyết điện động lực học, hạt nhân ở trạng thái dao động. Có hai loại dao động, dao động điện liên hệ đến sự phân bố điện tích trong hạt nhân. Dao động từ liên hệ đến sự phân bố mật độ dòng trong hạt nhân.

Giá trị l , xác định bởi $| J_d - J_c | \leq l \leq J_d + J_c$

Trong đó J_d, J_c lần lượt là spin của trạng thái đầu và trạng thái cuối của mức năng lượng hạt nhân.

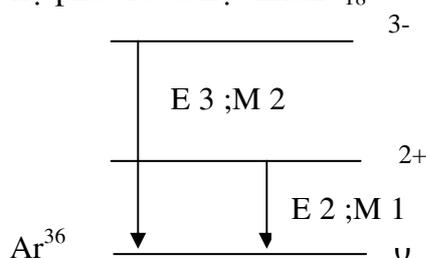
Ứng với mỗi giá trị của l : có $(2)^l$: bức xạ đa cực điện và $(2)^{l-1}$ bức xạ đa cực từ.

Với $l=1$: ta có bức xạ lưỡng cực điện, kí hiệu E1

Với $l=2$: ta có bức xạ tứ cực điện E2 ; và bức xạ lưỡng cực từ M1

Với $l=3$: ta có E 3 ; M 2, ...

Ví dụ: Xét các bức xạ phát ra từ hạt nhân $^{36}_{18}\text{Ar}$



Khi tăng giá trị momen động l của bức xạ, thời gian sống của mức năng lượng kích thích tăng rất nhanh. Ví dụ, với chuyển dời lưỡng cực ($l=1$), tương ứng với thời gian sống $\tau \sim 10^{-13} - 10^{-17}$ giây.

Với chuyển dời tứ cực ($l=2$), $\tau \sim 10^{-13}$ giây.

Với $l=3$; $\tau \sim$ vài giờ. Với $l=4$; $\tau \sim$ vài năm.

Do đó các bức xạ chủ yếu tập trung vào các bậc đa cực thấp, tuân theo quy tắc lựa chọn $l = |\Delta J|, |\Delta J| + 1$.

Theo định luật bảo toàn chẵn lẻ: Các chuyển dời đa cực điện sẽ xảy ra nếu tính chẵn lẻ của hạt nhân ở trạng thái đầu và cuối thỏa mãn hệ thức : $(\pi_d/\pi_c)=(-1)^l$.

Các chuyển dời đa cực từ sẽ xảy ra khi : $(\pi_d / \pi_c) = (-1)^{l+1}$.

Ta lập bảng chuyển dời đối với một số giá trị của ΔJ

	$\Delta J = 0$	$\Delta J = 1$	$\Delta J = 2$	$\Delta J = 3$
$\Delta \pi$ thay đổi	E 1, M2	E 1, M 2	M 2, E 3	E 3, M 4
$\Delta \pi$ không đổi	M1, E 2	M1, E 2	E 2, M3	M3, E 4

Trong các chuyển dời khả dĩ, phải loại trừ chuyển dời với $|\Delta J| = 0$ nghĩa

là dịch chuyển 0-0 bị cấm. Tương tự $|\Delta J| = 1$ với $l=2$ thì dịch chuyển 0-1 ; 1-0 bị cấm ; $|\Delta J| = 3$ thì dịch chuyển 0-2 ; 2-0 bị cấm.

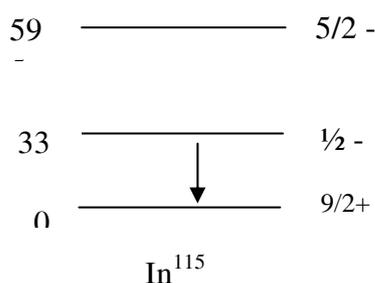
Giữa các chuyển dời cùng bậc đa cực thì tỉ số Xác suất dịch chuyển từ trên xác suất dịch chuyển điện cỡ 10^{-3} .

+ Nếu xét tỉ số xác suất dịch chuyển giữa hai đa cực cùng loại, nhưng có bậc đa cực khác nhau một đơn vị thì:

$$E_1/E_2 = M_1/M_2 = \dots \approx 10^{-5}.$$

Nếu xác định được loại bức xạ từ đo ta có thể xác định tính chẵn lẻ cũng như spin của các trạng thái đầu và cuối của hạt nhân.

Các chuyển dời bậc cao với năng lượng chuyển dời thấp có thời gian sống vĩ mô (cỡ vài giây cho đến trên giờ), các trạng thái kích thích hạt nhân có thời gian sống lâu như vậy được gọi là các trạng thái đồng phân hạt nhân (Isomer). Hiện tượng đồng phân hạt nhân được phát hiện lần đầu tiên bởi O. Hann vào năm 1921 ở hạt nhân Pa^{234} trong chuỗi hạt nhân phóng xạ tự nhiên thuộc họ Uran ($4n+2$), sau này I. V. Kurchatov (1935) phát hiện hạt nhân Br^{80} và In^{115} .



Ta thấy In^{115} ở trạng thái cơ bản $9/2^+$ trạng thái kích thích đầu tiên ở mức năng lượng 335keV có spin $1/2^-$ chuyển dời giữa hai mức này thuộc loại M4 bị cấm bậc cao do đó thời gian sống của mức lên đến 14, 4 giờ. Ngoài lý do sự chênh lệch quá lớn về spin và độ chẵn lẻ, sự tồn tại các trạng thái đồng phân hạt nhân còn có liên quan đến hình chiếu K của spin lên trục đối xứng hạt nhân. Sau này người ta đã phát hiện nhiều hạt nhân đồng phân có số proton hay neutron đứng kề cận các hạt nhân magic 50, 82, 126. Ví dụ : ${}_{49}\text{In}^{115}$, ${}_{37}\text{Rb}^{86}$, ${}_{52}\text{Te}^{131}$, ${}_{80}\text{Hg}^{199}$... chúng tạo thành những đảo đồng phân.

3 Hiện tượng biến hoán trong

Trong quá trình chuyển dời, hạt nhân phát ra những lượng tử γ . Tuy nhiên, quá trình phát γ không phải là quá trình duy nhất để hạt nhân giảm năng lượng kích thích. Hạt nhân có thể giảm năng lượng kích thích bằng cách bức các electron từ các vỏ điện tử gọi là “hiện tượng biến hoán trong“, các electron bị bức ra gọi

là các electron biến hoán trong. (một quá trình tương tự như hiệu ứng quang điện về mặt hình thức).

* Năng lượng của các electron biến hoán trong thí dụ năng lượng các e^- từ vỏ K, L bứt ra ngoài:

$$E_{eK} = E_\gamma - E_K \quad (2.4.2)$$

$$E_{eL} = E_\gamma - E_L$$

Năng lượng liên kết của electron ở vỏ thứ K, L,... E_K, E_L đều có giá trị xác định, năng lượng của lượng tử γ có giá trị xác định vì vậy năng lượng của e^- biến hoán trong phát ra cũng gián đoạn. Nói cách khác phổ năng lượng của các e^- biến hoán trong giống phổ γ nghĩa là phổ vạch.

*

Cơ cấu về hiện tượng biến hoán trong về hình thức như là gồm hai giai đoạn.

Giai đoạn 1: hạt nhân phát ra γ .

Giai đoạn 2: Các γ đó tương tác với vỏ điện tử bứt các e^- đó ra khỏi vỏ giống như hiệu ứng quang điện. Tuy nhiên, nếu xem quá trình hai giai đoạn là đúng, thì đồng thời với các electron biến hoán trong phát ra với năng lượng xác định thì phải có các gamma có năng lượng tương ứng.

Nhưng thực tế, thì đa số trường hợp chỉ quan sát thấy các electron biến hoán trong mà không có các γ có năng lượng tương ứng. Chứng tỏ hiện tượng biến hoán trong là *một quá trình độc lập* cạnh tranh với quá trình bức xạ γ , chứ hoàn toàn không phải do bức xạ γ gây ra. Do đó, quá trình biến hoán trong *không phải là quá trình hai giai đoạn*.

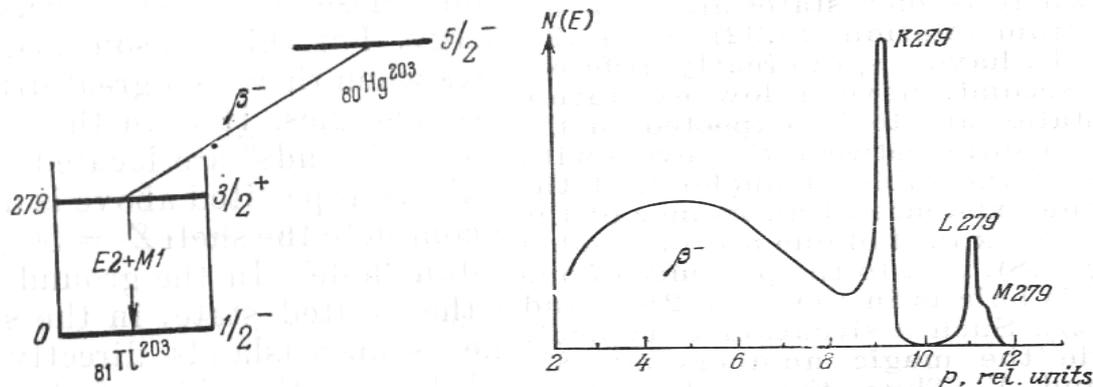
Người ta chỉ có thể giải thích việc phát các electron biến hoán trong là do tương tác điện từ của hạt nhân với các electron của nguyên tử, có thể coi là e^- rơi vào trong vùng trường điện từ của hạt nhân và vì thế coi tương tác đó là *tương tác trực tiếp*.

Như trên đã đề cập, để giảm năng lượng kích thích, ngoài quá trình bức xạ γ còn có quá trình hạt nhân tương tác với một electron ở vỏ điện tử, điện tử này thu năng lượng kích thích của hạt nhân bức xạ ra ngoài với năng lượng xác định:

$$E_c = E_\gamma - \varepsilon$$

trong đó ε là năng lượng liên kết của electron.

Xét phổ năng lượng beta của hạt nhân Hg^{203}



Giản đồ mức năng lượng trong phân rã beta và phổ năng lượng của hạt nhân Hg²⁰³

Hiện tượng electron biến hoán trong là quá trình xảy ra cùng với dịch chuyển gamma. Người ta định nghĩa hệ số electron biến hoán trong:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$$

. Trong đó N_e là số electron phát ra từ vỏ điện tử ; N_γ là số γ phát ra.

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \tag{2.4.4}$$

$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$ trong đó α_i : hệ số biến hoán trong ở vỏ thứ i .

Lý thuyết đã chứng minh được :

$$\alpha_{\text{điện}}^{K,L} = \frac{2Z^3\alpha^4}{\epsilon_\gamma^3} \left(\frac{\epsilon_\gamma + 2}{\epsilon_\gamma} \right)^{l-\frac{1}{2}} \left[\frac{(l+1)\epsilon_\gamma^2 + 4l}{l+1} \right] \tag{2.4.5}$$

$$\alpha_{\text{từ}}^{K,L} = \frac{2Z^3\alpha^4}{\epsilon_\gamma} \left(\frac{\epsilon_\gamma + 2}{\epsilon_\gamma} \right)^{l+\frac{1}{2}} \tag{2.4.6}$$

Trong đó $\epsilon_\gamma = E_\gamma / m_e c^2$ năng lượng tương đối; $\alpha = e^2 / \hbar c$ là hằng số tương tác.

V. PHÓNG XẠ TỰ NHIÊN

Các hạt nhân phóng xạ tồn tại trong tự nhiên cùng với các hạt nhân bền. Các hạt nhân phóng xạ hình thành bởi con người thông qua phản ứng hạt nhân gọi là các hạt nhân phóng xạ nhân tạo. Trong phần này chúng ta khảo sát các hạt nhân phóng xạ được hình thành trong vỏ quả đất kể từ lúc Trái Đất được tạo lập, những hạt nhân phóng xạ nào có thời gian bán rã nhỏ hơn nhiều so với tuổi Trái Đất (cỡ 10^9 năm) chúng đã phóng xạ biến đổi thành các hạt nhân bền. Tuy nhiên vẫn còn 14 đồng vị phóng xạ có thời gian bán rã lớn hơn tuổi Trái Đất vẫn tồn tại dưới những hàm lượng có thể phát hiện được.

Sau đây là bảng liệt kê những đồng vị phóng xạ đó

Tên đồng vị phóng xạ	Loại phóng xạ	Chu kỳ bán rã (Năm)
K^{40}	β , EC	$1,2 \times 10^9$
V^{50}	EC	4×10^{14}
Rb^{87}	β	$6,2 \times 10^{10}$
In^{115}	β	6×10^{14}
La^{138}	β , EC	$1,0 \times 10^{11}$
Ce^{142}	α	5×10^{15}
Nb^{144}	α	3×10^{15}
Sm^{147}	α	$1,2 \times 10^{11}$
Lu^{176}	β	5×10^{10}
Re^{187}	β	4×10^{12}
Pt^{192}	α	10^{15}
Th^{232}	α	$1,39 \times 10^{10}$ (10 thế hệ phóng xạ) Họ: 4n
U^{235}	α	$7,07 \times 10^9$ (11 thế hệ phóng xạ) Họ: 4n+3
U^{238}	α	$4,51 \times 10^9$ (14 thế hệ phóng xạ) Họ: 4n+2

} sau phóng xạ, hạt nhân con bền

Tất cả 11 đồng vị phóng xạ đầu tiên, sau khi phóng xạ hạt nhân con trở thành đồng vị bền. Ba đồng vị phóng xạ cuối cùng là những hạt nhân nặng. Sau khi phóng xạ, hạt nhân con vẫn là hạt nhân phóng xạ, chúng tiếp tục phóng xạ cho

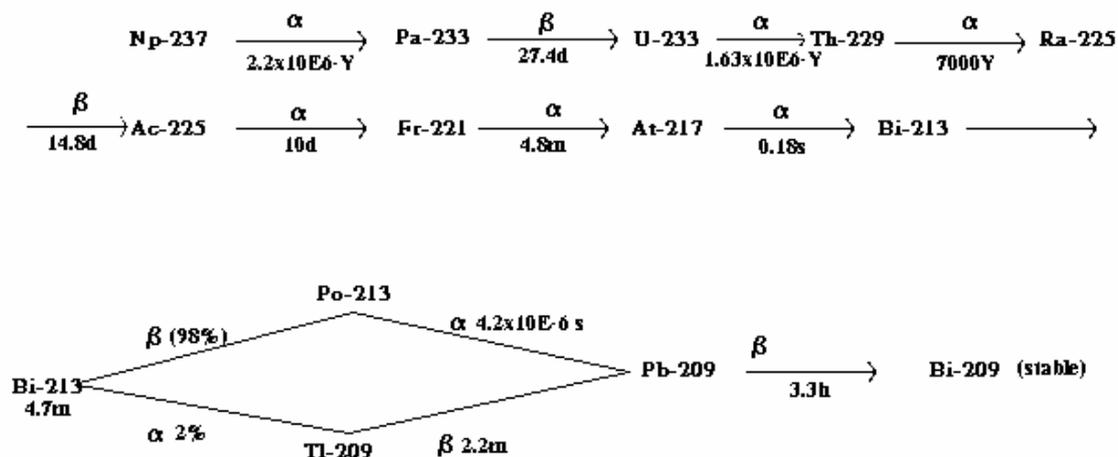
đến hạt nhân con cuối cùng là hạt nhân bền. Ba hạt nhân phóng xạ đứng đầu ba chuỗi phóng xạ (gọi là các họ phóng xạ), chúng có thời gian bán rã lớn so với các hạt nhân con cháu trong họ phóng xạ. Các họ phóng xạ kết thúc ở đồng vị chì: Pb^{204} , Pb^{207} và Pb^{206} . Ta có thể tính tuổi Trái đất bằng các xác định khối lượng tương đối của các hạt nhân mẹ sống lâu trong các họ phóng xạ và của đồng vị bền của chì tương ứng.

Trong quá trình phóng xạ của các họ phóng xạ nói trên, các hạt nhân phóng xạ chủ yếu là phóng xạ α , β và γ . Ta biết rằng trong phóng xạ β , số khối A không đổi, chỉ có nguyên tử số Z là thay đổi. Phóng xạ γ thì cả số A lẫn số Z không đổi. Chỉ có phóng xạ α làm thay đổi cả A lẫn Z. Cứ mỗi lần phóng xạ α hạt nhân phóng xạ có số A giảm bốn đơn vị.

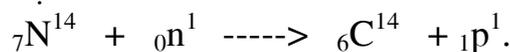
Hạt nhân phóng xạ đầu tiên trong chuỗi Thorium có số khối $A = 232$ chia đúng cho 4 do đó, tất cả các đồng vị phóng xạ trong chuỗi thorium đều chia đúng cho 4. Vậy trị số A của bất cứ một đồng vị nào trong chuỗi thorium đều có thể viết là $4n$, với n là số nguyên. Chuỗi Uran bắt đầu bằng U^{238} có thể ghi $4n+2$. Chuỗi Actinium bắt đầu bằng U^{235} có thể ghi $4n+3$.

Còn một chuỗi phóng xạ thứ tư mà các thành phần có số A bằng $4n+1$ không có trong tự nhiên, do thời gian bán rã của hạt nhân phóng xạ đứng đầu chuỗi là Np^{237} quá ngắn so với tuổi Trái đất ($2,25 \times 10^6$ năm). Tuy nhiên hạt nhân phóng xạ này có thể tạo ra bằng phản ứng hạt nhân $U^{236}(n, \beta)Np^{237}$.

Sau đây ta xét một họ phóng xạ tiêu biểu:



Các tia vũ trụ khi đi vào khí quyển Trái Đất cũng tạo nên các hạt nhân phóng xạ thông qua các phản ứng hạt nhân. Một phản ứng tiêu biểu là phản ứng của neutron với hạt nhân Nitơ:

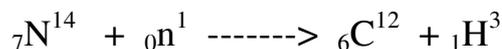


C^{14} là hạt nhân phóng xạ β với thời gian bán rã 5760 năm.

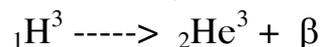


Một phần nhỏ trong không khí có những phân tử CO_2 chứa các đồng vị phóng xạ C^{14} cùng với nguyên tử bền C^{12} . Thực vật trao đổi khí CO_2 , khi chết đi, nguyên tử C^{14} không tăng lên mà bắt đầu từ lúc này, tỉ số các nguyên tử C^{14} so với C^{12} sẽ giảm dần vì sự phóng xạ của hạt nhân C^{14} . Như vậy ta có một phương pháp rất nhạy để xác định tuổi của các cổ vật hữu cơ như gỗ, bằng các xác định tỉ số tương đối của C^{14} và C^{12} bằng cách đo cường độ phóng xạ của carbon. Phương pháp này do W. F. LIBBY đề xuất lần đầu tiên năm 1952 còn gọi là phương pháp xác định tuổi bằng carbon phóng xạ.

Một phản ứng hạt nhân thứ hai của tia vũ trụ tạo ra liên tục các đồng vị phóng xạ tự nhiên là :



Trong đó Tritium ${}_1H^3$ là một đồng vị của hydro. Tritium phóng xạ thành Helium ${}_2He^3$ với thời gian bán rã 12,4 năm.



CHƯƠNG III PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

I PHÂN LOẠI PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

Hai hạt nhân hoặc hạt nhân và nuclon đi lại gần nhau đến khoảng cách của tầm lực hạt nhân thì tương tác với nhau hết sức mạnh mẽ, tương tác hạt nhân dẫn đến biến đổi hạt nhân. Quá trình đó là quá trình phản ứng hạt nhân, phản ứng hạt nhân dẫn đến phân phối lại năng lượng và xung lượng giữa hai hạt đồng thời phát ra các hạt mới.

Nếu dựa vào hạt bay đến, thường là hạt nhẹ người ta phân loại phản ứng hạt nhân gồm:

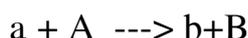
- Phản ứng hạt nhân dưới tác dụng của neutron
- Phản ứng hạt nhân dưới tác dụng của hạt tích điện như $p, e, \alpha, D, T,$
- Phản ứng hạt nhân dưới tác dụng của lượng tử gamma.

Nếu dựa vào cơ chế phản ứng người ta phân loại:

- Phản ứng hạt nhân trực tiếp
- Phản ứng hạt nhân hợp phân.

Các phản ứng hạt nhân đặc biệt như: phản ứng phân hạch hạt nhân nặng, phản ứng nhiệt hạt nhân hay phản ứng tổng hợp, phản ứng tạo thành các nguyên tố mới. . .

Thường hạt bay tới là hạt nhẹ a , hạt nhân bia đứng yên A . Sản phẩm của phản ứng cũng bao gồm một hạt nhẹ b và một hạt nặng B .



Đôi lúc người ta ký hiệu: $A(a, b)B$, nếu chỉ quan tâm đến hạt bay tới và hạt bay ra sau phản ứng người ta chỉ ghi (a, b) . ; a và b có thể là những hạt $p, n, \alpha, \gamma, D, \dots$. Quá trình phản ứng có thể xảy ra theo nhiều kênh cạnh tranh nhau phụ thuộc năng lượng của hạt bay tới.



Kênh $(A^* + a)$ gọi là *tán xạ không đàn hồi*, hạt nhân sau phản ứng ở trạng thái kích thích. Kênh $(A+a)$ là quá trình *tán xạ đàn hồi* trong đó trạng thái bên trong của hạt nhân không thay đổi.

Khi nghiên cứu các phản ứng hạt nhân ta cần xác định các kênh của phản ứng, xác suất tương đối của các kênh khác nhau tùy theo năng lượng và các hạt tham gia phản ứng, năng lượng và phân bố góc của các hạt bay ra, trạng thái bên trong hạt nhân (năng lượng kích thích, spin, độ chẵn lẻ. . .). Nhiều vấn đề của

phản ứng hạt nhân có thể được xác định nhờ áp dụng các định luật bảo toàn, kết quả là phản ứng hạt nhân chỉ có thể xảy ra theo những kênh nhất định nào đó mà thôi. Các định luật bảo toàn quan trọng trong phản ứng hạt nhân là: nuclon, năng lượng, xung lượng, chẵn lẻ, spin đồng vị.

II CÁC ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN

1. Định luật bảo toàn điện tích và số nuclon

Nhiều nghiên cứu thực nghiệm chứng tỏ rằng: *Tổng đại số điện tích của các hạt tham gia phản ứng bằng tổng đại số điện tích các sản phẩm của phản ứng.* Ngoài ra trong các phản ứng thông thường (không sinh phản hạt) thì *số nuclon toàn phần được bảo toàn.*

2. Định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng

Hạt nhân có kích thước rất nhỏ (cỡ 10^{-12} cm), liên kết hoá học giữa các nguyên tử lại rất nhỏ, vì vậy hệ hai hạt nhân tương tác với nhau có thể xem là một hệ cô lập, do đó: *Tổng năng lượng cũng như xung lượng của các hạt trong hệ được bảo toàn.*

a. Năng lượng phản ứng

Xét phản ứng $a + A \rightarrow B + b$ định luật bảo toàn năng lượng viết:

$$(m_a + m_A) c^2 + T_a + T_A = (m_b + m_B) c^2 + T_b + T_B \quad (3.2.1)$$

Trong đó T_i : là động năng của hạt i .

Đặt $E_{01} = (m_a + m_A) c^2$; $E_{02} = (m_b + m_B) c^2$ gọi là năng lượng nghỉ,

$T_1 = T_a + T_A$; $T_2 = T_b + T_B$ là động năng trước và sau phản ứng.

Thường hạt nhân bia A đứng yên, $T_1 = T_a$.

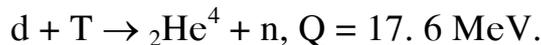
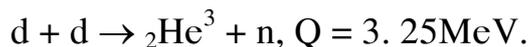
Nói chung $E_{01} \neq E_{02}$, ký hiệu $E_{01} - E_{02}$ được gọi là năng lượng của phản ứng.

Ký hiệu là Q : $Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (3.2.2)$

* Nếu $Q > 0$: Thì phản ứng xảy ra kèm theo sự tỏa động năng nhờ năng lượng nghỉ giảm đi, gọi là *phản ứng tỏa năng*. Phản ứng tỏa năng có thể xảy ra với bất kỳ năng lượng nào của hạt tới (nếu năng lượng này đủ để vượt qua rào thế Coulomb của hạt nhân nếu hạt tới tích điện).

*. Nếu $Q < 0$: Thì phản ứng xảy ra kèm theo sự tăng năng lượng nghỉ nhờ việc giảm động năng, gọi là *phản ứng thu năng*. Phản ứng thu năng chỉ xảy ra khi năng lượng hạt tới đủ cao: Vì từ $Q = T_2 - T_1$ suy ra $T_1 = T_2 + |Q|$.

*. Nếu $Q = 0$: Ứng với trường hợp tán xạ đàn hồi, lúc đó $T_2 = T_1$, $E_{01} = E_{02}$, định luật bảo toàn không những đúng với năng lượng toàn phần mà đúng cả với năng lượng nghỉ và động năng của từng hạt tham gia phản ứng. (Nghĩa là cả khối lượng của từng hạt). Ví dụ: Phản ứng tỏa năng



Năng lượng tổng hợp hạt nhân nhẹ này $\sim 10^6$ lần lớn hơn năng lượng hóa học và chính là năng lượng trong phản ứng nhiệt hạt nhân. Phản ứng phân hạch hạt nhân uran (U^{235}) cũng thuộc loại tỏa năng và cho năng lượng cỡ 200 MeV ở dạng chủ yếu là động năng của các mảnh.

Các phản ứng $Li^7(p, n)_4Be^7, {}_4Be^9(\gamma, n)_2He^4, {}_{16}S^{32}(n, p), {}_7N^{14}(\alpha, p)_8O^7$ đều có $Q < 0$,

$$Q \sim -(1 + 2)\text{MeV}.$$

b) Sơ đồ năng lượng của phản ứng hạt nhân

Từ $a + A \rightarrow B + b$, định luật bảo toàn xung lượng:

$$\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_A = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_B, \tag{3.2.3}$$

thường thường $\mathbf{P}_A = \mathbf{0}, \mathbf{P}_a = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_B$. Theo giả thiết của N. Bohr có thể xem phản ứng xảy ra theo hai giai đoạn.

Giai đoạn 1:



Hạt nhân 0 có các tham số hạt nhân hoàn toàn xác định (điện tích, khối lượng, hệ thống các mức năng lượng, Spin. . .) có thời gian sống khá lâu cỡ $>10^{-16}$ s.

Giai đoạn 2:



Chúng ta hãy xét giai đoạn đầu : $a + A \rightarrow 0$

Định luật bảo toàn xung lượng: $\mathbf{P}_a = \mathbf{P}_0$

Định luật bảo toàn năng lượng: $(m_a + m_A)c^2 + T_a = m_0^*c^2 + T_0$ (3.2.4)

trong đó $P_0, m_0^*c^2, T_0$ lần lượt là động lượng, năng lượng nghỉ, động năng của hạt nhân hợp phần 0 ở trạng thái kích thích.

Ta hãy tính $m_0^*c^2$ (trong trường hợp không tương đối nghĩa là $T_a \sim 10\text{MeV}$)

$$\begin{aligned} (m_a + m_A)c^2 + T_a &= m_0^*c^2 + T_0 && \text{Suy ra} \\ m_0^*c^2 &= (m_a + m_A)c^2 + T_a - T_0 && \tag{3.2.5} \end{aligned}$$

$$\text{- Ta tính } T_0: T_0 = \frac{P_0^2}{2m_0^*} = \frac{P_a^2}{2M_0^*}, (\vec{P}_0 = \vec{P}_a) \tag{3.2.6}$$

$$\text{- Từ biểu thức (3.2.5)} \Rightarrow M_0^*c^2 = (m_a + M_A)c^2 + T_a \left(1 - \frac{m_a}{M_0^*}\right). \tag{3.2.7}$$

Ta thấy rằng $T_a (1 - m_a/M_0^*) < T_a \leq 10\text{MeV}$ số lượng này rất nhỏ thua số hạng: $(m_a + M_A)c^2 \sim 931A(\text{MeV})$ (A là số khối lượng tổng cộng của hai hạt A+a), vì vậy ở gần đúng bậc một có thể coi : $M_0^*c^2 \approx (M_A + m_a)c^2$.

Do đó biểu thức gần đúng bậc hai của M^*c^2 có thể viết thành :

$$\begin{aligned} M_0^*c^2 &= (m_A + m_a)c^2 + T_a(1 - m_a/m_{A+m_a}) \\ &= (m_A + m_a)c^2 + T_a(m_A/m_{A+m_a}) \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

$$T_0 = (m_a/m_0^*)T_a \text{ có thể viết : } T_0 = (m_a/m_{A+m_a})T_a \quad (3.2.9)$$

Biết khối lượng của hạt nhân hợp phần kích thích (M_0^*) ta có thể xác định năng lượng kích thích của nó:

$$W = M_0^*c^2 - M_0c^2 = (m_A + m_a - M_0)c^2 + (m_a/m_{A+m_a})T_a \quad (3.2.10)$$

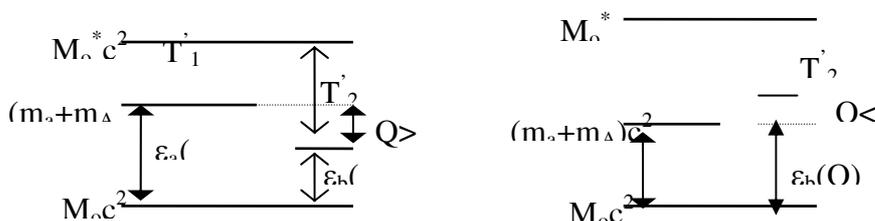
Trong biểu thức (3.2.10), số hạng thứ nhất là năng lượng liên kết của hạt nhân a đối với hạt nhân O ký hiệu $\epsilon_a(o)$; số hạng thứ hai là động năng của các hạt nhân A và a trong hệ khối tâm ký hiệu T'_1 còn gọi là động năng tương đối.

Năng lượng kích thích của hạt nhân hợp phần $W = \epsilon_a(o) + T'_1$

Nếu $W \neq 0$ ngay cả khi $T'_1 = 0$ (nghĩa là $T_a=0$); còn nếu $T_a \neq 0$ thì T_a chia làm hai phần:

Phần $T'_1 = (m_A/m_{a+m_A})T_a$ dùng để kích thích hạt nhân hợp phần.

Phần $T_0 = (m_a/m_{a+m_A})T_a$ dùng cho chuyển động của hạt nhân hợp phần: $T'_1 + T_0 = T_a$ Chúng ta hãy biểu diễn quá trình tạo nên hạt nhân hợp phần kích thích theo sơ đồ năng lượng và quá trình phân rã ra hai hạt B và b trong hai trường hợp $Q > 0$ và $Q < 0$.



T'_2 là động năng tương đối của b và B trong hệ khối tâm. Phản ứng tỏa năng lượng $Q = T'_2 - T'_1 = \epsilon_a - \epsilon_b$. Trường hợp phản ứng thu năng lượng $Q = T'_2 - T'_1 < 0$ do đó:

$$T'_1 = |Q| + T'_2 \text{ nghĩa là } T'_1 \geq |Q| \quad (3.2.11)$$

Dấu bằng ứng với giá trị nhỏ nhất của động năng tương đối của các hạt A và a mà phản ứng có thể xảy ra được.

$$(T'_1)_{\min} = |Q|$$

ta có $T'_1 = (m_A/m_{A+m_a})T_a$, suy ra điều kiện năng lượng nhỏ nhất của hạt bay tới a mà phản ứng có thể xảy ra gọi là ngưỡng của phản ứng.

$$[(m_A/m_{A+m_a})T_a]_{\min} = |Q| \implies (T_a)_{\min} = \frac{m_A + m_a}{m_A}|Q| \quad (3.2.12)$$

$$\text{nghĩa là } (T_a)_{\min} = |Q| + (m_a/m_A)|Q| = |Q| + (m_a/m_{A+m_a})T_{a,\min} \quad (3.2.13)$$

$$T_{a,\min} = |Q| + (T_0)_{\min}$$

Ta thấy $T_{a,\min}$ lớn hơn $|Q|$ một lượng chính bằng động năng của hạt nhân hợp phần. Ta hãy xét vài thí dụ:

. Xét phản ứng hạt nhân



Động năng nhỏ nhất của neutron để xảy ra phản ứng :

$$(T_n)_{\min} = |Q|(m_A+m_a/m_A) = 0,92(32+1/32) \approx 0,95 \text{ MeV}$$

lúc này ở giá trị ngưỡng của phản ứng thì $T'_1 = Q$ còn $T'_2 = 0$ (nghĩa là các sản phẩm của phản ứng đứng yên trong hệ tâm quán tính - hệ khối tâm) và chuyển động trong hệ phòng thí nghiệm với cùng vận tốc (là vận tốc của hệ khối tâm trong hệ phòng thí nghiệm). Như vậy động năng của hạt nhân hợp phần:

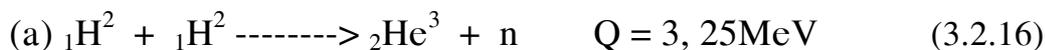
$$T_o = [m_a / (M_a + m_a)] \cdot T_a$$

$T_o = (1/33) \cdot 0,95 = 0,03 \text{ MeV}$ được phân chia đều cho các hạt nhân sản phẩm theo khối lượng của chúng nghĩa là:

$$T_p / T_{P32} = 1/32 \text{ nghĩa là } T_p = (1/33) \cdot T_o \approx 1 \text{ KeV}$$

Chú ý rằng động năng của proton tạo thành nhỏ nhất là 1 KeV, nghĩa là luôn luôn khác không (trong hệ phòng thí nghiệm) và không bao giờ nhỏ hơn 1 KeV.

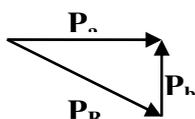
. Xét hai phản ứng tổng hợp hạt nhân nhẹ tỏa năng



Các phản ứng này cho ta thu được các neutron nhanh rất đơn năng. Chúng ta xét trường hợp đặc biệt, khi hạt b (là neutron) bay ra dưới một góc 90° so với phương của hạt tác dụng a (Deuteron).

Định luật bảo toàn động lượng : $\mathbf{P}_a = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_B$ (hạt A ban đầu đứng yên).

$$T_a = T_1; \quad T_b + T_B = T_2; \quad Q = T_2 - T_1; \quad T_a + Q = T_2 = T_b + T_B \quad (*)$$



$$P_a^2 + P_b^2 = P_B^2$$

$$P_a^2 + P_b^2 = P_B^2$$

Từ công thức $P^2 = 2mT$ ta có : $(m_a/m_B)T_a + (m_b/m_B)T_b = T_B \quad (**)$

Từ (*) và (**) ta có:

$$T_b = \frac{m_B}{m_b + m_B} Q + \frac{m_B - m_a}{m_b + m_B} T_a \quad (3.2.18)$$

Với giá trị động năng cỡ $T_a \approx 0,2 \text{ MeV}$, phản ứng xảy ra rất mạnh. Trong trường hợp này động năng của neutron bay ra dưới một góc 90° so với chùm deuteron tới là:

$$T_n = (3/4) \cdot 3,25 + (1/4) \cdot 0,2 \approx 2,5 \text{ MeV} \quad (\text{với phản ứng a})$$

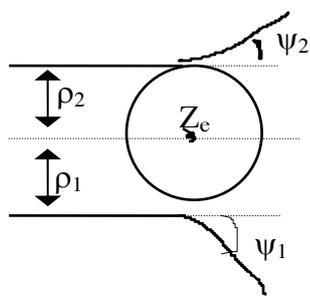
$$T_n = (4/5) \cdot 17,6 + (2/5) \cdot 0,2 \approx 14 \text{ MeV} \quad (\text{với phản ứng b})$$

Muốn có neutron đơn năng ta phải tạo được còlimatơ sao cho chùm neutron theo hướng vuông góc với chùm hạt đơteri tới và phải tạo được chùm đơteri thật đơn năng. Ống gia tốc có thể tạo được chùm đơterôn đơn năng tốt, tuy nhiên bề dày của bia làm giảm độ đơn năng (thường dày hơn nhiều lần quãng chạy của deuteri trong vật liệu bia) mặc dù vậy độ đơn năng trong thực nghiệm đạt cỡ (1 ÷ 2) %.

3. Giảm độ xung lượng của phản ứng hạt nhân

a. Tán xạ đàn hồi của các hạt và giảm độ xung lượng trong tán xạ

Trong tán xạ đàn hồi, tổng động năng của hai hạt không thay đổi chỉ có sự phân phối lại động năng và thay đổi lại phương chuyển động của hai hạt. Trong vật lý hạt nhân, lực tương tác trong tán xạ đàn hồi là lực Coulông và lực hạt nhân.



Đặc trưng cho tán xạ là tham số va chạm, khoảng cách nhắm ρ (cổ điển) số lượng tử momen quỹ đạo l (lượng tử). Nếu $\rho_2 > \rho_1$ thì $\psi_1 > \psi_2$, ρ phải nhỏ hơn bán kính tác dụng của lực hạt nhân a .

Theo cơ học lượng tử thì hạt có xung lượng \mathbf{P} , với $\rho < a$ thì ρ cũng chỉ nhận những giá trị gián đoạn:

$$\rho_l = \frac{\hbar}{p} \sqrt{l(l+1)} = \lambda \sqrt{l(l+1)} < a, \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (3.2.19)$$

Với momen động lượng của hạt $|\mathbf{M}| = p\rho = \hbar[l(l+1)]^{1/2} \quad (3.2.20)$

Ta hãy xét giảm độ xung lượng của tán xạ.

Nếu phương chuyển động của hạt bị tán xạ được biết (từ thực nghiệm) thì ta sẽ có một phương pháp hình học đơn giản để xác định vận tốc và phương chuyển động của hạt bay tới, phương pháp này được gọi là phương pháp giảm độ xung lượng. Để thiết lập giảm độ này ta sử dụng hai hệ tọa độ: Hệ phòng thí nghiệm và hệ khối tâm.

Các đại lượng thực nghiệm như góc, khoảng cách, vận tốc. . . thường được đo trong hệ tọa độ gắn với mỗi thí nghiệm, phòng thí nghiệm. *Hệ tọa độ phòng thí nghiệm* tiện lợi trong việc mô tả cụ thể các kết quả thực nghiệm đo được.

Tuy nhiên, để phân tích tiện lợi các kết quả thực nghiệm thì người ta thường dùng *hệ tọa độ tâm quán tính*, trong đó điểm không chuyển động là khối tâm, hay trọng tâm của hai hạt, được chọn làm gốc tọa độ. Trong hệ tâm quán tính thì xung lượng của hai hạt luôn luôn bằng nhau về giá trị và ngược chiều.

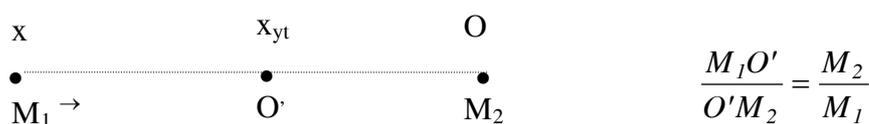
Nếu hai hạt có khối lượng bằng nhau $M_1 = M_2 = M$ mà một hạt đứng yên còn hạt kia chuyển động với vận tốc \vec{v} , thì tâm quán tính của hệ luôn luôn nằm giữa khoảng cách giữa hai hạt và chuyển động trong hệ phòng thí nghiệm với vận tốc $v_{qt} = \frac{v}{2}$. Do đó, vận tốc v'_1 của hạt M_1 đối với hệ tâm quán tính sẽ là:

$$\begin{aligned} v'_1 &= v - v_{qt} = \frac{v}{2} \\ v'_2 &= 0 - v_{qt} = -\frac{v}{2} \end{aligned} \quad (3.2.21)$$

Xung lượng của hai hạt trong hệ quán tính:

$$\begin{aligned} p'_{M_1} &= M_1 v'_1 = M \frac{v}{2}, p'_{M_2} = M_2 v'_2 = -M \frac{v}{2} \\ \rightarrow |\vec{p}'_{M_1}| &= |\vec{p}'_{M_2}| \end{aligned} \quad (3.2.22)$$

Nếu khối lượng M_1 và M_2 khác nhau, thì tâm quán tính của hệ nằm giữa hai hạt và chia khoảng cách giữa hai hạt thành hai đoạn tỷ lệ nghịch với khối lượng.



Nếu M_2 đứng yên còn M_1 chuyển động vận tốc \vec{v} thì ta đặt gốc tọa độ 0 phòng thí nghiệm ở M_2 , tọa độ M_1 trong hệ phòng thí nghiệm là x , tọa độ tâm quán tính O' là x_{qt}

$$\begin{aligned} \frac{x_{qt}}{x - x_{qt}} &= \frac{M_1}{M_2} \quad \text{và} \quad x_{qt} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} x \\ v_{qt} &= \frac{M_1}{M_1 + M_2} v \end{aligned} \quad (3.2.23)$$

Do đó vận tốc của các hạt M_1 và M_2 trong hệ tâm quán tính là:

$$\begin{aligned} v'_{M_1} &= v - v_{qt} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} v \\ v'_{M_2} &= -v_{qt} = -\frac{M_{M_1}}{M_1 + M_2} v \end{aligned} \quad (3.2.24)$$

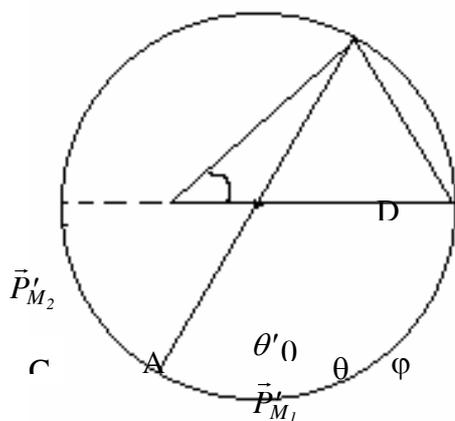
Xung lượng các hạt trong hệ quán tính:

$$\begin{aligned}
 P'_{M_1} &= M_1 v'_{M_1} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} v = \frac{M_2}{M_1 + M_2} P_{M_1} \\
 P'_{M_2} &= M_2 v'_{M_2} = -\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} v = -\frac{M_1}{M_1 + M_2} P_{M_1} \quad (3.2.25) \\
 |\vec{P}'_{M_1}| &= -|\vec{P}'_{M_2}|
 \end{aligned}$$

Như vậy xung lượng tổng cộng của hai hạt trong hệ tâm quán tính, luôn luôn bằng không, điều này làm đơn giản cho việc phân tích thực nghiệm. Chúng ta hãy xây dựng giản đồ xung lượng.

Giả sử hạt khối lượng M_1 chuyển động với vận tốc \vec{v} tới va chạm đàn hồi với hạt đứng yên khối lượng M_2 (chú ý rằng lập luận của chúng ta sẽ đúng cho bất kỳ tỉ số khối lượng các hạt nào, nhưng để cụ thể chúng ta xét trường hợp $M_1 < M_2$ trường hợp này rất thường gặp).

Giả sử AB biểu diễn xung lượng \vec{P}_{M_1} của hạt M_1 trong hệ phòng thí nghiệm trước khi tán xạ. Xung lượng \vec{P}_{M_2} của hạt $M_2 = 0$. Ta chia đoạn thẳng AB ra hai đoạn theo tỉ lệ khối lượng của 2 hạt:



$$\begin{aligned}
 \frac{AO}{OB} &= \frac{M_1}{M_2} \\
 \vec{OB} &= \vec{AB} \frac{M_2}{M_1 + M_2} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \vec{P}_{M_1} = \vec{P}'_{M_1}
 \end{aligned}$$

(3.2.26)

Nghĩa là bằng xung lượng của M_1 trong hệ tâm quán tính trước khi tán xạ. Do tính chất của hệ tâm quán tính, xung lượng của hạt M_2 phải bằng \vec{P}'_{M_1} nhưng ngược chiều:

B $\vec{P}'_{M_2} = -\vec{P}'_{M_1} = \vec{OC}$ Theo định luật bảo toàn xung lượng thì xung lượng của hai hạt sau va

chạm cũng phải bằng nhau về giá trị nhưng ngược chiều. Định luật bảo toàn động năng trong va chạm đàn hồi lại cho ta kết luận rằng: Độ lớn của xung lượng của hạt trong trường hợp này không thay đổi. Cho nên việc mô tả quá trình tán xạ của hai hạt trong hệ tâm quán tính dẫn đến việc quay cặp xung lượng $\vec{P}'_{M_1} = \vec{OB}$ và $\vec{P}'_{M_2} = \vec{OC}$ đi một góc θ và xung lượng các hạt M_1, M_2 sau khi tán xạ sẽ được biểu diễn bằng các vectơ: $\vec{P}'_{M_1} = \vec{OD}, \vec{P}'_{M_2} = \vec{OE}$ (sau va chạm).

Bây giờ nếu chuyển lại hệ tọa độ phòng thí nghiệm ta cần phải chú ý rằng hệ tâm quán tính chuyển động so với hệ phòng thí nghiệm với vận tốc:

$\vec{v}_{qt} = \frac{M_1}{M_2 + M_1} \vec{v}$, trong chuyển động này cả hai hạt cùng tham gia vào, cho nên cả hai hạt đều có thêm những xung lượng phụ của chuyển động theo.

$$\begin{aligned} (\vec{P}_{M_1})_{theo} &= M_1 v_{qt} = \frac{M_1^2}{M_1 + M_2} v = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \vec{P}_{M_1} \\ (\vec{P}_{M_2})_{theo} &= M_2 v_{qt} = \frac{M_2 M_1}{M_1 + M_2} v = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \vec{P}_{M_1} \end{aligned} \quad (3.2.27)$$

$(\vec{P}_{M_1})_{theo}$ và $(\vec{P}_{M_2})_{theo}$ được biểu diễn bằng các đoạn $A\vec{O}$ và $O\vec{B}$ trên hình vẽ.

Do đó xung lượng của hạt M_1 trong hệ quán tính sau va chạm là $\vec{P}'_{M_1} = O\vec{D}$, còn xung lượng phụ của nó để chuyển về hệ phòng thí nghiệm sẽ là $A\vec{O}$. Tổng hợp hai vectơ đó ta được vectơ: $A\vec{D} = O\vec{D} + A\vec{O}$, chính là \vec{P}_{M_1} là xung lượng của M_1 sau khi va chạm trong hệ phòng thí nghiệm.

Tương tự tổng hợp hai vectơ $\vec{P}_{M_2} = O\vec{E}$ và $(\vec{P}_{M_2})_{theo} = O\vec{B}$ ta thu được vectơ: $D\vec{B} = O\vec{B} + O\vec{E} = O\vec{B} - O\vec{D}$, biểu diễn xung lượng giật lùi của hạt nhân sau va chạm trong hệ thí nghiệm.

Điều kết luận trên là đúng với thực tế vì các vectơ xung lượng $A\vec{D}$ và $D\vec{B}$ cùng với xung lượng của hạt M_1 là $\vec{P}_{M_1} = A\vec{B}$ đã tạo nên một tam giác cho nên:

$$\vec{P}_{M_1} = \vec{P}_{M_1} + \vec{P}_{M_2} \text{ đúng với định luật bảo toàn động lượng.}$$

Tóm lại, chúng ta có thể nêu lên bản sau đây về xung lượng của các hạt tán xạ trong hệ tọa độ tâm quán tính và hệ tọa độ phòng thí nghiệm:

\vec{P}	M_1	M_2
\vec{P}_{ptn}	$\vec{P}_{M_1} = A\vec{B}$	$\vec{P}_{M_2} = 0$
\vec{P}_{tqt}	$\vec{P}'_{M_1} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \vec{P}_{M_1} = O\vec{B}$	$\vec{P}'_{M_2} = -\frac{M_2}{M_1 + M_2} \vec{P}_{M_1} = O\vec{C}$
\vec{P}'_{tqt}	$\vec{P}'_{M_1} = O\vec{D}$	$\vec{P}'_{M_2} = O\vec{E} = -\vec{P}'_{M_1}$
\vec{P}_{theo}	$(\vec{P}_{M_1})_{theo} = M_1 v_{tqt} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \vec{P}_{M_1} = A\vec{O}$	$(\vec{P}_{M_2})_{theo} = M_2 v_{tqt} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \vec{P}_{M_1} = O\vec{B}$
\vec{P}_{ptn}	$\vec{P}_{M_1} = O\vec{D} + A\vec{O} = A\vec{D}$	$\vec{P}_{M_2} = O\vec{B} + O\vec{E} = O\vec{B} - O\vec{D} = D\vec{B}$

Như vậy để thu được xung lượng của hạt tán xạ và hạt nhân giật lùi ta cần phải làm những động tác sau đây trong giản đồ xung lượng:

a - Vẽ vectơ $A\vec{B}$ bằng xung lượng của hạt tán xạ tới, khối lượng M_1 $A\vec{B} = \vec{P}_{M_1}$.

b - Dùng điểm O chia đoạn AB theo tỷ số khối lượng $\frac{AO}{OB} = \frac{M_1}{M_2}$.

c - Từ A vẽ đường thẳng tạo thành một góc θ với phương AB (góc bay của hạt tới sau va chạm có thể xác định bằng thực nghiệm) cắt vòng tròn tại điểm D và nối DB.

d - Vẽ đường kính đi qua D.

Trên giản đồ này thì: $A\vec{D}$ biểu xung lượng của hạt tán xạ sau va chạm. Góc $B\hat{A}D = \theta$ là góc tán xạ của M_1

$D\vec{B}$ bằng xung lượng của hạt nhân dật lùi

Góc $D\hat{B}A = \varphi$ là góc tán xạ của hạt nhân giạt lùi M_2

Góc $D\hat{O}B = \theta$ Là góc tán xạ của M_1 trong hệ tâm quán tính trước và sau khi va chạm.

$O\vec{C}$ và $O\vec{E}$ là xung lượng của hạt M_2 trong hệ tâm quán tính trước và sau khi va chạm, chúng ta nêu lên những hệ thức sau đây thu được từ giản đồ xung lượng trên (không tính toán cụ thể).

e - Động năng tổng cộng của hai hạt trong hệ tâm quán tính (động năng tương đối) bằng:

$$T' = \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right) \frac{v^2}{2} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} T = \frac{\mu v^2}{2}, \quad (3.2.28)$$

$$\mu = \frac{M_2 M_1}{M_1 + M_2}$$

μ : khối lượng rút gọn.

g- Động năng của chuyển động theo cả hai hạt bằng:

$$T_{igt} = \frac{(M_1 + M_2)^2}{2} V_{igt}^2 \quad \text{hoặc} \quad c V_{igt} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} v$$

$$\text{nên: } T_0 = T_{igt} = \frac{M_1^2}{M_1 + M_2} \frac{v^2}{2} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} T \quad (2) \quad (3.2.29)$$

Do đó ta có: $T' + T_{igt} = T$ (T là động năng ban đầu của M_1 trong hệ phòng thí nghiệm $T = \frac{M_1 v^2}{2}$).

h- Động năng của các hạt M_1, M_2 trong hệ phòng thí nghiệm sau va chạm:

$$\tilde{T}_{M_1} = \frac{M_1^2 M_2^2 - M_1 M_2 \cos 2\psi}{(M_1 + M_2)^2} T; \quad (\tilde{T}_{M_1})_{min} = \left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 T; \quad (\tilde{T}_{M_1})_{max} = T$$

$$\tilde{T}_{M_2} = \frac{2M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} (1 + \cos 2\psi) T, \quad (\tilde{T}_{M_2})_{max} = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} T; \quad (\tilde{T}_{M_2})_{min} = 0 \quad (3.2.30)$$

Đồng thời, vì định luật bảo toàn năng lượng nên trong tán xạ đàn hồi thì:

$$\tilde{T}_{M_1} + \tilde{T}_{M_2} = T \quad (3.2.31)$$

- Hệ thức giữa góc tán xạ của các hạt trong hệ tọa độ phòng thí nghiệm là:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta &= \frac{\sin 2\psi}{\frac{M_1}{M_2} - \cos 2\psi} \\ \operatorname{tg} \theta &= \frac{\sin \theta'}{\frac{M_1}{M_2} + \cos \theta'} \end{aligned} \quad (3.2.32)$$

b. Giảm đồ xung lượng của phản ứng hạt nhân

Quá trình động học xảy ra phản ứng hạt nhân có thể được phân tích nhờ giảm đồ xung lượng. Chúng ta hãy xét phản ứng tỏa năng:



A đứng yên còn xung lượng của hạt a là \vec{p}_a .

Cũng giống như trong trường hợp tán xạ đàn hồi, xung lượng của hạt sản phẩm có thể thu được bằng cách tổng hợp vectơ xung lượng của chuyển động theo \vec{p}_{theo} (với vận tốc tâm quán tính là v_{qt}) và xung lượng trong hệ quán tính \vec{p}'

$$\vec{p}' = \vec{p}_{theo} + \vec{p}'$$

Vì $\vec{p}_a = \vec{p}_0$ nghĩa là $m_a v_a = m_0 \vec{v}_0$ mà tâm quán tính đặt tại nhân trung gian 0 nên: $V_{iqt} = V_0 = \frac{m_a}{M_0} v_a = \frac{p_a}{M_0}$

và xung lượng theo của hạt sản phẩm b và B sẽ là:

$$\begin{aligned} (p_b)_{theo} &= m_0 v_{iqt} = \frac{m_b}{M_0} p_a \approx \frac{m_b}{M_B + m_b} p_a \\ (p_B)_{theo} &= M_B v_{iqt} = \frac{M_B}{M_0} p_a \approx \frac{M_B}{m_b + M_B} p_a \end{aligned} \quad (3.2.33)$$

Hai vectơ này có thể thu được bằng cách chia xung lượng ban đầu \vec{p}_a ra hai khoảng tỉ lệ với khối lượng của các hạt sản phẩm b và B.

Còn xung lượng của các hạt sản phẩm trong hệ tâm quán tính có thể được tính như sau:

$$+ \text{ Theo sơ đồ năng lượng thì: } T_2' = T_1' + Q = \frac{M_A}{M_A + M_a} T_a + Q \quad (3.2.34)$$

Từ công thức $P = (2mT)^{1/2}$ xung lượng $P_2' = \sqrt{2\mu_{bB} T_2'}$

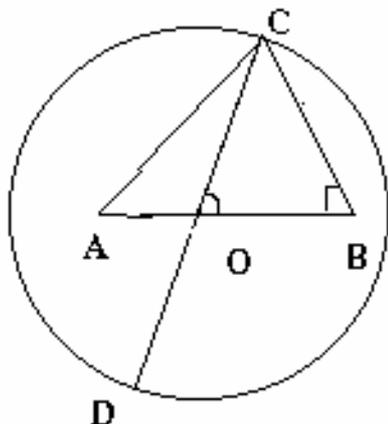
$$\begin{aligned} P_2' &= \sqrt{2\mu_{bB} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} \frac{P_a^2}{2m_a} + Q \right)} \\ P_2' &= P_a \sqrt{\frac{M_{bB}}{m_a} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} + \frac{Q}{T_a} \right)} \end{aligned} \quad (3.2.35)$$

Như ta đã biết trong hệ tâm quán tính:

$$P'_2 = P'_b = P'_B = P_a \sqrt{\frac{\mu_{bB}}{m_a} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} + \frac{Q}{T_a} \right)} \quad (3.2.36)$$

Khác với tán xạ đàn hồi ở đây $P'_2 \neq P'_1$.

Chúng ta hãy vẽ giản đồ xung lượng để minh họa phản ứng hạt nhân.



Vectơ \vec{AB} biểu diễn \vec{P}_a , dùng điểm O chia AB ra hai đoạn tỷ lệ với khối lượng của các hạt sản phẩm được tạo thành : $\frac{AO}{OB} = \frac{m_b}{M_B}$ lấy O làm

tâm, vẽ vòng tròn bán kính

$$R = P'_2 = P_a \sqrt{\frac{\mu_{Bb}}{M_A + m_a} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} + \frac{Q}{T_a} \right)} \quad (3.2.37)$$

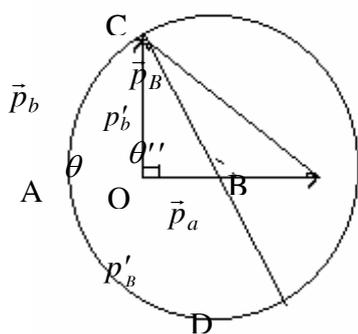
Các xung lượng của hạt b và B trong hệ quán tính được biểu diễn bằng các bán kính đối nhau, ví dụ: \vec{OC} và \vec{OD} làm một góc θ' với \vec{AB}

$$A\vec{O} = \frac{m_b}{M_B + m_b} \vec{P}_a, \quad O\vec{B} = \frac{M_b}{M_b + m_b} \vec{P}_a \quad (3.2.38)$$

là xung lượng trong chuyển động theo của hạt b và B.

Do đó $\vec{AC} = \vec{OC} + \vec{AO}$ là xung lượng của b trong hệ phòng thí nghiệm.

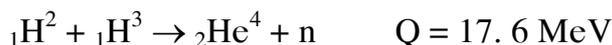
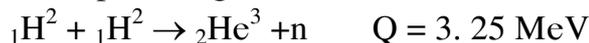
$\vec{CB} = \vec{OB} + \vec{OD} = \vec{OB} - \vec{OC}$ là xung lượng của hệ B trong hệ phòng thí nghiệm. Các góc bay của hạt b và B trong hệ phòng thí nghiệm là θ và Ψ , còn góc bay của hạt b trong hệ tâm quán tính là θ' .



Giản đồ xung lượng trên vẽ trong trường hợp $Q > 0$.

*. Tuy nhiên cũng đúng trong trường hợp $Q < 0$. Nhờ giản đồ xung lượng ta có thể xác định bằng đồ thị có thể có về năng lượng và góc bay của các hạt sản phẩm phản ứng.

Để minh họa ta hãy xây dựng giản đồ xung lượng của các phản ứng.



Ở đây neutron được tạo ra ở góc 90° so với phương của deuteron tới

Từ đồ thị, ta thấy xung lượng neutron có thể tính được từ tam giác vuông OAC mà trên đây ta có:

$$OA = \frac{m_b}{M_B + m_b} P_a \quad (\text{xung lượng trong chuyển động theo của hạt b})(3.2.39)$$

$$OC = P_a \sqrt{\frac{\mu_{bB}}{m_a} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} + \frac{Q}{T_a} \right)} \quad (\text{xung lượng b trong hệ khối tâm})$$

Nếu xây dựng giản đồ xung tỷ lệ đúng, ta có thể dùng thước đo để xác định xung lượng và năng lượng của neutron phát ra :

$$\Rightarrow P_b = \left\{ P_a^2 \left[\frac{\eta_{bB}}{m_a} \left(\frac{M_A}{M_A + m_a} + \frac{T_A}{Q} \right) \right] - P_a^2 \left[\frac{m_b}{m_B + m_b} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} = P_a \left\{ \frac{\eta_{bB}}{m_a} \left(\frac{m_a}{m_A + m_a} + \frac{T_a}{Q} \right) - \left(\frac{m_b}{m_B + m_b} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

4. Định luật bảo toàn momen động lượng

Trong các quá trình phản ứng hạt nhân thì tổng momen động lượng toàn phần của các hạt tương tác, cũng như hình chiếu của tổng momen động lượng toàn phần lên một phương nào đó được bảo toàn.

Chúng ta hãy xét phản ứng tổng quát:

$$a + A \rightarrow 0 \rightarrow b + B$$

$$\vec{I} = \vec{I}_0 = \vec{I}_2$$

(3.2.42)

$$\text{ở đây } \vec{I}_1 = \vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{l}_{aA}; \vec{I}_2 = \vec{I}_B = \vec{I}_B + \vec{i}_b + \vec{l}_{bB}$$

Với I_1 là spin của hạt nhân I ; l_{ij} là momen động lượng quỹ đạo trong chuyển động tương đối của hạt I và j.

Chúng ta biết rằng spin của proton và neutron đều bằng 1/2, spin của mọi hạt nhân chẵn chẵn bằng không, spin của các hạt nhân có số khối A chẵn là số nguyên, A lẻ có spin bán nguyên, . . . vì momen động lượng của các hạt nhân không chỉ phụ thuộc vào spin của các nuclon, mà còn phụ thuộc chuyển động nội tại của các hạt nhân (momen quỹ đạo) nên momen động lượng của mỗi hạt nhân phụ thuộc trạng thái của nó. Spin hạt nhân được xem là momen động lượng ở trạng thái cơ bản.

Các vectơ $\mathbf{l}_{aA}, \mathbf{l}_{bB}$ xác định momen động lượng quỹ đạo của các cặp hạt Aa, Bb và đặt trưng cho chuyển động tương đối của từng cặp hạt một. Các momen quỹ đạo này lấy những giá trị nguyên (0, 1, 2, . . .) và chính các giá trị này đặc trưng cho tính chất chuyển động của các hạt.

Khi nghiên cứu các phản ứng hạt nhân loại $a + A \rightarrow b + B$ thì người ta thường chú ý đến các trạng thái ban đầu và cuối của phản ứng, khi mà cả hai hạt tương tác đã nằm cách nhau trên một khoảng lớn đến nỗi ta có thể xem chúng chuyển động tự do không liên kết, trong trường hợp này trạng thái ban đầu và cuối của hệ thống có thể được mô tả bằng các hàm sóng ψ_d và ψ_c , chúng đều là tích của ba hàm sóng: $\psi_d = \psi_a \cdot \psi_A \cdot \psi_{l_{aA}}$, $\psi_c = \psi_b \cdot \psi_B \cdot \psi_{l_{bB}}$

Hai hàm sóng đầu tiên mô tả chuyển động nội tại, còn hàm thứ ba mô tả chuyển động tương đối của chúng.

Chú ý rằng: Tất cả các vectơ $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_0, \mathbf{I}_2, \mathbf{I}_B, \mathbf{I}_a, \mathbf{I}_A, \mathbf{I}_{aA}, \mathbf{I}_{bB}$ đều là các vectơ cơ học lượng tử, chúng tuân theo các tính chất và phép tính đặc biệt trong Cơ học lượng tử.

5. Định luật bảo toàn chắn lẻ

Trong các tương tác mạnh và tương tác điện từ, độ chắn lẻ được bảo toàn. các biến đổi hạt nhân xảy ra chính là dưới dạng tương tác này nên trong các phản ứng hạt nhân độ chắn lẻ được bảo toàn.

Xét phản ứng: $a+B \rightarrow B+b$

Định luật bảo toàn độ chắn lẻ được viết như sau:

$$p_a p_A (-I)^{I_{aA}} = p_B p_b (-I)^{I_{Bb}} \quad (3.2.43)$$

p_a, p_A và p_b, p_B là độ chắn lẻ nội tại của các hạt nhân tương tác và hạt nhân sản phẩm.

I_{aA}, I_{Bb} là momen quỹ đạo của các cặp tương ứng.

Cũng giống như các quy luật bảo toàn khác, định luật bảo toàn chắn lẻ dẫn ta tới những quy tắc lọc lựa, hạn chế một số loại tương tác có thể xảy ra được. Trong các phản ứng hạt nhân cụ thể ta thường gặp việc ứng dụng định luật bảo toàn chắn lẻ.

Ta hãy xét định luật bảo toàn chắn lẻ và quy tắc lọc lựa trong trường hợp tán xạ đàn hồi của các hạt ví dụ: các nucleon trên hạt nhân. Vì trong tán xạ đàn hồi thì trạng thái của các hạt tán xạ cũng như trạng thái của các hạt nhân không thay đổi, nên l chỉ có thể thay đổi đi một số chắn mà thôi. Chỉ có một điều có thể xảy ra là có sự định hướng lại spin nhưng điều đó không làm thay đổi độ chắn lẻ. Độ chắn lẻ của hàm sóng mô tả chuyển động tương đối của các hạt phải được bảo toàn. Vì vậy l chỉ có thể thay đổi đi một số chắn C tất nhiên nằm trong giới hạn cho phép của định luật bảo toàn momen động lượng.

Ví dụ thứ hai là ví dụ về các quá trình của hai hạt đồng nhất tham gia. đơn giản nhất là quá trình phân rã của hệ hợp phần ra hai hạt đồng nhất có spin bằng không.

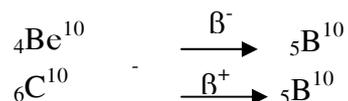
Một hệ A chắn có thể biến đổi thành hai hạt đồng nhất A lẻ không có thể có spin bằng không, thật vậy ta hãy viết định luật bảo toàn độ chắn lẻ cho hệ phức hợp có hai hạt đồng nhất:

$$p_A = p_a p_a (-I)^l = (-I)^l$$

Nghĩa là độ chắn lẻ của hệ thống phân rã được xác định bằng độ chắn lẻ của momen quỹ đạo l trong chuyển động tương đối của các hạt được tạo thành. Người ta chứng minh được rằng hệ hai hạt đồng nhất với spin bằng không luôn luôn có l chắn. thế thì chỉ có hệ A chắn mới có thể phân rã ra hai hạt có spin bằng không, còn hệ A lẻ sẽ không có khả năng ấy.

6: Định luật bảo toàn spin đồng vị

Ta biết rằng tính chất của các hạt nhân đồng khối (A như nhau, Z khác nhau) phụ thuộc vào tỉ số Z/N chứa trong hạt nhân. chỉ với một tỉ số hoàn toàn xác định thì hạt nhân mới có khối lượng nhỏ nhất và các hạt nhân bền mà thôi. Còn nếu dư thừa hoặc thiếu proton thì từ hạt nhân sẽ phóng xạ β^+ hoặc β^- ví dụ từ hai hạt nhân Isobar ${}_1\text{H}^3$ và ${}_2\text{He}^3$ thì ${}_1\text{H}^3$ có khối lượng lớn hơn và phóng xạ β^- để trở thành ${}_2\text{He}^3$. Trong ba hạt nhân ${}_4\text{Be}^{10}$, ${}_5\text{B}^{10}$ và ${}_6\text{C}^{10}$ thì ${}_5\text{B}^{10}$ có khối lượng nhỏ nhất nên bền còn.



mới nhìn ta tưởng như rằng sự khác nhau về khối lượng và tính chất của các Isobar này sẽ thay đổi hẳn nếu ta thay một hoặc một số các proton thành nơtron (hoặc ngược lại). Tuy nhiên thực tế không phải như vậy, khi nghiên cứu chi tiết các hạt nhân Isobar người ta thấy rằng chúng có một số nhóm hạt nhân có những tính chất như nhau.

Ta hãy xét ví dụ hai hạt nhân ${}_1\text{H}^3$ và ${}_2\text{He}^3$ trong phân rã β của ${}_1\text{H}^3$ thì năng lượng giải phóng: $\Delta E_{\beta}({}_1\text{H}^3) = 0,019\text{MeV}$.

Năng lượng liên kết của hạt nhân nguyên tử (A, Z) là:

$$\Delta W(A, Z) = ZM_a({}_1\text{H}^1) + (A - Z)m_n - M_a(A, Z).$$

Hiệu năng lượng liên kết của hai hạt nhân ${}_1\text{H}^3$ và ${}_2\text{He}^3$ là:

$$\Delta W({}_1\text{H}^3) = M_a({}_1\text{H}^1) + 2m_n - M_a({}_1\text{H}^3)$$

$$- \Delta W({}_2\text{He}^3) = 2M_a({}_1\text{H}^1) + m_n - M_a({}_2\text{He}^3)$$

$$\begin{aligned} \Delta W({}_1\text{H}^3) - \Delta W({}_2\text{He}^3) &= \{m_n - M_a({}_1\text{H}^1)\} - \{M_a({}_1\text{H}^3) - M_a({}_2\text{He}^3)\} \\ &= \Delta m - \Delta E_{E\beta}({}_1\text{H}^3) \end{aligned}$$

Δm và $\Delta E_{E\beta}({}_1\text{H}^3)$ được xác định bằng thực nghiệm:

$$\Delta W({}_1\text{H}^3) - \Delta W({}_2\text{He}^3) = \Delta m - \Delta E_{E\beta}({}_1\text{H}^3) = 0,782 - 0,019 = 0,763\text{MeV}$$

Hiệu năng lượng liên kết này có giá trị khá lớn, tuy nhiên ta có thể thấy rằng năng lượng toả ra hoàn toàn do lực đẩy Coulomb của hai proton trong hạt nhân He^3 nếu chúng đứng cách nhau một khoảng $r = 1,9 \cdot 10^{-13}\text{cm}$.

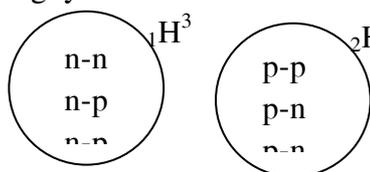
$$\frac{e^2}{r} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,9 \cdot 10^{-13} (1,6 \cdot 10^{-6})} \approx 0,76\text{MeV}$$

Như vậy, với độ chính xác đến tương tác Coulomb thì có thể xem rằng năng lượng liên kết của hai hạt nhân ${}_1\text{H}^3$ và ${}_2\text{He}^3$ là như nhau. Hai hạt nhân đó được gọi là hai hạt nhân gương. Kết luận trên cũng vẫn đúng cho các hạt nhân gương khác. Các hạt nhân đó là (A, Z) và (A, A-Z).

Các hạt nhân gương không những có năng lượng liên kết giống nhau (với độ chính xác Coulomb) mà còn giống nhau cả những đặc trưng của các mức kích thích thấp (năng lượng, momen, độ chẵn lẻ. ...) Những hạt nhân nhẹ nhất ${}_1\text{H}^2$, ${}_1\text{H}^3$, ${}_2\text{He}^3$ không có các trạng thái kích thích, còn các hạt nhân nặng hơn như: ${}_3\text{Li}^7$, ${}_4\text{Be}^7$ có các giá trị momen và độ

chấn lẻ như nhau ở trạng thái cơ bản $\frac{3^-}{2}$ và ở trạng thái kích thích đầu tiên $\frac{I^-}{2}$, năng lượng ở mức kích thích cũng gần như nhau (0,48 và 0,43 MeV) năng lượng kích thích ở mức thứ hai như nhau (4,6MeV).

Có thể nói các hạt nhân gương khác nhau ở chỗ muốn chuyển từ hạt nhân này sang hạt nhân kia ta chỉ việc thay các liên kết p - p thành n - n, còn các liên kết n - p thì giữ nguyên. Sơ đồ liên kết đơn giản nhất của ${}_1\text{H}^3$ và ${}_2\text{He}^3$.



Trong hạt nhân ${}_1\text{H}^3$ không có liên kết p-p nào, có một liên kết n-n và hai liên kết n-p.

Trong hạt nhân ${}_2\text{He}^3$ cũng có hai liên kết n-p như cũ, chỉ có khác về liên kết p-p.

Việc phát hiện bằng thực nghiệm của sự giống nhau trong cấu tạo mức của các hạt nhân gương, có thể giải thích được nếu ta giả thiết rằng: Có sự đồng nhất trong các hạt cơ bản p-p và n-n. Giả thiết này được gọi là giả thiết về tính đối xứng điện tích của các lực hạt nhân. Trong trường hợp của ba hạt nhân ${}_4\text{Be}^{10}$, ${}_5\text{B}^{10}$, ${}_6\text{C}^{10}$ người ta nhận thấy: nếu kể đến hiệu chỉnh tương tác Coulomb, có sự giống nhau về các đặt trưng các trạng thái cơ bản ${}_6\text{C}^{10}$ và ${}_4\text{Be}^{10}$ với các đặt trưng của một trong các trạng thái kích thích ${}_5\text{B}^{10}$. Trong nhiều trường hợp tương tự người ta nhận thấy rằng: Sự giống nhau trong cấu trúc các mức hạt nhân có thể được giải thích nếu: Giả thiết rằng tất cả ba tương tác cơ bản (n-n), (n-p), (p-p) là đồng nhất như nhau. Giả thiết này là giả thiết về tính độc lập điện tích của các lực hạt nhân.

Khi nghiên cứu kỹ hơn ta thấy rằng tính độc lập điện tích của các lực hạt nhân được thực nghiệm xác nhận trong các thí nghiệm trực tiếp so sánh các tương tác cơ bản (p-p), (n-n), (n-p) cũng như trong nhiều thí nghiệm kiểm tra hệ quả rút ra từ giả thuyết này.

Như vậy, nếu chỉ xét tương tác hạt nhân (không xét tương tác Coulomb) thì tương tác giữa bất kì nucleon nào (p-p), (n-p), (n-n) ở cùng những trạng thái spin và không gian thì ba dạng tương tác trên là đồng nhất.

Ta nhấn mạnh rằng: tính độc lập điện tích của lực hạt nhân là đúng với chính xác tương tác điện từ, tương tác điện từ sẽ phá tính độc lập điện tích của lực hạt nhân.

Để nói lên tính đồng nhất về tính chất lực hạt nhân của n và p người ta dùng một vectơ cơ học lượng tử có tính hình thức, vectơ Spin đồng vị **T**. **T** có giá trị giống nhau cho cả p và n và bằng 1/2. **T** được xác định trong một không gian phụ (không gian hình thức) là không gian đồng vị.

Một hình chiếu của vectơ **T** là mô tả proton, và hình chiếu kia mô tả neutron. Số lượng hình chiếu có thể có là $2T+1 = 2$ chính là số nucleon có tính chất hạt nhân đồng nhất.

Vì tính chất tương tác không phụ thuộc loại nucleon (nghĩa là vào hình chiếu. . .) nên tương tác hạt nhân của nucleon được xác định chỉ bằng giá trị của vectơ **T** mà không bằng hình chiếu của nó (hình chiếu này đặt trưng cho sự khác nhau trong tính chất điện từ). Như vậy tương tác hạt nhân là bất biến đối với phép quay trong không gian đồng vị. Tính chất này được gọi là tính bất biến Spin đồng vị. Người ta thấy rằng bất biến này

cũng giống bất biến của tương tác đối với phép quay trong không gian ba chiều thông thường, chính tính bất biến này dẫn tới định luật bảo toàn momen động lượng. Người ta cũng nói rằng trong các tương tác hạt nhân thì Spin đồng vị được bảo toàn.

Các toán tử tác dụng lên vectơ \mathbf{T} cũng giống hệt như lên các vectơ cơ học lượng tử thông thường. Ví dụ tương tác p-p được đặc trưng bởi vectơ $|\mathbf{T}| = 1$ vì $(T_\xi)_p = 1/2$; $(T_\xi)_{2p} = 1$, còn $\mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2 = 0$; 1 thì chỉ có giá trị 1 là có ý nghĩa. Tương tác n-n cũng được đặc trưng bởi vectơ $|\mathbf{T}| = 1$ nhưng có hình chiếu $(T_\xi)_{2n} = -1$ và tương tác n-p có thể đặc trưng bằng vectơ $\mathbf{T} = 0$ và $\mathbf{T} = 1$ vì trong trường hợp này $T_\xi = 0$ do đó có thể có hai giá trị của tổng $\mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2 = 0; 1$. Phép phân tích chứng tỏ rằng giá trị $T = 1$ đồng nhất với các tương tác p-p và n-n còn giá trị $\mathbf{T} = 0$ ứng với trường hợp deuteri.

Như vậy hệ thống gồm hai nuclon có thể ở ba trạng thái có các tính chất hạt nhân đồng nhất đặc trưng bằng cùng một giá trị của vectơ $\mathbf{T} = 1$ ($2T+1=3$), và một trạng thái có tính chất hạt nhân khác (Deuteri) đặc trưng bằng giá trị $\mathbf{T} = 0$; ($2T+1=1$).

Khái niệm spin đồng vị được mở rộng cho trường hợp hạt nhân nguyên tử.

$$\text{Đối với hạt nhân thì hình chiếu } T_\xi = \left| \frac{Z - N}{2} \right| = \left| \frac{2Z - A}{2} \right|$$

$$|\vec{T}| \geq \left| \frac{Z - N}{2} \right| \quad \left(\vec{T}_{max} = \frac{A}{2}, \quad \vec{T}_{min} = \frac{Z - N}{2} \right)$$

Nghiên cứu các hạt nhân nhẹ mà tương tác điện từ tương đối nhỏ và bất biến đồng vị rất rõ, thì thường xuất hiện giá trị nhỏ nhất của tổng $|\vec{T}| = \left| \frac{2Z - A}{2} \right|$

$$\text{Spin đồng vị của } {}_2\text{He}^3 \text{ bằng } |\vec{T}| = \frac{4 - 3}{2} = \frac{1}{2}$$

Số lượng hình chiếu của vectơ $T = 1/2$ bằng $2T+1 = 2 \cdot 1/2 + 1 = 2$; như vậy còn phải có một hình chiếu nữa với các tính chất hạt nhân tương tự đó là hạt nhân ${}_1\text{H}^3$ với cùng giá trị $T = 1/2$, nhưng với hình chiếu khác $T_\xi({}_2\text{He}) = +1/2$ còn $T_\xi({}_1\text{H}^3) = -1/2$.

Các hạt nhân ${}_4\text{Be}^{10}$ và ${}_6\text{C}^{10}$ có các hình chiếu T_ξ bằng -1 và +1. Vì vậy vectơ \mathbf{T} phải thỏa điều kiện $|\mathbf{T}| \geq 1$ nếu $T = 1$ thì $2T+1 = 3$. Ngoài hạt nhân ${}_4\text{Be}^{10}$ và ${}_6\text{C}^{10}$ phải có hạt nhân isobar có tính chất tương tự đó là ${}_5\text{B}^{10}$ (ở trạng thái kích thích, vì nếu ở trạng thái cơ bản thì $T = (2Z-A)/2 = 0$) người ta không tìm thấy hạt nhân có $T > 1$ nên thực ra chỉ có $T = 1$ và ba hạt nhân ${}_4\text{Be}^{10}$; ${}_5\text{B}^{10}$; ${}_6\text{C}^{10}$ tạo thành một tam tuyến đồng vị (triplet đồng vị). Ngoài các nhị tuyến (doublet) và các đa tuyến (multiplet) điện tích, ta cũng gặp các đơn tuyến (singlet), ví dụ đơn tuyến đơn giản nhất là ${}_1\text{H}^2$ và ${}_2\text{He}^3$.

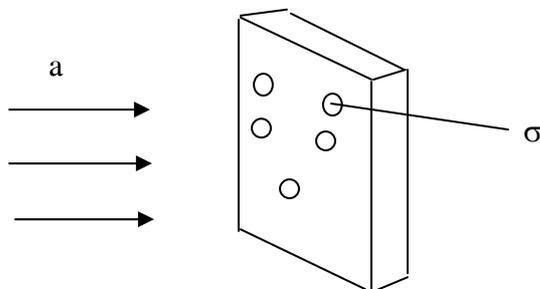
Định luật bảo toàn spin đồng vị trong các phản ứng hạt nhân dẫn tới quy tắc lựa chọn theo spin đồng vị. Do đó các mức hạt nhân không phải chỉ đặc trưng bằng năng lượng, momen động lượng, độ chẵn lẻ mà còn bằng spin đồng vị.

III. TIẾT DIỆN HIỆU DỤNG CỦA PHẢN ỨNG HẠT NHÂN

Khi ta dùng một chùm hạt bắn phá bia nhằm thực hiện một phản ứng hạt nhân thì ta không thể nói trước có một hạt nào sẽ va chạm vào hạt nhân bia để gây ra phản ứng. Ta chỉ có thể nói tới xác suất xảy ra phản ứng. Đại lượng đo

xác suất xảy ra phản ứng gọi là tiết diện hiệu dụng của phản ứng hạt nhân hay đơn giản hơn gọi là tiết diện hiệu dụng.

Giả sử có một chùm hạt a bắn tới bia X . Ta hãy tưởng tượng mỗi hạt nhân X được gắn với một tiết diện σ gọi là *tiết diện hiệu dụng*, theo phương vuông góc với phương tới của hạt a .



Bia được xem là đủ mỏng để không có một hạt nhân nào bị che lấp theo phương tới của chùm hạt. Diện tích σ được chọn sao cho nếu một hạt đạn nào lọt vào đó thì chắc chắn phản ứng xảy ra. Ngược lại, nếu hạt đạn đi ra ngoài σ thì không có phản ứng xảy ra.

Giả sử có n_i hạt đạn tới đập vào bia, trong đó chỉ có n_σ hạt đi vào các tiết diện hiệu dụng (tức là có n_σ phản ứng hạt nhân). Khi đó xác suất P để xảy ra một phản ứng là:

Xác suất này cũng bằng tỉ số giữa tiết diện hiệu dụng toàn phần (tức là

$$P = \frac{n_\sigma}{n_i} \tag{3.3.1}$$

tổng tiết diện hiệu dụng của tất cả các hạt nhân) chia cho diện tích toàn phần của bia. Gọi S là diện tích bia, d là bề dày bia và N là số hạt nhân bia trong một đơn vị thể tích. Tiết diện hiệu dụng toàn phần bằng σNSd .

Xác suất P :

$$P = \frac{n_\sigma}{n_i} = \frac{\sigma NSd}{S} = \sigma Nd \tag{3.3.2}$$

Như vậy xác suất của phản ứng P tỉ lệ với tiết diện hiệu dụng.

Tiết diện hiệu dụng có thứ nguyên diện tích [L^2]. đơn vị là barn

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

Tiết diện hiệu dụng không trùng với tiết diện hình học của hạt nhân. Thí dụ bắn phá urani U^{235} bằng neutron có năng lượng 0,025eV. Tiết diện phản ứng là 705barn trong khi tiết diện hình học của hạt nhân U^{235} là 2,5 barn. Đối với các phản ứng tán xạ ta có tiết diện tán xạ hiệu dụng. Các tiết diện hiệu dụng rất khác nhau tùy theo loại phản ứng và đối với một phản ứng nhất định nó phụ thuộc vào năng lượng của hạt nhẹ bay tới.

Đối với phản ứng tán xạ ta có công thức sau đây liên hệ giữa số hạt bị tán xạ và tiết diện tán xạ σ :

$$N_t = N_0(1 - e^{-\sigma n \cdot d}) \tag{3.3.3}$$

Trong đó N_t là số hạt tới bị tán xạ ; N_0 là số hạt tới đập vào bia; n số hạt nhân trong một đơn vị thể tích; d bề dày của bia.

Thí dụ: Tính tiết diện hiệu dụng của bia. Biết số neutron bị tán xạ trên bia thí nghiệm bằng $10^{-6}\%$ chùm neutron tới. Bia có khối lượng riêng là $4,1.10^3 \text{kg/m}^3$ số khối $A = 30$ và bề dày $d=10^{-8} \text{m}$.

Theo công thức trên ta có:

$$N_t/N_0 = 10^{-6}\% = 10^{-8} = 1 - e^{-\sigma n \cdot d}$$

Suy ra $n\sigma d = 10^{-8}$ thay các số liệu đã cho vào công thức trên, ta được:

$$\sigma = \frac{30.10^{-8}}{4,1 \times 6,02.10^{26} \times 10^{-8}} = 1,213.10^{-29} \text{m}^2$$

$$\sigma = 0, 121 \text{ barn}$$

IV. PHẢN ỨNG PHÂN HẠCH HẠT NHÂN

1. Lịch sử phát minh và các tính chất cơ bản của phản ứng phân hạch

Năm 1934, E. Fermi khi nghiên cứu hiện tượng phóng xạ nhân tạo sinh ra dưới tác dụng của neutron. Khi chiếu neutron lên bia Uran, hạt nhân Uran bị kích thích phóng xạ beta, sau khi phóng xạ hạt nhân sẽ có điện tích tăng lên một đơn vị, nhưng bên cạnh đó ông lại thấy xuất hiện một vài sản phẩm phóng xạ có số Z nhỏ hơn Uran. Nghiên cứu kỹ các sản phẩm phóng xạ đó, O. Hahn và Strassmann thấy rằng chúng ở giữa bảng tuần hoàn.

Sau đó Frish và Meitner giải thích hiện tượng kỳ lạ này với giả thuyết rằng, hạt nhân Uran khi bắt neutron sẽ bị kích thích, hạt nhân bị biến dạng phân thành hai mảnh có khối lượng gần bằng nhau (Z_1, A_1) ; (A, Z_2).

$$Z_1 + Z_2 = Z_U = 92$$

$$A_1 + A_2 = A_U + 1 \approx A_U \tag{3.4.1}$$

Thừa nhận những giả thuyết này, có thể tiên đoán những tính chất cơ bản của phản ứng phân hạch sau:

a) Khi hạt nhân nặng phân hạch thì năng lượng giải phóng lớn

Đặt Q là năng lượng phân hạch (theo đơn vị khối năng lượng) ta có:

$$Q = M_U - (M_1 + M_2) \tag{3.4.2}$$

Với M_U là khối lượng của hạt nhân Uran;

M_1, M_2 là khối lượng của các mảnh.

Khối lượng của hạt nhân được tính bằng :

$$M = Zm_p + (A-Z)m_n - \epsilon A \tag{3.4.3}$$

Với ϵ là năng lượng liên kết trung bình tính cho một nuclon. Như vậy ta có:

$$Q = \epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2 - \epsilon A = (\epsilon_{TB} - \epsilon) A \tag{3.4.4.}$$

Với:

$$\epsilon_{TB} = (\epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2) / A$$

là năng lượng liên kết trung bình của các mảnh tính cho một nuclon. Vì ϵ_{TB} đối với các hạt nhân nằm giữa bảng tuần hoàn lớn hơn ϵ của Uran cỡ 0,8MeV, do đó:

$$Q = 0,8. A \approx 238 \times 0,8 \approx 200 \text{ MeV}$$

b) Hầu hết năng lượng phân hạch được giải phóng ở dạng động năng của các mảnh phân hạch

Vì các mảnh phân hạch tạo thành do quán tính phân chia hạt nhân thành hai phần nhất định phải bay ra hai phía dưới tác dụng của lực đẩy Coulomb khá lớn, do điện tích của các mảnh khá lớn.

Giá trị năng lượng Coulomb của hai mảnh nằm cách nhau một khoảng δ là:

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\delta}, \quad \delta = R_1 + R_2 \quad (3.4.5)$$

R có thể tính theo công thức:

$$R = r_0 A^{1/3} = 1,3 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3} \text{ cm} \quad (3.4.6)$$

tạm cho rằng: $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$.

$$R_1 = R_2; \quad A_1 = A_2 = 238/2 = 119$$

$$\text{Ta có: } V_c = \frac{(46)^2 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2,14 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt[3]{119 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}} \approx 200 \text{ MeV} \text{ nghĩa là đúng vào cỡ giá trị}$$

năng lượng phân hạch Q.

c) Các mảnh phân hạch được tạo thành phải phóng xạ β và có thể phát neutron

Kết luận này là hiển nhiên khi nghiên cứu tỉ số giữa số neutron và số proton trong các hạt nhân bền khác của bảng phân hạng tuần hoàn.

Hạt nhân	${}_8\text{O}^{16}$	${}_{47}\text{Ag}^{108}$	${}_{56}\text{Ba}^{137}$	${}_{92}\text{U}^{238}$	(3.4.7)
N/Z	1,0	1,3	1,45	1,6	

Từ các số liệu trên ta thấy, các mảnh phân hạch lúc mới hình thành phải dư thừa neutron, vì chúng được tạo thành từ Uran. $N/Z = 1,6$. Tất nhiên các hạt nhân này phát xạ β , song vì độ dư neutron rất lớn nên sản phẩm phóng xạ β lại tiếp tục phóng xạ β nữa... nghĩa là các mảnh phân hạch tạo nên một dãy phóng xạ β liên tiếp khá dài, mà thí nghiệm Fermi đã quan sát thấy.

Như vậy, một phần năng lượng phân hạch được giải phóng dưới dạng năng lượng phân rã β - Q_β .

Ngoài ra cần giả thiết rằng một phần trong số các neutron dư có thể trực tiếp phát ra từ mảnh ở dạng các neutron phân hạch hoặc neutron thứ cấp, các neutron này mang theo một phần năng lượng phân hạch Q_n .

Tất cả các tính chất phân hạch nêu trên đã được phát hiện ngay trong những thí nghiệm đầu tiên, thực hiện năm 1939 ở nhiều phòng thí nghiệm.

2. Lý thuyết cơ bản của hiện tượng phân hạch

Lý thuyết phân hạch được xây dựng từ năm 1939 bởi: N. Bohr, Willer và nhà vật lý Xô Viết Ja. I. Trenkel. Họ phân tích giả thuyết của Frish và Meitner về tính không bền của hạt nhân nặng khi thay đổi hình dạng nhờ mẫu giọt hạt nhân.

Chúng ta trình bày ngắn gọn lý thuyết này.

a. Năng lượng phân hạch

Năng lượng Q giải phóng khi phân hạch sẽ phát ra chủ yếu ở hai dạng: Động năng của các mảnh Q_f và năng lượng biến đổi phóng xạ của các mảnh Q_β . (Giá trị Q_n không lớn, chúng ta không kể đến ở đây).

$$Q \approx Q_f + Q_\beta \tag{3.4.8}$$

Ta có thể tính được Q_f và Q_β . Để tính Q_f ta giả thiết rằng trong quá trình tạo phân hạch, số khối A và điện tích Z được bảo toàn:

$$A_{ng} + A_{nh} = A + 1 \quad ; \quad Z_{ng} + Z_{nh} = Z \tag{3.4.9}$$

chỉ số (ng, nh) chỉ mảnh nặng, mảnh nhẹ theo thứ tự.

Giả thiết này chỉ đúng trong giai đoạn đầu của quá trình phân hạch, tức là giai đoạn tạo thành các mảnh phân hạch có năng lượng lớn. Còn trong các quá trình phân rã tiếp theo của các mảnh (phân rã beta và phát neutron) thì giả thiết không đúng vì khi phân rã beta điện tích tăng lên và khi phát neutron thì A giảm nghĩa là:

$$Z_{ng} + Z_{nh} > Z \quad \text{và} \quad A_{ng} + A_{nh} < A$$

Nếu giả thiết trên thoả mãn thì giá trị Q_f sẽ trùng với năng lượng phản ứng Q:

$$Q_f = M_A - (M_{nh} + M_{ng}) \tag{3.4.10}$$

$$Q_f = \Delta W_{nh} + \Delta W_{ng} - \Delta W_A$$

ΔW_A là năng lượng liên kết toàn phần (ΔE) của hạt nhân. Theo công thức bán thực nghiệm của Weissacker từ lý thuyết mẫu giọt:

$$\Delta W_A = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \epsilon (A/2 - Z)^2 / A \pm \delta(A, Z) \tag{3.4.11}$$

Dựa trên thực nghiệm về tính bất đối xứng trong phân hạch, ta giả thiết rằng :

$$\frac{A_{ng}}{A_{nh}} = \frac{Z_{ng}}{Z_{nh}} = \frac{3}{2}$$

$$\implies A_{ng} = (3/5)A \ ; \ A_{nh} = (2/5)A \ ; \ \quad Z_{ng} = (3/5)Z \ ; \ Z_{nh} = (2/5)Z \tag{3.4.12}$$

Từ công thức Weissacker, ta tính năng lượng liên kết cho ΔW_A ; ΔW_{nh} ; ΔW_{ng} thay vào công thức tính Q_f ở trên ta sẽ có: các số hạng đầu tiên và số hạng thứ tư triệt tiêu, bỏ qua số hạng thứ năm vì quá bé.

Đặt $W_m = \beta A^{2/3}$ (3.4.13) là năng lượng hiệu ứng mặt ngoài của hạt nhân.

$W_c = \gamma Z^2 A^{-1/3}$ (3.4.14) là năng lượng Coulomb của hạt nhân.

Từ công thức của Q_f ta thu được:

$$Q_f = W_m + W_c - (W_{m.mảnh} + W_{c.mảnh}) \tag{3.4.15}$$

trong đó:

$$W_{m.mảnh} = W_{m.ng} + W_{m.nh} = \beta(3/5A)^{2/3} + \beta(2/5A)^{2/3} = 1,25 W_m \tag{3.4.16}$$

$$W_{c.mảnh} = W_{c.ng} + W_{c.nh} = \gamma(3/5Z)^2 \cdot (3/5A)^{-1/3} + \gamma(2/5Z)^2 (2/5A)^{-1/3} = 0,64 W_c \tag{3.4.17}$$

ta thấy khi phân hạch năng lượng Coulomb giảm đi, thay vào công thức Q_f ta có:

$$Q_f = 0,36 W_c - 0,25 W_m \tag{3.4.18}$$

Mức độ về độ lớn của năng lượng giải phóng khi phân hạch ở dạng động năng của các mảnh được xác định bằng sự thay đổi năng lượng mặt ngoài và năng lượng Coulomb của hạt nhân. Trong trường hợp của Uran phân hạch, có thể tính được:

$$W_m = 650 \text{ MeV} ; W_{m. \text{ mảnh}} = 1, 25W_m = 813 \text{ MeV} \quad (3.4.19)$$

$$W_c = 950 \text{ MeV} ; W_{c. \text{ mảnh}} = 0, 64W_c = 607 \text{ MeV}$$

$$\text{Do đó } Q_f = 0, 36W_c - 0, 25W_m = 343 - 163 = 180 \text{ MeV}$$

Nghĩa là khi Uran phân hạch, năng lượng giải phóng được giải thích bằng độ giảm năng lượng Coulomb W_c đã vượt quá độ tăng năng lượng mặt ngoài W_m là 180 MeV.

Người ta cũng tính được năng lượng Q_β giải phóng trong quá trình phân rã phóng xạ, nhờ công thức bán thực nghiệm, ta thu được $Q_\beta \approx 20 \text{ MeV}$, trong đó:

$$\text{Năng lượng dành cho beta(electron) : } 5 \text{ MeV}$$

$$\text{Năng lượng cho gamma : } 5 \text{ MeV}$$

$$\text{Năng lượng cho neutrino : } 10 \text{ MeV}$$

$$\text{Tóm lại năng lượng phân hạch } Q = Q_f + Q_\beta \approx 200 \text{ MeV}$$

b. Cơ chế phân hạch

Từ $Q_f = 0, 36W_c - 0, 25W_m$ ta thấy $Q_f > 0$ nếu :

$$W_c / W_m = (\gamma Z^2 \cdot A^{-1/3}) / \beta A^{2/3} = (\gamma Z^2) / (\beta A) > 0,25 / 0,36 = 0,7 \quad (3.4.20)$$

thay các giá trị của γ và β vào ta có :

$$Z^2/A > 17 \iff Q_f > 0 \quad (3.4.21)$$

người ta gọi Z^2/A là *tham số phân hạch*, Q_f tăng khi Z^2/A tăng. Điều kiện này được thoả đối với hầu hết các hạt nhân nặng bắt đầu từ Bạc (Ag).

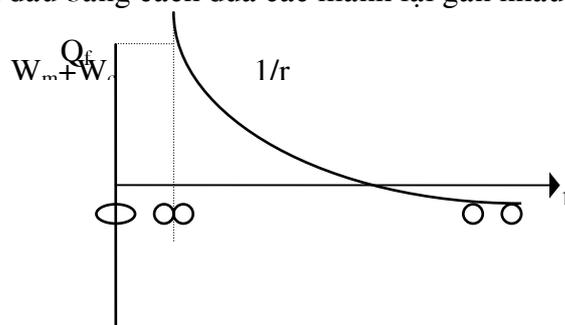
$$Z^2/A_{(47\text{Ag}^{108})} = 47^2/108 \approx 20 > 17$$

Như vậy quá trình phân hạch là một quá trình có lợi về mặt năng lượng đối với tất cả các hạt nhân đứng sau Bạc.

Kết quả trên là hiển nhiên, nếu ta để ý đến đặc trưng biến đổi của năng lượng liên kết trung bình ϵ (tính cho mỗi nuclon) theo số khối A. Tuy nhiên, thực nghiệm không xác nhận kết quả này. Người ta chỉ phát hiện được phân hạch ở các nguyên tố nặng như Th ; Pa ; U. Còn đối với các hạt nhân khác thì không có khả năng phân hạch mặc dù có lợi về mặt năng lượng. Tuy nhiên cần lưu ý rằng quá trình có lợi về mặt năng lượng khác với khả năng xảy ra quá trình về mặt năng lượng. Ví dụ trong phân rã alpha của các hạt nhân nặng luôn luôn có lợi về mặt năng lượng, song vì có rào thế Coulomb ngăn cản nên quá trình này không có khả năng xảy ra theo quan điểm vật lý cổ điển. Phân rã alpha chỉ có thể giải thích theo hiệu ứng đường ngầm trong cơ học lượng tử.

Chúng ta có thể thấy đặc tính biến đổi năng lượng của hạt nhân phân hạch cũng giống như trong phân rã alpha. Hãy xét quá trình ngược với quá trình phân hạch. Xem rằng năng lượng các mảnh bay ra sau phân hạch trên một khoảng cách lớn bằng không,

năng lượng của hạt nhân trước phân hạch sẽ là Q_f . Bây giờ chúng ta muốn đi từ trạng thái cuối này về trạng thái ban đầu bằng cách đưa các mảnh lại gần nhau.



Ta biết độ lớn của năng lượng hạt nhân trong quá trình phân hạch bằng tổng năng lượng mặt ngoài và năng lượng Coulomb $W_m + W_c$. Khi các mảnh còn cách xa nhau thì $W_m + W_c = 0$. Khi các mảnh tiếp xúc nhau, năng lượng mặt ngoài W_m không thay đổi, còn năng lượng Coulomb tăng đến giá trị:

$$W_c = Z_{nh} \cdot Z_{ng} \cdot e^2 / (R_{nh} + R_{ng}) \quad (3.4.22)$$

Trong đó: $Z_{nh} = 2/5 Z_U = 37$; $Z_{ng} = 3/5 Z_U = 55$

$$R_{nh} = 1,3 \cdot 10^{-13} (2/5 A_U)^{1/3} = 6,35 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

$$R_{ng} = 1,3 \cdot 10^{-13} (3/5 A_U)^{1/3} = 7,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

Do đó:

$$W_m + W_c = W_c (R_{ng} + R_{nh}) = [55 \cdot 37 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2] / [13,65 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}] \approx 214 \text{ MeV}$$

tức là lớn hơn năng lượng ban đầu của hạt nhân $Q_f \approx 180 \text{ MeV}$. Mặc dù các số liệu tính toán trên chưa thật chính xác, nhưng nó cũng chứng tỏ rằng giai đoạn đầu của quá trình phân hạch dứt khoát phải có sự tăng năng lượng.

Chúng ta giả thiết rằng, khi hạt nhân bắt neutron, nó bị kích thích dao động tùy theo năng lượng kích thích sẽ xảy ra một trong hai trường hợp:

- Khi năng lượng kích thích nhỏ, hạt nhân sẽ dao động từ dạng hình cầu sang ellipsoide và ngược lại. Lực đàn hồi kéo hạt nhân từ dạng ellipsoide về dạng hình cầu ban đầu chính là lực căng mặt ngoài của hạt nhân.

- Khi năng lượng kích thích đủ lớn, hạt nhân có thể vượt qua điểm tới hạn biến dạng đàn hồi, sau đó không thể hồi phục lại hình dạng ban đầu của hạt nhân nữa. Lực đẩy Coulomb xuất hiện hai đầu làm cho hạt nhân cứ kéo dài ra mãi đi qua các dạng sau đây: Cầu, ellipsoide, quả tạ, quả lê, hai quả cầu.



Lực đẩy Coulomb mạnh đến nỗi lực căng mặt ngoài không đủ sức tác dụng bù trừ lại nữa, và đến giai đoạn sau (kể từ khi có hình quả tạ) thì lực căng mặt ngoài còn giúp đỡ góp phần cho hiện tượng phân hạch, làm cho hai phần của quả tạ bị tách ra có thể lấy lại được hình cầu ổn định hơn.

Nếu ta giả thiết rằng ở giai đoạn đầu của hạt nhân biến dạng thì hình ellipsoide hình thành là ellipsoide tròn xoay thì có thể tính được sự biến đổi năng lượng mặt ngoài

và năng lượng Coulomb. Giả sử ellipsoide tròn xoay có trục lớn $a = R(1+\epsilon)$ và trục nhỏ $b = \frac{R}{\sqrt{1+\epsilon}}$, ϵ là một tham số bé. Cách chọn các trục như vậy nhằm thoả mãn tính không nén của chất lỏng hạt nhân, do thể tích trong quá trình biến dạng không đổi.

$$V_{\text{ellip}} = (4/3) \cdot \pi \cdot ab^2 = (4/3)\pi R^3 \quad (3.4.23)$$

Diện tích mặt ngoài của ellip:

$$S_{\text{ellip}} = 2\pi ab [(1-\gamma)^{1/2} + \arcsin\gamma / \gamma] \quad (3.4.24)$$

với $\gamma = (a^2 - b^2)^{1/2} / a$, thay a và b vào và khai triển theo ϵ ta có :

$$S_{\text{ellip}} = 4\pi R^2 (1 + 2/5 \cdot \epsilon^2 + \dots) \quad (3.4.25)$$

vì năng lượng mặt ngoài của hạt nhân W'_m luôn luôn tỉ lệ với diện tích của nó nên:

$$W'_m = W_m (1 + 2/5 \cdot \epsilon^2 + \dots) \quad (3.4.26)$$

W_m là năng lượng mặt ngoài của hình cầu, do đó năng lượng mặt ngoài tăng theo ϵ .

Còn giá trị năng lượng Coulomb khi có dạng ellipsoide có thể được tìm thấy từ phương trình Poisson, đối với một ellipsoide tròn xoay có điện tích phân bố đều theo thể tích, người ta tìm được:

$$W'_c = W_c (1 - 1/5 \cdot \epsilon^2) \quad (3.4.27)$$

W_c là năng lượng Coulomb của hình cầu. Năng lượng Coulomb giảm theo ϵ . So sánh W'_m và W'_c ta thấy với giá trị ϵ bé thì độ tăng của W'_m (hệ số 2/5) lớn hơn độ giảm của W'_c hệ số (1/5). Các biểu thức trên chỉ đúng khi ϵ nhỏ.

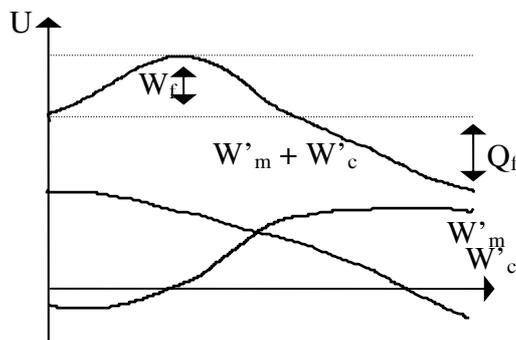
- Tổng năng lượng mặt ngoài và năng lượng Coulomb quyết định độ lớn của năng lượng phân hạch nó thay đổi theo ϵ như sau:

$$W'_m + W'_c = W_m + W_c + \epsilon^2/5(2W_m - W_c) \quad (3.4.28)$$

Tính chất biến thiên phụ thuộc vào hiệu $2W_m - W_c$, đặc biệt là dấu của hiệu đó.

Với Uran $W_m = 650$ MeV, $W_c = 607$ MeV nên: $(2W_m - W_c) > 0$ và $W'_m + W'_c$ khi ϵ nhỏ, đường cong biến đổi hạt nhân được biểu diễn trên hình vẽ.

Như vậy, khi có những biến dạng ellipsoid nhỏ thì năng lượng hạt nhân ban đầu tăng lên có một năng lượng ngưỡng, có một hàng rào W_f . Hàng rào này là cho quá trình phân hạch không có khả năng theo quan điểm vật lý cổ điển, nói chính xác hơn là xác suất nhỏ, ngay cả khi có lợi về mặt năng lượng.



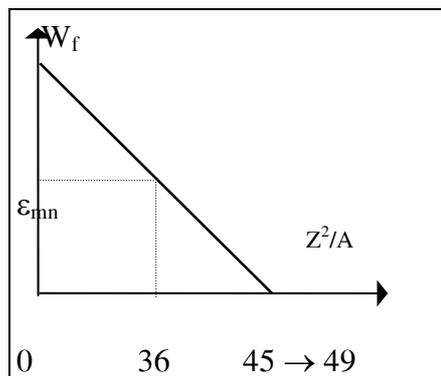
Chiều cao của rào W_f càng nhỏ nếu $2W_m - W_c$ càng nhỏ, nghĩa là tỉ số sau đây

$$\text{càng nhỏ } \frac{2W_m}{W_c} = \frac{2\beta A^{\frac{2}{3}}}{\gamma \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}}} = 2 \frac{\beta}{\gamma} \frac{A}{Z^2} \text{ nghĩa là}$$

tham số phân hạch Z^2/A càng lớn.

Khi $Z^2/A = 49$ thì $W_f = 2W$, $-W_c = 0$, phân hạch của loại hạt nhân này có Z phải cỡ 120, phải xảy ra phân hạch tự phát và tức thời có giá trị $Z^2/A = 49$ chỉ là gần đúng, trong nhiều phép tính khác nhau (nó vào cỡ 45 đến 49).

Với $Z^2/A < 49$ thì $W_f \neq 0$ và phân hạch tự phát chỉ có thể xảy ra nhờ hiệu ứng chui rào thế, giống trường hợp phân rã α . Hiện tượng này gọi là hiện tượng phân hạch tự phát. Xác suất xảy ra phân hạch tự phát được xác định bởi giá trị của tham số Z^2/A , Z^2/A càng nhỏ thì xác suất phân hạch tự phát càng nhỏ. Phân hạch tự phát của Uran với $Z^2/A = 36$ xảy ra với xác suất rất nhỏ.



Muốn cho một hạt nhân với tham số phân hạch $Z^2/A < 49$ phân hạch được nhanh ta cần phải đưa vào hạt nhân một năng lượng kích thích phụ W vượt quá rào phân hạch $W > W_f$.

Năng lượng này có thể đưa vào hạt nhân bằng cách chiếu hạt nhân bằng bức xạ nào đó. Ví dụ tia γ , với $E_\gamma > W_f$. Đây chính là phương pháp thực nghiệm để xác định rào phân hạch. Còn đối với neutron thì : $W = \epsilon_n + T'_n > W_f$; ϵ_n năng lượng liên kết của neutron trong hạt nhân $A+1$; T'_n là động năng tương đối của neutron đối với hạt nhân. Xét hai trường hợp sau:

1) $\epsilon_n > W_f$: phân hạch có thể xảy ra dưới tác dụng của neutron nhiệt. 2) $\epsilon_n < W_f$: trong trường hợp này thì điều kiện cần thiết để có phân hạch là động năng của neutron T_n phải thoả điều kiện : $T'_n = (A/A+1)T_n > W_f - \epsilon_n$.

Thực nghiệm cho thấy Uran (238) phân hạch với các neutron có năng lượng $E_n > 1\text{MeV}$, trong khi Uran (235) phân hạch với neutron nhiệt. Như vậy rào phân hạch của Uran (238) bằng:

$$W_f = \epsilon_n + T_{\text{ngưỡng}} \approx (\epsilon_n + 1)\text{MeV} ; \text{ còn đối với Uran (235) thì } W_f < \epsilon_n.$$

Sự khác nhau trong quá trình phân hạch của các đồng vị Uran(238) và Uran(235) chủ yếu do hai nguyên nhân:

Thứ nhất: hạt nhân Uran(235) có chiều cao của rào phân hạch thấp hơn Uran(238) ; (Z^2/A)

Thứ hai: năng lượng liên kết của neutron trong hạt nhân Uran(235) lớn hơn so với Uran(238) vì hạt nhân hợp phần Uran(236) là hạt nhân chẵn chẵn trong khi hạt nhân hợp phần Uran(239) là hạt nhân chẵn lẻ, như đã đề cập trong công thức bán thực nghiệm Weissacker.

Do đó khi chuyển từ đồng vị Uran(238) sang Uran(235) thì rào phân hạch giảm còn năng lượng liên kết neutron thì tăng lên vượt qua rào phân hạch. Phép tính và thực nghiệm cho thấy rào phân hạch của Uran(236) cỡ 6MeV và của Uran(239) cỡ 7MeV. Năng lượng liên kết của neutron trong Uran(235) là 6,5MeV, vượt qua rào phân hạch và ϵ_n của Uran(238) là 6MeV nhỏ thua rào phân hạch cỡ 1 MeV.

Rào phân hạch W_f phụ thuộc nhiều vào tham số phân hạch Z^2/A :

Khi $Z^2/A = 49$ $W_f = 0$ và $Q_f > 170 \text{ MeV}$ (3.4.29)

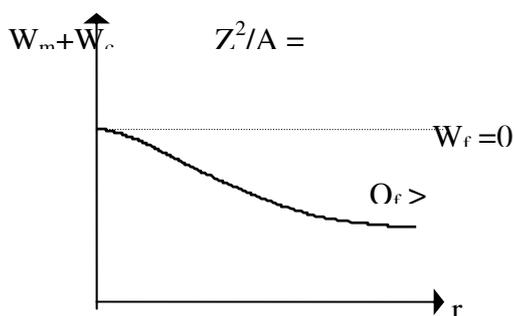
Khi $Z^2/A = 36$ $W_f \approx \epsilon_n$ $Q_f \approx 170 \text{ MeV}$.

Với các hạt nhân nhẹ ($Z^2/A < 36$) rào phân hạch $W_f \gg \epsilon_n$, do đó phân hạch chỉ xảy ra dưới tác dụng của các hạt nhanh, năng lượng lớn, $Q_f < 170 \text{ MeV}$ (hình c). Với các hạt nhân rất nhẹ ($Z^2/A < 17$) thì W_f quá lớn so với ϵ_n , quá trình phân hạch không có lợi về mặt năng lượng (hình d).

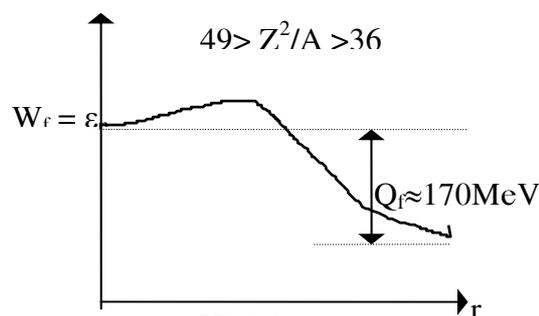
Cuối cùng, chúng ta nêu lên ở đây những nhận xét sau:

Lý thuyết phân hạch được trình bày đơn giản trên, mô tả đúng bức tranh chung nhất của hiện tượng phân hạch trên các hạt nhân nặng, nhất là U, Pa, Th. Nó cho phép giải thích một loạt các quy luật quan sát thấy trong thực nghiệm, cũng như tiên đoán nhiều hiện tượng mới. Ví dụ phân hạch phát, quá trình phân hạch các hạt nhân không nặng lắm dưới tác dụng của các hạt nhanh, năng lượng lớn.

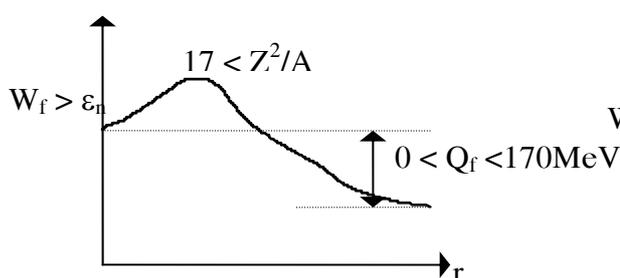
Tuy nhiên, lý thuyết cũng có những thiếu sót cơ bản như không giải thích được một trong những điểm quan trọng nhất của hiện tượng phân hạch đó là tính bất đối xứng rõ rệt của các mảnh phân bố theo khối lượng. Hơn nữa, theo lý thuyết trên đây thì phân hạch thành hai mảnh có khối lượng bằng nhau phải xảy ra với xác suất lớn, tuy nhiên trong thực tế lại không phải như vậy.



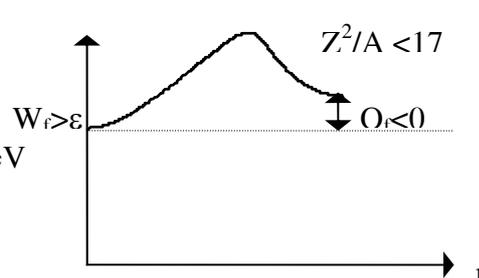
Hình a



Hình b



Hình c



Hình d

3. Khả năng sử dụng năng lượng phân hạch (năng lượng nguyên tử)

Các neutron thứ cấp phát ra trong phản ứng phân hạch dẫn đến khả năng tạo phản ứng dây chuyền. Giả sử mỗi hạt nhân phân hạch làm phát ra hai neutron, thì trong trường hợp lí tưởng chúng có thể gây gây phân hạch trên hai hạt nhân Uran tiếp theo, do đó làm

xuất hiện bốn neutron gây phân hạch trên bốn hạt nhân Uran. . . Tốc độ của quá trình rất nhanh làm cho trong một thời gian rất ngắn số hạt nhân phân hạch đạt được giá trị khổng lồ làm toả ra năng lượng hạt nhân quen gọi là năng lượng nguyên tử vô cùng lớn. Để đạt được phản ứng dây chuyền điều hết sức quan trọng là phải xác định được số neutron thứ cấp ν sinh ra trong một hành động phân hạch. Tuy nhiên, biết được ν cũng chưa đủ, vì số phân của các neutron thứ cấp không giống nhau vì tương tác của neutron với vật chất rất phức tạp. Ngay cả trong trường hợp nếu thiết bị gây phân hạch chỉ có một thành phần là nhiên liệu thôi, các hạt nhân thứ cấp tương tác với các hạt nhân nhiên liệu không chỉ gây phân hạch mà còn các quá trình khác như :tán xạ không đàn hồi, bắt gây bức xạ gamma,.. . . hoặc đi ra khỏi thiết bị mà không gây quá trình tương tác nào. Các quá trình có hại này gây khó khăn cho việc nhân neutron, cản trở quá trình phân hạch dây chuyền.

Phản ứng phân hạch dây chuyền đã được Zeldovich và Hariston nghiên cứu lí thuyết năm 1939. Nếu gọi K là hệ số nhân neutron, thì phản ứng dây chuyền có thể xảy ra nếu:

$$K \geq 1$$

Trong đó K là tỷ số giữa số neutron gây phân hạch của một thế hệ nào đó trên số neutron gây phân hạch ở thế hệ kế trước đó.

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}}$$

Khi $K = 1$, phản ứng dây chuyền không tăng và công suất không đổi, nếu $K > 1$ phản ứng dây chuyền tăng, công suất tăng. Nếu $K < 1$ hệ dưới mức tới hạn Hệ số nhân neutron được xác định bằng ν , bằng xác suất của các quá trình khác không gây nên phân hạch, bằng cơ cấu và kích thước của thiết bị... Cần phải biết tiết diện của các quá trình phân hạch, tán xạ không đàn hồi, bắt bức xạ gamma... phụ thuộc vào năng lượng của neutron và do đó, cần phải biết tổng năng lượng của các nơtron thứ cấp.

Sự thất thoát neutron do các quá trình cơ bản sau:

- Bay ra khỏi hệ
- Bị Urani bắt nhưng không gây phân chia
- Bị chất làm chậm, các tạp chất, các sản phẩm phân hạch bắt.

...

Thông thường, hệ số nhân neutron K được biểu diễn qua hai thừa số K_∞ và χ

$$K = K_\infty \cdot \chi$$

K_∞ là hệ số nhân neutron của môi trường kích thước vô hạn, không có sự rò rỉ neutron khỏi hệ. K_∞ phụ thuộc vào tính chất của môi trường. χ là xác suất để neutron tránh rò rỉ. Giá trị của χ phụ thuộc vào dạng hình học của hệ và vào tính chất của thành phần phản xạ.

Khi mọi tính chất vật lí của hệ đã cho thì đại lượng duy nhất xác định sự rò rỉ là χ . Thí dụ nếu $\chi = 0,93$ thì sự mất mát neutron không quá 7%.

Vì sự phân chia hạt nhân xảy ra trong toàn bộ thể tích của hệ, sự rò rỉ xảy ra ở bề mặt của hệ, do đó số neutron sinh ra phụ thuộc thể tích, số neutron rò rỉ phụ thuộc diện tích của hệ. Tỷ số giữa diện tích và thể tích của hệ càng nhỏ thì tỷ lệ thất thoát neutron

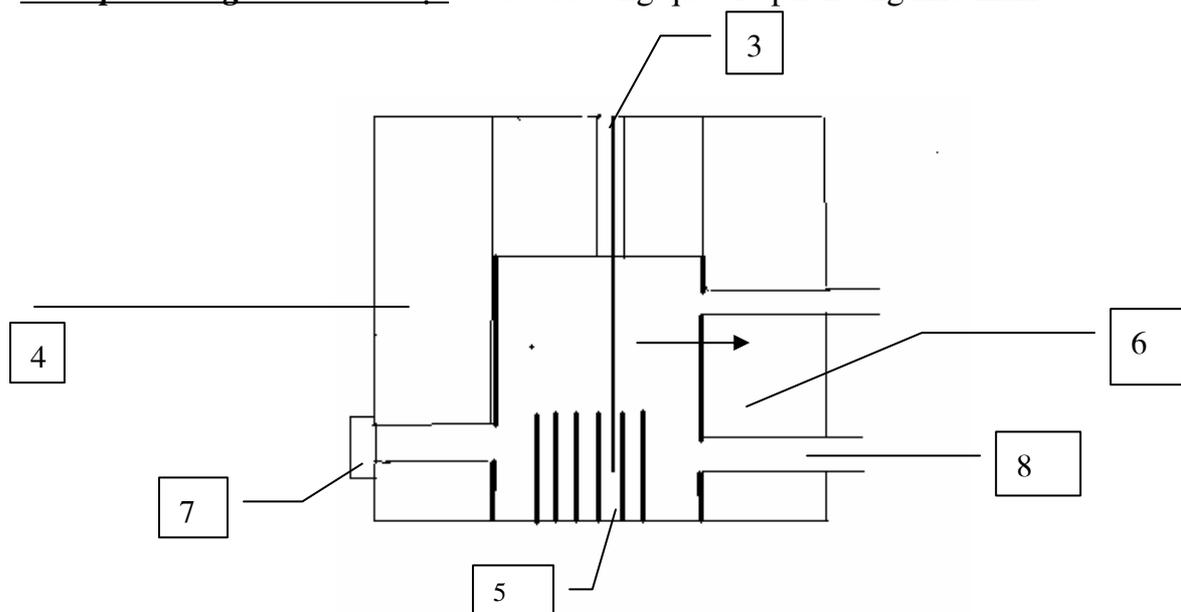
càng ít. Kích thước tối hạn của hệ là kích thước của hệ khi số neutron thất thoát bằng số neutron sinh ra trong quá trình phân chia, tức là ứng với $K=1$.

Kích thước của hệ ít nhất phải lớn hơn quãng đường trung bình neutron đi trong môi trường từ chỗ nó sinh ra cho đến chỗ nó bị hấp thụ. Đối với một lò phản ứng, kích thước tối hạn phụ thuộc vào cấu trúc của nó, vào dạng nhiên liệu hạt nhân và vào loại chất làm chậm.

4. Cấu tạo và nguyên tắc làm việc của lò phản ứng

Phản ứng phân hạch dây chuyền có điều khiển được thực hiện trong các lò phản ứng. Có nhiều loại lò phản ứng khác nhau và có nhiều cách phân loại lò phản ứng. Có thể phân loại theo công dụng của lò (lò nghiên cứu, lò thí nghiệm, lò năng lượng,..) hoặc theo nhiên liệu (urani thiên nhiên, plutoni ...) hoặc theo chất làm chậm neutron (nước, graphít, berili...) theo chất trao đổi nhiệt (nước, hơi, kim loại lỏng ...) theo năng lượng của neutron phân hạch (lò neutron nhiệt, lò neutron nhanh, lò tái sinh...).

a. Lò phản ứng neutron nhiệt Sơ đồ tổng quát lò phản ứng như hình vẽ :



Sơ đồ tổng quát lò phản ứng neutron nhiệt

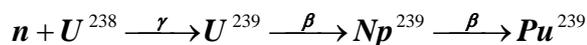
1. Thân lò. 3 Thanh điều khiển 4. Thanh bảo vệ 5. Thanh nhiên liệu 6. Thành phản xạ
7. Kênh neutron 8. Hệ thống làm lạnh

8 đến bộ phận trao đổi nhiệt. Các thanh điều khiển 3 làm bằng chất hấp thụ mạnh neutron (cadmi, cacbua Bo ...) dùng để điều khiển công suất lò.

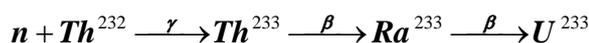
b. Lò phản ứng tái sinh (hay lò phản ứng neutron nhanh)

Trong lò phản ứng neutron nhiệt, có chất làm chậm neutron để đạt được neutron nhiệt.

Trong phản ứng dây chuyền, thông thường tỉ lệ urani 238 khá cao và chất này hấp thụ neutron nhanh và không phân hạch. Quá trình biến đổi như sau:



Hiện tượng này cũng xảy ra đối với Thori.



Pu^{239} và U^{233} trở thành nhiên liệu cho phản ứng phân hạch dây chuyền. Dựa trên cơ sở này người ta xây dựng lò phản ứng neutron nhanh (hay lò tái sinh). Nguyên tắc hoạt động của lò như sau: Trong lò có nhiên liệu hạt nhân là U^{238} (hoặc Th^{232}) với một lượng nào đó Pu^{239} (hoặc U^{233}). Quá trình phân chia Pu^{239} giải phóng năng lượng hạt nhân. U^{238} đóng vai trò nguyên liệu dùng để sản xuất ra Pu^{239} . Đặc trưng quan trọng của loại lò này là “thời gian nhân đôi” là thời gian mà lượng nguyên liệu trong lò tăng gấp hai lần.

Khó khăn của lò tái sinh là điều khiển phản ứng vì neutron nhanh rất khó hấp thụ. Bom Nguyên tử có thể coi là một lò tái sinh không điều khiển. Nguyên liệu dùng trong bom là U^{238} , Pu^{239} và U^{233} như trong lò tái sinh.

c. Nhà máy điện nguyên tử

Năng lượng hạt nhân được sử dụng không phải chỉ chế tạo vũ khí hạt nhân mà mục đích chủ yếu là để phục vụ lợi ích con người. Nhà máy điện nguyên tử đầu tiên được xây dựng năm 1957 ở Liên Xô cũ (ngày nay đã ngừng hoạt động). Sau đó nhiều nước trên thế giới đã xây dựng các nhà máy điện nguyên tử có công suất lớn. Bảng thống kê dưới đây cho thấy số lượng và công suất của các nhà máy điện nguyên tử đã tăng lên không ngừng. Theo thống kê của Ủy Ban Năng lượng Nguyên tử Quốc Tế (IAEA). Năm 1988.

QUỐC GIA	Năm 1960	Năm 1975	Năm 1988
Achentina		319(1)	944(2)
Anh	291(9)	6927(32)	14064(41)
Ấn Độ		607(3)	1267(7)
Bỉ		1666(4)	5500(7)
Braxin			626(1)
Bungari		816(2)	2585(5)
Canada		2541(7)	12210(18)
Đài Loan			4923(6)
Đại Hàn			6298(8)
Đức (CHDC)		886(3)	1702(5)
Đức (CHLB)	15(1)	3319(9)	22707(23)

Hà Lan		500(2)	516(2)
Hungari			1640(4)
Italia		610(3)	1300(3)
Liên Xô (cũ)	365(5)	5092(23)	34477(56)
Mêhicô			654(1)
Mỹ	372(11)	38581(57)	98063(110)
Nam Phi			1844(2)
Nhật		6288(12)	28221(38)
Pakistan		128(1)	128(1)
Pháp	48(3)	2909(10)	52863(55)
Phần Lan			2310(4)
Tây Ban Nha		1073(3)	7544(10)
Thụy Sĩ		1006(3)	2931(5)
Thụy Điển		3130(5)	9683(12)
Tiệp Khắc (cũ)		104(1)	3144(8)

Ghi chú: Số liệu tính ra MW, số trong dấu ngoặc là số lò.

Sau đây là bảng phân bố tỉ trọng sản lượng điện hạt nhân trên thế giới theo số liệu trên (1988):

Mĩ	32%
Pháp	16%
Đức	7%
Các nước Châu Âu khác	16%
Nhật	9%
Liên Xô (cũ)	11%
Các nước còn lại	9%

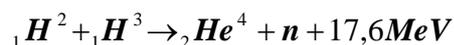
Nguyên tắc hoạt động của nhà máy điện nguyên tử giống như nhà máy nhiệt điện. Chỉ khác là thay cho năng lượng bằng than là năng lượng hạt nhân từ lò phản ứng. Do đó nhà máy có hai chu trình tuần hoàn nước (và hơi nước). Chu trình thứ nhất qua lò phản ứng thu nhiệt và truyền nhiệt cho bộ phận tạo hơi nước ở nhiệt độ và áp suất cao. Hơi nước truyền trong chu trình thứ hai làm quay tua bin hơi nước. Công suất của nhà máy điện nguyên tử đạt tới 320MW (lò Phenix ở Pháp).

Gần đây có sự cố Trecnôbun (Ở Ukraina, năm 1986) buộc người ta phải xem xét lại nhiều vấn đề quan trọng của các nhà máy điện nguyên tử như kiểm soát các quá trình phân hạch, tự động hoá, độ tin cậy trong quá trình điều khiển, yêu cầu nghiêm ngặt về việc chấp hành các quy trình vận hành, sự phối hợp quốc tế khi xảy ra sự cố ... Một vấn

đề quan trọng khác là xử lí chất thải từ nhà máy điện nguyên tử vì phần lớn các chất này là chất phóng xạ.

V PHẢN ỨNG NHIỆT HẠCH

Về lí thuyết, tổng hợp hai hạt nhân nhẹ giải phóng một năng lượng lớn hơn nhiều so với phản ứng phân chia hạt nhân (tính trung bình trên mỗi nuclon). Thí dụ:



Năng lượng giải phóng trung bình cho mỗi nuclon là 3, 5MeV trong khi phản ứng phân hạch chỉ cỡ 1MeV.

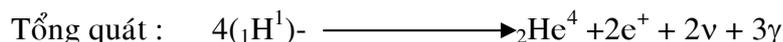
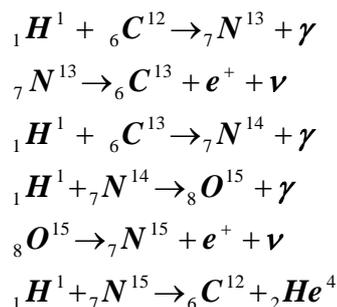
Muốn có phản ứng tổng hợp, hạt nhân nhẹ phải vượt được hàng rào thế Coulomb để tiếp xúc nhau. Thế Coulomb này cũng tương tự năng lượng kích hoạt trong phản ứng phân chia hạt nhân. Như vậy chỉ có những hạt nhân có động năng đủ lớn mới tham gia phản ứng được. Có thể thực hiện bằng cách đốt nóng nhiên liệu đến nhiệt độ rất cao. Nếu trong quá trình tổng hợp hạt nhân nhiệt độ cần thiết đạt được thì phản ứng tự duy trì. Chỉ cần khởi động nó, phản ứng sẽ tự tiếp diễn tương tự phản ứng phân chia dây chuyền. Hiện nay việc nung nóng chất phản ứng là phương pháp duy nhất tạo phản ứng tổng hợp. Do đó có tên gọi là *phản ứng nhiệt hạch*.

a. Phản ứng nhiệt hạch trong vũ trụ

Phản ứng nhiệt hạch trong lòng các vì sao là nguồn gốc năng lượng của chúng. Nhiệt độ của Mặt Trời xấp xỉ 20 triệu độ Kelvin, mật độ vật chất của Mặt Trời khoảng 100g/cm^3 , với mật độ này vật chất trong Mặt Trời nằm trong trạng thái plasma, tức là trạng thái khí hạt nhân –electron. Tương ứng với nhiệt độ này, năng lượng của khí hạt nhân –electron vào cỡ 1eV. Tuy năng lượng thấp so với đòi hỏi của phản ứng nhiệt hạch nhưng quá trình phản ứng nhiệt hạch vẫn có thể xảy ra được vì hai lí do: theo phân bố Maxwell về vận tốc, vẫn có những hạt đạt được vận tốc đủ lớn để vượt hàng rào thế Coulomb giữa hai hạt nhân nhẹ (cỡ 10^{-1}MeV); mặt khác do hiệu ứng đường hầm, xác suất xảy ra phản ứng không bằng không.

Với những lí do trên, người ta giải thích nguồn gốc năng lượng của Mặt Trời là do hai chu trình của các phản ứng nhiệt hạch sau đây:

* *Chu trình Bette (chu trình carbon)*



Carbon đóng vai trò xúc tác. Nhiệt độ trung tâm Mặt Trời là $1,3 \cdot 10^7 \text{K}$, mật độ hydro là 10^5kg/m^3

*** Chu trình Hydro**



b. Phản ứng nhiệt hạch trong điều kiện phòng thí nghiệm

Sử dụng nguồn năng lượng nhiệt hạch được các nhà khoa học rất quan tâm. Thiết bị dựa trên các phản ứng tổng hợp các đồng vị của hydro (tổng hợp D-D và D-T) có nhiều lợi thế: nguồn nhiên liệu deuteri (D) chứa trong nước biển là vô hạn, phản ứng không tạo ra hạt nhân phóng xạ như các phản ứng phân hạch, năng lượng tạo ra cực kì lớn. Song phản ứng của chu trình carbon và chu trình hydro rất chậm, ta không thể sử dụng chúng trong phòng thí nghiệm được.

Xét phản ứng :

1. ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + n + 3,2 \text{ MeV}$
2. ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^2 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + {}_1\text{H}^1 + 4,0 \text{ MeV}$
3. ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + n + 17,6 \text{ MeV}$

Nhiệt độ và tốc độ của hai phản ứng đầu như nhau. Ở phản ứng thứ ba chúng lớn hơn 100 lần. Theo lý thuyết, khi không có tác động bên ngoài, nhiệt độ nhỏ nhất để duy trì phản ứng D-D là cỡ 350 triệu độ, còn phản ứng D-T không thấp hơn 60 triệu độ. Mặt

độ khí plasma của phản ứng liên quan đến áp suất của nó lên thành lò phản ứng nhiệt hạch. Thí dụ với $n=10^{15}$ hạt/cm³ áp suất là:

$$P = nkT \approx 10^{15}(\text{hạt/cm}^3) \cdot 10^{-23}\text{J/K} \cdot 10^8\text{K} \approx 10\text{atm}$$

(đối với không khí $n \approx 3 \cdot 10^{19}$ hạt/cm³)

Vì thế phải sử dụng khí plasma loãng. Vấn đề đặt ra là tạo được nhiệt độ cao và duy trì plasma nung nóng trong một thời gian dài. Với nhiệt độ trên, không có một chất nào có thể chịu đựng được để làm thành lò.

Phương pháp làm cách nhiệt là dùng từ trường tạo bởi một thiết bị gọi là “bẫy từ” trong đó xuất hiện một hiệu ứng gọi là hiệu ứng nén. Hiện tượng này có thể quan sát được khi nghiên cứu sự phóng điện nhờ dòng điện có cường độ cao trong ống phóng điện thẳng. Dòng điện chạy trong dây dẫn thể khí bị bao quanh bởi các đường sức từ hình tròn tạo bởi chính nó. Tương tác giữa dòng điện và từ trường riêng của nó tạo thành một lực nén cột plasma làm nó tách khỏi thành ống. Lực từ nén đoạn nhiệt plasma làm nung nóng plasma. Áp lực plasma tăng tương ứng với nhiệt độ.

c. Bom khinh khí

Phản ứng nhiệt hạch không điều khiển được sử dụng làm bom khinh khí (bom H). Chất nung nóng nhiên liệu phản ứng là bom nguyên tử. Nhiên liệu nhiệt hạch là Liti hidrua (LiH) hay LiD ở trạng thái rắn.

Mỗi quả bom nguyên tử (bom A) tương đương khoảng 20 ngàn tấn thuốc nổ TNT (trinitrotoluen) còn mỗi quả bom nhiệt hạch tương đương 10-20 triệu tấn TNT.

CHƯƠNG IV MẪU VỎ HẠT NHÂN

Ta biết rằng hạt nhân nguyên tử có cấu tạo và nhiều tính chất đặc biệt phức tạp. Để giải thích và đồng thời tiên đoán được các tính chất của hạt nhân cần phải xây dựng một lý thuyết về hạt nhân. Tương tự như hình ảnh của nguyên tử, sự sắp xếp các vỏ điện tử thông qua việc giải phương trình Schrodinger qua tương tác điện từ giữa hạt nhân và điện tử. Khi đi vào lĩnh vực hạt nhân, nhằm tiến đến xây dựng một mô hình lý thuyết ta gặp một số khó khăn cơ bản, tập trung chủ yếu vào các vấn đề:

Cho đến nay, lực tương tác giữa các nuclon chưa biết được một cách đầy đủ.

Hạt nhân là một hệ lượng tử với số hạt và bậc tự do không lớn, tương tác giữa các nuclon không bé để có thể áp dụng lý thuyết thống kê. Trái lại ngay cả bài toán với hệ vài chục đến vài trăm hạt là một khó khăn về nguyên tắc (ngay cả có sự trợ giúp của máy tính, việc giải phương trình Schrodinger với hệ 100 hạt dẫn đến hệ phương trình vi phân 10^{30} của 300 biến số).

Hạt nhân không thể xem như một môi trường vĩ mô có mật độ lớn, kích thước bé.

Do những khó khăn trên, việc đưa ra các mẫu hạt nhân qua sự thừa nhận rộng rãi, trong đó mẫu hạt nhân thỏa mãn một số tính chất xác định nào đó, cho phép tính toán một cách đơn giản, đồng thời giúp ta tiên đoán được một số tính chất mới kiểm tra bằng thực nghiệm. Một mẫu hạt nhân được đánh giá là tốt nếu diễn tả được các tính chất hạt nhân ở trạng thái cơ bản (Spin, độ chẵn lẻ, momen từ, momen điện...), giải thích được các đặc trưng hạt nhân ở trạng thái kích thích và cuối cùng là mô tả được các tính chất động học của hạt nhân như xác suất phân rã phóng xạ, năng lượng của các bức xạ.... Không thể có được một mẫu hạt nhân thỏa mãn tất cả các tính chất nêu trên. Vì lý do đó tồn tại nhiều mẫu hạt nhân, thậm chí có những mẫu hạt nhân có hình ảnh trái ngược với nhau.

Các mẫu dựa trên cơ sở tổng hợp các bậc tự do của hạt nhân thường được xem là các mẫu *tương tác mạnh* hay *mẫu tập thể*. Các mẫu dựa trên cơ sở bậc tự do của đơn hạt gọi là *các mẫu hạt độc lập*. Mẫu giọt chất lỏng thuộc loại mẫu tập thể, Một trong những thành công nổi bật của mẫu giọt là giải thích một cách khá trọn vẹn hiện tượng phân hạch các hạt nhân nặng, qua hình ảnh của mẫu Weissacker đã đưa ra được công thức bán thực nghiệm trong việc tính năng lượng liên kết của các hạt nhân bền. Tuy nhiên mẫu này lại không giải thích được hiện tượng phân hạch không đối xứng, cũng như xác định momen từ, spin, độ chẵn lẻ của các trạng thái hạt nhân. Sau đây ta xét mẫu lớp (hay còn gọi là mẫu vỏ) thuộc loại mẫu hạt độc lập.

I. NHỮNG CƠ SỞ THỰC NGHIỆM CỦA MẪU VỎ HẠT NHÂN

1. Người ta thấy rằng các hạt nhân bền trong tự nhiên có những tính chất sau:

*. Các hạt nhân bền nhất: là các hạt nhân chẵn chẵn, đến các hạt nhân chẵn lẻ, rồi đến các hạt nhân lẻ chẵn, ít bền nhất là các hạt nhân lẻ lẻ.

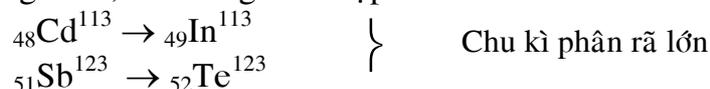
Thật vậy nếu đem các hạt nhân bền có mặt trong tự nhiên sắp xếp theo Z và N, ta có bảng:

Z	N	A	Tổng số hạt nhân
chẵn	Chẵn	chẵn	167
chẵn	Lẻ	Lẻ	55
Lẻ	Chẵn	Lẻ	53
Lẻ	Lẻ	Chẵn	8

8 hạt nhân lẻ lẻ gồm: ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$, ${}^7_7\text{N}^{14}$: Phóng xạ chu kỳ lớn

${}^{13}_{13}\text{Al}^{26}$, ${}^{17}_{17}\text{Cl}^{36}$, ${}^{19}_{19}\text{K}^{40}$, ${}^{23}_{23}\text{V}^{50}$: Phóng xạ chu kỳ lớn

+ Khi A lẻ: Nếu có một giá trị xác định của A chỉ có một đồng khối bền trừ năm cặp đồng khối; hai trong năm cặp đó là:



+ Khi A chẵn: Tồn tại hai hoặc ba đồng khối bền.

*. Tính bền đặc biệt đối với hạt nhân chẵn chẵn còn được phản ánh trong công thức bán thực nghiệm về năng lượng liên kết.

Các sự kiện đó dẫn đến: Nơtron và Proton có khuynh hướng *ghép đôi* khi đó, Spin của từng cặp (n, p) là phản song với nhau, do đó hạt nhân có tính bền đặc biệt.

*. Các hạt nhân đồng vị, đồng neutron (Isotone)

- Ngoài ra người ta thấy khi Z có những giá trị 20, 50

Z = 20 (Calci) có năm đồng vị bền (N = 20, 22, 23, 26, 28)

Z = 50 (Sn) Có mười một đồng vị bền.

- Khi: N = 20: Có năm isoton bền

N = 28: Có sáu isoton bền

N = 50: Có sáu isoton bền

N = 82: Có bảy isoton bền

*. Nếu xét hàm lượng tương đối, người ta thấy các nguyên tố có: Z hoặc N = 2, 8, 20, 50, 82, 126 thì hàm lượng phổ biến tăng vọt.

2. Phân tích năng lượng liên kết của các nuclon: ta thấy

$$\epsilon \text{ của Proton } 82 > \epsilon \text{ Proton } 83;84$$

$$\epsilon \text{ của neutron } 126 > \epsilon \text{ neutron } 127;128$$

3. Sự phát ra các neutron trễ: Các sản phẩm phân hạch có khuynh hướng phát n trễ để đi về số nơtron bằng các số 50, 82, 126, 8, 20, 28.

$$\text{Ví dụ: } {}_{36}\text{Kp}^{50} \quad {}_{54}\text{Xe}^{82} \quad {}_8\text{O}^{16}$$

4. Các hạt nhân có N = 50, 82, 126 có tiết diện bắt rất nhỏ cỡ milibar, người ta giải thích khi các hạt nhân này bắt neutron thì năng lượng kích thích rất nhỏ do đó mật độ mức nhỏ vì vậy σ_a bé.

5. Nghiên cứu tiết diện tán xạ không đàn hồi: Người ta thấy các hạt nhân có N = 50, 82, 126, có tiết diện tán xạ không đàn hồi bé.

6. Năng lượng các mức kích thích thấp của các hạt nhân chẵn chẵn sẽ tăng vọt khi N= 50, 82, 126

$$\text{Thí dụ: } {}_6\text{C}^{12} \text{ Mức kích thích thứ nhất } 4.5 \text{ MeV}$$

$${}_8\text{O}^{16} \text{ Mức kích thích thứ nhất } 6 \text{ MeV}$$

7. Momen từ cực điện của các hạt nhân có Z, N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 có giá trị cực tiểu.

Tất cả các dẫn chứng thực nghiệm trên chúng ta đi đến kết luận là: Các hạt nhân có số Z, N = 2, 8, 20, 28, 52, . . . , 126 là những hệ bền vững đặc biệt và có một số tính chất đặc biệt so với các hạt nhân khác người ta gọi chúng là các hạt nhân magic.

II. LÝ THUYẾT MÃU VỎ

Theo lý thuyết của mẫu vỏ, các nuclon bên trong hạt nhân có sự sắp xếp thành từng lớp tương tự như lớp vỏ điện tử. Do đó nhằm đưa ra các vỏ việc giải phương trình Schrodinger dẫn đến chọn biểu thức thế năng tương tác giữa các nuclon.

Theo lý thuyết cơ học lượng tử, xét chuyển động độc lập của nuclon trong trường từ hợp. Nếu mô tả giếng thế năng là giếng của dao tử điều hòa:

$$u(r) = -u_0[1 - (r/R_0)^2] = -u_0 + \frac{1}{2}(m\omega^2 r^2) \quad (4.2.1)$$

R_0 : là bán kính tác dụng của lực hạt nhân ; ω : tần số của dao tử điều hòa

$\omega = \left(\frac{2u_0}{mR_0}\right)^{\frac{1}{2}}$. Do hạt nhân có kích thước không gian, ta xét theo ba chiều và để

đơn giản, xét trong hệ tọa độ Descartes. Thì phương trình Schroedinger :

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + u_0 - \frac{1}{2} m \omega^2 (x^2 + y^2 + z^2) \right] \psi = 0 \quad (4.2.2)$$

Với: $\psi = \psi_{1(x)}\psi_{2(y)}\psi_{3(z)}$; $E = E_1 + E_2 + E_3$ là trạng thái năng lượng ứng với dao tử điều hòa theo xyz.

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E_1 + u_0 - \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \right] \right\} \psi_{1(x)} = 0 \quad (4.2.3)$$

.....

$$\left\{ \frac{d^2}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E_3 + u_0 - \frac{1}{2} m \omega^2 z^2 \right] \right\} \psi_{3(z)} = 0$$

Việc giải phương trình Schrodinger cho ta:

$$E_1 = \hbar\omega (n_1 + 1/2) - u_0/3$$

$$E_2 = \hbar\omega(n_2 + 1/2) - u_0/3 \quad \Rightarrow E = \hbar\omega (n + 3/2) - u_0$$

$$E_3 = \hbar\omega(n_3 + 1/2) - u_0/3$$

$n = n_1 . n_2 . n_3$: là những số nguyên:

$$\hbar\omega = \left(\frac{2u_0 \hbar^2}{mR_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.2.4)$$

$\hbar\omega$: Năng lượng phụ thuộc độ sâu và bán kính tác dụng của lực hạt nhân.

Với giả thiết:

1. Các nuclon không ra khỏi mặt hạt nhân
2. Mật độ trung bình của chất hạt nhân là không đổi trong toàn thể tích hạt nhân.

Với hai giả thiết trên, nếu ta lựa chọn độ sâu của giếng thế u_0 thích hợp ta có thể thu được giá trị của các mức năng lượng phù hợp với thực nghiệm.

$$E = \hbar\omega (N + 3/2) - u_0 \quad ; N \text{ là số lượng tử dao động}$$

$$\hbar\omega = \left(\frac{2u_0 \hbar^2}{mR_0^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Cứ mỗi giá trị của N ta có một vài giá trị của $l \leq N$ và tính chẵn của N bằng tính chẵn của l (Mức độ suy biến $2l + 1$).

Khi $N = 0$, $l = 0$: Mức độ suy biến bằng không, trạng thái s.

Khi $N = 1$, $l = 0, 1$ Do N lẻ suy ra $l = 1$: trạng thái p

Mức suy biến $2l + 1 = 3$, có ba tổ hợp của (n_1, n_2, n_3)

} Có ba trạng thái

Khi $N = 2$, $l = 0, 1, 2$ Do tính chẵn $l = 0, 2$:(s, d)

$l = 0$ Trạng thái s không suy biến

$l = 2$ Trạng thái d suy biến bậc 5

} Có sáu trạng thái

Khi $N = 3$ Suy biến 10

Khi $N = 4$ Suy biến 15

Tổng quát: Mỗi giá trị của N số suy biến sẽ là:

$$\frac{(N + 1)(N + 2)}{2} \tag{4.2.5}$$

Vì tương tác của nucleon là tương tác mạnh, tức là có liên kết Spin quỹ đạo ,do đó số trạng thái phải được đặc trưng bởi $j = l \pm s$. Như vậy kể thêm tương tác Spin quỹ đạo thì số suy biến sẽ tăng gấp hai lần: và ứng với N thì số suy biến là:

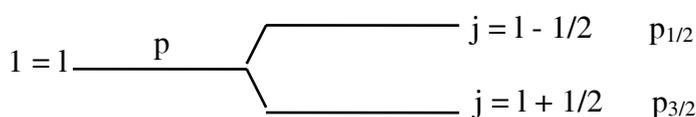
$$(N + 1)(N + 2) \tag{4.2.6}$$

Sắp xếp các trạng thái theo số lượng tử N:

N	Số trạng thái suy biến	Số trạng thái suy biến có kể đến Spin quỹ đạo	Số trạng thái tổng cộng
0	1	2	2
1	3	6	8
2	6	12	20
3	10	20	40
4	15	30	70
5	21	42	112
6	28	56	168

Thành thử nếu gọi mỗi nhóm mức năng lượng suy biến của dao tử điều hòa là vỏ, thì chỉ đúng cho ba vỏ đầu tiên. Để giải thích điều này M.Mayer và J.Jensen độc lập với nhau ,đã đưa vào *tương tác Spin quỹ đạo*. Ta xét như sau:

3. Tương tác Spin quỹ đạo trong hạt nhân : Quan sát thực nghiệm người ta thấy rằng: mức $j = l + 1/2$ nằm thấp hơn mức $j = l - 1/2$



Mayer đưa vào khái niệm tương tác Spin quỹ đạo qua toán tử năng lượng như sau:

$$H = H_0 + f(r)[\vec{l} \cdot \vec{s}] \tag{4.2.7}$$

f(r) chỉ phụ thuộc vị trí của Nuclon ta có thể giả thiết f(r) = const giá trị thường được cho bằng thực nghiệm.

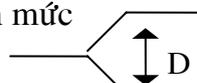
Còn $\vec{l} \cdot \vec{s}$

$$\bar{l} \cdot \bar{s} = 1/2 [j^2 - l^2 - s^2] \tag{4.2.8}$$

trị riêng của $\bar{l} \cdot \bar{s}$

$$(\bar{l} \cdot \bar{s}) = 1/2 \{j(j+1) - l(l+1) - 3/4\} \tag{4.2.9}$$

Để xác định khoảng cách mức



ta viết phương trình sóng theo thành phần xuyên tâm trong hai trường hợp: có và không có tương tác Spin quỹ đạo. Đặt $\psi = u(r)/r$

Không kể tương tác Spin quỹ đạo:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E_{nl} - U(r)) \right\} U_{nl}(r) = 0 \tag{4.2.10}$$

Có kể tương tác Spin quỹ đạo:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E_{nlj} - U(r) - \frac{f}{2} [j(j+1) - l(l+1) - 3/4]) \right\} U = 0 \tag{4.2.11}$$

Ta thấy hai trường hợp chỉ sai khác nhau số hạng

$f/2 \{j(j+1) - l(l+1) - 3/4\}$ chứng tỏ hàm sóng $U(r) = U_{nl}(r)$, các giá trị năng lượng E_{nl} sẽ là:

$$E_{nlj} = E_{nl} + f/2 \{j(j+1) - l(l+1) - 3/4\} \tag{4.2.12}$$

ta thấy khi:

$$\begin{cases} j = l + 1/2 \Rightarrow E_{nlj} = E_{nl} + f / 2(l) \\ j = l - 1/2 \Rightarrow E_{nlj} = E_{nl} - f / 2(l+1) \end{cases} \tag{4.2.13}$$

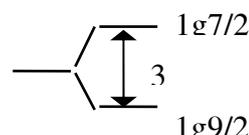
Vì mức năng lượng ứng với $l+1/2$ thấp hơn mức $l-1/2$ do đó f là một số âm.

Khoảng cách giữa hai mức: $D_{nl} = \frac{|f|}{2} (2l+1) \tag{4.2.14}$

Hai mức càng tách xa ra khi l càng lớn.

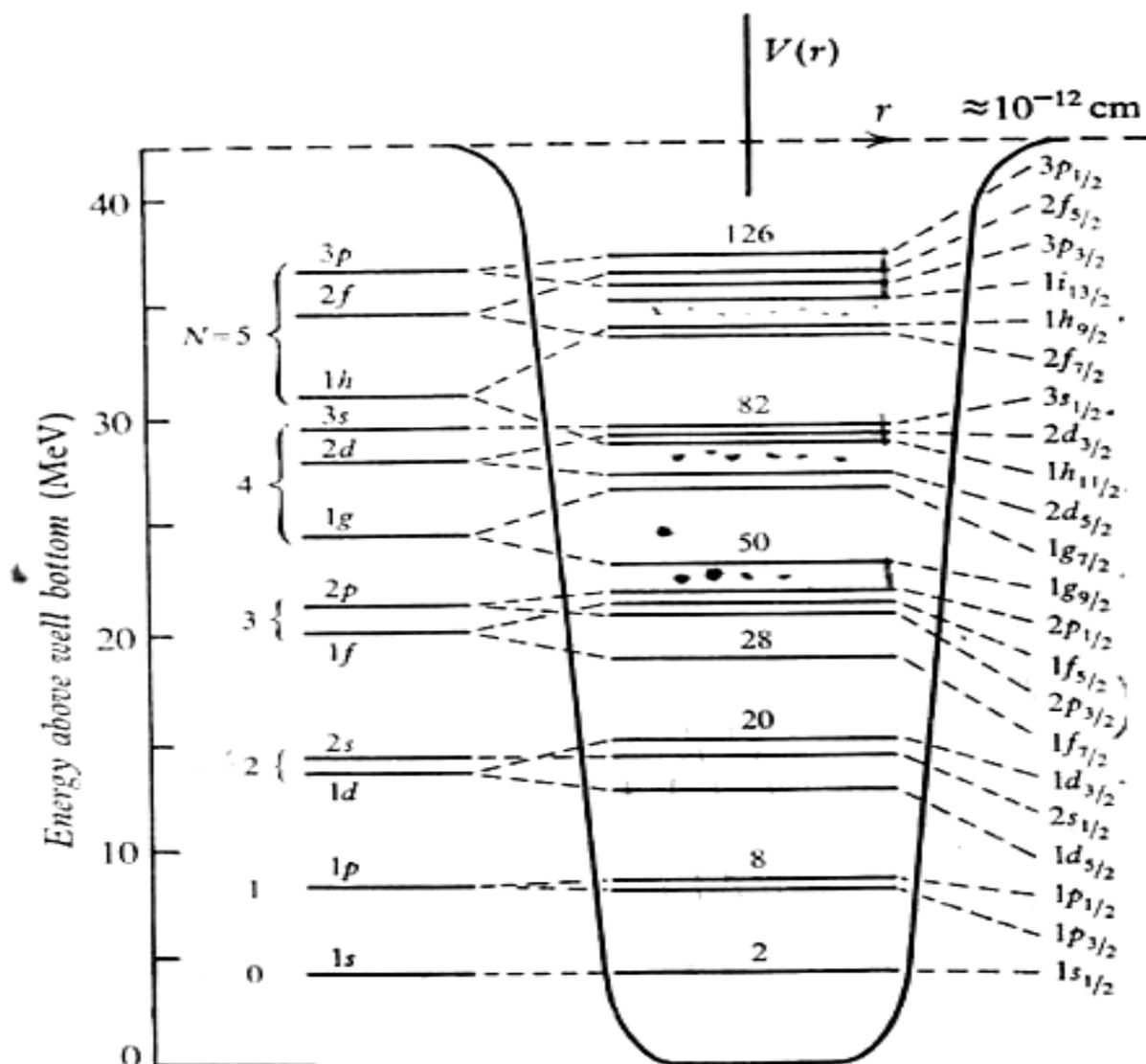
$|f|$ hầu như không phụ thuộc l

Ví dụ hai mức : $1g_{9/2}$ và $1g_{7/2}$



$$l = 4 \Rightarrow |f| \approx 0,6 \text{ MeV}$$

Ta xếp các vỏ theo sơ đồ sau:



Sơ đồ mẫu vỏ: sự sắp xếp các nuclon theo từng lớp

Một số nhận xét để xác định trạng thái của hạt nhân

1. Nếu vỏ con đầy, nghĩa là mọi trạng thái m_j (hình chiếu của J) đều bị chiếm, thì hình chiếu của momen động lượng toàn phần (spin):

$$M = \sum m_j = 0 \quad , (do \pm J, J \pm 1 \dots \pm J / = 0)$$

$$\Rightarrow \text{Spin tổng cộng} = 0$$

2. Nếu trong hạt nhân ngoài vỏ con đã được làm đầy hoàn toàn, mà có thêm 1

nuclon lẻ ở ngoài, ở trạng thái (j, n, l) thì spin J toàn phần là do nuclon đó quyết định.



3. Nếu trong hai hạt nhân, ngoài vỏ con đã được lấp đầy giống nhau trong đó:

1 hạt nhân có p nuclon ở trạng thái (nl_j)

1 hạt nhân có p lỗ trống cũng ở trạng thái (nl_{j_1})

$j = 5/2$ J^+

Đối với hạt nhân thứ 2 sẽ có $(2j+1-p)$ nuclon

Hạt nhân 1 hình chiếu spin toàn phần sẽ là:

$$M^{(1)} = m_1 + m_2 + \dots + m_p \text{ (có } p \text{ nuclon)}$$

Hạt nhân 2 $M^{(2)} = m_{j+1} + m_{j+2} + \dots + m_{2j+1}$

$$M^{(1)} = -M^{(2)}$$

Như vậy đối với hạt nhân thứ nhất nếu vỏ con chỉ có một lỗ trống theo tính chất trên, Spin của nó sẽ do spin j của lỗ trống quyết định.

Cách xác định J^π của hạt nhân ở trạng thái cơ bản

Theo 3 quy tắc trên ta rút ra:

1. Ở trạng thái cơ bản Spin của hạt nhân chẵn chẵn bằng 0

$$J = 0 \quad \left. \begin{array}{l} \pi = +1 \\ M = 0 \end{array} \right\} \text{ (do } \pi = (-1)^l \quad l = 0)$$

2. Ở trạng thái cơ bản của hạt nhân có N chẵn, Z lẻ. Thì J^π của hạt nhân được xác định bởi trạng thái của proton lẻ, còn với hạt nhân có Z chẵn N lẻ. Thì J^π của hạt nhân được xác định bởi trạng thái của Neutron lẻ.

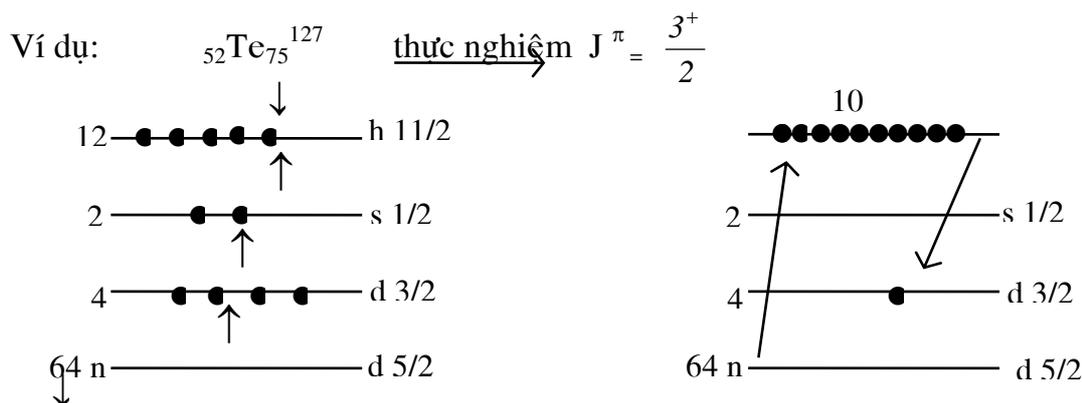
$$\text{Ví dụ: } {}_6\text{C}_9^{15} \quad (1s \ 1/2)^2 \quad (1p \ 3/2)^4 \quad (1p \ 1/2)^2 \quad (1d \ 5/2)^1 \Rightarrow J^\pi = \frac{5^+}{2}$$

nhưng thực nghiệm lại đo được $\frac{I^+}{2}$ lí do: Neutron thay vì chiếm $1d \ 5/2$ lại nhảy lên trạng thái $2s \ 1/2$

$$\text{Ví dụ: } {}_7\text{N}_8^{15} \quad (1s \ 1/2)^2 \quad (1p \ 3/2)^4 \quad (1p \ 1/2) \rightarrow J^\pi = \frac{I^-}{2} \text{ phù hợp với thực}$$

nh nghiệm

3. Trong cùng một hạt nhân, năng lượng liên kết phụ sinh ra do tương tác của hai nucleon của cùng một vỏ con sẽ càng lớn nếu l càng lớn. Ta gọi năng lượng liên kết đó là năng lượng kết đôi và đó có thể là nguyên nhân vi phạm thứ tự làm đầy của hai mức kề nhau.



Lẽ ra thì neutron thứ 75 ở trạng thái $11/2^-$ nhưng thực nghiệm lại là $3/2^+$. Lý do là: Năng lượng kết đôi ở mức $h\ 11/2$ rất lớn ($l = 5$) do đó các cặp nucleon sẽ chiếm đầy trạng thái $h\ 11/2$ trước so với mức $d\ 3/2$ do đó cấu trúc neutron của Te^{127} như sau:

Vỏ con + 10 neutron ở $h\ 11/2$ + 1 neutron ở $d\ 3/2 \Rightarrow J^\pi = 3^+/2$

Tương tự: ${}_{52}\text{Te}_{77}^{129}$ ${}_{52}\text{Te}_{79}^{131}$ đều $3/2$

4. Đối với hạt nhân lẻ lẻ: Với hạt nhân có số proton và neutron lẻ:

$$\left. \begin{array}{l} 1 \text{ proton ở } (n_1 \ l_1 \ j_1) \\ 1 \text{ neutron } (n_2 \ l_2 \ j_2) \end{array} \right\} \pi = (-1)^{l_1} (-1)^{l_2}$$

Spin $|J_1 - J_2| \leq J \leq J_1 + J_2$: Có nhiều giá trị ! để xác định J , Nordheim đưa ra nguyên tắc:

1) Nếu $j_1 = l_1 \pm 1/2$ và $j_2 = l_2 -/+ 1/2 \Rightarrow J = |J_1 - J_2|$

2) Nếu $j_1 = l_1 \pm 1/2$ và $j_2 = l_2 \pm 1/2 \Rightarrow J = J_1 + J_2$ Nếu không đúng thì lấy $J = |J_1 - J_2|$

+ Đặc biệt, nếu một trong hai giá trị j_1 hoặc j_2 bằng $1/2$ thì ta chỉ lấy giá trị $J = J_1 + J_2$. Quy tắc lấy không được áp dụng cho các hạt nhân trong đó số proton của vỏ con chiếm lớn hơn $(2j_1 + 1)/2$, và số neutron của vỏ con nhỏ hơn $1/2(2j_2 + 1)$.

So sánh thực nghiệm ta thấy

1- Nếu hệ thống hóa đối với các hạt nhân có $20 < A < 120$ thì trong 76 trường hợp có 66 trường hợp cấu trúc p & n trùng với các trạng thái cơ bản của các hạt nhân.

2- Áp dụng quy tắc Nordheim (1) người ta quan sát 22 trường hợp đều đúng cả. Quy tắc Nordheim (2) thì trong 41 trường hợp có 38 trường hợp đúng.

PHỤ LỤC

I. GIÁ TRỊ CỦA VÀI HẰNG SỐ CƠ BẢN

c = vận tốc ánh sáng trong chân không = $2,998 \times 10^8$ m/s

e = điện tích của electron = $1,602 \times 10^{-19}$ C

h = hằng số plăng = $6,626 \times 10^{-34}$ J.s

k = hằng số Coulomb = $1/4\pi\epsilon_0 = 8,988 \times 10^9$ N.m²./C²

II GIÁ TRỊ CỦA VÀI BIỂU THỨC THƯỜNG DÙNG

1eV = $1,602 \times 10^{-19}$ J

$\lambda = 10^{-10}$ m

$hc = 19,865 \times 10^{-26}$ J.m

ke^2/hc = hằng số cấu trúc tinh tế = 1/137

$e\hbar/2m_e c$ = manhêton Bohr = $9,27 \times 10^{-24}$ J/T

III. KHỐI LƯỢNG CỦA MỘT SỐ HẠT SƠ CẤP

<u>Hạt</u>	<u>Khối lượng nghỉ ,m_0 (kg)</u>	<u>M_0c^2(MeV)</u>
<u>Electron</u>	$9,109 \times 10^{-31}$	0,511
Proton	$1,673 \times 10^{-27}$	938,3
Neutron	$1,675 \times 10^{-27}$	939,6
Đơn vị khối lượng nguyên tử (amu)	$1,661 \times 10^{-27}$	931,5

IV. Khối lượng các nguyên tử

Dấu sao (*) sau số khối (cột 5 trong bảng) chỉ đồng vị phóng xạ có chu kỳ bán rã ghi ở cột 7.

Z	NGUYÊN TỐ	KÍ HIỆU	KHỐI LƯỢNG Nguyên tử	A	KHỐI LƯỢNG amu	$T_{1/2}$
0	Neutron	n.		1*	1,008665	12p
1	Hydro	H	1,0079	1	1,007825	
	Deuteri	D		2	2,014102	
	Triti	T		3*	3,016050	12,26năm
2	Heli	He	4,0026	3	3,016030	
				4	4,002603	

				6*	6,018892	0,802s
3	Liti	Li	6,939	6	6,015125	
				7	7,016004	
4	Berili	Be	9,0122	7*	7,016929	53,4ngày
				9	9,012186	
				10*	10,013534	2,7.10 ⁶ năm
5	Bo	B	10,811	10	10,012939	
				11	11,009305	
6	Cacbon	C	12,01115	12	12,000000	
				13	13,003354	
				14*	14,003242	5730năm
7	Nito	N	14,0067	14	14,003074	
				15	15,000108	
8	Oxy	O	15,9994	15*	15,003070	122s
				16	15,994915	
				17	16,999133	
				18	17,999160	
9	Fluo	F	18,9984	19	18,998405	
10	Neon	Ne	20,183	20	19,992440	
				21	20,993849	
				22	21,991385	
11	Natri	Na	22,9898	22*	21,994437	2,60năm
				23	22,989771	
12	Magie	Mg	24,312	23*	22,994125	12s
				24	23,985042	
				25	24,986809	
				26	25,982593	
13	Nhôm	Al	26,9815	26*	25,986892	7,4.10 ⁵ năm
				27	26,981539	
14	Silic	Si	28,086	28	27,976929	
				29	28,976496	
				30	29,973763	
				32*	31,974020	700 năm
15	Photpho	P	30,9738	31	30,973765	
16	<u>Lưu Huỳnh</u>	S	32,064	32	31,972074	
				33	32,971462	
				34	33,967865	
				36	35,967089	
17	Clo	Cl	35,453	35	34,968851	
				36*	35,968309	3.10 ⁵ năm
				37	36,965898	
18	Acgôn	Ar	39,948	36	35,967544	
				38	37,962728	
				39*	38,964317	270năm
				40	39,962384	
				42*	41,963048	33năm
19	Kali	K	39,102	39	38,963710	

				40*	39,964000	1,3.10 ⁹ năm
				41	40,961832	
20	Canxi	Ca	40,08	39*	38,970691	0,877s
				40	39,962589	
				41*	40,962275	7,7.10 ⁴ năm
				42	41,958625	
				43	42,958780	
				44	43,955492	
				46	45,953689	
				48	47,952531	
21	Scandi	Sc	44,965	45	44,955920	
				50*	49,951730	1,73phút
22	Titan	Ti	47,9	44*	43,959572	47năm
				46	45,952632	
				47	46,951768	
				48	47,947950	
				49	48,947870	
				50	49,944786	
23	Vanadi	V	50,942	50*	49,947164	6.10 ¹⁵ năm
				51	50,943961	
24	Crôm	Cr	51,996	50	49,946055	
				52	51,940513	
				53	52,940653	
				54	53,938882	
25	Mangan	Mn	54,9380	50*	49,954215	0,29s
				55	54,938050	
26	Sắt	Fe	55,847	54	53,939616	
				55*	54,938299	2,4năm
				56	55,939395	
				57	56,935398	
				58	57,933282	
				60*	59,933964	10 ⁵ năm
27	Coban	Co	58,9332	59	58,933189	
				60*	59,933813	5,24năm
28	Niken	Ni	58,71	58	57,935342	
				59	58,934342	8.10 ⁴ năm
				60	59,930787	
				61	60,931056	
				62	61,928342	
				63*	62,929664	92năm
				64	63,927958	
29	Đồng	Cu	63,54	63	62,929592	
				65	64,927786	
30	Kẽm	Zn	65,37	64	63,929145	
				66	65,926052	
				67	66,927145	
				68	67,924857	
				70	69,925334	

31	Gali	Ga	69,37	69	68,925574	
				71	70,924706	
32	Gecmani	Ge	72,59	70	69,924252	
				72	71,922082	
				73	72,923462	
				74	73,921181	
				76	75,921405	
33	Asen	As	74,9216	75	74,921596	
34	Selen	Se	78,96	74	73,922476	
				76	75,919207	
				77	76,919911	
				78	77,917314	
				79*	78,918494	7.10 ⁴ năm
				80	79,916527	
				82	81,916707	
35	Brôm	Br	79,909	79	78,918329	
				81	80,916292	
36	Krypton	Kr	83,80	78	77,920403	
				80	79,916380	
				81*	80,916610	2,1.10 ⁵ năm
				82	81,913482	
				83	82,914131	
				84	83,911503	
				85*	84,912523	10,76năm
				86	85,910616	
37	Rubidi	Rb	85,47	85	84,911800	
				87*	86,909186	5,2.10 ¹⁰ năm
38	Stronti	Sr	87,62	84	83,913430	
				86	85,909285	
				87	86,908892	
				88	87,905641	
				90*	89,907747	28,2năm
39	Ytri	Y	88,905	89	88,905872	
40	Zirconi	Zr	91,22	90	89,904700	
				91	90,905642	
				92	91,905031	
				93*	92,906450	9,5.10 ⁵ năm
				94	93,906313	
				96	95,908286	
41	Niobi	Nb	92,906	91*	90,906860	
				92*	91,907211	10 ⁷ năm
				93	92,906382	
				94*	93,907303	2.10 ⁴ năm
42	Molypden	Mo	95,94	92	91,906810	
				93*	92,906830	10 ⁴ năm
				94	92,905090	
				95	94,905839	
				96	95,904674	

				97	96,906021	
				98	97,905409	
				100	99,907475	
43	Tecneti	Tc		97*	96,906340	2,6.10 ⁶ năm
				98*	97,907110	1,5.10 ⁶ năm
				99*	98,906249	2,1.10 ⁵ năm
44	Rutenni	Ru	101,07	96	95,907598	
				98	97,905289	
				99	99,905936	
				100	99,904218	
				101	100,905577	
				102	101,904348	
				104	103,905430	
45	Rodi	Rh	102,905	103	102,905511	
46	Paladi	Pd	106,4	102	101,905609	
				104	103,904011	
				105	104,905064	
				106	105,903479	
				107*	106,905132	7.10 ⁶ năm
				108	107,903891	
				110	109,905164	
47	Bạc	Ag	107,870	107	106,905094	
				109	108,904756	
48	Cadimi	Cd	112,40	106	105,906463	
				108	107,904187	
				109*	108,904928	
				110	109,903012	
				111	110,904188	
				112	111,902762	
				113	112,904408	
				114	113,903360	
				116	115,904762	
49	Indi	In	114,82	113	112,904089	
				115*	114,903871	6.10 ¹⁴ năm
50	Thiếc	Sn	118,69	112	111,904835	
				114	113,902773	
				115	114,903346	
				116	115,901745	
				117	116,902958	
				118	117,901606	
				119	118,903313	
				120	119,902198	
				121*	120,904227	25năm
				122	121,903441	
				124	123,905272	
51	Atimon	Sb	121,75	121	120,903816	
				123	122,904213	
				125*	124,905232	2,7năm

52	Telua	Te	127,60	120	119,904023	
				122	121,903064	
				123*	122,904277	1,2.10 ¹³ năm
				124	123,902842	
				125	124,904418	
				126	125,903322	
				128	127,904476	
				130	129,906238	
53	Iot	I	126,9044	127	126,904070	
				129*	128,904987	1,6.10 ⁷ năm
54	Xenon	Xe	131,30	124	123,906120	
				126	125,904288	
				128	127,903540	
				129	128,904784	
				130	129,903509	
				131	130,905085	
				132	131,904161	
				134	133,905815	
				136	135,907221	
55	Xedi	Cs	132,905	133	132,905355	
				134*	133,906823	2,1 năm
				135*	134,905770	2.10 ⁶ năm
				137*	133,906770	30 năm
56	Bari	Ba	137,34	130	129,906245	
				132	131,905120	
				133*	132,905879	7,2 năm
				134	133,904612	
				135	134,905550	
				136	135,904300	
				137	136,905500	
				138	137,905000	
57	Lantan	La	138,91	137*	136,906040	6.10 ⁴ năm
				138*	137,906910	1,1.10 ¹¹ năm
				139	138,906140	
58	Xeri	Ce	140,12	136	135,907100	
				138	138,905830	
				140	139,905392	
				142*	141,909140	5.10 ¹⁵ năm
59	Prazeodim	Pr	140,907	141	140,907596	
60	Neodim	Nd	144,24	142	141,907663	
				143	142,909779	
				144*	143,910039	2,1.10 ¹⁵ năm
				145	144,912538	
				146	145,913086	
				148	147,916869	
				150	149,920960	
61	Prometi	Pm		145*	144,912691	18 năm
				146*	145,914632	1600 ngày

				147*	146,915108	2,6năm
62	Samari	Sm	150,35	144	143,911989	
				146*	145,912992	1,2.10 ⁸ năm
				147*	146,914867	1,08.10 ¹¹ năm
				148*	147,914791	1,2.10 ¹³ năm
				149*	148,917180	4.10 ¹⁴ năm
				150	149,917276	
				151*	150,919919	90năm
				152	151,919756	
				154	153,922282	
63	Europi	Eu	151,96	151	150,919838	
				152*	151,929749	12,4năm
				153	152,921242	
				154*	153,923053	16năm
				155*	154,922930	1,8năm
64	Gadolini	Gd	157,25	148*	147,918101	85năm
				150*	149,918605	1,8.10 ¹⁶ năm
				152*	151,919794	1,1.10 ¹⁴ năm
				154	153,920929	
				155	154,922664	
				156	155,922175	
				157	156,924025	
				158	157,924178	
				160	159,927115	
65	Tecbi	Tb	158,925	159	158,925351	
66	Dyprosy	Dy	162,50	156*	155,923930	2.10 ¹⁴ năm
				158	157,924449	
				160	159,925202	
				161	160,926945	
				162	161,926803	
				163	162,928755	
				164	163,929200	
67	Honmi	Ho	164,930	165	164,930421	
				166*	165,932289	1,2.10 ³ năm
68	Eribi	Er	167,26	162	161,928740	
				164	163,929287	
				166	165,930307	
				167	166,932060	
				168	167,932383	
				170	169,935560	
69	Tuli	Tm	168,934	169	168,934245	
				171*	170,936530	1,9năm
70	Ytebi	Yb	173,04	168	167,934160	
				170	169,935020	
				171	170,936430	
				172	171,936360	
				173	172,938060	
				174	173,938740	

				176	175,942680	
71	Luteci	Lu	174,97	173*	172,938800	1,4năm
				175	174,940640	
				176*	175,942660	2,2.10 ¹⁰ năm
72	Hafni	Hf	178,49	174*	173,940360	2,2.10 ¹⁵ năm
				176	175,941570	
				177	176,943400	
				178	177,943880	
				179	178,946030	
				180	179,946820	
73	Tantali	Ta	180,948	180	179,947544	
				181	180,948007	
74	Vonfram	W	183,85	180	179,947000	
				182	181,948301	
				183	182,950324	
				184	183,951025	
				186	185,954440	
75	Reni	Re	186,2	185	184,953059	
				187*	186,955833	5.10 ¹⁰ năm
76	Osmi	Os	190,2	184	183,952750	
				186	185,953870	
				187	186,955832	
				188	187,956081	
				189	188,958300	
				190	89,958630	
				192	191,961450	
				194*	193,695229	6,0năm
77	Iridi	Ir	192,2	191	190,960640	
				193	192,963012	
78	Platine	Pt	195,09	190*	198,959950	7.10 ¹¹ năm
				192	191,961150	
				194	193,962725	
				195	194,964813	
				196	195,964967	
				198	197,967895	
79	Vàng	Au	196,967	197	197,966541	
80	Thủy Ngân	Hg	200,59	196	195,965820	
				198	197,966756	
				199	198,968279	
				200	199,968327	
				201	200,930308	
				201	201,970642	
				204	203,973495	
81	Tali	Tl	204,19	203	202,972353	
				204*	203,973865	3,75năm
				205	204,974442	
		Ra E''		206*	205,976104	4,3phút
		Ac C''		207*	206,977450	4,78phút

		Th C''		208*	207,982013	3,1phút
		Ra C''		210*	209,990054	1,3phút
82	Chì	Pb	207,19	202*	201,927997	3.10 ⁵ năm
				204*	203,973044	1,4.10 ⁷ năm
				205*	204,974480	3.10 ⁷ năm
				206	205,974468	
				207	206,975903	
				208	207,976650	
		Ra D		210*	209,984187	22 năm
		Ac B		211*	210,988742	36,1 phút
		Th B		212*	211,911905	10,64 giờ
		Ra B		214*	213,999764	26,8 phút
83	Bitmut	Bi	209,980	207*	206,978438	30 năm
				208*	207,979731	3,7.10 ⁵ năm
				209	208,980394	
		RaE		210*	209,984212	5,1 ngày
		ThC		211*	211,987300	2,15 phút
				212*	211,991876	60,6phút
		RaC		214*	213,998686	19,7phút
				215*	215,001830	8 phút
84	Poloni	Po		209*	208,982426	103 năm
		Ra F		210*	209,982876	138,4 ngày
		Ac C'		211*	210,986657	0,582 s
		Th C'		212*	211,989629	0,30 μs
		Ra C'		214*	213,995201	164 μs
		Ac A		215*	214,999423	0,0018 s
		Th A		216*	216,001790	0,15 s
		Ra A		218*	219,008930	3,05 phút
85	Astatin	At		215*	214,998663	100 μs
				218*	218,008607	1,3 s
				219*	219,011290	0,9 phút
86	Radon	Rn				
		An		219*	219,009481	4,0 s
		Tn		220*	220,011401	56 s
		Rn		222*	222,017531	3,823 ngày
87	Franxi	Fr				
		Ac K		223*	223,019736	22 phút
88	Radi	Ra	226,05			
		Ac X		223*	223,018501	11,4 ngày
		Th X		224*	224,020218	3,64 ngày
		Ra		226*	226,025360	1620 năm
		Ms Th ₁		228*	228,031139	5,7 năm
89	Actini	Ac		227*	227,027753	21,2 năm
		Ms Th ₂		228*	228,031080	6,13 giờ
90	Thori	Th	232,038			
		Rd Ac		227*	227,027706	18,17 ngày
		Rd Th		228*	228,028750	1,91 năm
				229*	229,031652	7300 năm

		Io		203*	230,033087	76000 năm
		UY		231*	231,036291	25,6 giờ
		Th		232*	232,038124	1,39.10¹⁰ năm
		UX₁		234*	234,043583	24,1 ngày
91	Protactini	Pa	231,0359	231*	231,035877	32480 năm
		UZ		234*	234,043298	6,66 giờ
92	Uran	U	238,03	230*	230,033937	20,8 ngày
				231*	231,036264	4,3 ngày
				232*	232,037168	72 năm
				233*	233,039522	1,62.10⁵ năm
				234*	234,040904	2,48.10⁵ năm
		Ac U		235*	235,043915	7,31.10⁸ năm
				236*	236,045637	2,39.10⁷ năm
		UI		238*	238,048608	4,15.10⁹ năm
93	Neptuni	Np`	237,0480	235*	235,044049	410 ngày
				236*	236,046624	5000 năm
				237*	237,048056	2,14.10⁶ năm
94	Plutoni	Pu	239,0522	236*	236,046071	2,85 năm
				238*	238,049511	89 năm
				239*	239,052146	24360 năm
				240*	240,053882	6700 năm
				241*	241,056737	13 năm
				242*	242,058725	3,79.10⁵ năm
				244*	244,064100	7,6.10⁷ năm

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Nuclear Physics
Yu. Shirokov and N.P. Yudin, Mir. Moscow 1980
- [2] Nuclear Physics
K.H. Mukhin. Moscow 1974
- [3] Elementary Modern Physics
R.T. Weidner and R.L. Sells ; Allyn and Bacon 1970
- [4] Vật lý học hiện đại
R. Gautreau – W. Savin
Bản dịch tiếng Việt NXBGD 1998
- [5] Vật lý nguyên tử và hạt nhân
Lê chấn Hùng – Lê Trọng Tường ; NXBGD 1991