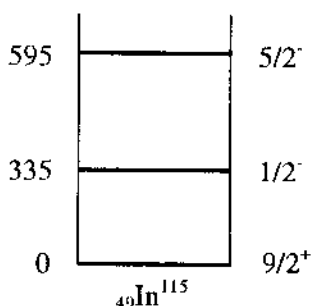


Hình 4.19. Các dịch chuyển với độ đa cực khác nhau khi spin trạng thái đầu và trạng thái cuối khác không.

4.1.4.5. Các trạng thái isomer

Có một số dịch chuyển từ các mức năng lượng thấp nhưng mức độ cấm rất lớn nên các hạt nhân tương ứng có thời gian bán rã khá lớn. Các trạng thái sống lâu như vậy gọi là isomer. Ví dụ điển hình của isomer là đồng vị $^{115}_{49}\text{In}$ với sơ đồ phân rã trên hình 4.20. Trạng thái cơ bản của $^{115}_{49}\text{In}$ có spin $J_0 = 9/2^+$ và trạng thái kích thích đầu tiên có spin $J_1 = 1/2^-$, do đó dịch chuyển phải thực hiện bằng cách phóng ra một lượng tử từ M4. Dịch chuyển này bị cấm rất mạnh nên thời gian sống của mức kích thích đó bằng 14,4 h.



Hình 4.20. Sơ đồ các mức của hạt nhân $^{115}_{49}\text{In}$.

Cột bên trái: Năng lượng (keV). Cột bên phải: Spin và độ chắn lẻ.

Có thể tính toán miễn các giá trị A và Z để có các trạng thái isomer. Từ (4.138) và (4.139) ta thấy rằng mức isomer phải thỏa mãn hai điều kiện là spin khác rõ rệt với spin của mức dưới nó và có năng lượng kích thích thấp. Như thế các trạng thái isomer sẽ tồn tại ở hạt nhân có các mức vỏ rất gần nhau về năng lượng nhưng rất xa nhau về spin. Ví dụ đồng vị $^{115}_{49}\text{In}$ thiếu một proton để làm đầy vỏ với $Z = 50$, nghĩa là có một “lỗ trống” proton. Ở trạng thái cơ bản, lỗ trống này nằm ở trạng thái $1g_{9/2}$ còn mức kích thích ở trạng thái $2p_{1/2}$. Từ đó thấy rằng các hạt nhân đảo isomer nằm ngay

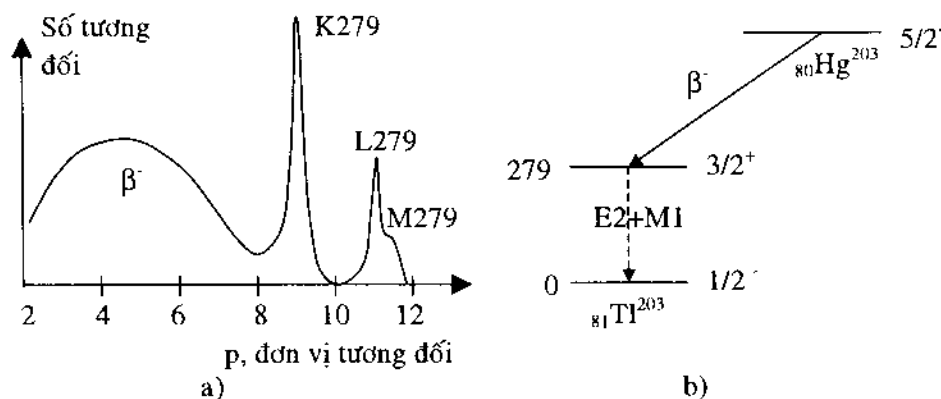
trước các số magic 50, 82, 126 theo cả Z và N. Ví dụ, các hạt nhân có trạng thái isomer là $_{37}\text{Rb}^{86}$ ($N = 49$), $_{52}\text{Te}^{131}$ ($N = 79$, gần 82), $_{80}\text{Hg}^{199}$ ($Z = 80$, gần 82), ... Đối với các hạt nhân này, trạng thái isomer đều là mức kích thích đầu tiên của hạt nhân.

4.4.2. Quá trình biến hoán nội

Hạt nhân ở trạng thái kích thích có thể chuyển về trạng thái cơ bản không chỉ bằng cách phóng ra lượng tử gamma mà còn bằng cách truyền năng lượng cho một electron của vỏ nguyên tử. Nếu năng lượng truyền này lớn hơn năng lượng liên kết ϵ_{ik} của electron trong nguyên tử thì electron bị đánh bật ra khỏi nguyên tử. Quá trình này được gọi là *biến hoán nội*. Như vậy quá trình biến hoán nội là quá trình tương tác trực tiếp của hạt nhân với electron trong vỏ nguyên tử, chủ yếu là các lớp vỏ K và L.

Electron biến hoán nội có năng lượng E_e đơn sắc và bằng hiệu số giữa năng lượng của mức kích thích hạt nhân E và năng lượng liên kết của electron ϵ_{ik} :

$$E_e = E - \epsilon_{ik} \quad (4.140)$$



Hình 4.17. a) Phổ beta của $_{80}\text{Hg}^{203}$ đối với các electron biến hoán nội từ các mức năng lượng K, L và M; b) Sơ đồ phân rã.

Tính đơn năng của electron biến hoán nội cho phép phân biệt nó với electron của phân rã beta có phổ liên tục. Hình 4.17a minh họa phổ năng lượng của electron từ phân rã beta và biến hoán nội của hạt nhân $_{80}\text{Hg}^{203}$. Sơ đồ phân rã minh họa trên hình 4.17b, từ đó ta thấy các đỉnh hẹp trong phổ beta tương ứng với năng lượng mức kích thích của hạt nhân cuối $_{81}\text{Tl}^{203}$.

Cơ chế của quá trình biến hoán nội là hạt nhân phóng ra tia gamma và tia này được electron của vỏ nguyên tử hấp thụ. Ở đây, tia gamma đó là

gamma ảo chứ không phải gamma thực do giữa năng lượng E và động lượng k của nó không hoàn toàn thỏa mãn hệ thức $E = ck$. Khả năng tồn tại lượng tử gamma ảo xuất phát từ hệ thức bất định Heisenberg, trong đó các gamma này chỉ tồn tại trong một thời gian ngắn và khoảng cách không xa nguồn. Vai trò lượng tử gamma ảo thể hiện rõ trong trường hợp chuyển hóa 0-0, tức là trạng thái kích thích và trạng thái cơ bản đều có spin 0. Ví dụ đối với hạt nhân $^{72}_{32}\text{Ge}$, trạng thái kích thích thứ nhất có spin 0^+ và trạng thái cơ bản cũng có spin 0^+ . Việc chuyển từ trạng thái kích thích này về trạng thái cơ bản không thể thực hiện bằng việc phóng ra một tia gamma thực vì không tồn tại đa cực E0. Do đó phép dịch chuyển đó phải thực hiện bằng phép biến hoán nội với gamma ảo có spin 0^+ .

Cường độ quá trình biến hoán nội được xác định bằng tỉ số giữa số electron biến hoán nội N_e so với số photon N_γ phát ra:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (4.141)$$

Đối với hạt nhân Cs^{137} thì $\alpha = 0,11$. Do quá trình biến hoán nội xảy ra từ các lớp vỏ K, L, M, nên hệ số α bằng:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (4.142)$$

Hệ số α trong khoảng $10^{-4} < \alpha < 10^2$. Nó tăng khi tăng độ đa cực của dịch chuyển và giảm khi tăng năng lượng dịch chuyển. Khi năng lượng kích thích vượt quá $2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$ thì quá trình biến hoán nội cho ra hạt electron và hạt positron, gọi là quá trình *biến hoán cặp*.

Sau quá trình biến hoán nội xuất hiện một lỗ trống trên lớp K hay lớp L do electron bị bắn ra và một electron ở lớp vỏ cao hơn chuyển về chiếm vị trí lỗ trống này, phát ra *tia X đặc trưng*. Đến lượt mình, tia X đặc trưng này lại bị hấp thụ, gây ra hiệu ứng quang điện nội mới, làm bắn electron liên kết khác ra ngoài nguyên tử. Electron phát ra lần này được gọi là *electron Auger*.

4.4.3. Hấp thụ cộng hưởng gamma và hiệu ứng Mossbauer

Hấp thụ cộng hưởng là hiện tượng một hạt nhân phát ra tia gamma để chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản thì hạt nhân khác cùng loại sẽ hấp thụ tia gamma này với xác suất cao để chuyển từ trạng thái cơ bản lên trạng thái kích thích đó. Trước đây người ta cho rằng quá trình này không thể xảy ra với lý do như sau. Khi gamma được phóng ra thì hạt nhân nhận một động lượng giật lùi \vec{p} có giá trị bằng động lượng của photon,

và do đó năng lượng giật lùi là $\frac{p^2}{2M}$, trong đó M là khối lượng hạt nhân. Như vậy năng lượng photon bay ra pc bé hơn năng lượng dịch chuyển E theo biểu thức sau:

$$pc = E - \Delta E \quad (4.143)$$

Trong đó

$$\Delta E = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2} \quad (4.144)$$

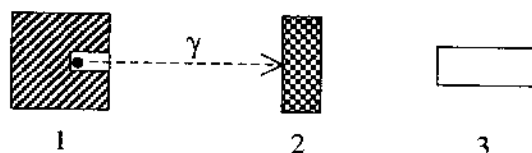
Hấp thụ cộng hưởng chỉ xảy ra khi năng lượng giật lùi ΔE bé hơn độ rộng cộng hưởng Γ :

$$\Delta E < \Gamma \quad (4.145)$$

Trong thực tế điều kiện (4.145) không được thực hiện. Chẳng hạn, mức kích thích thứ nhất của đồng vị $^{57}_{26}\text{Fe}$ có năng lượng 14 keV và thời gian sống cỡ 10^{-7} s, do đó độ rộng mức $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = 10^{-8}$ eV. Năng lượng giật lùi bằng

$\Delta E \approx 2.10^{-15} \text{ erg} \approx 10^{-3} \text{ eV}$. Như vậy ΔE lớn hơn Γ cỡ 5 bậc và không thể xảy ra quá trình hấp thụ cộng hưởng. Quá trình này không xảy ra đối với hạt nhân tự do. Khi hạt nhân liên kết trong mạng tinh thể thì động lượng của photon không phải trao cho một hạt nhân riêng biệt mà cho cả mạng tinh thể với khối lượng lớn nên ΔE rất bé. Tuy nhiên theo quan điểm cơ học cổ điển, hấp thụ cộng hưởng cũng không thể xảy ra trong mạng tinh thể. Ý tưởng cơ bản của Mossbauer ở chỗ, theo cơ học lượng tử thì hiệu ứng liên kết tinh thể tuân theo quy luật thống kê, nghĩa là trong đa số trường hợp, các hạt nhân có năng lượng giật lùi nhưng cũng có một số ít trường hợp, năng lượng giật lùi trao cho mạng tinh thể và có xác suất để $\Delta E = 0$. Do đó có khả năng xảy ra hấp thụ cộng hưởng đối với một số chuyển dời. Dịch chuyển với $\Delta E = 0$ càng dễ xảy ra khi năng lượng chuyển dời càng thấp và nhiệt độ tinh thể càng thấp.

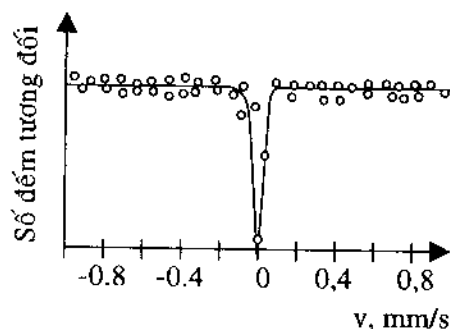
Hình 4.22 minh họa sơ đồ nguyên tắc quan sát hiệu ứng Mossbauer. Nguồn phóng xạ 1 phát tia gamma, sau khi đi qua vật hấp thụ 2, tia gamma được ghi bằng detector 3. Nguồn phóng xạ 1 có thể chuyển động tới hoặc lui so với vật hấp thụ 2. Đo số đếm của detector 3 theo tốc độ chuyển động của nguồn 1. Với tốc độ lớn thì vạch năng lượng chuyển dời dịch đi khá xa do hiệu ứng Doppler và không có hấp thụ cộng hưởng. Khi giảm tốc độ, hiệu ứng Doppler cũng giảm và vạch năng lượng chuyển dời tiến gần tới mức cộng hưởng. Từ thí nghiệm này có thể xác định vị trí và độ rộng mức cộng hưởng (hình 4.23).



Hình 4.22. Sơ đồ thực nghiệm đo hiệu ứng Mossbauer.

1: Nguồn phóng xạ; 2: Vật hấp thụ; 3: Detector gamma.

Kết quả thí nghiệm dẫn ra trên hình 4.23 tiến hành đối với nguồn phóng xạ ^{57}Co , chiếm K trở thành ^{57}Fe . Vật hấp thụ là muối $\text{K}_3\text{Fe}^{57}(\text{CN})_6$ ở nhiệt độ 297K. Tốc độ nhận được bằng $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm/s}$. Đối với các hạt nhân có thời gian sống ngắn hơn, tốc độ v đạt đến cỡ vài cm/s.



Hình 4.23. Sự phụ thuộc độ hấp thụ của vạch Mossbauer vào tốc độ chuyển động của nguồn phóng xạ.

Hiệu ứng Mossbauer được ứng dụng rộng rãi, chẳng hạn trong việc đo năng lượng với độ chính xác rất cao, vào cỡ 15-17 bậc, hay trong nghiên cứu các dịch chuyển pha loại hai trong vật lý chất rắn ...

4.5. BÀI TẬP

4.5.1. Các bài tập ví dụ

Ví dụ 4.1. Hãy tính hoạt độ phóng xạ của 1 μg đồng vị phóng xạ Na^{24} mới sản xuất và sau một ngày đêm. Cho biết thời gian bán rã của Na^{24} là $T_{1/2} = 15$ giờ.

Bài giải.

Hoạt độ phóng xạ được tính theo công thức:

$$a = - \frac{dN}{dt} = \lambda N ; \text{ trong đó } N = \frac{N_A}{A} m$$

$N_A = 6,03.10^{23}$ hạt nhân/mole là số Avogadro; A là phân tử gam, tính theo đơn vị g/mole, m là khối lượng tính theo gam, $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}$ là hằng số phân rã.

Như vậy tại thời điểm mới sản xuất:

$$a_0 = \lambda N = \frac{0,693 N_A}{A T_{1/2}} m = \frac{4,18.10^{23}}{A T_{1/2}} m \text{ Bq (m tính theo g, } T_{1/2} \text{ tính}$$

theo s)

Thay số: $T_{1/2} = 15 \text{ h} = 15 \times 3600 \text{ s}$; $A = 24$; $m = 1 \mu\text{g} = 10^{-6} \text{ g}$

$$a_0 = 3,2.10^{11} \text{ Bq} = 8,65 \text{ Ci}$$

Hoạt độ sau 1 ngày đêm, tức là $t = 24 \text{ h}$ là:

$$a = a_0 e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t} = 8,65 \times e^{-\frac{0,693}{15} \times 24} = 2,87 \text{ Ci.}$$

Ví dụ 4.2. Xác định khối lượng chì Pb^{206} tạo nên từ 1 kg U^{238} sau khoảng thời gian bằng tuổi trái đất, tức là $2,5.10^9$ năm.

Bài giải. Chì Pb^{206} là nguyên tố bền cuối cùng trong chuỗi phân rã U^{238} , trước Pb^{206} là Po^{210} với thời gian bán rã 138,4 ngày. Do sự cân bằng thế kỷ của chuỗi phân rã U^{238} ta có:

$$\lambda_{\text{U}^{238}} N_{\text{U}^{238}} = \dots = \lambda_{\text{Po}^{210}} N_{\text{Po}^{210}}$$

Chì Pb^{206} sinh ra do phân rã Po^{210} nên:

$$\frac{dN_{\text{Pb}^{206}}}{dt} = \lambda_{\text{Po}^{210}} N_{\text{Po}^{210}} = \lambda_{\text{U}^{238}} N_{\text{U}^{238}} = \lambda_{\text{U}^{238}} N_{\text{U}^{238},0} e^{-\lambda_{\text{U}^{238}} t}$$

$$N_{\text{Pb}^{206}} = N_{\text{U}^{238},0} (1 - e^{-\lambda_{\text{U}^{238}} t})$$

Do $N = \frac{N_A}{A} m$, với N_A là số Avogadro, A là số khối lượng, m là khối

lượng nên:

$$m_{\text{Pb}^{206}} = \frac{206}{238} m_{\text{U}^{238}} (1 - e^{-\lambda_{\text{U}^{238}} t})$$

Thay số:

$$m_{\text{U}^{238}} = 1 \text{ kg}; T_{1/2} (\text{U}^{238}) = 4,5.10^9 \text{ năm}; t = 2,5.10^9 \text{ năm}$$

$$m_{\text{Pb}^{206}} = 0,275 \text{ kg.}$$

Ví dụ 4.3. Hạt nhân Po^{210} phân rã α chuyển thành hạt nhân Pb^{206} ở trạng thái cơ bản còn hạt α có động năng $E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$.

a) Tính nhiệt lượng do 10 mg Po^{210} tỏa ra trong khoảng thời gian bằng thời gian sống trung bình của Po^{210} .

b) Tính hoạt độ ban đầu của Po^{210} nếu sau thời gian bằng thời gian bán rã của Po^{210} mẫu tỏa ra nhiệt lượng 4 kJ.

Bài giải.

a) Nhiệt lượng tỏa ra của 10 mg Po^{210} trong thời gian $T = \frac{1}{\lambda}$: Ta xét bài toán phân rã $A \rightarrow B + b$, trong trường hợp này $A = Po^{210}$, $B = Pb^{206}$ và $b = \alpha$. Do hạt A đứng yên nên từ phương trình bảo toàn động lượng ta có $p_B = p_\alpha$. Do $E_B = \frac{p_B^2}{2m_B}$, $E_\alpha = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha}$ và $p_B = p_\alpha$ nên $E_B = \frac{m_\alpha}{m_B} E_\alpha$

Năng lượng phân rã α , là tổng động năng các hạt sau phân rã, E_d bằng:

$$E_d = E_B + E_\alpha = \left(\frac{m_\alpha}{m_B} + 1 \right) E_\alpha$$

Số hạt nhân Po^{210} ứng với $m = 10 \text{ mg}$ là $N_0 = \frac{N_A}{A} m$. Số hạt nhân phân rã trong thời gian $T = \frac{1}{\lambda}$ là:

$$N = N_0(1 - e^{-\lambda t})$$

Nhiệt lượng toàn phần tỏa ra là:

$$Q = NE_d = \frac{N_A}{A} m(1 - e^{-\lambda t}) \left(\frac{m_\alpha}{m_B} + 1 \right) E_\alpha$$

Thay số: $N_A = 6,03 \cdot 10^{23}$ hạt nhân/mole; $A = 210 \text{ g/mole}$;

$m = 0,01 \text{ g}$; $t = T = \frac{1}{\lambda}$; $E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$; $m_\alpha = 4$; $m_B = 210$

$$Q = 9,8 \cdot 10^{19} \text{ MeV}$$

Do $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ nên $Q = 1,58 \cdot 10^4 \text{ J}$.

b) Hoạt độ ban đầu a_0 của Po^{210} nếu sau thời gian $t = T_{1/2}$ mẫu tỏa ra nhiệt lượng 4 kJ:

Do $Q = NE_d = N_0(1 - e^{-\lambda t}) E_d$ nên:

$$a_0 = \lambda N_0 = \frac{\lambda Q}{(1 - e^{-\lambda t}) E_d}$$

Thay số: $\lambda t = \lambda T_{1/2} = 0,693$; $E_d = 5,4.10^6 \text{ eV}$
 $1 \text{ eV} = 1,6.10^{-19} \text{ J}$; $Q = 4.10^3 \text{ J}$
 $a_0 = 5,38.10^8 \text{ Bq} = 1,45 \text{ mCi}$.

Ví dụ 4.4. Khi phân rã α của hạt nhân Po^{212} từ mức kích thích đầu tiên quan sát thấy có hai quá trình cạnh tranh nhau (hình 4.24): quá trình phóng α trực tiếp (α_1) và quá trình phóng α sau khi chuyển γ về trạng thái cơ bản (α_2). Khi đó 35 hạt α_1 ứng với 10^6 hạt α_2 . Hãy tính hằng số phân rã của mức kích thích ứng với quá trình phát α_1 . Cho biết thời gian sống trung bình của mức này là $T = 2.10^{-2} \text{ s}$.

Bài giải.

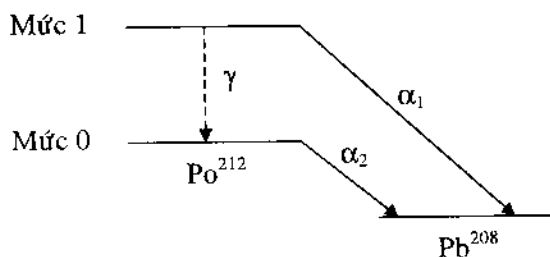
Số hạt nhân ở mức 1 là N , tuân theo phương trình phân rã:

$$dN = -\lambda N dt$$

Trong đó $dN = dN_{\alpha_1} + dN_{\alpha_2}$ với

$$dN_{\alpha_1} = -\lambda_{\alpha_1} N dt$$

$$dN_{\alpha_2} = -\lambda_{\alpha_2} N dt$$



Hình 4.24

Từ các biểu thức trên ta có $\lambda = \lambda_{\alpha_1} + \lambda_{\alpha_2}$ và $\frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}} = \frac{\lambda_{\alpha_2}}{\lambda_{\alpha_1}}$.

$$\text{Do đó } \lambda = \lambda_{\alpha_1} \left(1 + \frac{\lambda_{\alpha_2}}{\lambda_{\alpha_1}}\right) N dt = \lambda_{\alpha_1} \left(1 + \frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}}\right).$$

Vậy hằng số phân rã của mức kích thích ứng với quá trình phát α_1 là

$$\lambda_{\alpha_1} = \frac{\lambda}{1 + \frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}}} = \frac{1}{T \left(1 + \frac{dN_{\alpha_2}}{dN_{\alpha_1}}\right)}$$

Thay số: $T = 2.10^{-2} \text{ s}$; $dN_{\alpha_2} = 10^6$; $dN_{\alpha_1} = 35$

$$\lambda_{\alpha_1} = 1,75.10^7 \text{ s}^{-1}.$$

Ví dụ 4.5. Hạt nhân P^{32} phân rã β thành hạt nhân con nằm ở trạng thái cơ bản. Hãy xác định động năng cực đại của hạt β và động năng tương ứng của hạt nhân con.

Bài giải.

Quá trình phân rã β của P^{32} như sau: ${}_{15}P^{32} \rightarrow {}_{16}S^{32} + e^- + \bar{\nu}$

Động năng cực đại của electron bằng:

$$\begin{aligned} E_{\beta\max} &= M({}_{15}P^{32}) - M({}_{16}S^{32}) \\ &= (32 - 0,026092)u - (32 - 0,027926)u = 0,001834 u \\ &= 0,001834 \times 931,44 \text{ MeV} = 1,71 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Khi electron có động năng cực đại thì động năng của phản neutrino bằng không và $p_s = p_\beta = p$, do đó $E_s = \frac{p^2}{2m_s}$. Ta hãy tính giá trị p phụ thuộc

$E = E_{\beta\max}$ trong trường hợp tương đối. Năng lượng toàn phần và động lượng của electron là:

$$W = E + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} ; p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Từ hai biểu thức này ta được:

$$W = E + mc^2 = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} \text{ hay } p^2 = \frac{E^2 + 2Emc^2}{c^2}. \text{ Do đó:}$$

$$E_s = \frac{p^2}{2m_s} = \frac{E(E + 2mc^2)}{2m_sc^2}$$

Thay số: $E = E_{\beta\max} = 1,71 \text{ MeV}$; $mc^2 = 0,51 \text{ MeV}$

$m_sc^2 = M(S^{32}) = (32 - 0,027926) \times 931,44 \text{ MeV} = 29780 \text{ MeV}$

$E_s = 7,85 \cdot 10^{-5} \text{ MeV} = 78,5 \text{ eV}$.

Ví dụ 4.6. Khi phân rã β của hạt nhân Mn^{56} từ trạng thái cơ bản có 3 phổ β riêng phần với các động năng cực đại 0,72; 1,05 và 2,86 MeV. Các lượng tử γ kéo theo có năng lượng 0,84; 1,81; 2,65 và 2,98 MeV. Hãy xây dựng sơ đồ mức của hạt nhân con.

Bài giải.

Quá trình phân rã β của Mn^{56} như sau:



Hiệu số giữa 3 giá trị động năng hạt β là (hình 4.25):

Mức 3 – mức 2 = $-\Delta E_{\beta 23} = 1,05 - 0,72 = 0,33 \text{ MeV}$

$$\text{Mức 3} - \text{mức 1} = -\Delta E_{\beta_{13}} = 2,86 - 0,72 = 2,14 \text{ MeV}$$

$$\text{Mức 2} - \text{mức 1} = -\Delta E_{\beta_{12}} = 2,86 - 1,05 = 1,81 \text{ MeV}$$

Trong 3 giá trị trên, giá trị 1,81 MeV trùng với một giá trị năng lượng γ . Như vậy lượng tử γ này chuyển dời từ mức 2 xuống mức 1, đó là:

$$\gamma_1 \text{ với } E_{\gamma_1} = 1,81 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 2 \rightarrow \text{mức 1}$$

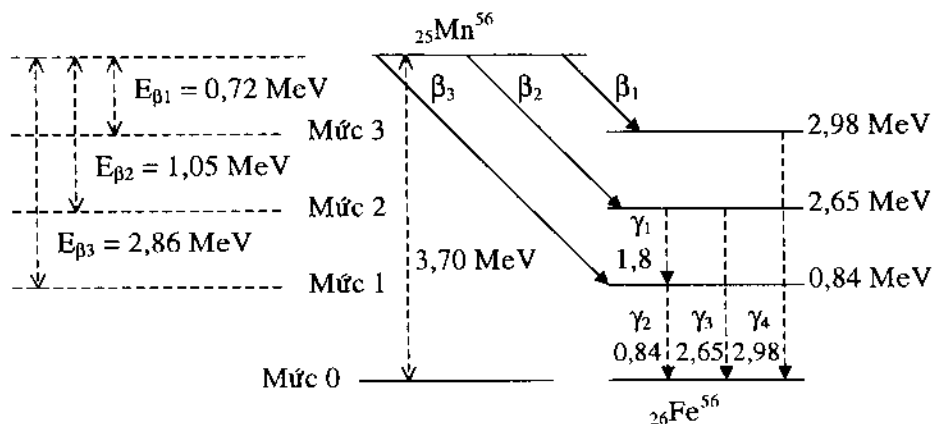
Ba lượng tử γ còn lại ứng với các giá trị năng lượng 0,84; 2,65 và 2,98 MeV có thể dự đoán như sau.

$$\gamma_2 \text{ với } E_{\gamma_2} = 0,84 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 1 \rightarrow \text{mức 0}$$

$$\gamma_3 \text{ với } E_{\gamma_3} = 2,65 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 2 \rightarrow \text{mức 0. Thật vậy } E_{\gamma_3} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 1,81 + 0,84 = 2,65 \text{ MeV}$$

$$\gamma_4 \text{ với } E_{\gamma_4} = 2,98 \text{ MeV ứng với dịch chuyển mức } 3 \rightarrow \text{mức 0. Thật vậy } E_{\gamma_4} = E_{\gamma_3} + |\Delta E_{\beta_{23}}| = 2,65 + 0,33 = 2,98 \text{ MeV}$$

Như vậy hạt nhân con ${}_{26}\text{Fe}^{56}$ có 3 mức kích thích là 0,84 ; 2,65 và 2,98 MeV.



Hình 4.25

Ví dụ 4.7. Hạt nhân isomer Se^{81m} ở mức kích thích 103 keV chuyển về trạng thái cơ bản bằng hai cách là phát tia γ hoặc biến hoán nội electron K với năng lượng liên kết $\epsilon_K = 12,7 \text{ keV}$. Hãy tính vận tốc hạt nhân giật lùi trong hai trường hợp trên.

Bài giải.

a) Phát tia γ : $p_{Sc} = p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$; $p_{Sc} = m_{Sc}v$. Do đó $v = \frac{E_\gamma}{m_{Sc}c}$

Thay số: $E_\gamma = 103 \text{ keV} = 1,03 \cdot 10^5 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ V} = 1,648 \cdot 10^{-14} \text{ V}$
 $m_{Sc}c = 81 \times 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \times 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 4,03 \cdot 10^{-17} \text{ kgm/s}$