

Κεφάλαιο 2

Πυρήνες και Πυρηνικές Ακτινοβολίες

Περίληψη

Το κεφάλαιο αυτό εισάγει, με ένα αρκετά εκλαϊκευμένο τρόπο, μερικά επιλεγμένα προβλήματα της πυρηνικής φυσικής, τα οποία απαιτούνται για την ανάγνωση και κατανόηση του παρόντος βιβλίου. Ο αναγνώστης θα βρει μια συνεκτική σύνοψη των συστατικών του ατομικού πυρήνα, της ραδιενεργού διάσπασης και των κυρίων χαρακτηριστικών των πυρηνικών ακτινοβολιών. Περιγράφεται η ραδιενεργός διάσπαση κατά την οποία εκπέμπονται σωματίδια άλφα και βήτα και οι μεταπτώσεις γάμμα. Ενεργειακά διαγράμματα επιτρέπουν την πλέον καθαρή εξήγηση των τρόπων διάσπασης. Μελετώνται οι αλυσιδωτές σειρές μετασχηματισμού των βαρέων στοιχείων διότι έχουν σημαντική συνεισφορά στο φυσικό εξωτερικό υπόστρωμα. Προσοχή, δίνεται επίσης στην δοσιμετρία.

Κλειδόλεκτα: Σωματίδια άλφα, Ατομικοί Πυρήνες, Ηλεκτρόνια, Γάμμα κβάντα, Νετρόνια, Πυρηνικές ακτινοβολίες, Πρωτόνια, Δοσιμετρία ακτινοβολίας, Ραδιενεργός διάσπαση, ακτίνες -X

2.1 ΣΥΣΤΑΣΗ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΑ

Οι ατομικοί πυρήνες αποτελούνται από θετικά φορτισμένα πρωτόνια και ηλεκτρικά ουδέτερα νετρόνια. Εάν εξαιρέσουμε το ηλεκτρικό φορτίο οι ιδιότητες του πρωτονίου και νετρονίου είναι τόσο ίδιες ώστε αμφότερα να αποκαλούνται με το κοινό όνομα— νουκλεόνιο.

Το πρωτόνιο είναι ένα σταθερό σωματίδιο, Ένα ελεύθερο νετρόνιο είναι ραδιενεργό, αλλά η δέσμη του κατάσταση εντός του πυρήνα είναι σταθερή (για επεξήγηση βλ. Ενότητα 2.6). Η ραδιενεργός διάσπαση πρωτονίων με πολύ μεγάλο χρόνο ημιζωής ($T_{1/2} > 10^{30}$ χρόνια) υπάρχει ως υπόθεση σε μερικές θεωρίες. Οι πειραματικές έρευνες διάσπασης πρωτονίου συνεχίζονται.

Ο αριθμός των πρωτονίων σε έναν πυρήνα καθορίζει το ηλεκτρικό φορτίο και επομένως και το αριθμό των ηλεκτρονίων του ατόμου. Ο αριθμός των πρωτονίων είναι αριθμητικά ίσος με το σειριακό αριθμό του στοιχείου στο περιοδικό σύστημα και καλείται ατομικός αριθμός. Ο ατομικός αριθμός συμβολίζεται με το γράμμα Z .

Ο αριθμός των νετρονίων συμβολίζεται με το γράμμα N . Το άθροισμα του αριθμού πρωτονίων και νετρονίων $A=Z+N$ καλείται μαζικός αριθμός και ορίζει κατά προσέγγιση την πυρηνική μάζα.

Υπάρχει κοινός συμβολισμός ενός πυρήνα της μορφής, A_ZX όπου X είναι το όνομα του στοιχείου. Για παράδειγμα, ${}^1_1\text{H}$ είναι ο πυρήνας υδρογόνου, ${}^{235}_{92}\text{U}$ είναι ο πυρήνα του ουρανίου με μαζικό αριθμό 235, και ούτω καθεξής. Καθώς το όνομα ταυτοποιεί μοναδικά τον ατομικό αριθμό ο δείκτης Z συχνά εκπίπτει από το συμβολισμό πχ, ${}^{60}\text{Co}$, ${}^{137}\text{Cs}$, και ούτω καθεξής. Μερικές φορές ο συμβολισμός μπορεί να είναι όπως calcium-48 ή Ca-48.

Πυρήνες με το ίδιο Z αλλά διαφορετικό A καλούνται ισότοπα, οι πυρήνες με το ίδιο A αλλά διαφορετικό Z καλούνται ισοβαρείς, ενώ οι πυρήνες που περιέχουν τον ίδιο αριθμό νετρονίων $N=A-Z$ καλούνται ισότονοι. Ένας συγκεκριμένος πυρήνας με δεδομένα A και Z καλείται νουκλίδιο. Νουκλίδιο είναι ένας επίσημος όρος ορισμένος από τα στάνταρ [1].

Στην φύση πολλά στοιχεία συνίστανται από μείγμα ισότοπων σε ορισμένα ποσοστά. Το μεγαλύτερο μέρος των στοιχείων με περιττό ατομικό αριθμό έχουν ένα μόνο σταθερό ισότοπο. Τα στοιχεία με άρτιο ατομικό αριθμό έχουν, κατά κανόνα, αρκετά σταθερά ισότοπα. Περαιτέρω, θα χρησιμοποιούμαι του όρους “πυρήνας” ή “νουκλίδιο” για έναν μεμονωμένο πυρήνα ενώ τους όρους “στοιχείο” και “ουσία” για φυσικά μείγματα ισότοπων.

Στους ελαφρούς πυρήνες ο αριθμός πρωτονίων είναι κατά προσέγγιση ίσος με τον αριθμό νετρονίων, δηλαδή, $Z/A \sim 0.5$. Για παράδειγμα, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, και ούτω καθεξής μέχρι το ${}^{40}_{20}\text{Ca}$. Μόνο στο υδρογόνο ο πυρήνας έχει μόνο ένα πρωτόνιο, $Z/A=1$. Με αύξηση του Z ο αριθμός των νετρονίων ξεπερνά το αριθμό των πρωτονίων και με ελάχιστες διακυμάνσεις περί μιας μέσης τιμής από το ένα στοιχείο στο άλλο, φθάνει μέχρι την τιμή $Z/A=0.39$ για το ουράνιο. Τέτοια σχέση μεταξύ του αριθμού των πρωτονίων και νετρονίων αντιστοιχεί σε σταθερό πυρήνα και προσδιορίζεται από το ανταγωνισμό της ηλεκτροστατικής άπωσης των πρωτονίων και της πυρηνικής έλξης των νουκλεονίων. Εάν η σχέση μεταξύ του αριθμού πρωτονίων και νετρονίων διαφέρει από την σταθερή, τότε οι πυρήνες υπόκεινται σε ραδιενεργό διάσπαση.

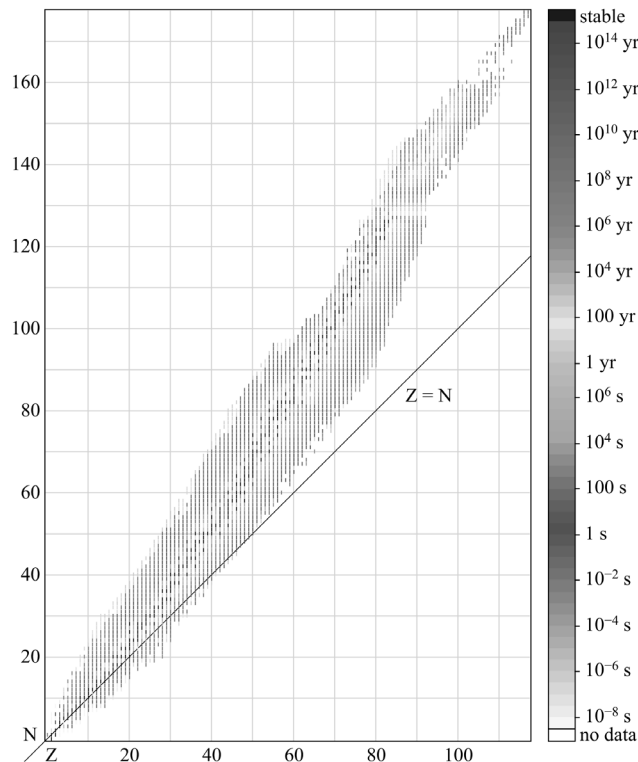
Στο Σχ. 2.1 παρουσιάζεται το διάγραμμα πρωτονίου νετρονίου γνωστών πυρήνων. Από το διάγραμμα διαπιστώνεται ότι για ελαφρούς πυρήνες ο λόγος N/Z είναι κοντά στο 1:1. Όσο μεγαλύτερος γίνεται ο ατομικός αριθμός τόσο περισσότερα νετρόνια απαιτούνται για να αντισταθμίσουν την απωστική δύναμη μεταξύ των πρωτονίων. Για τα βαρέα στοιχεία, όπως το ουράνιο, ο λόγος είναι μεγαλύτερος από 1.5, ακριβώς $N/Z=1.59$ για το ${}^{238}\text{U}$.

Οι πυρήνες καθίστανται ασταθείς εφόσον ο λόγος πρωτονίων νετρονίων διαφέρει από ένα ορισμένο εύρος. Όλοι οι ασταθείς πυρήνες, ακόμα και στη βασική κατάσταση, υφίστανται έναν αυθόρμητο μετασχηματισμό, ο οποίος έλαβε το όνομα “ραδιενεργός διάσπαση”. Υπάρχουν αρκετοί τύποι ραδιενεργού μετασχηματισμών. Μεταξύ των καλώς γνωστών και των πλέον πιθανών είναι οι άλφα και βήτα (β^+ και β^-) διάσπαση και η αυθόρμητη σχάση.

Βαρέα στοιχεία με $Z > 82$ διασπώνται με άλφα διάσπαση ή αυθόρμητη σχάση.

Ουσιαστικά οι ιδιότητες των πυρήνων εξαρτώνται από το αν οι αριθμοί Z και N είναι περιττοί. Μεταξύ των σταθερών ισοτόπων ενός στοιχείου, ο αριθμός των αρτίων-αρτίων πυρήνων (άρτιο Z και άρτιο N) είναι ο μεγαλύτερος. Το αντιμόνιο (Sn) έχει τον μεγαλύτερο αριθμό σταθερών ισοτόπων—10—εκ των οποίων τα 7 είναι άρτιοι-άρτιοι. Υπάρχουν μόνο τέσσερις σταθεροί περιττοί-περιττοί πυρήνες: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$.

Επιπλέον, βρέθηκε ότι πυρήνες περιέχοντας 2, 8, 20, 28, 50, και 82 πρωτόνια ή νετρόνια και 126 νετρόνια κατέχουν μια ιδιαίτερα ισχυρή δομή και μεγαλύτερη κυριαρχία (prevalence). (Σημειώνουμε ότι ανάλογα φαινόμενα λαμβάνουν χώρα και στα



ΣΧΗΜΑ 2.1 Το διάγραμμα πρωτονίων-νετρονίων. Τα σταθερά νουκλίδια δείχνονται από τα *μαύρα σημεία* στη μέση της γκριζας περιοχής (έγχρωμη περιοχή στην έκδοση διαδικτύου), η οποία ορίζει τα ραδιενεργά νουκλίδια. Ο χρόνος ημιζωής τους μειώνεται από τη μέση της περιοχής προς τα άκρα (στην έκδοση διαδικτύου η σταθερότητά τους χαρακτηρίζεται από με χρώμα από κόκκινο έως το πράσινο και από μπλε μέχρι το λευκό με μείωση του χρόνου ημιζωής). Πάνω από έναν αριθμό σταθερών νουκλεϊδίων υπάρχουν ραδιενεργά νουκλεϊδία που υφίστανται κυρίως β^+ -διάσπαση ή ηλεκτρονική δέσμευση-αρπαγή ηλεκτρονίων (EC) και κάτω από έναν αριθμό υφίστανται β^- -διάσπαση (Ενότητα 2.7.2). From Plot of Atomic Isotopes. http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Isotopes_and_half-life_1.PNG.

άτομα, και ότι άτομα που έχουν 2, 20, 18, 36 κλπ. ηλεκτρόνια έχουν την μεγαλύτερη τιμή ενέργειας σύνδεσης ενός ηλεκτρονίου δηλαδή δυναμικό ιονισμού). Οι τιμές Z και N που δόθηκαν πήραν το όνομα μαγικοί αριθμοί και πυρήνες με τέτοια Z και N ονομάστηκαν μαγικοί πυρήνες. Η ενέργεια σύνδεσης νουκλεονίων (Ενότητα 2.2) σε μαγικούς πυρήνες είναι 0.5–1 MeV υψηλότερη από ότι στους γειτονικούς πυρήνες και η ενέργεια σύνδεσης στους πυρήνες που γίνονται μαγικοί μετά την απόσπαση ενός πρωτονίου ή νετρονίου είναι αντίθετα κατά 1–2 MeV μικρότερη από ότι των γειτονικών τους.

Εάν αμφοτέροι αριθμοί πρωτονίων και νετρονίων είναι μαγικοί τότε ο πυρήνας καλείται διπλά μαγικός. Υπάρχουν πέντε διπλά μαγικοί πυρήνες .

Οι Ραδιενεργοί μαγικοί πυρήνες έχουν έναν ιδιαίτερα μεγάλο χρόνο ημιζωής και οι πυρήνες των οποίων η διάσπαση οδηγεί σε σχηματισμό μαγικών πυρήνων έχουν αντίθετα βραχύ χρόνο ημιζωής.

2.2 ΜΑΖΑ ΠΥΡΗΝΑ, ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΣΥΝΔΕΣΗΣ

Η μάζα του πυρήνα M_{nuc} είναι μικρότερη από το άθροισμα των μαζών των συνιστώντων νουκλεονίων του ([πρωτόνια— m_p και νετρόνια— m_n]). Η διαφορά ΔM μεταξύ του αθροίσματος των μαζών των νουκλεονίων και της μάζας του πυρήνα χαρακτηρίζει την ενέργεια σύνδεσης των νουκλεονίων στον πυρήνα.

$$\Delta M = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{nuc}. \quad (2.1)$$

Η διαφορά μάζας ΔM εκπεφρασμένη σε μονάδες ενέργειας καλείται ενέργεια σύνδεσης.

$$E_{bind} = \Delta M \times c^2. \quad (2.2)$$

Η κατάσταση αυτή είναι καθολική και εφαρμόζεται σε όλα τα δέσμια συστήματα. Έτσι η μάζα του ατόμου είναι μικρότερη του αθροίσματος των μαζών των νουκλεονίων και των ηλεκτρονίων και η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου (του ενός ηλεκτρονίου της εξώτατης στοιβάδας και όχι όλων αυτών) στο άτομο είναι ~ 10 eV. Η μάζα ενός μορίου είναι μικρότερη του αθροίσματος των μαζών των ατόμων που το συνιστούν και η ενέργεια σύνδεσης είναι της τάξης του ~ 1 eV. Διαπιστώνεται ότι η στην περίπτωση των ατόμων και των μορίων οι διαφορές μάζας είναι πολύ μικρές και η απευθείας μέτρησή τους πολύ δύσκολη. Εκδηλώνεται μόνο κατά την ανάγκη δαπάνης ενέργειας για την διάσπαση ατόμου ή μορίου και κατά την έκλυση ενέργειας κατά τον σχηματισμό τους. Η ενέργεια σύνδεσης των νουκλεονίων εντός του πυρήνα είναι εκατομμύρια φορές μεγαλύτερη και η διαφορά μάζας μπορεί να μετρηθεί με μεγάλη ακρίβεια και με πολλές μεθόδους.

Στην πυρηνική φυσική η μάζα μετράται σε “ατομικές μονάδες μάζας” (a.m.u.). 1 a.m.u ισούται με το 1/12 της μάζας του ουδέτερου ατόμου άνθρακα ^{12}C . Και a.m.u. σε γραμμάρια ισούται με το αντίστροφο του αριθμού του Avogadro N_A

$$1 \text{ a.m.u.} = 1/N_A = 1/6.025 \times 10^{23} = 1.66 \times 10^{-24} \text{ g} \quad (2.3)$$

Σε μονάδες ενέργειας

$$1 \text{ a.m.u.} = 931.481 \text{ MeV}$$

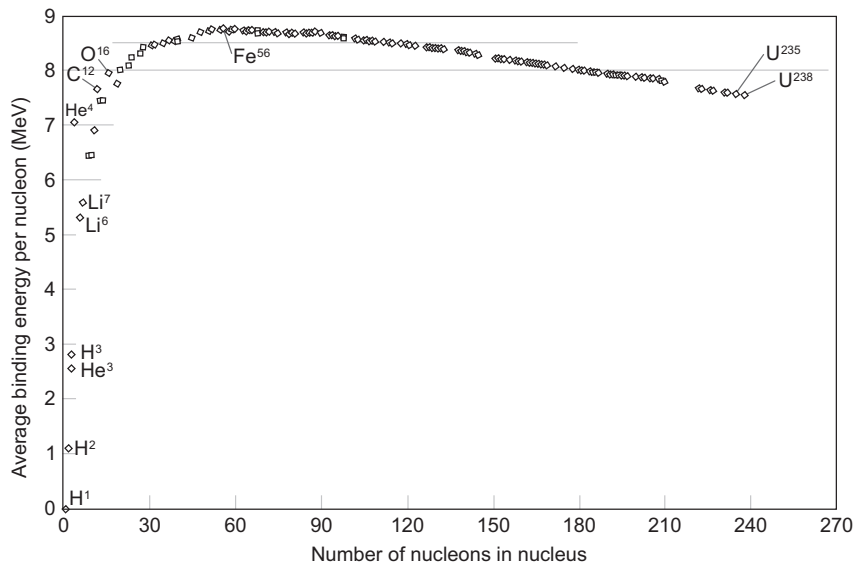
Ο υπολογισμός της μάζας του πυρήνα σε a.m.u. απαλείφει τη διαφορά μεταξύ των μαζών του πρωτονίου και του νετρονίου, μια μη-μονότονη μεταβολή στον λόγο του αριθμού πρωτονίων και νετρονίων, και την ενέργεια σύνδεσης με την αύξηση του Z . Επομένως, η πραγματική μάζα του πυρήνα M_{nuc} διαφέρει από την μάζα που υπολογίζεται με την βοήθεια του a.m.u. Η διαφορά μεταξύ των δύο αυτών μεγεθών καλείται έλλειμα μάζας.

$$\Delta = M_{nuc} - A \times (\text{a.m.u.}). \quad (2.4)$$

Το έλλειμα μάζας δείχνει την ακρίβεια με τη οποία μπορεί να υπολογισθεί η μάζα του πυρήνα ένα χρησιμοποιείται ο μαζικός αριθμός A . Το έλλειμα μάζας έχει, σαν κανόνα, θετική τιμή για ελαφρούς πυρήνες (μέχρι $A \sim 20$) και είναι ακριβώς μηδέν για τον ^{12}C . Είναι ουσιαστικό ότι το έλλειμα μάζας είναι διάφορο του μηδενός για το πρωτόνιο και το νετρόνιο. Για $A > 20$, το έλλειμα μάζας έχει αρνητική τιμή, και αυξάνεται, σε απόλυτη τιμή, αργά φθάνοντας ένα μέγιστο στα $A \sim 110-120$ (όπου το έλλειμα μάζας φθάνει τα ~ 90 MeV), και κατόπιν μειώνεται μονότονα. Για μεγάλο αριθμό πυρήνων, το έλλειμα μάζας δεν υπερβαίνει το 0.1% της πυρηνικής μάζας και μόνο σε μερικές περιπτώσεις ελαφρών πυρήνων προσεγγίζει το 1%.

Σημειωτέον ότι η E_{bond} είναι η ενέργεια η απαραίτητη για την κατάρρευση του πυρήνα στα νουκλεόνια που τον συνιστούν. Διαφέρει από την ενέργεια σύνδεσης ως προς την εκπομπή ενός μόνο σωματιδίου ή προς τη κατάρρευση ενός βαρύτερου πυρήνα σε ελαφρότερο π.χ. το ^{16}O σε τέσσερα σωματία άλφα.

Για ένα δευτέριο (^2H), αποτελούμενο από ένα πρωτόνιο και ένα νετρόνιο, η ενέργεια αποσύνδεσης κάθε νουκλεονίου είναι φυσικώς ίση του ενός με του άλλου και ίση με την ενέργεια σύνδεσης $E_{bond} (^2\text{H}) = 2.22$ MeV. Σε όλες τις άλλες περιπτώσεις η πυρηνική ενέργεια αποσύνδεσης είναι σημαντικά μικρότερη από την ενέργεια σύνδεσης και σε μερικές περιπτώσεις μικρό-



ΣΧΗΜΑ 2.2 Η εξάρτηση της ειδικής ενέργειας σύνδεσης από τον μαζικό αριθμό. Πηγή: Nuclear Binding Energy. Wikipedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_binding_energy.

τερη και από την ενέργεια διέγερσης του πυρήνα. Τότε ο διεγερμένος πυρήνας μπορεί να εκπέμψει ένα πρωτόνιο ή ένα νετρόνιο, ανάλογα με το πιο σωματίδιο είναι σε περίσσεια εντός του πυρήνα.

Ένα χρήσιμο χαρακτηριστικό το οποίο καθιστά δυνατή τη σύγκριση διαφορετικών πυρήνων είναι η ειδική ενέργεια σύνδεσης του πυρήνα, η οποία ισούται με τον λόγο της ολικής ενέργειας σύνδεσης δια του αριθμού των νουκλεονίων A

$$\varepsilon = E_{bond}/A. \quad (2.5)$$

Όσο μεγαλύτερη η ειδική ενέργεια σύνδεσης τόσο ισχυρότερος είναι ο πυρήνας.

Το διάγραμμα εξάρτησης της ειδικής ενέργειας σύνδεσης από τον μαζικό αριθμό δείχνεται στο Σχ. 2.2.

Η τυπική τιμή της ειδικής ενέργειας σύνδεσης είναι αρκετά MeV. Επομένως, για τον ελαφρύτερο πυρήνα αποτελούμενο από δύο μόνο νουκλεόνια, το ελαφρύ ισότοπο του υδρογόνου, το δευτέριο, είναι $\varepsilon=1.1$ MeV, για τον πυρήνα ηλίου (σωματίδιο άλφα) είναι $\varepsilon=7.07$ MeV, και για τα γειτονικά του είναι $\varepsilon(^3\text{He})=2.53$ MeV, $\varepsilon(^6\text{Li})=5.3$ MeV. Περαιτέρω, αυξάνοντας το A το μέγεθος ε αυξάνει μονότονα και φθάνει ένα μέγιστο επίπεδο στην περιοχή $A \sim 50 \div 70$ ($\varepsilon_{max} = 8.8$ MeV at $A \sim 60$), και κατόπιν μειώνεται αργά μέχρι $\varepsilon=7.6$ MeV για το βαρύτερο στοιχείο—ουράνιο. (Για τους περισσότερους συνεκτικούς πυρήνες — ^{62}Ni , ^{58}Fe , ^{56}Fe , — $\varepsilon = 8.8$ MeV).

Εάν με κάποιο τρόπο θραύσουμε τους πυρήνες που βρίσκονται στα δεξιά του μεγίστου, τα θραύσματα που σχηματίζονται θα έχουν μεγάλη ενέργεια σύνδεσης, το οποίο σημαίνει ότι θα εκλυθεί ενέργεια. Αυτό είναι η βάση της σύγχρονης πυρηνικής ισχύος. Εάν με κάποιο τρόπο ενωθούν πυρήνες στα αριστερά του μεγίστου, τότε στην περίπτωση αυτή θα εκλυθεί ενέργεια. Σε αυτό βασίζεται η θερμοπυρηνική ενέργεια του μέλλοντος.

2.3 ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ

Τα όρια ενός μικροσωματιδίου προσδιορίζονται συνήθως από το όγκο εντός του οποίου περιέχεται το συστατικό που δημιουργεί την αλληλεπίδραση. Τα νουκλεόνια εντός του πυρήνα συμμετέχουν σε όλες τις γνωστές αλληλεπιδράσεις. Στην ενότητα αυτή, δύο από αυτές είναι ουσιαστικές — η ηλεκτρομαγνητική από το ηλεκτρικό φορτίο των πρωτονίων και μια ειδική, η οποία καλείται “ισχυρή” ή “πυρηνική” λόγω του “πυρηνικού φορτίου” των νουκλεονίων. Εάν τα δύο αυτά είδη φορτίων κατανέμονται με διαφορετικό τρόπο εντός του πυρήνα, τότε το μέγεθος του πυρήνα θα εξαρτάται από τον τρόπο με τον οποίο υπολογίζεται.

Εάν υποθέσουμε ότι ο πυρήνας έχει σφαιρικό σχήμα, τότε η ακτίνα του πυρήνα είναι

$$R_{nucl} = r_0 A^{1/3}. \quad (2.6)$$

όπου η τιμή της παραμέτρου r_0 εξαρτάται ελαφρώς από τη μέθοδο μέτρησης του μεγέθους του πυρήνα. Επομένως, μετρώντας την σκέδαση των ταχέων ηλεκτρονίων από τον πυρήνα, λαμβάνεται μια “ηλεκτρομαγνητική” ακτίνα για την οποία $r_0 = (1.2-1.3) \times 10^{-13}$ cm. Μετρώντας την σκέδαση νετρονίων από τον πυρήνα λαμβάνεται μια “πυρηνική” ακτίνα για την οποία $r_0 = (1.3-1.4) \times 10^{-13}$ cm. Αυτό, ειδικότερα,, σημαίνει ότι το ηλεκτρικό φορτίο και η ουσία η υπεύθυνη για την πυρηνική αλληλεπίδραση δεν είναι κατανεμημένες με τον ίδιο απολύτως τρόπο εντός του πυρήνα.

Η σχέση (Εξ. 2.7) δείχνει ότι ο πυρηνικός όγκος είναι ανάλογος του μαζικού αριθμού A

$$V = \left(\frac{4}{3}\right)\pi R_{nucl}^3 = \left(\frac{4}{3}\right)\pi r_0^3 A. \tag{2.7}$$

Επομένως, η πυκνότητα δεν εξαρτάται από το A και για διαφορετικούς πυρήνες πρακτικά είναι παρόμοια και ίση με $\sim 2 \times 10^{14} \text{g/cm}^3$.

Σημειωτέον ότι οι πυρήνες δεν έχουν απαραίτητα σφαιρικό σχήμα. Πολλοί πυρήνες έχουν το σχήμα ενός επιμήκους ή ενός πεπλατυσμένου τριαξονικού ελλειψοειδούς, και μερικοί είναι ακόμη πιο περίπλοκοι.

Η ιδέα που έχουμε για το σχήμα και το μέγεθος μικροσωματιδίων είναι, σε κάποιο βαθμό, βασισμένες στην καθημερινή εμπειρία των σωμάτων που μας περιβάλλουν και, ειδικότερα, στην παρατήρηση των πλανητών. Σημειωτέον ότι η ύπαρξη στερεάς επιφάνειας στα σώματα αυτά σημαίνει ότι τα σώματα αυτά έχουν μια βραχείας εμβελείας άπωση. Από την άποψη αυτή, ο πυρήνας θυμίζει υγρή σταγόνα με στερεό κέντρο. Η βραχείας εμβελείας άπωση υπάρχει αλλά βαθιά εντός του πυρήνα και τα βομβαρδίζονται σωματίδια δηλαδή ηλεκτρόνια ή νετρόνια, μπορούν να εισέλθουν εντός του πυρήνα.

2.4 ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΡΟΠΕΣ

2.4.1 Πυρηνικές Μηχανικές Ροπές (Στροφορμή και Σπιν)

Τα νουκλεόνια εντός του πυρήνα έχουν τις δικές τους μηχανικές ροπές s (σπιν). Το σπιν του νουκλεονίου είναι $1/2$ (σε μονάδες του \hbar). Εκτός αυτού, τα νουκλεόνια έχουν μηχανικές ροπές ℓ , σχετιζόμενες με την κίνησή τους εντός του πυρήνα. Κατ' αναλογία της κίνησης των ηλεκτρονίων στα άτομα, οι ροπές αυτές καλούνται τροχιακές. Το σπιν κάθε νουκλεονίου αθροίζεται με την τροχιακή του στροφορμή, σχηματίζοντας την ολική στροφορμή του νουκλεονίου j , η οποία μπορεί να είναι είτε $j = \ell + 1/2$ ή $j = \ell - 1/2$. Η άθροιση των ολικών μηχανικών ροπών των νουκλεονίων, η οποία γίνεται με βάση τους κβαντικούς κανόνες άθροισης ροπών, προσδιορίζει την μηχανική ροπή του πυρήνα J . Σαν κανόνας, η παράμετρος της J καλείται πυρηνικό σπιν, αλλά θα πρέπει να υποτεθεί ότι το πυρηνικό σπιν περιλαμβάνει τις τροχιακές ροπές των νουκλεονίων.

Επειδή η ολική στροφορμή ενός μοναδικού νουκλεονίου είναι ημι-ακέραια, πυρήνες με άρτιο αριθμό νουκλεονίων έχουν ακέραια μηχανική ροπή, και πυρήνες με περιττό αριθμό νουκλεονίων έχουν ημιακέραια. Συνήθως, στους πυρήνες οι μεμονωμένες ροπές των νουκλεονίων είναι αντιπαράλληλες, έτσι ώστε το πυρηνικό σπιν να έχει είτε τη τιμή 0 ή μία σχετικά μικρή τιμή. Για παράδειγμα το σπιν σωματιδίου άλφα (πυρήνας ηλίου) είναι 0, του πυρήνα ^{40}K είναι 4, και του πυρήνα ^{137}Cs είναι $7/2$.

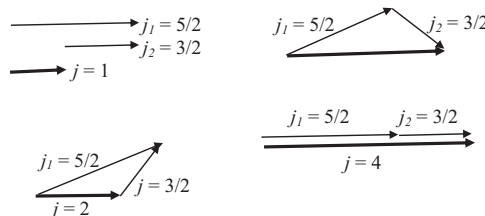
Ο κβαντικός κανόνας άθροισης ροπών ορίζει ότι η στροφορμή J ενός πυρήνα που αποτελείται από δύο νουκλεόνια με ροπές j_1 και j_2 μπορεί να είναι θετικός ακέραιος κυμαινόμενος από $|j_1 - j_2|$ μέχρι $j_1 + j_2$. Με άλλα λόγια η πυρηνική ροπή είναι η τρίτη πλευρά του τριγώνου, οι άλλες δύο πλευρές του οποίου είναι ίσες με j_1 και j_2 , όπως δείχνεται στο Σχ. 2.3. Για παράδειγμα, εάν $j_1 = 5/2$ και $j_2 = 3/2$, τότε $J = 4, 3, 2, 1$.

Σημειωτέον ότι η μέθοδος άθροισης ροπών που μόλις περιεγράφηκε καλείται σύζευξη σπιν-τροχιάς. Μια παραλλαγή της καλούμενης ως σύζευξη Russell-Saunders η οποία είναι αρκετά κοινή στην ατομική φυσική όταν τα σπιν και οι τροχιακές ορμές αθροίζονται οι αμφοτέρες, ανεξάρτητα, απαντώνται σπάνια στον πυρήνα.

2.4.2 Πυρηνικές Ηλεκτρικές Ροπές

Οι ηλεκτρικές ροπές χαρακτηρίζουν την κατανομή του φορτίου εντός του πυρήνα. Όπως είναι γνωστό, η κατανομή φορτίου μπορεί να επεκταθεί σε πολύπολα και αντιπροσωπεύει την κατανομή σαν επαλληλία συνδυασμών μοντέλων ηλεκτρικών φορτίων: διπολο, τετράπολο, κλπ.

Η διπολική ροπή του πυρήνα είναι μηδέν. Αυτό σημαίνει ότι δεν υπάρχει χωρικός διαχωρισμός μεταξύ πρωτονίου (φορτισμένο) και του νετρονίου (ουδέτερο) εντός του πυρήνα και το κέντρο της κατανομής φορτίου ταυτίζεται με το κέντρο βάρους του πυρήνα. Αυτό δεν έρχεται σε αντίθεση με το γεγονός ότι οι κατανομές αυτές μπορεί να έχουν διαφορετικά, πλην όμως, συμμετρικά εξωτερικά όρια (Ενότητα 2.3).



ΣΧΗΜΑ 2.3 Οι πιθανές τιμές της συνολικής στροφορμής του πυρήνα, αποτελούνται από δύο πυρήνες με τις ροπές $j_1 = 5/2$ και $j_2 = 3/2$.

Για τους πυρήνες, η τετραπολική ροπή χαρακτηρίζει την απόκλιση της κατανομής φορτίου από την σφαιρικότητα. Σε σφαιρικά συμμετρικούς πυρήνες είναι μηδέν. Ωστόσο, σε μη σφαιρικούς πυρήνες η τετραπολική ροπή είναι μη μηδενική. Έτσι, για έναν πυρήνα με τη μορφή ενός επιμήκους ελλειψοειδούς με επιμήκυνση κατά μήκος του σπιν, η τετραπολική ροπή έχει θετική τιμή και για έναν πυρήνα με τη μορφή ενός πεπλατυσμένου ελλειψοειδούς σε σχέση με την κατεύθυνση του σπιν έχει αρνητική τιμή.

Οι αποκλίσεις από την σφαιρική συμμετρία στις περισσότερες περιπτώσεις δεν υπερβαίνουν το 10%.

2.4.3 Μαγνητική Ροπή Πυρήνα

Η μαγνητική ροπή του πυρήνα είναι αποκλειστικά συνδεδεμένη με την τροχιακή ορμή

$$P_m = (e/2m_e)L. \quad (2.8)$$

Εξορισμού, για αρνητικά φορτισμένο σωματίδιο η μαγνητική ροπή είναι αντίθετη προς την διεύθυνση της μηχανικής ροπής. Μερικές φορές αυτό επισημαίνεται με ένα αρνητικό πρόσημο στην Εξ. (2.8).

Στην κβαντομηχανική η ροπή μπορεί να λάβει μόνο διακριτές τιμές δηλαδή είναι κβαντισμένη

$$L = \hbar[\ell(\ell + 1)]^{1/2}, \quad (2.9)$$

αντίστοιχα, για ένα ηλεκτρόνιο

$$P_m = (e\hbar/2m_e)[\ell(\ell + 1)]^{1/2} = \mu_B[\ell(\ell + 1)]^{1/2}. \quad (2.10)$$

Στον τύπο αυτό η τιμή

$$\mu_B = e\hbar/2m_e \quad (2.11)$$

καλείται μαγνητόνη του Bohr.

Ο λόγος της μαγνητικής ροπής προς την τροχιακή καλείται γυρομαγνητικός λόγος

$$g = P_m/L = e/2m_e. \quad (2.12)$$

Ας σημειωθεί ότι για την ενδογενή μηχανική ροπή ενός ηλεκτρονίου (σπιν) ο γυρομαγνητικός λόγος είναι διπλάσιος σε σύγκριση με την τροχιακή ροπή

$$g_{spin} = e/m_e. \quad (2.13)$$

Στον τύπο της μαγνητόνης η μάζα του σωματιδίου είναι στον παρονομαστή, έτσι ώστε να αναμένουμε ότι η πυρηνική μαγνητόνη είναι κατά πολύ μικρότερη από τη μαγνητόνη του Bohr όσες φορές η μάζα του ηλεκτρονίου είναι μικρότερη από τη μάζα του πρωτονίου δηλαδή,

$$\mu_{nuc1} = e\hbar/2m_p. \quad (2.14)$$

Ωστόσο, αποδεικνύεται ότι η εγγενής μαγνητική ροπή του πρωτονίου είναι $\mu_p = 2.79\mu_{nuc1}$. Περαιτέρω, το νετρόνιο παρά την ηλεκτρική του ουδετερότητα, έχει τη δική του μαγνητική ροπή ίση με $\mu_n = -1.91\mu_{nuc1}$ (το αρνητικό πρόσημο δείχνει ότι η διεύθυνση του σπιν είναι αντίθετη προς την διεύθυνση της μαγνητικής ροπής). Μια τέτοια διαφορά μεταξύ των μαγνητικών ροπών των νουκλεονίων και αυτών που αναμένονται από θεμελιώδεις μελέτες σημαίνει ότι τα νουκλεόνια δεν είναι στοιχειώδη.

Το πρωτόνιο κινείται επίσης εντός του πυρήνα, το οποίο σημαίνει ότι θα πρέπει να έχει τροχιακή μαγνητική ροπή. Οι μαγνητικές ροπές των πυρήνων συνίστανται από τις ενδογενείς μαγνητικές ροπές των πρωτονίων και των νετρονίων και από τις μαγνητικές ροπές των πρωτονίων που σχετίζονται με την κίνησή των πρωτονίων εντός του πυρήνα. Σάν αποτέλεσμα, οι μαγνητικές ροπές πυρήνων με άρτια Z και N είναι μηδέν και εκείνων με περιττά προσδιορίζονται από την ροπή του επιπλέον νουκλεονίου.

2.5 ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΟΜΟΤΙΜΙΑ

Πιθανότητα μεταπτώσεων μεταξύ πυρηνικών σταθμών προσδιορίζεται ουσιαστικά από δύο παραμέτρους: σπιν και ομοτιμία. Το πυρηνικό σπιν συζητήθηκε στην Ενότητα 2.4.1. Τώρα ας εξοικειωθούμε με την έννοια της ομοτιμίας.

Είναι γνωστό ότι οι νόμοι διατήρησης, στους οποίους υπακούουν τα φυσικά φαινόμενα, αντανακλούν τις συμμετρικές ιδιότητες του χωροχρόνου.

Ο νόμος διατήρησης της ενέργειας είναι μια εκδήλωση της ομοιογένειας του χρόνου. Η πράξη, η οποία τείνει, στην περίπτωση αυτή, να είναι αναλλοίωτη είναι η μετατόπιση χρόνου.

Ο νόμος διατήρησης της ορμής είναι επιβεβαίωση της ομοιογένειας του χώρου και καταδεικνύει αναλλοιότητα ως προς την μετατόπιση στον χώρο.

Ο νόμος διατήρησης της στροφορμής αντανakλά την ισοτροπία του χώρου, δείχνει ότι οι νόμοι της φύσης δεν αλλάζουν όταν το σύστημα συντεταγμένων περιστρέφεται στον χώρο.

Εδώ μπορούμε να προσθέσουμε τον νόμο διατήρησης του ηλεκτρικού φορτίου, ο οποίος αντανakλά κάποια βαθύτερη, μη πλήρως ακόμα κατανοητή, συμμετρία του κόσμου μας.

Οι μετασχηματισμοί χωροχρόνου που προαναφέρθηκαν είναι συνεχείς: Μπορεί να υπάρξει μια αυθαίρετα μικρή μεταβολή στην παράμετρο (χρόνο, απόσταση, η γωνία περιστροφή).

Οι ανωτέρω νόμοι διατήρησης είναι ακριβείς και ικανοποιούνται σε όλες τις γνωστές στην επιστήμη περιπτώσεις.

Εκτός από τους συνεχείς μετασχηματισμούς του χωροχρόνου, κάποιος διακριτός είναι επίσης πιθανός: μια κατοπτρική ανάκλαση (αντιστροφή συντεταγμένων), η οποία συμβολίζεται με P .

Θα εξετάσουμε εδώ με περισσότερες λεπτομέρειες το πρόβλημα συμμετρίας σε σχέση με την κατοπτρική ανάκλαση. Σημειώστε ότι ο νόμος διατήρησης ο οποίος προκύπτει από συμμετρία ως προς κατοπτρική ανάκλαση, δεν είναι αυστηρός, δηλαδή, σε συγκεκριμένες περιπτώσεις μπορεί να παραβιαστεί.

Η πράξη χωρικής αντιστροφής ανάγεται στην αντικατάσταση του ακτινικού διανύσματος r με $-r$. Σε καρτεσιανές συντεταγμένες τα, x, y, z αντικαθίστανται από $-x, -y, -z$. Επανάληψη της κατοπτρικής πράξης επιστρέφει το σύστημα στην αρχική του κατάσταση. Αναλλοιότητα, σε σχέση με κατοπτρική ανάκλαση, σημαίνει ότι οι νόμοι της φύσης δεν αλλάζουν με αντικατάσταση του αριστερού από το δεξί.

Προκειμένου να περιγραφεί η σχέση του συστήματος με τη λειτουργία-πράξη της κατοπτρικής ανάκλασης, εισάγεται η έννοια της ομοτιμίας. Σημειώνουμε ότι η συνάρτηση $f(x)$ είναι άρτια εάν

$$f(-x) = f(x) \quad (2.15)$$

και περιττή, εάν

$$f(-x) = -f(x) \quad (2.16)$$

Το πραγματικό κάτοπτρο αντανakλά μόνο ως προς έναν άξονα – κάθετο στο επίπεδό του. Εάν θεωρήσουμε ένα διάνυσμα κατευθυνόμενο κατά μήκος αυτού του άξονα, δηλαδή, κίνηση προς ένα κάτοπτρο, τότε στο κάτοπτρο η διεύθυνση αλλάζει προς το αντίθετό της. Έτσι, τα πολικά διανύσματα, η ταχύτητα, η δύναμη, η ορμή κλπ. αλλάζουν πρόσημο κατά την κατοπτρική ανάκλαση. Είναι εύκολο να επιβεβαιωθεί ότι αξονικά διανύσματα, για παράδειγμα, γωνιακή ταχύτητα, στροφορμή κλπ. δεν αλλάζουν πρόσημο σε κατοπτρισμό.

Εάν αναφερόμαστε σε μικροσωματίδια που περιγράφονται από την κυματοσυνάρτηση $\psi(r)$, τότε η κατάσταση του συστήματος καθορίζεται από το τετράγωνο του μέτρου συντελεστή module της κυματοσυνάρτησης και η κατάσταση δεν αλλάζει κατά την κατοπτρική συμμετρική διαδικασία

$$|\psi(r)|^2 = |\psi(-r)|^2. \quad (2.17)$$

Αφαιρώντας την τετραγωνική ρίζα, λαμβάνεται

$$\psi(r) = \pm\psi(-r), \quad (2.18)$$

και, συνεπώς, το σύστημα του σωματιδίου μπορεί να περιγραφεί από αμφότερες άρτιες και περιττές κυματοσυναρτήσεις. Για να χαρακτηρίσουμε την συνθήκη αυτή, εισάγουμε την έννοια της ομοτιμίας P , η οποία μπορεί να έχει την τιμή $P=\pm 1$.

Στα εγχειρίδια κβαντομηχανικής [4], δείχνεται ότι ο μετασχηματισμός αντιστροφής (αντικαθιστώντας όλες τις Καρτεσιανές συντεταγμένες με αντίθετα πρόσημο) καταλήγει στον πολλαπλασιασμό των κυματοσυναρτήσεων επί (-1) όπου ℓ είναι ο τροχιακός κβαντικός αριθμός (Ενότητα 2.4.1). Επομένως, η ομοτιμία της κατάστασης με δεδομένη τιμή του ℓ υπολογίζεται από τον κανόνα

$$P = (-1)^\ell, \quad (2.19)$$

δηλαδή, όλες οι καταστάσεις με άρτιο ℓ είναι άρτιες και με περιττό ℓ είναι περιττές.

Η ομοτιμία του πυρήνα υπολογίζεται από την

$$P_{nucl} = (-1)^{\sum \ell}. \quad (2.20)$$

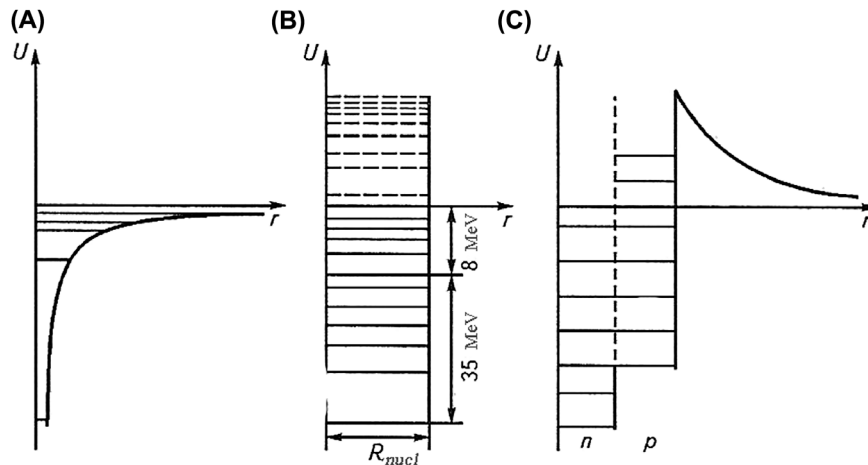
Ειδικότερα η ομοτιμία ενός σωματιδίου άλφα είναι $+1$, καθώς για το σωματίδια άλφα $\ell=0$, και η ομοτιμία ενός δευτερίου είναι ίση με -1 , καθώς για το δευτέριο είναι $\ell=1$.

Ο νόμος διατήρησης της ομοτιμίας δηλώνει ότι η ομοτιμία ενός συστήματος δεν μεταβάλλεται με τον χρόνο.

Στις ηλεκτρομαγνητικές και ισχυρές αλληλεπιδράσεις η ομοτιμία διατηρείται αυστηρά, αλλά παραβιάζεται στην ασθενή αλληλεπίδραση.

2.6 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΠΥΡΗΝΩΝ. ΔΙΕΓΕΡΜΕΝΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ

Όπως είναι γνωστό, ένα ηλεκτρόνιο σε ένα άτομο βρίσκεται στο κεντρικό πεδίο Coulomb του πυρήνα (δηλαδή σε ένα πεδίο ενός του οποίου η δυναμική ενέργεια εξαρτάται μόνο από την απόσταση από το κέντρο) και οι ενεργειακές καταστάσεις είναι κβαντισμένες. Το



ΣΧΗΜΑ 2.4 Σχεδιάγραμμα ενεργειακών σταθμών από (A) ένα άτομο, (B) έναν πυρήνα, (C) έναν πυρήνα, θεωρώντας ανεξάρτητες στάθμες πρωτονίου και νετρονίου.

διάγραμμα των ενεργειακών σταθμών των ηλεκτρονίων στο άτομο δείχνεται στο Σχ. 2.4a. Η κατανομή των ηλεκτρονίων στις στάθμες διέπεται από την αρχή του Pauli. Η κατάσταση ενός ηλεκτρονίου στο άτομο χαρακτηρίζεται από τους τέσσερις κβαντικούς αριθμούς.

Στην περίπτωση του πυρήνα, το νουκλεόνιο βρίσκεται, πρώτον σε πεδίο μικρής εμβελείας και δεύτερον σε πεδίο δημιουργημένου από τα άλλα νουκλεόνια. Υπάρχει δυνατότητα απλοποίησης υποθέτοντας ότι το νουκλεόνιο βρίσκεται εντός τετραγωνικού φρέατος δυναμικού. Παρόμοια με τα ηλεκτρόνια στα άτομα, τα νουκλεόνια εντός του πυρήνα μπορούν να έχουν συγκεκριμένες ενέργειες των οποίων η κατανομή υπακούει επίσης στην αρχή του Pauli. Η διάταξη των ενεργειακών σταθμών των νουκλεονίων εντός του πυρήνα δείχνεται στο Σχ. 2.4b.

Αυστηρά μιλώντας, είναι απαραίτητο να γίνει διάκριση μεταξύ ενεργειακών σταθμών πρωτονίων και νετρονίων και το φρέαρ δυναμικού θα πρέπει να απεικονίζεται ως διπλό όπως στο Σχ. 2.4c.

Στο Σχ. 2.4c δείχνεται το φράγμα Coulomb στην επιφάνεια του πυρήνα για τα πρωτόνια. Το ύψος του φράγματος μπορεί να υπολογισθεί σαν η ενέργεια αλληλεπίδρασης Coulomb σε απόσταση ίση με την ακτίνα του πυρήνα (Ενότητα 2.3)

$$U_c = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{zZe^2}{R_{nucl}} = zZ/A^{1/3} \text{ MeV}, \quad (2.21)$$

Όπου z και Z είναι οι ατομικοί αριθμοί του σωματιδίου και του πυρήνα αντίστοιχα. Για τα πρωτόνια στο υδρογόνο, $Z=1$, $A=1$, $U_c \approx 1$ MeV, και στο ουράνιο, $Z=92$, $A=238$, $U_c \approx 17$ MeV. Για σωματίδια άλφα το φράγμα Coulomb είναι δύο φορές υψηλότερο.

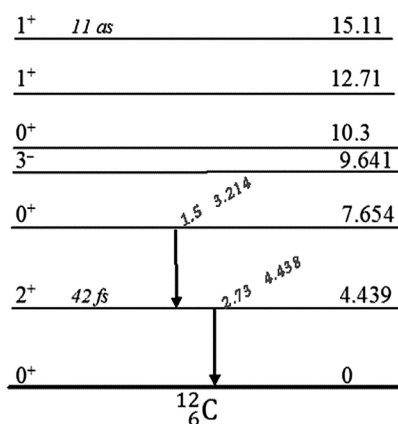
Οι χαμηλότερες καταστάσεις μη διεγερμένου πυρήνα είναι πλήρεις. Εντός του φράγματος δυναμικού του πυρήνα υπάρχουν ελεύθερες στάθμες (μη πλήρεις). Η τελευταία από τις πληρωμένες στάθμες διαχωρίζεται από το χείλος το φρέατος από την ενέργεια σύνδεσης του νουκλεονίου. Μια τυπική τιμή ενέργειας σύνδεσης είναι ~ 8 MeV, και ένα τυπικό βάθος φρέατος είναι ~ 35 MeV.

Στα άτομα, εάν η ενέργεια διέγερσης ενός ηλεκτρονίου υπερβαίνει την ενέργεια ιονισμού, τότε το ηλεκτρόνιο διαφεύγει εκτός του ατόμου γενόμενο ελεύθερο με την ενέργεια του να μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή.

Σε αντίθεση με το άτομο, οι ενεργειακές στάθμες του πυρήνα, κατά κανόνα, παραμένουν διακριτές ακόμα και για την ενέργεια διέγερσης, η οποία είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια διαχωρισμού νουκλεονίου. Ανάλογα, το φάσμα του πυρήνα παραμένει επίσης διακριτό όταν η διέγερση είναι επαρκής για να διαχωρίσει τον πυρήνα. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η ενέργεια διέγερσης δεν είναι σταθερή σε ένα μονό νουκλεόνιο αλλά κατανέμεται σε μεγάλο αριθμό σωματιδίων. Σαν αποτέλεσμα, κανένα από αυτά δεν αποκτά αρκετή ενέργεια για να διαφύγει από τον πυρήνα. Η κατανομή της ενέργειας διέγερση σε μεγάλο αριθμό σωματιδίων σημαίνει ότι σε πολύ διεγερμένους πυρήνες τα νουκλεόνια αλληλεπιδρούν αποτελεσματικά εντός του πυρήνα.

Ωστόσο, για πυρήνες στη βασική στάθμη, η κατάσταση είναι αντίθετη από αυτήν που περιγράφηκε. Σε πρώτη προσέγγιση, μπορούμε να υποθέσουμε ότι τα νουκλεόνια στον πυρήνα πρακτικά δεν αλληλεπιδρούν. Αυτό οφείλεται στο γεγονός, ότι στη βασική κατάσταση σε συμφωνία με την αρχή του Pauli, όλες οι χαμηλότερες καταστάσεις είναι πληρωμένες. Οι συγκρούσεις μεταξύ σωματιδίων θα οδηγήσουν σε ανταλλαγή ενέργειας. Αλλά εάν ένα σωματίδιο το οποίο έλαβε ενέργεια μπορεί, πράγματι, να ανέλθει σε υψηλότερη στάθμη, η οποία είναι ελεύθερη, τότε ένα σωματίδιο που έχασε ενέργεια δεν μπορεί να κατεβεί σε χαμηλότερη στάθμη γιατί είναι σίγουρα κατειλημμένη.

Έτσι, ο πυρήνας στη βασική κατάσταση είναι παρόμοιος με ένα εξαιρετικά σπάνιο αέριο, όπου τα σωματίδια, τοποθετημένα σε ένα δοχείο με αδιαπέραστα τοιχώματα, τα οποία τα απωθούν, σπάνια συγκρούονται μεταξύ τους. Ας δώσουμε προσοχή στο γεγονός ότι το φαινόμενο αυτό συμβαίνει παρά το γεγονός ότι τα νουκλεόνια είναι ισχυρά δεμένα στον πυρήνα, δηλαδή, η μέση απόσταση μεταξύ τους



ΣΧΗΜΑ 2.5 Στάθμες πυρήνα ¹²C. Στα δεξιά των ενεργειακών σταθμών, η δείχνεται στάθμη ενέργειας σε MeV, πχ. 0, 4.439, κλπ. Το σπιν και η στάθμη ομοτιμίας, πχ. 0+, 2+, κλπ δείχνονται επίσης στα αριστερά. Εάν είναι γνωστής, δείχνεται ο χρόνος ζωής της στάθμης, πχ για τη στάθμη των 7.654 MeV ο χρόνος ζωής είναι 0.05 fs. Μεταξύ των σταθμών δείχνονται οι μεταπτώσεις κατά τις οποίες εκπέμπονται φωτόνια γ- (βλέπε Κεφάλαιο 5). Πάνω από τις μεταπτώσεις σημειώνεται η σχετική ένταση των γραμμών και οι ενέργειες των φωτονίων. Εμφανίζονται μόνο γνωστές μεταπτώσεις, οι άλλες μεταπτώσεις αναμένονται αλλά δεν έχουν ακόμη παρατηρηθεί. Σύμφωνα με τους R.B. Firestone, S.Y.F. Chu, C.M. Baglin. Table of Isotopes, Eighth ed. 1999, Update with CD-ROM. https://application.wiley-vch.de/books/info/0-471-35633-6/toi99/doc_info/pref99.pdf.

είναι της τάξης του μεγέθους τους και ο πυρήνας είναι παρόμοιος με ασυμπίεστο ρευστό. Στην κβαντική γλώσσα ένα τέτοιο σύστημα σωματιδίων, σύμφωνα με την αρχή του Pauli, γεμίζει πλήρως τις χαμηλότερες στάθμες και καλείται εκφυλισμένο αέριο Fermi. Γι' αυτό το μοντέλο ενός ορθογώνιου φρέατος δυναμικού μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να περιγράψει την κίνηση των νουκλεονίων στον πυρήνα.

Η αρχή του Pauli δεν επιτρέπει σε ένα νετρόνιο να διασπαστεί εντός ενός σταθερού πυρήνα. Επομένως, δεν υπάρχει χώρος δημιουργίας πρωτονίου κατά την διάσπαση επειδή όλες οι στάθμες είναι ήδη κατειλημμένες ενώ για να καταλάβει ανώτερη στάθμη απαιτείται πρόσθετη ενέργεια. Εάν η ενέργεια που εκλύεται κατά την διάσπαση του νετρονίου δεν είναι αρκετή για να μετακινήσει ένα πρωτόνιο σε διαθέσιμη ελεύθερη στάθμη, τότε η διάσπαση είναι αδύνατη.

Οι ενεργειακές στάθμες των νουκλεονίων στον πυρήνα έχουν πεπερασμένο πλάτος. Ένα τυπικό πλάτος στάθμης είναι περίπου 1eV.

Οι ενεργειακές στάθμες νουκλεονίου στον πυρήνα χαρακτηρίζονται από την ενέργεια της στάθμης, το σπιν και την ομοτιμία. Στο Σχ. 2.5, για παράδειγμα δείχνονται οι ενεργειακές στάθμες του ¹²C μαζί με τα χαρακτηριστικά τους.

2.7 ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΟΣ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΚΑΙ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΕΣ.

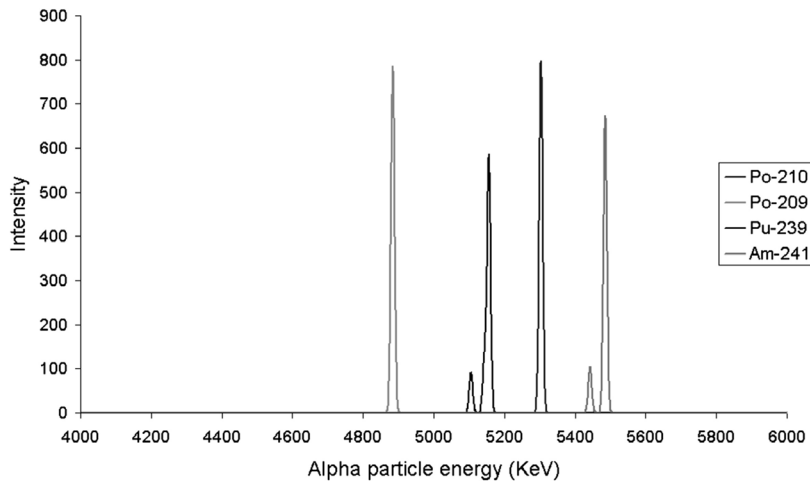
Όπως προαναφέρθηκε οι πυρήνες καθίστανται ασταθείς εάν ο λόγος πρωτονίων και νετρονίων είναι εκτός μιας ορισμένης περιοχής. Όλοι οι ασταθείς πυρήνες ακόμα και στη βασική κατάσταση υπόκεινται αυθόρμητο μετασχηματισμό που έλαβε το όνομα “ραδιενεργός διάσπαση”.

Υπάρχουν αρκετοί τύποι ραδιενεργού διάσπασης. Μεταξύ των πλέον γνωστών και πλέον πιθανών είναι η άλφα διάσπαση, η βήτα διάσπαση, και η αυθόρμητη σχάση. Κατά τους μετασχηματισμούς αυτούς η σύσταση του πυρήνα πρακτικά αλλάζει έτσι ώστε η χρήση του όρου “διάσπαση” είναι σωστή. Η ακτινοβολία γάμα εκπέμπεται από τους πυρήνες κατά τις μεταπτώσεις μεταξύ ενεργειακών σταθμών χωρίς να μεταβάλλεται η σύσταση τους. Έτσι η μετάπτωση γάμα δεν είναι, στην πράξη, μια διάσπαση, μερικές φορές ο όρος “διάσπαση” χρησιμοποιείται επίσης και στην περίπτωσή τους. Όλες οι διαδικασίες διάσπασης είναι αυθόρμητες, αλλά όσον αφορά τη σχάση, η διαδικασία αυτή, όπως επισημαίνεται συνήθως, καλείται αυθόρμητη προς διαχωρισμό της σπάνιας αυτής διαδικασίας από τη διαδικασία διάσπασης του πυρήνα υπό τη δράση νετρονίων.

Η ραδιενέργεια των νουκλιδίων που υπάρχουν στο περιβάλλον καλείται φυσική. Η ραδιενέργεια που είναι αποτέλεσμα πυρηνικών αντιδράσεων καλείται τεχνητή ή επαγομένη ενεργότητα. Πολλές από τις ιδιότητες των εκπομπών άλφα και βήτα συζητούνται στην Ενότητα 17.2.

2.7.1 Άλφα Διάσπαση

Στους βαρείς πυρήνες η απωστική ενέργεια Coulomb μεταξύ πρωτονίων είναι πολύ σημαντική καθιστώντας τους πυρήνες ασταθείς. Αποδεικνύεται, ότι, ενεργειακά, είναι προτιμότερο ένας πυρήνας να αποβάλλει ένα σταθερό σύστημα τεσσάρων σωματιδίων δηλαδή ένα σωματίδιο άλφα, παρά μεμονωμένα νουκλεόνια. Το σωματίδιο άλφα είναι ένας πυρήνας ηλίου; το φορτίο του είναι 2 και ο μαζικός του αριθμός 4.



ΣΧΗΜΑ 2.6 Φάσμα άλφα ακτινοβολίας τεσσάρων νουκλιδίων. Φαίνεται ότι ορισμένα νουκλίδια εκπέμπουν αρκετές γραμμές άλφα διαφορετικής έντασης. Πηγή: Alpha-Particle Spectroscopy. Wikipedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Alpha-particle_spectroscopy#/media/File:Alpha1spec.png.

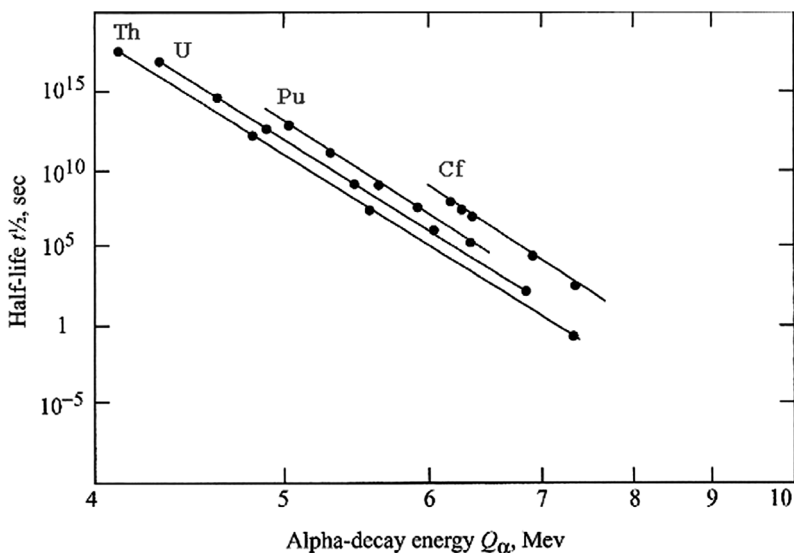
Η άλφα διάσπαση είναι μία ιδιότητα των βαρέων πυρήνων με $Z > 82$ και $A > 200$. Εξαιτίας της εκπομπής ενός σωματιδίου άλφα, το πυρηνικό φορτίο μειώνεται κατά 2 μονάδες και ο μαζικός αριθμός κατά 4 μονάδες. Στην περίπτωση αυτή δημιουργείται ο πυρήνας ενός στοιχείου, το οποίο κείται δυο θέσεις αριστερά στον περιοδικό πίνακα στοιχείων. Για παράδειγμα, $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{222}\text{Rn}$.

Τα σωματίδια άλφα τα οποία εκπέμπονται κατά τη διάρκεια μιας συγκεκριμένης μετάπτωσης εντός του πυρήνα έχουν την ίδια ενέργεια, δηλαδή είναι μονοενεργειακά (Σχ. 2.6). Οι ενέργειες των σωματιδίων άλφα μπορούν να προσδιοριστούν με ακρίβεια 1 eV με διεξοδικές μετρήσεις (μαγνητικό φασματομέτρο). Υπάρχει λόγος να πιστεύουμε ότι το ενδογενές πλάτος γραμμής είναι της τάξης του 0.1 eV, το οποίο χαρακτηρίζει το πραγματικό βαθμό μονοενεργειακότητας των σωματιδίων άλφα.

Στις σειρές των ενεργών άλφα ισοτόπων ενός στοιχείου, όσο μικρότερη η ενέργεια των σωματιδίων άλφα τόσο βαρύτερο είναι το ισότοπο. Στις σειρές των στοιχείων με σταθερό A , η ενέργεια των σωματιδίων άλφα αυξάνει αυξανόμενου του Z . Η ενέργεια των α -σωματιδίων για διάφορα ραδιενεργά νουκλίδια μεταβάλλεται εντός σχετικά στενών ορίων από 4 μέχρι 9 MeV. Την ίδια στιγμή, οι χρόνοι ημιζωής μεταβάλλονται ισχυρότατα—από 10^{-7} s μέχρι 14 δισεκατομμύρια χρόνια, δηλαδή, περισσότερο από 10^{24} τάξεις μεγέθους.

Η ποσοτική σχέση μεταξύ του χρόνου ημιζωής και της ενέργειας των σωματιδίων άλφα καθιερώθηκε αρκετά νωρίς το 1912 ως νόμος των Geiger–Nuttall (Σχ. 2.7)

$$\lg T_{1/2} = A + B/E_{\alpha}^{1/2}. \tag{2.22}$$



ΣΧΗΜΑ 2.7. Ο νόμος Geiger–Nuttall για αρκετές ραδιενεργές σειρές $E_{\alpha}^{1/2}$ σχεδιάζεται κατά μήκος του άξονα τετημένων και $\lg T_{1/2}$ κατά τον άξονα τεταγμένων.

Στην έκφραση αυτή οι σταθερές A και B έχουν ελαφρώς διαφορετικές τιμές για τις διάφορες ραδιενεργές σειρές. Έτσι, το Πρωτακτίνο ^{219}Pa έχει $T_{1/2}=53$ ns, $E_\alpha=9.9$ MeV, και το ^{232}Th έχει $T_{1/2}=1.41\times 10^{10}$ έτη, $E_\alpha=4.08$ MeV.

Ο νόμος των Geiger-Nuttall επιβεβαιώθηκε θεωρητικά με την θεωρία σήραγγας της άλφα διάσπασης από τον G. Gamov το 1928.

Για επιπλέον πληροφορίες για την ακτινοβολία άλφα και πηγές άλφα βλέπε Ενότητα 17.2.

2.7.2 Βήτα Διάσπαση

Βήτα διάσπαση είναι ο μετασχηματισμός ενός ασταθούς πυρήνα σε ένα πυρήνα με το ίδιο ατομικό βάρος, δηλαδή, σε έναν ισοβαρή πυρήνα ο οποίος διαφέρει ως προς τον αρχικό πυρήνα κατά φορτίο ± 1 , συνοδευόμενος από την εκπομπή ενός ηλεκτρονίου ή ποζιτρονίου, ή σύλληψη ηλεκτρονίου. Την ίδια στιγμή ο πυρήνας εκπέμπει νεutrino ή αντινεutrino.

Υπάρχουν τρεις τύποι βήτα διάσπασης:

1. β^- Διάσπαση. Ο ατομικός αριθμός αυξάνει κατά ένα, ενώ από τον πυρήνα εκπέμπονται ένα ηλεκτρόνιο και ένα αντινεutrino ν^* .



όπου X και Y είναι συγκεκριμένοι πυρήνες. Ένα σωματίο το οποίο διαφεύγει κατά την διαδικασία αυτή καλείται αντινεutrino, διότι υπάρχει κανόνας στην πυρηνική φυσική κατά τον οποίο το άθροισμα σωματιδίων και αντισωματιδίων σε αμφοτέρα τα μέλη της εξίσωσης (2.23) πρέπει να είναι ίσα. Νεutrino, πρωτόνια και ηλεκτρόνια είναι εξορισμού σωματίδια. Επομένως, υπάρχει ένα σωματίδιο στο αριστερό μέλος της Εξ. (2.23), και δύο σωματίδια στο δεξιό. Επομένως, το τρίτο σωματίδιο στο δεξιό μέλος της αντίδρασης (2.23) πρέπει να είναι β^- αντισωματίδιο. Βήτα διάσπαση σημαίνει ότι εντός του πυρήνα διασπάται ένα νεutrino σύμφωνα με την αντίδραση



Η β^- -διάσπαση είναι χαρακτηριστική πυρήνων πλούσια σε νεutrino

2. β^+ -Διάσπαση. Στην περίπτωση αυτή ο ατομικός αριθμός μειώνεται κατά ένα και από τον πυρήνα εκπέμπονται ένα ποζιτρόνιο και ένα νεutrino ν



β^+ -διάσπαση σημαίνει ότι το πρωτόνιο εντός του πυρήνα μετατρέπεται κατά την αντίδραση



Τέτοιος τύπος διάσπασης είναι χαρακτηριστικός πυρήνων φτωχών σε νεutrino.

3. Ηλεκτρονική αρπαγή (EC). Στις αντιδράσεις του τύπου (Εξ. 2.23–2.26), οποιοδήποτε σωματίδιο, αντικαθιστώντας το με αντισωματίδιο, μπορεί να μεταφερθεί από το ένα μέλος της αντίδρασης στο άλλο. Εάν η διαδικασία που προκύπτει είναι επιτρεπτή από τους νόμους διατήρησης, τότε η διαδικασία αυτή μπορεί να παρατηρηθεί. Επομένως, στην αντίδραση (2.25) το ποζιτρόνιο από το δεξιό μέλος μεταφέρεται στο αριστερό, αντικαθιστώντας το με ένα ηλεκτρόνιο:

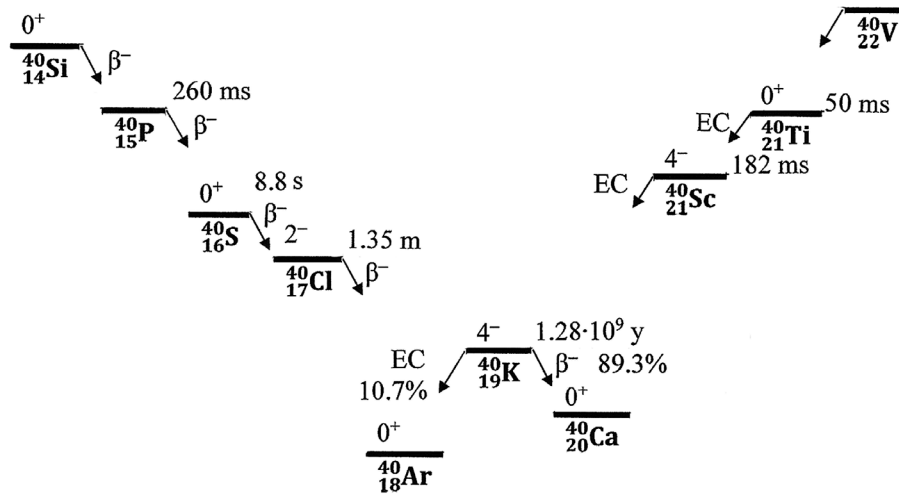


τότε η διαδικασία της ηλεκτρονικής αρπαγής με ταυτόχρονη διαφυγή νεutrino, αποκλειστικά από τον πυρήνα, αποδεικνύεται ότι είναι ενεργειακά προτιμητέα και έχει πράγματι παρατηρηθεί πειραματικά. Το πιο πιθανό είναι η αρπαγή ηλεκτρονίου από την στοιβάδα K. Επομένως η διαδικασία αυτή καλείται συχνά K-αρπαγή, είναι όμως δυνατή και η αρπαγή από άλλες στοιβάδες π.χ. L.

Αποτέλεσμα της EC είναι ο σχηματισμός μιας κενής θέσης στη στοιβάδα K του ατόμου, η οποία θα καταληφθεί από ηλεκτρόνιο ανωτέρων στοιβάδων. Στην περίπτωση αυτή εκπέμπονται οι χαρακτηριστικές ακτίνες- X ή ηλεκτρόνια Auger (Ενότητα 4.6).

Είναι χρήσιμο να αναλύσουμε τις ανωτέρω σχέσεις και άλλες κανονικότητες της βήτα διάσπασης στο ενεργειακό διάγραμμα της οικογένειας των ισοβαρών (αλυσίδα μάζας) δηλαδή νουκλιδίων με τον ίδιο μαζικό αριθμό. Στο Σχ. 2.8 παρουσιάζεται η οικογένεια ισοβαρών με $A=40$.

Στις περισσότερες από τις οικογένειες αυτές υπάρχει ένας και μοναδικός σταθερός πυρήνας με τη μικρότερη μάζα. Στην αριστερή πλευρά υπάρχουν βήτα πλην πυρήνες, και στην δεξιά πλευρά οι βήτα συν (ή EC) πυρήνες. Σε αμφοτέρους αριστερούς και δεξιούς κλάδους υπάρχουν αλυσίδες διάσπασης, με νουκλίδια μεγάλης μάζας να διασπώνται μετατρέπόμενα σε συζυγείς πυρήνες με μι-



ΣΧΗΜΑ 2.8 Οικογένεια Ισοβαρών $A=40$. Στο διάγραμμα η τετμημένη σημαίνει τον ατομικό αριθμό, και κατά μήκος της τεταγμένης είναι η μάζα του πυρήνα. Τα πυρηνικά σπιν και οι ομοτιμίες εμφανίζονται αριστερά πάνω από τις στάθμες, για παράδειγμα, για το ^{40}K το σπιν είναι 4 και η ομοτιμία είναι αρνητική (-), πάνω από την στάθμη δείχνεται ο χρόνος ημιζωής (εάν είναι γνωστός), για παράδειγμα, για το νουκλίδιο ^{40}Cl $T_{1/2}=1.35\text{min}$. *The figure is built by the author on the basis of data from R.B. Firestone, S.Y.F. Chu, C.M. Baglin. Table of Isotopes, eighth ed, 1999. Update with CD-ROM. https://application.wiley-vch.de/books/info/0-471-35633-6/toi99/doc_info/pref99.pdf.*

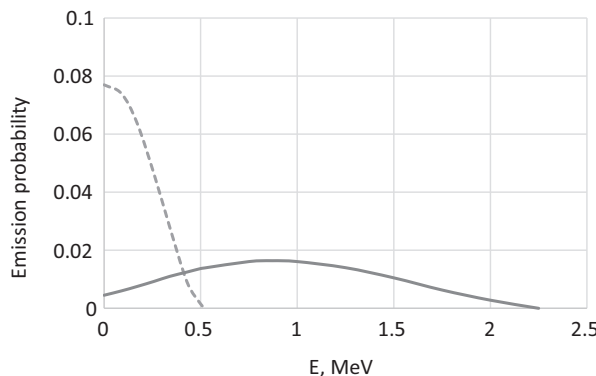
κρότερη μάζα, και ούτω καθεξής, μέχρι τον σταθερό ελαφρύτερο πυρήνα. Οι πυρήνες με τη μεγαλύτερη απόσταση από το σταθερό έχουν μικρούς χρόνους ημιζωής ενώ πλησιάζοντας προς το κέντρο οι χρόνοι ημιζωής αυξάνονται.

Σε μερικές περιπτώσεις οικογενειών άρτιων-άρτιων ισοβαρών μπορεί να υπάρξουν δύο ή ακόμη και τρεις σταθεροί πυρήνες. Συνολικά είναι γνωστά 56 ζεύγη και 3 τριάδες ($A=96, 124, \text{ και } 130$) σταθερών ισοβαρών. Για παράδειγμα, στο Σχ. 2.8 υπάρχουν δυο σταθερά νουκλίδια ^{40}Ar και ^{40}Ca , παρόλο που η μάζα του ^{40}Ca είναι μεγαλύτερη από την μάζα του ^{40}Ar . Αυτό σημαίνει ότι πιθανά είναι δυνατή η $2\beta^+$ -διάσπαση



Οι ενεργειακοί νόμοι της βήτα διάσπασης επιτρέπουν να λάβουν χώρα ταυτόχρονα παράλληλες διαδικασίες: β^+ -διάσπαση και ηλεκτρονική αρπαγή, και β^- -διάσπαση και β^+ -διάσπαση. Τέτοιες ανταγωνιστικές διαδικασίες συμβαίνουν κατά την διάσπαση π.χ. του $^{40}_{19}\text{K}$. Στις 89.3% των περιπτώσεων το νουκλίδιο ^{40}K εκπέμπει ένα ηλεκτρόνιο μετατρέπόμενο σε ^{40}Ca , και στις 10.7% των περιπτώσεων αρπάζει ένα ηλεκτρόνιο μετατρέπόμενος σε ^{40}Ar . με πιθανότητα 0.001% η β^+ -διάσπαση ανταγωνίζεται την EC. Το διάγραμμα διάσπασης του ^{40}K δείχνεται στο Σχ. 17.1.

Το κύριο χαρακτηριστικό του φάσματος ηλεκτρονίων (ποζιτρονίων) που εκπέμπονται κατά την βήτα διάσπαση είναι η συνέχεια. Τυπικές μορφές φασμάτων βήτα συγκεκριμένων νουκλιδίων δείχνονται στο Σχ. 2.9. Για κάθε νουκλίδιο υπάρχει ένα μέγιστο ενέργειας ηλεκτρονίου E_{max} . Οι μορφές των φασμάτων βήτα διαφέρουν ελαφρώς για τα διάφορα νουκλίδια. Έτσι στο φάσμα ^3H το μέγιστο της κατανομής εμφανίζεται στα $0.15E_{max}$ στο φάσμα ^{32}P στα $0.4E_{max}$. Στα φάσματα των ^{35}S , ^{90}Sr , το μέγιστο δεν δείχνεται καθόλου, το φάσμα αυξάνει βαθμηδόν προς το μηδέν. Καθώς το φάσμα δεν είναι συμμετρικό, η μέση ενέργεια είναι υψηλότερη της ενέρ-



ΣΧΗΜΑ 2.9. Τυπικές μορφές φασμάτων βήτα ορισμένων νουκλιδίων: συνεχής γραμμή - ^{90}Sr , στικτή γραμμή - ^{30}Y .

γιας του μεγίστου. Για το μεγαλύτερο μέρος των βήτα ενεργών νουκλιδίων ο λόγος της μέση προς την μέγιστη ενέργεια E_{av}/E_{max} κυμαίνεται από 0.25 μέχρι 0.4. Κατά μέσο όρο ο λόγος αυτός ισούται με 1/3.

Η πιθανότητα βήτα διάσπασης καθορίζεται από την ενέργεια διάσπασης και τους κανόνες επιλογής. Η δομή του πυρήνα απο-εκδηλώνεται στις τιμές των σπιν και της στάθμης ομοτιμίας και καθορίζει την πιθανότητα διάσπασης.

Η πιθανότητα των μεταπτώσεων διαφέρει ανάλογα με τη διακύμανση του σπιν και της ομοτιμίας των αντιστοίχων σταθμών. Είναι αποδεκτό να διακρίνουμε τις μεταπτώσεις σε:

- υπέρ-επιτρεπτές μεταπτώσεις, οι οποίες λαμβάνουν χώρα χωρίς καμία μεταβολή της πυρηνικής δομής ($\Delta J=0$, η ομοτιμία δεν αλλάζει, δηλαδή, οι διασπάσεις των 1n , 3T , ^{14}O),
- κανονικά επιτρεπτές μεταπτώσεις, οι οποίες λαμβάνουν χώρα με κάποια αναδιάταξη του πυρήνα ($\Delta J=\pm 1$, η ομοτιμία δεν αλλάζει),
- απαγορευμένες μεταπτώσεις που χαρακτηρίζονται από την παραβίαση του κανόνα επιλογής $\Delta J \geq \pm 1$, ανάλογα με την τιμή της ΔJ οι μεταπτώσεις είναι διαφορετικού βαθμού απαγόρευσης,
- μοναδικές μεταπτώσεις που σχετίζονται με μεγάλες τιμές του ΔJ και μεταβολή στην ομοτιμία. Για παράδειγμα, η διάσπαση του $^{40}K \rightarrow ^{40}Ca$ είναι μια μετάπτωση τρίτης τάξης απαγόρευσης, το σπιν του ^{40}K είναι 4, το σπιν του ^{40}Ca είναι 0, και οι ομοτιμίες αντίθετες. Επομένως, η πιθανότητα μετάπτωσης είναι εξαιρετικά μικρή και ο χρόνος ημιζωής πολύ μεγάλος ($T_{1/2}=1.28 \times 10^9$ years).

Για επιπρόσθετες πληροφορίες για την ακτινοβολία βήτα και πηγές βήτα βλέπε Ενότητα 17.2.

2.7.3 Ακτινοβολία Γάμμα των Πυρήνων

Η ακτινοβολία γάμμα είναι μια συνεκτική ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στην περιοχή μικρών μηκών κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Παραδοσιακά ως γάμμα ακτινοβολία αναφέρεται η ακτινοβολία που προέρχεται από τους πυρήνες και ως ακτίνες-X η ακτινοβολία που προέρχεται από τις ηλεκτρονικές στοιβάδες των ατόμων.

Η μάζα ηρεμίας, το ηλεκτρικό φορτίο και η μαγνητική ροπή φωτονίων γάμμα ισούνται με μηδέν.

Η ακτινοβολία γάμμα εκπέμπεται, απορροφάται και διαδίδεται σαν ξεχωριστό κβάντο. Η ενέργεια του φωτονίου γάμμα σχετίζεται με την συχνότητα ν και το μήκος κύματος λ με τη σχέση

$$E = h\nu = hc/\lambda. \quad (2.29)$$

Φωτόνια γάμμα εκπέμπονται όταν ο πυρήνας επιστρέφει στη βασική κατάσταση από μια διεγερμένη κατάσταση, η οποία σχηματίζεται είτε κατά τη διαδικασία μιας άλφα ή βήτα διάσπασης, ή πυρηνικής αντίδρασης.

Το ενεργειακό διάγραμμα της ακτινοβολίας γάμμα είναι πάντοτε διακριτό.

Οι πιθανότητες μεταπτώσεων γάμμα καθορίζονται από τους κανόνες επιλογής με τρόπο ανάλογο των οπτικών φασμάτων.

Για επιπρόσθετες πληροφορίες για την ακτινοβολία γάμμα και τις πηγές γάμμα βλέπε Ενότητα 17.2 και για την αλληλεπίδραση γάμμα με την ύλη βλέπε Κεφάλαιο 6.

2.7.4 Ισομερή

Συνήθως ο χρόνος ζωής του πυρήνα σε διεγερμένη κατάσταση είναι μικρός $\sim 10^{-13}$ s. Ωστόσο, υπάρχουν περιπτώσεις που οι κανόνες επιλογής μειώνουν δραστικά την πιθανότητα μετάπτωσης και συνεπώς αυξάνουν τον χρόνο ζωής. Στην περίπτωση αυτή, εμφανίζεται ένα φαινόμενο που καλείται πυρηνικός ισομερισμός.

Πυρηνικά ισομερή είναι πυρήνες σε διεγερμένη κατάσταση οι οποίοι έχουν σημαντικό χρόνο ημιζωής ($>10^{-9}$ s). Τα ισομερή μπορούν να υποστούν μια ισομερή μετάπτωση στη βασική κατάσταση συνοδευόμενη από εκπομπή γάμμα ή να υποστούν βήτα διάσπαση από μια ισομερή κατάσταση [7].

Τα ισομερή συμβολίζονται με το γράμμα m (από το αγγλικό *metastable*) ως δείκτης στον εκθέτη του μαζικού αριθμού (e.g., ^{80m}Br). Το ισομερές ^{99m}Tc είναι το κύριο διαγνωστικό ραδιονουκλίδιο στη σύγχρονη πυρηνική ιατρική. Το ισομερές $^{178m2}Hf$ έχει χρόνο ημιζωής 31 έτη (ο δείκτης 2 στον εκθέτη σημαίνει ότι υπάρχει επίσης ένα ακόμα ισομερές σε χαμηλότερη στάθμη) $^{178m1}Hf$). Η δυνατότητα δημιουργίας μιας ατομικής βόμβας με βάση το ισομερές $^{178m2}Hf$ έχει συζητηθεί [8]. Το ^{180m}Ta είναι το ισομερές του Τανταλίου με εξαιρετικά μεγάλο χρόνο ημιζωής, $T_{1/2} > 10^{15}$ έτη. Πειραματικά, η διάσπαση του ισομερούς αυτού δεν έχει παρατηρηθεί, είναι παρόν στο φυσικό ταντάλιο σε συγκέντρωση 0.012%.

2.7.5 Εσωτερική Μετατροπή

Επιπλέον της ακτινοβολίας γάμμα, είναι επίσης δυνατός και ένας άλλος τρόπος αποδιέγερσης του πυρήνα, με απευθείας μεταφορά ενέργειας σε ένα από τα ηλεκτρόνια των ηλεκτρονικών στοιβάδων. Στην περίπτωση αυτή, από τα άτομα εκπέμπεται ηλεκτρόνιο με ενέργεια

$$E_e = h\nu - U_{K,L,\dots} \tag{2.30}$$

όπου $U_{K,L,\dots}$ είναι η ενέργεια σύνδεσης ηλεκτρονίων στις στοιβάδες K, L, κλπ.

Προφανώς, σε αντίθεση με την βήτα διάσπαση, εκπέμπονται μονοενεργειακά ηλεκτρόνια σαν αποτέλεσμα εσωτερικής μετατροπής. Μετά την εκπομπή ηλεκτρονίου εμφανίζεται μία οπή στη στοιβάδα, η οποία γρήγορα γεμίζει με ηλεκτρονική μετάπτωση από ανώτερες στοιβάδες. Για περισσότερες πληροφορίες των διαδικασιών κατά τον ιονισμό εσωτερικών στοιβάδων βλέπε Ενότητα 4.6.

2.7.6 Ενεργειακό Διάγραμμα Ραδιενεργού Διάσπασης

Οι διασπάσεις μπορούν να αναπαρασταθούν με ένα ενεργειακό διάγραμμα. Η τετμημένη είναι ο ατομικός αριθμός Z και η τεταγμένη είναι η μάζα του πυρήνα (συνήθως σε μονάδες ενέργειας, χωρίς συνήθως να παρατηρούμαι την κλίμακα). Η βασική κατάσταση του θυγατρικού πυρήνα λαμβάνεται συνήθως ως μηδέν. Έτσι, η άλφα διάσπαση αναπαριστάνεται από διάγραμμα του Σχ. 2.10a. Εδώ τα βέλη που δείχνουν τη διάσπαση κατευθύνονται από δεξιά προς αριστερά, στην άλφα διάσπαση το πυρηνικό φορτίο μειώνεται. Εδώ όχι μόνο οι βασικές καταστάσεις αλλά επίσης και οι διεγερμένες καταστάσεις συμμετέχουν στη διάσπαση, το οποίο επίσης δείχνεται στο διάγραμμα.

Ένα παράδειγμα διασπάσεων β^- και β^+ στον ίδιο θυγατρικό πυρήνα δείχνεται στο Σχ. 2.10b. Εδώ, τα βέλη για β^- διάσπαση κατευθύνονται προς τα δεξιά επειδή το πυρηνικό φορτίο στην περίπτωση αυτή αυξάνει και για την β^+ διάσπαση προς τα αριστερά διότι το πυρηνικό φορτίο μειώνεται.

2.8 Νόμος Ραδιενεργού Διάσπασης

Η ικανότητα διάσπασης ενός πυρήνα είναι μια ιδιότητα η οποία δεν εξαρτάται από εξωτερικές συνθήκες και παρουσία άλλων πυρήνων. Είναι ιδιαίτερος σημαντικό ότι η πιθανότητα διάσπασης δεν εξαρτάται από το χρόνο, δηλαδή ένας πυρήνας δεν έχει ιστορία. Ανεξαρτήτως του χρόνου που έχει περάσει από την δημιουργία του ραδιενεργού πυρήνα, η πιθανότητα διάσπασης στη μονάδα του χρόνου είναι σταθερή και συμβολίζεται συνήθως με λ . Από την συνθήκη αυτή προκύπτει ο γνωστός νόμος της ραδιενεργού διάσπασης

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \tag{2.31}$$

Εδώ N_0 είναι ο αρχικός αριθμός των πυρήνων, και $N(t)$ ο αριθμός των πυρήνων που δεν έχει διασπαστεί μέχρι την χρονική στιγμή t . Η εξάρτηση αυτή δείχνεται στο Σχ. 2.11 (συνεχής γραμμή).

Ο μέσος χρόνος ζωής του πυρήνα ισούται με $\tau=1/\lambda$. Για ιστορικούς λόγους, στην επιστήμη της ραδιενέργειας, ο χρόνος εντός του οποίου ο αριθμός των πυρήνων μειώνεται στο μισό χρησιμοποιείται συχνότερα από την τιμή του τ . Ο χρόνος αυτός καλείται χρόνος ημιζωής $T_{1/2}$. Η σύνδεση των $T_{1/2}$, τ , και λ δίνεται από την ακόλουθη έκφραση

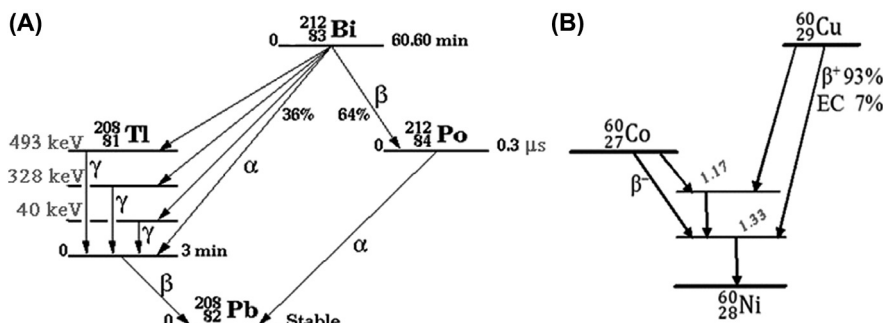
$$T_{1/2} = \ln 2/\lambda = 0.692/\lambda = 0.692\tau. \tag{2.32}$$

Η τιμή dN/dt είναι ο ρυθμός διάσπασης ο οποίος είναι ανάλογος του αριθμού των διεγερμένων πυρήνων N . Η πιθανότητα διάσπασης ανά μονάδα χρόνου ισούται με $-dN/dt=\lambda N$. Η τιμή της λN καλείται ενεργότητα του συγκεκριμένου ραδιοϊσοτόπου. Η ενεργότητα δείχνει τον αριθμό των διασπάσεων στη μονάδα του χρόνου. Είναι προφανές ότι όσο μικρότερος ο χρόνος ημιζωής, τόσο μεγαλύτερη η ενεργότητα.

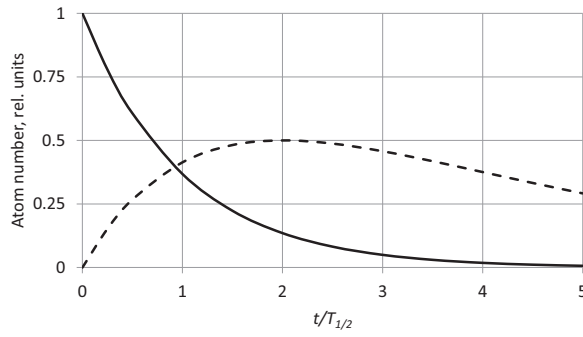
Εάν ο χρόνος ημιζωής είναι γνωστός τότε η ενεργότητα συγκεκριμένης ποσότητας ενός ραδιονουκλιδίου μπορεί να υπολογισθεί πολύ εύκολα. Για παράδειγμα, για 1g ραδίου (^{226}Ra)

$$\lambda N(^{226}\text{Ra}) = (0.692/T_{1/2}) \times (N_A/A) = 3.7 \times 10^{10} \text{ per s}, \tag{2.33}$$

όπου N_A είναι η σταθερά Avogadro.



ΣΧΗΜΑ 2.10 Ενεργειακό διάγραμμα για τις διασπάσεις διασπάσεων (A) άλφα διάσπαση του ^{212}Bi , (B) β^- -διάσπαση του ^{60}Co και β^+ -διάσπαση του ^{60}Co .



ΣΧΗΜΑ 2.11 Νόμος ραδιενεργού διάσπασης. *Συνεχής γραμμή:* ο αριθμός των πυρήνων που δεν διασπάστηκε μέχρι την χρονική στιγμή t , *στικτή γραμμή:* ο αριθμός των θυγατρικών πυρήνων που παράγονται και ακολούθως διασπώνται. Είναι δεκτό ότι $\lambda_2 = 0.5\lambda_1$.

Η ενεργότητα 1g ραδίου μετρήθηκε από τους Γάλλους φυσικούς Pierre και Marie Curie στην αυγή της πυρηνικής φυσικής. Το 1910 η τιμή αυτή υιοθετήθηκε ως μονάδα ενεργότητας στο International Congress of Radiology and Electricity in Brussels και ονομάστηκε “curie”. Σήμερα η μονάδα ενεργότητας στο SI είναι το becquerel (Bq), από το όνομα του A.H. Becquerel και ισούται με 1 διάσπαση ανά δευτερόλεπτο. Η μετατροπή μονάδων παρουσιάζεται στο Παράρτημα.

Να σημειωθεί ότι σύμφωνα με τα στάνταρ, ενεργότητα είναι ο αριθμός των διασπάσεων ανά μονάδα χρόνου και όχι ο αριθμός των εκπεμπόμενων σωματιδίων. Ο αριθμός των σωματιδίων συγκεκριμένου τύπου δεν είναι απαραίτητα ίσος με τον αριθμό των διασπάσεων. Επομένως, όροι όπως ενεργότητα άλφα ή ενεργότητα βήτα, εάν αντιπροσωπεύουν οποιονδήποτε αριθμό θα πρέπει να κατανοούνται ως φόρος τιμής στην παράδοση και όχι να λαμβάνονται ως κανονικοί όροι.

Συχνά η διάσπαση ενός νουκλιδίου (καλούμενου “πατρικό») σχηματίζει ένα άλλο (“θυγατρικό”) νουκλίδιο το οποίο είναι επίσης ραδιενεργό. Η μεταβολή του αριθμού πυρήνων του ραδιενεργού θυγατρικού που παράγεται και στη συνέχεια διασπάται δείχνεται στο Σχ. 2.11 (στικτή καμπύλη). Υπό την προϋπόθεση ότι ο χρόνος ημιζωής των πατρικών νουκλιδίων είναι πολύ μεγαλύτερος από όλους τους άλλους, μπορεί να αποδειχθεί ότι τελικά μπορεί να επιτευχθεί σχεδόν σταθερή αναλογία μεταξύ του αριθμού των πατρικών πυρήνων και του αριθμού όλων των θυγατρικών στοιχείων. Ο λόγος αυτός ισούται με το λόγο των χρόνων ημιζωής. Ο ρυθμός διάσπασης όλων των στοιχείων γίνεται ο ίδιος και ο αριθμός των πυρήνων μειώνεται εκθετικά με το χρόνο ακολουθώντας τον χρόνο ημιζωής του πατρικού στοιχείου, δηλαδή

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n. \tag{2.34}$$

Υπό τις συνθήκες αυτές θεωρείται ότι τα ραδιενεργά στοιχεία βρίσκονται σε ραδιενεργό ισορροπία. Η σχέση (Εξ. 2.34) καλείται μόνιμη ισορροπία.

2.9 ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΣ ΑΛΥΣΙΔΕΣ - ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΣ ΣΕΙΡΕΣ

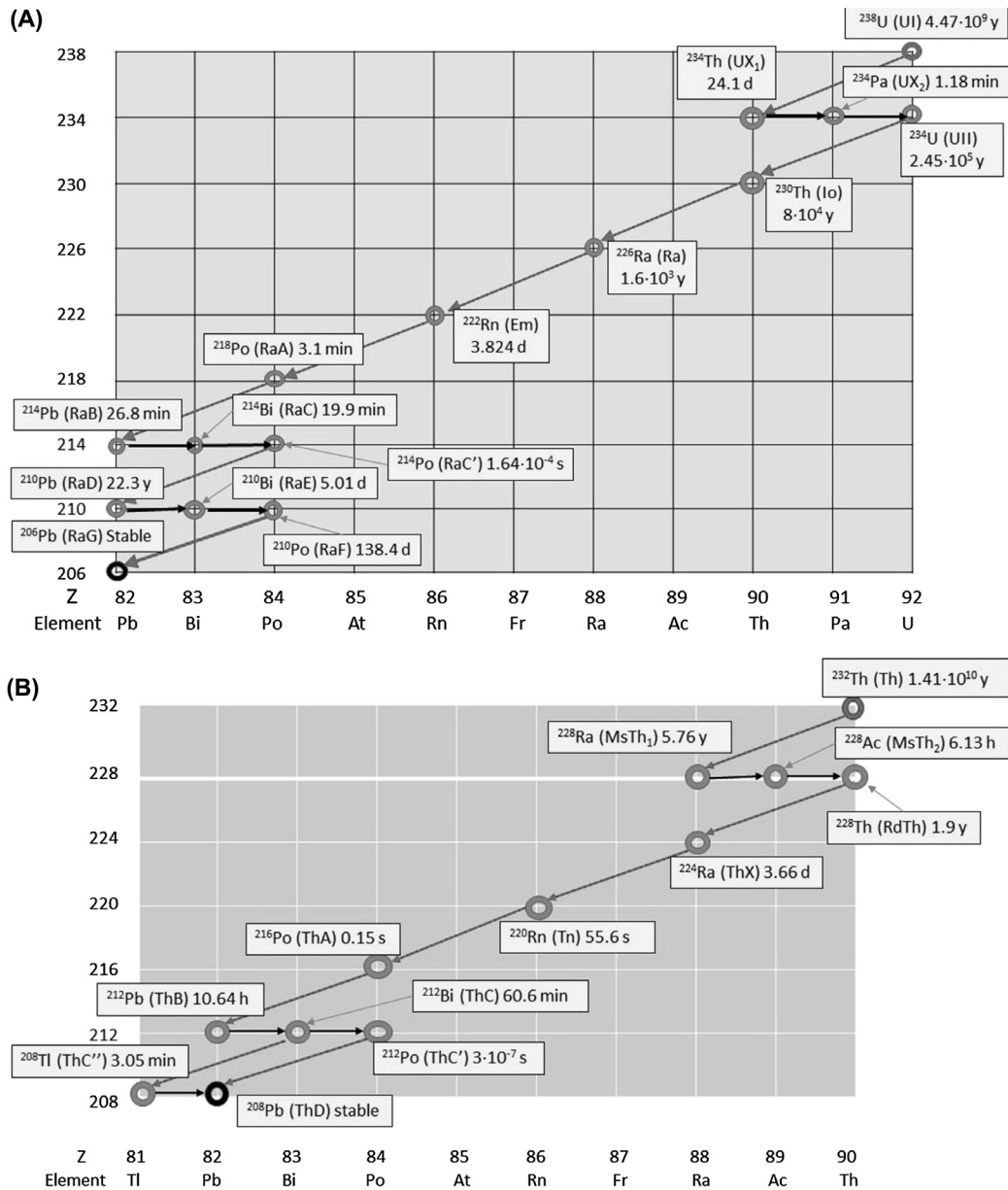
Στην φύση υπάρχουν τρία βαρέα ραδιενεργά νουκλίδια με σχετικά μεγάλο χρόνο ημιζωής. Πρόκειται για τα καλούμενα αρχέγονα νουκλίδια τα οποία δεν διασπάστηκαν πλήρως από την εποχή σχηματισμού των νουκλιδίων με τα οποία απαρτίζεται ο Πλανήτης Γη. Πρόκειται για τα δύο ισότοπα ουρανίου, ^{235}U και ^{238}U και ένα ισότοπο θορίου το ^{232}Th . Καθένα από τα νουκλίδια αυτά υπόκειται σε άλφα διάσπαση, όπου ένας θυγατρικός πυρήνας είναι επίσης ραδιενεργός και υπόκειται σε άλφα ή βήτα διάσπαση σε ραδιενεργό και πάλι νουκλίδιο και ούτω καθεξής μέχρι το τελευταίο θυγατρικό (προ.- προ- προεγγονός) που θα είναι σταθερό.

Παρόμοιες οικογένειες ραδιενεργών στοιχείων καλούνται αλυσίδες διάσπασης ή ραδιενεργές σειρές. Η διάσπαση του ^{238}U παράγει μια αλυσίδα - σειρά που αποτελείται από 18 νουκλίδια (οικογένεια ουρανίου μαζί με το στοιχείο έναρξης). Η σειρά-αλυσίδα του ^{232}Th περιλαμβάνει 12 νουκλίδια (οικογένεια θορίου) Και οι τρεις από τις ανωτέρω ραδιενεργές σειρές τελειώνουν σε διαφορετικό σταθερό ισότοπο του μολύβδου.

Στην Ενότητα 17.1 σημειώθηκε ότι υπάρχουν πολλά μακρόβια νουκλίδια τα οποία συνεχίζουν να υπάρχουν στη Γη από την εποχή δημιουργίας των στοιχείων και έχουν $T_{1/2} > 10^9$ έτη. Εδώ σημειώνουμε μόνο τα νουκλίδια με χρόνο ημιζωής όχι πολύ μεγαλύτερο από την ηλικία της Γης, των οποίων η ακτινοβολία μπορεί να μετρηθεί. Παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.1. Όλα τα νουκλίδια αυτά είναι βήτα ραδιενεργά. Από την πρώτη διάσπαση καθενός από τα νουκλίδια αυτά παράγεται σταθερό στοιχείο και δεν σχηματίζουν ραδιενεργές αλυσίδες-σειρές. Το νουκλίδιο ^{40}K , το οποίο εμφανίζεται σε φυσικά αντικείμενα στη μεγαλύτερη συγκέντρωση συζητείται με περισσότερες λεπτομέρειες στην Ενότητα 17.8.4.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1 Μερικά νουκλίδια με $T_{1/2} > 10^9$ έτη

Nuclide	^{40}K				
$T_{1/2}$, years	1.28×10^9	49.2×10^9	1.02×10^{10}	3.85×10^{10}	3.85×10^{10}



ΣΧΗΜΑ 2.12 Η αλυσίδα σειρά διάσπασης του ^{238}U (A) και ^{232}Th (B). Η αλυσίδα εμφανίζεται σε μια απλοποιημένη έκδοση. Ορισμένες μεταπτώσεις με μικρή πιθανότητα παραλείπονται. Στο τέλος της σειράς του θορίου φαίνεται αυτό που είναι γνωστό ως “fork – πιρούνι”. Το ^{212}Bi υφίσταται άλφα διάσπαση με πιθανότητα 36% και βήτα διάσπαση με πιθανότητα 64%. Τα γκριζα βέλη (κόκκινα στην διαδικτυακή έκδοση) δείχνουν άλφα διάσπαση, *μαύρα βέλη*—βήτα διάσπαση. Το πρώτο νουκλίδιο στην αλυσίδα επισμαίνεται με *σκούρο γκρι κύκλο* (κόκκινος κύκλος στην διαδικτυακή έκδοση), το τελευταίο, σταθερό νουκλίδιο επισμαίνεται με *μαύρο κύκλο*.

Μερικά χαρακτηριστικά των ραδιενεργών αλυσίδων-σειρών ^{238}U και ^{232}Th δείχνονται στο Σχ. 2.12a (^{238}U αλυσίδα-σειρά) και Σχ. 2.12b (^{232}Th αλυσίδα-σειρά). Σε πρώιμες μελέτες της ραδιενέργειας όταν ο πραγματικός τύπος των νουκλιδίων της αλυσίδας δεν είχε ακόμα υπολογισθεί, τα μέλη της αλυσίδας απέκτησα ειδικά ονόματα. Επειδή τα ονόματα αυτά εμφανίζονται ακόμη στην ερευνητική και εκπαιδευτική βιβλιογραφία, όχι μόνο τα ονόματα των νουκλιδίων με τον σύγχρονο συμβολισμό αλλά και τα παλιά τους σύμβολα, επίσης, παρουσιάζονται στον Σχ. 2.12.

Από τα διαγράμματα του Σχ. 2.12a,b διαπιστώνεται ότι σειριακοί μετασχηματισμοί άλφα και βήτα συνεχίζουν σε αλυσίδες. Σε κάθε άλφα διάσπαση ο μαζικός αριθμός μειώνεται κατά τέσσερις μονάδες και σε κάθε βήτα διάσπαση δεν μεταβάλλεται. Επομένως, το υπόλοιπο της διαίρεσης του μαζικού αριθμού με το 4 είναι ίδιος για όλους τους πυρήνες στην ίδια σειρά. Για συγκεκριμένη ραδιενεργή οικογένεια, η τιμή το A μπορεί να εκφραστεί από τον τύπο $A=4n+C$, όπου C είναι ένα σταθερό της σειράς και n είναι ένας ακέραιος.

Είναι προφανές ότι μπορούν να υφίστανται τέσσερις μόνο σειρές $C=0, 1, 2,$ και 3 . Η αλυσίδα θορίου φαίνεται να αντιστοιχεί στον τύπο $A=4n$, η αλυσίδα ^{238}U στον $A=4n+2$, και η σειρά του ^{235}U σε $A=4n+3$. Η τέταρτη γραμμή με $C=1$ περιέχει νουκλίδια που ανήκουν στο πρώτο νουκλίδιο της γραμμής το ^{237}Np , το οποίο εξαιτίας του μικρού χρόνου ημιζωής έχει διασπαστεί εδώ και πολύ καιρό και σήμερα μπορεί να παραχθεί μόνο τεχνητά.

Η Εξ. (2.34) μόνιμης ισορροπίας επεκτείνεται στις ραδιενεργές σειρές επειδή τα πατρικά είναι τα νουκλίδια των οποίων οι χρόνοι ημιζωής είναι κατά πολύ μεγαλύτεροι από τους χρόνους ημιζωής των στοιχείων των σειρών που παραμένουν

2.10 ΑΚΤΙΝΕΣ-Χ ΚΑΙ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ

2.10.1 Χαρακτηριστικές ακτίνες-Χ.

Η ακτινοβολία γάμμα και οι ακτίνες-Χ είναι κβάντα ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (φωτόνια γάμμα) τα οποία διαφέρουν μόνο κατά την πηγή προέλευσης. Τα φωτόνια γάμμα παράγονται εντός του πυρήνα, ενώ οι ακτίνες-Χ παράγονται από ηλεκτρόνια τόσο από ηλεκτρονικές μεταπτώσεις μεταξύ εσωτερικών ατομικών στοιβάδων όσο και από επιβράδυνση ηλεκτρονίων εντός της ύλης.

Είναι γενικά αποδεκτό ότι οι ακτίνες Χ καταλαμβάνουν την ενεργειακή περιοχή από 100 eV μέχρι και 250 keV. Στην κλίμακα των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων οι δύο ζώνες επικαλύπτονται. Υπάρχουν μαλακές ακτίνες γάμμα και σκληρές ακτίνες Χ. Ακτίνες Χ με ενέργεια φωτονίων μεγαλύτερη από 5–10 keV θεωρούνται ως σκληρές, ενώ μαλακές θεωρούνται αυτές με ενέργεια μικρότερη από την τιμή αυτή.

Η ακτινοβολία Χ ανακαλύφθηκε από τον Wilhelm Roentgen, και τόσο στην Γερμανία όσο και στην Ρωσία καλείται “ακτινοβολία roentgen”. Στην Αγγλική επιστημονική βιβλιογραφία καλούνται ακτίνες-Χ καθώς ο ίδιος ο Roentgen τις ονόμασε έτσι για να δείξει ότι επρόκειτο για ένα άγνωστο τύπο ακτινοβολίας

Οι ακτίνες-Χ παράγονται από ειδικές γεννήτριες ακτίνων Χ. Το απλούστερο παράδειγμα μιας τέτοιας γεννήτριας είναι ο σωλήνα ακτίνων-Χ. Στον σωλήνα ακτίνων-Χ, τα ηλεκτρόνια αποκτούν ενέργεια στο ηλεκτρικό πεδίο λόγω της διαφοράς δυναμικού μεταξύ καθόδου και ανόδου και βομβαρδίζουν την άνοδο (μερικές φορές στην περίπτωση των σωλήνων ακτίνων-Χ η άνοδος ονομάζεται “αντικάθοδος”). Εάν τα ηλεκτρόνια που βομβαρδίζουν την άνοδο έχουν αρκετή ενέργεια, διώχνουν ηλεκτρόνια από τις βαθιές ηλεκτρονικές στοιβάδες.

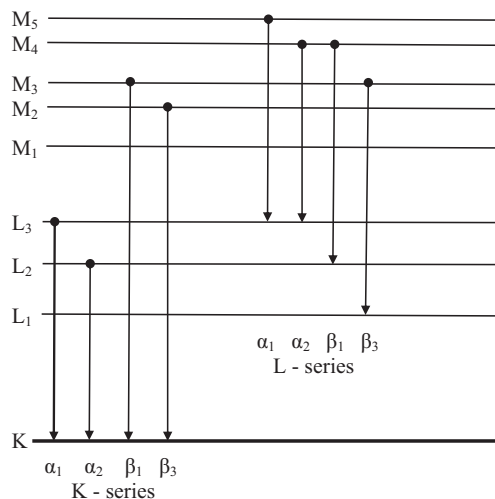
Η δομή των ηλεκτρονικών στοιβάδων περιγράφηκε στην Ενότητα 1.3, και μεταπτώσεις μεταξύ σταθμών οι οποίες καταλήγουν στην εκπομπή μονοενεργειακών χαρακτηριστικών ακτίνων-Χ δείχνονται στο Σχ. 2.13. Μεταπτώσεις από διαφορετικές στοιβάδες στην εσωτάτη στοιβάδα που καλείται στοιβάδα K, παράγουν την σειρά K, οι κύριες γραμμές της οποίας για τα περισσότερα στοιχεία είναι οι γραμμές $K\alpha_1, K\alpha_2, K\beta_1,$ και $K\beta_2$. Αντιστοιχούν σε μεταπτώσεις προς την στοιβάδα K: $K\alpha_1$ —από L_{III} , $K\alpha_2$ — από L_{II} , $K\beta_1$ —από M_{III} , $K\beta_2$ —από N_{IV} .

Η αναλογία των εντάσεων των διαφόρων γραμμών καθορίζεται από τους κανόνες επιλογής και εξαρτάται ελαφρώς από τον ατομικό αριθμό της ουσίας. Προσεγγιστικές σχέσεις έχουν τη μορφή:

$$K\alpha_1:K\alpha_2:K\beta_1:K\beta_2 \approx 100:50:20:5.$$

$$L\alpha_1:L\alpha_2:L\beta_1:L\beta_2:L\gamma_1 \approx 100:11:60:15:10.$$

$$K\alpha_1:L\alpha_1 \approx 10:1.$$



ΣΧΗΜΑ 2.13 Δομή των βαθιών ηλεκτρονικών σταθμών ενός ατόμου και μεταπτώσεις, υπεύθυνες για την εκπομπή κβάντων ακτίνων Χ.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2 Οι ενέργειες του χαρακτηριστικού φωτονίου για ορισμένα υλικά ανόδου

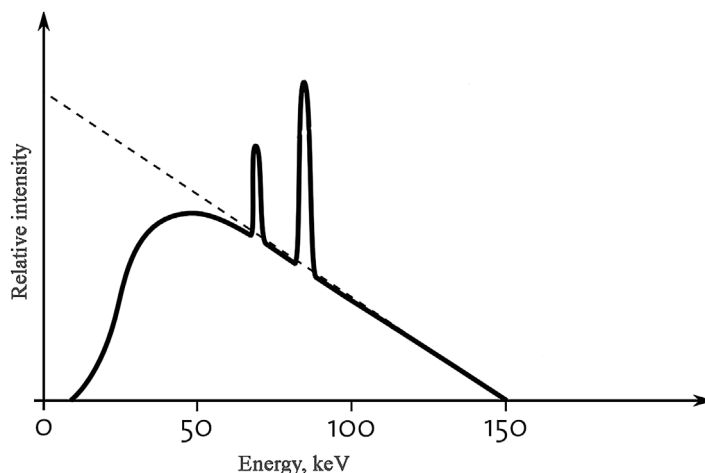
Anode Material	Atomic Number	Photon Energy, keV		Photon Wavelength, nm	
		K _{α1}	K _{β1}	K _{α1}	K _{β1}
Pb	82	75.0	85.0	0.0165	0.0146
W	74	59.3	67.2	0.0209	0.0184
1In	49	24.2	27.3	0.0512	0.4541
Ag	47	22.2	24.9	0.0559	0.0497
Mo	42	17.5	19.6	0.0709	0.0632
Zr	40	15.76	17.67	0.0786	0.0702
Ga	31	9.25	10.26	0.1340	0.1208
Cu	29	8.05	8.91	0.1541	0.1392
Ni	28	7.48	8.27	0.1658	0.1500
Co	27	6.93	7.65	0.1789	0.1621
Fe	26	6.40	7.06	0.1936	0.1757
Cr	24	5.41	5.95	0.2290	0.2085

On the basis of X-ray Properties of the Elements. Berkely Lab. - http://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/X-ray_Elements.html.

Κατά κανόνα η K_α είναι η φωτεινότερη γραμμή. Η ένταση της γραμμής K_β δεν είναι πάνω από το 25% της έντασης της γραμμής K_α. Οι γραμμές της σειράς K_β σε πολλές περιπτώσεις καταγραφής τους εμφανίζονται ως μια γραμμή. Οι ενέργειες των χαρακτηριστικών κβάντα όπως καθορίζονται από το υλικό ανόδου σωλήνων ακτίνων X δίδονται στον Πίνακα 2.2. Η ενέργεια του μονο-ενεργειακού φωτονίου, που προκύπτει κατά τη διάρκεια μεταπτώσεων μεταξύ ηλεκτρονικών στοιβάδων, είναι χαρακτηριστική του τύπου του ατόμου που τα εκπέμπει. Όσο βαρύτερο είναι το άτομο, όσο πιο βαθιές είναι οι ηλεκτρονικές στοιβάδες, τόσο υψηλότερη είναι η ενέργεια του χαρακτηριστικού φωτονίου.

2.10.2 Bremsstrahlung-Ακτινοβολία Πέδησης

Επιπλέον της χαρακτηριστικής ακτινοβολίας η επιβράδυνση των ηλεκτρονίων στην ύλη προκαλεί την εμφάνιση της γνωστής σαν ακτινοβολία “bremsstrahlung” (στα Γερμανικά “bremsen” σημαίνει “Θραύω” και “Die Strahlung” σημαίνει “ακτινοβολία”), η οποία είναι ακτινοβολία πέδησης. Το φάσμα bremsstrahlung είναι συνεχές με τη μέγιστη ενέργεια του φάσματος να προσδιορίζεται από την ενέργεια των επιταχυνόμενων ηλεκτρονίων. Ένα τυπικό φάσμα ακτίνων-X το οποίο ελήφθη από σωλήνα ακτίνων-X δείχνεται στο Σχ. 2.14. Όταν η ενέργεια των ηλεκτρονίων γίνει αρκετή για να ionίσει τη στοιβάδα K οι χαρακτηριστικές γραμμές εμφανίζονται όπως φαίνεται στο Σχ. 2.14.



ΣΧΗΜΑ 2.14 Τυπικό φάσμα ακτίνων X που ελήφθη από σωλήνα ακτίνων X με άνοδο βολφραμίου. Δείχνεται η Bremsstrahlung και δυο γραμμές χαρακτηριστικής ακτινοβολίας K_{α1} 59.3 keV, K_{β1} 67.2 keV). Η στικτή γραμμή είναι μη φιλτραρισμένη bremsstrahlung, η οποία μπορεί να παρατηρηθεί στο κενό.

2.10.3 Ακτινοβολία Σύγχροτρον

Ένα φορτισμένο σωματίο, κινούμενο εντός μαγνητικού πεδίου κατά μήκος καμπυλόγραμμης τροχιάς σε επιταχυντές, υφίσταται ακτινική επιτάχυνση κάθετη προς την τροχιά του και σύμφωνα με τους νόμους της ηλεκτροδυναμικής, εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Η απώλεια ενέργειας σε ακτινοβολία είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της μάζας του σωματιδίου. Επομένως, τα βαρέα σωματίδια εκπέμπουν σημαντικά λιγότερη ενέργεια απ' ό,τι τα ελαφριά. Για παράδειγμα, ένα πρωτόνιο εκπέμπει 3.4×10^6 φορές λιγότερη ενέργεια απ' ό,τι ένα ηλεκτρόνιο. Επομένως, η απώλεια ενέργειας δια ακτινοβολίας είναι πιο σημαντική στα ελαφρύτερα φορτισμένα σωματίδια – τα ηλεκτρόνια. Αυτή, η ουσιαστικά, μαγνητο-bremsstrahlung άρχισε να ονομάζεται ακτινοβολία σύγχροτρον, επειδή πειραματικά, ανακαλύφθηκε για πρώτη φορά από τον F. Haber, έναν πτυχιακό φοιτητή, στο σύγχροτρο 80-MeV της General Electric το 1947. Για λόγους δικαιοσύνης, ας σημειωθεί ότι η ακτινοβολία σύγχροτρον είχε προβλεφθεί από κάποιους θεωρητικούς πριν από την ανακάλυψη.

Η παραγομένη ακτινοβολία σύγχροτρον έχει τις εξής ιδιότητες

Συνεχές φάσμα υψηλής έντασης σε ευρεία φασματική περιοχή.

Πολύ μικρή φυσική απόκλιση της ακτινοβολίας

Διακριτή γραμμική ή κυκλική πόλωση, η οποία μπορεί να επιλεγεί ανάλογα με την εφαρμογή.

Λεπτομερέστερη περιγραφή της ακτινοβολίας σύγχροτρον δίνεται στο Κεφάλαιο 18.

2.11 ΜΕΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΔΟΣΙΜΕΤΡΙΑΣ

2.11.1 Δόση και Ρυθμός Δόσης

Η επίπτωση της ακτινοβολίας σε φυσικά υλικά υπολογίζεται από την ενέργεια της ακτινοβολίας που μεταδίδεται στην ύλη και μετριέται με την τιμή της δόσης.

Στην πρώτη περίοδο μετά την ανακάλυψη των ακτίνων X και της ραδιενέργειας, η προσοχή εστιάστηκε στις επιδράσεις της ακτινοβολίας σε ζώντες οργανισμούς και πρωτίστως στον άνθρωπο. Πολύ γρήγορα, στα πρώτα χρόνια, έγινε αντιληπτό ότι η έκθεση σε ιοντίζουσα ακτινοβολία προκαλεί φθορά. Το πρώτο είδος φθοράς από ακτινοβολία που ανακαλύφθηκε ήταν φθορά στο δέρμα, το ερύθημα. Για τον σχεδιασμό μιας ασφαλούς λειτουργίας χρήσης της ακτινοβολίας ήταν απαραίτητο να καθοριστεί ένα ποσοτικό μέτρο του πεδίου ακτινοβολίας.

Ιστορικά, η καλούμενη “δόση έκθεσης” ή απλά έκθεση ήταν το πρώτο ποσοτικό μέτρο που εγκρίθηκε το 1928. Βασίστηκε στη μέτρηση του ιονισμού του αέρα κοντά σε πηγή ακτινοβολίας μηχανής ακτίνων-X, ή ραδιενεργού νοκλιδίου, επειδή η απευθείας μέτρηση στο σώμα δεν ήταν τότε δυνατή. Η έκθεση χαρακτηρίζει πιθανές επιδράσεις της ακτινοβολίας σε μαλακούς ιστούς του σώματος σε ικανοποιητικό βαθμό διότι η πιθανότητα απορρόφησης φωτονίων εξαρτάται από τον ατομικό αριθμό (Κεφάλαιο 6), και οι ενεργοί ατομικοί αριθμοί του αέρα ($Z_{\text{eff}}=7.64$) και μαλακού ιστού ($Z_{\text{eff}}=7.42$) είναι αρκετά όμοιοι.

Η πρώτη μονάδα έκθεσης ήταν το roentgen (σύμβολο: R). Είναι σημαντικό να ειπωθεί ότι το μέγεθος έκθεσης ορίζεται μόνο για ακτίνες X και ακτινοβολία γάμμα και για παραγωγή ιόντων στον αέρα.

Στη συνέχεια, με την αύξηση της τάσης στους σωλήνες ακτίνων X, με αντίστοιχη αύξηση της ενέργειας της ακτινοβολίας και με μεγαλύτερη χρήση ραδίου, η ακτινοβολία μπορεί και διεισδύσει βαθύτερα στο σώμα και να επηρεάσει τα οστά. Αποδείχθηκε ότι για το ίδιο μέγεθος έκθεσης, οι επιπτώσεις της ακτινοβολίας διαφέρουν στον μαλακό και σκληρό ιστό (οστά), εξαιτίας των μεγαλύτερων τιμών ενεργού ατομικού αριθμού των οστών ($Z_{\text{eff}}=13.8$). Σημαντικό επίσης ρόλο παίζει η διαφορετική πυκνότητα του μαλακού ιστού ($\rho \sim 1 \text{ g/cm}^3$) και του οστού ($\rho=1.85 \text{ g/cm}^3$).

Ο καλύτερος τρόπος εκτίμησης της επίπτωσης της ακτινοβολίας είναι η ενέργεια που απορροφάται ανά μονάδα μάζας της ουσίας. Στο VII International Congress of Radiology, που πραγματοποιήθηκε το 1953 στην Κοπεγχάγη προτάθηκε η χρήση της “απορροφούμενης δόσης”

Σαν μονάδα απορροφούμενης δόσης επιλέχθηκε το rad (rad = “radiation absorbed dose”). Στενά συνδεδεμένο με την απορροφούμενη δόση είναι το μέγεθος “kerma,” το οποίο στην πραγματικότητα είναι το ακρωνύμιο του “Kinetic Energy Released in Matter”. Το kerma δείχνει το άθροισμα των αρχικών κινητικών ενεργειών όλων των φορτισμένων σωματιδίων που παράγονται ανά μονάδα μάζας. Το kerma είναι μέτρο της ενέργειας που ελευθερώνεται παρά της ενέργειας που απορροφάται. Η σχέση απορροφούμενης δόσης και kerma είναι παρόμοια με τη σχέση της ειδικής απώλειας ενέργειας dE/dx και της γραμμικής μεταφοράς ενέργειας LET (Ενότητα 5.2). Τα δύο μεγέθη θα είναι ίσα σε συνθήκες ισορροπίας φορτισμένων σωματιδίων και υποθέτοντας αμελητέα απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πέδησης. Το kerma έχει τις ίδιες μονάδες με την απορροφούμενη δόση.

Για μαλακό ιστό σε πεδίο ακτίνων-X ή ακτινοβολίας γάμμα, 1rad αντιστοιχεί, κατά προσέγγιση, σε 1R.

Το 1960, στο 11th General Conference of Weights and Measures, εγκρίθηκε το International System of Units (Système International d'Unités), γνωστό ως “SI”. Εκτοτε, άρχισε η βαθμιαία εισαγωγή των διεθνών μονάδων σε διάφορες χώρες και διάφορους κλάδους της επιστήμης και οικονομίας.

Η μονάδα έκθεσης στο SI είναι το coulomb ανά χιλιόγραμμα (C/kg). Η μονάδα απορροφούμενης δόσης και kerma στο SI είναι το joules ανά χιλιόγραμμα (J/kg). Η μονάδα αυτή έχει ειδικό όνομα: gray (σύμβολο: Gy), από το όνομα του Louis Harold Gray, ενός Βρετανού φυσικού και ενός εκ των θεμελιωτών της Ραδιοβιολογίας. Η μονάδα αυτή έγινε αποδεκτή ως μέρος του SI το 1975 από το 15th GCPM (The General Conference on Weights and Measures, το ακρωνύμιο είναι σύμφωνα με το Γαλλικό τίτλο Conférence Générale des Poids et Mesures). Η σχέση των μονάδων δόσης δίνεται στο Παράρτημα Α.3.1.

Ο ρυθμός συσσώρευσης της δόσης καλείται ρυθμός δόσης. Δείχνει την δόση ιοντίζουσας ακτινοβολίας η οποία αποδίδεται στην μονάδα του χρόνου δηλαδή ανά δευτερόλεπτο, ώρα ή ανά έτος.

Σημειώτεον ότι, το gray και το rad εκτιμούν τις φυσικές επιδράσεις της απορροφούμενης ακτινοβολίας, δεν λαμβάνουν όμως υπόψη τα χαρακτηριστικά των βιολογικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά την ακτινοβόληση. Είναι, επομένως απαραίτητη η εισαγωγή ειδικών μονάδων.

Τα βιολογικά φαινόμενα της ακτινοβολίας επί του σώματος εξαρτώνται από το LET της ακτινοβολίας. Τα καταστροφικά αποτελέσματα της ακτινοβολίας είναι χειρότερα όσο μεγαλύτερο είναι το LET. Για να ληφθεί υπόψη το γεγονός αυτό, αναπτύχθηκε τη δεκαετία του 1950 η έννοια της “ισοδύναμης δόσης”. Η ισοδύναμη δόση υπολογίζεται πολλαπλασιάζοντας την απορροφούμενη δόση με έναν ειδικό παράγοντα w_R . Ο συντελεστής αυτός καλείται συντελεστής σχετικής βιολογικής δραστηριότητας, και σταθμικός παράγοντας ακτινοβολίας ή παράγοντας ποιότητας. Για περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τη διαφορά μεταξύ των ορισμών των συντελεστών αυτών βλέπε Ενότητα 35.13.

Για τον υπολογισμό των ισοδυνάμων δόσεων έχουν δημιουργηθεί λεπτομερείς πίνακες με “παράγοντες βάρους ακτινοβολίας”. Για παράδειγμα, για επαρκή υπολογισμό της ισοδύναμης δόσης σε μικτό πεδίο νετρονίων με γνωστό ενεργειακό φάσμα νετρονίων θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί ο πίνακας με τα 22 σημεία με ενέργεια νετρονίων από 0.025 eV μέχρι και 400 MeV με μέγιστη τιμή να εμφανίζεται στην περιοχή μεταξύ 100 keV - 2 MeV. Τα στοιχεία βρίσκονται σε έγγραφα κανονισμών [10] ή για παράδειγμα στην Αναφορά [11].

Οι τιμές των παραγόντων βάρους ακτινοβολίας έχουν μεταβληθεί κάπως με την πάροδο των ετών καθώς στοιχεία από βιολογικά πειράματα έχουν δημοσιευθεί και ερμηνευθεί. Οι ισχύουσες τιμές προτείνονται από την International Commission on Radiological Protection [12]. Ο πίνακας με τους παράγοντες βάρους ακτινοβολίας παρουσιάζεται στο Παράρτημα Α.3.5.

Ωστόσο, ακόμη και αυτός ο προσδιορισμός της έννοιας της δόσης δεν είναι αρκετός. Τα διάφορα ανθρώπινα όργανα έχουν διαφορετική ευαισθησία στην ακτινοβολία (ο παράγοντας ποιότητας ορίζεται συνήθως στη βάση βιολογικών φαινομένων, για παράδειγμα, όπως το κοκκίνισμα του δέρματος). Είναι, επομένως, απαραίτητη η εισαγωγή μια ειδικής τιμής της “ενεργού δόσης”, η οποία λαμβάνει υπόψη τις διαφορετικές ραδιοευαισθησίες των διαφόρων οργάνων. Κάθε όργανο του σώματος έχει το δικό του “παράγοντα βάρους ιστού”.

Για να υπολογίσουμε την ενεργό δόση, η δόση που απορροφάται από κάθε όργανο διορθώνεται για τον τύπο της ακτινοβολίας με χρησιμοποιώντας τον παράγοντα βάρους ακτινοβολίας w_R και στη συνέχεια διορθώνεται περαιτέρω για τους ιστούς ή τα όργανα χρησιμοποιώντας τον παράγοντα βάρους ιστού w_T . Το άθροισμα των ενεργών δόσεων σε όλα τα όργανα και ιστούς του σώματος αντιπροσωπεύει την ενεργό δόση για όλο το σώμα.

Το άθροισμα των παραγόντων βάρους ιστού ισούται με 1.0, έτσι ώστε για ολόσωμη ακτινοβόληση με ομοιόμορφα διεισδυτική εξωτερική ακτινοβολία, η ολόσωμη ενεργός δόση να ισούται με την ολόσωμη ισοδύναμη δόση. Εάν ακτινοβολείται μέρος μόνο του σώματος τότε μόνο τα μέρη αυτά χρησιμοποιούνται για το υπολογισμό της ενεργού δόσης.

Οι τιμές των συντελεστών βάρους ορίζονται εμπειρικά. Μετά την εμφάνιση νέων πειραματικών αποτελεσμάτων οι τιμές αυτές αναθεωρήθηκαν το 1990 και το 2007. Οι πιο πρόσφατες αποδεκτές τιμές των συντελεστών βάρους μεμονωμένων οργάνων και ιστών παρουσιάζονται στο Παράρτημα Α.3.6. Επομένως, η ισοδύναμη δόση, είναι μέγεθος βεβαρυμμένης δόσης, η οποία λαμβάνει υπόψη τον τύπο της ιοντίζουσας ακτινοβολίας η οποία παράγει τη δόση. Η ενεργός δόση είναι ένα μέγεθος βεβαρυμμένης δόσης ιστού, η οποία λαμβάνει υπόψη τη διαφορετική ραδιοευαισθησία των διαφόρων οργάνων και ιστών.

Οι μονάδες μέτρησης τόσο της ισοδύναμης όσο και της ενεργού δόσης είναι οι ίδιες. Οι δύο τύποι δόσεων, απορροφούμενη αφενός και ισοδύναμη και ενεργός αφετέρου εμφανίζουν διαφορετικά αποτελέσματα και άρα χρειάζονται διαφορετικές μονάδες. Είναι απαραίτητο να αντανakλούν τα βιολογικά αποτελέσματα της ακτινοβολίας, σε αντίθεση με την φυσική θεώρηση.

Η παλιά μονάδα μέτρησης της ισοδύναμης και ενεργού δόσης ήταν το “rem” (rem είναι η συντομογραφία των λέξεων Roentgen Equivalent in Man, or Mammal). Στην πρώην USSR (πλέον Ρωσική Ομοσπονδία), η μονάδα αυτή μέχρι πριν το 1963 είχε το όνομα “biological equivalent of roentgen—ber” και μετά το 1963, “biological equivalent of rad—the same ber.”

Μετά την εισαγωγή του SI, το rem αντικαταστάθηκε από το sievert (Sv), από το όνομα του Rolf Maximilian Sievert, ένα Σουηδό φυσικό Ιατρικής Φυσικής και έναν από τους θεμελιωτές της ραδιοβιολογίας.

Μετά την εισαγωγή του SI, η έκθεση και ο ρυθμός έκθεσης δεν προτάθηκαν για περαιτέρω χρήση και οπότε δεν έλαβαν ειδικό όνομα. Ωστόσο μέχρι και σήμερα (October 2018) οι μονάδες έκθεσης και ρυθμού έκθεσης βασισμένες στην μονάδα roentgen χρησιμοποιούνται ευρέως. Για παράδειγμα, στην επίσημη ιστοσελίδα της Εθνικής Πυρηνικής Εταιρείας της Ρωσικής Ομοσπονδίας η

Rosatom [13] τα δοσίμετρα φαίνονται με ενδείξεις σε $\mu\text{R/h}$ και σε $\mu\text{Sv/h}$. Αλλά το υπόστρωμα ακτινοβολίας στην Ευρώπη παρουσιάζεται σε nSv/h [14]. Τα επίπεδα ακτινοβολίας στις Ηνωμένες Πολιτείες και σε μερικές άλλες χώρες ([15] και [16]) δίνονται σε counts per minute. Οι μετατροπή των μονάδων αυτών εξαρτάται από τον τύπο του δοσιμέτρου και τον τύπο της ακτινοβολίας [17]. Επιπλέον, στην ιστοσελίδα της Environmental Protection Agency [16] για μερικές πολιτείες των ΗΠΑ μπορεί κάποιος να βρει ρυθμό έκθεσης και σε mR/h .

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει τα επίπεδα ακτινοβολίας στην Nevada, η οποία φιλοξένησε δοκιμές πυρηνικών όπλων. Οι πληροφορίες για τα επίπεδα ακτινοβολίας στη Nevada παρουσιάζονται στην ιστοσελίδα της Community Environmental Monitoring Program [18], και εκφράζονται επίσης σε $\mu\text{R/hour}$. Ως προς τη χρήση των μονάδων οι ΗΠΑ ακολούθησαν το δικό τους δρόμο. Είναι γνωστό ότι οι ΗΠΑ χρησιμοποιούν τις συνήθεις μονάδες που είναι σχεδόν ταυτόσημες με τις Βασιλικές Βρετανικές μονάδες στην εμπορική δραστηριότητα και καθημερινή ζωή ενώ η επιστήμη, η ιατρική, η κυβέρνηση και πολλοί τομείς της βιομηχανίας χρησιμοποιούν μετρικές μονάδες. Παρόλα αυτά roentgen, rad, και rem είναι ακόμη σε κοινή χρήση αν και οι ρυθμιστικοί και συμβουλευτικοί φορείς ενθαρρύνουν τη μετάβαση στο Sieverts [19].

Η ανάλυση του κινδύνου έκθεσης σε μια μεγάλη ομάδα ανθρώπων - ολόκληρος ο πληθυσμός μιας πόλης, πολιτείας ή όλης της ανθρωπότητας - παίζει σημαντικό ρόλο για την κοινωνία. Κάποιος μπορεί να εκτιμήσει τον κίνδυνο για μια ολόκληρη ομάδα με τη βοήθεια της "συλλογικής δόσης". Λαμβάνεται πολλαπλασιάζοντας τη μέση ενεργό δόση με τον συνολικό αριθμό ατόμων που έχουν εκτεθεί σε ακτινοβολία. Η μονάδα μέτρησης SI της συλλογικής δόσης είναι man-sieverts. Η person-rem χρησιμοποιείται μερικές φορές σαν μια μη-SI μονάδα, σε μερικά συστήματα κανονισμών. Η συλλογική δόση είναι η βάση για την εκτίμηση του κινδύνου των επιπτώσεων των δοκιμών πυρηνικών όπλων, της λειτουργίας πυρηνικών εγκαταστάσεων και άλλων πηγών ραδιενεργής ρύπανσης στο περιβάλλον.

2.11.2 Μικροδοσιμετρία και Νανοδοσιμετρία

Κατά την ανάλυση των επιδράσεων της ιοντίζουσας ακτινοβολίας στη βιολογική δομή, το αντικείμενο της ανάλυσης έχει μικροσκοπικές διαστάσεις, είναι το κύτταρο, ή ο πυρήνας κυττάρου ή ακόμη και ένα μόνο μόριο. Στην περίπτωση αυτή, η κβαντική φύση της απώλειας ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων και η σχετική στατιστική φύση της κατανομής της ενέργειας παίζει σημαντικό ρόλο. Η ανάλυση των διακυμάνσεων της ενέργειας είναι το αντικείμενο ενός ειδικού κλάδου της επιστήμης που καλείται Μικροδοσιμετρία.

Η μικροδοσιμετρία είναι ένας κλάδος της ακτινοφυσικής, που παρέχει ποσοτικό χαρακτηρισμό της μη ομοιόμορφης απόθεσης ενέργειας σε ομοιόμορφα ακτινοβολημένη ύλη [20].

Η μικροδοσιμετρία συνήθως λειτουργεί με τη συγκεκριμένη ενεργειακή παράμετρο Z - το λόγο της ενέργειας που μεταδίδεται σε έναν μικρό όγκο της ουσίας προς το βάρος του όγκου αυτού. Η πιθανοκρατική φύση της απορρόφησης οδηγεί σε διακυμάνσεις της τιμής της Z , η οποία είναι τόσο μεγαλύτερη, όσο μικρότερος είναι ο όγκος, όσο μικρότερη είναι η δόση ακτινοβολίας και όσο μεγαλύτερο είναι το LET των ιονιστικών σωματιδίων. Το γεγονός αυτό μπορεί να επεξηγηθεί με το ακόλουθο παράδειγμα. Σε μια δόση ακτινοβολίας γάμμα 10^{-2}Gy , η απόκλιση του Z από το μέσο Z_{av} στον όγκο ενός ζωντανού κυττάρου είναι κατά προσέγγιση 10%. Στην περίπτωση ακτινοβολίας νετρονίων με την ίδια δόση (ο ιονισμός παράγεται από ανακρουόμενα πρωτόνια και το LET είναι σημαντικά μεγαλύτερο), οι διακυμάνσεις είναι τέτοιες που σε 9 από τα 10 κύτταρα $Z=0$, και σε κάθε 10^6 κύτταρο, το Z μπορεί να υπερβεί το Z_{av} 10 φορές. Σε όγκο κατειλημμένο με χρωμοσώματα (για την ίδια δόση ακτινοβολίας νετρονίων) $Z=0$ σε 999 χρωμοσώματα από τα 1000, και σε ένα από αυτά το Z μπορεί να υπερβεί το Z_{av} κατά 1000 φορές. Ειδικές ενεργειακές διακυμάνσεις είναι σημαντικές για όγκους με γραμμικές διαστάσεις περίπου $1\mu\text{m}$. Τα τελευταία χρόνια, μπορεί κανείς να παρατηρήσει μια περαιτέρω πρόοδο στα βάθη της ύλης, καθώς η νανοδοσιμετρία έρχεται να αντικαταστήσει τη μικροδοσιμετρία. Η νανοδοσιμετρία είναι η επόμενη λογική επέκταση από τη μικροδοσιμετρία, παρέχοντας πληροφορίες για τη δομή του τροχιάς της ακτινοβολίας στο DNA ή σε επίπεδο νανομέτρου [21]. Η δυνατότητα μετρήσεων ακτινοβολίας σε όγκους νανομέτρου εμφανίστηκε κάπου μετά το 1995, αλλά ήταν το όνειρο της μικροδοσιμετρίας για αρκετές δεκαετίες [22,23].

REFERENCES

- [1] IUPAC, Nuclide, in: A.D. McNaught, A. Wilkinson (Eds.), Compendium of Chemical Terminology, Blackwell Scientific Publications, 1997. <http://old.iupac.org/publications/compendium/index.html>.
- [2] Plot of Atomic Isotopes. http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Isotopes_and_half-life_1.PNG.
- [3] Nuclear Binding Energy. Wikipedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_binding_energy.
- [4] L.D.Landau, E.M.Lifshitz, Quantum Mechanics. Non-relativistic Theory, Elsevier, 1977.
- [5] R.B.Firestone, S.Y.F.Chu, C.M.Baglin, Table of Isotopes, Eighth ed., , 1999. Update with CD-ROM, https://application.wiley-vch.de/books/info/0-471-35633-6/toi99/doc_info/pref99.pdf.

- [6] Alpha-Particle Spectroscopy. Wikipedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Alpha-particle_spectroscopy#/media/File:Alpha1spec.png.
- [7] L.I.Rusinov, Nuclear isomerism, *Sov. Phys. Usp.* 4 (1961) 282–290.
- [8] E.V.Tkalya, Induced decay of the nuclear isomer $^{178m2}\text{Hf}$ and the “isomeric bomb”, *Phys. Usp.* 48 (2005) 525–531.
- [9] X-ray Properties of the Elements. Berkely Lab. - http://xdb.lbl.gov/Section1/Periodic_Table/X-ray_Elements.html.
- [10] Current U.S. Regulations. (Title 10, Code of Federal Regulations, Part 20, 10CFR20).
- [11] M.G.Stabin, *Radiation Protection and Dosimetry. An Introduction to Health Physics*, Springer, 2007.
- [12] ICRP, The 2007 recommendations of the international commission on radiological protection. ICRP publication 103, *Ann. ICRP* 37 (2–4) (2007).
- [13] Radiation Situation on the Enterprises of Rosatom. <http://www.russianatom.ru> (in Russian).
- [14] Radiation background in Europe. Joint Research Centre. Radioactivity Environmental Monitoring - <https://remap.jrc.ec.europa.eu/GammaDoseRates.aspx>.
- [15] Radiation Network. <http://radiationnetwork.com>.
- [16] Environmental Protection Agency. Nationwide Environmental Radiation Monitoring, RadNet. <https://www.epa.gov/radnet>.
- [17] Converting from CPM to mR/hr. http://www.blackcatsystems.com/GM/converting_CPM_mRhr.html.
- [18] Community Environmental Monitoring Program (CEMP). <http://cemp.dri.edu/>.
- [19] Nuclear Regulatory Commission, NRC Regulations: §34.3 Definitions, „ 2007. <http://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/cfr/part034/part034-0003.html>.
- [20] H.H.Rossi, The role of microdosimetry in radiobiology, *Radiat. Environ. Biophys.* 17 (1979) 29–40.
- [21] H.Rabus, H.Nettelbeck, Nanodosimetry: bridging the gap to radiation biophysics, *Rad. Meas.* 46 (12) (2011) 1522–1528.
- [22] B.Grosswendt, Nanodosimetry, from radiation physics to radiation biology, *Radiat. Prot. Dosimetry* 115 (2005) 1–9.
- [23] L.Lindborg, M.Hultqvist, T.A.Carlsson, H.Nikjoo, Nanodosimetry and RBE values in radiotherapy, *Radiat. Prot. Dosimetry* 166 (1–4) (2015) 339–342.