Σ. Δεδούσης Μ.Ζαμάνη Δ.Σαμψωνίδης

Σημειωσεις Πυρηνικής Φυσικής

Θεσσαλονίκη 2010

Κεφάλαιο 1

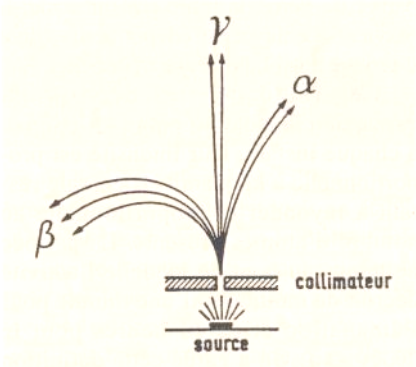
ΙΣΤΟΡΙΑ

- **1807 J. Dalton** στην Αγγλία ανακάλυψε τον νόμο των αναλογιών και πρότεινε την ατομική θεωρία: Ηλεκτρόλυση-Χημεία-καθοδικές ακτίνες.

- **1811 A. Avogadro** στην Ιταλία έκανε την υπόθεση "ίδιος αριθμός μορίων στον ιδιο όγκο" (κάτω από ίδιες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας).

- **1895 W. Roentgen** στην Γερμανία ανακάλυψε τις ακτίνες-Χ.

- **H. Becquerel** στην Γαλλία ανακάλυψε την ραδιενέργεια (ακαλούθησαν οι **M**. και **P. Curie**). Αναφέρεται σε θετικά και αρνητικά φορτία (ουράνιο, αμαύρωση φωτογραφικής πλάκας, εκφόρτηση ηλεκτρομέτρου)



7. LES TROIS TYPES DE RAYONNEMENTS, α, β et γ, se séparent sous l'action d'un champ magnétique.

- **1897 J. Thompson** στην Αγγλία ανακαλύπτει το ηλεκτρόνιο. Εκφράζει το άτομο ως ουδέτερο, αποτελούμενο από ηλεκτρόνια μέσα σε θετικά φορτία (σταφιδόψωμο).

- **1909 Geiger – Marsden** Πείραμα σκέδασης σωματιδίων άλφα από λεπτά φύλλα χρυσού. Κεντρικό θετικό φορτίο με μάζα μεγαλύτερη του χρυσού.

- **1911 E. Rutherford** στην Αγγλία ερμήνευσε την εργασία των συνεργατών του Geiger και Marsden ως: το άτομο αποτελείται από πολύ λεπτά σωματίδια που περιέχουν ουσιαστικά όλη την μάζα του ατόμου και έχουν θετικό φορτίο. Οι διαστάσεις τους είναι 10^4 φορές μικρότερες από τις διαστάσεις του ατόμου.
  Το σκεπτικό του E. Rutherford ήταν ότι το σωματίδιο άλφα χρησιμοποιεί όλη την ενέργειά του για να προσεγγίσει τον χρυσό από τον οποίο απωθείται λόγω δυνάμεων Coulomb. Όταν λοιπόν :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

και αν υποτεθεί ότι $r = D$ τότε: $D = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{mv^2} : 10^{-12}\,cm$

Από την Χημεία ήταν γνωστό ότι το άτομο είναι ουδέτερο και ότι οι διαστάσεις του ήταν **~10^{-8} cm.**

Παραμένει το πρόβλημα των ηλεκτρονίων !!!!

- **1912 Bohr** Πρότεινε την πρώτη κβαντική θεωρία της ατομικής δομής (τα ηλεκτρόνια κινούνται σε συγκεκριμένες τροχιές - συνθήκες Bohr). Το μοντέλο είναι γνωστό σαν **proton-electron model.**

Τα προβλήματα που προέκυψαν είναι:

1. Φασματοσκοπία: π.χ. $3p_{1/2,3/2} \rightarrow 3s_{1/2}$ μετάπτωση του Na έπρεπε να είναι μια γραμμή όμως είναι 2.
2. Γραμμές που διαφέρουν ενεργειακά ~10^{-5} της κύριας μετάπτωσης.

Αποδόθηκαν στην ύπαρξη ισοτόπων και στην στροφορμή του πυρήνα.
Πράγματι αν πάρουμε δυο στοιχεία με το ίδιο Z και διαφορετικό A:

$$k = \frac{1}{\lambda} = Z^2 R_n \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

Αν δεν είχαμε ισότοπα, το $R_n = \frac{M}{M+m} R_\infty$

ενώ αν έχουμε δυο ισότοπα:

$$\Rightarrow \Delta R = R_{M_1} - R_{M_2} = \frac{m(M_1 - M_2)}{(M_1 + m)(M_2 + m)} R_\infty \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \Delta R = \frac{m \Delta M}{M_1 M_2} R_\infty$$

Δηλαδή η διαφορά ΔM θα δίνει ένα ΔR ή δυο μεταπτώσεις με λ_1 και λ_2. Όμως έχουμε στοιχεία με ένα ισότοπο που έχουν διπλή γραμμή (Bi).

3. Ενώ ο κανόνας για το πυρηνικό σπιν είναι ότι πυρήνες με A περιττό έχουν I = 1/2, 3/2 …. **h** και με A άρτιο I = 0, 1, 2 …. **h** υπήρχαν **παραδείγματα που το σπιν ήταν διαφορετικό**.

4. Η μαγνητική ροπή του πυρήνα: Το ηλεκτρόνιο έχει μαγνητική ροπή :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0.927 \cdot 10^{-20} erg/Gauss$$

Κατ' αναλογία με το ηλεκτρόνιο, το πρωτόνιο, επειδή $m_p = 1832 m_e$:

$$\mu_p = \frac{\mu_B}{1832} = 5.05 \cdot 10^{-24} \ \text{erg/Gauss}$$

Η μαγνητική ροπή του πυρήνα που μετράται πειραματικά, είναι πολλαπλάσιο της μ_P και όχι της μ_B.

Αυτό σημαίνει ότι δεν υπάρχουν ηλεκτρόνια μέσα στον πυρήνα παρ' όλο ότι παρατηρείται εκπομπή ηλεκτρονίων κατά την βήτα διάσπαση

5. Η κυματομηχανική έδειξε επίσης ότι:

Το μήκος κύματος σωματιδίου κατά de Broglie είναι : $\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{mv}$

Σύμφωνα με την αρχή της απροσδιοριστίας $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar$

Αν $\Delta x \sim 10^{-12}$ cm τότε $\Delta p = 5.5.10^{-15}$ erg.sec/cm Από το Δp υπολογίζεται η ενέργεια της τάξης των 100 MeV ενώ κατά την βήτα διάσπαση τα ηλεκτρόνια έχουν ενέργεια της τάξης των 1-2 MeV. Αυτή είναι επίσης μια επιβεβαίωση ότι τα ηλεκτρόνια δεν υπάρχουν στον πυρήνα.

ΑΡΑ το proton-electron model είχε πρόβλημα

- **1930 Οι W. Bethe και H. Becker** παρατήρησαν ότι μερικά ελαφρά στοιχεία όπως το Be και το B όταν βομβαρδιστούν με σωματίδια άλφα βγάζουν μια ακτινοβολία που:

  Είναι μεγάλης διαπερατότητας
  Δεν προκαλεί ιονισμό
  Δεν αποκλίνει στον μαγνητικό πεδίο
  Δεν αφήνει ίχνη στο θάλαμο νέφωσης

Υπέθεσαν λοιπόν ότι είναι φωτόνια σύμφωνα με την αντίδραση:

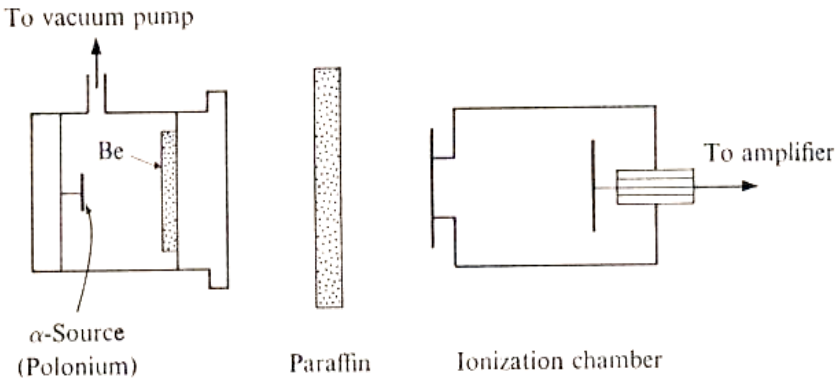
$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\mathrm{He}\ (+\mathrm{T}_{\alpha}) \rightarrow\ ^{13}_{6}\mathrm{C}^{*} \rightarrow\ ^{13}_{6}\mathrm{C} + \mathrm{h}\nu$$

9.01505+4.00387-13.00748 → 0.01144 amu x 931.4 MeV/amu = 10.7 MeV

ή ακριβέστερα 10.7 + 5.3 (κινητική ενέργεια των άλφα) →16 MeV -2 MeV (ανάκρουση του C) =14 MeV

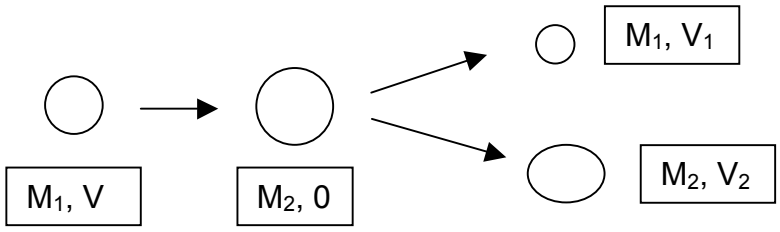
Ήταν όμως γνωστό ότι τα φυσικά ραδιενεργά δίνουν ενέργειες μέχρι 3 MeV το πολύ, άρα η ενέργεια των 14 MeV ήταν πολύ μεγάλη. Άρα?

- **1930-1933 I. Curie + F. Joliot** θεωρώντας την ίδια εξίσωση περνούσαν τα άγνωστα σωματίδια από παραφίνη (ή άζωτο) ελπίζοντας να δουν το φαινόμενο Compton. Ανίχνευαν πρωτόνια ενέργειας 5,7 MeV (ή στην περίπτωση του αζώτου ανάκρουση του N με ενέργεια 1,4 MeV).



Με εφαρμογή των σχέσεων του φαινομένου Compton θα έπρεπε αν το σωματίδιο ήταν φωτόνιο να είχε ενέργεια 55 MeV (ή στην περίπτωση του N 90 MeV). Η διαθέσιμη όμως ενέργεια ήταν μόνο 12 MeV.

• **1931 J. Chadwick** στην Αγγλία ανακάλυψε το νετρόνιο. Το σκεπτικό του ήταν το εξής: Αν το άλλο προϊόν της αντίδρασης δεν είναι φωτόνιο αλλά σωματίδιο τότε θα ισχύει η λογική των αλληλεπιδράσεων. Κατά την αλληλεπίδραση ενός σωματιδίου με κάποιο άλλο θα είναι :



Η αρχή διατήρησης της ενέργειας δίνει:

$$\frac{1}{2}M_1V^2 = \frac{1}{2}M_1V_1^2 + \frac{1}{2}M_2V_2^2$$

Η αρχή διατήρησης της ορμής δίνει:

$$M_1V = M_1V_1 + M_2V_2$$

οπότε προκύπτει:

$$V_2 = \frac{2M_1}{M_1 + M_2}V$$ στην σχέση είναι άγνωστο το M_1

Σχεδιάστηκαν δυο πειράματα: το ένα σε στόχο παραφίνη (το $M_2 = M_p = 1$, είναι πρωτόνιο) και το άλλο σε στόχο N (το $M_2 = M_N = 14$)

Προέκυψε: $$V_p = \frac{2M}{M+1}V \quad \text{και} \quad V_N = \frac{2M}{M+14}V$$

η $$\frac{M+14}{M+1} = \frac{V_p}{V_N} \Rightarrow M = 1.15 \text{ amu}$$

Δηλαδή το προϊόν της αντίδρασης ήταν σωματίδιο με μάζα 1.15 φορές την μάζα του πρωτονίου. Φυσικά δεν είχε φορτίο.

Καλύτερη εκτίμηση της μάζας του νετρονίου γίνεται μέσω της αντίδρασης :

$$^{11}_{5}B + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{14}_{7}N + {}^{1}_{0}n \qquad m_n = 1.00898 \text{ amu} / {}^{16}O$$

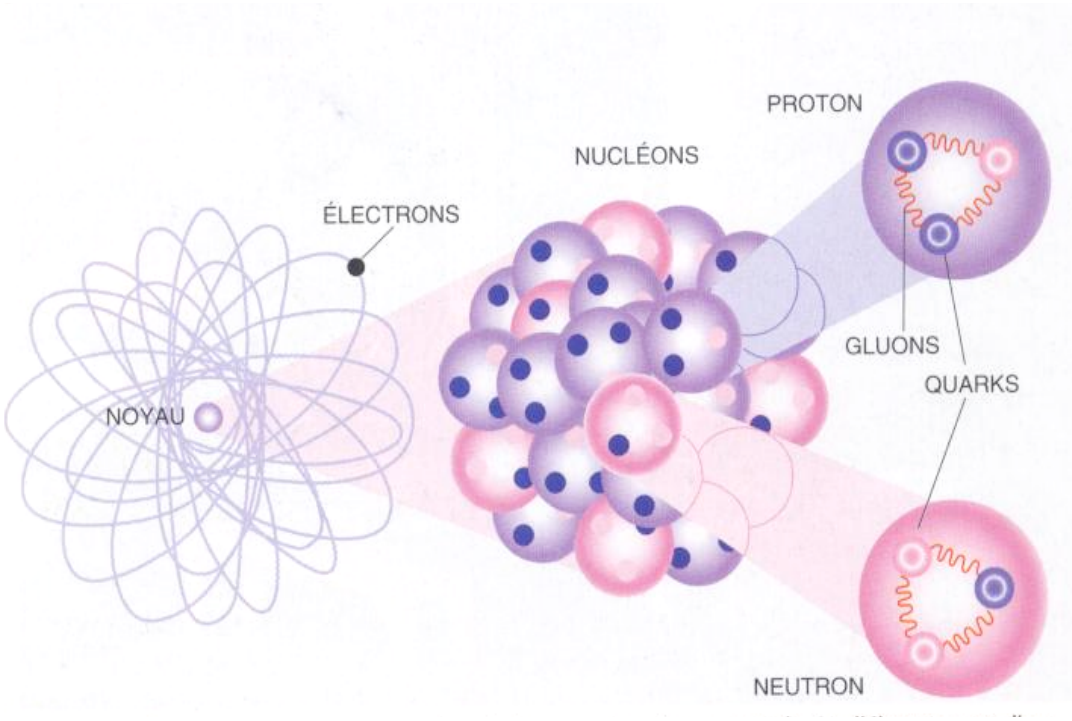
• **Το ελεύθερο νετρόνιο δεν είναι σταθερό σωματίδιο.**

Διασπάται με $T_{1/2}$=10.6 min κατά την αντίδραση:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Το συνδεδεμένο νετρόνιο δεν διασπάται γιατί η ενέργεια που απαιτείται για την διάσπαση έχει ήδη δοθεί ως ενέργεια σύνδεσης μέσα στον πυρήνα.

ΤΟ ΑΤΟΜΟ ΣΗΜΕΡΑ



• **H. Yukawa** στην Ιαπωνία πρότεινε ένα νέο σωματίδιο, το μεσόνιο, για να εξηγήσει την δύναμη που συγκρατεί τα πρωτόνια με τα νετρόνια. Την πρόταση είχε κάνει ήδη ο Heisenberg το 1933. Ο **H. Yukawa** όμως χρησιμοποιώντας την λογική των πεδίων υπολόγισε την μάζα του σωματιδίου. Πως?

ΥΠΑΡΧΕΙ ΣΧΕΣΗ ΜΕΤΑΞΥ ΤΗΣ ΕΜΒΕΛΕΙΑΣ ΤΩΝ ΠΕΔΙΩΝ ΚΑΙ ΤΗΣ ΜΑΖΑΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ

$$\lambda = \frac{\hbar}{mc}$$

Αν τεθεί το λ της τάξης του 10^{-13} cm δηλαδή της τάξης μεγέθους του πυρήνα, προκύπτει ότι $m \sim 200\ m_e$ όπως αντίστοιχα το σωματίδιο ανταλλαγής του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου έχει μάζα ίση με 0 (επειδή η εμβέλεια του πεδίου είναι άπειρη).

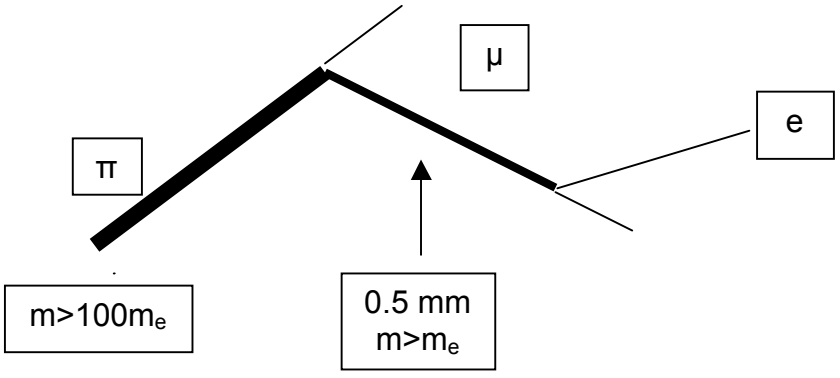
• **1937 Οι S. Neddermeyer και C. Anderson** στο Τεχνολογικό Ινστιτούτο της Μασαχουσέτης ανακάλυψαν το μ-μεσόνιο (το γνωστό σήμερα μιόνιο) όμως μέχρι το **1947 που ο C. Powell** και οι συνεργάτες του ανακάλυψαν στην Αγγλία το π-μεσόνιο που λανθασμένα θεωρήθηκε φορέας των πυρηνικών δυνάμεων.

Το μ-μεσόνιο παρατηρήθηκε στην κοσμική ακτινοβολία, ως σωματίδιο με ιονισμό μικρότερο από το πρωτόνιο. Η μάζα του ήταν μικρότερη του πρωτονίου όμως μεγαλύτερη από του ηλεκτρονίου. Θεωρήθηκε για μεγάλο διάστημα φορέας των πυρηνικών δυνάμεων παρ' όλο που από τις παρατηρήσεις της κοσμικής ακτινοβολίας φάνηκε να διασχίζει την ατμόσφαιρα χωρίς να αλληλεπιδρά και άρα δεν μπορεί να ήταν φορέας των πυρηνικών δυνάμεων (ισχυρή αλληλεπίδραση)

- Τα μ-μεσόνια είναι ασταθή σωμάτια και παρατηρούνται από το εκπεμπόμενο ηλεκτρόνιο κοντά στο τέλος της διαδρομής τους.
- Ο χρόνος ημιζωής της αυθόρμητης διάσπασής τους είναι **$2.2.10^{-6}$ sec**.
- Το σχήμα της διάσπασής τους είναι: $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{e}$
- Έχουν σπιν 1/2$\hbar$ και τα συνδεδεμένα αντινετρίνο παρ' όλο που μοιάζουν είναι διαφορετικά.
- Τα ν έχουν μάζα ~0.
- Από την Ατομική Φυσική είναι γνωστή η αρπαγή των μ-μεσονίων και ο σχηματισμός μεσονικών ατόμων. Η ενεργός διατομή της αρπαγής είναι ανάλογη του Z^4 και γίνεται κατά την αντίδραση:

$$\mu^{-} + p \rightarrow n + \nu_{\mu}$$

- **1947 Οι Lattes, Occhialini και Powell** εκθέτοντας πυρηνικά γαλακτώματα σε μεγάλα ύψη για την μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας παρατήρησαν ίχνη του τύπου:



Το τελευταίο σταματά χωρίς περαιτέρω διάσπαση

Κατέληξαν στο ότι κάποιο βαρύτερο σωματίδιο διασπάται σε ελαφρύτερο και αυτό σε ηλεκτρόνιο. Το βαρύτερο ήταν το πιόνιο και η μάζα του λογαριάστηκε σε 273 m_e ~139 MeV. Το εκπεμπόμενο μιόνιο έχει πάντα ενέργεια 4.2 MeV.

Σήμερα γνωρίζουμε :

$\pi^{\pm}$ με 273 m_e ~139 MeV και $T_{1/2} = 10^{-8}$ sec

και το π^{o} με 264 m_e ~135 MeV και $T_{1/2} = 10^{-16}$ sec

Το π^{o} βρέθηκε **το 1950** στο MIT και διασπάται σε δυο φωτόνια.

$$\pi^{0} \rightarrow \gamma + \gamma$$

Τα $\pi^{\pm}$ διασπώνται σε :

$$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu} \rightarrow$$

$$\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}_{\mu} \rightarrow$$

Τα πιόνια παράγονται και στο εργαστήριο με αντιδράσεις του τύπου:

$$h\nu + p \rightarrow \pi^{0} + p$$

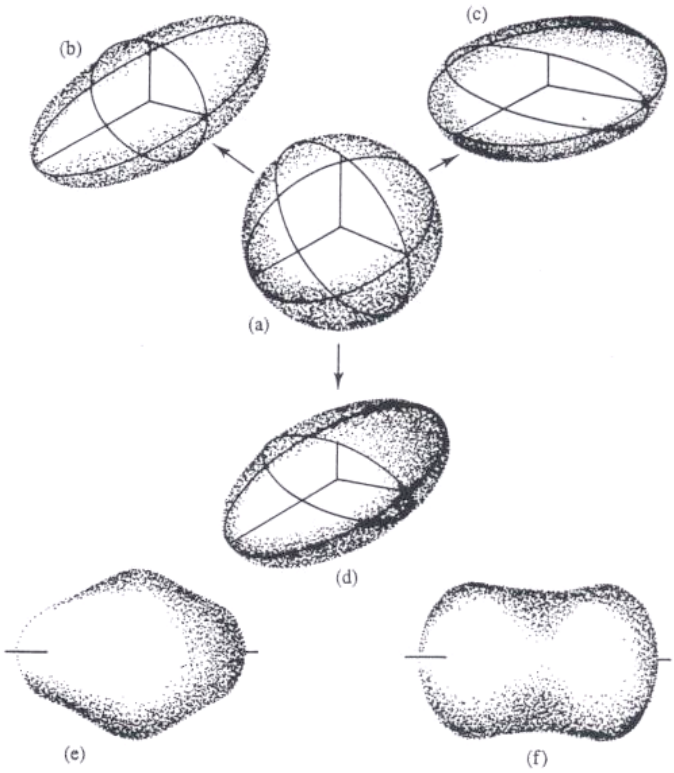
$$h\nu + d \rightarrow \pi^{0} + d$$

$$p + p \rightarrow \pi^{+} + n + p$$

$$h\nu + p \rightarrow \pi^{+} + n$$

$$h\nu + n \rightarrow \pi^{-} + p$$

Κεφάλαιο 2
ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΜΟΡΦΗ ΚΑΙ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ



Η πρώτη παρατήρηση είναι ότι η πυκνότητα στο πυρήνα είναι σταθερή και ανεξάρτητη του Α. Διότι αν θεωρηθεί σφαιρικός:

$$\frac{A}{V_{\pi\upsilon\rho}} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx \sigma\tau\alpha\theta. \qquad R^3 \propto A \qquad R \propto A^{1/3}$$

Σε μια πρώτη προσέγγιση ορίζεται ως πυρηνική ακτίνα το:

$$R = R_0 A^{1/3}$$

Το R_o είναι σταθερά αναλογίας που προσδιορίζεται από το πείραμα. Έτσι το R_o κυμαίνεται από 1.0 έως 4.5 10^{-13}cm.
(10^{-13} cm = 1 fermi προς τιμήν του Enrico Fermi).

Ένα παράδειγμα:
Η ακτίνα του ^{27}Al είναι R = 1.2.10^{-13} cm x $27^{1/3}$ = 3.6 10^{-13} cm
Η ακτίνα του ^{226}Ra είναι R = 1.2.10^{-13} cm x $226^{1/3}$ = 7.2 10^{-13} cm
Δηλαδή πυρήνας δεκαπλάσιος σε αριθμό νουκλεονίων είναι μόνο διπλάσιος σε διαστάσεις.

- Τα πειράματα εύρεσης των διαστάσεων του πυρήνα αναφέρονται ή σε πειράματα προσδιορισμού των δυνάμεων του πεδίου (βασικά δυνάμεων Coulomb γιατί οι πυρηνικές είναι μικρής εμβέλειας).

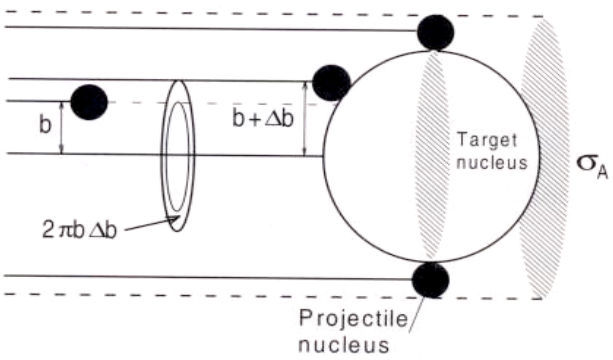
Τέτοια πειράματα είναι πειράματα σκέδασης θετικά φορτισμένων σωματιδίων + σκέδαση νετρονίων.

- ή σε πειράματα εύρεσης του πυρηνικού φορτίου και της κατανομής του μέσα στον πυρήνα

Τέτοια πειράματα γίνονται με σκέδαση ελαφρών, αρνητικά φορτισμένων σωματιδίων π.χ. ηλεκτρονίων. Επίσης ένα πολύ καλό πείραμα διερεύνησης του φορτίου του πυρήνα είναι το πείραμα των μεσονικών ατόμων.

2.1. Πείραμα σκέδασης σωματιδίων άλφα

Σωματίδια άλφα αλληλεπιδρούν με πυρήνα-στόχο π.χ. χρυσό. Σε χαμηλές ενέργειες, όπως στο πείραμα Rutherford η σκέδαση είναι ελαστική και το πεδίο που αντιμετωπίζει το σωματίδιο άλφα είναι το απωστικό πεδίο Coulomb.



Όπως έχει αποδειχθεί η διαφορική ενεργός διατομή καταλήγει στην γνωστή σχέση:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{Z_1Z_2e}{4E_a}\right)^2\frac{1}{\sin^4(\theta/2)}=\left(\frac{Z_1Z_2e}{4E_a}\right)^2\frac{1}{(1-\cos\ \theta)^2}$$

Η τροχιά που θα διαγράψει το σωματίδιο άλφα θα περιγράφεται από την σχέση:

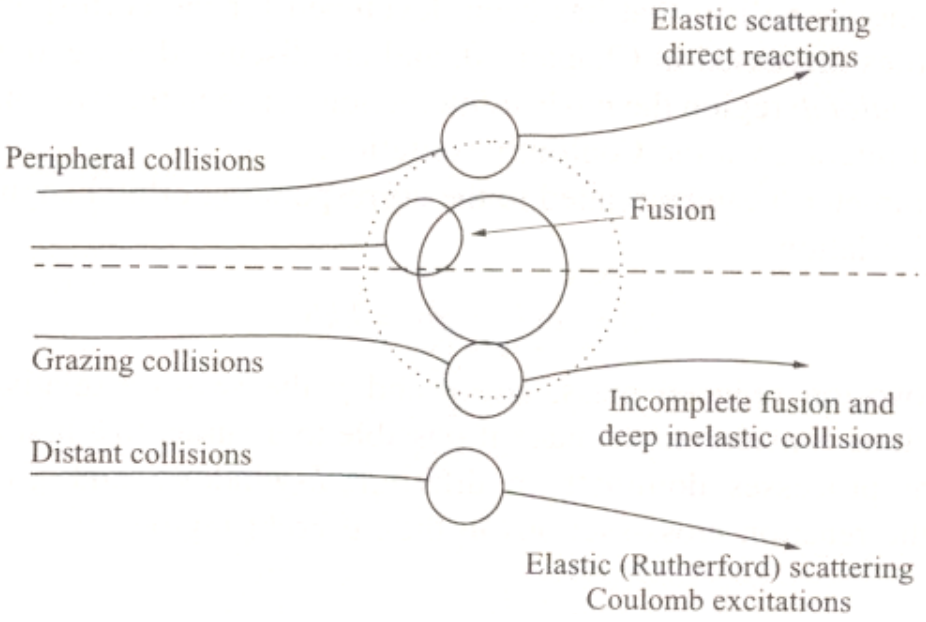
$$\frac{1}{r}=\frac{1}{b}\sin\varphi+\frac{a}{2b^2}(\cos\varphi-1) \qquad \varphi=(\pi-\theta)/2$$

Για $\theta=180^o$ η απόσταση r λαμβάνει την ελάχιστη τιμή της, η οποία και ισούται με:

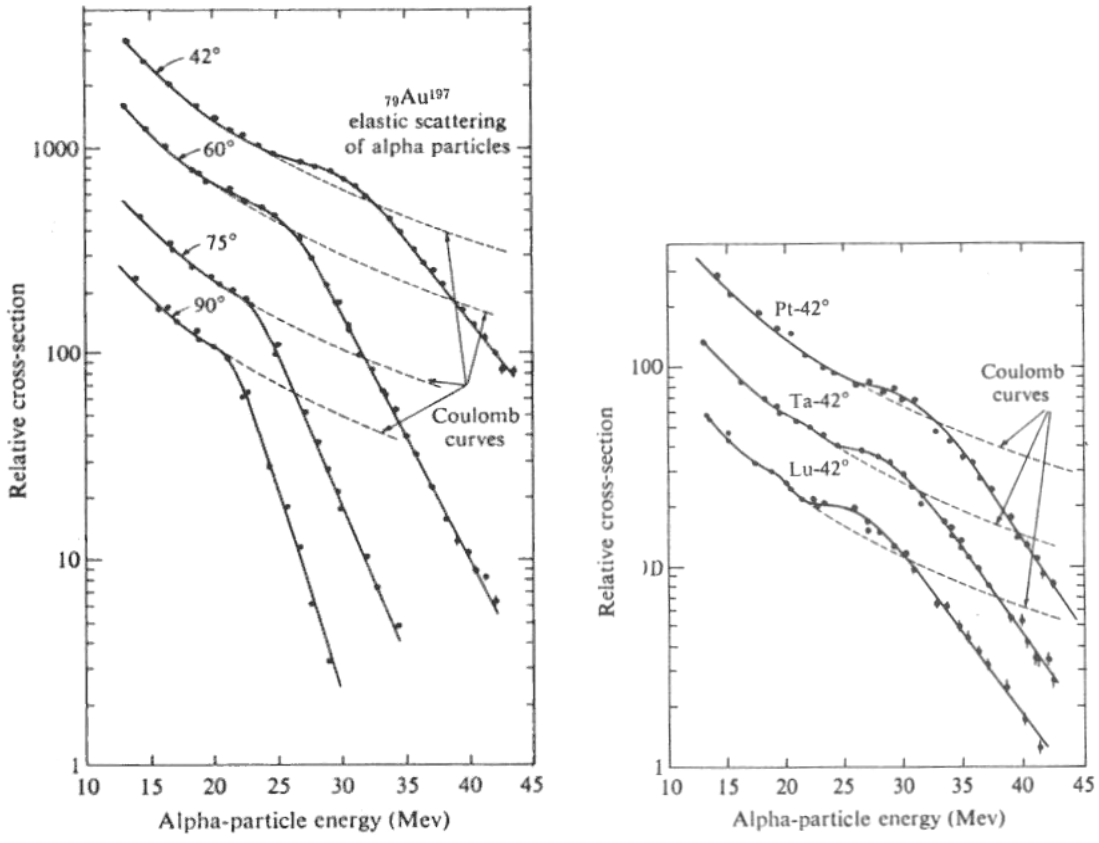
$$r_m=\frac{Z_1Z_2e^2}{E_\alpha}$$

Αυτή θα είναι και μια εκτίμηση της διάστασης του πυρήνα. Θα πρέπει να σημειωθεί, όπως θα φανεί παρακάτω, ότι όταν το πείραμα γίνεται σε μεγαλύτερες ενέργειες σωματιδίων η απόσταση της κοντινότερης προσέγγισης r_m βρίσκεται μικρότερη και η εκτίμηση των διαστάσεων του πυρήνα πλησιάζει περισσότερο την πραγματική ακτίνα.

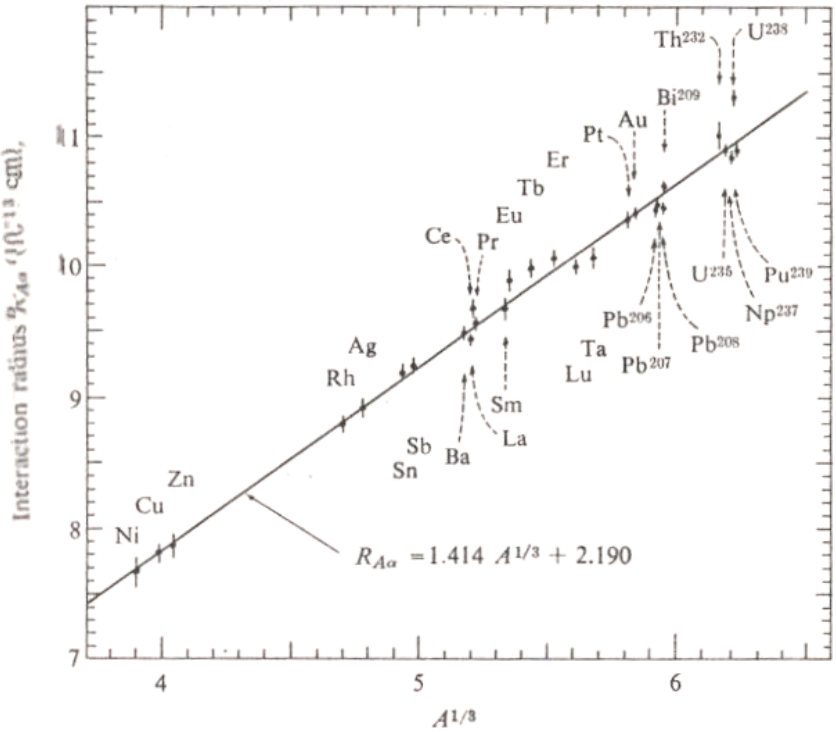
Όσο μεγαλώνει η ενέργεια των σωματιδίων άλφα, θα παρουσιάζεται η παρακάτω εικόνα.



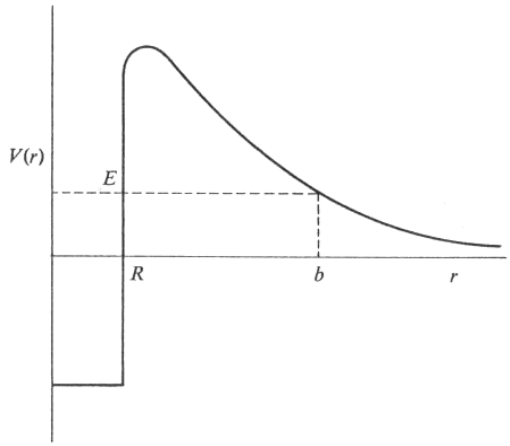
Παρατηρείται ότι η ενεργός διατομή είναι μικρότερη από αυτή που υπολογίζεται μέσω της σχέσης Rutherford. Όσο η ενέργεια των σωματιδίων αυξάνει τόσο η ενεργός διατομή ελαττώνεται. Η ελάττωση αυτή ερμηνεύεται ως εξής: Όσο αυξάνει η ενέργεια των σωματιδίων τόσο πλησιάζουν τον πυρήνα υπερνικώντας την άπωση Coulomb. Αρχίζουν να επενεργούν οι δυνάμεις του πεδίου των πυρηνικών δυνάμεων οι οποίες είναι ελκτικές.
Πειραματικά λαμβάνονται οι καμπύλες του παρακάτω σχήματος:



Το πρώτο τμήμα των καμπυλών, στις μικρές ενέργειες αναφέρονται στην άπωση Coulomb, ενώ το δεύτερο τμήμα στην επίδραση των πυρηνικών δυνάμεων. Έχει βρεθεί πειραματικά ότι η αλλαγή στην κλίση της καμπύλης γίνεται στα περίπου 26 MeV, για όλους τους πυρήνες (με εξαίρεση τους πολύ ελαφρείς πυρήνες). Η ενέργεια E_o, καλείται **κρίσιμη ενέργεια** και χρησιμοποιείται στην εύρεση των διαστάσεων του πυρήνα. Από πειραματικά δεδομένα σε διάφορους στόχους (κοίτα σχήμα) **προσδιορίζεται R_o=1.41 fm**



Ένα άλλο συμπέρασμα που προκύπτει από τα πειραματικά δεδομένα είναι η μορφή του δυναμικού του πυρήνα. Στο κέντρο μέχρι την απόσταση R είναι ελκτικό (πυρηνικές δυνάμεις) και στην συνέχεια απωστικό (δυνάμεις Coulomb).



Αν η ταχύτητα του σωματιδίου άλφα είναι v όταν το σωματίδιο βρίσκεται πολύ μακριά από τον πυρήνα η κινητική του ενέργεια θα είναι:

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$

Όταν το σωματίδιο επηρεάζεται από τις δυνάμεις Coulomb λόγω του φορτίου του πυρήνα:

$$F_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2}$$

η κινητική ενέργεια του σωματιδίου θα ελαττωθεί και θα γίνει:

$$E = \frac{1}{2}mv_1^2$$

Σύμφωνα με την διατήρηση της ενέργειας θα είναι τώρα:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_1^2 + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

Επειδή το σωματίδιο κινείται σε πεδίο κεντρικών δυνάμεων και όπως γνωρίζουμε η ισχύει η διατήρηση της στροφορμής:

$$\left|rxmv\right| = mr^2\frac{d\varphi}{dt} = L\left(const\right) = mvb$$

Η πλησιέστερη απόσταση του σωματιδίου άλφα είναι η $r=r_m$. Στην απόσταση αυτή η ακτινική ταχύτητα μηδενίζεται και παραμένει μόνο η εφαπτομενική. Τότε:

$$mvb = mv_m r_m$$

και η εξίσωση της ενέργειας θα γίνει :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_m^2 + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_m}$$

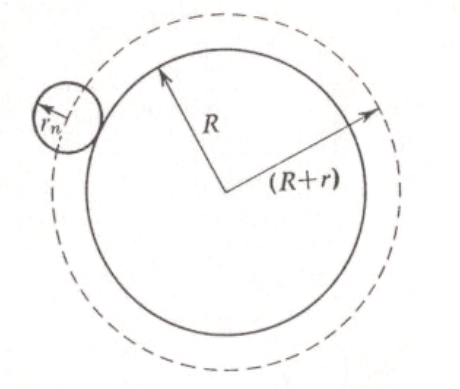
η λόγω των προηγουμένων εξισώσεων:

$$E = \frac{L^2}{2mr_m^2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_m}$$

Ο πρώτος όρος της εξίσωσης αντιστοιχεί στην ενέργεια περιστροφής και ο δεύτερος στην δυναμική ενέργεια στην πλησιέστερη απόσταση προσέγγισης του πυρήνα.

2.2. Πείραμα σκέδασης ταχέων νετρονίων

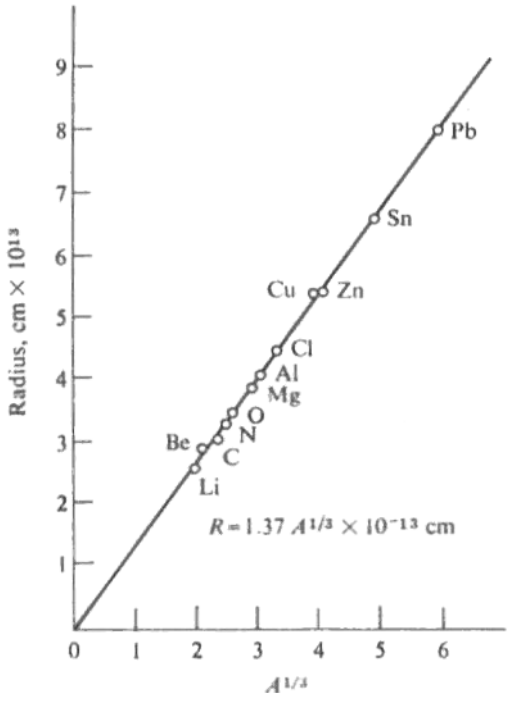
Τα νετρόνια αποτελούν χρήσιμο εργαλείο στην λήψη πληροφοριών σχετικά με την δομή του πυρήνα. Επειδή, τα νετρόνια δεν έχουν φορτίο δεν αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια μέσω δυνάμεων Coulomb. Όμως καθώς πλησιάζουν την επιφάνεια του πυρήνα, τα νετρόνια αλληλεπιδρούν με τον πυρήνα με πυρηνικές δυνάμεις. Έτσι η ακτίνα του πυρήνα που εκτιμάται με την μέθοδο σκέδασης των νετρονίων αναφέρεται στην έκταση των πυρηνικών δυνάμεων.



Έστω η σκέδαση ταχέων νετρονίων από λεπτό φύλλο στόχου. Εάν R είναι η ακτίνα του σκεδαστή - πυρήνα και r_n η ακτίνα του νετρονίου, και αν το νετρόνιο έρχεται ως την απόσταση $(R + r_n)$ από το κέντρο του πυρήνα, το νετρόνιο ή θα απορροφηθεί ή θα σκεδαστεί από το πυρηνικό δυναμικό. [Αυτά ισχύουν με την προϋπόθεση ότι ο πυρήνας είναι αδιαφανής σφαίρα ($V \sim \infty$) και το σχετικό μέγεθος του νετρονίου ως προς τον πυρήνα μικρό]. Αυτό συμβαίνει για νετρόνια υψηλών ενεργειών της τάξης των 15-20 MeV (γιατί το κατά de Broglie μήκος κύματος είναι της τάξης μεγέθους των διαστάσεων του πυρήνα). Έτσι από μετρήσεις της εξασθένησης της δέσμης των νετρονίων είναι δυνατόν να υπολογιστεί η ενεργός διατομή της αλληλεπίδρασης. Η ενεργός διατομή αντιστοιχεί στο γεωμετρικό περίπου μέγεθος:

$\sigma_T = \pi\left(R + r_n\right)^2$ η περίπου ίσο με $2\pi R^2$

$\sigma_T = 2\pi\left(R + D\right)^2$ από το οπτικό μοντέλο



Όπως φαίνεται από το σχήμα το R_o υπολογίζεται με την μέθοδο της σκέδασης των νετρονίων σε $R_o = 1{,}37$ fm

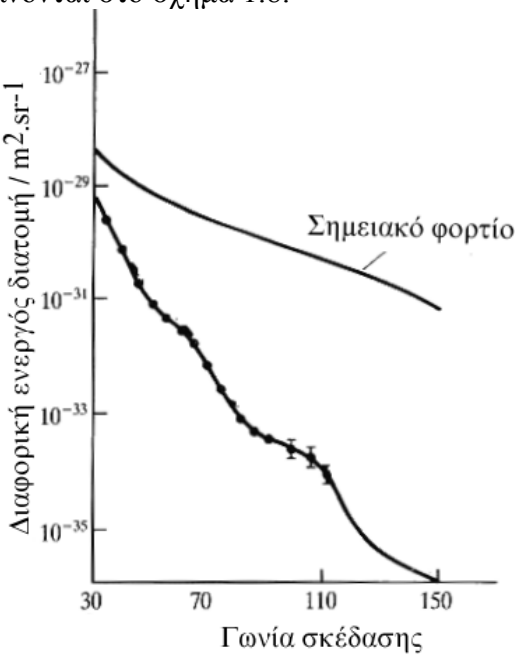
2.3. Σκέδαση ηλεκτρονίων

Στην σκέδαση ηλεκτρονίων δεν υπάρχει ελκτική πυρηνική δύναμη όμως η δύναμη Coulomb είναι ελκτική. Η σκέδαση μπορεί να αναδείξει λεπτομέρειες της κατανομής του φορτίου γιατί το κατά de Broglie μήκος κύματος των ηλεκτρονίων είναι μικρότερο των διαστάσεων του πυρήνα. Ένα ηλεκτρόνιο ενέργειας ≈ 200 MeV θεωρείται κατάλληλο γιατί έχει:

$$E^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \quad \text{και επειδή} \quad E >> m_0^2c^4 \quad \rightarrow \quad E^2 = p^2c^2$$

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{E} = \frac{\lambda}{2\pi} \approx 1\,fm$$

Το ηλεκτρόνιο θεωρείται σωματίδιο χωρίς εσωτερική δομή και συμπεριφέρεται σαν σημειακό φορτίο. Άρα το φαινόμενο του περιορισμένου μεγέθους του πυρήνα φαίνεται άμεσα από την μείωση της σκέδασης σε δεδομένη γωνία σκέδασης. Πειραματικά δεδομένα σκέδασης ηλεκτρονίου φαίνονται στο σχήμα 1.8.



Σχήμα 2.8 Αποτελέσματα πειράματος σκέδασης ηλεκτρονίων σε Au.

Στον κατακόρυφο άξονα δίνεται η διαφορική ενεργός διατομή της σκέδασης σαν συνάρτηση της γωνίας σκέδασης (στον οριζόντιο άξονα).

Από παρόμοια πειράματα προκύπτει η κατανομή του φορτίου του πυρήνα ρ(r). Φαίνεται να υπάρχει ομοιογένεια του φορτίου στο κέντρο του πυρήνα και φλοιού στην περιφέρεια.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sec^2\left(\frac{\theta}{2}\right)|f|^2$$

Το f^2 είναι το πλάτος του κύματος (που αντιστοιχεί στο ηλεκτρόνιο δεδομένης ενέργειας. Το f εξαρτάται από την ενέργεια των ηλεκτρονίων και την κατανομή του φορτίου, (+....).

$$f(q) = \frac{4\pi}{qZe}\int \rho(r)\sin(qr)rdr$$

Για σημειακό φορτίο $\rho(x) = \rho_0$ για x=0

και $\rho(x) = 0$ για x>0

Η καλύτερη περιγραφή - προσέγγιση της πυκνότητας του φορτίου του πυρήνα είναι η συνάρτηση Fermi που δίνεται από την εξίσωση:

$$\rho_{\phi}(r) = \frac{\rho_0}{1+\exp(r-R_{1/2})/a} \qquad (1.10)$$

Η συνάρτηση $\rho_{\Phi}(r)$ παρουσιάζεται στο σχήμα 1.9. Το ρ_o είναι η τιμή της πυκνότητας του φορτίου στο κέντρο του πυρήνα Το $R_{1/2}$ είναι η απόσταση για την οποία $\rho=\rho_o/2$. Το α είναι η παράμετρος του επιφανειακού πάχους (φλοιού). Η μέση τιμή του τετραγώνου της ακτίνας ορίζεται από την σχέση:

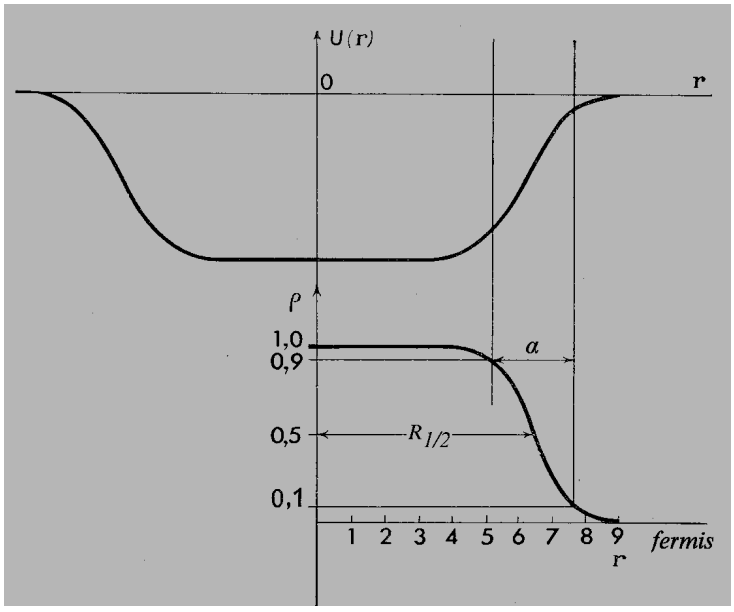
$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{Ze}\int r^2 \rho_{\phi}(r) 4\pi r^2 dr \qquad (1.11)$$

όπου το $\rho_{\Phi}(r)$ είναι η κατανομή του φορτίου όπως ορίζεται από την σχέση 1.10. Ισχύει ότι:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} < R_{1/2} < R_c \qquad (1.12)$$

Για ευρεία περιοχή πυρήνων με A>20 υπάρχει εξάρτηση της ακτίνας από το $A^{1/3}$.

Η μέση τιμή του τετραγώνου της ακτίνας της κατανομής του φορτίου μπορεί να βρεθεί και με άλλες μεθόδους όπως α) η μετατόπιση της ενέργειας των γραμμών των μιονικών ατόμων και β) η οπτική μετατόπιση και μετατόπιση των ακτίνων Χ των



Σχήμα 2.9 Κατανομή του φορτίου του πυρήνα. Στο άνω τμήμα του σχήματος δίνεται το δυναμικό που παράγεται από την κατανομή του φορτίου.

ισοτόπων. Τα αποτελέσματα αυτών των μεθόδων συμφωνούν με τα αποτελέσματα της σκέδασης των ηλεκτρονίων. Συνδυάζοντας τα αποτελέσματα των διαφόρων πειραμάτων και θεωρώντας σφαιρικό πυρήνα προκύπτει ότι:

$R_{1/2} = 1.1\ A^{1/3}$ fm

$R_c = 1.2\ (-1.3)\ A^{1/3}$ fm (1.13)

Το επιφανειακό πάχος α είναι η ακτινική απόσταση μεταξύ 90% και 10% της κεντρικής πυκνότητας. Αυτό είναι περίπου 2.5 fm για όλους τους πυρήνες.

2.4. Πείραμα μεσονικών ατόμων

- Όταν σωμάτιο αρνητικού φορτίου, μικρής ενέργειας πλησιάσει τον πυρήνα μπορεί να συλληφθεί από αυτόν με δυνάμεις Coulomb. Η αρπαγή αυτή γίνεται με ταυτόχρονη εκδίωξη περιφερειακού ατομικού ηλεκτρονίου.

- Αν το σωμάτιο αυτό είναι μεσόνιο η μονάδα που δημιουργείται καλείται **μεσονικό άτομο**.

- Η αρπαγή των μεσονίων γίνεται σε υψηλές τροχιές (n ~15) και μεταπίπτει από την μια τροχιά στην άλλη κατ αρχήν με εκπομπή ηλεκτρονίων Auger και κατόπιν με εκπομπή ακτινοβολίας Roentgen. Τα μεσόνια φθάνουν στην κατάσταση 2p σε 10^{-13} με 10^{-14} sec. Η μετάπτωση 2p→1s έχει ημιζωή 10^{-18} sec και είναι ιδιαίτερου ενδιαφέροντος γιατί επηρεάζεται πολύ από το φορτίο του πυρήνα.

$$r = \frac{\hbar^2}{mZe^2} n^2$$

- Χρησιμοποιούνται κυρίως μ-μεσόνια γιατί πλεονεκτούν έναντι των ηλεκτρονίων λόγω της μεγαλύτερης μάζας τους. Αυτό σημαίνει ότι η τροχιά του μ-μεσόνιου περνά μέσα από τον πυρήνα (~50% του χρόνου του στον Pb). Η αλληλεπίδρασή του με τον πυρήνα είναι σχεδόν μόνο φορτίου (σχεδόν καθόλου πυρηνική).

$$\Delta E = \frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2}\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2}\right)$$

- Για την πραγματοποίηση του πειράματος των μεσονικών ατόμων απαιτείται μεγάλος αριθμός μιονίων ~10^5 μ^-/sec. Παράγονται ως εξής: Πρωτόνια από επιταχυντή αλληλεπιδρούν με στόχο και παράγονται π^-. Το κατώφλι ενέργειας της αντίδρασης είναι 2x140 MeV =290 MeV

$$p + στοχος \rightarrow \pi^- + ... \qquad E> 290 \text{ MeV}$$

$$\pi^- \xrightarrow[2.2x10^{-8}\,s]{} \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Τα αποτελέσματα των πειραμάτων σκέδασης αρνητικών σωματιδίων έδειξαν ότι το φορτίο του πυρήνα παρουσιάζει ομοιόμορφη κατανομή όπως στο σχέδιο προηγουμένως

Το συμπέρασμα είναι ότι η ακτίνα που μετράται με τις πυρηνικές μεθόδους είναι κάπως μεγαλύτερη από αυτή του πυρηνικού φορτίου. Πράγματι στα 2.2 fm του δευτέριου π.χ. το δυναμικό το πυρήνα είναι 25 MeV ενώ το δυναμικό Coulomb 0.6 MeV.

Κεφάλαιο 3
ΜΑΖΕΣ ΤΩΝ ΠΥΡΗΝΩΝ

3.1. Η μάζα του πυρήνα

Η μάζα του πυρήνα μετράται μέσα σε ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο με φασματογράφο μάζας. Πρώτος ο Aston έδειξε (με τον φασματογράφο μάζας Aston) ότι η μάζα του ουδετέρου ατόμου είναι σε όλες τις περιπτώσεις πολλαπλάσιο της μάζας του ατόμου του υδρογόνου και ο πλησιέστερος ακέραιος ονομάζεται μαζικός αριθμός. Σύμφωνα με το μοντέλο του Rutherford τα A και Z αποτελούν χαρακτηριστική ιδιότητα κάθε πυρήνα. Στο μοντέλο σύστασης του πυρήνα από πρωτόνια και νετρόνια τα Z και A αποτελούν ποσότητα που διατηρείται στην φύση, γεγονός που προκύπτει από τους γενικούς νόμους διατήρησης των βαρυονίων (βαρυονικός αριθμός).

Με διεθνή συμφωνία το 1961 καθιερώθηκε η μάζα του πυρήνα να μετράται σε 1/12 της μάζας του ατόμου του ^{12}C, δηλαδή:

$$M(12,6) = 1 \text{ ατομική μονάδα μάζας} = 1 \text{ amu} \qquad (3.1)$$

Η απόλυτη τιμή της μονάδας προκύπτει από 1 mol (0.012 kg) του ^{12}C συνεπώς:

$$0.012 \text{ kg} = N_A \cdot 12 \text{ amu} \quad \text{ή}$$

$$1\text{amu} = 0.001/N_A \text{ Kg} = 1.66054.10^{-27} \text{ Kg} = 931.494 \text{ MeV}/c^2 \qquad (3.2)$$

όπου N_A ο αριθμός Avogadro και η μετατροπή μάζας σε ενέργεια γίνεται βάσει της σχέσης Einstein $E=mc^2$.

Η μάζα του πυρήνα M_{AZ} υπολογίζεται ως:

$$M(A,Z) = M_{AZ} + ZM_e - B(Z) \qquad (3.3)$$

όπου το M(A,Z) είναι η μάζα του ουδετέρου ατόμου, M_e η μάζα του ηλεκτρονίου και B(Z) η ολική ενέργεια σύνδεσης των ατομικών ηλεκτρονίων. Όλες οι ποσότητες εκφράζονται σε amu.

Σε όλες τις πυρηνικές διαδικασίες, συμπεριλαμβανομένων και των αυθορμήτων διασπάσεων, η μάζα που τελικού

συστήματος διαφέρει από αυτή του αρχικού συστήματος και υπάρχει πάντα είτε απορρόφηση είτε έκλυση ενέργειας, Q.

Q = κινητική ενέργεια του τελικού συστ. – κινητική ενέργεια του αρχικού συστ.

Έτσι : $Q = \Delta mc^2 = 931{,}494\ \Delta M \text{ (MeV)}$ (3.4)

Οι τιμές του Q λαμβάνονται απ' ευθείας από πίνακες μαζών σε MeV.

3.2. Ενέργεια σύνδεσης

Οι λόγοι για τους οποίους η ατομική μάζα δεν είναι ακριβώς ακέραιο πολλαπλάσιο της ατομικής μάζας του ατόμου του υδρογόνου είναι αφενός γιατί ο πυρήνας έχει Z πρωτόνια και A-Z νετρόνια (οι μάζες τους διαφέρουν κατά 1.29 MeV) αφ ετέρου γιατί τα συστατικά του πυρήνα συγκρατούνται με ελκτικές δυνάμεις. Πρέπει να δοθεί ενέργεια στον πυρήνα ώστε να υπάρξουν ελεύθερα τα νουκλεόνια (πρωτόνια και νετρόνια). Η ενέργεια αυτή καλείται **ολική ενέργεια σύνδεσης** του πυρήνα.

Μπορεί να βρεθεί από τη σχέση:

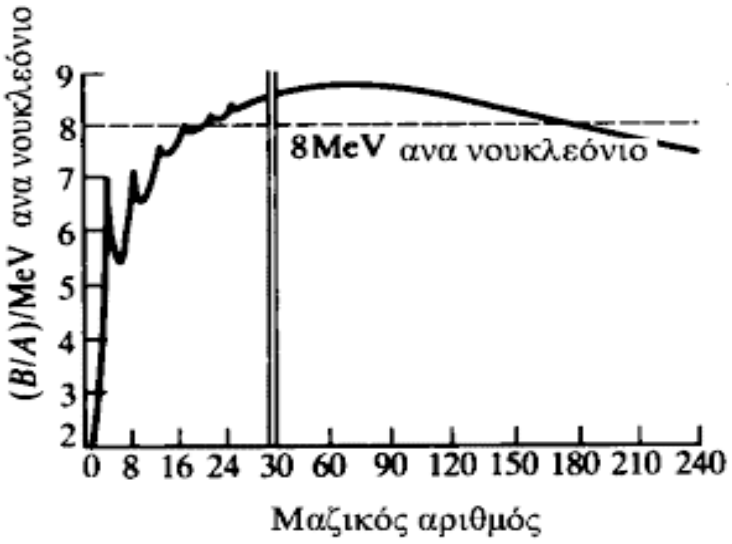
$$B(A,Z)=ZM_H + (A-Z)M_n - M(A,Z) \text{ amu} \qquad (3.5)$$

όπου M_H και M_n είναι οι μάζες του ατόμου του υδρογόνου και του νετρονίου σε amu. Αν πολλαπλασιαστούν και τα δύο μέρη της εξίσωσης με c^2 η σχέση αυτή θα μετατραπεί σε εξίσωση ενεργειών.

Από την σχέση (3.5) προκύπτει ότι ένας σταθερός πυρήνας έχει θετική ολική ενέργεια σύνδεσης, ή άλλως αν είναι αρνητική τα νουκλεόνια του πυρήνα βρίσκονται σε μακρινές μεταξύ τους αποστάσεις, είναι δηλαδή ελεύθερα.

Οι μάζες των σταθερών πυρήνων προβλέπονται από ημιεμπειρικές σχέσεις. Η ενέργεια σύνδεσης προβλέπεται επίσης από τις σχέσεις αυτές. Εκφράζεται συνήθως σε ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο, BE(A,Z)/A, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.1 σαν συνάρτηση του A. Η κάθε συνιστώσα της σχέσης των μαζών φαίνεται στο σχήμα 3.2. όπου δίνεται ξεχωριστά κάθε συνιστώσα της ενέργειας σύνδεσης. Αναλυτικά:

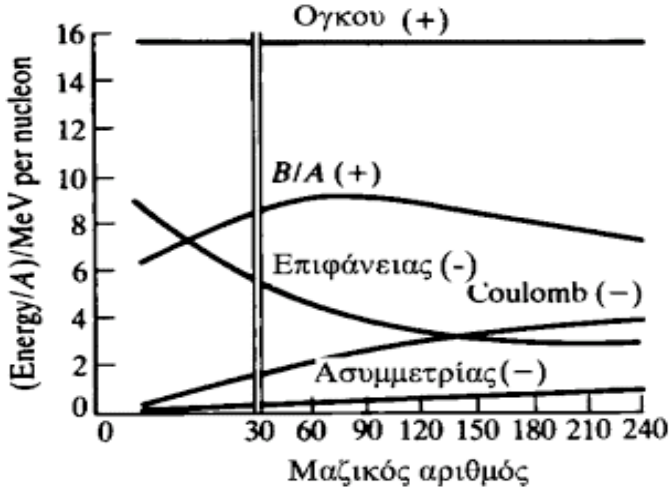
α) Εφόσον η τιμή του BE/A δεν μεταβάλλεται σημαντικά για A>16, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1, με καλή προσέγγιση μπορούμε να πούμε ότι η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο είναι σταθερή για όλους τους πυρήνες και ίση με 8 MeV/n. Αυτό σημαίνει ότι η BE $\propto$ A. Είναι χαρακτηριστικό των δυνάμεων



Σχήμα 3.1. Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο για σταθερούς πυρήνες σαν συνάρτηση του μαζικού αριθμού A.

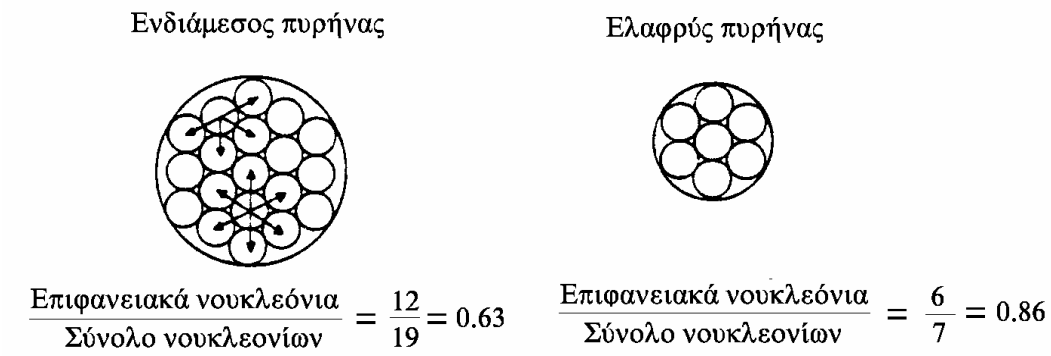
μικρής εμβέλειας μεταξύ των νουκλεονίων και διαφέρει από την αναμενόμενη BE ∝ A(A-1)/2 που θα ίσχυε για αλληλεπιδράσεις μακράς εμβέλειας. Η ενέργεια αυτή που συνδέει τα νουκλεόνια καλείται **ενέργεια όγκου** και είναι ιδιότητα της πυρηνικής ύλης.

Στην πραγματική περίπτωση ενός πυρήνα η ενέργεια όγκου δεν εκτείνεται σε όλο το χώρο του πυρήνα γιατί τα νουκλεόνια κοντά στην επιφάνεια είναι λίγο χαλαρότερα συνδεδεμένα μια και δεν υπάρχουν νουκλεόνια στην εξωτερική τους πλευρά για να συνδεθούν, σχήμα 3.2.



Σχήμα 3.2. Ημιεμπειρική θεώρηση της ενέργειας σύνδεσης ανά νουκλεόνιο B/A, σύμφωνα με το πρότυπο της υγρής σταγόνας. Φαίνονται οι συμμετοχές της: ενέργειας όγκου, επιφάνειας, Coulomb και ασυμμετρίας.

Έτσι γίνεται η διόρθωση λόγω **επιφανειακής ενέργειας** που είναι ανάλογη της επιφάνειας του πυρήνα. Άρα μεταβάλλεται με το R^2 όπου R είναι η ακτίνα του πυρήνα (∝ π R^2).



Σχήμα 3.3. Ο αριθμός των εξωτερικών νουκλεονίων εξαρτάται από το μέγεθος του πυρήνα.

β) Οι ελαφρείς πυρήνες είναι ιδιαίτερα σταθεροί όταν αποτελούνται από σχηματισμούς όπως τα σωματίδια άλφα, δηλαδή με N=Z=2 και οι περισσότεροι από τους πιο σταθερούς έχουν Z = N = A/2 όπως π.χ. ο ^{12}C και το ^{16}O. Παρόμοια τάση παρουσιάζεται για όλες τις τιμές του A. Οφείλεται σε κβαντομηχανικό φαινόμενο λόγω της φερμιονικής φύσης των νουκλεονίων[1] σύμφωνα με την οποία καταλαμβάνουν ενεργειακές στάθμες κατά ζεύγη με αντίθετα σπιν.

Εάν προστεθούν και άλλα νουκλεόνια θα καταλάβουν υψηλότερες ενεργειακές στάθμες και θα είναι χαλαρότερα συνδεδεμένα από τα ήδη υπάρχοντα. Για δεδομένο A, οι περισσότεροι σταθεροί πυρήνες θα έχουν περίπου ίσο αριθμό πρωτονίων και νετρονίων. Η απόκλιση από το N=Z=A/2 λαμβάνεται υπόψη στην ενέργεια σύνδεσης και καλείται **ενέργεια ασυμμετρίας**. Είναι ανάλογη του $(A/2-Z)^2/A$.

γ) Η μέγιστη ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο, (BE/A), είναι 8,7 MeV/n για A=60. Αυτή μειώνεται στο 7.6 MeV/n για A=238. Το φαινόμενο οφείλεται στην αμοιβαία άπωση των πρωτονίων (λόγω του φορτίου τους) και καλείται **ενέργεια Coulomb** (σχ. 3.2). Εισάγεται επίσης σαν διόρθωση της ενέργειας σύνδεσης στην σχέση της μάζας του πυρήνα. Για αριθμό Z πρωτονίων σε μια σφαίρα ακτίνας R, όπως υποτίθεται ότι είναι ο πυρήνας, η ενέργεια Coulomb είναι ανάλογη του Z^2/R ή ακριβέστερα $Z(Z-1)/R$.[2]

Επειδή απαιτείται η έκφραση της μάζας και της ενέργειας σύνδεσης σαν συνάρτηση του A, ανατρέχουμε στην σύνδεση της πυρηνικής ακτίνας R με το A. Όπως προβλέπεται από το μοντέλο της υγρής σταγόνας, για σφαιρικό πυρήνα σταθερής πυκνότητας ανεξάρτητης του A, ισχύει:

$$R = R_o A^{1/3} \tag{3.6}$$

όπου το R_o είναι μια σταθερά

Στην σχέση της πυρηνικής μάζας οι όροι της επιφανειακής ενέργειας, της ενέργειας ασυμμετρίας και της ενέργειας Coulomb υποβιβάζουν την ενέργεια σύνδεσης ή με άλλα λόγια αυξάνουν την μάζα. Η σχέση γράφεται ως εξής:

$$M(A,Z) = ZM_H + (A-Z)M_n - aA + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \varepsilon \frac{Z^2}{A^{4/3}} \tag{3.7}$$

Τα α, β, γ, ε είναι σταθερές:

α= 15.75 MeV β= 17.8 MeV γ= 94.8 MeV ε=0.71 MeV

Η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο θα εκφράζεται ως:

$$\frac{B}{A} = a - \frac{\beta}{A^{1/3}} - \frac{\gamma\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A^2} - \frac{\varepsilon Z^2}{A^{4/3}} \tag{3.8}$$

---

[1] Φερμιόνια λέγονται τα σωματίδια με ημιακέραιο σπιν που υπακούουν στην απαγορευτική αρχή του Pauli.

[2] Προκύπτει από την ενέργεια Coulomb που παράγεται από φορτίου Ze ομοιόμορφα κατανεμημένο στην επιφάνεια σφαίρας ακτίνας R. Από τον ηλεκτρισμό είναι γνωστό ότι η δυναμική αυτή ενέργεια ισούται με: $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{R}$.

Η σχέση της μάζας του πυρήνα γίνεται καλύτερη αν προστεθεί ο όρος δ(A,Z) για να περιγράψει την διαφορά στην σταθερότητα των πυρήνων μεταξύ αρτίων Z-αρτίων N, αρτίων Z-περιττών N (όπως και άρτιων N-περιττών Z) για το ίδιο A. Το φαινόμενο αυτό προκύπτει από την δύναμη ζευγαρώματος που ευνοεί ενεργειακά τον σχηματισμό ζευγών p,p και n,n με αντίθετα σπίν και ορμή στην πυρηνική ύλη. Αν τεθεί το δ ίσο με 0 για A περιττό, προκύπτει εμπειρικά ότι:

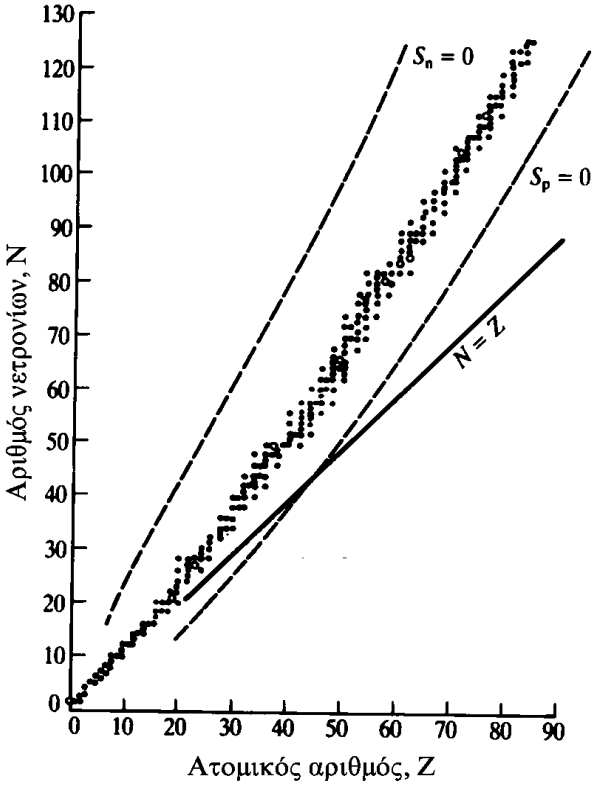
$\delta = +12A^{-1/2}$ MeV για A άρτιο, Z περιττό

και $\delta = -12A^{-1/2}$ MeV για A άρτιο, Z άρτιο

3.3. Σταθερότητα και αφθονία των πυρήνων.

Απόλυτα σταθεροί πυρήνες είναι αυτοί που δεν υπόκεινται σε κανενός είδους αυθόρμητο μετασχηματισμό όσο μεγάλος και είναι ο χρόνος της παρατήρησης.

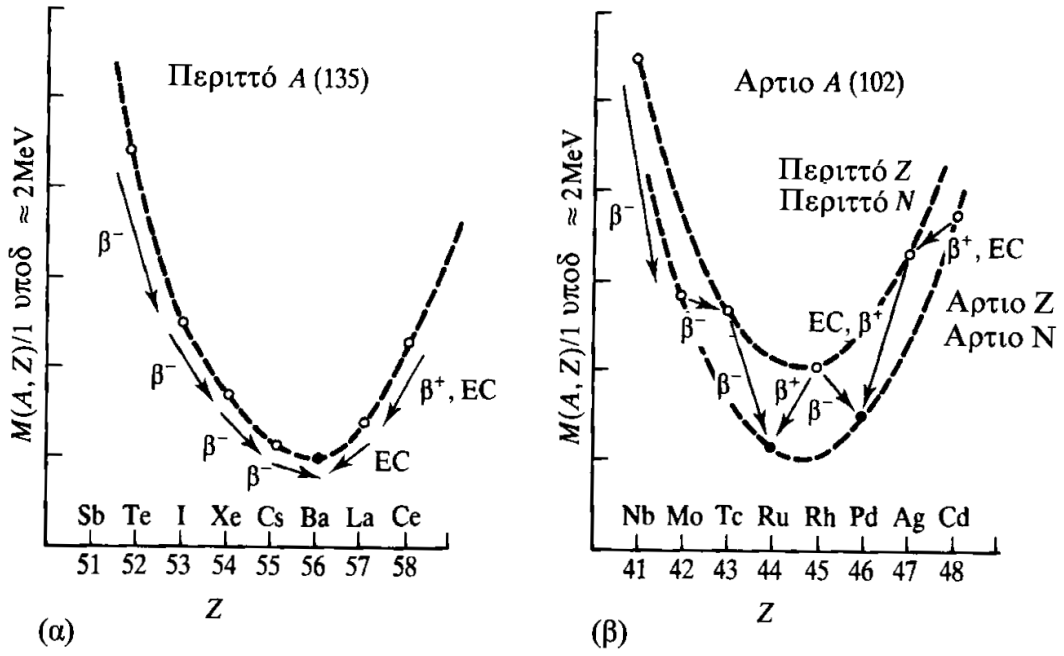
Τα νουκλίδια που απαντώνται στην φύση μπορούν να τοποθετηθούν σε ένα διάγραμμα N, Z (διάγραμμα Segre). Το διάγραμμα αυτό του αριθμού των νετρονίων-πρωτονίων, δίνεται στο σχήμα 3.4. Δείχνει ότι για σταθερούς πυρήνες μικρής μάζας ισχύει N=Z=A/2, αλλά για βαρύτερους πυρήνες υπάρχει πλεόνασμα νετρονίων καθόσον οι απωστικές δυνάμεις Coulomb, λόγω των πολλών πρωτονίων, πρέπει να εξισορροπηθούν από επιπρόσθετες ελκτικές δυνάμεις.



Σχήμα 3.4. Διάγραμμα νετρονίων-πρωτονίων (διάγραμμα Segre) για φυσικούς πυρήνες με Z<84.

Τα β-ασταθή νουκλίδια περιβάλλουν την περιοχή της σταθερότητας στο σχήμα 3.4. Μερικές φορές, ιδιαίτερα στα φυσικά ραδιενεργά, ένας πυρήνας σταθερός ως προς β-διάσπαση είναι ασταθής ως προς την α-διάσπαση. Αν φανταστεί κανείς μια τρίτη συντεταγμένη που παριστά την ατομική μάζα M(A,Z) στο διάγραμμα νετρονίων-πρωτονίων θα οριστεί η τρισδιάστατη επιφάνεια των μαζών. Στον πυθμένα της κοιλάδας αυτής της επιφάνειας βρίσκονται οι σταθεροί πυρήνες.

Όπως δείχνει και η σχέση (3.7) για σταθερό A, το M(A,Z) είναι παραβολή ως προς το Z, σχήμα 3.5. Η παραβολή ονομάζεται ισοβαρής γιατί αντιστοιχεί σε σταθερό A. Για περιττό A υπάρχει μια παραβολή (μια ισοβαρής) όμως για A άρτιο υπάρχουν δύο που απέχουν μεταξύ τους 2δ(A). Στο σχήμα 3.5 υπάρχει ένας σταθερός πυρήνας στον πυθμένα της παραβολής για A περιττό ενώ για A άρτιο υπάρχουν δύο σταθεροί πυρήνες. Η σταθερότητα σε μια ισοβαρή επιτυγχάνεται με αυθόρμητη β-διάσπαση η οποία αλλάζοντας ένα νετρόνιο σε πρωτόνιο (δεξιά της σταθερότητας) η αντιστρόφως (αριστερά της σταθερότητας) μεταβάλλει τον λόγο N/Z προς την κατεύθυνση της σταθερότητας. Οι διαδικασίες εκπομπής φαίνονται στο σχήμα 3.5. Η εκπομπή ηλεκτρονίου ταυτίζεται με την β^--διάσπαση ενώ η εκπομπή ποζιτρονίου (β^+) είναι όμοια εκπομπή μόνο που το σωματίδιο που εκπέμπεται είναι το ποζιτρόνιο (αντισωματίδιο του ηλεκτρονίου). Η ηλεκτρονική αρπαγή (EC) είναι εναλλακτική της β^+-διάσπασης.

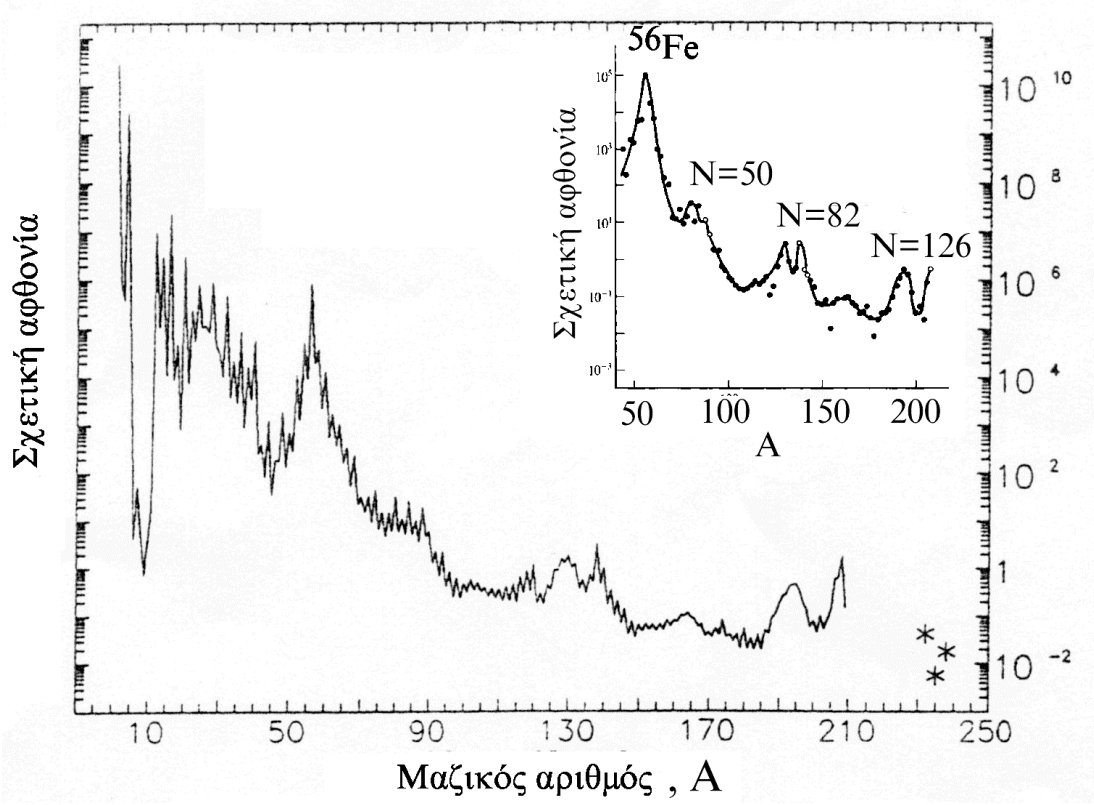


Σχήμα 3.5. Σταθερότητα των ισοβαρών. Φαίνεται η ατομική μάζα σαν συνάρτηση του ατομικού αριθμού για α) περιττό A και β) άρτιο A.

Σε κάθε αυθόρμητη διάσπαση εκλύεται ενέργεια Q, όχι λόγω της εξαφάνισης βαρυονίων (ΔA=0) αλλά λόγω της μεταβολής στην ενέργεια σύνδεσης. Το Q της βήτα διάσπασης δίνεται στην παράγραφο 5.2. Οι συνθήκες 2.18 ορίζουν την περιοχή σταθερότητας ως προς την β-διάσπαση στο διάγραμμα νετρονίων-πρωτονίων. Το πλήθος των β-σταθερών νουκλιδίων έχει βρεθεί από τις αντιδράσεις νουκλεοσύνθεσης του πρωτογενούς σύμπαντος. Οι αντιδράσεις

αυτές εξαρτώνται από τις ιδιαίτερες ιδιότητες των πυρήνων όπως η ικανότητα τους να απορροφούν νετρόνια κάποιας ενέργειας.

Από παρατηρήσεις σε μετεωρίτες έχουν δημιουργηθεί κατάλογοι της αφθονίας των στοιχείων στο ηλιακό σύστημα και η αφθονία των νουκλιδίων έχει μετρηθεί από φασματοσκοπία μαζών. Μια παρουσίαση της αφθονίας των νουκλιδίων για άρτιους-άρτιους πυρήνες με A>50 δίνεται στο σχήμα 3.6. Παρόμοια είναι και η αφθονία των νουκλιδίων στο σύμπαν σήμερα.



Σχήμα 3.6. Σχετική αφθονία ως προς το Si (10^6) σαν συνάρτηση του μαζικού αριθμού A. Στο ένθετο σχήμα φαίνεται η αφθονία των στοιχείων αναλυτικότερα για A>50.

Τα σημαντικότερα συμπεράσματα ως προς την αφθονία των στοιχείων είναι τα ακόλουθα:

α) Τα στοιχεία που έχουν μεγαλύτερη αφθονία είναι το υδρογόνο και το He.

β) Υπάρχει επίσης μεγάλη αφθονία των στοιχείων Li, Be και B στο ηλιακό σύστημα κυρίως γιατί τα νουκλίδια αυτά καταναλώνονται στη νουκλεοσύνθεση. Στην κοσμική ακτινοβολία απαντώνται μεγαλύτερες ποσότητες αυτών των στοιχείων γιατί παράγονται στο ενδοαστρικό διάστημα.

γ) Μεταξύ των σχετικά ελαφρών στοιχείων αξιοσημείωτη κορυφή παρουσιάζεται γύρω από τον σίδηρο, A=56, που συσχετίζεται με την μέγιστη ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο. Τα στοιχεία αυτά είναι τα πλέον σταθερά και δημιουργούνται ως τελικά προϊόντα της φάσης σύνθεσης των στοιχείων στην οποία έχει επιτευχθεί θερμική ισορροπία.

δ) Πέραν της ομάδας του σιδήρου, φαίνονται διακριτές κορυφές για Α που έχουν αριθμούς νετρονίων Ν=50, 82 και 126. Εφόσον τα νουκλίδια αυτά φτιάχνονται από ελαφρότερα με διαδοχική αρπαγή νετρονίου και β-διάσπαση οι κορυφές αυτές θα αναμένονται όταν συμπληρώνονται οι φλοιοί[3] γιατί το επόμενο νετρόνιο είναι χαλαρότερα συνδεδεμένο. Με παρόμοιο σχήμα φλοιών ερμηνεύεται και η παρουσία των κορυφών Α=80, 130 και 194.

[3] Κοίτα το πρότυπο κατά φλοιούς.

Κεφάλαιο 4
ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΔΙΑΣΠΑΣΕΙΣ

4.1. Εισαγωγή

Οι τύποι των πυρηνικών διασπάσεων που έχουν ανακαλυφθεί ως σήμερα μπορούν να ομαδοποιηθούν ως εξής:

1. α- διάσπαση

Πρόκειται για εκπομπή πυρήνα $^{4}_{2}\mathrm{He}$. Έχει θετικό φορτίο +2.

2. β – διάσπαση

Διακρίνεται σε:

- β^- εκπομπή ηλεκτρονίου και αντινετρίνο
- β^+ εκπομπή ποζιτρονίου και νετρίνο
- EC (ηλεκτρονική αρπαγή) ο πυρήνας αρπάζει ηλεκτρόνιο από ατομική στοιβάδα
- Διπλή β-διάσπαση. Εκπομπή δυο ηλεκτρονίων και δυο αντινετρίνο ταυτόχρονα. Συμβαίνει επίσης διπλή β-διάσπαση με εκπομπή δυο ηλεκτρονίων χωρίς εκπομπή αντινετρίνο.

Όλες οι εκπομπές αυτές καλούνται β-διάσπαση.

3. γ – διάσπαση

- Εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με ενέργειες από μερικά KeV μέχρι μερικά MeV.
- Εσωτερική μετατροπή (IC): Ο πυρήνας δίνει την ενέργεια διέγερσής του σε ατομικό ηλεκτρόνιο, που βγαίνει από άτομο.
- Εσωτερική μετατροπή ζεύγους: Ο πυρήνας δίνει την ενέργεια διέγερσής του στην δημιουργία ζεύγους e^--e^+, το οποίο μεταφέρει το υπόλοιπο της ενέργειας.

Η εσωτερική μετατροπή και η εκπομπή ακτινοβολίας γ είναι ανταγωνιστικά φαινόμενα σε όλες τις ενέργειες. Η δημιουργία ζεύγους ανταγωνίζεται και τα δυο φαινόμενα όταν η διαθέσιμη ενέργεια είναι μεγαλύτερη από $2m^oc^2$ (~1.02 MeV).

4. Αυθόρμητη σχάση (SF)

Ο πυρήνας αυθόρμητα χωρίζεται σε δυο (σε σπάνιες περιπτώσεις σε τρία) κομμάτια της ίδιας μάζας με εκπομπή 0-10 συνολικά νετρονίων (2.5 ταυτόχρονα + καθυστερημένα).

- Συσσωματώματα: Σε πολύ ασύμμετρη περίπτωση σχάσης εκπέμπονται ελαφρείς πυρήνες όπως ^{14}C και ^{24}Ne, χωρίς σύγχρονη εκπομπή νετρονίων.

5. Σπάνιοι τύποι διασπάσεων:

- Εκπομπή πρωτονίου από την βασική η ισομερή κατάσταση
- Καθυστερημένη β-διάσπαση

Α) Μετά την β^+ διάσπαση αν ο πυρήνας συνεχίζει να παραμένει σε υψηλά διεγερμένη κατάσταση είναι δυνατόν να εκπέμψει 1 η 2 πρωτόνια. Επίσης πιθανή είναι η εκπομπή σωματιδίων α, d η t

Β) Παρομοίως μετά μια β^- διάσπαση, εφ όσον ο πυρήνας συνεχίζει να παραμένει σε υψηλά διεγερμένη κατάσταση είναι δυνατόν να εκπέμψει 1 η 2 νετρόνια

- Μετά από β^+ η β^- η EC αν ο πυρήνας συνεχίζει να παραμένει σε υψηλά διεγερμένη κατάσταση (και είναι βαρύς) μπορεί να σχαστεί σε δυο περίπου ίσες μάζες- ισότοπα.

Οι ραδιενεργές διασπάσεις ακολουθούν την αρχή ότι η φύση προτιμά τις καταστάσεις χαμηλότερης ενέργειας.

Οι ραδιενεργές διασπάσεις λαμβάνουν χώρα όταν τα προϊόντα της διάσπασης έχουν μάζα μικρότερη του αρχικού πυρήνα (+τα ηλεκτρόνιά του).

Οι ραδιενεργές διασπάσεις υπακούουν στους ακόλουθους νόμους διατήρησης:

- Της ενέργειας
- Της ορμής
- Στροφορμής
- Φορτίου
- Λεπτονικού αριθμού

Παλαιότερα υπήρχε και η διατήρηση της πάριτυ που σήμερα γνωρίζουμε ότι δεν διατηρείται κατά την β-διάσπαση (ασθενείς αλληλεπιδράσεις).

4.2. Ο εκθετικός νόμος των ραδιενεργών διασπάσεων

Ο πυρήνας είναι ένα κβαντικό σύστημα και γι αυτό η πυρηνική διάσπαση είναι αυθόρμητος κβαντικός μετασχηματισμός. Επόμενο είναι οι πυρηνικές διασπάσεις να υπακούουν στην κβαντική στατιστική.

Ο ακριβής χρόνος που ένας δεδομένος ραδιενεργός πυρήνας θα διασπαστεί δεν μπορεί να προβλεφθεί, αλλά για μεγάλο αριθμό πυρήνων ο νόμος της στατιστικής διάσπασης είναι γνωστός, είναι ο νόμος των ραδιενεργών διασπάσεων.

Ο αριθμός των πυρήνων που διασπώνται δε χρόνο dt δίνεται από την μείωση του αριθμού των υπαρχόντων πυρήνων dN. Ο αριθμός είναι ανάλογος του αριθμού των υπαρχόντων ραδιενεργών πυρήνων N και του χρόνου dt:

$$-dN = \lambda N dt$$

Το λ είναι σταθερά, Το αρνητικό πρόσημο δείχνει ότι το dN αντιστοιχεί σε μείωση του αριθμού των υπαρχόντων ραδιενεργών πυρήνων. Με ολοκλήρωση της παραπάνω σχέσης προκύπτει:

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

όπου το N_o είναι ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων σε χρόνο t=0.

Θα ισχύει επίσης ότι:

$$\lambda = -\frac{dN/dt}{N}$$

Ο αριθμητής παριστάνει τον αριθμό των διασπάσεων στη μονάδα του χρόνου και ο παρονομαστής τον ολικό αριθμό των πυρήνων. Έτσι το λ δίνει την πιθανότητα διάσπασης πυρήνα στη μονάδα του χρόνου και καλείται **σταθερά διάσπασης.** Η αριθμητική τιμή του λ εκφράζει την στατιστική πιθανότητα διάσπασης κάθε ραδιενεργού ατόμου, μιας ομάδας ατόμων, στη μονάδα του χρόνου.

- Για παράδειγμα αν το λ κάποιου ισοτόπου είναι $\lambda=0.01\ s^{-1}$, κάθε άτομο του ισοτόπου έχει 1% πιθανότητα διάσπασης σε ενώ sec και 99% πιθανότητα να μη διασπαστεί σε ένα sec. **Άρα το πότε θα διασπαστεί ένας πυρήνας δεν είναι προβλέψιμο, όμως μέσω της σταθεράς διάσπασης η πιθανότητα διάσπασης είναι γνωστή.**

Σε πολλές περιπτώσεις έχει ένα η περισσότερους τρόπους διάσπασης. Για παράδειγμα το ^{238}U μπορεί να διασπαστεί η με άλφα διάσπαση η με αυθόρμητη σχάση. Το ισότοπο ^{64}Cu έχει πιθανότητα να διασπαστεί η με β^- η με β^+ η με EC. Όταν είναι δυνατοί δυο η περισσότεροι ανεξάρτητοι τύποι διάσπασης το ισότοπο έχει διαφορετικές σταθερές διάσπασης λ1, λ2,

λ3…και η συνολική πιθανότητα της διάσπασης θα δίνεται από την ολική σταθερά διάσπασης που ορίζεται:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \ldots$$

Ο λόγος της μερικής σταθεράς ως προς την ολική σταθερά διάσπασης καλείται **λόγος διακλάδωσης** και είναι:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda} = f_1, \qquad \frac{\lambda_2}{\lambda} = f_2, \qquad \ldots\ldots$$

4.3. Ο χρόνος ημίσειας ζωής

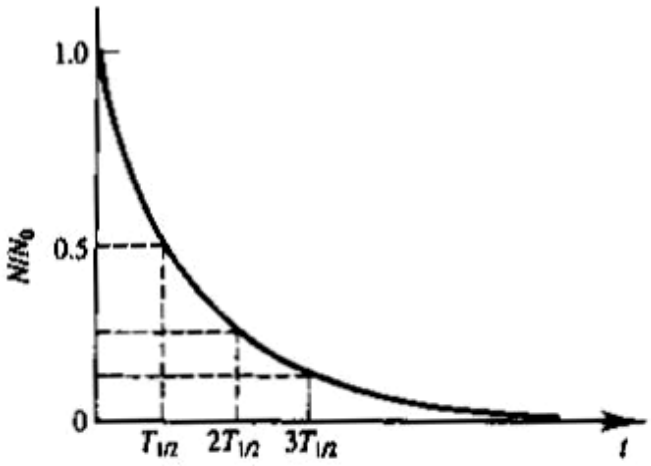
Η ημίσεια ζωή της διάσπασης ενός πυρήνα, $T_{1/2}$, είναι ο χρόνος κατά την διάρκεια του οποίου οι μισοί από τους αρχικούς ραδιενεργούς πυρήνες έχουν διασπαστεί. Όταν $t = T_{1/2}$ θα είναι $N=N_o/2$ οπότε από τον νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων θα προκύψει:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

Και το $T_{1/2}$ και το λ είναι χαρακτηριστικές σταθερές ενός ραδιενεργού ισοτόπου. Όσο μεγαλύτερο είναι το λ τόσο μικρότερο το $T_{1/2}$. Όπως υπάρχουν οι μερικές σταθερές διάσπασης στην διπλή διάσπαση, έτσι υπάρχουν και μερικοί χρόνοι ημίσειας ζωής:

$$\left(T_{1/2}\right)_1 = \frac{0,693}{\lambda_1} = \frac{0,693}{f_1 \lambda} = \frac{0,693}{f_1 \dfrac{0,693}{T_{1/2}}} = \frac{T_{1/2}}{f_1}$$



Σχήμα 4.1. Ποσοστιαία μείωση των πυρήνων σε σχέση με τους αρχικούς N_0 σα συνάρτηση του χρόνου

4.4. Μέσος χρόνος ζωής

Σε κάθε πληθυσμό υπάρχει η χρονική αρχή του μέσου χρόνου ζωής του πληθυσμού. Παρόμοια, οι πυρήνες έχουν ένα μέσο χρόνο ζωής του νουκλιδίου. Για t=0 ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων είναι N_o και αργότερα, μετά από χρόνο t $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$, δηλαδή μεταξύ t και t+dt ο αριθμός των πυρήνων που διασπώνται είναι:

$$dN = \lambda N dt$$

Ο καθένας από τους πυρήνες ζει χρόνο t πριν την διάσπαση στο χρόνο dt. Ο ολικός χρόνος ζωής αυτού του μέρους των N_o πυρήνων που έχουν διασπαστεί είναι:

$$\lambda N t dt$$

μερικοί πυρήνες θα διασπαστούν σε χρόνο t~0 και κάποιοι σε t~∞. Ο ολικός χρόνος που έχουν ζήσει όλοι μαζί οι πυρήνες είναι το άθροισμα κατά το οποίο υπήρξε το άτομο. Για μεγάλο αριθμό ατόμων το άθροισμα αυτό προσεγγίζεται από το ολοκλήρωμα:

$$\int_0^\infty \lambda N dt$$

Ο μέσος χρόνος ζωής βρίσκεται από τον ολικό χρόνο αν διαιρεθεί με τον ολικό αριθμό των ατόμων,

$$\tau = \frac{\int_0^\infty \lambda N(t) t dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 1.44\, T_{1/2}$$

Ο μέσος χρόνος ζωής συσχετίζεται με την σταθερά διάσπασης. Είναι μεγαλύτερος του χρόνου ημίσειας ζωής κατά 1.44. Ο **μέσος χρόνος** ζωής είναι ο χρόνος κατά τον οποίο οι πυρήνες N_o γίνονται N_o/e:

$$N = N_0 e^{-1} \approx 0,37 N_0$$

Δηλαδή μετά την πάροδο ενός μέσου χρόνου ζωής ραδιενεργού ισοτόπου ο αριθμός των πυρήνων που απομένουν είναι το 37% των αρχικών πυρήνων.

Το λ ως χαρακτηριστική παράμετρος ραδιενεργού νουκλιδίου

Η σταθερά διάσπασης λ, ο χρόνος ημίσειας ζωής $T_{1/2}$ και ο μέσος χρόνος ζωής έχουν μοναδική τιμή που χαρακτηρίζει την ραδιενεργό διάσπαση κάθε νουκλιδίου. Επειδή κάθε ραδιενεργό νουκλίδιο έχει το δικό του χαρακτηριστικό λ, αποτελεί και ταυτότητα του ραδιενεργού πυρήνα. Η παρουσία ενός νουκλιδίου μπορεί να βρεθεί από μέτρηση του λ. Για παράδειγμα στην ανάλυση της πρόσμειξης άνθρακα σε μονοκρυσταλλικό πυρίτιο βομβαρδίζεται το πυρίτιο με πρωτόνια και παρακολουθούνται οι χρόνοι ημιζωής. Ο ^{12}C απορροφά ένα πρωτόνιο και γίνεται ^{13}N. Το ^{13}N είναι β+ ραδιενεργό ισότοπο. Στο φυσικό πυρίτιο υπάρχει 4.7% ^{29}Si το οποίο επίσης μπορεί να απορροφήσει ένα πρωτόνιο και να γίνει ^{30}P που είναι επίσης β+ ραδιενεργό. Όμως ο χρόνος ημίσειας ζωής του ^{13}N είναι 9.96 min και του ^{30}P είναι 25 min. Άρα από την μέτρηση του λ μπορούν να διακριθούν τα δυο ισότοπα και να προσδιοριστεί το ποσοστό της πρόσμειξης του ^{12}C.

Μεγάλος αριθμός πειραμάτων έχει δείξει ότι το λ είναι σταθερό και αμετάβλητο σε εξωτερικές επιδράσεις, όπως η θερμοκρασία, η πίεση και το μαγνητικό πεδίο. Η κατάσταση είναι διαφορετική μόνο στο εσωτερικό των αστέρων η άλλου αστρονομικού περιβάλλοντος όπου η ύλη είναι ουσιαστικά τελείως ιονισμένη. Στο περιβάλλον της γης μερικοί ραδιενεργοί πυρήνες διασπώνται μέσω της σύλληψης ηλεκτρονίου. Όμως σε υψηλές θερμοκρασίες όπως στο εσωτερικό των αστέρων όπου τα άτομα είναι πλήρως ιονισμένα η σύλληψη ηλεκτρονίων μπορεί να γίνει μόνο με αρπαγή ηλεκτρονίου από το συνεχές μέσο. Στις υψηλές ενέργειες όπως της κοσμικής ακτινοβολίας εν υπάρχουν συνδεδεμένα ηλεκτρόνια για να συλληφθούν, επίσης υπάρχουν πολύ λίγα ηλεκτρόνια στο συνεχές μέσο. Έτσι είναι δυνατόν να παρατηρηθούν σημαντικές μεταβολές των σταθερών διάσπασης. Για παράδειγμα, ο χρόνος ημίσειας ζωής του ^{7}Be είναι περίπου 70 ημέρες στον Ήλιο έναντι των 53 ημερών που παρατηρούνται στην Γη. Ποιο έντονο είναι το παράδειγμα του ^{54}Mn. Ο χρόνος ημιζωής του εκτιμάται σε $(1\text{-}2).10^6$ χρόνια στην κοσμική ακτινοβολία, ενώ στην Γη είναι 312 ημέρες.

4.5. Ενεργότητα

Ας οριστεί A ($= -\frac{dN}{dt}$) ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων που διασπώνται στην μονάδα του χρόνου. Τότε:

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

Η ενεργότητα υπακούει επίσης στον εκθετικό νόμο. Η παράμετρος που μετράει την ενεργότητα (αριθμός διασπάσεων ανά sec) είναι η A(t)=λN. Στην περίπτωση της διπλής διάσπασης οι μερικές ενεργότητες $\lambda_1 N$, $\lambda_2 N$.....μειώνονται με $e^{-\lambda t}$ γιατί:

$$\frac{\lambda_1 N}{\lambda_2 N_0} = \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

Για παράδειγμα η ενεργότητα 1gr ^{235}U είναι μεγαλύτερη από αυτή του 1gr ^{238}U γιατί ο χρόνος ημίσειας ζωής του ^{235}U είναι πολύ πιο μικρός από τον αντίστοιχο του ^{238}U.

Οι κοινώς χρησιμοποιούμενες μονάδες ενεργότητας είναι :

1 Ci = $3.7\ 10^{10}$ διασπάσεις/sec
1 mCi = $3.7\ 10^{7}$ διασπάσεις/sec
1 μCi = $3.7\ 10^{4}$ διασπάσεις/sec

Η μονάδα αυτή αντιστοιχεί περίπου στην ενεργότητα 1gr ^{226}Ra.
Η μονάδα SI της ενεργότητας είναι το Bq = 1 διάσπαση/sec
Άρα : 1 Ci = $3.7\ 10^{10}$ Bq

Ατομικός αριθμός, Z	**Μαζικός αριθμός, A**	**Ποσοστό αφθονίας στην Φύση %**	**Χρόνος Ημιζωής, έτη**	**Παρατηρούμενη διάσπαση**
$_{19}K$	40	0,012	$1,3 \times 10^{9}$	β^-, EC, β^+
$_{48}Cd$	113	12,2	9×10^{15}	β^-
$_{52}Te$	123	0,91	$1,3 \times 10^{13}$	EC
$_{62}Sm$	147	15,07	$1,1 \times 10^{11}$	α
$_{71}Lu$	176	2,6	$3,6 \times 10^{10}$	β^-, γ
$_{72}Hf$	174	0,16	$2,0 \times 10^{15}$	α
$_{90}Th$	232	100	$1,4 \times 10^{10}$	α, γ
$_{92}U$	238	99,28	$4,5 \times 10^{9}$	α, γ
$_{92}U$	235	0,72	$7,0 \times 10^{8}$	α, γ

Πίνακας 4.1 Ραδιενεργά νουκλίδια που υπάρχουν στη φύση λόγω των μεγάλων χρόνων ημίσειας ζωής τους

Για παράδειγμα στο φυσικό Κάλιο υπάρχει 0.012 % ^{40}K που είναι ραδιενεργό. Η παρουσία του στα περισσότερα γυαλιά και στο σώμα μας είναι η κύρια πηγή ραδιενέργειας σε όλα τα ανθρώπινα σώματα. Ο χρόνος ημιζωής του είναι $1.3\ 10^{9}$ χρόνια. Άρα το λ είναι πάρα πολύ μικρό και η ενεργότητα εξαιρετικά ασθενής. Κάθε άνθρωπος έχει στο σώμα του περίπου 0.1 μCi ($3.7\ 10^{3}$ Bq) ραδιενεργού ^{40}K. Είναι τόσο λίγο που δεν επηρεάζει την υγεία των ανθρώπων.

4.6. Οι ραδιενεργές σειρές

Πολλά ραδιενεργά νουκλίδια δεν γίνονται σταθερά μετά από μια διάσπαση. Τα θυγατρικά τους είναι επίσης ραδιενεργά και συνεχίζουν να διασπώνται έως ότου μεταπέσουν σε σταθερό πυρήνα. Οι διασπάσεις αυτές λέγονται διαδοχικές διασπάσεις. Στην φύση υπάρχουν τρεις αλυσίδες διαδοχικών διασπάσεων. Μια ακόμη αλυσίδα που ξεκινούσε από το ^{237}Np δεν υπάρχει πλέον στην φύση γιατί είχε μικρό χρόνο ημιζωής. Οι τέσσερις αυτές ραδιενεργές σειρές ταξινομούνται σύμφωνα με τον μαζικό αριθμό Α. Ξεκινούν με την σειρά του ^{232}Th (A=4n με n ακέραιο) και ακολουθούν η A=4n+1, 4n+2, 4n+3 όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι κάθε φυσική σειρά ξεκινά από ισότοπο με χρόνο ημίσειας ζωής εκατομμυρίων ετών, χρόνος ο οποίος είναι συγκρίσιμος με την ηλικία της Γης. Μπορούμε να παρακολουθήσουμε την διάσπαση ενός ραδιενεργού ισοτόπου για περίπου δέκα ημιζωές, δηλαδή για να παρατηρηθεί ένα ισότοπο στην φύση πρέπει να έχει ημιζωή όχι μικρότερη από το ένα δέκατο της ηλικίας της Γης που είναι ~ 5.10^9 χρόνια. Άλλως θα πρέπει να παράγεται συνεχώς από την διάσπαση ενός μακρόβιου ισοτόπου. Στον πίνακα 4.1. δίνονται οι ιδιότητες πολύ γνωστών μακρόβιων ραδιενεργών που απαντώνται στην επιφάνεια της Γης. Οι μετρήσεις της γεωλογικής ηλικίας βασίζονται στην μελέτη των μακρόβιων ισοτόπων, ειδικότερα του ^{40}K, ^{87}Rb, ^{232}Th, ^{235}U και ^{238}U. Για παράδειγμα, το Ουράνιο (U) σήμερα είναι μείξη 99.3% ^{238}U ($T_{1/2}$=4.5 10^9 έτη) και 0,72% ^{235}U ($0.7.10^9$ έτη). Η κατανομή της παραγωγής βαρέων στοιχείων σε παλαιότερους αστέρες που παρήγαγαν την ύλη για την Γη θα πρέπει να ήταν σε περίπου ίσα ποσά όταν σχηματίστηκε, όπως επίσης άλλα ισότοπα του Ουρανίου, όπως π.χ. το ^{236}U. Η μεταβολή στην αφθονία των ^{235}U και ^{238}U από τον σχηματισμό της Γης έως σήμερα δείχνει ότι αυτά διασπώνται επί περίπου 5 εκατομμύρια χρόνια, που είναι και η ηλικία της Γης. Αν υποτεθεί ότι $N_o(235)=N_o(238)$ όταν σχηματίστηκε η Γη (στην πραγματικότητα $N_o(235) \sim 0.29\ N_o(238)$) τότε:

$$\frac{N_{235}}{N_{238}} = \frac{N_0 e^{-\lambda(235)t}}{N_0 e^{-\lambda(238)t}} = e^{(\lambda(238)-\lambda(235))t} = \exp\left[0{,}693\left(\frac{1}{4{,}5\times10^9} - \frac{1}{0{,}7\times10^9}\right)t\right] = e^{-0{,}36t} = 0{,}0072$$

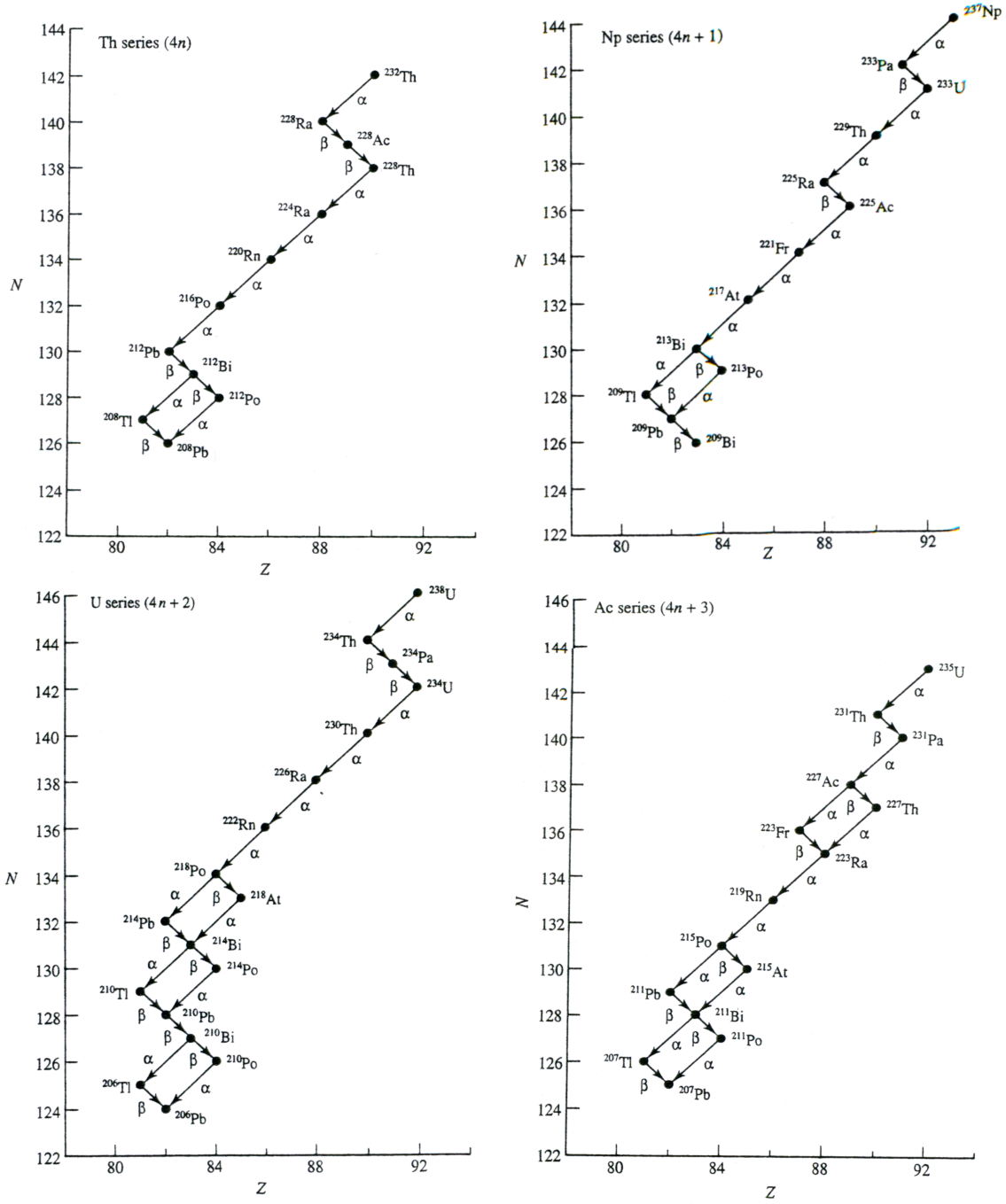
άρα: $t = 5.9 \times 10^9$ έτη

Υπάρχουν γεωφυσικές αποδείξεις ότι το ^{236}U υπήρχε στην Γη. Οι αποδείξεις αυτές βασίζονται στην παρατήρηση των προϊόντων που σχηματίζονται κατά την διάσπασή του. Όμως ακόμη και αν οι αρχικές ποσότητες ήταν ίσες με τα άλλα U, το ^{236}U με $T_{1/2}=2\times10^7$ έτη θα είχε διασπαστεί μετά την πάροδο μερικών εκατομμυρίων ετών γιατί άλλωστε μπορούμε να ανιχνεύσουμε ένα ραδιενεργό στοιχείο για περίπου 10 ημιζωές. Η σημερινή του απουσία υποδεικνύει ότι η ηλικία της Γης είναι μερικά εκατομμύρια χρόνια.

Οι ενεργότητες των βραχύβιων ισοτόπων που βρίσκονται πάνω στην Γη περιλαμβάνουν τον ^{14}C ($T_{1/2}$=5600 έτη) καθ όσον παράγεται στην ατμόσφαιρα από την κοσμική ακτινοβολία μέσω της αντίδρασης :

$$^{14}N + n \rightarrow \left(^{15}N\right)^{*} \rightarrow {}^{14}C + p$$

Ο ^{14}C είναι χρήσιμος για την χρονολόγηση αντικειμένων ηλικίας ~30.000 ετών.



Σχήμα 4.2. Οι τέσσερεις ραδιενεργές σειρες.

4.7. Παραγωγή ισοτόπων

Επί πλέον των 60 ραδιενεργών νουκλιδίων που απαντώνται στην φύση, περισσότερα από 1000 παράγονται με διάφορες μεθόδους σε εργαστήρια. Τα ραδιενεργά αυτά αποκαλούνται **τεχνητά ραδιενεργά.** Παράγονται σε αντιδραστήρες η τους επιταχυντές μέσω πυρηνικών αντιδράσεων. Ένα τέτοιο ισότοπο κατά την διάρκεια παραγωγής του συγχρόνως διασπάται. Ο ρυθμός μεταβολής του θα είναι:

$$\frac{dN}{dt} = P\lambda N$$

Το P καλείται ρυθμός παραγωγής του νουκλιδίου και είναι ο αριθμός των πυρήνων που παράγονται ανά μονάδα χρόνου. Το N είναι ο αριθμός των πυρήνων του νουκλιδίου στην αρχή του χρόνου παραγωγής. Σε μερικές πυρηνικές αντιδράσεις το P είναι σταθερό. Η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφεί ως:

$$\frac{dN}{dt} + \lambda N = P$$

Η λύση της διαφορικής αυτής εξίσωσης δίνει:

$$N = \frac{P}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

Η ενεργότητα είναι:

$$A = \lambda N = P(1 - e^{-\lambda t}) = P(1 - 2^{-t/T_{1/2}})$$

Από την εξίσωση αυτή φαίνεται ότι για $t=T_{1/2}$ η ενεργότητα A είναι το 1/2P. Μετά από $2T_{1/2}$ το $A= P(1-2^{-2})$ ήτοι 75% του P. Στον πίνακα 4.2 φαίνεται η μεταβολή του A/P σαν συνάρτηση του t σε μονάδες $T^{1/2}$. Ανεξάρτητα από πόσο μεγάλη διάρκεια έχει ο χρόνος παραγωγής, η μέγιστη ενεργότητα ισούται με τον ρυθμό παραγωγής P.

Πρακτικά δεν συμφέρει οικονομικά να συνεχίζεται η παραγωγή για χρόνους μεγαλύτερους από τρεις η τέσσερις ημιζωές του ισοτόπου.

Όπως φαίνεται άλλωστε και στο σχήμα η ενεργότητα του παραγόμενου ισοτόπου δεν αυξάνει γραμμικά με το χρόνο.

Μετά από $t \geq 3T_{1/2}$ η ενεργότητα μεταβάλλεται πολύ λίγο. Από $t \geq 5T_{1/2}$ η ενεργότητα παραμένει βασικά αμετάβλητη.

t, $T_{1/2}$	**A/P**
1	0,500
2	0,750
3	0,875
4	0,938
5	0,969

Πίνακας 4.2. Μεταβολή της ενεργότητας A σα συνάρτηση των χρόνων ημιζωής.

Κεφάλαιο 5
ΦΥΣΙΚΕΣ ΕΚΠΟΜΠΕΣ

Οι εκπομπές άλφα, βήτα, γάμμα, πρωτονίου, βαρέων συσσωματωμάτων και η αυθόρμητη σχάση

5.1. Η εκπομπή σωματιδίων άλφα (-α)

Η άλφα διάσπαση είναι γνωστή από πολύ παλιά στην Πυρηνική Φυσική, με την ανακάλυψη των φυσικών ραδιενεργών. Μετά την ανάπτυξη της ημιεμπειρικής σχέσης των μαζών και την μέτρηση των ατομικών μαζών του περιοδικού συστήματος, είναι πλέον γνωστό ότι οι περισσότεροι πυρήνες με A>150 είναι ασταθείς ως προς την εκπομπή ενός ισχυρά συνδεδεμένου σωματιδίου, του $^{4}_{2}\mathrm{He}$ (αντιστοιχεί σε μεταβολή του ατομικού αριθμού κατά 2, ΔZ=2).

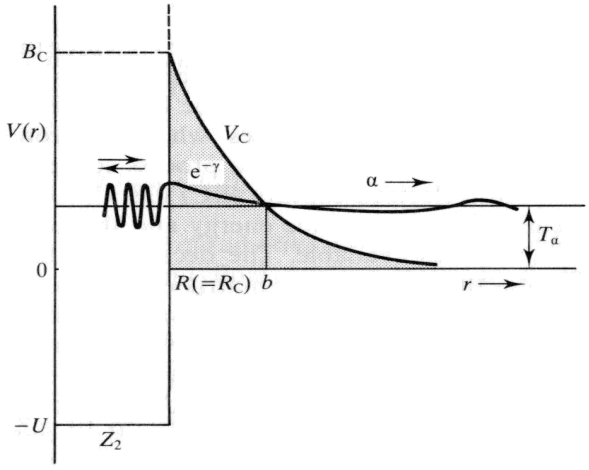
Το γεγονός ότι αυτός ο τύπος διάσπασης καθώς και της αυθόρμητης σχάσης είναι σχετικά σπάνια φαινόμενα ως προς την αστάθεια των πυρήνων, οφείλεται στο ότι **οι διαδικασίες αυτές καθυστερούν έναντι άλλων διασπάσεων** λόγω του απωστικού φράγματος Coulomb που περιβάλλει τον πυρήνα. Στο σχήμα 5.1. φαίνεται το δυναμικό του πυρήνα με το δυναμικό Coulomb.

Στους ελαφρείς ασταθείς πυρήνες η τιμή της ενέργειας Q είναι τόσο μικρή που οι διαδικασίες αυτές είναι σχεδόν αδύνατες. Στους βαρύτερους πυρήνες η δυνατότητα της διέλευσης του φράγματος δυναμικού, όπως προβλέπεται από την κβαντομηχανική, εξηγεί την παρατήρηση σωματίων άλφα **με ενέργειες μικρότερες από την ενέργεια του φράγματος δυναμικού.**

Αντίθετα προς την β-διάσπαση η εκπομπή -α είναι φαινόμενο δύο σωμάτων, π.χ.:

$$^{238}\mathrm{Pu} \rightarrow {}^{234}\mathrm{U} + {}^{4}\mathrm{He} + \mathrm{Q}_{\alpha} \qquad (T_{1/2} = 89.6 \text{ έτη})$$

Τα σωματίδια της διάσπασης εκπέμπονται με μια μοναδική ενέργεια (εφόσον πρόκειται για μια μοναδική τελική κατάσταση του πυρήνα). Σε μερικές εκπομπές, η τελική κατάσταση του πυρήνα αποτελείται από πολλές καταστάσεις που βρίσκονται πολύ κοντά η μία στην άλλη. Αν η πιθανότητα μετάπτωσης στις στάθμες αυτές είναι εξ ίσου μεγάλη για όλες τις στάθμες τότε παρατηρούνται διακριτές ομάδες (υπέρλεπτη υφή). Σε μερικές διασπάσεις τα σωματίδια άλφα εκπέμπονται από μια διεγερμένη κατάσταση του αρχικού πυρήνα καθώς και από την βασική του κατάσταση. Τα σωματίδια αυτά έχουν μεγάλες ενέργειες και αποκαλούνται **σωματίδια -α μακράς εμβέλειας.**



Σχήμα 5.1. Σχηματική παράσταση της άλφα διάσπασης. Το σωματίδιο άλφα αντιπροσωπεύεται από το κύμα. Αυτό έχει μεγάλο πλάτος μέσα στο φράγμα δυναμικού που εξασθενεί εκθετικά στην περιοχή με αρνητική κινητική ενέργεια (R<r<b).

Στο σχήμα 5.2 φαίνεται η παραπάνω περιγραφή. Δηλαδή στην περίπτωση των σωματιδίων άλφα μακράς εμβέλειας (δεξιά) η διεγερμένη κατάσταση έχει δημιουργηθεί από προηγούμενη β-διάσπαση. Στον άλλο κλάδο (αριστερά) η καθυστερημένη βήτα διάσπαση (λόγω της άλφα που προηγήθηκε) ανταγωνίζεται την εκπομπή γάμμα προς την βασική κατάσταση.

Η ενέργεια που παίρνει το σωματίδιο άλφα υπολογίζεται ως εξής: Θεωρούμε ότι ο πατρικός πυρήνας βρίσκεται σε ηρεμία, με αρχική ορμή μηδέν. Για την διατήρηση της ορμής, στην τελική κατάσταση, όση ορμή έχει το σωματίδιο άλφα θα πάρει και ο πατρικός πυρήνας (ανάκρουση). Άρα:

$$M_d v_d = M_a v_a \tag{5.1}$$

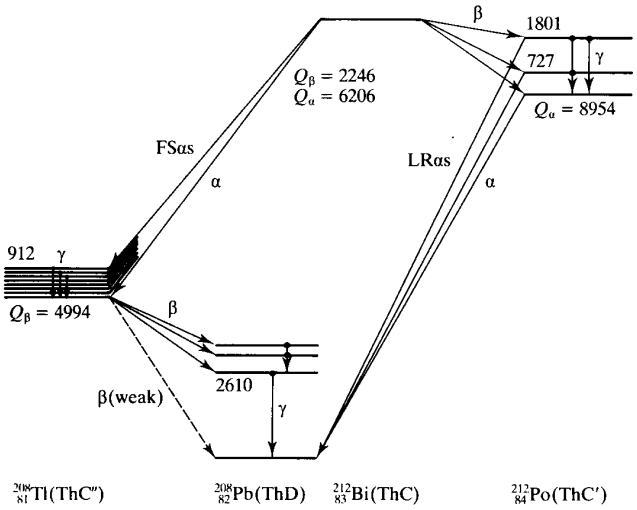
Η ενέργεια του θυγατρικού (ανακρουόμενου) πυρήνα θα είναι:

$$E_r = \frac{1}{2} M_d v_d^2 = \frac{1}{2} M_a v_a^2 \left(\frac{M_a}{M_d} \right) = \frac{M_a}{M_d} E_a \tag{5.2}$$

Επειδή:

$$\begin{aligned} Q &= E_\alpha + E_r = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_d} \right) E_\alpha \approx \left(1 + \frac{4}{A-4} \right) E_\alpha \\ Q &= \frac{A}{A-4} E_\alpha \end{aligned} \tag{5.3}$$

π.χ. για το $$^{210}\mathrm{Pu} \Rightarrow Q \approx \frac{210}{206} E_\alpha \tag{5.4}$$

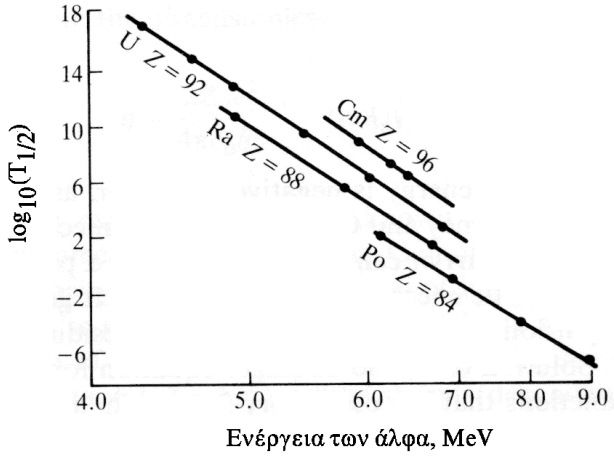


Σχήμα 5.2. Λεπτή ύφη (FS) και άλφα μακράς εμβέλειας (LR) της φυσικής ραδιενεργού σειράς του Th.

Η εξίσωση (5.3) είναι σημαντική γιατί δείχνει ότι **σχεδόν όλη την διαθέσιμη ενέργεια της α-διάσπασης την παίρνει το σωματίδιο άλφα.** Ως εκ τούτου η ενέργεια της διάσπασης μπορεί να εκτιμηθεί από την μέτρηση της ενέργειας του σωματιδίου άλφα.

Η σύνδεση μεταξύ της ενέργειας των σωματιδίων -α (όπως μετράται από την εμβέλεια τους στον αέρα) και της σταθεράς διάσπασης μελετήθηκε για τρεις φυσικές ραδιενεργές σειρές από τους Geiger και Nuttal το 1911. Μια σύγχρονη παρουσίαση της σχέσης δίνεται στο σχήμα 5.3. για μερικούς άρτιους N-άρτιους Z πυρήνες. Όπως φαίνεται στο σχήμα για κάθε τιμή του Z

υπάρχει γραμμική εξάρτηση του $\log T_{1/2}$ από το $1/T_\alpha^{1/2}$ όπου το T_α είναι η κινητική ενέργεια του σωματιδίου -α. Παρόμοια σχέδια λαμβάνονται για πυρήνες περιττού, N και Z με την διαφορά ότι η συσχέτιση με την γραμμική συμπεριφορά είναι μικρότερη σε σχέση με την αντίστοιχη των άρτιων-άρτιων πυρήνων.



Σχήμα 5.3. Σχέση ενέργειας-ημιζωής για άρτιους-άρτιους πυρήνες που εκπέμπουν -α. Το Z του πυρήνα φαίνεται πάνω σε κάθε καμπύλη

Η διέλευση του σωματιδίου -α από το φράγμα δυναμικού του πυρήνα.

Το δυναμικό Coulomb ενός θετικού σημειακού φορτίου Z_1e σε απόσταση r από σημειακό πυρήνα φορτίου Z_2e δίνεται από την σχέση:

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{5.5}$$

Σε απλή περιγραφή, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.1., το ηλεκτροστατικό δυναμικό εκτείνεται ως την απόσταση R_c και αντικαθίσταται απότομα από ένα ελκτικό φρέαρ πυρηνικού δυναμικού, βάθους V, για το σημειακό φορτίο που υποτίθεται, το οποίο μπορεί να είναι το σωματίδιο άλφα, $Z_1=2$ Η ακτίνα του πυρήνα R μπορεί να τεθεί ως R_c και το ύψος του δυναμικού είναι το:

$$B_c = \frac{2Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 R_c} \tag{5.6}$$

Η τιμή του θα είναι: $2.4Z_2/A^{1/3}$ (MeV) για $R_c=1.2A^{1/3}$ (fm), δηλαδή 35.6 MeV για σωματίδιο -α και πυρήνα τον πυρήνα του Ουρανίου.

Αν η παρατηρούμενη ενέργεια του σωματίου-α είναι E_α, η κινητική του ενέργεια μέσα στο φρέαρ είναι $V+E_\alpha$. Η αυθόρμητη εκπομπή του σωματιδίου δεν είναι δυνατή κλασσικά για $E_\alpha<B_c$ γιατί μεταξύ των σημείων $r=R_c$ και $r=b$ το E_α που είναι ίσο με:

$$E_\alpha = \frac{2Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 b} \tag{5.7}$$

έχει αρνητική κινητική ενέργεια.

Όπως αποδείχθηκε από τον Gamow και από τους Gurney και Coudon, κβαντομηχανικά, μπορεί να λάβει χώρα **φαινόμενο σήραγγος** και έτσι το σωματίδιο άλφα θα εξέλθει από το φρέαρ με μηδενική κινητική ενέργεια στο σημείο r=b. Αποκτά την τελική του κινητική ενέργεια λόγω άπωσης και έτσι απομακρύνεται από τον αρχικό (πατρικό) πυρήνα.

Η λύση της εξίσωσης Schrodinger για το συγκεκριμένο πρόβλημα δίνει κυματοσυναρτήσεις που είναι ταλαντώσεις για $r<R_c$ και $r>b$. Το θεωρούμενο φράγμα δυναμικού για $r=R_c$ προκαλεί ισχυρή ανάκλαση του εσωτερικού κύματος και η διέλευση για $T_\alpha<B_c$ είναι κανονικά πολύ μικρή.

Η εκθετική μείωση του πλάτους του κύματος στην ζώνη μεταξύ $R_c<r<b$ δίνεται από τον παράγοντα exp(-γ) όπου:

$$\gamma = \frac{(2\mu_\alpha)^{1/2}}{\hbar} \int_{R_c}^{b} \left[V(r) - E_\alpha\right]^{1/2} dr \tag{5.8}$$

όπου μ_α η ανοιγμένη μάζα του σωματιδίου α. Ορίζεται ως **παράγοντας διέλευσης του φράγματος** το:

$$P_0 = \exp(-2\gamma) \tag{5.9}$$

Αντιστοιχεί στο λόγο των εντάσεων ανάκλασης και διέλευσης του κύματος. Η έκφραση (5.8) γράφεται ως:

$$\gamma = \frac{2Z_2e^2}{2\pi\varepsilon_0\hbar u}\left\{\sigma\upsilon v^{-1}\left(\frac{E_\alpha}{B_c}\right)^{1/2} - \left[\frac{E_\alpha}{B_c}\left(1-\frac{E_\alpha}{B_c}\right)^{1/2}\right]\right\} \qquad (5.10)$$

όπου υ η ταχύτητα του σωματιδίου α. Στα όρια του φράγματος $R\rightarrow 0$ και $B_c\rightarrow\infty$ έτσι η έκφραση που είναι μέσα στην αγκύλη γίνεται π/2 και τότε:

$$P_0 \rightarrow \exp\left(\frac{-2Z_2e^2}{2\varepsilon_0\hbar\upsilon}\right) = \exp(-2\pi\eta) \qquad (5.11)$$

όπου η είναι η αδιάστατη **παράμετρος Coulomb** που δίνεται από την σχέση:

$$\eta = \frac{2Z_2e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar u} \text{ (είναι θετική για απωστική δύναμη)} \qquad (5.12)$$

Η σχέση (5.11) εξηγεί την συστηματική της -α διάσπασης εφόσον το $\lambda_\alpha(= f.P_o)$ εξαρτάται από το υ_α ή ακριβέστερα από το E_α/B_c. Έτσι για δεδομένο ραδιενεργό στοιχείο θα είναι:

$$\ln\tau_\alpha = -\ln\lambda_\alpha = \alpha + bE_\alpha^{-1/2} \qquad (5.13)$$

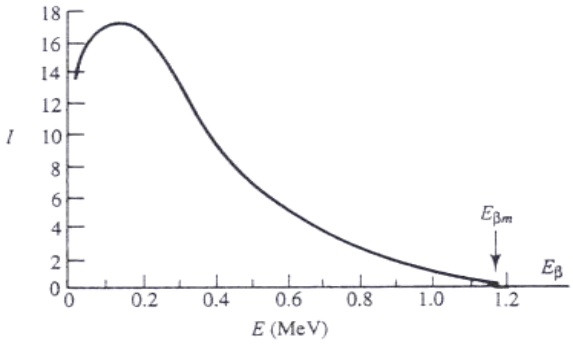
όπου τα α και b είναι σταθερές (αν η πυρηνική ακτίνα θεωρηθεί σταθερά). Αυτή είναι η σχέση που παρουσιάζεται στο σχήμα 5.3.

5. 2 Βήτα Διάσπαση

Κατά την β-διάσπαση το φορτίο του πυρήνα μεταβάλλεται όμως ο αριθμός των νουκλεονίων του συνολικά δεν μεταβάλλεται. Μέχρι το 1934 μόνο η εκπομπή β^- ήταν γνωστή. Κατόπιν οι I. Curie και F. Joliot παρήγαν και ταυτοποίησαν νέους τύπους ραδιενεργών που δεν υπήρχαν στην φύση και διασπώνται με εκπομπή ποζιτρονίου, β^+. Η ανακάλυψη νέων ραδιενεργών που παράγονται στο εργαστήριο έδωσε στους I. Curie και F. Joliot το βραβείο Nobel. Αργότερα, ανακαλύφθηκε η αρπαγή τροχιακού ηλεκτρονίου (EC) από τον Alvarez το 1937. Η εκπομπή αυτή ανταγωνίζεται την εκπομπή ποζιτρονίου, β^+.

Τέσσερα χρόνια μετά την ανακάλυψη της ραδιενέργειας από τον Bequerel, βρέθηκε ότι μια από τις ακτινοβολίες που είχαν ανακαλυφθεί ήταν αρνητικού φορτίου και ονομάστηκε βήτα (β). Η ακτινοβολία β^- απεδείχθη σύντομα ότι ήταν ηλεκτρόνια. Μετά από μετρήσεις δεκαετιών επιβεβαιώθηκε τελικά ότι η ενέργεια στο φάσμα της ακτινοβολίας β είναι συνεχής. Οι ενέργειες των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων ποικίλουν μεταξύ της τιμής μηδέν και μιας μεγίστης, E_m, η οποία είναι διαφορετική για κάθε πυρήνα που εκπέμπει ακτινοβολία β.

Στο σχήμα 5.4 παρουσιάζεται το φάσμα της ακτινοβολίας β του ^{210}Bi, το οποίο είναι τελείως διαφορετικό από την μορφή του φάσματος των σωματιδίων άλφα (που παρουσιάζει διακριτές φασματικές γραμμές).



Σχήμα 5.4. Φάσμα εκπομπής β του ^{210}Bi.

Τα ερωτήματα που προέκυψαν ήταν τα εξής:

1. Ο πυρήνας είναι ένα κβαντικό σύστημα και η ενέργειά του συγκεκριμένη. Η πυρηνική εκπομπή είναι μια μετάπτωση μεταξύ δυο διαφορετικών πυρηνικών καταστάσεων, όπου η κάθε μια είναι συγκεκριμένης ενέργειας. Άρα η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την μετάπτωση θα είναι συγκεκριμένη. Οι ενέργειες των σωματιδίων άλφα συμφωνούν με αυτή την θεώρηση. Γιατί το φάσμα των –β είναι συνεχές, αν διατηρείται η ενέργεια κατά την εκπομπή;

2. Εφ' όσον με την αρχή της αβεβαιότητας αποδεικνύεται ότι δεν μπορούν να υπάρξουν ηλεκτρόνια μέσα στον πυρήνα, από που προέρχονται τα ηλεκτρόνια κατά την β^- διάσπαση;

Μια πρώτη απάντηση στα ερωτήματα αυτά δόθηκε από τον N. Bohr. Αυτός θεώρησε ότι δεν διατηρείται η ενέργεια κατά την β^- διάσπαση. Αργότερα ο Pauli, το 1930, υπέδειξε ότι αν μαζί με το ηλεκτρόνιο εκπέμπεται άλλο ένα σωματίδιο, ουδέτερο όμως, επειδή η διαθέσιμη ενέργεια είναι σταθερή, τα δυο σωματίδια μοιράζονται την ενέργεια αυτή και το συνεχές φάσμα των σωματιδίων β^- μπορεί να εξηγηθεί. Το ουδέτερο σωματίδιο ονομάστηκε νετρίνο από τον Fermi. Έτσι τελικά η ενέργεια της διάσπασης μοιράζεται μεταξύ του ηλεκτρονίου, του νετρίνο, και του θυγατρικού πυρήνα:

$$E_0 = E_e + E_\nu + E_R \qquad (5.14)$$

Μια αυθόρμητη κατανομή δεν παραβιάζει την διατήρηση της ορμής. Εφ' όσον η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου είναι περίπου 2000 μικρότερη της μάζας του πρωτονίου, η ενέργεια ανάκρουσης του θυγατρικού πυρήνα είναι περίπου μηδενική, $E_R \approx 0$. Άρα η ενέργεια της διάσπασης, E_o, ουσιαστικά μοιράζεται μεταξύ του ηλεκτρονίου και του νετρίνο. Όταν λοιπόν $E_\nu \approx 0$, τότε $E_e \approx E_o$. Το ηλεκτρόνιο δηλαδή παίρνει ολη την διαθέσιμη ενέργεια (σχήμα 5.4) Όταν $E_\nu \approx E_o$, τότε $E_e \approx 0$, αρα η ενέργεια του ηλεκτρονίου μπορεί να ποικίλει από $E_e \approx 0$ εως $E_e \approx E_o$.

Για την διατήρηση του φορτίου και της στροφορμής πριν και μετά την β διάσπαση, η μάζα του νετρίνο πρέπει να είναι μηδενική και το σπιν του $\frac{1}{2}\hbar$. Χωρίς το νετρίνο η στροφορμή και η ενέργεια δεν διατηρούνται. Μεταγενέστερα πειράματα έδειξαν ότι το νετρίνο είναι επίσης απαραίτητο και για την διατήρηση της ορμής γιατί το ηλεκτρόνιο δεν εκπέμπεται σε 180^o ως προς την διεύθυνση ανάκρουσης του πυρήνα (θα συνέβαινε αν τα σωματίδια ήταν δυο). Τα πειραματικά δεδομένα δείχνουν επίσης οτι η $E_{e(max)} \approx E_o$. Αυτό επιβάλλει ότι η μάζα του νετρίνο είναι πολύ μικρή, σχεδόν μηδενική. Το πρώτο ακριβές όριο

της μάζας ηρεμίας του νετρίνο προέρχεται από τον L. Langer και τους συνεργάτες του στην Ινδιάνα, από την μορφή του φάσματος των β του ^{3}H στην δεκαετία του 50. Το άνω όριο τοποθετείται $m_\nu c^2 < 500eV$. Πρόσφατες μελέτες του ^{3}H στο Mainz έθεσαν ανώτερο όριο τα 7,2 eV. Στο θέμα της μάζας του νετρίνο θα επανέλθουμε σε παρακάτω παράγραφο. Όμως το αν η μάζα του νετρίνο είναι μηδενική η όχι είναι ένα σημαντικό ερώτημα της Φυσικής γιατί συσχετίζεται και απαντά καθοριστικά στα ερωτήματα της ενοποίησης των πεδίων δυνάμεων και στο κατά πόσο το Σύμπαν είναι ανοικτό η κλειστό (αν συνεχίζει να διαστέλλεται ή έχει σταματήσει).

Τον καιρό του Pauli τα μόνα γνωστά σωματίδια ήταν το ηλεκτρόνιο και το πρωτόνιο. Το νετρίνο θα ήταν ένα τρίτο σωματίδιο. Όμως επειδή το νετρίνο δεν έχει ηλεκτρικό φορτίο, ουσιαστικά δεν έχει μάζα και αλληλεπιδρά πολύ ασθενώς με την ύλη, είναι πολύ δύσκολο να παρατηρηθεί άμεσα. Απ ευθείας μέτρηση του νετρίνο έγινε το 1956, 26 χρόνια μετά την πρόταση του Pauli, όταν παρατηρήθηκε αλληλεπίδρασή του με την ύλη. Έτσι όλα τα ενδιάμεσα χρόνια πολλοί επιστήμονες δεν πίστευαν στην υπόθεση του Pauli, όπως λέγεται η «υπόθεση νετρίνο». Το 1934 ο Fermi ανέπτυξε την θεωρία των ασθενών αλληλεπιδράσεων για την β-διάπαση, που είναι μια από τις πιο εμπνευσμένες και μακράς διαρκείας θεωρίες της σύγχρονης Φυσικής. Ο Fermi πρότεινε ότι όπως παράγεται ένα φωτόνιο από τον πυρήνα κατά την μετάπτωση από μια διεγερμένη κατάσταση σε μια άλλη έτσι και το ηλεκτρόνιο και το νετρίνο παράγονται κατά την διαδικασία της β-διάσπασης. Απέδειξε επίσης ότι ουσιαστικά η β-διάσπαση προέρχεται από την μετατροπή ενός νετρονίου σε πρωτόνιο (β^-) και ότι η β^+ και EC αντιστοιχούν σε μετατροπή πρωτονίου σε νετρόνιο. Το πρωτόνιο και το νετρόνιο αντιμετωπίζονται σαν δυο διαφορετικές καταστάσεις του νουκλεονίου. **Η μετατροπή νετρονίου σε πρωτόνιο αντιστοιχεί σε μετάπτωση μιας κβαντικής κατάστασης σε μια άλλη στην οποία το ηλεκτρόνιο και το νετρίνο δημιουργούνται και εκπέμπονται** (ενώ δεν προϋπήρχαν στον πυρήνα προφανώς). Το φαινόμενο είναι ανάλογο με την εκπομπή φωτονίου όταν ένα άτομο κάνει μετάπτωση μεταξύ δυο διαφορετικών καταστάσεων. Το φωτόνιο επίσης δεν βρίσκονταν μέσα στο άτομο πριν την μετάπτωση. Όπως δηλαδή η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση παράγει φωτόνιο θα πρέπει και η νέα αλληλεπίδραση (ασθενής) να παράγει ηλεκτρόνιο και νετρίνο. Η ασθενής αλληλεπίδραση είναι πολύ ασθενέστερη της πυρηνικής που συγκρατεί τον πυρήνα.

Η θεωρία του Fermi για την β-διάσπαση ερμήνευσε την συνεχή κατανομή των ενεργειών της β^- και β^+, που καλούνται επιτρεπτές μεταπτώσεις. Σε αυτές το σωματίδιο β και το νετρίνο, και τα δυο με σπιν $1/2\,\hbar$ μπορούν να φέρουν στροφορμή 0 ή 1 όταν τα σπίν τους είναι αντιπαράλληλα η παράλληλα, αντίστοιχα, και οι πυρηνικές καταστάσεις έχουν το ίδιο σπίν η διαφέρουν κατά μονάδα.

Τέσσερα χρόνια μετά την θεωρία του Fermi οι E. Konopinski και G. Uhlenbeck ανέπτυξαν την θεωρία της απαγορευμένης β-διάσπασης, στην οποία οι πάριτυ των δυο πυρηνικών καταστάσεων είναι διαφορετικές και/ή η μεταβολή του σπίν μεταξύ πατρικού και θυγατρικού πυρήνα είναι μεγαλύτερη από 1. Εφ' όσον το ηλεκτρόνιο και το νετρίνο έχουν σπίν ½ μπορούν να φέρουν στροφορμή 0 ή 1. Όταν οι πάριτυ και των δυο πυρηνικών καταστάσεων είναι άρτιες τότε η μεταβολή της στροφορμής μεταξύ των δυο καταστάσεων πρέπει να είναι 0 ή 1 ώστε η μετάπτωση να είναι επιτρεπτή. Για την ιδία μεταβολή του σπίν μεταβολή της πάριτυ (Δπ=-1) καθυστερεί την μετάπτωση η την απαγορεύει. Για $\Delta l = 0,\ 1,\ 2$ $\Delta\pi = -1$, οι μεταπτώσεις β καθυστερούν ή είναι απαγορευμένες. Η μεταφορά μεγαλύτερης στροφορμής επίσης καθυστερεί την β-διάσπαση καθώς τα σωματίδια β θα πρέπει να σχηματιστούν μάλλον εκτός του πυρήνα ώστε να μεταφέρουν την παραπάνω στροφορμή π.χ.

$\Delta I \geq 2$ Για $\Delta\pi = +1$ (μη μεταβολή της πάριτυ) και $\Delta I = 2,3$ η μετάπτωση είναι δυο φορές απαγορευμένη και ο χρόνος ημιζωής της διάσπασης επίσης αυξάνει. Αυτό μπορεί να επεκταθεί και σε τρεις ή παραπάνω φορές απαγορευμένες διασπάσεις.

5.2.1 Διάσπαση β^-

Η διάσπαση β^- περιγράφεται ως εξής:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow ^{A}_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu}_e$$

π.χ. η β διάσπαση του νετρονίου $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

Διατηρούνται οι εξής ποσότητες:

1. το ηλεκτρικό φορτίο
2. η μάζα
3. η ενέργεια
4. η ορμή
5. ο αριθμός των νουκλεονίων

Το $\bar{\nu}_e$ είναι (υπό την ευρύτερη έννοια) αντισωμάτιο του νετρίνο και επιβάλλεται από την διατήρηση του λεπτονικού αριθμού.

Η ενέργεια E_o μπορεί να εκφραστεί με τις πυρηνικές μάζες (m_X, m_Y) η τις ατομικές (M_X, M_Y όπου η ενέργεια σύνδεσης των ηλεκτρονίων μπορεί να παραληφθεί).

Η μάζα M_Y έχει Z+1 ηλεκτρόνια συνεπώς η μάζα του επιπλέον ηλεκτρονίου συμπεριλαμβάνεται στο M_Y. Η ενέργεια E_o είναι η ενεργειακή διαφορά μεταξύ δυο καταστάσεων του πατρικού και του θυγατρικού πυρήνα.

Για να συμβαίνει β-διάσπαση :

$$M_X(Z,A) > M_Y(Z+1,A)$$

Ένα παράδειγμα β^- διάσπασης είναι η διάσπαση του τριτίου:

$$^{3}_{1}H \rightarrow ^{3}_{2}He + e^- + \bar{\nu}_e$$

Οι ατομικές μάζες έχουν ως εξής:

$M(^3H) = 3.0160497$ u

$M(^3He) = 3.0160297$ u

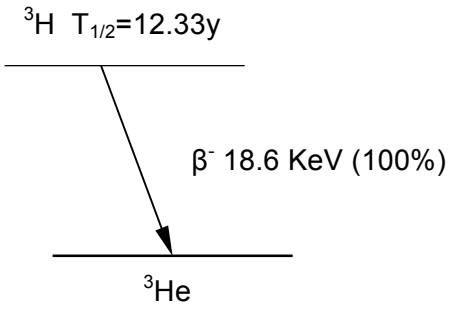
$E_o=(0,000020 \text{ u})c^2 \approx 2.10^{-5}\text{u} \times 931.5 \text{ MeV/u} = 18.6 \text{ KeV}$

Το διάγραμμα της διάσπασης δίνεται στο σχήμα 5.5. **Πρέπει να σημειωθεί ότι επειδή η μάζα του νετρονίου είναι μεγαλύτερη από το άθροισμα των μαζών του πρωτονίου και του ηλεκτρονίου, τα ελεύθερα νετρόνια διασπώνται με β^-διάσπαση. Ο χρόνος ημίσειας ζωής του ελεύθερου νετρονίου είναι 10.6 min.**

Το τρίτιο είναι ενδιαφέρον στοιχείο γιατί χρησιμοποιείται στην παραγωγή θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Είναι ένα από τα καύσιμα των αντιδραστήρων σύντηξης και των βομβών υδρογόνου. Εξ αιτίας του χρόνου ημίσειας ζωής του που είναι 12.13 έτη και του

ότι είναι αέριο που εισέρχεται στο σώμα θεωρείται επικίνδυνο όταν εκλύεται σε μεγάλες ποσότητες στην ατμόσφαιρα (π.χ. εξ αιτίας ατυχήματος σε αντιδραστήρα σύντηξης). Από την άλλη πλευρά, το Τρίτιο είναι χρήσιμο σαν ιχνηθέτης στην Ιατρική καθώς και στην βιομηχανική έρευνα.

Ακόμη, το Τρίτιο αντικαθιστά το σταθερό Υδρογόνο σε βιολογικά μόρια και έτσι μπορεί να εντοπιστεί εύκολα από την ανίχνευση των σωματιδίων β.



Σχήμα 5.5. Διάγραμμα διάσπασης του Τριτίου.

5.2.2. Διάσπαση β^+

Μια μικρή εισαγωγή για το ποζιτρόνιο: Το σωματίδιο αυτό ανακαλύφθηκε από τον D. Andreson το 1932, πριν από την ανακάλυψη της διάσπασης β^+ από τους I. Curie και F. Joliot το 1934. Το σωματίδιο β^+ είναι ποζιτρόνιο, αντισωματίδιο του ηλεκτρονίου και γι' αυτό έχει αντίθετες ηλεκτρικές ιδιότητες. Αν και είχε προβλεφθεί θεωρητικά από τον Dirac ανιχνεύθηκε για πρώτη φορά από τον Andreson κατά την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας γάμμα με την ύλη. Όταν η ακτινοβολία γάμμα έχει ενέργεια μεγαλύτερη από $2mc^2$ = 1.022 MeV κατά την απορρόφηση από μολύβι (Pb) υπάρχει περίπτωση να μην αλληλεπιδράσει με φωτοηλεκτρικό φαινόμενο η φαινόμενο Compton αλλά να δημιουργηθεί ζεύγος σωματιδίων. Το ένα από τα σωματίδια αυτά είναι ηλεκτρόνιο και το άλλο έχει την ίδια μάζα αλλά αντίθετο φορτίο, e^+. Έτσι ανακαλύφθηκε το ποζιτρόνιο. Γιατί λοιπόν αφού προβλέφθηκε από πριν δεν είχε παρατηρηθεί; Κατ αρχήν η πιθανότητα δημιουργίας ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου εξαρτάται ισχυρά από το Z του απορροφητή και την ενέργεια της ακτινοβολίας γάμμα. Αφ ετέρου η ακτινοβολία γάμμα στο κενό δεν μπορεί να μετατραπεί σε ζεύγος e^--e^+ και να διατηρήσει την ορμή και την στροφορμή.

Στην θεώρηση του Dirac εφ' όσον το ποζιτρόνιο είναι μια οπή στην θάλασσα της αρνητικής ενέργειας, όταν χάνει την ενέργειά του και σταματά μέσα στην ύλη, ένα ηλεκτρόνιο θετικής ενέργειας ερχόμενο σε επαφή με αυτό θα πέσει στην κατάσταση της αρνητικής ενέργειας και θα γεμίσει την οπή. Το e^+ και το e^- εξαϋλώνουν το ένα το άλλο. Η ενέργεια της μάζας ηρεμίας $2m_ec^2$ πρέπει να λάβει κάποια άλλη μορφή. Στην εξαϋλωση e^+-e^- παράγονται δυο ακτίνες γάμμα ενέργειας $2m_ec^2$ = 2 x 511 KeV. Γιατί όμως δυο; Όταν τα e^+, e^- εξαϋλώνονται σε ηρεμία, η ολική ορμή και η στροφορμή είναι μηδέν. Ένα φωτόνιο έχει στροφορμή $1\hbar$ και ορμή p=hν/c. Άρα η εκπομπή ενός φωτονίου είναι απαγορευμένη εκτός και το ηλεκτρόνιο είναι ελαφρά συνδεδεμένο με τον πυρήνα ώστε να διατηρηθεί η ορμή. Η πιο απλή επιτρεπτή διαδικασία κατά την οποία διατηρούνται και οι δυο ορμές είναι η εκπομπή δυο φωτονίων, όμως μόνον εφ όσον αυτά εκπέμπονται κατά 180^o το ένα ως προς το

άλλο. Τότε η ορμή τους καθώς και η στροφορμή τους είναι συνολικά μηδέν. Η εκπομπή τριών φωτονίων είναι δυνατή όταν η εξαΰλωση συμβαίνει με το ποζιτρόνιο εν κινήσει, όμως αυτό συμβαίνει σπάνια.

Έτσι η θεωρία του Dirac προέβλεψε το νέο σωματίδιο, το ποζιτρόνιο, και την διαδικασία παραγωγής ζεύγους σωματιδίου-αντισωματιδίου όπως και την εξαΰλωση του ζεύγους. Αργότερα, μετά τον δεύτερο Παγκόσμιο πόλεμο θεωρήθηκε ότι τα ιδία φαινόμενα θα πρέπει να συμβαίνουν και σε άλλα σωματίδια-αντισωματίδια, όπως το πρωτόνιο και το νετρόνιο. Ακόμη αργότερα οι σκέψεις των επιστημόνων στράφηκαν στο νετρίνο και το αντισωμάτιό του και στην αρχή διατήρησης του λεπτονικού αριθμού.

Η διάσπαση β^+ περιγράφεται ως:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^+ + \nu_e $$

π.χ. η β διάσπαση του πρωτονίου $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$.

Το e^+ είναι αντισωματίδιο λεπτόνιο, έτσι το νετρίνο πρέπει να είναι σωματίδιο λεπτόνιο ώστε να διατηρείται ο λεπτονικός αριθμός. Η ενέργεια της εκπομπής προκύπτει από τις πυρηνικές και ατομικές μάζες ως:

$$ E_0 = \left[m_X - \left(m_Y + m_e\right)\right]c^2 = \left[M_X - M_Y - 2m_e\right]c^2 $$

Θα πρέπει να σημειωθεί η διαφορά μεταξύ των εξισώσεων της ενέργειας κατά την διάσπαση β^- και κατά την διάσπαση β^+. Η ενέργεια της διάσπασης β^+ είναι ίση με την διαφορά της ενέργειας ηρεμίας του πατρικού ατόμου και του θυγατρικού μείον την ενέργεια ηρεμίας των δυο ηλεκτρονίων. Η ενέργεια των δυο ηλεκτρονίων οφείλεται στο ότι η μάζα του θυγατρικού ατόμου M_Y έχει ένα ηλεκτρόνιο λιγότερο από του M_X.

Η συνθήκη της διάσπασης β^+ είναι:

$$ M_X\left(Z, A\right) > M_Y\left(Z-1, A\right) + 2m_e $$

Για παράδειγμα:

$$ {}^{13}_{7}N \rightarrow {}^{13}_{6}C + e^+ + \nu_e $$

Οι μάζες του ^{13}N και του ^{13}C είναι 13.005739 u και 13.003354 u αντίστοιχα, άρα η διάσπαση β^+ είναι επιτρεπτή. Η ενέργεια της διάσπασης θα είναι:

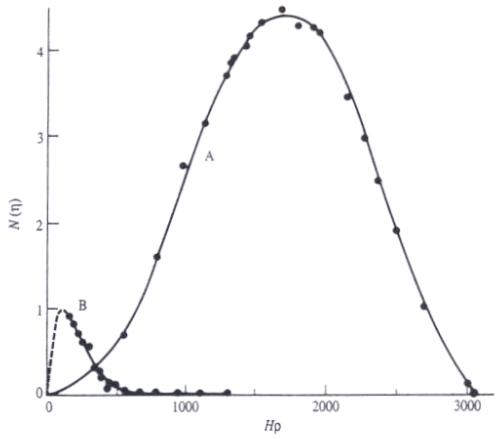
E_o=(13.005739-13.003354 u)c^2 –$2m_ec^2$= 0.002385 u X931.5 MeV/u-1.022 MeV = (2.222-1.022) MeV = 1.20 MeV

Σημειώνεται **ότι επειδή η μάζα του πρωτονίου είναι μικρότερη από την μάζα του νετρονίου, το ελεύθερο πρωτόνιο δεν μπορεί να διασπαστεί με β^+ διάσπαση προς νετρόνιο. Το πρωτόνιο μπορεί να διασπαστεί προς νετρόνιο μόνο μέσα στον πυρήνα όπου η διαφορά της ενέργειας σύνδεσης μεταξύ του πατρικού και του θυγατρικού πυρήνα ισούται με την διαφορά μάζας μεταξύ του πρωτονίου και του νετρονίου.** Το ^{13}N προκύπτει όταν ^{12}C απορροφήσει ένα πρωτόνιο. Από την μέτρηση της ενεργότητας του ^{13}N προκύπτει η ποσότητα του ^{12}C σε ένα δείγμα.

Η μέτρηση της E_m στην β^- και β^+ διάσπαση δίνει πληροφορίες για τον προσδιορισμό της διαφοράς των μαζών μεταξύ των δυο πυρήνων. Πράγματι, για πυρήνες πλούσιους σε νετρόνια, μακριά από την β σταθερότητα, οι τελικές ενέργειες των β^- είναι ο μόνος τρόπος για

να ληφθούν πληροφορίες των πυρηνικών μαζών. Στην περίπτωση αυτή πρέπει να είναι βέβαιο ότι μετράται η τελική ενέργεια, αυτή της βασικής κατάστασης και όχι κάποια διεγερμένη. Αν συγκριθούν τα φάσματα των σχημάτων 5.4 και 5.6 διακρίνεται ότι υπάρχει διαφορά στην κατανομή των ηλεκτρονίων της β^- και της β^+. Στο σχήμα 5.6 το φάσμα των β^+ του ^{22}Να παρουσιάζει κορυφή σε υψηλότερες ενέργειες σε σχέση με το φάσμα της β^- του σχήματος 5.4.

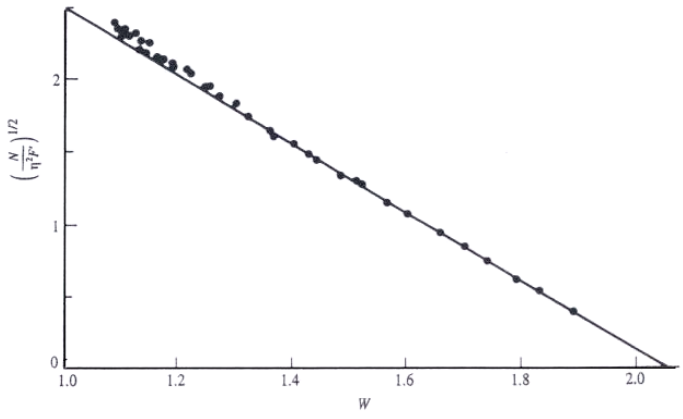
Υπάρχει διαφορά στην κατανομή των ορμών και των ενεργειών μεταξύ των δυο σχημάτων, όμως αυτό δεν αλλάζει το γενικό συμπέρασμα. Η διαφορά αυτή



Σχήμα 5.6. Φάσμα εκπομπής β+ του ^{22}Na.

προκύπτει από το ότι τα ηλεκτρόνια στην β^- έχοντας αρνητικό φορτίο έλκονται από το θετικό φορτίο του πυρήνα και έτσι έχουν λιγότερη ενέργεια φεύγοντας από τον πυρήνα. Ενώ τα θετικά ηλεκτρόνια της β^+ απωθούνται από τον πυρήνα και έτσι κερδίζουν κάποια ενέργεια.

Η μέγιστη ενέργεια των σωματιδίων β βρίσκεται από τα διαγράμματα Fermi-Kurie. Στα διαγράμματα αυτά οι κατανομές β^- και β^+ διορθώνονται κατά παράγοντα που οφείλεται στις δυνάμεις Coulomb, F', (σχήμα 5.7). Για κάθε επιτρεπτή διάσπαση το διάγραμμα Fermi-Kurie είναι γραμμική συνάρτηση της ολικής ενέργειας των β.



Σχήμα 5.7. Διάγραμμα Fermi-Kurie του φάσματος β^+ του Na^{22}.

Γενικά ένα διάγραμμα Fermi-Kurie δεν είναι γραμμικό για τις απαγορευμένες διασπάσεις. Η μέγιστη ενέργεια της διάσπασης λαμβάνεται από την προέκταση του γραμμικού τμήματος όπως φαίνεται στο σχήμα 5.7.

Στο σχήμα 5.6 φαίνεται η κατανομή ηλεκτρονίων χαμηλής ενέργειας. Όταν το πυρηνικό φορτίο αλλάζει απότομα κατά μονάδα, τα ατομικά ηλεκτρόνια πρέπει να ξανατακτοποιήσουν τις ενέργειες σύνδεσής τους. Κατά την τακτοποίηση αυτή τα ατομικά ηλεκτρόνια μπορεί να πάρουν μέρος της ενέργειας της β-διάσπασης και να διαφύγουν από το άτομο (το ίδιο μπορεί να συμβεί αν πάρουν αρκετή ενέργεια από την επανατακτοποίηση στο άτομο). Τα ηλεκτρόνια αυτά είναι χαμηλής ενέργειας και φαίνονται στο σχήμα 5.6.

5.2.3. Αρπαγή τροχιακού ηλεκτρονίου (EC)

Στην θεωρία του Dirac για το ηλεκτρόνιο, το ποζιτρόνιο μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα κενό στην θάλασσα των ηλεκτρονίων αρνητικής ενέργειας. Έτσι η β^+ διάσπαση μπορεί να θεωρηθεί σαν το πρωτόνιο να έχει συλλάβει ένα ηλεκτρόνιο από την θάλασσα των ηλεκτρονίων αρνητικής ενέργειας. Η τρύπα που θα απομείνει θα είναι ένα ποζιτρόνιο. Αν ένα πρωτόνιο στον πυρήνα μπορέσει να συλλάβει ένα ηλεκτρόνιο αρνητικής ενέργειας τότε θα μπορέσει να συλλάβει και ένα ηλεκτρόνιο θετικής ενέργειας. Το φαινόμενο αυτό πράγματι συμβαίνει όταν ο πατρικός πυρήνας συλλαμβάνει ηλεκτρόνιο από τα τροχιακά ηλεκτρόνια. Στην διαδικασία αυτή, ένα από τα πρωτόνια του πατρικού πυρήνα συλλαμβάνει ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο για να μετατραπεί σε νετρόνιο και τότε εκπέμπεται μόνο ένα νετρίνο. Το φαινόμενο αυτό καλείται ηλεκτρονική αρπαγή. Επειδή η στοιβάδα K είναι πλησιέστερη προς τον πυρήνα και επί της ουσίας υπάρχει πιθανότητα να βρίσκεται και μέσα στον πυρήνα, η σύλληψη ηλεκτρονίου από την στοιβάδα K είναι πιο πιθανή από ότι από την L και υψηλότερες στάθμες όπου η πιθανότητα μειώνεται ακόμη περισσότερο.

Η αρπαγή ηλεκτρονίου παρίσταται ως:

$$ {}^{A}_{Z}X_{N} + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y_{N+1} + \nu_{e} $$

Στις εξισώσεις αυτές υπάρχει ένα λεπτόνιο και στα δυο μέλη της εξίσωσης, το e^- και το ν_e αντίστοιχα, έτσι ο λεπτονικός αριθμός διατηρείται. Η ενέργεια της «διάσπασης» της ηλεκτρονικής αρπαγής από την στοιβάδα ί είναι:

$$ E_{0i} = \left[m_x + m_e - m_y \right] c^2 - w_i $$

όπου το w_i είναι η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου της ί-στης στοιβάδας του πατρικού ατόμου. Αν παραληφθεί η διαφορά ενέργειας σύνδεσης των ηλεκτρονίων του ατόμου, τότε:

$$ E_{0i} = \left[M_x - M_y \right] c^2 - w_i $$

Δηλαδή η ενέργεια της «διάσπασης» για την αρπαγή ηλεκτρονίου απέ την ί-στη στάθμη είναι ίση με την διαφορά ενεργειών ηρεμίας του πατρικού και του θυγατρικού πυρήνα μείον την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου. Η συνθήκη ης ηλεκτρονικής αρπαγής είναι σύμφωνα με τα παραπάνω:

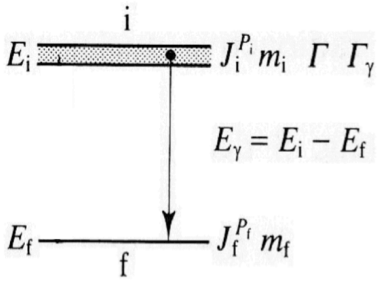
$$M_x(Z,A) - M_y(Z-1,A) > \frac{w_i}{c^2}$$

5.3. Γάμμα διάσπαση

5.3.1 Γενικές ιδιότητες και κανόνες επιλογής.

Στην Πυρηνική Φυσική η εκπομπή ή η απορρόφηση ακτινοβολίας συνδέει δύο πυρηνικές στάθμες. Και οι δυο αυτές στάθμες μπορεί να είναι ασταθείς αλλά συχνά η χαμηλότερη είναι η **βασική κατάσταση** ενός πυρήνα. Συνήθως το αποτέλεσμα μιας α ή β διάσπασης είναι ένας διεγερμένος πυρήνας ο οποίος αποδιεγείρεται με ηλεκτρομαγνητική μετάπτωση.

Μια παράσταση της διαδικασίας δίνεται στο σχήμα 2.1, όπου E_i κι E_f οι αρχική και τελική στάθμη, με στοφορμή και πάριτυ J_i, P_i και J_f , P_f αντίστοιχα, και E_γ η ενέργεια μετάπτωσης.



Σχήμα 5.8 Εκπομπή ακτινοβολίας απο το επίπεδο E_i πλάτους Γ.

Μια διεγερμένη πυρηνική στάθμη μπορεί να αποδιεγερθεί σε χαμηλότερη με την εκπομή φωτονίου γ ή με κάποια ανταγωνιστική διαδικασία η οποία λέγεται εσωτερική μετατροπή. Κατά την εσωτερική μετατροπή η ενέργεια διέγερσης αποδίδεται σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο το οποίο εκπέμπεται με συγκεκριμένη ενέργεια.

Ενεργειακά η γ-διάσπαση είναι απλή, ισχύει η αρχή διατήρησης ενέργειας και ορμής. Για ένα πυρήνα M^* που αποδιεγείρεται με εκπομπή ενός φωτονίου γ ενέργειας E_γ και μεταπίπτει στην κατάσταση M, ανακρούεται με ενέργεια E_R.

$$h\nu/c + p_R = 0$$

$$M^*c^2 = Mc^2 + E_\gamma + E_R$$

Η ενέργεια ανάκρουσης E_R είναι πολύ μικρή σε σχέση με την ενέργεια του φωτονίου

$$E_R = p^2_R/2M = (h\nu)^2/2Mc^2 = (E_\gamma)^2/2Mc^2 << E_\gamma$$

Για παράδειγμα για μια τυπική τιμή $E_\gamma = 2MeV$, για $A \sim 50$ η ενέργεια ανάκρουση του πυρήνα είναι $E_R \sim 40eV$.

Οι διεγερμένες πυρηνικές καταστάσεις έχουν μέσους χρόνους ζωής από 10^{-12}s μέχρι πάνω από 100 χρόνια. Για την ερμηνεία του τεράστιου διαστήματος των χρόνων ζωής και ειδικότερα για την εύρεση της πιθανότητας μετάπτωσης μιας κατάστασης (i→f) η κβαντική ηλεκτροδυναμική μπορεί να μας δώσει το στοιχείο πίνακα T που περιγράφει την ακτινοβολούσα μετάπτωση. Ένας άλλος τρόπος ερμηνείας των μεταπτώσεων γ είναι να

χρησιμοποιήσουμε το κλασικό ανάλογο της ταλάντωσης μιας κατανομής φορτίου η οποία έχει ως αποτέλεσμα την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Χρησιμοποιώντας κλασικές σχέσεις που περιγράφουν το ρυθμό της ενέργειας που ακτινοβολείται από ένα ταλαντούμενο φορτίο μπορούμε να καταλήξουμε σε σχέσεις για το ρυθμό αντίστοιχων μεταπτώσεων. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται από ταλαντούμενα φορτία ή ταλαντούμενα ρεύματα λέγεται ακτινοβολία πολυπόλων είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που αποτελείται από φωτόνια συγκεκριμένης στροφορμής και ομοτιμίας (parity).

Η ακτινοβολία πολυπόλων μπορεί να εκφραστεί ως ανάπτυγμα μιας σειράς σφαιρικών αρμονικών όρων τάξης 1,2,3,...n διαδοχικών 2^n-πόλων (1:διπόλου, 2:τετραπόλου, 3:οκταπόλου ....). Για την ακτινοβολία διπόλου ο πρώτος μη μηδενικός όρος είναι ο πρώτος όρος (l=1), για την ακτινοβολία τετραπόλου ο πρώτος όρος είναι μηδέν ενώ ο δεύτερος διάφορος του μηδενός κλπ.

Η εκπομπή φωτονίου κατά τη γ-μετάπτωση μπορεί να θεωρηθεί ως διαδικασία εκπομπής ακτινοβολίας πολυπόλου. Έτσι η μετάπτωση γ χαρακτηρίζεται ως άθροισμα των συνεισφορών ηλεκτρικών (E1, E2, …) και μαγνητικών (M1, M2, …) πολυπόλων (αν και συνήθως 1-2 πολύπολα προεξάρχουν). Η ακτινοβολία μαγνητικού n-πόλου είναι γενικά ασθενέστερη της αντίστοιχης ηλεκτρικού n-πόλου αφού το πεδίο που δημιουργείται από ταλαντούμενο ρεύμα είναι ασθενέστερο από το πεδίο που δημιουργείται από ταλαντούμενο φορτίο κατά ένα παράγοντα υ/c.

Η σταθερά διάσπασης μπορεί να εκφραστεί ως ένα άθροισμα συνεισφορών από κάθε πολύπολο

$$\lambda_\gamma = \lambda_\gamma(\mathrm{E1}) + \lambda_\gamma(\mathrm{M1}) + \lambda_\gamma(\mathrm{E2}) + ...$$

Μία μετάπτωση γ χαρακτηρίζεται από την στροφορμή l *(σε μονάδες ħ)* η οποία απάγεται από το φωτόνιο. Παρατηρείται ότι η πιθανότητα της μετάπτωσης μειώνεται σημαντικά (αυξάνεται ο μέσος χρόνος ζωής) με την αύξηση της μεταβολής της στροφορμής, όπως επίσης και στην ακτινοβολία πολυπόλων όπου αυξανομένης της τάξης n μειώνεται ο ρυθμός εκπομπής της ακτινοβολίας.

Η πιθανότητα εκπομπής φωτονίου ενέργειας, E_γ, εξαρτάται α) από την ενέργεια E_γ β) τη στροφορμή (l) που μεταφέρεται κατά την διαδικασία, γνωστή ως πολυπολότητα και γ) απο τη μεταβολή της ομοτιμίας (πάριτυ) κατά τη μετάπτωση.

Η πιθανή πολυπολότητα για ακτινοβολούσα μετάπτωση περιορίζεται από κανόνες επιλογής που βασίζονται στην διατήρηση της στροφορμής και της πάριτυ.

Η διατήρηση της στροφορμής απαιτεί $\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{L}_\gamma$

και η διατήρηση της πάριτυ $\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\gamma$

όπου I_i και I_f η στροφορμή του αρχικής και τελικής κατάστασης αντίστοιχα, L_γ η συνολική στροφορμή (τροχιακή & spin) του φωτονίου γ. Με δεδομένο ότι το φωτόνιο έχει ιδιοστροφορμή $\hbar$ οι θετικές τιμές που μπορεί να πάρει η L_γ είναι 1 (όταν η τροχιακή στροφορμή είναι 0), 2, 3... Η σχέση (1) αναφέρεται στο διανυσματικό άθροισματων στροφορμών και καταλήγει στον επιπλέον περιορισμό των επιτρεπτών l τιμών της L_γ.

$$J_i + J_f \geq l \geq \left| J_i - J_f \right|$$

Η πάριτυ του φωτονίου εξαρτάται από την τιμή l. Επειδή αναφερόμαστε στην ακτινοβολία της μετάπτωσης ως ακτινοβολία ηλεκτρομαγνητικών πολυπόλων, υπάρχουν δύο περιπτώσεις.

Αν έχουμε ακτινοβολία ηλεκτρικού πολυπόλου η πάριτυ είναι $\boldsymbol{\pi_\gamma=(-1)^l}$ ενώ άν είναι μαγνητικού πολυπόλου είναι $\boldsymbol{\pi_\gamma= -(-1)^l}$.

Μπορούμε να έχουμε λοιπόν τον παρακάτω πίνακα για τις διάφορες ακτινοβολίες πολυπόλων.

Ακτινοβολία	**Συμβολισμός**	***l (τιμή L_γ)***	**π_γ**
Ηλεκτρ. Δίπολο	E1	1	-1
Μαγν. Δίπολο	M1	1	1
Ηλεκτρ. Τετράπολο	E2	2	1
Μαγν. Τετράπολο	M2	2	-1
Ηλεκτρ. Οκτάπολο	E3	3	-1
Μαγν. Οκτάπολο	M3	3	1
.....		4	

Η διατήρηση της στροφορμής και της πάριτυ υπαγορεύουν τους κανόνες επιλογής για την γ-διάσπαση ως εξής:

1. $J_i + J_f \geq l \geq \left|J_i - J_f\right|$ όπου J_i και J_f η στροφορμή του αρχικής και τελικής κατάστασης αντίστοιχα και l η στροφορμή του φωτονίου.

2. $\Delta\pi=0$ δηλ. $\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\gamma$

Για παράδειγμα η μετάπτωση της αρχικής στάθμης με σπιν και πάριτυ 2^+ σε μια τελική στάθμη 0^+. Η συγκεκριμένη μετάπτωση απαιτεί το φωτόνιο να έχει πάριτυ θετική το οποίο σημαίνει ότι οι ηλεκτρικές μεταπτώσεις θα πρέπει να είναι άρτιες (2,4,...) και οι μαγνητικές περιτές . Η διατήρηση της στροφορμής απαιτεί το l να είναι 2 ($2 \leq l \leq 2$). Άρα ο πλέον πιθανός τρόπος μετάπτωσης-γ είναι E2. Μερικά παραδείγματα

$$1^+ \rightarrow 0^+ \quad \text{M1} \quad (1 \leq l \leq 1, \pi = +1)$$

$$\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ \quad \text{E1} \quad (0 \leq l \leq 1, \pi = -1)$$

$$\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^- \quad \text{M4 + E5} \quad (4 \leq l \leq 5, \pi = -1)$$

Μονόπολες μεταπτώσεις π.χ. η E0 δεν υπάρχουν σε πραγματικά πεδία ακτινοβολίας, όπως επίσης και M0 αφού δεν υπάρχουν μαγνητικά μονόπολα. **Αν $\mathbf{J_i = J_f = 0}$ η μετάπτωση είναι αυστηρά απαγορευμένη. Επιπλέον το φωτόνιο έχει στροφορμή τουλάχιστον 1$\hbar$ .....**

Η πιθανότητα μετάπτωσης λ μιας αρχικής διεγερμένης στάθμης με εκπομπή γ αντιστοιχεί σε ένα μέσο χρόνο ζωής τ_γ της στάθμης. Ορίζουμε το πλάτος Γ_γ της στάθμης μέσω της εξίσωσης:

$$\lambda = \frac{1}{\tau_\gamma} = \frac{\Gamma_\gamma}{\hbar}$$

$$\tau_\gamma \cdot \Gamma_\gamma = \hbar = 6.6 \cdot 10^{-16} eV \cdot s$$

Το πλάτος Γ μιας στάθμης εκφράζει την ανακρίβεια στην τιμή της ενέργειας της στάθμης η οποία δεν είναι απόλυτα καθορισμένη αλλά παρουσιάζει μια κατανομή με εύρος Γ. Το Γ έχει διαστάσεις ενέργειας.

Το ολικό πλάτος Γ της στάθμης είναι μεγαλύτερο από το Γ_γ λόγω της πιθανότητας μετάπτωσης με τη διαδικασία εκπομπής των ηλεκτρονίων εσωτερικών μετατροπών (βλέπε παρακάτω).

Αν ούτε το J_i ούτε το J_f είναι μηδέν, μπορούν να λάβουν χώραν μεικτές πολυπολότητες π.χ. M1+E2. Ο λόγος ανάμειξης των πολυπολότητων, δ, δίνεται για παράδειγμα ως:

$$\delta^2 = \frac{\Gamma_\gamma(\mathrm{E2})}{\Gamma_\gamma(M1)}$$

Μπορεί να υπολογιστεί από τους συντελεστές μετατροπής (βλέπε πιο κάτω) η από πειράματα γωνιακής συσχέτισης.

5.3.2. Σχέση ημιζωής - ενέργειας.

Η πιθανότητα της ακτινοβολούσας μετάπτωσης προσεγγίζεται ποιοτικά με την ημικλασσική θεωρία της ακτινοβολίας πολυπόλων, δηλαδή με την εκπομπή ακτινοβολίας από συστήματα ταλαντούμενων φορτίων και ρευμάτων. Επίσης παρόμοια έκφραση μπορεί να προκύψει μέσω της θεωρίας διαταραχών (εξαρτώμενη από τον χρόνο) της κβαντομηχανικής. Και στις δύο προσεγγίσεις μπορούν να γίνουν απλουστεύσεις εφόσον το εκπεμπόμενο μήκος κύματος (λ) είναι πολύ μεγαλύτερο από τις διαστάσεις του ακτινοβολούντος συστήματος (R). Ο ακριβής (θεωριτικός) υπολογισμός της τιμής της πιθανότητας μιας μετάπτωσης, μπορεί να γίνει κάνοντας συγκεκριμένες υποθέσεις για την κατανομή φορτίου και ρεύματος στον πυρήνα και επιλέγοντας ένα κατάλληλο το μοντέλο. Το απλούστερο μοντέλο για την περίπτωση είναι το μοντέλο του απλού σωματιδίου, όπου μια μετάπτωση γ μπορεί να περιγραφεί σαν μετάπτωση ενός νουκλεονίου από μια κατάσταση συγκεκριμένης στροφορμής σε μια άλλη με διαφορετική στροφορμή, ενώ τα υπόλοιπα νουκλεόνια συνεισφέρουν ως δυναμικό.

Η ολική πιθανότητα εκπομπής ακτινοβολίας εκφράζεται ως σειρά όρων αύξουσας πολλυπολότητας και φθίνουσας έντασης. Για πολυπολότητα *l* η πιθανότητα μετάπτωσης είναι:

$$\lambda(l) = \frac{1}{\tau_\gamma} = \frac{8\pi(l+1)}{l\left[(2l+1)!!\right]^2} \frac{1}{\hbar} \frac{E_\gamma^{2L+1}}{(\hbar c)^{2l}} \alpha\, B(l)$$

όπου $(2l+1)!!=(2l+1)(2l-1)(2l-3)\ldots$, α η σταθερά λεπτής υφής και το $B_{\tau\varepsilon\lambda}(l)$ είναι η **ανοιγμένη πιθανότητα μετάπτωσης** η οποία έχει διαστάσεις $(\text{μήκους})^{2l}$, δείχνει τη διαδικασία εκπομπής και είναι ένας παράγοντας που περιέχει πληροφορίες για τον πυρήνα. Για ηλεκτρικές

μεταπτώσεις η B(E*l*) μετράται σε μονάδες $e^2\, fm^{2L}$ και για μαγνητικές μεταπτώσεις σε $(\frac{\mu_N}{c})^2\, fm^{2L-2}$ όπου το μ_N είναι η πυρηνική μαγνητόνη.

Ο Weisskopf χρησιμοποιώντας το παραπάνω μοντέλο των φλοιών ενός απλού σωματιδίου κατάληξε σε σχέσεις που εκφράζουν τις σταθερές διάσπασης (ή τους χρόνους ημιζωής) για ηλεκτρικά και μαγνητικά πούπολα. Στην σχέση ημιζωής-ενέργειας υπεισέρχεται επίσης η B(*l*), η οποία δίνεται :

$$B(EL) = \frac{e^2}{4\pi}(\frac{3R^L}{L+3})^2 \qquad \text{για ηλεκτρική ακτινοβολία}$$

και $B(ML) = 10(\frac{\hbar}{m_p cR})^2 B(EL)$ για μαγνητική ακτινοβολία

Το R είναι της τάξης μεγέθους της πυρηνικής ακτίνας. Ο παρακάτω πίνακας παρουσιάζει τις σχέσεις για τους χρόνους ημιζωής ακτινοβολίας πολυπόλων καθώς και ενδεικτικές τιμές για την περίπτωση A=125 και E_γ=0.1 MeV.

Τύπος μετάπτωσης	t_γ (χρόνος ημιζωής, s)	t_γ (s) για *A=125, E=0.1 MeV*
E1	$5.7 \times 10^{-15}\ E^{-3}A^{-2/3}$	2×10^{-13}
E2	$6.7 \times 10^{-9}\ E^{-5}A^{-4/3}$	1×10^{-6}
E3	$1.2 \times 10^{-2}\ E^{-7}A^{-2}$	8
E4	$3.4 \times 10^{4}\ E^{-9}A^{-8/3}$	9×10^{7}
M1	$2.2 \times 10^{-14}\ E^{-3}$	2×10^{-11}
M2	$2.6 \times 10^{-8}\ E^{-5}A^{-2/3}$	1×10^{-4}
M3	$4.9 \times 10^{-2}\ E^{-7}A^{-4/3}$	8×10^{2}
M4	$1.3 \times 10^{5}\ E^{-9}A^{-2}$	9×10^{9}

όπου το t_γ είναι ο χρόνος ημιζωής σε s, E_γ η ενέργεια της μετάπτωσης σε MeV και A ο μαζικός αριθμός του πυρήνα. Αντίστοιχες σχέσεις προκύπτουν επίσης για τα πλάτη της ακτινοβολίας όπως:

$$\Gamma_\gamma(\mathrm{E1}) = 0.07 \mathrm{E}_\gamma^3 \mathrm{A}^{2/3},$$

$$\Gamma_\gamma(\mathrm{M1}) = 0.021 \mathrm{E}_\gamma^3,$$

$$\Gamma_\gamma(E2) = 4.9 \cdot 10^{-8} \mathrm{A}^{4/3} \mathrm{E}_\gamma^5$$

όπου το Γ_γ είναι το πλάτος της ακτινοβολίας σε eV, E_γ η ενέργεια της μετάπτωσης σε MeV και A ο μαζικός αριθμός του πυρήνα.

5.3.3. Εσωτερικές μετατροπές.

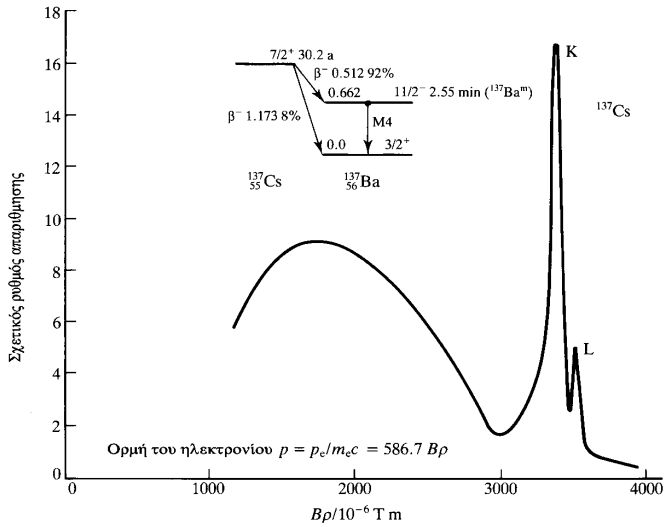
Επειδή οι ατομικές κυματοσυναρτήσεις έχουν καθορισμένο πλάτος πλησίον ή και μέσα στον πυρήνα, είναι δυνατόν η ενέργεια διέγερσης του πυρήνα να δωθεί σε ατομικό ηλεκτρόνιο το οποίο εκδιώκεται από το άτομο. Το φαινόμενο είναι διαδικασία ενός βήματος και η ενέργεια δίνεται απευθείας από τον πυρήνα στο ηλεκτρόνιο χωρίς την ενδιάμεση εκπομπή φωτονίου. **Η ανταγωνιστική αυτή διαδικασία είναι εναλλακτική της εκπομπής γάμμα** και καλείται **εσωτερική μετατροπή**. Αν η πιθανότητα της ανά μονάδα χρόνου είναι $\lambda_e=\Gamma_e/\hbar$ το ολικό εύρος της μετάπτωσης είναι:

$$\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_\gamma$$

Τα ηλεκτρόνια των εσωτερικών μετατροπών παρουσιάζουν γραμμικό φάσμα που αντιστοιχεί στην κινητική ενέργεια:

$$E_e = E_\gamma - B$$

Το B είναι η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου που εκδιώχθηκε από το άτομο. Τα ηλεκτρόνια αυτά υπερκάθονται στο συνεχές φάσμα της β-διάσπασης όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.



Σχήμα 5.9 Φάσμα ηλεκτρονίων της β-διάσπασηςτου ^{137}Cs. Φαίνονται οι γραμμές K και L των ηλεκτρονίων εσωτερικών μετατροπών απο την ισομερή μετάπτωση στο ^{137}Ba^{m}.

Ο **συντελεστής εσωτερικών μετατροπών α** για κάθε μετάπτωση ορίζεται από τον λόγο των εντάσεων των ηλεκτρονίων και των φωτονίων ως:

$$\alpha = \frac{\Gamma_e}{\Gamma_\gamma} \qquad (2.14)$$

Αποτελεί άθροισμα συντελεστών από όλους τους φλοιούς που συμμετέχουν, οπως:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \ldots\ldots \qquad (2.15)$$

Συνήθως η μετατροπή Κ προεξάρχει γιατί ο φλοιός Κ είναι πλησιέστερος στον πυρήνα. Το κενό που προκύπτει στους ατομικούς φλοιούς, από το ηλεκτρόνιο που εκδιώκεται, οδηγεί σε χαρακτηριστικές ακτίνες -Χ από μετάπτωση ηλεκτρονίου για την πλήρωση του κενού ή σε εκπομπή ηλεκτρονίων Auger καθώς το άτομο επανέρχεται στην ουδέτερη του κατάσταση.

5.3.4. Πυρηνικός Συντονισμός

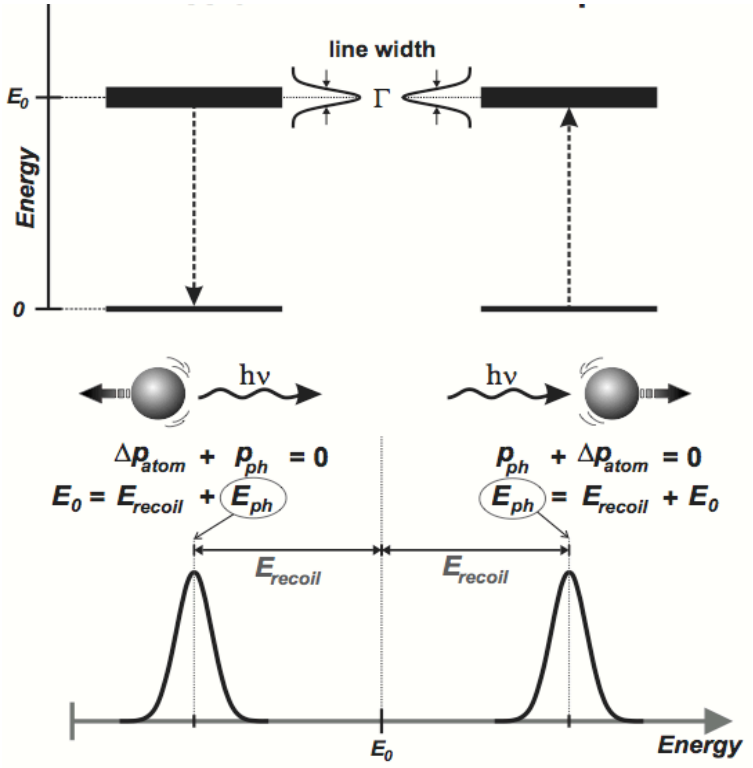
Ο φθορισμός συντονισμού είναι γνωστός από την ατομική φυσική ώς φαινόμενο κατά το οποίο ένα φωτόνιο απορροφάται από ένα άτομο με αποτέλεσμα την διέγερση ενός ηλεκτρονίου σε υψηλότερη στάθμη, απ' όπου στη συνέχεια αποδιεγείρεται στην αρχική του στάθμη με ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίου το οποίο έχει ενέργεια ίση με αυτήν του αρχικού. Κατά τις αρχές του 1900 ήταν γενικώς αποδεκτό ότι το ίδιο φαινόμενο θα πρέπει να γίνεται και με φωτόνιο γ το οποίο μπορεί να απορροφηθεί από ένα πυρήνα και στη συνέχεια να επανεκπεμφθεί ένα φωτόνιο γ ίδιας ενέργειας με το αρχικό. Παρ' όλες τις προσπάθειες το φαινόμενο δεν ήταν δυνατό να παρατηρηθεί. Το 1929 ο Werner Kuhn δημοσίευσε τα αποτελέσματα από την αποτυχιμένη προσπάθεια να παρατηρηθεί το φαινόμενο του πυρηνικού συντονισμού αποδίδοντας την αποτυχία σε δύο κυρίως λόγους:

- Το φυσικό πλάτος της γραμμής της ακτινοβολίας γ διευρύνεται λόγω της θερμοκρασίας.
- Υπάρχει επιπλέον διαπλάτυνση της γραμμής λόγω της ανάκρουσης του πυρήνα που εκπέμπει το φωτόνιο γ.

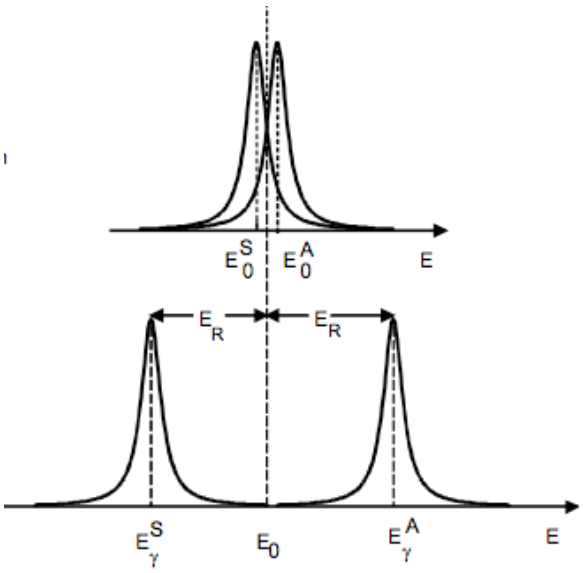
Στην πραγματικότητα το φαινόμενο της ανάκρουσης μετατοπίζει τη φασματική γραμμή κατά E_R (ενέργεια ανάκρουσης του πυρήνα) και η θερμική κίνηση προκαλεί διαπλάτυνση της φασματικής γραμμής. Εκτός των παραπάνω υπάρχει και ένας τρίτος λόγος που προέρχεται από την ανάκρουση του πυρήνα κατά την απορρόφηση του φωτονίου. Όπως φαίνεται και στο σχήμα , κατά την εκπομπή του φωτονίου ενέργειας E_γ ο πυρήνας ανακρούεται με ενέργεια $E_R=E^2_\gamma/Mc^2$ έτσι ώστε να διατηρείται η ορμή ($E_0= E_\gamma+E_R$). Το αποτέλεσμα είναι το φωτόνιο να εκπέμπεται με μικρότερη ενέργεια από την ενέργεια E_0 της διεγερμένης στάθμης. Αντίστοιχα και κατά την απορρόφηση του φωτονίου ο πυρήνας ανακρούεται κατά τη φορά όμως του φωτονίου και άρα για να είναι δυνατή η απορρόφησή του, το φωτόνιο θα πρέπει να έχει ενέργεια $E_\gamma=E_0+E_R$ (σχήμα 5.10).

Για νά είναι δυνατός ο πυρηνικός συντονισμός θα πρέπει η γραμμή εκπομπής να συμπίπτει με τη γραμμή απορρόφησης ή τουλάχιστον να αλληλεπικαλύπτεται σε κάποια περιοχή (σχήμα 5.11). Αυτό μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε μειώνοντας την απόσταση μεταξύ των γραμμών (π.χ. μειώνοντας την ενέργεια ανάκρουσης E_R) είτε διευρύνοντας το πλάτος των γραμμών (π.χ. με αύξηση της θερμοκρασίας).

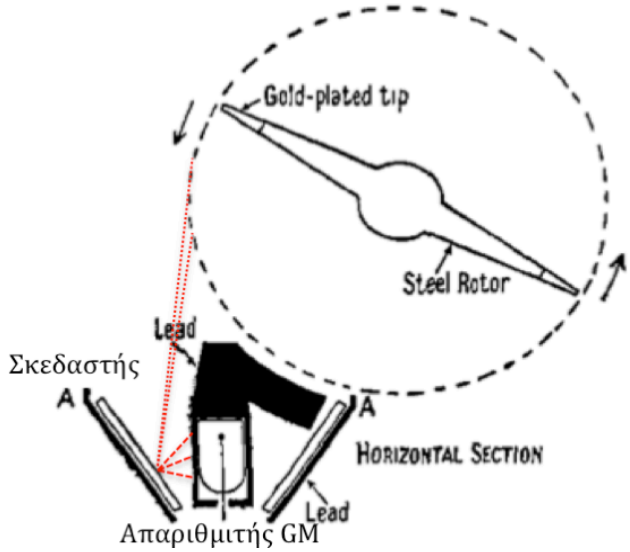
Μετά από 20 περίπου χρόνια προσπαθειών το 1950 ο Philip Moon κατάφερε να παρατηρήσει το φαινόμενο του πυρηνικού συντονισμού χρησιμοποιώντας το φαινόμενο Doppler για να αυξήσει την ενέργεια των εκπεμπόμενων φωτονίων. Εαν η εκπομπή φωτονίου συμβεί καθώς ένας πυρήνας κινείται με ταχύτητα v_n κατά τη διεύθυνση διάδοσης των ακτίνων γ, στην ενέργεια E_γ των φωτονίων προστίθεται μία ενέργεια Doppler E_D: $E_D = E_\gamma v_n/c$. Ο Moon θεώρησε ότι αν αυξήσει την ενέργεια των φωτονίων επιταχύνοντας την πηγή των γ τότε θα μπορούσε να καλύψει το έλλειμα ενέργειας λόγω της ανάκρουσης του πυρήνα και να παρατηρήσει το φαινόμενο συντονισμού.



Σχήμα 5.10 Η επίδραση του φαινομένου της ανάκρουσης του πυρήνα κατά την εκπομπή φωτονίου γ στα φάσματα εκπομπής και απορρόφησης.

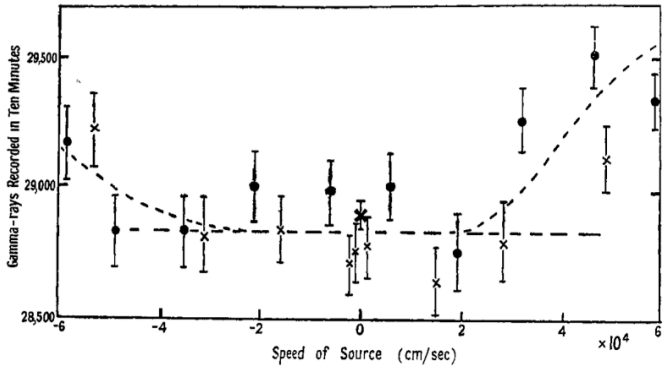


Σχήμα 5.11 Οι γραμμές εκπομπής (S) και απορρόφησης (A) σε συνθήκες που παρρατηρείται αλληλεπικάληψη και συντονισμός (πάνω) και σε συνθήκες όπου δεν υπάρχει καθόλου αλληλεπικάληψη και άρα ούτε και συντονισμός.



Σχήμα 5.12 Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποίησε ο Moon

Χρησιμοποίησε πηγή ^{198}Au ο οποίος διασπάται με β^- σε ^{198}Hg. Η πηγή ήταν τοποθετημένη σε ένα τύμπανο το οποίο μπορούσε να περιστραφεί με πολύ μεγάλη ταχύτητα $7x10^4$ cm/s, (σχήμα 5.12). Χρησιμοποίησε υδράργυρο (Hg) σαν σκεδαστή μέσα σε χοάνη όπου υπήρχε απαριθμητής Geiger-Muller (GM) καλά θωρακισμένος από την ακτινοβολία της πηγής ώστε να καταγράφει μόνο τα σκεδαζόμενα φωτόνια. Έτσι άν για κάποια ταχύτητα της πηγής πραγματοποιούνταν ο πυρηνικός συντονισμός, ένας αριθμός πυρήνων υδραργύρου που απορροφούσαν φωτόνια γ, θα επανεξέπεμπαν τα φωτόνια σε γεωμετρία 4π με αποτέλεσμα να παρουσιαζεται αύξηση του ρυθμού καταγραφής των φωτονίων στον GM (σκεδαζόμενα + επανεκπεμπόμενα). Τελικά ο Moon κατέγραψε μικρή αλλά σημαντική αύξηση στο ρυθμό καταγραφής των σκεδαζόμενων φωτονίων όπως φαίνεται στο σχήμα 5.13.



Σχήμα 5.13 Τα αποτελέσματα του πειράματος του Moon όπου φαίνεται η επίδραση της ταχύτητας της πηγής στο ρυθμό καταγραφής των σκεδαζόμενων φωτονίων γ.

Την ίδια εποχή και ο Karl Malmfors στη Στοκχόλμη προσπάθησε να παρατηρήσει τον πυρηνικό συντονισμό με μια εναλακτική προσέγγιση. Θεώρησε ότι εκπέμποντας και απορροφώντας φωτόνια γ σε υψηλές θερμοκρασίες, έχει ως αποτέλεσμα την διεύρυνση του πλάτους των γραμμών και άρα μπορεί να υπάρξει αλληλεπικάληψη μεταξύ της κατανομής

(γραμμής) των φωτονίων εκπομπής και αυτών που απαιτούνται για την απορρόφηση. Χρησιμοποίησε πηγή ^{198}Au πάνω από δοχείο με ^{198}Hg και ανιχνευτή σπινθιρισμών καλά θωρακισμένο από την πηγή. Θερμαίνοντας την πηγή του χρυσού κατέγραψε μια αύξηση στο ρυθμό των καταμετρούμενων φωτονίων. Οι συνθήκες συντονισμού ικανοποιούνται σε αυτές τις περιπτώσεις όπου η συνιστώσα της θερμικής κίνησης στην κατεύθυνση του σκεδαστή είναι τέτοια που αντισταθμίζει την ενέργεια ανάκρουσης. Και τα δύο πειράματα των Moon και Malmfors ήταν λίγο πάνω από τα όρια του πειραματικού σφάλματος και απαιτούνταν περετέρω μελέτη.

5.3.5. Φαινόμενο Mössbauer

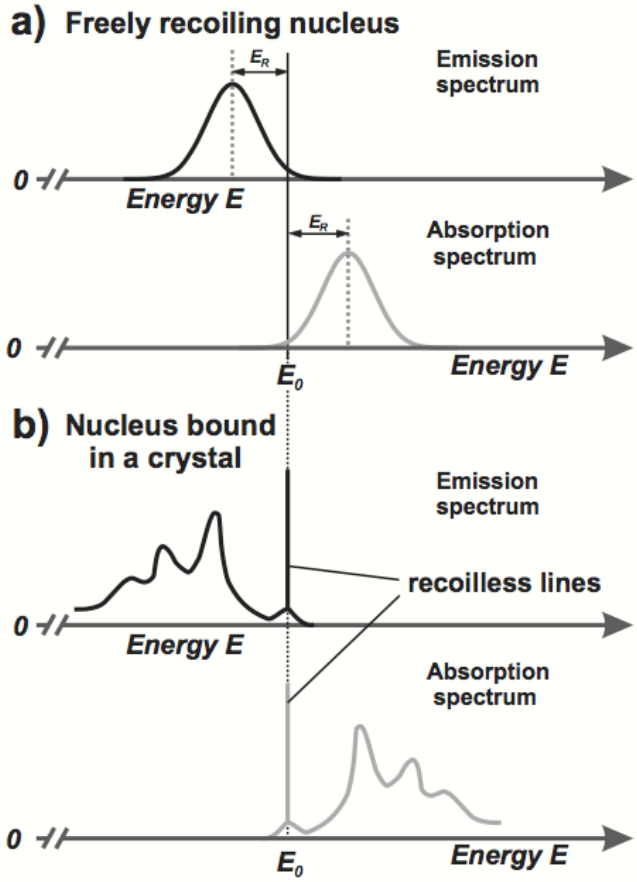
Το 1957 ο Rudolf Mössbauer ανακάλυψε τον πυρηνικό συντονισμό χωρίς ανάκρουση κατά την απορρόφηση ακτίνων γ, γνωστό σήμερα ως φαινόμενο Mössbauer, για το οποίο και τιμήθηκε με το βραβείο Nobel το 1962. Το 1955, ο Mössbauer άρχισε τη διδακτορική του διατριβή στη Χαϋδελβέργη, σκοπεύοντας να μελετήσει την επίδραση της θερμοκρασίας στη φασματική αλληλεπικάλυψη, στην κατεύθηνση της έρευνας του Malmfors. Αντί όμως να εργαστεί σε υψηλές θερμοκρασίες αποφάσισε να χαμηλώσει τη θερμοκρασία, θεωρώντας ότι είναι πιο απλό να κατασκευάσει μια κρυοστατική διάταξη παρά ένας φούρνο ενώ η μετάβαση στη θερμοκρασία του υγρού αζώτου θα έπρεπε να δώσει σχεδόν τα ίδια αποτελέσματα στη διαφορά των γραμμών εκπομπής και απορρόφησης όπως και σε υψηλές θερμοκρασίες. Πραγματοποιώντας το πείραμα σε χαμηλή θερμοκρασία παρατήρησε έκπληκτος ένα φαινόμενο ακριβώς αντίθετο απο τις προσδοκίες του. Όσο χαμηλότερη ήταν η θερμοκρασία του δείγματος τόσο περισσότερο παρατηρούσε να συμβαίνει πυρηνικός συντονισμός αν και μειώνονταν το εύρος των γραμμών. Η παρατήρηση αυτή αποδείχθηκε αργότερα οτι οφειλεται σε αύξηση της πιθανότητας η ενέργεια ανάκρουσης του πυρήνα να απορροφάται από το πλέγμα του κρυστάλου συνολικά.

Η εξήγηση που έδωσε ο Mössbauer στη διδακτορική διατριβή του σκιαγραφείται μέσω των φασμάτων εκπομπής και απορρόφησης ενός ελεύθερου και ενός συνδεδεμένου πυρήνα, αντίστοιχα, όπως στο σχήμα . Ένας ελεύθερα ανακρουόμενος πυρήνας, π.χ. σε ένα αέριο σε χαμηλή πίεση, θα παρουσιάσει και τη διεύρυνση λόγω θερμικής κίνησης και τη μετατόπιση γραμμών (Doppler) λόγω της ανάκρουσης του πυρήνα, με συνέπεια τη μή αλλληλεπικάληψη μεταξύ της εκπομπής και της απορρόφησης των γ-ακτίνων. Σε περίπτωση που ο πυρήνας που εκπέμπει το φωτόνιο γ είναι μέρος ενός κρυσταλλικού πλέγματος, τα αντίστοιχα φάσματα εκπομπής και απορρόφησης αποκτούν εκτός από τις κορυφές συντονισμού και τις ζώνες γ-ακτίνων που συνδέονται με διαδικασίες ταλάντωσης του κρυστάλου (ενός φωνονίου, δύο φωνονίων κ.λ.π.) καθώς αυτές είναι και οι διαδικασίες διέγερσης του κρυστάλου για ενέργεις ανάκρουσης τάξης μερικών meV.

Με τη μείωση της θερμοκρασίας του κρυστάλλου, προκύπτουν οι πολύ αιχμηρές γραμμές ακριβώς στην ενέργεια συντονισμού, που αργότερα ονομάστηκαν Μ-γραμμές ή γραμμές μηδενικής ανάκρουσης. Το πλάτος αυτών των γραμμών αντιστοιχεί στο φυσικό πλάτος τους χωρίς καμμία διαπλάτυνση λόγω φαινομένου Doppler (θερμοκρασίας). Επίσης η θέση τους (η ενέργειά τους) αντιστοιχεί στην περίπτωση όπου η ανάκρουση του εκπέμποντος πυρήνα απορροφάται από το κρυσταλλικό πλέγμα ως σύνολο, με αποτέλεσμα η ενέργεια ανάκρουσης να γίνεται αμελητέα και οι γραμμές να μήν είναι μετατοπισμένες.

Οι πυρήνες σε ένα στερεό κρύσταλλο, δεν είναι ελεύθεροι να ανακρουσθούν επειδή είναι συνδεδεμένοι στο κρυσταλλικό πλέγμα. Όταν ένας πυρήνας σε ένα στερεό εκπέμπει ή απορροφά ένα φωτόνιο γ, η ενέργεια ανάκρουσης του πυρήνα μπορεί να ληφθεί ή να δοθεί

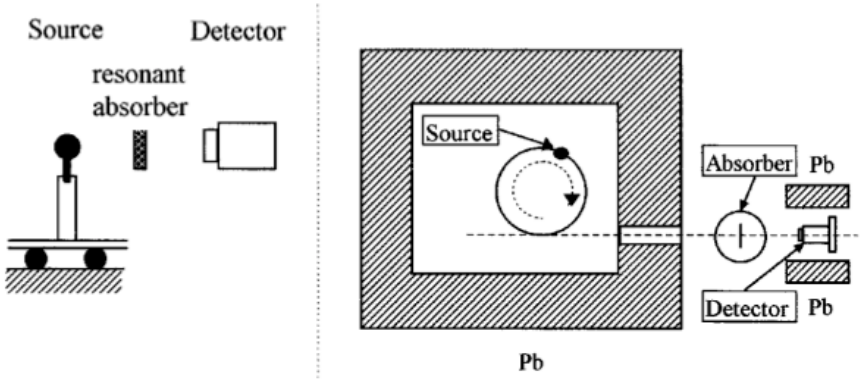
από τις δονήσεις του κρυσταλικού πλέγματος. Η ενέργεια αυτών των δονήσεων είναι κβαντισμένη σε μονάδες γνωστές ως φωνόνια. Οποιοσδήποτε ακέραιος αριθμός φωνονίων μπορεί να εκπεμφθεί, συμπεριλαμβανομένου και του μηδενός. Το φαινόμενο Mössbauer εμφανίζεται επειδή υπάρχει μια πεπερασμένη πιθανότητα διάσπασης που δεν περιλαμβάνει κανένα φωνόνιο. Κατά συνέπεια σε ένα μέρος των γεγονότων διάσπασης, ολόκληρος ο κρύσταλλος ενεργεί ως ανακρουόμενο σώμα, χωρίς όμως την απορρόφηση/εκπομπή φωνονίου. Αυτά τα γεγονότα είναι γνωστά ως γεγονότα μηδενικής ανάκρουσης και τα εκπεμπόμενα φωτόνια γάμμα έχουν όλη την ενέργεια της διάσπασης με συνέπεια να μπορεί να εμφανιστεί ο συντονισμός (σχήμα 5.14).



Σχήμα 5.14 Σχηματική αναπαράσταση του φάσματος εκπομπής και απορρόφησης γ, α) σε ένα ελεύθερα ανακρουόμενο πυρήνα και b) σε ένα πυρήνα συνδεμένο σε κρυσταλικό πλέγμα. Τα φάσματα του ελεύθερα ανακρουόμενου πυρήνα παρουσιάζουν τις θερμικές επιδράσεις (Doppler) διεύρυνσης και μετατόπισης γραμμών, με συνέπεια την ελάχιστη αλληλεπικάληψη των γραμμών εκπομπής και απορρόφησης. Για έναν πυρήνα που είναι συνδεμένος σε ένα κρυσταλλικό πλέγμα, τα αντίστοιχα φάσματα εμφανίζουν ζώνες ακτίνων-γ που συνδέονται με διαδικασίες απορρόφησης και εκπομπής φωνονίων (0,1,2, φωνονίων), πάνω από τις οποίες παρουσιάζονται και οι πολύ αιχμηρές (recoilless) γραμμές προκύπτουν, ακριβώς στην ενέργεια συντονισμού.

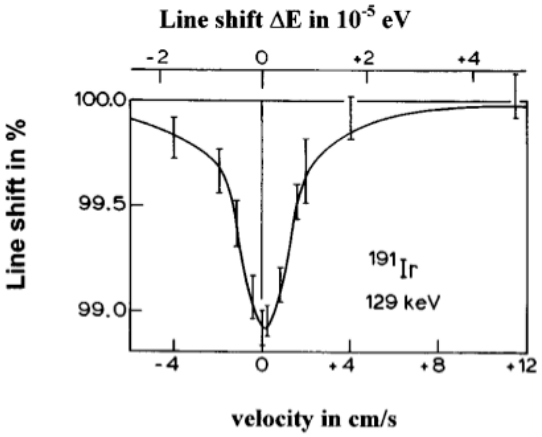
Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποίησε ο Mössbauer για την παρατήρηση του πυρηνικού συντονισμού χωρίς ανάκρουση παρουσιάζεται στο σχήμα 5.15. Μια πηγή οσμίου ^{191}Ο ήταν τοποθετημένη σε μια περιστρεφόμενη πλάκα (όπως και στο πείραμα του Moon) καλά

θωρακισμένη, ο απορροφητής ιριδίου ^{191}Ir παρεμβάλεται μεταξύ πηγής και ανιχνευτή και ο ανιχνευτής θωρακισμένος. Το όσμιο διασπάται με β^- στη διεγερμένη κατάσταση του ^{191}Ir (129 keV). Η όλη διάταξη (πηγή, περιστρεφόμενη πλάκα και απορροφητής) ήταν σε θερμοκρασία υγρού αζώτου. Η ενέργεια των φωτονίων γ μεταβάλλεται με τη μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής της πηγής λόγω του φαινομένου Doppler. Τα φάσματα παρουσιάζουν την ένταση των ακτίνων-γ που περνούν μέσω του απορροφητή και καταμετρόνται απο τον ανιχνευτή ως συνάρτηση της ταχύτητας πηγής.



Σχήμα 5.15 Πειραματική διάταξη που χρησιμοποίησε ο Mössbauer για το αντίστοιχο πείραμα.

Με τη διάταξη αυτή ο Mössbauer κατέγραψε την πυρηνική απορρόφηση συντονισμού από ^{191}Ir ως συνάρτηση της γραμμικής (εφαπτόμενης) ταχύτητας της πηγής. Αυτό το φάσμα αποτελεί το πρώτο φάσμα Mössbauer και φαίνεται στο σχήμα 5.16.



Σχήμα 5.16 Μεταβολή του ρυθμού απορρόφησης των φωτονίων γ σα συνάρτηση της ταχύτητας της πηγής, όπως την κατέγραψε ο Mössbauer στο πείραμά του.

Στο σχήμα 5.16 φαίνεται ότι στις συνθήκες του πειράματος και για ακίνητη την πηγή η απορρόφηση συντονισμού είναι μέγιστη. Αυξάνοντας την ταχύτητα προσέγγισης της πηγής προς τον απορροφητή σε 2 cm/s η απορρόφηση μειώνεται στο μισό. Αντίστοιχα και για αρνητικές τιμές της ταχύτητας, που αντιστοιχούν σε κίνηση της πηγής απομακρινόμενης από τον απορροφητή η μείωση του συντονισμού είναι το ίδιο δραματική.

5.4. Άλλοι τύποι διάσπασης που συνδέονται με την β-διάσπαση

5.4.1. Αντίστροφη β - διάσπαση (απορρόφηση νετρίνο).

Θεωρητικά, μπορεί να συμβεί η διαδικασία κατά την οποία το πρωτόνιο απορροφά ένα αντινετρίνο, δηλαδή:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \qquad (\alpha)$$

η το νετρόνιο να απορροφήσει ένα αντινετρίνο:

$$\nu + n \rightarrow p + e^- \qquad (\beta)$$

Και οι δυο διαδικασίες είναι στην ουσία β-διάσπαση. Όπως και στις διασπάσεις β^+/EC και την β^- ένα πρωτόνιο μετατρέπεται σε νετρόνιο και ένα πρωτόνιο σε νετρόνιο, μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης. Στις παραπάνω εξισώσεις το νετρίνο που απορροφάται είναι αντίθετου τύπου από αυτό που εκπέμπεται κατά την β^+ και την β^- διάσπαση. Έτσι η διαδικασία $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ μπορεί να θεωρηθεί ως η απορρόφηση ενός ηλεκτρονίου αρνητικής ενέργειας από ένα πρωτόνιο. Η οπή του ηλεκτρονίου αρνητικής ενέργειας είναι ένα ποζιτρόνιο και γενικά η συμμετρία σωματιδίου-αντισωματιδίου μπορεί να θεωρηθεί ως απορρόφηση αντινερίνο αρνητικής ενέργειας του οποίου η οπή είναι το νετρίνο. Έτσι λοιπόν το πρωτόνιο μπορεί να απορροφήσει ένα αντινετρίνο αλλά ποτέ νετρίνο. Η αρπαγή ηλεκτρονίου είναι συνεπώς αρπαγή ηλεκτρονίου θετικής ενέργειας και αντινετρίνο αρνητικής ενέργειας από πρωτόνιο.

Παρομοίως, η εκπομπή του νετρονίου εμπεριέχει την απορρόφηση αντινετρίνο αρνητικής ενέργειας του οποίου η οπή είναι το ν. Όπως λοιπόν το πρωτόνιο απορροφά ηλεκτρόνιο αντιθέτου τύπου, e^-στην ηλεκτρονική αρπαγή και στην β^+, το πρωτόνιο και το νετρόνιο απορροφούν νετρίνο αντιθέτου τύπου από αυτό που εκπέμπεται κατά την β-διάσπαση, δίνοντας έτσι την πληροφορία ότι το νετρίνο και το αντινετρίνο δεν είναι τα ίδια σωματίδια. Η αντίστροφη β-διάσπαση παρατηρείται μέσω αντιδράσεων όπου βομβαρδίζεται πυρήνας με ν_e ή με $\bar{\nu}_e$. Δεν παρατηρούνται ως αυθόρμητες διασπάσεις γιατί γύρω από τους πυρήνες δεν υπάρχουν ν_e ή $\bar{\nu}_e$ όπως τα e^- ώστε να αρπαγούν από τους πυρήνες.

Το 1956 οι F. Reines και C.L.Covan έδωσαν την πρώτη απόδειξη αντιδράσεων αντίστροφης β-διάσπασης. Τα πειράματά τους έδειξαν επίσης ότι πράγματι τα νετρίνο αλληλεπιδρούν με την ύλη ελάχιστα. Αυτή η τόσο ασθενής αλληλεπίδραση αναμένονταν γιατί τα νετρίνο δεν έχουν ηλεκτρικό φορτίο ώστε να αλληλεπιδράσουν ηλεκτρομαγνητικά. Δεν αλληλεπιδρούν όμως ούτε με ισχυρές πυρηνικές δυνάμεις παρά μόνο με ασθενείς. Το πείραμα των F. Reines και C.L.Covan έγινε πλησίον αντιδραστήρα όπου υπήρχε μεγάλη ροή αντινετρίνο από την β^- διάσπαση των προϊόντων της σχάσης. Τα αντινετρίνο απορροφώνται από τα πρωτόνια στόχου H_2O. Τα παραγόμενα νετρόνια, βλέπε αντίδραση (α) ανιχνεύονται από την ακτινοβολία γάμμα που ακολουθεί την αρπαγή νετρονίου σε Cd και τα e^+ από την εξαΰλωση του ποζιτρονίου.

Το νετρίνο μπορεί να διασχίσει ως και την διάμετρο της γης χωρίς να αλληλεπιδράσει. Από την γη διέρχονται ~$6{,}5.10^{10}$ νετρίνο/cm^2 sec προερχόμενα από τον Ήλιο. Η ενεργός διατομή της αλληλεπίδρασης αυτής έχει προσδιοριστεί:

$$\sigma \sim 10^{-44}\ cm^2$$

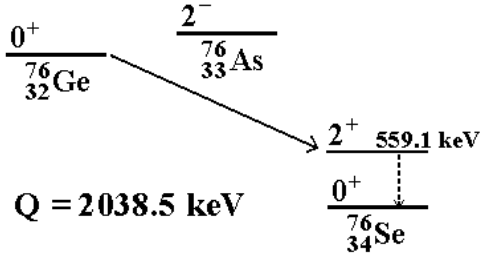
Από το 1955 ο R. Davis και οι συνεργάτες του μελετούσαν την αντίδραση:

$$\nu_e + {}^{37}_{17}Cl \rightarrow {}^{37}_{18}Ar + e^-$$

(αντίστροφη της ${}^{37}_{18}Ar + e^-$) με νετρίνο από τον Ήλιο. Μελέτησαν επίσης την ίδια αντίδραση με αντινετρίνο από αντιδραστήρες με σκοπό να διαπιστώσουν αν τα νετρίνο-αντινετρίνο είναι διαφορετικά σωματίδια. Η αντίδραση του Cl παρατηρήθηκε με νετρίνο όχι όμως και με αντινετρίνο. Αυτά, όπως και άλλα δεδομένα υποστηρίζουν ότι τα δυο σωματίδια δεν είναι ίδια. Πράγματι κατά την θεωρία του P.A.M. Dirac για τα σωματίδια με σπιν ½ το νετρίνο δεν μπορεί να έχει ίδιο αντισωματίδιο. Η θεωρία του Dirac δεν θεωρήθηκε σημαντική ως την δεκαετία του 1950 όπου η έρευνα για το αντιπρωτόνιο και η φύση των αντισωματιδίων έβαλε γενικότερα ερωτήματα. Εργασίες του L.M. Lederman και των συνεργατών του το 1962 στο Brookhaven έδειξαν ότι τα νετρίνο που παράγονται κατά την διάσπαση των π-μεσονίων συνδέονται με τα μ-μεσόνια, όχι όμως με τα ηλεκτρόνια. Έτσι υπάρχουν ξεχωριστά τα ν_e, $\bar{\nu}_e$ και τα ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$. Αργότερα ανακαλύφθηκε και ένα τρίτο νετρίνο συνδεδεμένο με το λεπτόνιο τ, το ν_τ και $\bar{\nu}_\tau$. Η φύση όλων αυτών των νετρίνο παραμένει ένα ενδιαφέρον ερώτημα.

5.4.2. Διπλή β-διάσπαση και η φύση του νετρίνο

Λόγω της ενέργειας ζευγαρώματος των νουκλεονίων οι άρτιοι-άρτιοι πυρήνες είναι συνδεδεμένοι πιο ισχυρά από ότι οι γειτονικοί τους περιττοί-περιττοί. Ένας αριθμός άρτιων-άρτιων πυρήνων που δεν μπορούν να δώσουν απλή β-διάσπαση (με τις προϋποθέσεις μάζας-ενέργειας) μπορούν να διασπαστούν με διπλή β-διάσπαση, όπως στο σχήμα 5.17 για το ^{76}Ge.



Σχήμα 5.17 Διπλή β διάσπαση του ^{76}Ge

Η διπλή β-διάσπαση είναι αλληλεπίδραση δυο βημάτων και δίνεται ως εξής:

$$ {}^{A}_{Z}X_N \rightarrow {}^{A}_{Z+2}Y_{N-2} + 2e^- + 2\bar{\nu}_e $$

$$ {}^{A}_{Z}X_N \rightarrow {}^{A}_{Z-2}Y_{N+2} + 2e^+ + 2\nu_e $$

Επειδή είναι αλληλεπίδραση δυο βημάτων, η διπλή β-διάσπαση είναι σπάνιο φαινόμενο. Οι πυρήνες υποψήφιοι για διπλή β-διάσπαση έχουν χρόνο ημιζωής της τάξης των 10^{20} χρόνια, έτσι το φαινόμενο αυτό παρατηρείται πολύ δύσκολα. Στην σχέση των μαζών (του Weizsacker) ο όρος της ενέργειας συμμετρίας, που είναι ανάλογος του $(N-Z)^2$ είναι ιδιαίτερα ενδιαφέρων γιατί επιτρέπει σε ένα πυρήνα άρτιο-άρτιο π.χ. Z+2, Z-2, να γίνει πιο ισχυρά συνδεδεμένος απ ότι ο πυρήνας N,Z και αντίστροφα. Αυτό φαίνεται και στο σχήμα 5.17 όπου η μάζα του ${}^{76}_{32}Ge$ είναι χαμηλότερα από το ${}^{76}_{33}As$ αλλά υψηλότερα από το Z+2 δηλαδή το ^{76}Se, συνεπώς η διπλή β-διάσπαση είναι επιτρεπτή. Επειδή οι βαρύτεροι σταθεροί πυρήνες έχουν περίσσεια νετρονίων υπάρχουν περισσότερα δυνατά ισότοπα που δίνουν διπλή β^- διάσπαση από ότι διπλή β^+ διάσπαση. Μερικοί υποψήφιοι πυρήνες για διπλή β^- διάσπαση είναι οι:

$^{76}_{32}Ge \rightarrow {}^{76}_{34}Se + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ (Q=2.045 MeV)

$^{82}_{34}Se \rightarrow {}^{82}_{36}Kr + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ (Q=3.00 MeV)

$^{130}_{52}Te \rightarrow {}^{130}_{54}Xe + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ (Q=2.93 MeV)

Αντίστοιχο παράδειγμα για την διπλή β^+ διάσπαση είναι:

$^{106}_{48}Cd \rightarrow {}^{106}_{46}Pd + 2e^+ + 2\nu_e$ (Q=0.7 MeV)

Έμμεσες αποδείξεις για διπλή β διάσπαση προήλθαν από την περίσσεια ευγενών αερίων όπως το ^{130}Xe σε βραχώδη εδάφη: ^{130}Te: $T_{1/2}=(2.7 \pm 0.1)10^{21}$ χρόνια. Άμεση παρατήρηση, πειραματικά, β^- διάσπασης του ^{82}Se αναφέρθηκαν το 1987 από την ομάδα του Πανεπιστημίου της Καλιφόρνια–Irvine. Η ημίσεια ζωή δόθηκε το 1995 σε $T_{1/2}=1.08.10^{20}$ χρόνια. Επίσης το 1995 δημοσιεύτηκε και η ημιζωή του ^{76}Ge σε $9.2.10^{20}$ χρόνια. Η διπλή β διάσπαση δημοσιεύτηκε από τρεις ομάδες στο Παν/μιο της Osaka, του Irvine και NEMO το 1995 με $T_{1/2}=1.15.10^{19}$ χρόνια. Έτσι η διπλή β-διάσπαση με εκπομπή δυο νετρίνο καθιερώθηκε οριστικά.

Η διπλή β-διάσπαση είναι πολύ ενδιαφέρουσα διαδικασία γιατί βοηθά στην διερεύνηση του standard model στο οποίο τα νετρίνο με σπιν ½ είναι φερμιόνια (του Dirac) και έτσι το ν και το $\bar{\nu}$ δεν είναι ταυτόσημα. Επίσης υπάρχει η δυνατότητα τα νετρίνο να είναι φερμιόνια Majorana, δηλαδή το νετρίνο είναι ταυτόσημο του αντινετρίνο του (το νετρίνο είναι το αντισωματίδιο του εαυτού του). Στην περίπτωση αυτή, στην διπλή β-διάσπαση, το αντινετρίνο εκπέμπεται κατά την πρώτη διάσπαση, απορροφάται ως νετρίνο με εκπομπή του δευτέρου e^-. Αυτή η διπλή β-διάσπαση χωρίς νετρίνο απαιτεί $\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$. Η χωρίς νετρίνο διπλή β-διάσπαση παραβιάζει την διατήρηση του λεπτονικού αριθμού σε αντίθεση με το standard model και υποστηρίζει τα μοντέλα ενοποίησης τα οποία ευνοούν τα νετρίνο Majorana.

Η μη διατήρηση του λεπτονικού αριθμού συνδέεται με την πιθανή ύπαρξη μάζας ηρεμίας του νετρίνο. Ένα νετρίνο Majorana πρέπει να έχει μάζα ηρεμίας. Πείραμα στην Ρωσία έδειξε ορισμένο όριο της μάζας του νετρίνο, της τάξης των 20 eV/c^2, αλλά είναι υπό συζήτηση. Πρόσφατα πειράματα β^- διάσπασης στο Los Alamos, την Ζυρίχη και το Mainz έθεσαν ανώτερο όριο τα 7 eV/c^2.

Πολλές ομάδες μελέτησαν την διαδικασία της διπλής διάσπασης χωρίς νετρίνο. Ο H. Ejiri[4] συγκέντρωσε τα πιο πρόσφατα αποτελέσματα το 1995 με τα χαμηλότερα όρια ημιζωής της διπλής β-διάσπασης χωρίς νετρίνο και τα ανώτερα όρια που προκύπτουν στην μάζα ηρεμίας των νετρίνο Majorana. Παραδείγματα δίνονται παρακάτω:

$^{76}\text{Ge} > 6,4 \cdot 10^{24}\,\text{y} < 0,6\text{eV}$	Heidelberg-Moscow
$^{100}\text{Mo} > 5,2 \cdot 10^{22}\,\text{y} < 2,2\text{eV}$	Osaka
$^{136}\text{Xe} > 4,2 \cdot 10^{23}\,\text{y} < 2-3\text{eV}$	Caltech - Neuchatel, PSI
$^{150}\text{Nd} > 2,1 \cdot 10^{21}\,\text{y} < 4\text{eV}$	Irvine

Τα δεδομένα αυτά περιορίζουν την μάζα των νετρίνο Majorana σε μάζα χαμηλότερη από τα 2eV. Η μάζα αυτή είναι ένας ενδιαφέρων αριθμός που αφορά τις μεγάλες ενοποιημένες θεωρίες. Πρέπει να σημειωθεί ότι η μάζα ηρεμίας των νετρίνο Majorana, που προκύπτει από την διπλή β-διάσπαση, χωρίς νετρίνο, είναι ακόμη μικρότερη από την μάζα ηρεμίας που προκύπτει από την απλή β-διάσπαση.

---

[4] Proc. Int. Conf. On Nuclear Physics, 1995, Beijing

Κεφάλαιο 6
ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΔΥΝΑΜΕΙΣ

6.1. Εισαγωγή

Η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο ως προς την μάζα των πυρήνων είναι σταθερή (≈ 8 MeV/N). Η τιμή αυτή είναι περίπου χίλιες φορές μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στο άτομο του υδρογόνου (13.6 eV). Δηλαδή η δύναμη που συγκρατεί τα νουκλεόνια στον πυρήνα είναι πολύ μεγαλύτερη από την ηλεκτρική δύναμη που συγκρατεί τα ηλεκτρόνια στο άτομο.

Επίσης η πυρηνική δύναμη πρέπει να είναι ισχυρότερη από την αντίστοιχη ηλεκτρική μεταξύ των πρωτονίων γιατί τα πρωτόνια είναι συνδεδεμένα μέσα στον πυρήνα.

Τα συνδεδεμένα συστήματα συγκρατούνται από δυνάμεις. Η Γη είναι συνδεδεμένη με τον Ήλιο με δυνάμεις βαρύτητας. Αν υπολογίσουμε την αντίστοιχη δύναμη μεταξύ δυο πρωτονίων θα δούμε ότι είναι 10^{39} φορές μικρότερη από την απωστική δύναμη λόγω του φορτίου τους. Η δύναμη συνεπώς που συγκρατεί τα πρωτόνια μέσα στον πυρήνα είναι διαφορετική τόσο από την δύναμη βαρύτητας όσο και από την ηλεκτρική.

Στο πείραμα της σκέδασης Rutherford αποδείχθηκε ότι η εμβέλεια των πυρηνικών δυνάμεων πρέπει να είναι της τάξης μεγέθους της πυρηνικής ακτίνας.

Η πυρηνική δύναμη ανήκει στην ισχυρή αλληλεπίδραση και είναι η ισχυρότερη από τις τέσσερις αλληλεπιδράσεις που είναι γνωστές στην φύση. Ο πίνακας 6.1. δίνει την σχετική ένταση και εμβέλεια των δυνάμεων με αναφορά τις πυρηνικές δυνάμεις.

Τύπος αλληλεπίδρασης	**Σχετική ένταση**	**Εμβέλεια**
Ισχυρή (Πυρηνική)	1	$\approx 10^{-13}$ cm
Ηλεκτρομαγνητική	$\approx 10^{-2}$	∞
Ασθενής (π.χ. εκπομπή ακτ. β)	$\approx 10^{-13}$	≈ 0
Βαρυτική	$\approx 10^{-39}$	∞

Πίνακας 6.1. Βασικές αλληλεπιδράσεις

6.2 Ιδιότητες των δυνάμεων νουκλεονίου-νουκλεονίου.

Οι ιδιότητες των δυνάμεων μεταξύ νουκλεονίου-νουκλεονίου μελετώνται άμεσα με πειράματα αλληλεπίδρασης νουκλεονίου.-νουκλεονίου. Μελετώνται επίσης έμμεσα μέσω των ιδιοτήτων συνδεδεμένων συστημάτων όπως πυρήνες. Σε αυτή την παράγραφο συζητούνται οι ιδιότητες της πυρηνικής δύναμης όπως συνάγεται από τα χαρακτηριστικά του πυρήνα καθώς

επίσης τα αποτελέσματα των πειραμάτων σκέδασης σε ενέργειες μερικών εκατοντάδων MeV. Τα πιο ενδιαφέροντα συμπεράσματα για τις αδρονικές[5] δυνάμεις συνοψίζονται παρακάτω:

Ελκτικές: Η δύναμη που υπερισχύει είναι ελκτική, άλλως δεν θα υπήρχε ο πυρήνας.

Εμβέλεια και ισχύς: Η σύγκριση των ενεργειών σύνδεσης του ^{2}H, ^{3}H και του ^{4}He δείχνει ότι η εμβέλεια της πυρηνικής δύναμης είναι της τάξης του 1 fm. Οι ενέργειες των τριών νουκλιδίων δίνονται στον πίνακα 6.2.: Δίνεται η ενέργεια σύνδεσης ανά σωματίδιο και ανά δεσμό. Η αύξηση της ενέργειας σύνδεσης δεν μπορεί να οφείλεται μόνο στην αύξηση των δεσμών. Μπορεί να εξηγηθεί μόνον αν η δύναμη έχει πολύ μικρή εμβέλεια, της τάξης του δεσμού. Ο μεγαλύτερος αριθμός δεσμών συντελεί στην συγκέντρωση των νουκλεονίων και σε βαθύτερο δυναμικό. Η ενέργεια σύνδεσης ανά σωματίδιο και ανά δεσμό αυξάνει αντίστοιχα. Το δυναμικό που αντιστοιχεί σ' αυτό το πλάτος (~1 fm) έχει βάθος της τάξης των 50 MeV.

Ενέργεια σύνδεσης (MeV)				
Νουκλίδιο	Αριθμός δεσμών	Ολική	Ανά Σωματίδιο	Ανά δεσμό
^{2}H	1	2,2	2,2	1,2
^{3}H	3	8,5	2,8	2,8
^{4}He	6	28,0	7,0	4,7

Πίνακας 6.2. Ενέργεια σύνδεσης ^{2}H, ^{3}H και ^{4}He

Η ισχύς των αδρονικών δυνάμεων ως προς τις ηλεκτρομαγνητικές και τις ασθενείς συνάγεται από την σύγκριση των ολικών ενεργών διατομών σκέδασης. Το πείραμα γίνεται με απορρόφηση φωτονίων από νουκλεόνια (ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση) και σκέδαση νετρίνο από νουκλεόνια (ασθενής αλληλεπίδραση). Στο σχήμα 6.1. δίνονται όλες μαζί οι ενεργές διατομές όπως και η γεωμετρική ενεργός διατομή για την σύγκριση. Συνάγονται τα αποτελέσματα του σχήματος 6.1.

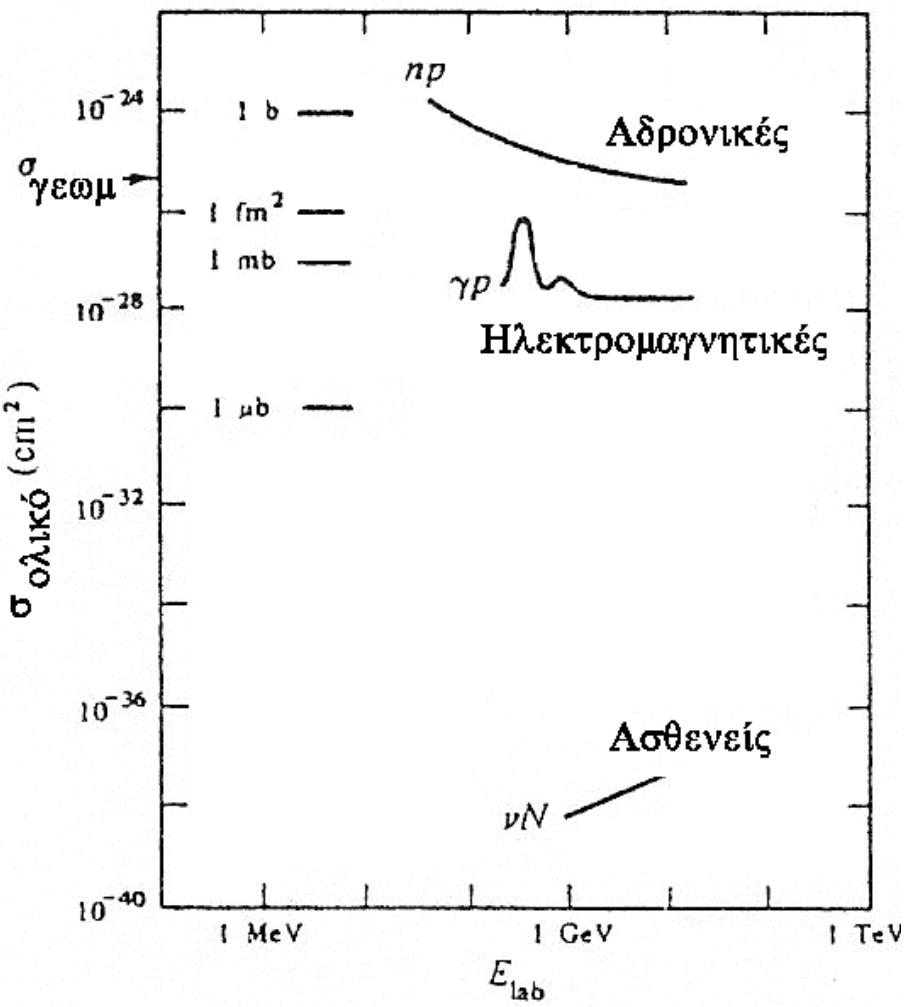
Ανεξαρτησία φορτίου: Η αδρονική δύναμη είναι ανεξάρτητη φορτίου. Οι αλληλεπιδράσεις pp, nn και np έδειξαν ότι η δύναμη μεταξύ των νουκλεονίων είναι ακριβώς ίδια (συνάγεται επίσης από τις ενεργές διατομές σκέδασης).

Κορεσμός: Αν τα νουκλεόνια αλληλεπιδρούν ελκτικά μεταξύ τους, θα είναι A(A-1)/2 αλληλεπιδρώντα ζεύγη. Η ενέργεια σύνδεσης αναμένεται να είναι ανάλογη του A(A-1)~A^2 και όλοι οι πυρήνες θα έπρεπε να έχουν διάμετρο της τάξης της εμβέλειας της πυρηνικής δύναμης. Όμως τόσο το ότι η ενέργεια σύνδεσης είναι ανάλογη του A^2 όσο και ο όγκος του πυρήνα που είναι ανάλογος του A, διαφωνούν με τα πειραματικά δεδομένα για A>4. Για τους

[5] Δυνάμεις μεταξύ αδρονίων. Αδρόνια είναι τα σωματίδια που αλληλεπιδρούν μέσω ισχυρών (πυρηνικών) αλληλεπιδράσεων.

περισσότερους πυρήνες ο όγκος και η ενέργεια σύνδεσης είναι ανάλογοι του Α. Επομένως η πυρηνική δύναμη παρουσιάζει κορεσμό. Κάθε νουκλεόνιο έλκεται μόνο με ένα περιορισμένο αριθμό άλλων νουκλεονίων. Τα επιπλέον νουκλεόνια ή δεν επηρεάζονται από τα άλλα ή απωθούνται. Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται στους χημικούς δεσμούς και τις δυνάμεις Van der Waals.

Ο κορεσμός μπορεί να εξηγηθεί με δύο τρόπους. i) με τις δυνάμεις ανταλλαγής και ii) μέσω των ισχυρών απωστικών δυνάμεων σε μικρές αποστάσεις (r<1 fm) δηλαδή του σκληρού πυρήνα. Οι δυνάμεις ανταλλαγής (i) οδηγούν σε κορεσμό τους χημικούς δεσμούς και ο σκληρός πυρήνας συμπεριφέρεται όπως στα κλασσικά υγρά.



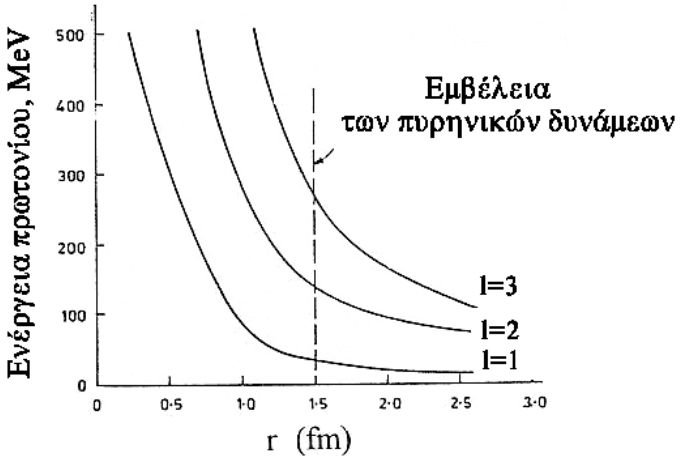
Σχήμα 6.1. Σύγκριση των ολικών ενεργών διατομών αδρονικής, ηλεκτρομαγνητικής και ασθενούς αλληλεπίδρασης. Το $\sigma_{\gamma\epsilon\omega\mu}$ δείχνει την γεωμετρική ενεργό διατομή (που είναι περίπου των διαστάσεων του πρωτονίου, εφ όσον το σχήμα δείχνει σκέδαση από πρωτόνιο)

Στην περίπτωση των αδρονίων, δεν μπορούμε να πούμε ποιο από τα δύο συμβαίνει υποθέτοντας τις πυρηνικές ιδιότητες, όμως τα πειράματα σκέδασης δείχνουν ότι συνεισφέρουν και οι δυο παράγοντες.

6.3. Ποιοτικά χαρακτηριστικά των πυρηνικών δυνάμεων

Η μελέτη του δευτερονίου μας δίνει μερικά χαρακτηριστικά των πυρηνικών δυνάμεων όπως η εμβέλεια και η ένταση τους. Επίσης γίνεται διαχωρισμός των μη-κεντρικών συνιστωσών των πυρηνικών δυνάμεων. Περισσότερες πληροφορίες για τον τρόπο που καθορίζονται οι πυρηνικές δυνάμεις παίρνουμε από τα πειράματα σκέδασης νουκλεονίου-νουκλεονίου. Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζομένων νουκλεονίων δίνει μία ιδέα για την φύση των πυρηνικών δυνάμεων. Τα πιο απλά πειράματα γίνονται με σκέδαση πρωτονίων από υγρό υδρογόνο (p-p). Τα πρωτόνια δίνονται από επιταχυντές και χρησιμοποιούνται ως βλήματα. Από παρόμοιους επιταχυντές λαμβάνονται επίσης και μονοενεργειακά (περίπου) νετρόνια που χρησιμοποιούνται σε πειράματα n-p. Στο σχήμα 6.2. δίνεται η σχέση μεταξύ της ενέργειας του πρωτονίου και της πιο κοντινής απόστασης που πλησιάζει τον πυρήνα. Η παράμετρος ℓ είναι η στροφορμή από περιφορά.

Παρατηρείται η αλλαγή της μορφής των καμπυλών στα περίπου 1.5 fm, που καθορίζει και την εμβέλεια των πυρηνικών δυνάμεων. Το αποτέλεσμα ταιριάζει με τους υπολογισμούς για το δευτερόνιο. Από το σχήμα συμπεραίνεται επίσης ότι για στροφορμή εκ περιφοράς ℓ=1 απαιτούνται περί τα 40 MeV. Για ℓ=2 απαιτούνται περισσότερα από 150 MeV. Γίνεται λοιπόν σαφές ότι για χαμηλές ενέργειες, η σκέδαση νουκλεονίου-νουκλεονίου αντιστοιχεί σε ℓ=0. Επί πλέον για ℓ=0 η κατανομή της σκέδασης παρουσιάζεται ισότροπη (στο σύστημα κέντρου μάζας). Η περίπτωση αυτή αναφέρεται ως σκέδαση του S-κύματος. Για υψηλότερες τιμές του ℓ η κατανομή δεν είναι πλέον ισότροπη.



Σχήμα 6.2. Ενέργεια των πρωτονίων σαν συνάρτηση της πλησιέστερης απόστασης προσέγγισης του πυρήνα.

Άλλη επίπτωση της υψηλότερης τροχιακής στροφορμής είναι ότι το κατά de Broglie μήκος κύματος του νουκλεονίου γίνεται μεγαλύτερο. Αυτό προκύπτει γιατί η στροφορμή είναι ίση με $\ell \cdot \hbar$. Επειδή $mv\ r = \ell \cdot \hbar$ r η μικρότερη απόσταση προσέγγισης):

$$r = \frac{\ell \cdot \hbar}{p\ \pi} = \frac{\ell \cdot \hbar}{\frac{\hbar}{\lambda}} = \frac{\lambda \cdot \ell}{2} \qquad (6.1)$$

Το νόημα της σχέσης αυτής είναι ότι για r, την μικρότερη απόσταση προσέγγισης, που είναι και η εμβέλεια των πυρηνικών δυνάμεων, το λ γίνεται μικρότερο όσο μεγαλύτερο είναι

το ℓ. Η μείωση του μήκους κύματος κατά de Broglie του νουκλεονίου - βλήματος επιτρέπει να το χρησιμοποιήσουμε ώστε να εξάγουμε πληροφορίες για τις πυρηνικές διαστάσεις και ειδικότερα να εξάγουμε λεπτομέρειες περί του δυναμικού στις αποστάσεις αυτές. Οι κβαντομηχανικοί υπολογισμοί της πιθανότητας σκέδασης νουκλεονίου-νουκλεονίου συμφωνούν με τα πειραματικά αποτελέσματα.

Οι ίδιοι υπολογισμοί για χαμηλές ενέργειες βλήματος καταλήγουν στα εξής συμπεράσματα.

α) Οι δυνάμεις μεταξύ νετρονίου-πρωτονίου (n-p) και πρωτονίου - πρωτονίου (p-p) είναι ίδιες όπως αν ελάμβανε κανείς υπόψη δυνάμεις Coulomb σε πειράματα p-p. Αυτό δείχνει ότι οι πυρηνικές δυνάμεις είναι ανεξάρτητες φορτίου.

β) Για το δευτερόνιο η κατάσταση με αντιπαράλληλα σπίν (απλή κατάσταση) δεν είναι συνδεδεμένη κατάσταση (η σύνδεση είναι της τάξης των 50 keV δηλαδή πολύ χαμηλή). Αυτό δείχνει ότι οι πυρηνικές δυνάμεις εξαρτώνται από τον προσανατολισμό του σπιν των δύο νουκλεονίων.

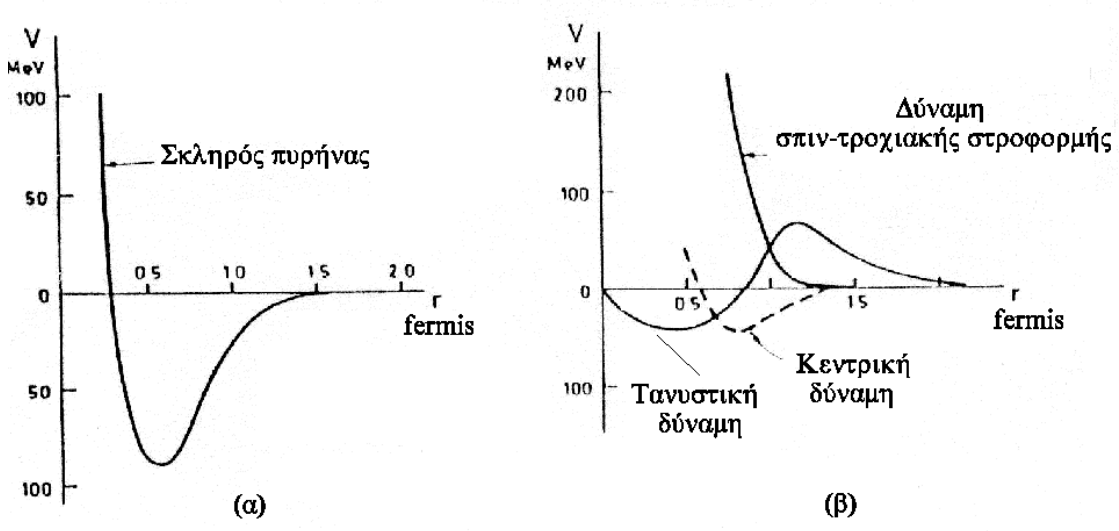
Τα πειράματα των χαμηλών ενεργειών δεν δίνουν πληροφορίες για το πυρηνικό δυναμικό. Για το σκοπό αυτό απαιτούνται υψηλότερες ενέργειες του βλήματος. Τα δεδομένα της σκέδασης σε υψηλότερες ενέργειες περιέχουν μεικτά γεγονότα, δηλαδή που αντιστοιχούν σε νουκλεόνια με παράλληλα και αντιπαράλληλα σπίν. Το πρόβλημα ξεπεράστηκε όταν άρχισαν να γίνονται πειράματα όπου το σπιν των πρωτονίων ήταν γνωστό καθώς επίσης και το σπιν του στόχου. Αυτό έγινε όταν περιήλθε στην γνώση των φυσικών ότι πρωτόνια που σκεδάζονται σε στόχο υδρογόνου παρουσιάζουν πόλωση (1953).

6.4. Αλλα χαρακτηριστικά των πυρηνικών δυνάμεων

Στο σχήμα 6.3 δίνονται τα δυναμικά που έχει βρεθεί ότι περιγράφουν ικανοποιητικά τα αποτελέσματα σκέδασης έως τα περίπου 300 MeV. Στο 6.3.(α) φαίνεται ότι η δύναμη μεταξύ του νουκλεονίου-νουκλεονλιου περιέχει απωστική συνιστώσα. Δηλαδή η πυρηνική δύναμη είναι ισχυρά απωστική για αποστάσεις μικρότερες του 0.5 fm. Αναφέρεται σαν "σκληρός πυρήνας". Το πυρηνικό δυναμικό τείνει στο άπειρο για κάποια τιμή του r. Τα δυο νουκλεόνια δεν μπορούν να πλησιάσουν πιο κοντά από την απόσταση r του "σκληρού πυρήνα". Αυτό ήταν αναμενόμενο γιατί αν δεν υπήρχαν και απωστικές δυνάμεις, με ένταση ανάλογη των πυρηνικών δυνάμεων, ο πυρήνας θα συμπιέζονταν στις διαστάσεις της εμβέλειας των πυρηνικών δυνάμεων. Τότε όλοι οι πυρήνες θα έπρεπε να έχουν το ίδιο μέγεθος, γεγονός που αντιβαίνει στα πειραματικά δεδομένα. Ο "σκληρός πυρήνας" αναδεικνύεται πειραματικά με πειράματα σκέδασης σε υψηλές ενέργειες ενώ στις χαμηλές ενέργειες η συνιστώσα αυτή δεν φαίνεται. Στο σχήμα 6.3.(β) παρουσιάζονται οι άλλες συνιστώσες των πυρηνικών δυνάμεων.

Θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα πυρηνικά δυναμικά που χρησιμοποιούνται αναπαράγουν ικανοποιητικά τις παρατηρούμενες πειραματικά ιδιότητες του πυρήνα. Κατ' αυτή την έννοια το πρόβλημα των πυρηνικών δυνάμεων φαίνεται να έχει λυθεί. Όμως υπάρχουν πολλά δυναμικά που αναπαράγουν επίσης επιτυχώς τα πειραματικά δεδομένα που δεν επηρεάζουν όμως τις βασικές μας γνώσεις ως προς τα πυρηνικά φαινόμενα όπως παρατηρούνται αυτά κατά τα πειράματα ως τα περίπου 300 MeV. Τα πειράματα σε υψηλότερες ενέργειες δίνουν την δυνατότητα ανίχνευσης σε βαθύτερα επίπεδα, όπως το εσωτερικό των νουκλεονίων. Εκεί παρατηρείται η λεπτή υφή των νουκλεονίων, η σύστασή τους δηλαδή από μικρότερες μονάδες, τα κουαρκς. Οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων αυτών έδωσαν επίσης

σωματίδια ανταλλαγής, π.χ. τα γκλουόνια έτσι δώστε μπορούμε να αποδώσουμε τις πυρηνικές δυνάμεις στην ανταλλαγή των σωματιδίων αυτών.



Σχήμα 6.3. Τα δυναμικά του σχεδίου παριστάνουν σε ικανοποιητικό βαθμό το δυναμικό του πυρήνα για σκέδαση νουκλεονίων ως τα περίπου 300 MeV.

6.5. Δυνάμεις ανταλλαγής. Μεσονική Θεωρία των πυρηνικών δυνάμεων

Η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση μεταξύ των φορτίων περιγράφεται στην ηλεκτρομαγνητική θεωρία πεδίου. Σύμφωνα με την θεωρία αυτή η ηλεκτρομαγνητική δύναμη μεταφέρεται με την ανταλλαγή φωτονίων. Η κβαντομηχανική θεώρηση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου θεωρεί ότι κάθε ηλεκτρικό φορτίο περιβάλλεται από νέφος "υποθετικών" φωτονίων τα οποία εκπέμπονται και απορροφώνται από το φορτισμένο σωματίδιο. Υπάρχει δηλαδή μια ανταλλαγή των «υποθετικών» φωτονίων όταν δύο φορτισμένα σωματίδια αλληλεπιδρούν. Η αλλιώς το ένα σωματίδιο εκπέμπει ένα φωτόνιο και το άλλο το απορροφά. Έτσι η θεωρία πεδίου ερμηνεύει γιατί η δύναμη Coulomb δεν μεταφέρεται ακαριαία αλλά με μία ταχύτητα, την ταχύτητα του φωτός.

Στην Χημεία, συνηθίζεται να θεωρούμε ότι η δύναμη οφείλεται στην ανταλλαγή ηλεκτρονίων. Για παράδειγμα στο μόριο του υδρογόνου υπάρχει ισχυρός δεσμός ανάμεσα σε μεμονωμένα άτομα υδρογόνου αλλά ένα τρίτο άτομο δεν ελκύεται από το ζεύγος. Λέμε ότι το μόριο του υδρογόνου είναι κορεσμένο. Ο δεσμός μεταξύ δυο ατόμων υδρογόνου εξηγείται με την ανταλλαγή ηλεκτρονίων ανάμεσα στα δυο άτομα. Η ανταλλαγή αυτή δίνει τον δεσμό σθένους στο σχηματισμό μορίου.

Το 1935, ο Ιάπωνας Φυσικός Hiteki Yukawa συνέλαβε την ιδέα της ερμηνείας των πυρηνικών δυνάμεων ως προέλευσης ανταλλαγής σωματιδίου με μη μηδενική μάζα ηρεμίας. Η σκέψη του Yukawa ήταν ότι κάθε νουκλεόνιο περιβάλλεται από μεσονικό πεδίο. Σαν αποτέλεσμα εκπέμπει και απορροφά διαρκώς σωματίδια τα οποία ονόμασε μεσόνια. Οι πυρηνικές δυνάμεις αποδίδονται έτσι σε ανταλλαγή μεσονίων.

Εφ' όσον το μεσόνιο έχει μάζα η εκπομπή μεσονίου οφείλει να μειώνει την μάζα του νουκλεονίου. Η μείωση της μάζας δεν παρατηρείται. Η ανταλλαγή του μεσονίου λαμβάνει χώρα σε τόσο μικρό χρονικό διάστημα ώστε η «αβεβαιότητα» στην ενέργεια να είναι συμβατή με την αρχή της αβεβαιότητας $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$. Επειδή το χρονικό διάστημα είναι τόσο μικρό δεν είναι δυνατή η ανίχνευση του μεσονίου και έτσι αναφέρεται σαν «υποθετικό» μεσόνιο, όπως δηλαδή το «υποθετικό» φωτόνιο στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο όπου επίσης το φωτόνιο είναι μη ανιχνεύσιμο λόγω της αρχής της αβεβαιότητας. Βέβαια επειδή η εμβέλεια των δυνάμεων Coulomb είναι άπειρη, η μάζα ηρεμίας του φωτονίου είναι μηδενική. Όμως η μάζα του μεσονίου είναι μη μηδενική άρα οι πυρηνικές δυνάμεις θα πρέπει να είναι μικρής εμβέλειας.

6.6. Εκτίμηση της μάζας του μεσονίου με την αρχή της αβεβαιότητας

Εάν ένα νουκλεόνιο εκπέμπει ένα «υποθετικό» μεσόνιο, π, με μάζα ηρεμίας M_π, θα χάσει ποσό ενέργειας:

$$\Delta E = M_\pi c^2 \tag{6.2}$$

Παραδείγματος χάριν, εάν ένα πρωτόνιο εκπέμπει ένα μεσόνιο M_π, (έστω π^o για να μην αναμειχθεί το φορτίο) θα έχουμε:

$$p \rightarrow p + \pi^0 \tag{6.3}$$

Άρα η μάζα του πρωτονίου πρέπει να μειωθεί, κάτι που δεν παρατηρείται πειραματικά. Η μάζα του πρωτονίου είναι πάντα σταθερή. Η φαινόμενη αυτή παραβίαση τις διατήρησης της ενέργειας μπορεί να κατανοηθεί μόνον εφόσον το μεσόνιο απορροφάται ξανά και σε σύντομο χρονικό διάστημα Δt, ώστε $\Delta t \cdot \Delta E \cong \hbar$. Άρα η πλήρης αντίδραση θα πρέπει να γραφεί:

$$p \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p \tag{6.4}$$

Η εκπομπή και απορρόφηση σωματιδίου με μάζα ηρεμίας $M_\pi c^2 = \Delta E$ είναι συμβατή με την αρχή της αβεβαιότητας (και συνεπώς συμβατή με την διατήρηση της ενέργειας) εφόσον το σωματίδιο περιέχει το ίδιο ή άλλο νουκλεόνιο σε χρόνο Δt που δίνεται από την σχέση:

$$\Delta t \cong \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{M_\pi c^2} \tag{6.5}$$

Με ποια ταχύτητα κινείται το μεσόνιο στο διάστημα του χρόνου Δt;

Προφανώς δεν μπορεί να κινείται με την ταχύτητα του φωτός γιατί η μάζα ηρεμίας του σύμφωνα με την ειδική σχετικότητα θα ήταν μηδενική. (Αυτό οδηγεί άλλωστε σε άπειρη εμβέλεια των πυρηνικών δυνάμεων γεγονός που αντιτίθεται στα πειραματικά δεδομένα). Από την άλλη το μεσόνιο δεν είναι δυνατόν να κινείται πολύ αργά, γιατί τότε η εμβέλεια θα ήταν πιο μικρή από όσο παρατηρείται πειραματικά.

Εάν υποθέσουμε ότι το μεσόνιο κινείται με περίπου το μισό της ταχύτητας του φωτός, σε χρόνο Δt θα διασχίσει απόσταση R, ίση με:

$$R = \frac{1}{2} c \Delta t \tag{6.6}$$

Η τιμή της R θα πρέπει να είναι προφανώς της τάξης των πυρηνικών διαστάσεων δηλαδή να αντιστοιχεί στην εμβέλεια που παρατηρείται πειραματικά. Μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε την μάζα του μεσονίου:

$$R = \frac{1}{2}c\frac{\hbar}{M_\pi c^2} = \frac{1}{2}\frac{\hbar}{M_\pi c} \tag{6.7}$$

Η εξίσωση αυτή έχει μεγάλη σημασία γιατί συνδέει την εμβέλεια του πεδίου των δυνάμεων με την μάζα του σωματίου ανταλλαγής. Εάν τεθεί η εμβέλεια R που βρίσκεται στο πείραμα προκύπτει $M_\pi \sim 270\,m_e$ (m_e μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου).

Αντιστρόφως σαν ληφθεί $M_\pi = 270\,m_e$ θα είναι:

$$R = \frac{\hbar}{2(270m_e)c} \sim 10^{-13}\,\text{cm} = 1\,\text{fm} \tag{6.8}$$

που είναι πράγματι η τάξη μεγέθους της εμβέλειας που παρατηρείται πειραματικά.

Ας σημειωθεί ότι με παρόμοιο υπολογισμό για το ηλεκτρομαγνητικό (η το βαρυτικό) πεδίο θα προέκυπτε άπειρη εμβέλεια εφ όσον η μάζα του σωματιδίου ανταλλαγής (του φωτονίου) είναι μηδενική.

Ένα σωματίδιο μάζας $206\,m_e$ ανακαλύφθηκε στην κοσμική ακτινοβολία αμέσως μετά την πρόβλεψη του Yukawa. Ονομάστηκε μεσόνιο και θεωρήθηκε ότι ήταν το σωμάτιο που πρόβλεψε ο Yukawa. Όπως απεδείχθη τα μ μεσόνια διαπερνούν μεγάλο πάχος ύλης χωρίς αλληλεπίδραση με τους πυρήνες ενώ τα μεσόνια του Yukawa αναμένονταν να αλληλεπιδρούν ισχυρά. Ύστερα από 12 χρόνια, σε πειράματα υψηλών ενεργειών στους επιταχυντές του Berkeley στο Πανεπιστήμιο της Καλιφόρνια ανακάλυψαν οι φυσικοί τα σωματίδια που είναι υπεύθυνα για την ισχυρή πυρηνική αλληλεπίδραση. Τα σωματίδια αυτά ονομάστηκαν π μεσόνια (πιόνια). Έχουν βρεθεί τρεις διαφορετικοί τύποι π μεσονίων. Κάθε νουκλεόνιο εκπέμπει και απορροφά συνεχώς πιόνια με μία από τις παρακάτω διαδικασίες:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow n + \pi^0 \\ p &\rightarrow n + \pi^+ \\ n &\rightarrow p + \pi^- \end{aligned} \tag{6.9}$$

Οι δύο τύποι των πιονίων έχουν φορτίο και το ένα είναι ουδέτερο. Οι ιδιότητες τους δίνονται στον πίνακα 6.3.

Το π-μεσόνιο έχει παρατηρηθεί επίσης στην κοσμική ακτινοβολία. Στο υψηλότερο τμήμα της ατμόσφαιρας η κοσμική ακτινοβολία αποτελείται κυρίως από πρωτόνια υψηλής ενέργειας. Όταν τα πρωτόνια αυτά αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες στην ατμόσφαιρα παράγονται π-μεσόνια. Εξ αιτίας του μηδενικού σπίν, τα π-μεσόνια εκπέμπονται και απορροφώνται ταχέως από τα νουκλεόνια.

Ο νόμος της διατήρησης της στροφορμής ικανοποιείται στις εξισώσεις (6.9). Αντίθετα αν το σωματίδιο ανταλλαγής ήταν το μ-μεσόνιο οι εξισώσεις δεν θα ικανοποιούνταν διότι το σπίν του μ-μεσονίου είναι 1/2 και τα νουκλεόνια έχουν επίσης σπίν 1/2.

	π^+	π^0	π^-
Φορτίο	$+e$	0	$-e$
Μάζα	$273,2m_e$	$264,4m_e$	$273,2m_e$
	ή 139,6 MeV	ή 135 MeV	ή 139,6 MeV
Σπίν	0	0	0
Μαγνητική Ροπή	0	0	0

Πίνακας 6.3. Χαρακτηριστικά των π-μεσονίων

Τα π-μεσόνια διασπώνται ταχύτατα σύμφωνα με τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\xrightarrow{2.6\times10^{-8}\,s} \mu^+ + \nu_\mu \quad (\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e) \\ \pi^- &\xrightarrow{2.6\times10^{-8}\,s} \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e) \\ \pi^0 &\xrightarrow{8.7\times10^{-17}\,s} \gamma + \gamma \end{aligned} \tag{6.10}$$

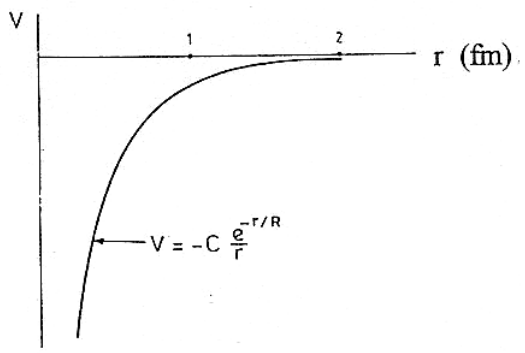
Η μέση ζωή των πιονίων είναι της τάξης των 10^{-8} sec ενώ των μιονίων 10^{-6} sec. Έτσι τα πιόνια δεν ανιχνεύονται στο επίπεδο της θάλασσας όπως τα μιόνια.

Το π^+ απωθείται από τον πυρήνα εξ αιτίας του φορτίου του. Το π^o διασπάται σε 2 φωτόνια γάμμα. Το π^- έλκεται από τον πυρήνα και απορροφάται. Κατά την διαδικασία αυτή δίνει στον πυρήνα την ενέργεια-μάζα ηρεμίας με αποτέλεσμα ο πυρήνας εν συνεχεία να διασπάται. Τέτοιες πυρηνικές αντιδράσεις που οδηγούν σε διάσπαση του πυρήνα έχουν παρατηρηθεί και μετρηθεί εκτεταμένα στα εργαστήρια.

Η ανακάλυψη του π-μεσονίου από τον Yukawa απετέλεσε σταθμό στην Πυρηνική Φυσική ως προς την κατανόηση των πυρηνικών δυνάμεων. Ο Yukawa εξέφρασε επίσης την δυναμική ενέργεια της αλληλεπίδρασης των δύο νουκλεονίων με:

$$V(r) = -C\frac{e^{-\frac{r}{R}}}{r} \tag{6.11}$$

όπου το C είναι σταθερά, r η απόσταση μεταξύ των νουκλεονίων και R η εμβέλεια της δύναμης (σχέση 6.7). Το δυναμικό της σχέσης (6.11) είναι γνωστό ως δυναμικό Yukawa . Η μορφή του δίνεται στο σχήμα 4.5.



Σχήμα 6.4. Το δυναμικό Yukawa.

Το δυναμικό Yukawa περιγράφει επιτυχώς το πρόβλημα του δευτερονίου και συνεισφέρει στην κατανόηση των δεδομένων που λαμβάνονται από τα πειράματα σκέδασης νουκλεονίων σε χαμηλές ενέργειες. Θεωρείται καλή προσέγγιση του πυρηνικού δυναμικού. Η σταθερά C της μεσονικής θεωρίας παίζει παρόμοιο ρόλο με το φορτίο στην ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Όπως δηλαδή η ηλεκτρομαγνητική δυναμική ενέργεια είναι $V = \Phi e \cdot$ και η δυναμική ενέργεια Yukawa είναι $V = \Phi\sqrt{C} \cdot$. Παρόμοια με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο για το πεδίο των πυρηνικών δυνάμεων μπορεί να γραφεί:

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{R^2}\Phi = 0 \Rightarrow \tag{6.12}$$

$$\Phi = \sqrt{C} \cdot \frac{e^{-\frac{r}{R}}}{r} \tag{6.13}$$

που δίνει :

$$V = \sqrt{C}\Phi = C \cdot \frac{e^{-r/R}}{r} \tag{6.14}$$

Κεφάλαιο 7
ΣΧΑΣΗ

7.1. Εισαγωγή

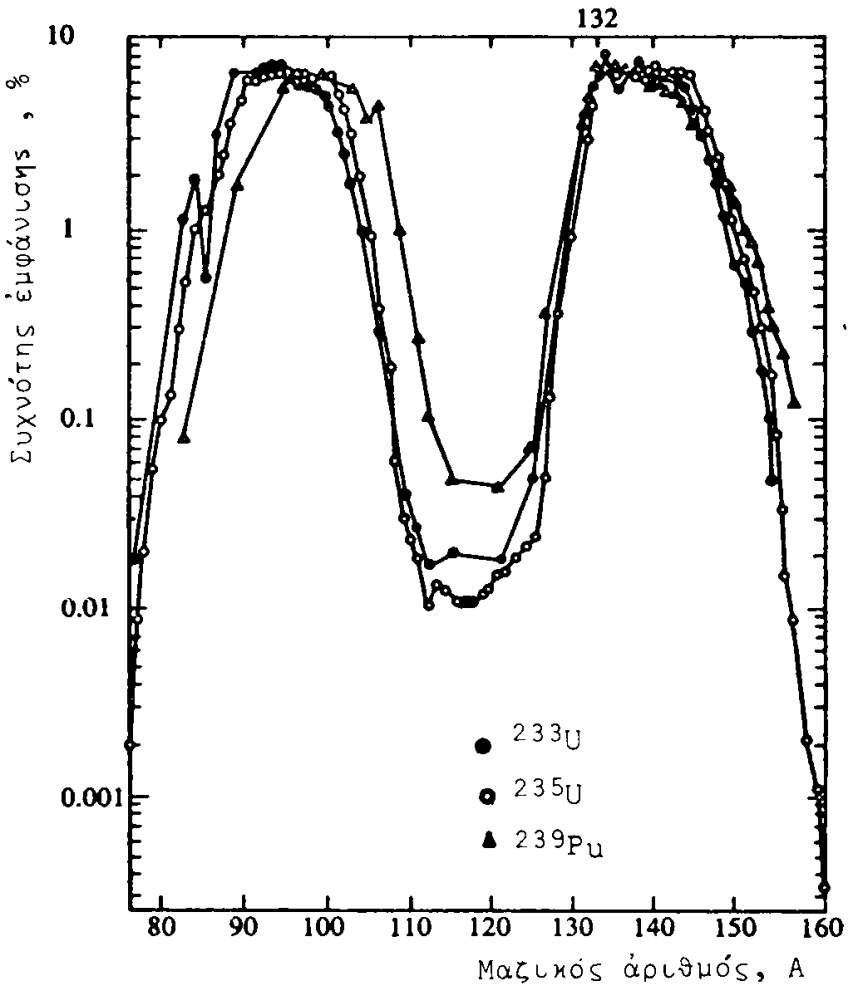
Το 1934 ο Fermi βομβάρδισε Θόριο και Ουράνιο με νετρόνια και βρήκε ότι οι παραγόμενοι πυρήνες ήταν ραδιενεργοί. Οι χρόνοι ημισείας ζωής αυτών των νουκλιδίων δεν μπορούσε να αποδοθούν σε κανένα ραδιενεργό στοιχείο με ατομικό αριθμό πλησίον είτε του Θορίου είτε του Ουρανίου. Παρόμοια πειράματα έγιναν την ίδια εποχή και από άλλους ερευνητές με ανάλογα αποτελέσματα αν και οι χρόνοι ζωής που ανακοινώνονταν διέφεραν που σημαίνει ότι τα ραδιοϊσότοπα που παράγονταν ήταν διαφορετικά και επομένως δεν φαινόταν δυνατό να αποδοθούν τα πειραματικά αποτελέσματα με ένα γενικό σχήμα.

Το 1939 οι Γερμανοί χημικοί Hahn και Strassmann με προσεκτική ανάλυση έδειξαν ότι ένα από τα ραδιενεργά στοιχεία που προέκυπτε από τον βομβαρδισμό του Ουρανίου με νετρόνια ήταν το Βάριο με ατομικό αριθμό 56, πολύ μακριά από Ουράνιο που έχει ατομικό αριθμό 92. Οι Hahn και Strassmann έκαναν την υπόθεση ότι από τον βομβαρδισμό του Ουρανίου με νετρόνια παράγονταν δύο ή περισσότερα στοιχεία με ατομικό αριθμό κάπου στο μέσον του περιοδικού πίνακα των στοιχείων. Η διαδικασία ονομάστηκε σχάση από τους Meitner και Frisch οι οποίοι υπολόγισαν την ενέργεια που εκλύεται από την σχάση του ^{235}U σε περίπου 200 MeV.

Σαν σχάση ορίζεται η αντίδραση:

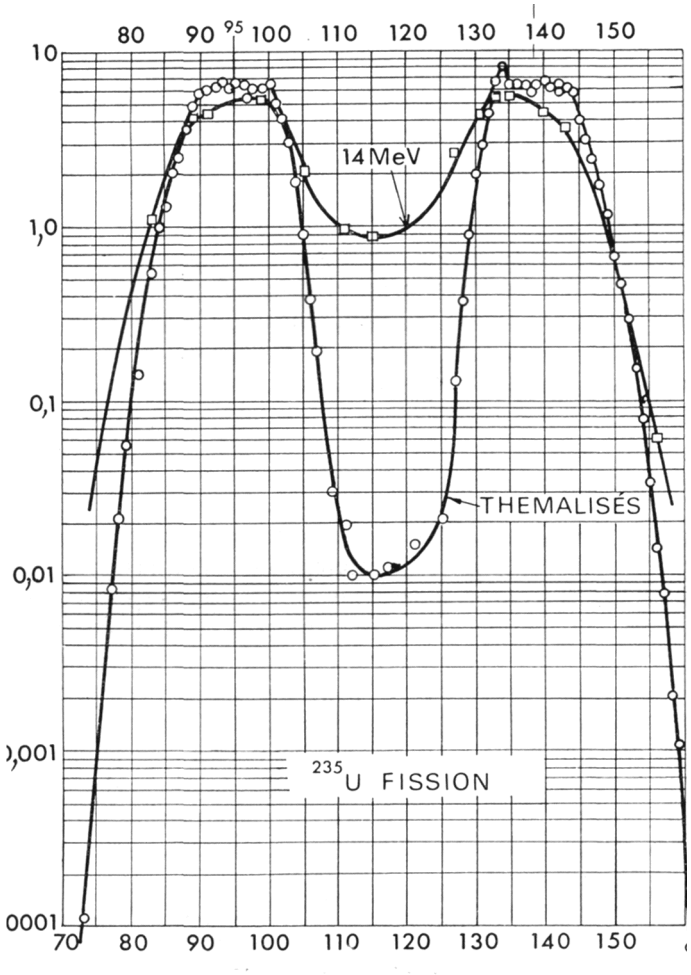
$$X(x, y_i)Y_i, Y_2 \qquad (7.1)$$

Κατά την οποία κάποιο σωματίδιο x αλληλεπιδρά με τον πυρήνα X και παράγονται δύο πυρήνες Y_1 και Y_2 . Η δημιουργία των δύο βαρέων θραυσμάτων συνοδεύεται από ένα αριθμό ελαφρών σωματιδίων y_i . Σχάση μπορεί να γίνει με νετρόνια, πρωτόνια, δευτερόνια κλπ. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η σχάση με θερμικά νετρόνια. Από τους πυρήνες που σχάζονται με θερμικά νετρόνια αναφέρουμε τους ^{235}U και ^{239}Pu. Τα θραύσματα της σχάσης εν γένει δεν έχουν την ίδια μάζα αλλά το ένα είναι βαρύτερο και το άλλο ελαφρύτερο. Επίσης τα ζεύγη των θραυσμάτων είναι διαφορετικά . Η κατανομή των θραυσμάτων εξαρτάται από τον πυρήνα που σχάζεται από το σωματίδιο που προκαλεί τη σχάση και από την ενέργεια του σωματιδίου. Τυπική κατανομή θραυσμάτων σχάσης από τους πυρήνες ^{233}U, ^{235}U και ^{239}Pu με θερμικά νετρόνια, παρουσιάζεται στο σχήμα 7.1.



Σχήμα 7.1. Κατανομή θραυσμάτων από την σχάση των ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, σαν συνάρτηση του μαζικού αριθμού.

Στο σχήμα 7.2 παρουσιάζονται οι κατανομές των θραυσμάτων σχάσης του ^{235}U με θερμικά νετρόνια και με νετρόνια 14 MeV.



Σχήμα 7.2. Κατανομή των θραυσμάτων σχάσης του ^{235}U με θερμικά νετρόνια και με νετρόνια 14 MeV.

Όπως φαίνεται από τα σχήματα 7.1 και 7.2 η κατανομή των μαζών των θραυσμάτων της σχάσης είναι ασύμμετρη με μέγιστα περί τις τιμές μαζικού αριθμού A=140 και A=95. Το ελάχιστο της κατανομής παρουσιάζεται περί την τιμή A=120 που είναι και η τιμή που αντιστοιχεί στη συμμετρική σχάση. Ο λόγος του μεγίστου προς το ελάχιστο της κατανομής εξαρτάται από τον σχαζόμενο πυρήνα και από την ενέργεια του σωματιδίου που προκαλεί τη σχάση. Όπως φαίνεται στο σχήμα 7.2 η συμμετρική σχάση έχει 100 φορές μεγαλύτερη συνεισφορά όταν η σχάση επάγεται από νετρόνια 14 MeV από αυτήν όταν η σχάση επάγεται από θερμικά νετρόνια. Επίσης ο λοβός της κατανομής που παρουσιάζεται περί το A=140 έχει μία έξαρση στην τιμή A=132 ανεξάρτητα από τον σχαζόμενο πυρήνα το είδος του σωματιδίου που επάγει τη σχάση αλλά και την ενέργεια αυτού. Αναμφισβήτητα η έξαρση αυτή σχετίζεται με τους κλειστούς φλοιούς πρωτονίων (Z=50) και νετρονίων (N=82) που προβλέπονται από το πρότυπο συγκρότησης του πυρήνα κατά φλοιούς.

Είναι γνωστό ότι όσο αυξάνεται ο ατομικός αριθμός η κοιλάδα σταθερότητας των πυρήνων αποκλίνει από την ευθεία Z=N. Δηλαδή οι σταθεροί πυρήνες με μεγάλο Z έχουν μεγαλύτερη περίσσεια νετρονίων απ' ότι οι πυρήνες με μικρότερο Z. Συνέπεια αυτού είναι τα θραύσματα της σχάσης να έχουν πλεόνασμα νετρονίων και να είναι ασταθή. Η αστάθεια μπορεί να αρθεί με πολλούς τρόπους. Ένας τρόπος είναι η αποβολή νετρονίων από τα θραύσματα αμέσως μετά την σχάση σε χρόνο 10^{-14}sec. Αυτά είναι τα 99% των νετρονίων που

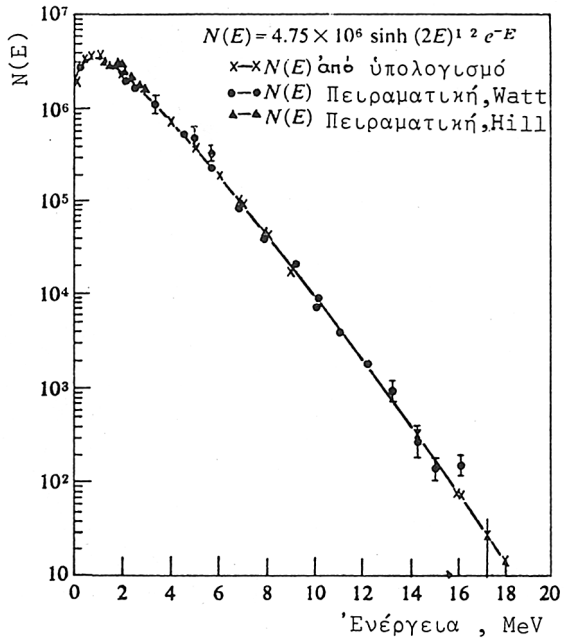
παράγονται κατά την σχάση και ονομάζονται σύγχρονα νετρόνια. Νετρόνια μπορεί να εκπεμφθούν από τα θραύσματα πολύ μεταγενέστερα σε χρόνο μέχρι και αρκετά λεπτά μετά τη σχάση. Τα νετρόνια αυτά ονομάζονται καθυστερημένα και είναι κατά μέσο όρο το 0.75 % του συνόλου των νετρονίων που παράγονται ανά σχάση. Ο μηχανισμός εκπομπής των καθυστερημένων νετρονίων έχει ως εξής:

Μετά την σχάση και την εκπομπή των σύγχρονων νετρονίων τα θραύσματα συνεχίζουν να έχουν μεγάλο πλεόνασμα νετρονίων με αποτέλεσμα να ακολουθούν β^- διασπάσεις. Συμβαίνει πολλές φορές η ενέργεια από την β-διάσπαση να είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης του χαλαρώτερα συνδεδεμένου νετρονίου του θυγατρικού πυρήνα. Αυτό μπορεί να συμβεί αν ο θυγατρικός πυρήνας έχει ένα ή δύο νετρόνια περισσότερα από τους κλειστούς φλοιούς νετρονίων 50 είτε 82. Αν λοιπόν σε μία τέτοια περίπτωση η β-διάσπαση οδηγήσει σε κάποια υψηλά διεγερμένη στάθμη του θυγατρικού πυρήνα τότε αυτός μπορεί να αποδιεγερθεί με εκπομπή νετρονίου. Το νετρόνιο αυτό είναι καθυστερημένο ως προς την σχάση κατά τον χρόνο ημισείας ζωής του πατρικού πυρήνα. Στον πίνακα 7.1 παρουσιάζονται οι κύριες ομάδες καθυστερημένων νετρονίων από τη σχάση του ^{235}U.

T [sec]	**Ενέργεια [MeV]**	**Ποσοστό %**
0.23	-	0.0273
0.61	0.41	0.0748
2.30	0.45	0.2568
6.22	0.41	0.1274
24.60	0.46	0.1424
55.70	0.25	0.0215
	Σ=1.98	Σ=0.65

Πίνακας 7.1. Καθυστερημένα νετρόνια από τη σχάση του ^{235}U

Τα καθυστερημένα νετρόνια παίζουν σημαντικό ρόλο στον έλεγχο της στάθμης των αντιδραστήρων παρά το μικρό ποσοστό τους σε σχέση με το σύνολο των εκπεμπόμενων ανά σχάση νετρονίων. Η ενέργεια των νετρονίων που παράγονται από σχάση κυμαίνεται από λίγα keV μέχρι περίπου 20 MeV. Στο σχήμα 7.3 παρουσιάζεται η ενεργειακή κατανομή των νετρονίων από τη σχάση του ^{235}U.



Σχήμα 7.3. Ενεργειακή κατανομή των νετρονίων από τη σχάση του Ουρανίου 235

Η ερμηνεία της σχάσης δόθηκε από τους N. Bohr και J. Wheeler το 1939. Η ερμηνεία της σχάσης στηρίχθηκε στο πρότυπο πυρήνα υγρής σταγόνας. Η ερμηνεία με το πρότυπο της υγρής σταγόνας είναι πολύ ικανοποιητική αν και για να ερμηνευτούν ορισμένα πειραματικά αποτελέσματα πρέπει να λαμβάνεται επιπλέον υπόψη το πρότυπο πυρήνα κατά φλοιούς και το ζευγάρωμα των νουκλεονίων του ιδίου τύπου.

Σύμφωνα με τον ημιεμπειρικό τύπο μάζας του Weizsacker οι όροι που επηρεάζονται από την μορφή του πυρήνα είναι ο όρος που εκφράζει την ενέργεια επιφάνειας και ο όρος που εκφράζει την ενέργεια Coulomb με συνολική συνεισφορά στην ενέργεια σύνδεσης:

$$E_{tot} = E_c + E_s \tag{7.2}$$

Όπου $E_c=3(Ze)^2/5R_0$ η ενέργεια Coulomb για σφαιρικό πυρήνα με ακτίνα R_0, και $E_s=4\pi R_0^2\Omega$ η ενέργεια επιφάνειας που είναι γινόμενο της σφαιρικής επιφάνειας του πυρήνα επί την επιφανειακή τάση Ω.

Ορίζεται σαν συντελεστής σχασιμότητας ο λόγος:

$$X = \frac{E_c}{2E_s} \tag{7.3}$$

Για τιμές του συντελεστή σχασιμότητας μικρότερες του ένα η σταγόνα θα είναι σταθερή σε μικρές παραμορφώσεις αλλά για τιμές του x μεγαλύτερες της μονάδας δεν θα υπάρχει ενεργειακό φράγμα δυναμικού για να εμποδίσει τον άμεσο διαχωρισμό της σταγόνας.

Οι ενέργεια επιφάνειας και η ενέργεια Coulomb μπορούν να εκφραστούν σαν συνάρτηση του μαζικού αριθμού A και του πυρηνικού φορτίου Z αν γίνει προσαρμογή των πειραματικών τιμών των πυρηνικών μαζών με τον ημιεμπειρικό τύπο μάζας του Weizsacker. Προκύπτουν οι ακόλουθες μορφές για τις ενέργειες αυτές:

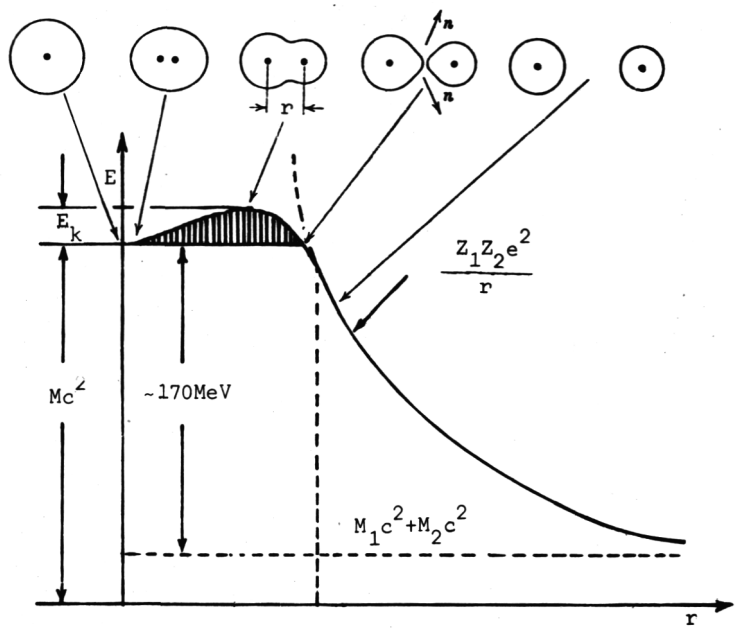
$$E_c = \frac{0,7103Z^2}{A^{1/3}} \tag{7.4}$$

$$E_s = 17{,}8A^{2/3} \tag{7.5}$$

Χρησιμοποιώντας τις τιμές (7.4.) και (7.5.) στη σχέση (7.3.) προκύπτει:

$$X = \frac{Z^2}{50{,}13A} \tag{7.6}$$

Από τη σχέση (7.6.) μπορούν να υπολογιστούν για διάφορες τιμές του Z^2/A τιμές του x και να γίνει έλεγχος της σχασιμότητας διαφόρων πυρήνων. Είναι φανερό ότι η σχασιμότητα ενός πυρήνα εξαρτάται από το κατά πόσο μετά την απορρόφηση του οποιουδήποτε εξωτερικού σωματιδίου το σύστημα είναι σε θέση να υπερβεί ένα κρίσιμο δυναμικό ώστε στη συνέχεια να οδηγηθεί σε σχάση. Αυτό φαίνεται στο σχήμα 7.4.

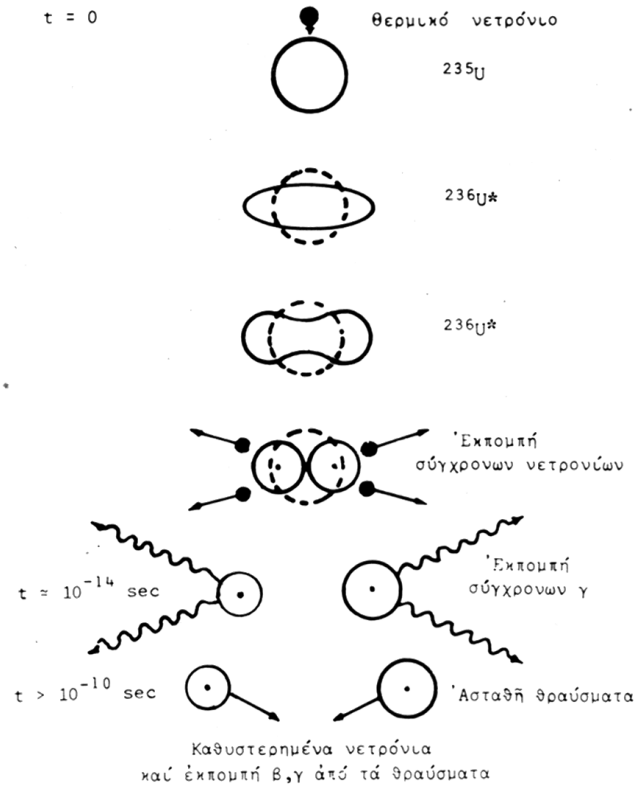


Σχήμα 7.4. Φράγμα δυναμικού των θραυσμάτων σχάσης σα συνάρτηση της μεταξύ των θραυσμάτων απόστασης

Ο κατακόρυφος άξονας στο σχήμα 7.4 εκφράζει το άθροισμα των μαζών των σωματιδίων που απαρτίζουν τον πυρήνα μείον την ενέργεια σύνδεσης. Στο επάνω μέρος του σχήματος φαίνεται παραστατικά η μορφή του πυρήνα στα διάφορα χαρακτηριστικά σημεία της καμπύλης . Όταν η ενέργεια που αποκτά ο σύνθετος πυρήνας ξεπεράσει μια τιμή που καθορίζεται από το φράγμα δυναμικού που εμποδίζει τη σχάση, τότε ο πυρήνας παραμορφώνεται τόσο ώστε τελικά να σχασθεί. Η τιμή αυτή, δηλαδή το ύψος του φράγματος εξαρτάται από τον πυρήνα-στόχο αλλά και από το σωματίδιο-βλήμα. Για παράδειγμα η σχάση του ^{235}U με θερμικά νετρόνια είναι δυνατή γιατί με την απορρόφηση ενός θερμικού νετρονίου το σύστημα αποκτά επιπλέον ενέργεια περίπου 7 MeV ενώ το φράγμα σχάσης είναι περίπου 5.5 MeV. Όμως το ^{238}U με την απορρόφηση θερμικού νετρονίου αποκτά επιπλέον ενέργεια μόνο 5 MeV , ενέργεια που δεν είναι αρκετή ώστε το σύστημα να ξεπεράσει το φράγμα σχάσης και κατά συνέπεια το ^{238}U δεν σχάζεται με θερμικά νετρόνια. Αντίθετα με ενεργειακά νετρόνια ο ίδιος πυρήνας αποκτά την απαραίτητη ενέργεια και

σχάζεται. Η εκτόνωση του σύνθετου πυρήνα ^{239}U που έχει προκύψει μετά την απορρόφηση θερμικού νετρονίου γίνεται με εκπομπή ακτινοβολίας γ.

Οι φάσεις της σχάσης φαίνονται στο σχήμα 7.5. Μετά την εκπομπή των σύγχρονων νετρονίων ακολουθεί σε χρόνο 10^{-14}sec εκπομπή ακτίνων γ από τα θραύσματα. Αυτές οι ακτίνες γ λέγονται σύγχρονες γ. Πολύ αργότερα σε χρόνο 10^{-10}s ακολουθεί η εκπομπή των καθυστερημένων νετρονίων, η β-διάσπαση και η εκπομπή ακτίνων γ.



Σχήμα 7.5. Φάσεις της σχάσης

Ανά σχάση το ποσό της ενέργειας που εκλύεται είναι περίπου 200 MeV. Η ενέργεια αυτή αποδίδεται κυρίως σαν κινητική ενέργεια στα θραύσματα σχάσης, ένα μέρος όμως απάγεται από τα νετρόνια, τις ακτίνες β, τις ακτίνες γ και τα νετρίνο. Το πως κατανέμεται η ενέργεια της σχάσης στα διάφορα προϊόντα της σχάσης φαίνεται στον πίνακα 7.2.

Ο υπολογισμός της ενέργειας που εκλύεται ανά σχάση για διάφορους πυρήνες μπορεί να προσεγγιστεί με πολλούς τρόπους.

Α) από την ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο. Αν η μέση ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο για A_1=235 είναι ε_1 τότε η συνολική ενέργεια σύνδεσης είναι $A_1 \cdot \varepsilon_1$.

Για τα θραύσματα με μαζικό αριθμό A_2 και A_3 θα είναι έστω ε_2 και ε_3 αντίστοιχα και η συνολική ενέργεια σύνδεσης και των δύο θραυσμάτων θα είναι $A_2 \cdot \varepsilon_2 + A_3 \cdot \varepsilon_3$. Η διαφορά των ενεργειών σύνδεσης θα είναι:

$$Q = A_1 \cdot \varepsilon_1 - A_2 \cdot \varepsilon_2 - A_3 \cdot \varepsilon_3 \qquad (7.7)$$

Φορέας ενέργειας	**Ενέργεια [MeV]**
Κινητική ενέργεια θραυσμάτων	167
Κινητική ενέργεια νετρονίων	6
Σύγχρονες ακτίνες γ	5
Ακτίνες β	8
Αντινετρίνο	12
Ακτίνες γ από ραδιενέργεια	6
Σύνολο	204

Πίνακας 7.2 Μέση εκλυόμενη ανά σχάση ενέργεια .

Το Q για πυρήνες με Α κοντά στο 240 προκύπτει περίπου 200 MeV. Το γεγονός ότι οι απόλυτες τιμές των ε_2 και ε_3 είναι μεγαλύτερες του ε_1 δείχνει ότι από τη σχάση θα ελευθερωθεί ενέργεια.

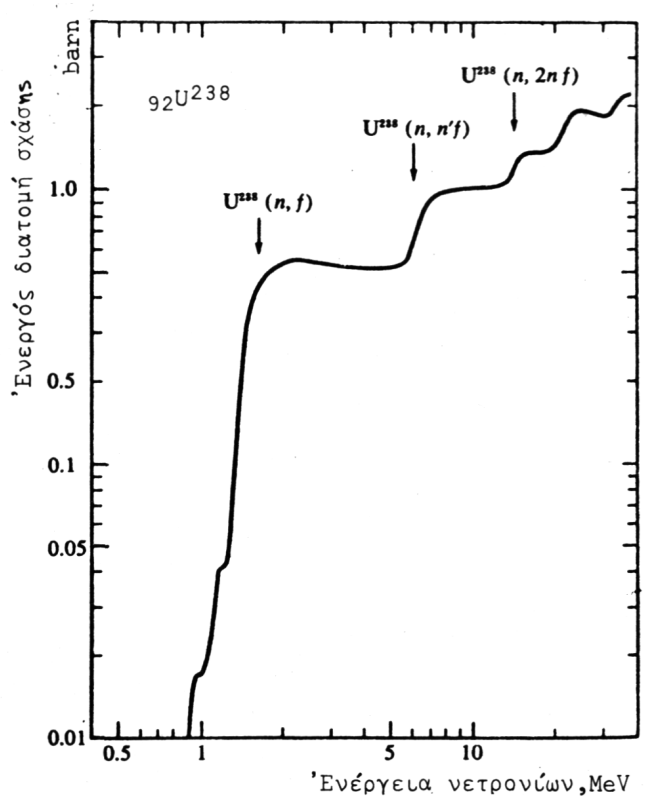
Β) Από την δυναμική ενέργεια του σχάσιμου πυρήνα τη στιγμή διαχωρισμού των δύο θραυσμάτων. Θα είναι:

$$Q = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{D} \qquad (7.8)$$

Όπου D η απόσταση μεταξύ των θραυσμάτων και Z_1 και Z_2 οι ατομικοί αριθμοί των θραυσμάτων. Με χρήση των κατάλληλων μεγεθών η ενέργεια που εκλύεται υπολογίζεται της τάξης των 200 MeV.

Από την σχάση του ^{235}U με θερμικά νετρόνια εκπέμπονται, κατά μέσο όρο 2 με 4 νετρόνια. Αυτό σημαίνει ότι κατ' αρχήν είναι δυνατή μία αλυσιδωτή αντίδραση ακόμη και αν μόνο ένα νετρόνιο από αυτά που προκύπτουν από μία σχάση θα προκαλέσει νέα σχάση ενώ τα άλλα είτε θα διαφύγουν είτε θα απορροφηθούν με κάποια άλλου τύπου αντίδραση. Για το Ουράνιο ειδικά θα πρέπει να ληφθούν υπόψη τα ακόλουθα: Το φυσικό Ουράνιο είναι μείγμα τριών ισοτόπων ^{234}U (0.006 %), ^{235}U (0.718%) και ^{238}U (99.28) . Το ποσοστό του ^{234}U είναι τόσο μικρό που δεν είναι απαραίτητο να ληφθεί υπόψη σε πρώτη προσέγγιση. Καθένα από τα άλλα δύο ισότοπα του φυσικού Ουρανίου αντιδρούν με τα νετρόνια με δύο τρόπους. Ο ένας είναι η σχάση και ο άλλος η ακτινοβολούσα αρπαγή. Στο ^{235}U και οι δύο αντιδράσεις έχουν ενεργούς διατομές που εξαρτώνται από την ταχύτητα και μάλιστα είναι ανάλογες του αντιστρόφου της ταχύτητας των νετρονίων. Στην περιοχή των θερμικών ενεργειών, όπου η

ενέργεια των νετρονίων είναι αυτή της μέσης θερμικής ενέργειας των ατόμων του μέσου, το 85% των νετρονίων που αντιδρούν με το ^{235}U προκαλούν σχάση. Στο ^{238}U πάλι είναι δυνατό να γίνουν και οι δύο αντιδράσεις αλλά με σημαντικές διαφορές από το ^{235}U που οφείλονται στη σημαντική διακύμανση των ενεργών διατομών στην περίπτωση του ^{238}U. Όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω το Ουράνιο 238 σχάζεται με ενεργειακά νετρόνια και μάλιστα με νετρόνια που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από 1 MeV περίπου, σχήμα 7.6. Από την άλλη πλευρά η ενεργός διατομή της ακτινοβολούσας αρπαγής στην περίπτωση του Ουρανίου 238 ακολουθεί εν γένει τον νόμο του αντιστρόφου της ταχύτητας όπως και στην περίπτωση του Ουρανίου 235. Στην περιοχή όμως μεταξύ 5 και 500 eV η ενεργός διατομή ακτινοβολούσας αρπαγής παρουσιάζει κορυφές συντονισμού όπου η τιμή της είναι ως και 1000 φορές μεγαλύτερη από την κανονική τιμή. Από τα ανωτέρω με απλούς υπολογισμούς προκύπτει ότι αλυσιδωτή αντίδραση σε δείγμα φυσικού Ουρανίου είναι αδύνατη. Αν επομένως θέλει κάποιος να κατασκευάσει συστήματα με αυτοσυντηρούμενη σχάση θα πρέπει να αναπτύξει κατάλληλη τεχνολογία με κύριο στόχο την οικονομία νετρονίων που είναι διαθέσιμα για σχάση.



Σχήμα 7.6. Η ενεργός διατομή σχάσης του Ουρανίου 238 σα συνάρτηση της ενέργειας των νετρονίων.

Κεφάλαιο 8
ΠΥΡΗΝΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

8.1. Πρότυπο Πυρήνα κατά φλοιούς

8.1.1 Μαγικοί αριθμοί

Όπως στην Ατομική Φυσική υπάρχουν οι αριθμοί 2-10-18-36-54 που αναφέρονται σε αριθμό ηλεκτρονίων συμπληρωμένων φλοιών. Στην Πυρηνική Φυσική εμφανίζονται οι αριθμοί 1-8-20-28-50-82-126 που αναφέρονται σε αριθμό είτε πρωτονίων είτε νετρονίων. Οι αριθμοί αυτοί ονομάζονται κατά παράδοση «Μαγικοί». Οι αριθμοί αυτοί ονομάζονται κατά παράδοση «Μαγικοί».

1) Αριθμός σταθερών ισοτόπων

Στοιχεία που ο ατομικός τους αριθμός είναι μαγικός έχουν περισσότερα ισότοπα από τα γειτονικά τους:

^{20}Ca (6) ^{19}K (3)

^{82}Pb (4) ^{81}Tl (2)

^{50}Sn (21) ^{49}In (2) ^{51}Sb (2)

2) Αριθμός σταθερών ισοτόνων

Ισότονα λέγονται τα στοιχεία που έχουν ίδιο αριθμό νετρονίων (N). Αν ο αριθμός νετρονίων είναι μαγικός έχουμε περισσότερα ισότονα από τα γειτονικά τους π.χ.

Αν N=20 5 ισότονα

Αν N=19 1

Αν N=21 1

3) Φυσική ισοτοπική αφθονία

Αν ο αριθμός των πρωτονίων ή ο αριθμός των νετρονίων είναι μαγικός η αφθονία των στοιχείων είναι μεγαλύτερη από την αναμενόμενη, Σχήμα 8.1.

4) Προϊόντα διάσπασης ραδιενεργών σειρών

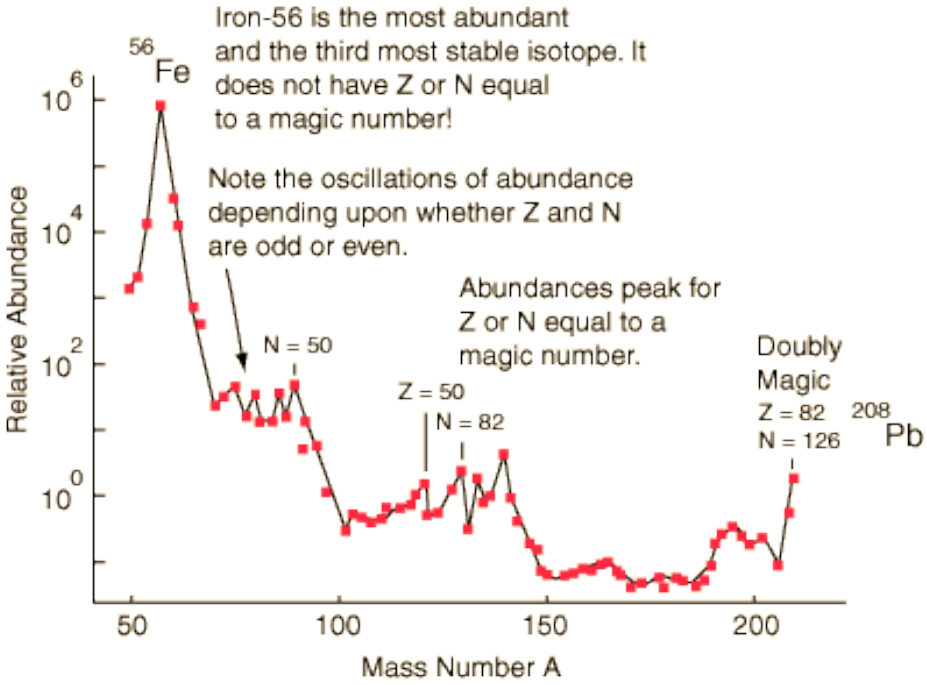
Όλες οι φυσικές ραδιενεργές σειρές καταλήγουν είτε σε ισότοπο του Pb (Z=82). Είτε στο Bi 209 Z=83, N=126

5) Ενεργός διατομή σύλληψης νετρονίων

Η ενεργός διατομή σύλληψης νετρονίων είναι πολύ μικρότερη για πυρήνες με αριθμό νετρονίων μαγικό. Αντίθετα παίρνει πολύ μεγάλη τιμή αν το N=μαγικός -1

Π.χ. Xe (A=135, N=81) $\sigma=2.7*10^6$ barns.

Παρουσιάζεται πρόβλημα στους αντιδραστήρες.



Σχήμα 8.1 Σχετική αφθονία των ισοτόπων

6) Ενέργεια σύνδεσης του τελευταίου νουκλεονίου

Η ενέργεια σύνδεσης του τελευταίου νουκλεονίου είναι μεγάλη όταν ο αριθμός τους είναι μαγικός.

7) Αυθόρμητη νετρονιακή διάσπαση

Όλα τα γνωστά ισότοπα που διασπώνται με εκπομπή νετρονίου έχουν αριθμό νετρονίων N=M+1 όπου M μαγικός αριθμός.

Π.χ. ^{17}O (N=9)

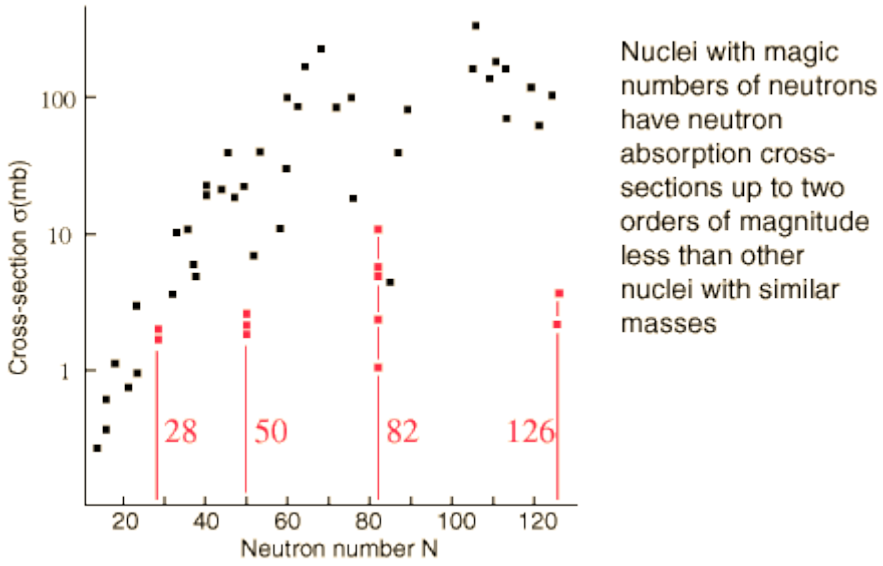
^{87}Kr (N=51)

^{137}Xe (N=83)

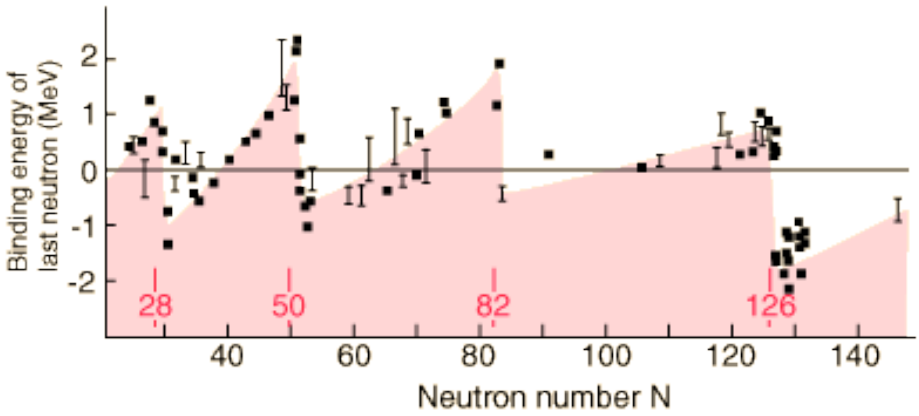
^{89}Kr (N=53)

8) Ηλεκτρική τετραπολική ροπή

Μικρή (σχεδόν μηδέν) για πυρήνες με πλήρεις φλοιούς έχουν σχεδόν μηδενική τετραπολική ροπή.



Σχήμα 8.2. Ενεργός διατομή απορρόφησης νετρονίων. Οι πυρήνες με μαγικούς αριθμούς νετρονίων έχουν μέχρι και δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη ενεργό διατομή από άλλους με παρόμοιες μάζες.



Σχήμα 8.3. Ενέργεια σύνδεσης του τελευταίου νετρονίου.

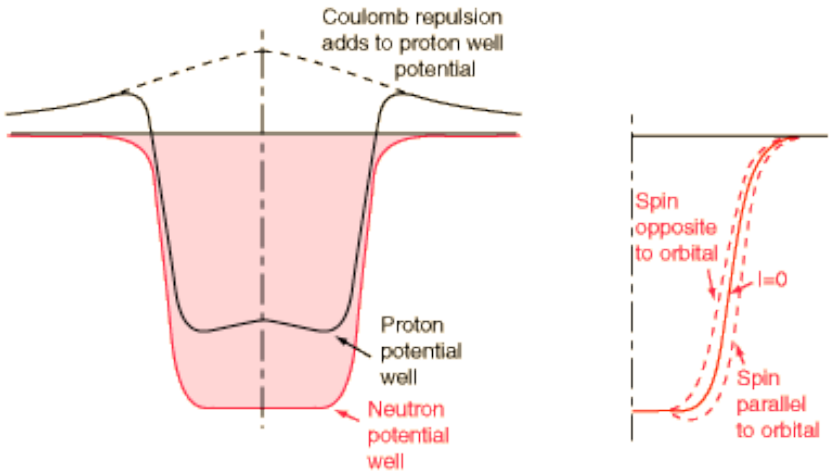
Τα νουκλεόνια κινούνται ανεξάρτητα μεταξύ τους παρά την ισχυρή αλληλεπίδραση. Η ανταλλαγή δεν θεωρείται ότι επηρεάζει την κίνηση. Η ανεξαρτησία εξασφαλίζεται από την απαγορευτική αρχή του Pauli. Αλλά και χωρίς αυτήν αποδεικνύεται ότι η πιθανότητα σύγκρουσης είναι πολύ μικρή.

Κάθε νουκλεόνιο λοιπόν θεωρείται ότι κινείται ανεξάρτητα σε ένα δυναμικό που συντίθεται από την παρουσία των υπόλοιπων νουκλεονίων. Το δυναμικό εξαρτάται μόνο από την απόσταση από το κέντρο (ακτινικό δυναμικό). Η μορφή του μπορεί να είναι ορθογωνίου φρέατος ή αρμονικού ταλαντωτή ή συνδυασμός αυτών.

Η λύση της εξίσωσης Schrödinger λαμβάνοντας υπόψη μόνο την τροχιακή στροφορμή οδηγεί σε πλήρωση φλοιών με αριθμούσ πρωτονίων ή νετρονίων:

2,8,18,20,34,40 και όχι 2,8,20,28,50,82,126.

Πρέπει να συμπεριληφθεί η αλληλεπίδραση του σπιν με την τροχιακή στροφορμή.



Σχήμα 8.4.

Η σύζευξη του σπιν με την τροχιακή στροφορμή μεταβάλει την μορφή του δυναμικού και επομένως έχει σαν συνέπεια την μεταβολή της ενέργειας των πυρηνικών σταθμών και στον διαχωρισμό τους. Έχουμε δύο τιμές της ολικής στροφορμής:

j=l+1/2 μείωση της ενέργειας νουκλεονίων

j=l -1/2 αύξηση της ενέργειας νουκλεονίων

Λαμβάνεται επίσης υπόψη και το φορτίο των πρωτονίων. Με αυτές τις διορθώσεις προκύπτουν οι αριθμοί: 2,8,20,50,82,126

8.1.2. Εφαρμογές

Εφαρμόζοντας τους κανόνες:

α) στους συμπληρωμένους φλοιούς στροφορμή και σπιν προστίθενται έτσι ώστε η ολική στροφορμή να είναι μηδέν.

β) στους μη συμπληρωμένους φλοιούς τα νουκλεόνια σχηματίζουν ζεύγη p-p ή n-n αλλά ποτέ p-n.

Κατά συνέπεια:

- Οι βασικές καταστάσεις αρτίων-αρτίων πυρήνων έχουν στροφορμή=0 και πάριτυ=0 $\Sigma J_n=0$, $\Sigma J_p=0$
- Στους πυρήνες με περιττό αριθμό πρωτονίων και άρτιο νετρονίων η τελική κατάσταση του πυρήνα καθορίζεται από το τελευταίο πρωτόνιο και ανάποδα.

Δεν μπορούμε όμως να προβλέψουμε το σπιν των περιττών-περιττών πυρήνων.