

ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

Σημειώσεις για το μάθημα
ΠΥΡΗΝΙΚΟΙ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΕΣ
ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΕΣ

ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΕΣ

Η. Σαββίδης

ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗ
2002

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΤΟ ΝΕΤΡΟΝΙΟ

- 1.1. Εισαγωγή
- 1.2. Ιδιότητες του νετρονίου

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ ΜΕ ΤΗΝ ΥΛΗ

- 2.1 Εισαγωγή
- 2.2. Ενεργός διατομή σ
- 2.3. Διαφορική ενεργός διατομή
- 2.4. Μέση ελεύθερη διαδρομή
- 2.5. Πυρηνικές αντιδράσεις των νετρονίων

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΕΠΙΒΡΑΔΥΝΣΗ ΤΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

- 3.1 Υποβιβασμός της ενέργειας των νετρονίων
- 3.2 Μέση λογαριθμική μείωση της ενέργειας των νετρονίων
- 3.3 Ισχύς επιβράδυνσης και λόγος επιβράδυνσης
- 3.4. Ληθαργία

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΔΙΑΧΥΣΗ ΤΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

- 4.1 Εισαγωγή
- 4.2 Εξίσωση διάχυσης των νετρονίων
- 4.3 Μήκος διάχυσης, μήκος υποβιβασμού και μήκος μετανάστευσης

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΠΥΡΗΝΙΚΟΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑΣ ΚΑΙ ΚΡΙΣΙΜΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ

- 5.1 Πυρηνικός σταθμός παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας και ο πυρηνικός αντιδραστήρας
- 5.2. Πυρηνικοί αντιδραστήρες ισχύος
- 5.3 Πολλαπλασιαστικοί παράγοντες
- 5.4. Η εξέλιξη της αλυσιδωτής πυρηνικής αντίδρασης με το χρόνο
- 5.5 Πυρηνικά καύσιμα
- 5.6 Ο κύκλος του νετρονίου στον πυρηνικό αντιδραστήρα
- 5.7 Κρίσιμη εξίσωση μιας ομάδας
- 5.8 Το κρίσιμο μέγεθος του αντιδραστήρα

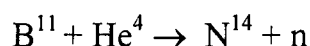
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΤΟ ΝΕΤΡΟΝΙΟ

1.1 Εισαγωγή

Η ανακάλυψη του νετρονίου ξεκίνησε από την Γερμανία ουσιαστικά στο τέλος του 1930 όταν δημοσιεύτηκε εργασία των Bothe και Becker, σχετικά με την ύπαρξη διεισδυτικής ακτινοβολίας, προερχόμενης από την ακτινοβόληση ελαφρών στοιχείων με σωματία άλφα από πηγή ^{210}Po .

Ακολούθησαν συστηματικότερα πειράματα από τους Curie και Joliot με ισχυρότερη πηγή ^{210}Po (100 millicuries) οι οποίοι προσπάθησαν να ερμηνεύσουν τα πειραματικά τους αποτελέσματα θεωρώντας ότι η άγνωστη διεισδυτική ακτινοβολία είναι υψηλής ενέργειας ακτίνες γ . Την υπόθεση των ακτίνων γ απέρριψε ο Άγγλος φυσικός Chadwick ο οποίος πρότεινε ότι η διεισδυτική ακτινοβολία αποτελείται από σωματία παρόμοια με τα πρωτόνια, αλλά ηλεκτρικά ουδέτερα. Τα σωματία αυτά ονόμασε νετρόνια (δηλαδή, «ουδετερόνια») και υπολόγισε την μάζα τους μέσω της αντίδρασης:

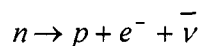


Η ανακάλυψη του νετρονίου έδωσε τεράστια ώθηση στην ανάπτυξη της Πυρηνικής Φυσικής, καθόσον αμέσως μετά ακολούθησε η ανακάλυψη της σχάσης, της αλυσιδωτής πυρηνικής αντίδρασης και στο τέλος της δεκαετίας του 30 κατασκευάστηκε ο πρώτος πειραματικός πυρηνικός αντιδραστήρας από τον E. Fermi.

1.2 Ιδιότητες του νετρονίου.

i) Το φορτίο

Συνήθως υποθέτουμε ότι το φορτίο του νετρονίου είναι μηδέν. Εάν μελετήσουμε την διάσπαση του νετρονίου έχουμε να παρατηρήσουμε τα παρακάτω.:

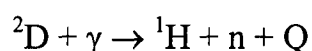


Εάν το πρωτόνιο έχει ίσο και αντίθετο φορτίο με το e τότε το φορτίο του νετρονίου θα είναι ίσο με το φορτίο του νετρίνο. Εάν το νετρίνο είναι χωρίς

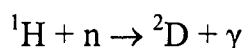
φορτίο τότε το φορτίου του νετρονίου θα είναι η διαφορά των φορτίων του p και του e. Μία σειρά από μετρήσεις έδειξε ότι εάν το νετρόνιο έχει φορτίο αυτό δεν μπορεί να είναι μεγαλύτερο από $10^{-18}e$.

ii) Η μάζα.

Ακριβής υπολογισμός της μάζας του νετρονίου μπορεί να γίνει με τη βοήθεια πυρηνικών αντιδράσεων, εμμέσως, όπου γνωρίζουμε με ακρίβεια όλες τις μάζες και τις ενέργειες, εκτός της μάζας του νετρονίου. Όπως αναφέρθηκε ο Chadwick υπολόγισε την μάζα του νετρονίου μέσω της αντίδρασης $^{11}\text{B}(\alpha, n)\text{N}^{14}$. Ακριβέστερη μέτρηση της μάζας του νετρονίου έγινε από τους Chadwick και Goldhaber το 1934 με την βοήθεια της αντίδρασης.



Γνωρίζουμε πολύ καλά την ενέργεια των γ (2.614 MeV), τις μάζες του ^2D και του ^1H . Μετράμε την ενέργεια του ^1H με τον ανιχνευτή και υποθέτουμε ότι το Q διαμοιράζεται μεταξύ του ^1H και του n. Εφαρμόζοντας τις αρχές διατήρησης ενέργειας και ορμής υπολογίζουμε την μάζα του νετρονίου. Την αντίστροφη αντίδραση χρησιμοποίησαν οι Bell και Elliot.



Σήμερα γνωρίζουμε ότι η μάζα του νετρονίου είναι:

$$m_n = 1.0086 \text{ amu} \quad \text{ή} \quad m_n = 939.57 \text{ MeV}/c^2$$

δηλαδή μεγαλύτερη κατά 0.00139 amu ή 1.29 MeV/c² από την μάζα του πρωτονίου.

iii) η σταθερότητα του νετρονίου

Το ελεύθερο νετρόνιο (εκτός του πυρήνα), είναι ασταθές με χρόνο ημιζωής 15.5min. Η αντίδραση διάσπασης είναι η ακόλουθη:



iv) Spin και μαγνητική ροπή.

Το νετρόνιο, όπως και το πρωτόνιο, έχει spin $\frac{1}{2}$ καθώς και μαγνητική ροπή. Η μαγνητική ροπή οφείλεται στο spin και στην εσωτερική κατανομή του φορτίου του νετρονίου. Το νετρόνιο μπορεί να εμφανίζεται χωρίς φορτίο, όμως

έχει τόσο θετικό φορτίο όσο και αρνητικό. Το θετικό φορτίο κατανέμεται προς το κέντρο του νετρονίου ενώ το αρνητικό προς την περιφέρεια. Έτσι παρουσιάζει μαγνητική ροπή -1.91 πυρηνικές μαγνητόνες, ενώ το πρωτόνιο έχει μαγνητικό ροπή 2.79 πυρηνικές μαγνητόνες.

ν) Κυματικές ιδιότητες

Σύμφωνα με την κβαντομηχανική θα πρέπει και το νετρόνιο να εμφανίζει κυματικές ιδιότητες. Ένα νετρόνιο κινητικής ενέργειας E και ορμής P θα έχει μήκος κύματος

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (\text{για } v \ll c) \quad 1.1$$

Συνηθέστερα χρησιμοποιείται το μήκος κύματος Dirac $\lambda = \lambda/2\pi$. Στον πίνακα 1.1. δίνονται τιμές του λ για διάφορες ενέργειες νετρονίων.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1

E(eV)	λ (cm)
0.001	1.44×10^{-8}
0.025	2.88×10^{-9}
100	4.55×10^{-11}
10^4	4.55×10^{-12}
10^6	4.55×10^{-13}
10^8	4.43×10^{-14}
10^{10}	1.82×10^{-15}

Γενικά έχει ενδιαφέρον το μέγεθος του λ σε σχέση με τις διαστάσεις του συστήματος με το οποίο αλληλεπιδρά το νετρόνιο διότι η ενεργός διατομή σ είναι συνάρτηση του λ .

vi) Κατανομή Maxwell-Boltzmann

Τα νετρόνια που βρίσκονται σε ισορροπία με περιβάλλον θερμοκρασίας T , θα έχουν κινητική ενέργεια

$$E = 3/2kT \quad 1.2$$

όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann

Σε θερμοκρασία περιβάλλοντος (20°C) η κινητική ενέργεια των νετρονίων όπως προκύπτει από την σχέση (1.2) είναι $E = 0.025 \text{ eV}$. Τα νετρόνια αυτής της περιοχής ενέργειας ονομάζονται θερμικά νετρόνια. Ακριβέστερα, τα νετρόνια που βρίσκονται μέσα σε ένα υλικό μέσον που δεν τα απορροφά ισχυρά, σε θερμοκρασία T , δεν θα έχουν όλα την ίδια ενέργεια (kT), αλλά θα ακολουθούν την ενεργειακή κατανομή Maxwell-Boltzmann.

$$\frac{dn}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad 1.3$$

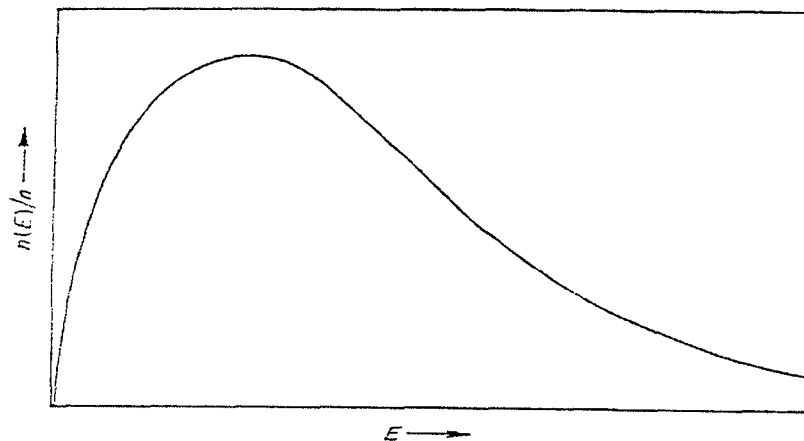
όπου dn είναι ο αριθμός των νετρονίων με ενέργειες μεταξύ E και $E+dE$ και n ο ολικός αριθμός των νετρονίων.

Η σχέση 1.3 γίνεται:

$$\frac{n(E)}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} \quad 1.4$$

όπου $n(E) = \frac{dn}{dE}$

Στο σχήμα 1.1 βλέπουμε την κατανομή Maxwell-Boltzmann σύμφωνα με την σχέση (1.4).



Σχήμα 1.1. Κατανομή Maxwell-Boltzmann των θερμικών νετρονίων.

Τα νετρόνια κατατάσσονται σύμφωνα με την ενέργεια στις παρακάτω κατηγορίες.

1. Βραδέα νετρόνια

- α) ψυχρά ~0.001 eV
- β) θερμικά ~0.025eV
- γ) επιθερμικά ~0.5 eV
- δ) συντονισμού 1-100 eV

2. νετρόνια ενδιάμεσης ενέργειας: 1keV - 500 keV

3. ταχέα νετρόνια: 500 keV - 10 MeV

4. πολύ ταχέα νετρόνια 10 MeV - 50 MeV

5. υπερταχέα νετρόνια: 50 MeV - 10 GeV

6. σχετικιστικά νετρόνια >10 GeV.

Στον πίνακα 1.2 δίνονται οι ενέργειες και οι ταχύτητες διάφορων θερμικών νετρονίων.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2

Θερμοκρασία °C	Ενέργεια (eV)	Ταχύτητα (m/sec)
20	0.025	2200
200	0.041	2800
400	0.058	3400
600	0.075	3800
800	0.092	4200

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ ΜΕ ΤΗΝ ΥΛΗ

2.1 Εισαγωγή

Η ακτινοβόληση υλικών με ακτινοβολίες ($\alpha, \beta, \gamma, n, \dots$ κ.λ.π.) έχει σαν αποτέλεσμα την πρόκληση πυρηνικών αντιδράσεων στους πυρήνες των υλικών. Ο αριθμός των πυρηνικών αντιδράσεων ανά μονάδα χρόνου θα δίνεται από την σχέση:

$$dN_1/dt = \Phi \cdot M \cdot \sigma \quad 2.1$$

όπου N = ο αριθμός αντιδράσεων στο ακτινοβολούμενο υλικό (στόχος)

Φ = ο αριθμός των σωματιδίων της ακτινοβολίας ανά cm^2/sec .

M = ο αριθμός των ατόμων (πυρήνων) του στόχου.

$$M = N_A \cdot m/A \quad \text{όπου}$$

$N_A = 6.023 \times 10^{23}$ άτομα

m = η μάζα του υλικού σε gr

A = ατομικό βάρος υλικού

σ = η ενεργός διατομή της αντίδρασης σε cm^2

Σε μια ακτινοβόληση ενός υλικού μπορούν να συμβούν διάφορες πυρηνικές αντιδράσεις οι οποίες εξαρτώνται από το υλικό, το είδος και την ενέργεια της ακτινοβόλησης. Γνωρίζοντας την ενεργό διατομή μπορούμε να υπολογίσουμε τον αριθμό των πυρήνων του στόχου που θα αντιδράσουν. Εάν μετά την ακτινοβόληση οι πυρήνες που αντέδρασαν παραμένουν σταθεροί τότε το υλικό δεν θα έχει ενεργότητα (περίπτωση ελαστικής σκέδασης). Είναι όμως δυνατόν οι πυρήνες που αντιδρούν με την δεδομένη ακτινοβολία να βρεθούν σε διεγερμένη κατάσταση καθιστάμενοι ασταθείς, δηλαδή ραδιενεργοί. Η αποδιέγερση ή διάσπαση ενός ασταθούς πυρήνα μπορεί να συμβεί άμεσα μετά την δημιουργία των ραδιενεργών ατόμων ή πολύ αργότερα, ανάλογα με τον χρόνο ημιζωής των πυρήνων.

Όταν σχηματισθεί μεγάλος αριθμός ραδιενεργών ατόμων θα έχουμε διασπάσεις ο αριθμός των οποίων θα ελαττώνεται με τον χρόνο ακολουθώντας τον εκθετικό νόμο της ραδιενεργού διάσπασης.

Ο αριθμός των διασπάσεων ανά μονάδα χρόνου καλείται **ενεργότητα** του υλικού η δε διαδικασία παραγωγής ραδιενεργών πυρήνων **ενεργοποίηση**. Η

ακτινοβολήση ενός υλικού με σωματίδια διαφόρων ενεργειών προκαλεί πολλές διαφορετικές αντιδράσεις που οδηγούν στην δημιουργία διαφόρων στοιχείων με διαφορετικά διαγράμματα διάσπασης. Η ενεργότητα του υλικού στην περίπτωση αυτή θα ορίζεται από το σύνολο των διασπάσεων στην μονάδα του χρόνου.

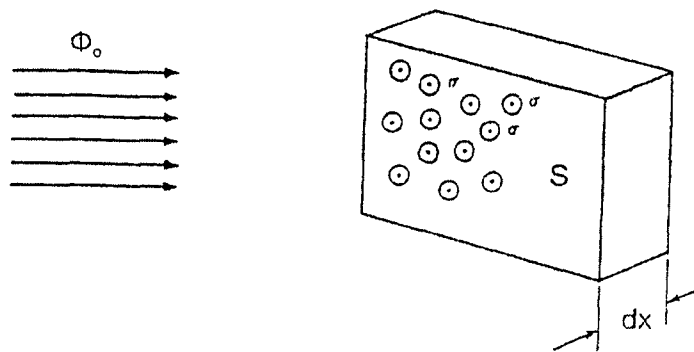
Συχνά γίνεται διαχωρισμός στις ενεργότητες άλφα, βήτα γάμα κ.λ.π. οπότε για κάθε ενεργοποίηση υπολογίζεται το ποσοστό των ενεργοποιηθέντων πυρήνων που εκπέμπουν ακτινοβολία άλφα, βήτα γάμα κ.λ.π. αντίστοιχα.

2.2 Ενεργός διατομή σ

Θεωρούμε υλικό πολύ μικρού πάχους dx που ακτινοβολείται από δέσμη σωματιδίων. Ο αριθμός των σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου είναι Φ_0 . Ένα σωματίο της δέσμης καθώς πέφτει στην επιφάνεια S του υλικού έχει πιθανότητα να αντιδράσει με κάποιο πυρήνα εάν περάσει κοντά απ' αυτόν σχήμα 2.1.

Υποθέτουμε, λοιπόν, μια κυκλική επιφάνεια με κέντρο τον πυρήνα και εμβαδόν σ , τέτοια ώστε εάν το σωματίο περάσει μέσα από αυτήν τότε θα έχουμε 100% πυρηνική αντίδραση. Εάν το σωματίο διέλθει έξω από την περιοχή που καθορίζει το σ θα εξέλθει του στόχου χωρίς να αλληλεπιδράσει.

Έστω ότι ο στόχος έχει N πυρήνες ανά μονάδα όγκου. Υποθέτουμε ότι το υλικό είναι τόσο λεπτό ώστε να μην υπάρχει αλληλοεπικάλυψη των πυρήνων και έκαστος πυρήνας να έχει την ίδια πιθανότητα να αντιδράσει με κάποιο από τα σωματίδια της δέσμης. Με τις παραπάνω προϋποθέσεις θα είναι:



Σχήμα 2.1. Σχηματική παράσταση της ενεργού διατομής σ

Ndx = ο αριθμός των πυρήνων ανά μονάδα επιφάνειας.

$N\sigma dx$ = η συνολική δραστική επιφάνεια ανά μονάδα επιφάνειας.

Εάν δεχθούμε ότι ένα μέρος των σωματιδίων της δέσμης αντιδρά μέσα στο στόχο η ροή θα ελαττώνεται κατά $-d\Phi$, οπότε θα είναι:

$$-d\Phi = \Phi N\sigma dx \quad 2.2$$

Επειδή η αρχική ροή είναι Φ_0 η ολοκλήρωση της (2.2) δίνει:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-N\sigma x} \quad 2.3$$

Ο όρος σ ονομάζεται μικροσκοπική ενεργός διατομή και εκφράζει γενικά την πιθανότητα να συμβεί κάποια πυρηνική αντίδραση. Η μικροσκοπική ενεργός διατομή ή απλά ενεργός διατομή έχει μονάδα μέτρησης το 1 barn.

$$1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Το γινόμενο $n\sigma$ ονομάζεται μακροσκοπική ενεργός διατομή, η οποία είναι ανεξάρτητη της πυκνότητας του υλικού.

$$\Sigma = N\sigma \quad 2.4$$

$$\text{ή} \quad \Phi = \Phi_0 e^{-\Sigma x}$$

Η έννοια του λεπτού πάχους μπορεί να γίνει τώρα περισσότερο κατανοητή. Το πάχος θεωρείται λεπτό όταν $\Sigma x \ll 1$, που σημαίνει ότι αυτό μπορεί να συμβεί εάν το x είναι πολύ μικρό ή η μακροσκοπική ενεργός διατομή Σ είναι πολύ μικρή. Στην περίπτωση αυτή, ισχύει:

$$e^{-\Sigma x} = 1 - \Sigma x \quad \text{ή}$$

$$\Phi = \Phi_0 (1 - \Sigma x)$$

Ο αριθμός των σωματιδίων της δέσμης που θα αντιδράσουν θα είναι:

$$\Delta\Phi = \Phi_0 - \Phi \quad \text{ή}$$

$$\Delta\Phi = \Phi_0 - \Phi_0(1 - \Sigma x) \quad \text{ή}$$

$$\Delta\Phi = \Phi_0 \Sigma x \quad \text{ή}$$

$$\Delta\Phi = \Phi_0 N \sigma x \quad 2.5$$

Εάν η ακτινοβολία πέφτει σε υλικά με περισσότερα από ένα άτομα ή ισότοπα η συνολική μακροσκοπική ενεργός διατομή θα δίνεται από την σχέση:

$$\Sigma_i = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots + n_i \sigma_i$$

όπου $N_i \sigma_i = \Sigma_i$

και $N_i =$ το πλήθος των πυρήνων i στο υλικό ανά μονάδα όγκου.

$$N_i = \frac{\rho N_A}{M_B} v_i$$

όπου v_i είναι το πλήθος των ατόμων του στοιχείου i στο μόριο ή του ισότοπου i στο μίγμα.

Παράδειγμα:

Δέσμη χαμηλής ενέργειας νετρονίων πέφτει σε H_2O . Η ενεργός διατομή σύλληψης των νετρονίων είναι $\sigma_1 = 0.33$ barn για το H και $\sigma_2 = 2 \times 10^{-4}$ barn για το O. Η πυκνότητα (ρ) του H_2O είναι 1 gr/cm^3 .

Αρα, η μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης των νετρονίων θα είναι:

$$\Sigma_{H_2O} = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2$$

όπου $N_1 = \rho N_A v_1 / M_B$

και $N_2 = \rho N_A v_2 / M_B$

$N_A =$ ο αριθμός Avogadro (6.02×10^{23})

$M_B =$ το μοριακό βάρος του H_2O (18)

$v_1 = 2 =$ ο αριθμός των ατόμων H στο μόριο του H_2O

$v_2 = 1 =$ ο αριθμός των ατόμων O στο μόριο του H_2O

Τελικά θα είναι:

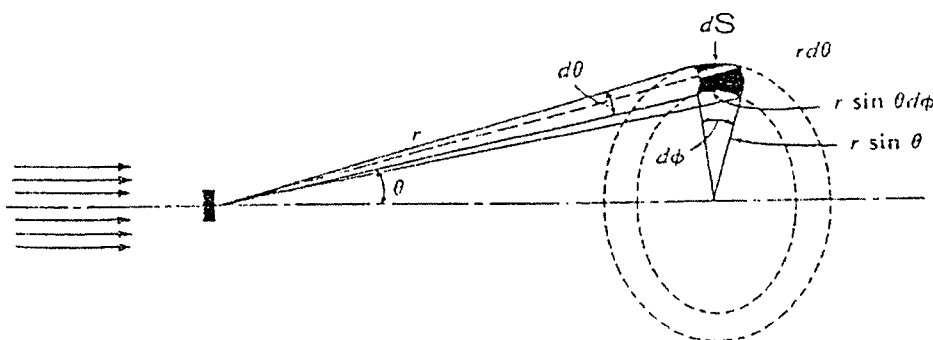
$$\Sigma_{\text{H}_2\text{O}} = \rho N_A / M_B (2\sigma_1 + \sigma_2) = 0.022 \text{ cm}^{-1}$$

Η ενεργός διατομή εξαρτάται από την ενέργεια των σωματίων της ακτινοβολίας $\sigma = \sigma(E)$. Στην περίπτωση που η ακτινοβολία είναι μονοενεργειακή οι παραπάνω σχέσεις μπορούν να εφαρμοσθούν ως έχουν λαμβάνοντας την κατάλληλη τιμή σ για την αντίστοιχη ενέργεια.

Εάν η ακτινοβολία αποτελείται από σωματία συνεχούς φάσματος ενεργειών τότε θα πρέπει να γίνει κατάλληλη ολοκλήρωση των σχέσεων. Αυτή η ανάλυση, όμως ξεφεύγει από τα όρια ενός προπτυχιακού επιπέδου και δεν θα αναλυθεί.

2.3 Διαφορική ενεργός διατομή

Πολύ συχνά στις πυρηνικές αντιδράσεις, κυρίως δε στην σκέδαση, έχουμε ανισότροπη κατανομή και επίσης διαφορετικές ενέργειες σε διαφορετικές γωνίες. Είναι λοιπόν ενδιαφέρον να γνωρίζουμε το πλήθος των σωματιδίων που σκεδάζονται ανά μονάδα χρόνου και ανά μονάδα στερεάς γωνίας $d\Omega$ που σχηματίζει γωνία θ με την διεύθυνση της εισερχόμενης δέσμης. Ορίζουμε μία νέα ενεργό διατομή που ονομάζεται διαφορική ενεργός διατομή ως την ενεργό διατομή ανά μονάδα στερεάς γωνίας (σχήμα 2.2).



Σχήμα 2.2. Σχηματική παράσταση της διαφορικής ενεργού διατομής

$$\sigma(\theta, \varphi) = d\sigma/d\Omega$$

η ολική ενεργός διατομή θα είναι:

$$\sigma_t = \int_{\Omega} (d\sigma/d\Omega) d\Omega$$

Εξ ορισμού η στερεά γωνία είναι

$$\Omega = S(\text{επιφάνεια})/r^2 \quad \text{ή}$$

$$d\Omega = dS/r^2 = (rd\theta)(r\sin\theta d\varphi)/r^2 = \sin\theta d\theta d\varphi$$

Η ολική στερεά γωνία, όπου $S = 4\pi r^2$ (επιφάνεια σφαίρας) και $r =$ η ακτίνα της σφαίρας θα είναι $\Omega_t = 4\pi$.
οπότε θα είναι

$$\sigma_t = \int (d\sigma/d\Omega) \sin\theta d\theta d\varphi$$

Εάν η διαφορική ενεργός διατομή είναι ανεξάρτητη από την γωνία φ , η ολική ενεργός διατομή σ_t μετά από ολοκλήρωση ως προς φ γίνεται:

$$\sigma_t = 2\pi \int (d\sigma/d\Omega) \sin\theta d\theta$$

όπου $d\sigma/d\Omega = \sigma(\theta)$ είναι η διαφορική ενεργός διατομή.

2.4 Μέση ελεύθερη διαδρομή

Όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο κατά την είσοδο δέσμης σωματίων σε υλικό η αντίδραση ενός σωματίου με κάποιο πυρήνα είναι ζήτημα πιθανότητας που εξαρτάται από την ενεργό διατομή σ και την πυκνότητα των πυρήνων του στόχου n . Αυτό σημαίνει ότι ένα σωματίο είναι πιθανό να αντιδράσει με κάποιον πυρήνα πολύ γρήγορα διανύοντας μικρή διαδρομή x μέσα στο στόχο ή πολύ αργότερα διανύοντας μεγάλη διαδρομή x . Φυσικά υπάρχει πιθανότητα ένα σωματίο να μην αντιδράσει και να εξέλθει από τον στόχο με την ίδια διεύθυνση και ενέργεια.

Μπορούμε συνεπώς να ορίσουμε την μέση απόσταση $\langle x \rangle$ στην οποία συμβαίνει μια πυρηνική αντίδραση. Έστω Φ_0 σωματ. ανά μονάδα επιφάνειας

πέφτουν πάνω στον στόχο, Φ_1 σωμάτια φτάνουν σε βάθος x_1 χωρίς να αντιδράσουν, Φ_2 φτάνουν στη θέση x_2 κ.λ.π. Εάν υποθέσουμε ότι ο στόχος έχει άπειρο πάχος τότε όλα τα σωμάτια της δέσμης θα αντιδράσουν.

Η μέση τιμή $\langle x \rangle$ των x_i θα είναι:

$$\langle x \rangle = (\Phi_1 x_1 + \Phi_2 x_2 + \dots + \Phi_i x_i) / (\Phi_1 + \Phi_2 + \dots + \Phi_i)$$

$$\langle x \rangle = \frac{\Phi_0}{\Phi_0} \int_0^{\infty} x d\Phi$$

Επειδή

$$\Phi = \Phi_0 e^{-N\sigma x}$$

$$d\Phi = -N\sigma\Phi_0 e^{-N\sigma x} dx$$

$$\langle x \rangle = \int_0^{\infty} x N\sigma\Phi_0 e^{-N\sigma x} dx$$

$$\langle x \rangle = 1/N\sigma \quad \text{ή}$$

$$\langle x \rangle = 1/\Sigma \quad 2.6$$

Η μέση τιμή $\langle x \rangle$ ονομάζεται *μέση ελεύθερη διαδρομή l* και είναι χαρακτηριστική για κάθε είδους πυρηνική αντίδραση.

Για παράδειγμα ένα νετρόνιο το οποίο εισέρχεται σε ένα υλικό μέσο μπορεί να κάνει πλήθος από πυρηνικές αντιδράσεις. Για την περίπτωση της σκέδασης ορίζουμε την μέση ελεύθερη διαδρομή σκέδασης l_s για την απορρόφηση ορίζουμε την μέση ελεύθερη διαδρομή απορρόφησης l_a κ.λ.π.

$$l_s = 1/\Sigma_s \quad (\Sigma_s = \text{μακροσκοπική ενεργός διατομή σκέδασης}) \quad 2.7$$

$$l_a = 1/\Sigma_a \quad (\Sigma_a = \text{μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης}) \quad 2.8$$

Επειδή η ολική ενεργός διατομή είναι το άθροισμα των επιμέρους ενεργών διατομών θα είναι:

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a \quad 2.9$$

και

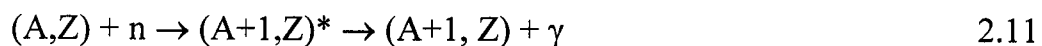
$$1/l_t = 1/l_s + 1/l_a \quad 2.10$$

2.5. Πυρηνικές αντιδράσεις των νετρονίων.

Τα νετρόνια αλληλεπιδρούν με τον πυρήνα ενός ατόμου κατά κανόνα μέσω των πυρηνικών δυνάμεων, λόγω έλλειψης ηλεκτρικού φορτίου. Κατά την αλληλεπίδραση το νετρόνιο συλλαμβάνεται από τον πυρήνα σχηματίζοντας έναν νέο «σύνθετο πυρήνα». Ο σύνθετος πυρήνας βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση και αποδιεγείρεται με ποικίλους τρόπους εκπέμποντας νετρόνια, φωτόνια, πρωτόνια κ.λ.π.

α) ακτινοβολούσα αρπαγή των νετρονίων.

Μια από τις συνήθεις αντιδράσεις των νετρονίων είναι εκείνες όπου ο σύνθετος πυρήνας κατά την αποδιέγερση εκπέμπει φωτόνια (ακτινοβολία γ). Οι αντιδράσεις αυτού του τύπου συμβολίζονται ως (n,γ) αντιδράσεις και είναι της μορφής:



όπου $(A+1, Z)^*$ είναι ο σύνθετος πυρήνας.

Ο πυρήνας $(A+1,Z)$ που σχηματίζεται ανήκει συνήθως στην κατηγορία των β^- ραδιενεργών πυρήνων και διασπάται ως ακολούθως:



Παράδειγμα (n,γ) αντίδρασης είναι το παρακάτω.

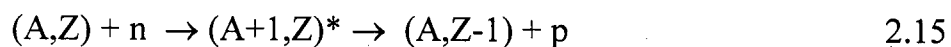


Το σχηματιζόμενο ισότοπο ^{116}In είναι β^- ραδιενεργό με χρόνο ημιζωής 54 min:



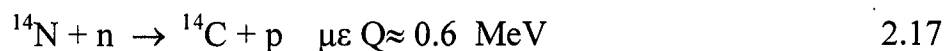
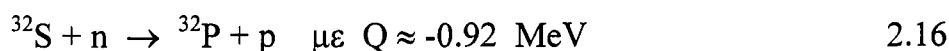
β) αντιδράσεις εκπομπής πρωτονίου (n,p)

Οι αντιδράσεις (n,p) προκαλούνται από νετρόνια με ενέργειες από 0.5 MeV έως περίπου 20 MeV.



Το Q των αντιδράσεων είναι συνήθως αρνητικό (ενδόθερμες αντιδράσεις), ενώ σε ορισμένες αντιδράσεις μπορεί να είναι και θετικό (εξώθερμες αντιδράσεις).

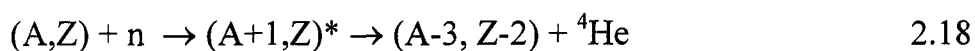
Παραδείγματα (n,p) αντιδράσεων είναι τα παρακάτω:



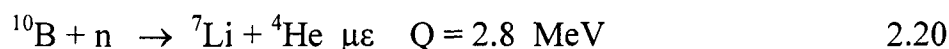
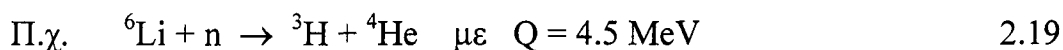
Ο ^{32}P και ο ^{12}C είναι β^- ραδιενεργά ισότοπα με χρόνους ημιζωής περίπου 14d και 5730y αντίστοιχα.

γ) αντιδράσεις (n,α)

Οι αντιδράσεις (n,α) είναι του τύπου:

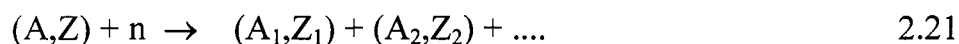


Οι αντιδράσεις αυτές είναι συνήθως ενδόθερμες ($Q < 0$) και γίνονται με ταχέα νετρόνια. Σε κάποιες περιπτώσεις όμως οι αντιδράσεις είναι εξώθερμες και μπορούν να προκληθούν και από θερμικά νετρόνια.



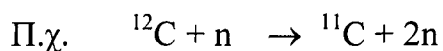
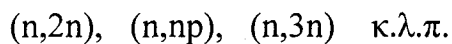
δ) αντιδράσεις σχάσης (n,f)

Αντιδράσεις σχάσης μπορούμε να πάρουμε κατά την αλληλεπίδραση θερμικών και ταχέων νετρονίων με βαρείς πυρήνες (Th, Pa, U, κ.α.).



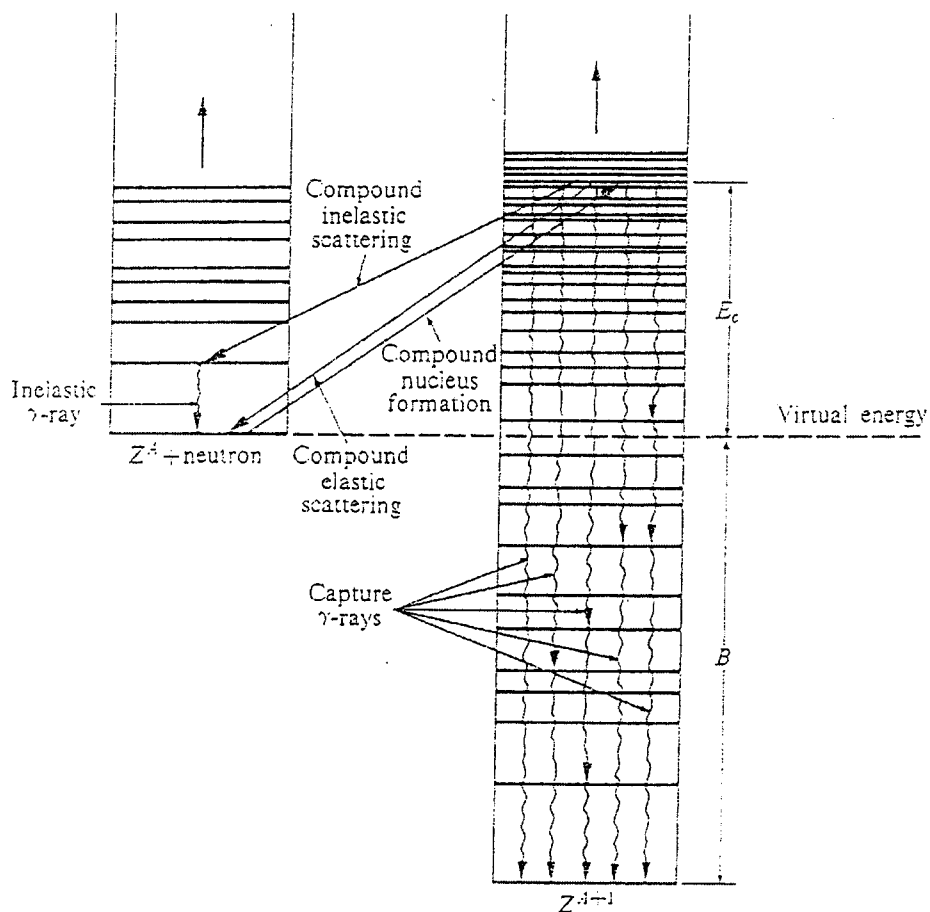
ε) αντιδράσεις παραγωγής δύο ή περισσότερων νουκλεονίων.

Για ενέργειες νετρονίων $E_n > 10 \text{ MeV}$ υπάρχει πιθανότητα να συμβούν οι ακόλουθες πυρηνικές αντιδράσεις:



στ) ημιαστική σκέδαση των νετρονίων.

Ένα νετρόνιο με ενέργεια $E_n > 0.1$ MeV είναι δυνατόν μετά τον σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα να τον εγκαταλείψει αφήνοντας ένα μέρος της ενέργειας του μέσα στον πυρήνα, ο οποίος θα βρεθεί σε διεγερμένη κατάσταση. Ο σύνθετος πυρήνας δεν εκπέμπει απαραίτητα το εισερχόμενο νετρόνιο. Η παραπάνω διαδικασία ονομάζεται ημιαστική σκέδαση. Στο σχήμα 2.3 βλέπουμε το ενεργειακό διάγραμμα της ημιαστικής και της ελαστικής σκέδασης καθώς και την διαδικασία του σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα



Σχήμα 2.3 Ενεργειακό διάγραμμα του σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα.

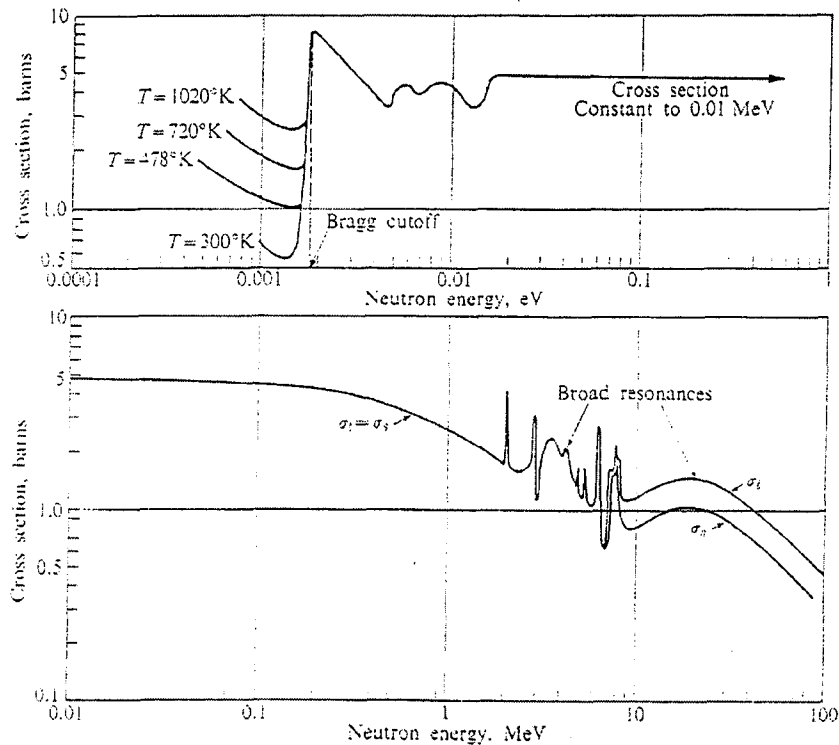
ζ) Ελαστική σκέδαση των νετρονίων.

Κατά την ελαστική σκέδαση ο πυρήνας παραμένει στην αρχική του κατάσταση και το νετρόνιο διατηρεί την αρχική του κινητική ενέργεια ως προς το σύστημα κέντρου μάζας.

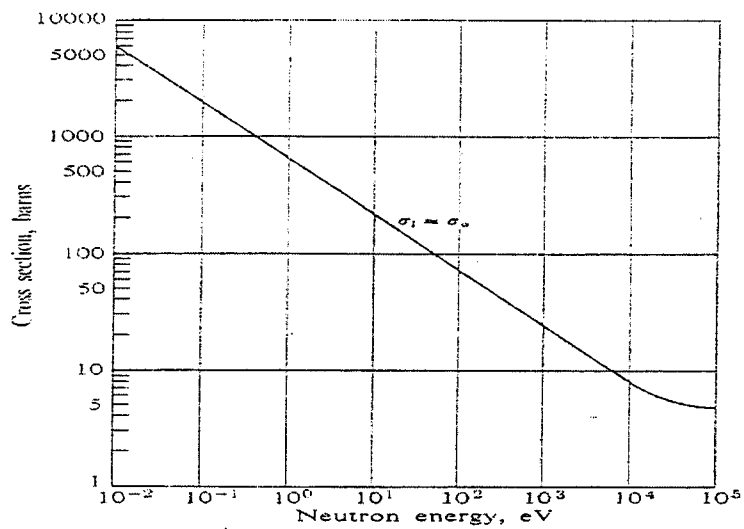
Ως προς το σύστημα του εργαστηρίου η ολική κινητική ενέργεια νετρονίου και πυρήνα διατηρείται. Ο πυρήνας ανακρούεται και το νετρόνιο χάνει ένα ποσό ενέργειας, που εξαρτάται ισχυρά από την μάζα του πυρήνα.

Η ελαστική σκέδαση όπως θα δούμε παρακάτω, είναι πολύ σημαντική στον υποβιβασμό της ενέργειας των νετρονίων και στην λειτουργία των πυρηνικών αντιδραστήρων.

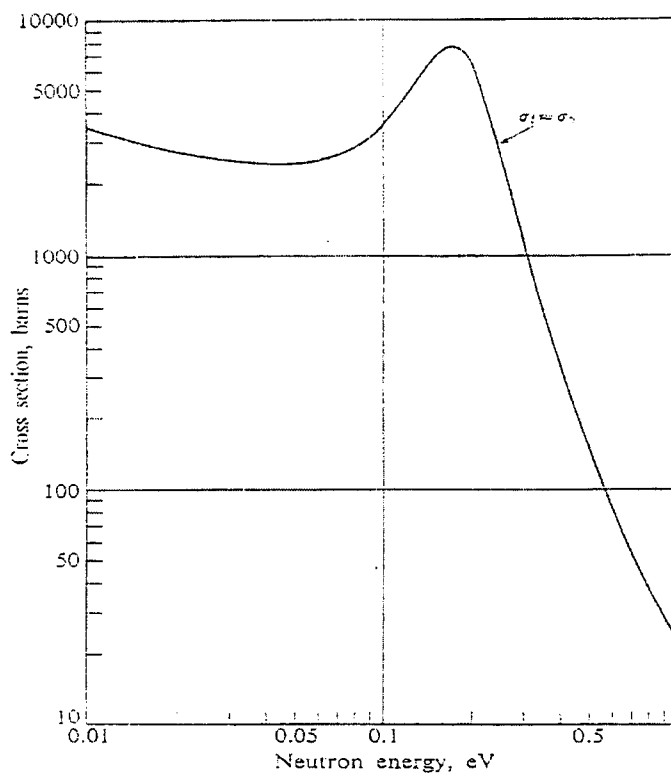
Στα σχήματα 2.4, 2.5, 2.6 και 2.7 βλέπουμε τις ενεργές διατομές διαφόρων αντιδράσεων των νετρονίων.



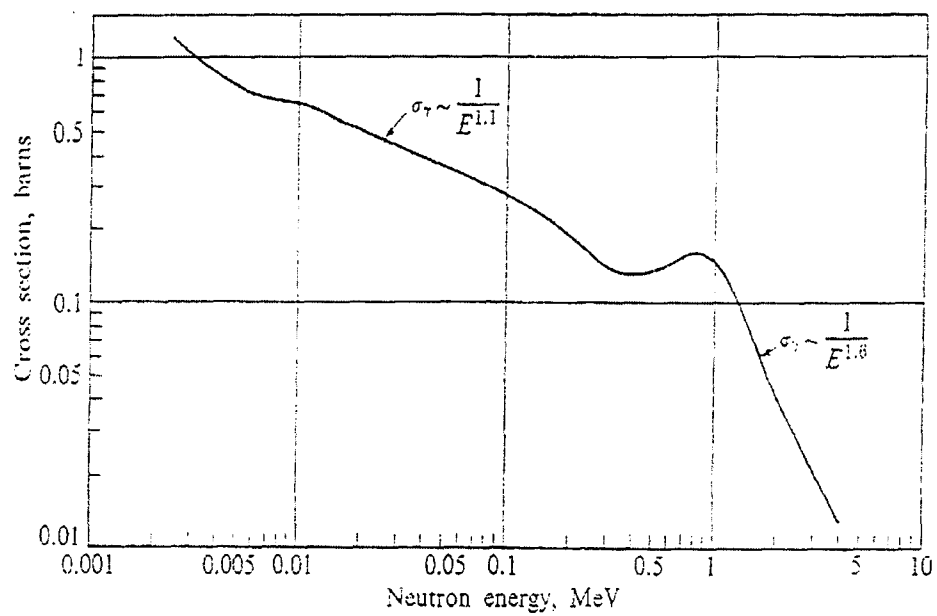
Σχήμα 2.4. Ενεργός διατομή ολική και ελαστικής σκέδασης για τον C^{12}



Σχήμα 2.5. Ολική ενεργός διατομή του B^{10}



Σχήμα 2.6. Ολική ενεργός διατομή του Cd.



Σχήμα 2.7. Ενεργός διατομή (n,γ) του U^{238} .

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΕΠΙΒΡΑΔΥΝΣΗ ΤΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

3.1. Υποβιβασμός της ενέργειας των νετρονίων.

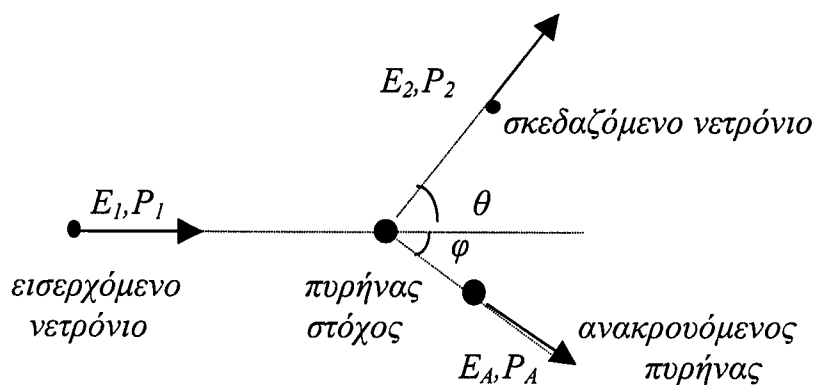
Η διαδικασία του υποβιβασμού της ενέργειας των νετρονίων, που προέρχονται από την σχάση ή από άλλη πηγή νετρονίων, γνωστή ως επιβράδυνση, μπορεί να προέλθει από ημιαστικές και ελαστικές σκεδάσεις με διάφορους πυρήνες. Σε έναν αντιδραστήρα οι ημιαστικές σκεδάσεις είναι σημαντικές κυρίως σε συγκρούσεις νετρονίων με βαρέα στοιχεία, όπως ο σίδηρος και το ουράνιο.

Στους αντιδραστήρες, στους οποίους ο μεγαλύτερος αριθμός των σχάσεων προκαλείται από νετρόνια χαμηλών ενεργειών, είναι αναγκαίο να χρησιμοποιήσουμε ως επιβραδυντές υλικά με μικρό μαζικό αριθμό. Οι πυρήνες των υλικών αυτών λειτουργούν ως στόχοι ελαστικών σκεδάσεων. Όπως θα δείξουμε παρακάτω όσο ελαφρύτεροι είναι οι πυρήνες - στόχοι, τόσο μεγαλύτερη είναι η απώλεια ενέργειας των νετρονίων.

Επειδή σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα η επιβράδυνση των νετρονίων γίνεται κατά κύριο λόγο μέσω ελαστικών σκεδάσεων, θα μελετήσουμε ειδικότερα την διαδικασία αυτή. Για την μαθηματική ανάλυση της ελαστικής σκέδασης, θα υποθέσουμε ότι τόσο τα νετρόνια όσο και οι πυρήνες είναι μικρές σφαίρες, οι οποίες συγκρούονται ελαστικά με βάση τις αρχές της κλασικής μηχανικής.

Όταν τα νετρόνια σκεδάζονται ελαστικά από έναν ακίνητο πυρήνα, ο πυρήνας ανακρούεται και η κινητική ενέργεια του νετρονίου μειώνεται τόσο, όση είναι η ενέργεια του ανακρουόμενου πυρήνα.

Έστω E_1, P_1 και E_2, P_2 η κινητική ενέργεια και η ορμή του νετρονίου πριν και μετά την σκέδαση, αντίστοιχα. Έστω, επίσης E_A και P_A η ενέργεια και η ορμή του ανακρουόμενου πυρήνα, ο οποίος αρχικά θεωρείται ότι βρίσκεται σε ηρεμία. Τα νετρόνια σκεδάζονται σε γωνία θ και ο πυρήνας ανακρούεται σε γωνία φ (σχήμα 3.1).



Σχήμα 3.1. Ελαστική σκέδαση νετρονίου σε πρήνα.

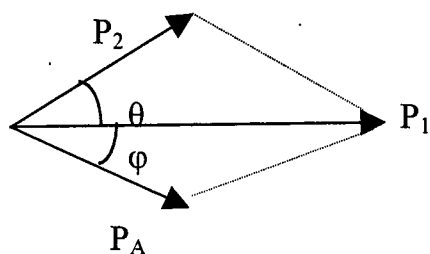
Σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ενέργειας και την αρχή διατήρησης της ορμής θα έχουμε:

$$E_1 = E_2 + E_A \quad 3.1$$

$$\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_A \quad 3.2$$

Από την διανυσματική ανάλυση της ορμής βρίσκουμε (σχήμα 3.2).

$$P_A^2 = P_1^2 + P_2^2 - 2P_1P_2\cos\theta \quad 3.3$$



Σχήμα 3.2. Διανυσματικό διάγραμμα της διατήρησης της ορμής.

Από την κλασική μηχανική γνωρίζουμε ότι:

$$P_A = \sqrt{2E_A M} \quad 3.4$$

$$P_1 = \sqrt{2E_1 m} \quad 3.5$$

$$P_2 = \sqrt{2E_2 m} \quad 3.6$$

όπου M και m είναι οι μάζες του πυρήνα και του νετρονίου αντίστοιχα. Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3.4), (3.5) και (3.6) στην (3.3) έχουμε:

$$ME_A = mE_1 + mE_2 - 2m\sqrt{E_1 E_2} \cos\theta \quad 3.7$$

Επειδή $\frac{M}{m} = A$

όπου A ο μαζικός αριθμός του πυρήνα, η σχέση (3.7) γίνεται:

$$AE_A = E_1 + E_2 - \sqrt{E_1 E_2} \cos\theta \quad 3.8$$

Από την (3.1). βρίσκουμε:

$$E_A = E_1 - E_2$$

Αντικαθιστώντας το E_A στην (3.8) βρίσκουμε:

$$(A+1)E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos\theta - (A-1)E_1 = 0 \quad 3.9$$

Η σχέση (3.9) είναι εξίσωση δευτέρου βαθμού ως προς το $\sqrt{E_2}$ και έχει λύση

$$E_2 = \frac{E_1}{(A+1)^2} \left[\cos\theta + \sqrt{A^2 - \eta\mu^2\theta} \right]^2 \quad 3.10$$

Από την σχέση (3.10) μπορούμε να εξάγουμε σημαντικά συμπεράσματα για την απώλεια ενέργειας των νετρονίων κατά τις ελαστικές σκεδάσεις.

$$\text{Εάν } \theta=0 \text{ τότε } E_2 = E_1$$

Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει απώλεια ενέργειας για το νετρόνιο.

Η μεγαλύτερη απώλεια ενέργειας για το νετρόνιο συμβαίνει στην περίπτωση που είναι $\theta=\pi$. Αυτό ισχύει για κάθε πυρήνα με $A>1$. Η περίπτωση του πρωτονίου αποτελεί εξαίρεση και θα εξεταστεί ξεχωριστά.

Για $\theta=\pi$ από τη σχέση (3.10) προκύπτει:

$$(E_2)_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_1 \quad 3.11$$

Ορίζουμε ως *παράμετρο κρούσης* α τον όρο

$$\alpha \equiv \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad 3.12$$

$$\text{οπότε η σχέση (3.1) γίνεται: } (E_2)_{\min} = \alpha E_1 \quad 3.13$$

Στον πίνακα (3.1) βλέπουμε την παράμετρο κρούσεις διαφόρων υλικών.

Η σκέδαση του νετρονίου σε υδρογόνο αποτελεί ξεχωριστή περίπτωση επειδή οι μάζες του νετρονίου και του πρωτονίου είναι σχεδόν ίσες. Είναι εύκολο να αποδειχθεί με την κλασική μηχανική, ότι όταν μια σφαίρα συγκρούεται ελαστικά με άλλη σφαίρα ίσης μάζας, είναι αδύνατο να έχουμε σκέδαση με γωνία μεγαλύτερη από 90° .

Η μέγιστη απώλεια ενέργειας του νετρονίου κατά την σκέδασή του σε πρωτόνιο θα είναι για γωνία $\theta=\pi/2$, οπότε η σχέση (3.10) δίνει:

$$(E_2)_{\min} = 0$$

Καθώς το παραπάνω αποτέλεσμα μπορεί να εξαχθεί και από τη σχέση (3.11), βάζοντας $A=1$, συμπεραίνουμε ότι η σχέση αυτή καθώς η (3.12) θα ισχύουν για όλους ανεξαιρέτως τους πυρήνες, συμπεριλαμβανομένου και του Η.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1

υλικό	A	α	ξ	αριθμός συγκρούσεων μέχρι την θερμοποίηση
H	1	0	1.000	18.2
H ₂ O	-	-	0.920	19.8
D	2	0.111	0.725	25.1
D ₂ O	-	-	0.509	35.8
Be	9	0.640	0.209	86
C	12	0.716	0.158	114
O	16	0.779	0.120	152
Na	23	0.840	0.0825	221
Fe	56	0.931	0.0357	510
U	238	0.983	0.00838	2172

Η γωνιακή κατανομή των νετρονίων που σκεδάζονται είναι συνήθως ασύμμετρη και εξαρτάται από τον μαζικό αριθμό του πυρήνα.

Εάν το A είναι πολύ μεγάλο η γωνιακή κατανομή μπορεί να θεωρηθεί ως συμμετρική. Γενικά υπολογίζεται η μέση τιμή του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης θ σε συνάρτηση με τον μαζικό αριθμό A του πυρήνα.

$$\overline{\mu_0} = \overline{\cos\theta} = \frac{\int_0^{4\pi} \cos\theta \, d\Omega}{\int_0^{4\pi} d\Omega}$$

$$\overline{\mu_0} = \overline{\cos\theta} = \frac{2}{3A} \quad 3.14$$

Η μεγαλύτερη ασυμμετρία συμβαίνει στην περίπτωση του H (A=1) οπότε θα έχουμε:

$$\overline{\mu_0} = \overline{\cos\theta} = \frac{2}{3} \quad \text{ή} \quad \theta = 48^\circ$$

3.2 Μέση λογαριθμική μείωση της ενέργειας των νετρονίων

Το νετρόνιο κατά την κίνησή του μέσα σε ένα υλικό μέσο, υφίσταται μεγάλο αριθμό συγκρούσεων μέχρι τελικά να απορροφηθεί από κάποιον πυρήνα ή σπανιότερα να διασπαστεί. Είναι ενδιαφέρον να γνωρίζουμε την μέση απώλεια ενέργειας του νετρονίου από τις ελαστικές σκεδάσεις καθώς αυτές προεξάρχουν έναντι των άλλων αλληλεπιδράσεων. Για πρακτικούς λόγους, αντί της διαφοράς της ενέργειας του νετρονίου, υπολογίζουμε την μέση τιμή της λογαριθμικής μείωσης της ενέργειας ανά σκέδαση. Αυτή ορίζεται ως η μέση τιμή της διαφοράς $\ln E_1 - \ln E_2$ (ή $\ln \frac{E_1}{E_2}$), που E_1 είναι η ενέργεια του νετρονίου πριν την σκέδαση και E_2 η ενέργεια μετά την σκέδαση. Η παραπάνω ποσότητα συμβολίζεται με το γράμμα ξ και είναι:

$$\xi \equiv \overline{\Delta \ln E} = \overline{\ln E_1 - \ln E_2} = \overline{\ln \frac{E_1}{E_2}} \quad 3.15$$

Αποδεικνύεται ότι:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad 3.16$$

$$\text{ή} \quad \xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \quad 3.17$$

Από τη σχέση (3.16) βλέπουμε ότι το ξ είναι ανεξάρτητο της αρχικής ενέργειας των νετρονίων και εξαρτάται μόνο από τον μαζικό αριθμό των πυρήνων του υλικού μέσου. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι τα παραπάνω αποτελέσματα προϋποθέτουν ότι οι πυρήνες είναι σε ηρεμία. Στην πράξη όμως υπάρχει η κινητική ενέργεια λόγω των κινήσεων των πυρήνων, η οποία στην περίπτωση των ταχέων νετρονίων είναι ασήμαντη, ενώ για τα θερμικά νετρόνια πρέπει να λαμβάνεται σοβαρά υπ' όψιν.

Με την βοήθεια του ξ μπορούμε να υπολογίσουμε τον μέσο αριθμό των συγκρούσεων ενός νετρονίου αρχικής ενέργειας E_0 , μέχρι αυτό να υποβιβαστεί σε ενέργεια E_i .

Η ολική μεταβολή του λογαρίθμου της ενέργειας μετά από K_i συγκρούσεις θα είναι:

$$\ln E_0 - \ln E_i = \ln \frac{E_0}{E_i} \quad 3.18$$

Εξ ορισμού η μέση λογαριθμική μείωση για μία σύγκρουση είναι ξ . Άρα η ολική λογαριθμική μείωση για K_i συγκρούσεις θα είναι $K_i \xi$.
Δηλαδή:

$$K_i \xi = \ln \frac{E_0}{E_i} \quad \text{ή}$$

$$K_i = \frac{\ln \frac{E_0}{E_i}}{\xi} \quad 3.19$$

Σαν παράδειγμα ας υπολογίσουμε τον μέσο αριθμό των συγκρούσεων, ώστε ένα νετρόνιο αρχικής ενέργειας $E_0 = 2\text{MeV}$ να θερμοποιηθεί ($E_{\text{th}}=0.025\text{eV}$).

Από την σχέση (3.19) βρίσκουμε:

$$K = \frac{\ln\left(\frac{2 \times 10^6}{0.025}\right)}{\xi} = \frac{18.2}{\xi} \quad 3.20$$

Στον πίνακα 3.1 βλέπουμε τις τιμές του ξ και του K για διάφορα υλικά. Στην περίπτωση που ο επιβραδυντής δεν αποτελείται από ένα μόνο στοιχείο ορίζουμε το δραστικό ή μέσο ξ από τη σχέση:

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_i \Sigma_{si} \xi_i}{\sum_i \Sigma_{si}} \quad 3.21$$

όπου Σ_{si} είναι η μακροσκοπική ενεργός διατομή σκέδασης του πυρήνα i .

Επειδή $\Sigma_{si} = N_i \sigma_{si}$ όπου σ_{si} η μικροσκοπική ενεργός διατομή σκέδασης του πυρήνα i , και n_i το πλήθος των ατόμων του στοιχείου i ανά μονάδα όγκου, η σχέση 3.21 γίνεται:

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_i N_i \sigma_{si} \xi_i}{\sum_i N_i \sigma_{si}} \quad 3.22$$

Για παράδειγμα για το H_2O θα έχουμε:

$$\bar{\xi} = \frac{2\sigma_{s,H}\xi_H + \sigma_{s,O}\xi_O}{2\sigma_{s,H} + \sigma_{s,O}} \quad 3.23$$

3.3. Ισχύς επιβράδυνσης και λόγος επιβράδυνσης

Όπως δείξαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, το ξ είναι αντιστρόφως ανάλογο του αριθμού των συγκρούσεων, που απαιτούνται για την επιβράδυνση των ταχέων νετρονίων. Το ξ , λοιπόν, είναι ένα χαρακτηριστικό της ικανότητας επιβράδυνσης ενός υλικού μέσου. Καλός χαρακτηρίζεται ο επιβραδυντής με μεγάλη τιμή ξ , που σημαίνει μεγάλη απώλεια ενέργειας ενός νετρονίου ανά κρούση.

Σε έναν αντιδραστήρα μας ενδιαφέρει επίσης και ο συνολικός αριθμός των νετρονίων που θα επιβραδυνθούν, ο οποίος εξαρτάται από την πιθανότητα σκέδασης. Το γινόμενο $\xi\Sigma_s$ ονομάζεται *ισχύς επιβράδυνσης*, όπου Σ_s είναι η μακροσκοπική ενεργός διατομή σκέδασης του επιβραδυντή. Για μίγματα ή χημικές ενώσεις η ισχύς επιβράδυνσης είναι:

$$\overline{\xi\Sigma_s} = \frac{\sum_{i=1 \rightarrow \nu} \xi_i \Sigma_{s,i}}{\nu} = N(\nu_1 \sigma_{s1} \xi_1 + \nu_2 \sigma_{s2} \xi_2 + \dots + \nu_i \sigma_{s,i} \xi_i) \quad 3.24$$

όπου ν_i είναι ο αριθμός των ατόμων του στοιχείου i στο μόριο και N είναι ο αριθμός των μορίων ανά μονάδα όγκου του επιβραδυντή.

Η ισχύς επιβράδυνσης είναι προτιμότερη από το ξ για τον προσδιορισμό της ποιότητας ενός επιβραδυντή, καθόσον αυτή είναι ίση με ξ/λ_s (διότι $\Sigma_s = 1/\lambda_s$) και εκφράζει την μέση λογαριθμική μείωση της ενέργειας του νετρονίου ανά cm της διαδρομής του.

Η απορρόφηση νετρονίων από έναν επιβραδυντή είναι στοιχείο αρνητικό για την χρησιμοποίησή του σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα, όπου δεν επιθυμούμε να έχουμε απώλειες νετρονίων. Για παράδειγμα, το βόριο έχει μεγαλύτερη ισχύ επιβράδυνσης από τον άνθρακα, αλλά είναι εντελώς ακατάλληλο για επιβραδυντής λόγω της υψηλής απορρόφησης των νετρονίων, κυρίως δε των θερμικών.

Ορίζουμε λοιπόν μια άλλη ποσότητα, τον *λόγο επιβράδυνσης*, ο οποίος χαρακτηρίζει την δραστηριότητα ενός επιβραδυντή.

$$\text{λόγος επιβράδυνσης} \equiv \frac{\xi\Sigma_s}{\Sigma_a} \quad 3.25$$

Στον πίνακα 3.2. βλέπουμε τις τιμές της ισχύος επιβράδυνσης και τον λόγο επιβράδυνσης διαφόρων υλικών.

Πίνακας 3.2

υλικό	πυκνότητα gr/cm ³	$\xi\Sigma_s$ m ⁻¹	$\frac{\xi\Sigma_s}{\Sigma_{a,th}}$
H ₂ O	1	135	61
(CH ₂) _n	0.92	161	61
D ₂ O	1.1	18.8	5700
Be	1.84	15.5	125
BeO	2.96	12	170
C	1.60	6.1	205
He	0.000178	0.009	45
U	18.7	0.33	0.009

Όπως βλέπουμε από τον πίνακα 3.2 τα υλικά που περιέχουν μεγάλες ποσότητες υδρογόνου παρουσιάζουν την υψηλότερη ικανότητα επιβράδυνσης. Όμως η μεγάλη ενεργός διατομή σύλληψης των νετρονίων από το υδρογόνο καθιστά τον λόγο επιβράδυνσης πολύ χαμηλό.

Το βαρύ νερό (D₂O) έχει τα καλύτερα χαρακτηριστικά επιβράδυνσης, αν λάβουμε υπ' όψιν τόσο την ικανότητα επιβράδυνσης όσο και την ενεργό διατομή σύλληψης των νετρονίων. Το βαρύ νερό υπάρχει στο φυσικό νερό σε ποσοστό 0.015% και το κόστος παραγωγής του είναι πάρα πολύ υψηλό.

Ο άνθρακας είναι ο δεύτερος στη σειρά, μετά το D₂O, όσο αφορά την ικανότητα επιβράδυνσης των νετρονίων, διότι η μικρή του ισχύς επιβράδυνσης αντισταθμίζεται από την πολύ μικρή ενεργό διατομή σύλληψης. Το μεγάλο μειονέκτημα του άνθρακα κατά την χρήση του στους αντιδραστήρες, είναι το γεγονός, ότι είναι εύφλεκτος και μπορεί να προκαλέσει σοβαρά ατυχήματα σε περίπτωση ανάφλεξης, όπως συνέβη στον πυρηνικό αντιδραστήρα του Chernobyl το 1985.

3.4. ληθαργία

Σε πολλές περιπτώσεις είναι βολικότερο να εκφράζουμε την ενέργεια E ενός νετρονίου σε λογαριθμική κλίμακα, χρησιμοποιώντας την αδιάστατη ποσότητα u , η οποία ονομάζεται *ληθαργία*.

$$u \equiv \ln \frac{E_0}{E} \quad 3.26$$

Όπου E_0 είναι η αρχική ενέργεια του νετρονίου που αντιστοιχίζεται σε ληθαργία μηδέν. Η αρχική ενέργεια λαμβάνεται συνήθως ως η υψηλότερη τιμή σε ένα χώρο με νετρόνια, π.χ. περίπου 10 MeV για τα νετρόνια ενός πυρηνικού αντιδραστήρα, ώστε όλα τα νετρόνια να έχουν θετική ληθαργία. Όπως φαίνεται από τη σχέση (3.26), η ληθαργία ενός νετρονίου ενέργειας E , αυξάνει καθώς αυτό επιβραδύνεται.

Εάν u_1 είναι η ληθαργία ενός νετρονίου ενέργειας E_1 πριν από την ελαστική σκέδαση και u_2 η ληθαργία μετά την ελαστική σκέδαση του νετρονίου με ενέργεια E_2 , θα έχουμε για την μεταβολή της ληθαργίας:

$$u_2 - u_1 = \ln \frac{E_1}{E_2} \quad 3.27$$

Καθώς το ξ έχει ορισθεί ως η μέση τιμή του $\ln \frac{E_1}{E_2}$ συνάγεται ότι:

$$\xi = \overline{u_2 - u_1} = \overline{\Delta u} \quad 3.28$$

Έστω νετρόνιο αρχικής ενέργειας E_0 , το οποίο μετά από K_i συγκρούσεις έχει ενέργεια E_i . Η ληθαργία του νετρονίου u_i θα είναι:

$$u_i = \ln \frac{E_0}{E_i} \quad 3.29$$

$$\text{ή} \quad u_i = K_i \overline{\Delta u} \quad 3.30$$

Αντικαθιστώντας στην (3.30) την (3.28) έχουμε:

$$u_i = K_i \xi \quad 3.31$$

Από τις (3.31) και (3.29) βρίσκουμε:

$$K_i \xi = \ln \frac{E_0}{E_i} \quad 3.32$$

ή

$$K_i = \frac{\ln \frac{E_0}{E_i}}{\xi}$$

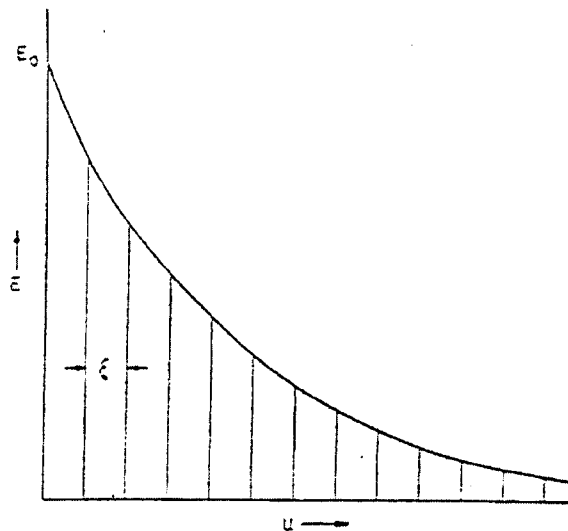
που είναι η σχέση (3.19)

ή

$$E_i = E_0 e^{-K_i \xi} \quad 3.33$$

που μας δίνει την ενέργεια ενός νετρονίου μετά από K_i συγκρούσεις μέσα σε επιβραδυντή.

Στο σχήμα 3.3 βλέπουμε την μεταβολή της ενέργειας ενός νετρονίου σε συνάρτηση με την ληθαργία u .



Σχήμα 3.3. Η μεταβολή της ενέργειας ενός νετρονίου σε συνάρτηση με την ληθαργία u .

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΔΙΑΧΥΣΗ ΤΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

4.1. Εισαγωγή

Σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα έχουμε παραγωγή νετρονίων από τις σχάσεις. Το πλήθος των σχάσεων, άρα και παραγόμενων νετρονίων, εξαρτάται από την μάζα και τον όγκο του πυρηνικού αντιδραστήρα. Τα παραγόμενα νετρόνια έχουν την δυνατότητα να απορροφηθούν, προκαλώντας σχάση ή κάποια άλλη πυρηνική αντίδραση, ή να διαφύγουν έξω από τον αντιδραστήρα.

Η γενική μορφή της εξίσωσης του πλήθους των νετρονίων στον αντιδραστήρα είναι:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{παραγωγή-διαφυγή} - \text{απορρόφηση} \quad 4.1$$

όπου n είναι η πυκνότητα των νετρονίων (νετρόνια ανά μονάδα όγκου) και $\frac{\partial n}{\partial t}$ είναι η μεταβολή της με το χρόνο.

Στην περίπτωση που το σύστημα βρίσκεται σε σταθερή κατάσταση, δηλαδή $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, η εξίσωση (4.1) γίνεται:

$$\text{παραγωγή} = \text{διαφυγή} + \text{απορρόφηση} \quad 4.2$$

Για να εξασφαλίσουμε την σωστή λειτουργία ενός πυρηνικού αντιδραστήρα θα πρέπει να γνωρίσουμε καλά τις τρεις παραμέτρους, δηλαδή, την παραγωγή την διαφυγή και την απορρόφηση των νετρονίων.

Ο υπολογισμός της παραγωγής νετρονίων από τις σχάσεις καθώς και της απορρόφησης των νετρονίων, γίνεται γνωρίζοντας καλά τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων των νετρονίων με τα υλικά του αντιδραστήρα.

Η διαφυγή των νετρονίων γίνεται μετά από πολλαπλές σκεδάσεις. Για τον υπολογισμό της διαφυγής των νετρονίων μπορούμε με ικανοποιητική ακρίβεια να εφαρμόσουμε τους νόμους της κλασικής μηχανικής.

Μετά από μία σκέδαση η διεύθυνση του σκευαζόμενου νετρονίου δεν είναι συγκεκριμένη, αλλά μπορεί να εκφραστεί με τους νόμους των πιθανοτήτων. Συνεπώς εάν θεωρήσουμε μεγάλο αριθμό νετρονίων τότε υπάρχει καθαρή μετακίνηση νετρονίων από περιοχές με μεγάλη πυκνότητα προς περιοχές με

μικρότερη πυκνότητα. Η μετακίνηση αυτή, η οποία χαρακτηρίζεται ως *διάχυση*, μπορεί να υπολογιστεί με σχετικά απλά μαθηματικά, τουλάχιστον σε πρώτη προσέγγιση.

Σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα τα νετρόνια που παράγονται από τις σχάσεις είναι ταχέα και χάνουν ενέργεια με συγκρούσεις μέσα στον επιβραδυντή. Κατά την διάρκεια του υποβιβασμού της ενέργειας τα νετρόνια μπορούν να διαφύγουν από τον αντιδραστήρα. Συνεπώς για την πλήρη ανάλυση της εξίσωσης 4.1. θα πρέπει να λάβουμε υπ'όψιν τόσο την ενεργειακή κατανομή των νετρονίων, όσο και την κατανομή τους στο χώρο.

Μετά την θερμοποίηση των νετρονίων, η οποία γίνεται αρκετά γρήγορα στους *θερμικούς αντιδραστήρες*, τα νετρόνια μετά από σύντομη διάχυση ή θα απορροφηθούν ή θα διαφύγουν από τον αντιδραστήρα.

Για την καλύτερη κατανόηση και ευκολότερη προσέγγιση στο πρόβλημα, θα μελετήσουμε αρχικά την διάχυση μονοενεργειακών νετρονίων (π.χ. θερμικών), όπου προεξάρχει η ελαστική σκέδαση.

4.2 Εξίσωση διάχυσης των νετρονίων

Ας θεωρήσουμε ένα σύστημα όπου η ροή των νετρονίων είναι Φ (νετρόνια/cm²). Η απορρόφηση των νετρονίων θα είναι:

$$\text{απορρόφηση} = \Sigma_a \Phi \quad 4.3$$

όπου Σ_a είναι η μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης των νετρονίων.

Η διαφυγή των νετρονίων θα δίνεται από την σχέση:

$$\text{διαφυγή νετρονίων (ανά cm}^3 \text{ και ανά sec)} = -D \nabla^2 \Phi$$

$$= -D \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)$$

4.4

όπου D είναι ο *συντελεστής διάχυσης* των νετρονίων, ο οποίος έχει διαστάσεις μήκους.

Εάν ισχύουν οι προϋποθέσεις, ώστε η θεωρία της διάχυσης των νετρονίων σε πρώτη προσέγγιση να είναι επιτρεπτή, τότε ο συντελεστής διάχυσης θα δίνεται από την σχέση:

$$D = \frac{1}{3(\Sigma_t - \Sigma_s \overline{\mu_0})} \quad 4.5$$

όπου Σ_t = η ολική μακροσκοπική ενεργός διατομή του υλικού μέσου για μονοενεργειακά νετρόνια.

Σ_s = η μακροσκοπική ενεργός διατομή σκέδασης του υλικού μέσου για μονοενεργειακά νετρόνια.

και $\overline{\mu_0}$ = το μέσο συνημίτονο της γωνίας σκέδασης του νετρονίου ανά σύγκρουση στο σύστημα του εργαστηρίου.

Εάν η απορρόφηση των νετρονίων είναι μικρή τότε: $\Sigma_t \approx \Sigma_s$ και η σχέση (4.5) γίνεται:

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s(1 - \overline{\mu_0})} = \frac{\lambda_s}{3(1 - \overline{\mu_0})} \quad 4.6$$

όπου $\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s}$ είναι μέση ελεύθερη διαδρομή σκέδασης.

Ορίζουμε ως *μέση ελεύθερη διαδρομή μεταφοράς* λ_{tr} τον όρο:

$$\lambda_{tr} \equiv \frac{1}{\Sigma_s(1 - \overline{\mu_0})} = \frac{\lambda_s}{(1 - \overline{\mu_0})} \quad 4.7$$

Σύμφωνα με την σχέση (4.7) θα είναι:

$$D = \frac{1}{3} \lambda_{tr} \quad 4.8$$

Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι $1/(1 - \overline{\mu_0})$ εκφράζει την ανισοτροπία στην σκέδαση των νετρονίων. Εάν η σκέδαση γίνεται σε βαρείς πυρήνες, τότε έχουμε ισότροπη κατανομή των νετρονίων (σφαιρική κατανομή στο σύστημα μέτρησης του εργαστηρίου) και ο όρος $1/(1 - \overline{\mu_0})$ πλησιάζει την μονάδα. Στην περίπτωση αυτή θα είναι $\lambda_s \approx \lambda_{tr}$.

Στην περίπτωση που ο επιβραδυντής αποτελείται (ως συνήθως) από ελαφρά υλικά (π.χ. H_2O , D_2O) τότε η ανισοτροπία είναι μεγάλη και πρέπει να ληφθεί σοβαρά υπ' όψιν ο όρος $\overline{\mu_0}$.

Σύμφωνα με τις σχέσεις (4.3) και (4.4) η (4.1) γίνεται:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi \quad 4.9$$

όπου $S =$ η παραγωγή των νετρονίων ανά cm^3 και ανά sec.

Η εξίσωση (4.9) λέγεται *εξίσωση διάχυσης* των νετρονίων και έχει βασική εφαρμογή στους θερμικούς αντιδραστήρες.

Εάν το σύστημα βρίσκεται σε σταθερή κατάσταση ($\frac{\partial n}{\partial t} = 0$) τότε η εξίσωση διάχυσης γίνεται:

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi + S = 0 \quad 4.10$$

Η διαφορική εξίσωση (4.10) μπορεί να επιλυθεί σε σημεία εκτός του χώρου παραγωγής νετρονίων, όπου θα είναι $S = 0$

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi = 0 \quad 4.11$$

$$\text{ή} \quad \nabla^2\Phi - \kappa^2\Phi = 0 \quad 4.12$$

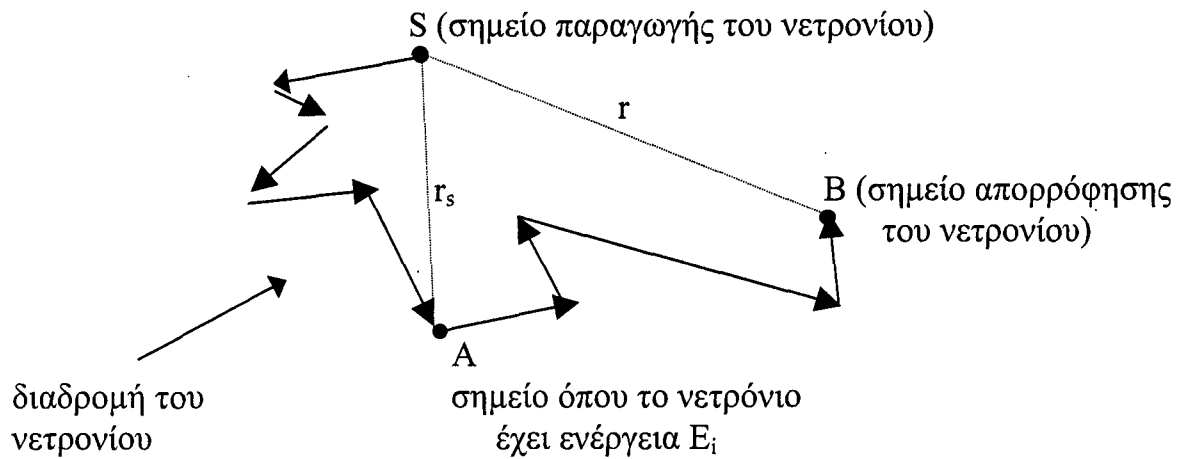
$$\text{όπου} \quad \kappa^2 \equiv \frac{\Sigma_a}{D} \quad 4.13$$

Επειδή το Σ_a έχει διαστάσεις μήκους⁽⁻¹⁾ και το D διαστάσεις μήκους το κ θα έχει διαστάσεις μήκους⁽⁻²⁾:

4.3 Μήκος διάχυσης, μήκος υποβιβασμού και μήκος μετανάστευσης.

Έστω ένα νετρόνιο την στιγμή της παραγωγής του σε ένα σημείο S του μέσου, ενέργειας E . Μετά από πολλαπλές σκεδάσεις το νετρόνιο θα χάσει ενέργεια και στο τέλος θα απορροφηθεί από έναν πυρήνα, εάν δεν μπορέσει να διαφύγει. Η απόσταση SB (σχήμα 4.2) από το σημείο παραγωγής μέχρι το σημείο απορρόφησης είναι r .

Στην περίπτωση που αναφερόμαστε σε πολλά νετρόνια παίρνουμε την μέση τιμή του τετραγώνου του r , ($\overline{r^2}$).



Σχήμα 4.2. Παράσταση της διαδρομής ενός νετρονίου μέσα σε υλικό μέσο.

Αποδεικνύεται ότι:

$$\overline{r^2} = \frac{6}{\kappa^2} \quad 4.14$$

Ορίζουμε σαν μήκος διάχυσης L την σχέση:

$$L \equiv \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} = \frac{1}{\kappa} \quad 4.15$$

ή

$$L^2 = \frac{1}{6} \overline{r^2} \quad 4.16$$

Αντικαθιστώντας στην σχέση (4.15) το D με το $1/3 \lambda_{tr}$ (4.8) βρίσκουμε:

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_{tr} \lambda_a}{3}} \quad 4.17$$

ή

$$L = \frac{1}{\sqrt{3\Sigma_r \Sigma_a}}$$

Η απόσταση SA από το σημείο παραγωγής S μέχρι το σημείο A όπου το νετρόνιο έχει μια καθορισμένη ενέργεια (π.χ. καθίσταται θερμικό), μετά από σκεδάσεις, ορίζεται ως r_s (σχήμα 4.1). Η μέση τιμή $\overline{r_s^2}$ για πολλά νετρόνια, αποδεικνύεται ότι είναι:

$$\overline{r_s^2} = 6\tau \quad 4.18$$

Ο όρος τ ονομάζεται **ηλικία Fermi** και έχει διαστάσεις επιφάνειας. Η τετραγωνική ρίζα, $\sqrt{\tau}$, ονομάζεται **μήκος υποβιβασμού** και έχει διαστάσεις μήκους.

Για ένα θερμικό νετρόνιο ηλικίας τ_{th} , το μήκος υποβιβασμού, $\sqrt{\tau_{th}}$, θα είναι ένα μέτρο της απόστασης από το σημείο παραγωγής του, μέχρι το σημείο που αυτό έχει γίνει θερμικό.

Για τα θερμικά νετρόνια, το L^2 , θα είναι ανάλογο του μέσου τετραγώνου ($\overline{r^2}$) της απόστασης, από το σημείο όπου το νετρόνιο παράγεται, μέχρι το σημείο όπου αυτό απορροφάται.

Δηλαδή:

r_s = απόσταση από το σημείο παραγωγής νετρονίου
έως το σημείο θερμοποίησης

r = απόσταση από το σημείο παραγωγής νετρονίου
έως το σημείο απορρόφησης

Για τα θερμικά νετρόνια ορίζουμε την **επιφάνεια μετανάστευσης** M^2 ως:

$$M^2 = L^2 + \tau \quad 4.19$$

και το **μήκος μετανάστευσης** ως:

$$M = \sqrt{L^2 + \tau} \quad 4.20$$

Στον πίνακα 4.1 βλέπουμε τα χαρακτηριστικά μήκη διαφόρων επιβραδυντών, για τα θερμικά νετρόνια:

ΠΙΝΑΚΑΣ 4.1

επιβραδυντής	ηλικία Fermi στους 20 ⁰ C θερμικών νετρονίων (cm ²)	μήκος διάχυσης L(cm)	μήκος υποβιβασμού $\sqrt{\tau}$ (cm)	μήκος μετανάστευσης M(cm)
H ₂ O	31	2.76	5.6	6.2
D ₂ O	120	100	11	101
Be	85	21	9.2	23
C	350	54.2	18.7	57

Το μήκος μετανάστευσης είναι πολύ σημαντική παράμετρος στον υπολογισμό του μεγέθους και το σχεδιασμό ενός κρίσιμου πυρηνικού αντιδραστήρα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΠΥΡΗΝΙΚΟΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑΣ ΚΑΙ ΚΡΙΣΙΜΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ

5.1. Πυρηνικός σταθμός παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας και ο πυρηνικός αντιδραστήρας

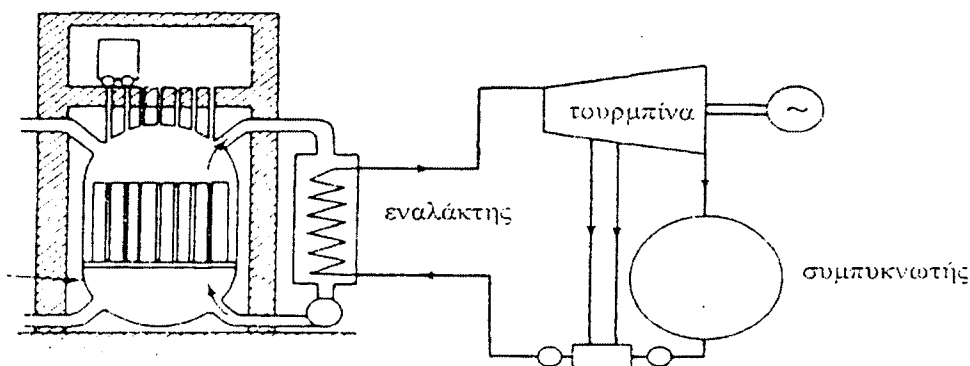
Ο πυρηνικός αντιδραστήρας είναι η «καρδιά» ενός πυρηνικού σταθμού παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας. Στον πυρηνικό αντιδραστήρα, μέσω της διαδικασίας της αλυσιδωτής πυρηνικής αντίδρασης, απελευθερώνεται πυρηνική ενέργεια η οποία μετατρέπεται σε θερμική.

Η θερμική ενέργεια απάγεται από τον πυρηνικό αντιδραστήρα μέσω ενός συστήματος ψύξης και μεταφέρεται σε τουρμπίνες όπου μετατρέπεται σε μηχανική ενέργεια (σχήμα 5.1). Οι τουρμπίνες θέτουν σε κίνηση τις ηλεκτρογεννήτριες οι οποίες τροφοδοτούν το δίκτυο με ηλεκτρικό ρεύμα. Η όλη διαδικασία ακολουθεί τις αρχές λειτουργίας μιας θερμικής μηχανής και η παραγόμενη ηλεκτρική ενέργεια θα είναι:

$$W = Q_R - Q_C \quad 5.1$$

όπου Q_R είναι η θερμική ενέργεια που παρέχει ο αντιδραστήρας και Q_C η θερμική ενέργεια που αποβάλλεται στον συμπυκνωτή.

Πυρηνικός αντιδραστήρας



Σχήμα 5.1 Σχέδιο ενός τυπικού πυρηνικού σταθμού παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας.

Η απόδοση του πυρηνικού σταθμού θα είναι περίπου:

$$\eta = 1 - \frac{Q_C}{Q_R} \quad 5.2$$

Η απόδοση εξαρτάται από πολλές παραμέτρους εκ των οποίων πολύ σημαντική είναι η θερμοκρασία του ατμού που εισέρχεται στην τουρμπίνα T_1 και η θερμοκρασία του συμπυκνωτή T_c . Η απόδοση αυξάνει όταν αυξάνεται η θερμοκρασία T_1 και όταν ελαττώνεται η θερμοκρασία T_c .

Σε έναν πυρηνικό σταθμό η θερμοκρασία T_c εξαρτάται από τις συνθήκες του περιβάλλοντος, όπως η θερμοκρασία του αέρα ή η θερμοκρασία του νερού ψύξης του συμπυκνωτή. Συνήθως οι πυρηνικοί σταθμοί στήνονται δίπλα σε θάλασσα, λίμνες ή μεγάλους ποταμούς όπου υπάρχει άφθονο νερό για την ψύξη.

Αυτό που μπορούμε να κάνουμε για να αυξήσουμε την απόδοση είναι η αύξηση της θερμοκρασίας T_1 , η οποία όμως περιορίζεται από την αντοχή των υλικών και την ασφάλεια λειτουργίας του αντιδραστήρα.

Κατά την διάρκεια της λειτουργίας ενός αντιδραστήρα μεγάλα ποσά θερμότητας αποβάλλονται από τον συμπυκνωτή. Όταν ο συμπυκνωτής ψύχεται από τα νερά π.χ. μιας λίμνης είναι δυνατό να έχουμε επιπτώσεις στο περιβάλλον εξαιτίας της αύξησης της θερμοκρασίας του νερού. Το φαινόμενο αυτό καλείται **θερμική μόλυνση** και εξετάζεται σοβαρά πριν την εγκατάσταση ενός πυρηνικού σταθμού σε μια περιοχή. Για να ελαττωθεί η θερμική μόλυνση συνήθως χτίζονται ογκώδεις και υψηλοί πύργοι όπου απάγεται η θερμότητα ψύξης του συμπυκνωτή, μεγάλο μέρος της οποίας διοχετεύεται στην ατμόσφαιρα.

Πριν προχωρήσουμε στην εξέταση των διαφόρων τύπων πυρηνικών αντιδραστήρων θα ήταν χρήσιμο να δούμε τα βασικά μέρη ενός τυπικού πυρηνικού αντιδραστήρα. Όπως φαίνεται στο σχήμα 5.2 ένας πυρηνικός αντιδραστήρας αποτελείται από τα εξής κύρια μέρη:

α) Τον πυρήνα, ο οποίος περιέχει:

- i) τα πυρηνικά καύσιμα
- ii) τον επιβραδυντή
- iii) το ψυκτικό
- iv) τον ανακλαστήρα

β) τις ράβδους ελέγχου

γ) την δεξαμενή υψηλής πίεσης

δ) την θωράκιση προστασίας

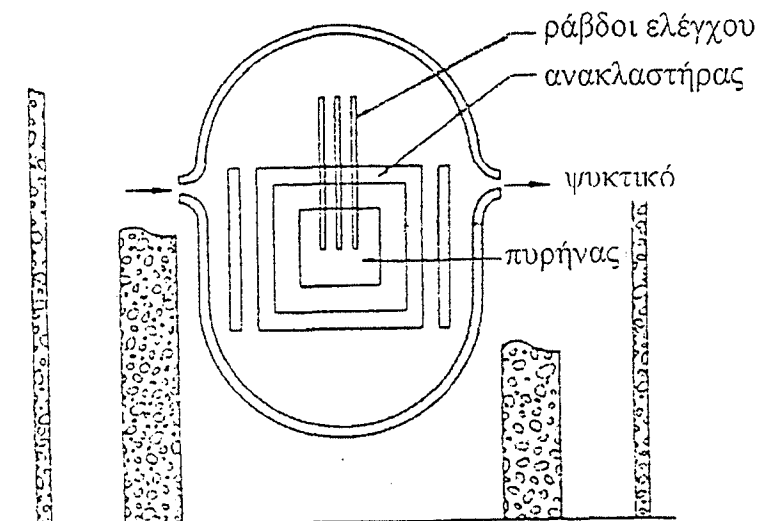
Ο πυρήνας αποτελεί το κεντρικό μέρος του αντιδραστήρα και περιέχει το καύσιμο υλικό και τον επιβραδυντή.

Το καύσιμο αποτελείται από σχάσιμα ισότοπα τα οποία είτε βρίσκονται στην φύση είτε παράγονται κατά την διάρκεια της λειτουργίας του αντιδραστήρα.

Οι περισσότεροι αντιδραστήρες που είναι σε λειτουργία σήμερα στον κόσμο χρησιμοποιούν ως καύσιμο κυρίως το ουράνιο (U). Στο φυσικό ουράνιο η ισοτοπική αναλογία είναι η εξής:

U^{238}	99.28
U^{235}	0.714%
U^{234}	0.006%

Επειδή το σχάσιμο ισότοπο (U^{235}) είναι πολύ λίγο, συνήθως το καύσιμο υλικό εμπλουτίζεται ώστε να περιέχει περίπου 2-3% U^{235} .



Σχήμα 5.2. Σχηματική παράσταση ενός πυρηνικού αντιδραστήρα.

Κατά την διάρκεια λειτουργίας του αντιδραστήρα παράγονται μεγάλες ποσότητες Pu^{239} μέσω πυρηνικών αντιδράσεων του U^{238} . Το Pu^{239} μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως καύσιμο όπως και το U^{235} .

Ο επιβραδυντής, ο οποίος χρησιμοποιείται κυρίως στους θερμικούς αντιδραστήρες, θερμοποιεί τα ταχέα νετρόνια τα οποία παράγονται κατά την

σχάση. Ο υποβιβασμός της ενέργειας των νετρονίων γίνεται ευκολότερος όταν ο επιβραδυντής περιέχει ελαφρούς πυρήνες.

Το ελαφρύ νερό (H_2O), το βαρύ νερό (D_2O) και ο γραφίτης χρησιμοποιούνται συχνά ως επιβραδυντές. Το Be καθώς και το BeO Ύ+ουν χρησιμοποιηθεί περιστασιακά λόγω του υψηλού κόστους.

Το σύστημα ψύξης μεταφέρει την θερμότητα από τον πυρήνα και τα άλλα θερμαινόμενα μέρη του αντιδραστήρα στις τουρμπίνες για παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Το νερό, το βαρύ νερό καθώς και διάφορα αέρια (π.χ. CO_2) χρησιμοποιούνται κυρίως σε θερμικούς αντιδραστήρες για το σύστημα ψύξης.

Στους αντιδραστήρες ταχέων νετρονίων το νερό και το βαρύ νερό είναι ακατάλληλα για το σύστημα ψύξης επειδή παράλληλα λειτουργούν και ως επιβραδυντές των νετρονίων. Η επιβράδυνση των νετρονίων είναι ανεπιθύμητη στους αντιδραστήρες ταχέων νετρονίων διότι θέλουμε να κρατήσουμε τα νετρόνια σε υψηλές σχετικά ενέργειες. Στους αντιδραστήρες αυτού του τύπου στο σύστημα ψύξης χρησιμοποιείται κυρίως υγρό μεταλλικό Na που είναι πολύ καλό υλικό για την μεταφορά της θερμότητας, χωρίς να επιβραδύνει σημαντικά τα νετρόνια.

Ο ανακλαστής υπάρχει γύρω από τον πυρήνα του αντιδραστήρα. Η λειτουργία του ανακλαστή είναι η ακόλουθη:

Κατά την λειτουργία του αντιδραστήρα τα παραγόμενα νετρόνια από την αλυσιδωτή πυρηνική αντίδραση υφίστανται πολλαπλές σκεδάσεις μέχρι να θερμοποιηθούν. Ένα μέρος των νετρονίων διαφεύγει εκτός του πυρήνα με αποτέλεσμα να ελαττώνεται ο αριθμός των πυρηνικών αντιδράσεων καθώς και η κρισιμότητα του αντιδραστήρα. Εάν όμως τοποθετήσουμε ένα παχύ στρώμα από επιβραδύνων υλικό γύρω από τον πυρήνα του αντιδραστήρα (τον ανακλαστήρα), τότε ένα σημαντικό ποσοστό των νετρονίων που θα είχαν διαφύγει, σκεδαζόμενα στον ανακλαστήρα επιστρέφουν στον πυρήνα αυξάνοντας τον αριθμό των σχάσεων.

Οι ράβδοι ελέγχου είναι συνήθως κυλινδρικού σχήματος ή σε μορφή φύλλων. Αποτελούνται από υλικά τα οποία έχουν μεγάλη ενεργό διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων και μπορούν να μετακινούνται μηχανικά. Όταν οι ράβδοι βυθίζονται μειώνεται η ισχύς του αντιδραστήρα ώσπου σταματά η λειτουργία του. Όταν οι ράβδοι εξέρχονται σταδιακά ο αντιδραστήρας ξεκινά την λειτουργία του ώσπου να φτάσει στην επιθυμητή ισχύ. Μεταβάλλοντας την θέση των ράβδων απορρόφησης μπορούμε να εξασφαλίσουμε λειτουργία του αντιδραστήρα με σταθερή ισχύ για μεγάλα χρονικά διαστήματα. Τα συνηθισμένα υλικά που χρησιμοποιούνται για τις ράβδους ελέγχου είναι το βόριο, το χάφνιο και το κάδμιο.

Η δεξαμενή υψηλής πίεσης που περιέχει τον πυρήνα του αντιδραστήρα είναι από υλικό υψηλής αντοχής σε θερμική καταπόνηση και υψηλές πιέσεις. Οι θερμοκρασίες που αναπτύσσονται από τις σχάσεις είναι πολύ υψηλές. Επίσης από τα παράγωγα των σχάσεων εκπέμπεται ακτινοβολία γ η οποία απορροφώμενη από τα διάφορα υλικά συντελεί σημαντικά στην επιπλέον αύξηση της θερμοκρασίας. Για την προστασία της δεξαμενής από την ακτινοβολία γ , τοποθετείται στα εσωτερικά τοιχώματα παχύ στρώμα συνήθως από ατσάλι που απορροφά ισχυρά την ακτινοβολία γ και παράλληλα ψύχεται.

Για **την προστασία** του προσωπικού του πυρηνικού σταθμού ο αντιδραστήρας θωρακίζεται με υλικά κατάλληλα για την απορρόφηση της ακτινοβολίας γ καθώς και την απορρόφηση των διαφυγόντων νετρονίων. Το μπετόν είναι ένα πολύ καλό υλικό για τέτοιου είδους προστασία.

Σε συνθήκες ομαλής λειτουργίας του αντιδραστήρα η διαφυγή ραδιενεργών αερίων στο περιβάλλον είναι αμελητέα. Εάν όμως λόγω ατυχήματος συμβεί κάποια ρωγμή στον αντιδραστήρα υπάρχει κίνδυνος διαφυγής ραδιενεργών αερίων στην ατμόσφαιρα. Για την προστασία του γενικού πληθυσμού ο αντιδραστήρας στήνεται μέσα σε πολύ ογκώδη και ισχυρά κτίρια ώστε τα όποια διαφυγόντα ραδιενεργά αέρια να εγκλωβίζονται μέσα στο κτίριο χωρίς να μολύνεται η ατμόσφαιρα.

Τέλος γύρω από κάθε αντιδραστήρα υπάρχουν συστήματα ασφαλείας έτοιμα να διακόψουν την λειτουργία του αντιδραστήρα σε περίπτωση βλάβης και να περιορίσουν την μόλυνση.

5.2. Πυρηνικοί Αντιδραστήρες Ισχύος

Στην σχετικά μικρή ιστορία από την ανακάλυψη της πυρηνικής ενέργειας έχουν σχεδιαστεί πολλοί τύποι πυρηνικών αντιδραστήρων. Σε όλους σχεδόν τους τύπους των πυρηνικών αντιδραστήρων ο στόχος είναι η εκμετάλλευση της θερμικής ενέργειας, που εκλύεται κατά την σχάση του ^{235}U , για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας.

Όμως η μικρή ποσότητα του ^{235}U που υπάρχει στην φύση ανάγκασε τους ερευνητές να στραφούν στην σχεδίαση νέων τύπων αντιδραστήρων τους αναπαραγωγικούς, που λειτουργούν με καύσιμα όπως το ^{238}U ή το ^{232}Th που υπάρχουν σε μεγάλες σχετικά ποσότητες στην φύση. Οι σπουδαιότεροι τύποι πυρηνικών αντιδραστήρων που βρίσκονται σε λειτουργία στον κόσμο σήμερα είναι οι ακόλουθοι:

i). Αντιδραστήρες ελαφρού ύδατος (*Light-Water Reactors*)

Οι πρώτοι αντιδραστήρες ισχύος που χρησιμοποιήθηκαν εμπορικά για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας είναι οι λεγόμενοι θερμικοί αντιδραστήρες. Ονομάζονται «θερμικοί αντιδραστήρες» διότι η λειτουργία τους στηρίζεται στην θερμοποίηση των νετρονίων του αντιδραστήρα και στην σχάση με θερμικά νετρόνια του ^{235}U .

Στους αντιδραστήρες ελαφρού ύδατος η επιβράδυνση των νετρονίων καθώς και η ψύξη του αντιδραστήρα γίνεται με φυσικό νερό. Το φυσικό νερό έχει δύο πολύ σπουδαίες για την λειτουργία του αντιδραστήρα ιδιότητες. Πρώτον είναι ένας πολύ καλός επιβραδυντής νετρονίων και δεύτερον έχει πολύ καλές θερμοδυναμικές ιδιότητες επιτρέποντας την μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε μηχανική, μέσω της δημιουργίας ατμού.

Ανάλογα με την διαδικασία μετατροπής της θερμικής ενέργειας σε ηλεκτρική, οι αντιδραστήρες κατατάσσονται σε δύο τύπους:

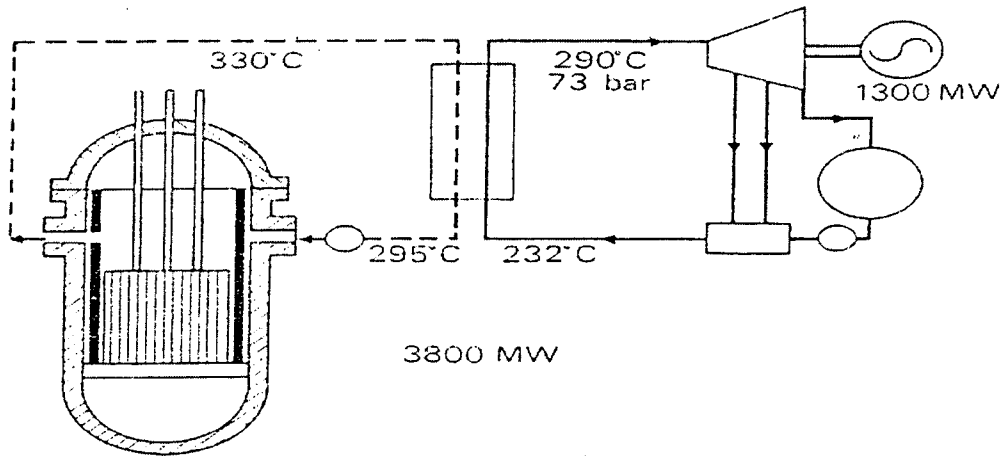
α) αντιδραστήρες πιεσμένου ύδατος (pressurized-water reactors, PWR) και

β) αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος (boiling-water reactors, BWR).

α) Αντιδραστήρες πιεσμένου ύδατος.

Στους αντιδραστήρες πιεσμένου ύδατος το νερό βρίσκεται πάντοτε σε υγρή κατάσταση και σε υψηλή θερμοκρασία (300°C). Για τον λόγο αυτό η πίεση του ύδατος στον αντιδραστήρα είναι πολύ υψηλή (100-240 Atm). Η παραγωγή ατμού, για την κίνηση των τουρμπινών που παράγουν την ηλεκτρική ενέργεια, γίνεται έμμεσα σε εναλλαχτεί που ονομάζεται γεννήτρια ατμού. Το νερό εισέρχεται από τον πυθμένα του αντιδραστήρα, και εξέρχεται με αυξημένη θερμοκρασία από το πάνω μέρος του αντιδραστήρα. Έτσι απάγει θερμική ενέργεια από τον αντιδραστήρα και ταυτόχρονα τον ψύχει. Το καύσιμο των αντιδραστήρων φυσικού ύδατος είναι ελαφρά εμπλουτισμένο σε ^{235}U (2-4%) και είναι σε μορφή UO_2 .

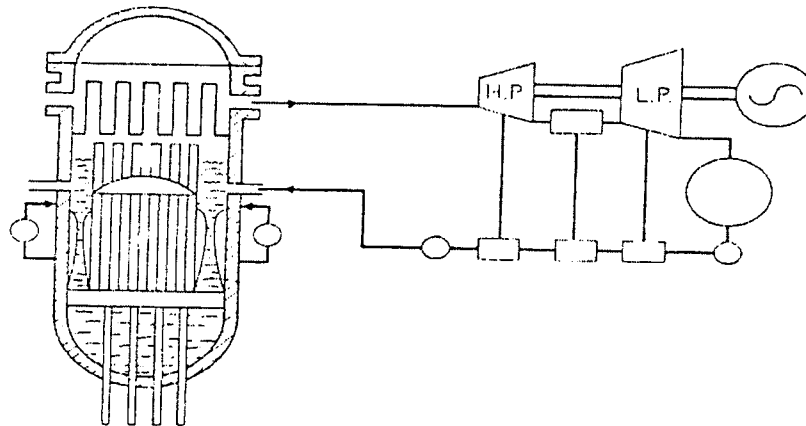
Επειδή όπως αναφέρθηκε, το νερό είναι πολύ καλός επιβραδυντής οι αντιδραστήρες του τύπου αυτού μπορούν να λειτουργήσουν ακόμη και σε πολύ μικρές διαστάσεις, ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την κίνηση πλοίων και υποβρυχίων. Στον περιορισμό του μεγέθους συμβάλει και η αύξηση της περιεκτικότητας του καύσιμου σε ^{235}U , που μπορεί να φτάσει και μέχρι το 90%. Τέτοιοι αντιδραστήρες είναι όμως πολύ υψηλού κόστους και δεν χρησιμοποιούνται για λειτουργία σταθμών παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας.



Σχήμα 5.3. Πυρηνικός αντιδραστήρας πιεσμένου ύδατος.

β) Αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος

Στους αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος, που λειτουργούν από το 1960, η κίνηση των τουρμπινών γίνεται με ατμούς που παράγονται απ'ευθείας από το νερό που ψύχει τον αντιδραστήρα, χωρίς την μεσολάβηση εναλλάκτη (σχήμα 2.2).



Σχήμα 5.4. Πυρηνικός αντιδραστήρας ζέοντος ύδατος.

Η απουσία του εναλλάκτη περιορίζει το εμπορικό κόστος της πυρηνικής μονάδας παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας.

Επίσης η ύπαρξη ατμού επιτρέπει την ελάττωση της πίεσης του αντιδραστήρα ζέοντος ύδατος περίπου στο μισό της πίεσης του αντιδραστήρα πιεσμένου ύδατος. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την ελάττωση του πάχους θωράκισης του αντιδραστήρα ζέοντος ύδατος και την μείωση του κόστους παραγωγής.

Η πυκνότητα ισχύος (watts/cm^3) στους αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος είναι μικρότερη σε σχέση με τους αντιδραστήρες πιεσμένου ύδατος, γεγονός που επιβάλλει μεγαλύτερο μέγεθος, για την παραγωγή ίδιας ισχύος.

Το καύσιμο των αντιδραστήρων ζέοντος ύδατος είναι ελαφρά εμπλουτισμένο UO_2 .

ii). Αντιδραστήρες φυσικού ύδατος με επιβραδυντή γραφίτη

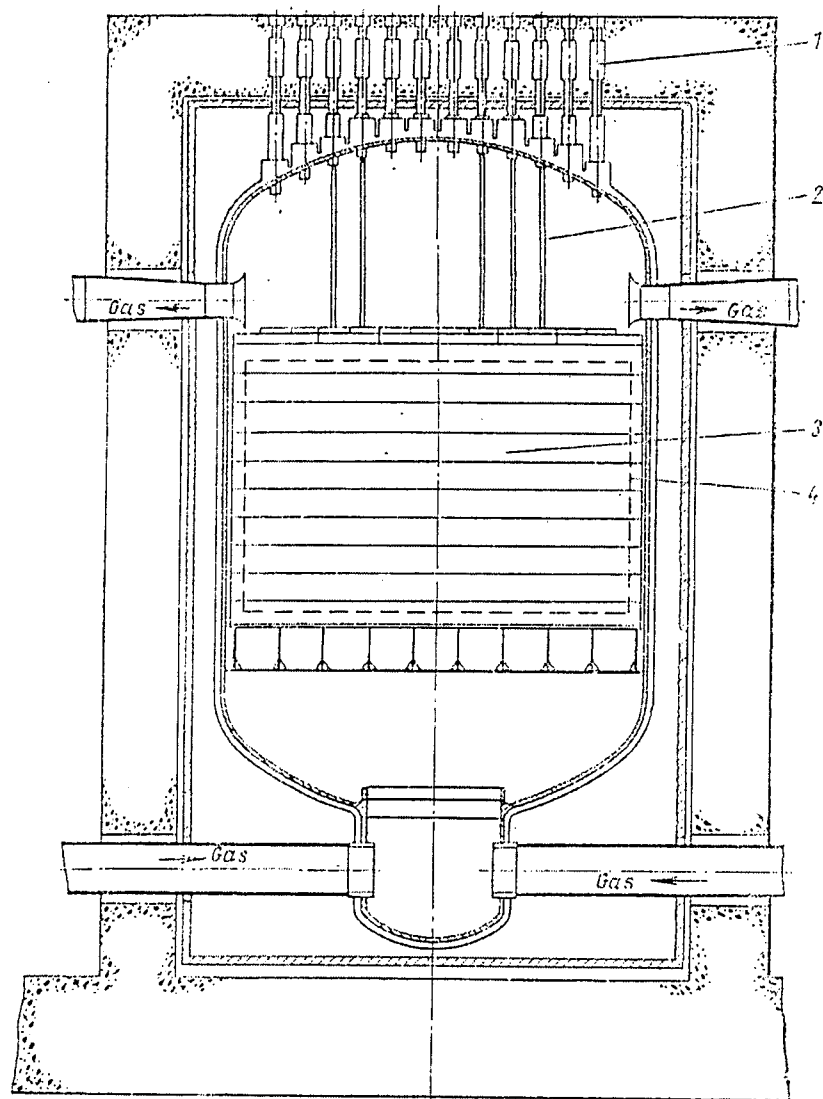
Οι αντιδραστήρες του τύπου αυτού χρησιμοποιούν ως επιβραδυντή γραφίτη. Η ψύξη του αντιδραστήρα γίνεται με φυσικό νερό και η μεταφορά της θερμικής ενέργειας μπορεί να γίνει με εναλλάκτη (αντιδραστήρες πιεσμένου ύδατος) ή απ'ευθείας (αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος).

Οι αντιδραστήρες με γραφίτη είναι μεγάλης ισχύος και χρησιμοποιούν ως καύσιμο εμπλουτισμένο UO_2 (2%). Τυπικό παράδειγμα αποτελεί ο αντιδραστήρας ζέοντος ύδατος RBMK-1000, ο οποίος κατασκευάστηκε στη Ρωσία και είναι ισχύος 1000 MW (βλέπε εξώφυλλο). Ο πυρήνας του αντιδραστήρα έχει διάμετρο 11.8 m, ύψος 7 m και περιέχει 180 t ουρανίου. Η απόδοση του σταθμού είναι 31%. Η ψύξη του αντιδραστήρα γίνεται με νερό που διοχετεύεται μέσα από σωλήνες ζirkονίου, οι οποίοι περιέχουν 2.5% νιόβιο. Ο ατμός που παράγεται έχει θερμοκρασία 284 °C και πίεση 70 At.

Η παρουσία του γραφίτη τους καθιστά επικίνδυνους σε περίπτωση ανάφλεξης (ατύχημα Chernobyl).

iii). Αερόψυκτοι αντιδραστήρες γραφίτη

Οι αντιδραστήρες που αναπτύχθηκαν μέχρι τώρα μπορούν να λειτουργήσουν μόνο με την χρησιμοποίηση εμπλουτισμένου ουρανίου. Επειδή όμως ο εμπλουτισμός του ουρανίου σε ^{235}U απαιτεί ιδιαίτερη τεχνολογία και υψηλό κόστος οι ερευνητές σχεδίασαν αντιδραστήρες που μπορούν να λειτουργήσουν και με φυσικό ουράνιο.



Σχήμα 5.5. Αερόψυκτος πυρηνικός αντιδραστήρας με επιβραδυντή γραφίτη.
1) σωλήνες καθοδήγησης, 2) ράβδοι ελέγχου, 3) πυρήνας,
4) ανακλαστήρας.

Ένας τέτοιος τύπος αντιδραστήρα πρωτολειτούργησε στο Calder-Hall της Αγγλίας το 1956 (σχήμα 5.5). Χρησιμοποιεί τον γραφίτη ως επιβραδυντή και το CO₂ για την ψύξη και την μεταφορά της θερμικής ενέργειας. Το μεταλλικό δοχείο έχει διάμετρο 11 m και ύψος 22 m. Ο γραφίτης μέσα στο δοχείο έχει διάμετρο 11 m, ύψος 8.2 m και η μάζα του είναι 1140 t. Η θερμοκρασία μέσα στον γραφίτη δε υπερβαίνει τους 336 °C. Το καύσιμο του αντιδραστήρα είναι 127 t φυσικό ουράνιο. Η ισχύς του αντιδραστήρα είναι 225 MW, ενώ η παραγόμενη ηλεκτρική ισχύς είναι μόνο 50 MW από τα οποία 10 MW διατίθενται για την λειτουργία του σταθμού και τα υπόλοιπα 40 MW προσφέρονται στην κατανάλωση. Δηλαδή η καθαρή απόδοση του σταθμού είναι 18%.

Ένας βελτιωμένος τύπος αυτού του αντιδραστήρα κατασκευάστηκε αργότερα πάλι στην Αγγλία με καύσιμο ελαφρώς εμπλουτισμένο (1.4-2.6%) UO₂

iv). Αντιδραστήρες βαρέως ύδατος (Heavy Water Reactors)

Με την αντικατάσταση του ελαφρού νερού με βαρύ, στους αντιδραστήρες ελαφρού ύδατος, δημιουργούμε τους αντιδραστήρες βαρέως ύδατος. Το μειονέκτημα των αντιδραστήρων βαρέως ύδατος είναι του υψηλό κόστος παραγωγής του βαρέως ύδατος, που απαιτείται για την λειτουργία του αντιδραστήρα.

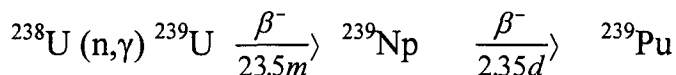
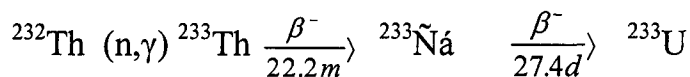
Το μεγάλο πλεονέκτημα του αντιδραστήρα είναι δυνατότητα καύσης φυσικού ουρανίου στην μορφή UO₂. Το χαρακτηριστικό του βαρέως ύδατος είναι η ύπαρξη του δευτερίου (D) που δεν απορροφά τα νετρόνια όπως το πρώτιο (H) και έτσι μπορεί να υπάρξει αλυσιδωτή αντίδραση σχάσης ακόμη και με την χρήση φυσικού UO₂. Αντιδραστήρες βαρέως ύδατος κατασκευάστηκαν αρχικά στον Καναδά.

v). Αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες (Breeder Reactors)

Η μεγάλη ζήτηση σε ενέργεια σε συνδυασμό με την μικρή ποσότητα σε ²³⁵U που υπάρχει στη φύση θα έχει σαν αποτέλεσμα την πλήρη κατανάλωση των υπαρχόντων αποθεμάτων μέσα στις προσεχείς δεκαετίες. Όπως αναφέρθηκε σχεδόν όλοι οι υπάρχοντες αντιδραστήρες που λειτουργούν σε εργοστάσια παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας καταναλώνουν ²³⁵U.

Στην φύση υπάρχουν ορισμένα στοιχεία που θα μπορούσαν κάτω από ορισμένες προϋποθέσεις να χρησιμοποιηθούν σαν πυρηνικά καύσιμα και να αυξήσουν σημαντικά την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας για πολλές δεκαετίες.

Τέτοια υλικά είναι ο ²³²Th και το ²³⁸U. Τα υλικά αυτά δεν σχάζονται στους υπάρχοντες πυρηνικούς αντιδραστήρες. Είναι όμως δυνατόν έμμεσα να παράγουν σχάσιμα ισότοπα μέσω πυρηνικών αντιδράσεων όπως π.χ.



Τα παραγόμενα ισότοπα ${}^{233}\text{U}$ και ${}^{239}\text{Pu}$ έχουν πολύ υψηλή ενεργό διατομή σχάσης με θερμικά νετρόνια.

Η παραπάνω δυνατότητα έστρεψε τους ερευνητές στην σχεδίαση νέων τύπων πυρηνικών αντιδραστήρων ώστε να μπορούν να εκμεταλλευθούν τόσο το ${}^{238}\text{U}$ όσο και το ${}^{232}\text{Th}$. Οι αντιδραστήρες αυτοί επειδή κατά την διάρκεια της λειτουργίας τους παράγουν νέα σχάσιμα υλικά ονομάστηκαν αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες.

Σήμερα υπάρχουν σε εξέλιξη, σε πειραματικό κυρίως στάδιο διάφοροι τύποι αναπαραγωγικών αντιδραστήρων.

Ορισμένοι από τους τύπους των αναπαραγωγικών αντιδραστήρων είναι παρακάτω:

α) Αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες υγρού μετάλλου, ταχέων νετρονίων (Liquid metal cooled fast breeder reactors).

β) Αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες ταχέων νετρονίων αερόψυκτοι (gas cooled fast breeder reactors).

γ) Αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες τηγμένου άλατος (molten salt breeder reactors).

δ) Αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες φυσικού ύδατος (Light-water breeder reactors).

5.3. Τα καθυστερημένα νετρόνια και οι πολλαπλασιαστικοί παράγοντες.

Η λειτουργία ενός πυρηνικού αντιδραστήρα βασίζεται, όπως αναφέρθηκε, στην σχάση ισωτόπων όπως το U^{235} , U^{233} και το Pu^{239} . Σε κάθε σχάση παράγονται δύο θραύσματα ραδιενεργά και περίπου 2-3 νετρόνια. Το μεγαλύτερο ποσοστό των νετρονίων παράγονται σχεδόν ταυτόχρονα με την σχάση, σε χρόνο 10^{-14}sec ή μικρότερο και ονομάζονται σύγχρονα νετρόνια.

Τα παραγόμενα θραύσματα σχάσης εξακολουθούν να εκπέμπουν νετρόνια ακόμη και λίγες ώρες μετά την σχάση. Τα νετρόνια αυτά ονομάζονται καθυστερημένα και ο αριθμός τους μειώνεται σημαντικά με τον χρόνο. Αναλυτικότερα ο συνολικός αριθμός νετρονίων που εκπέμπονται ανά σχάση (μέση τιμή), για κάθε σχάσιμο ισότοπο είναι η εξής:

U^{233}	2.50	νετρόνια / σχάση
U^{235}	2.43	νετρόνια / σχάση
Pu^{239}	2.90	νετρόνια / σχάση

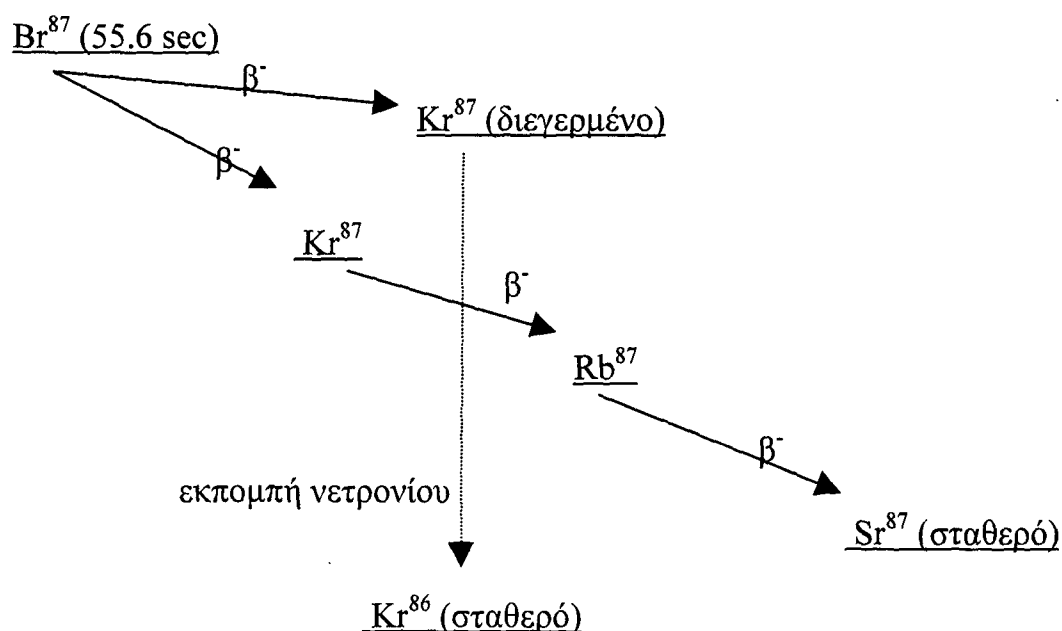
Η συμβολή των καθυστερημένων νετρονίων είναι σημαντική για τον έλεγχο της κρίσιμης κατάστασης ενός πυρηνικού αντιδραστήρα. Τα καθυστερημένα νετρόνια διακρίνονται σε 6 ομάδες ανάλογα με τον χρόνο εκπομπής τους.

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.1.

Κατά προσέγγιση χρόνος ημιζωής (sec)	αριθμός καθυστερημένων νετρονίων ανά σχάση $\times 10^{-4}$		
	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
56	5.7	5.2	2.1
23	19.7	34.6	18.2
6.2	16.6	31.0	12.9
2.3	18.4	62.4	19.9
0.61	3.4	18.2	5.2
0.23	2.2	6.6	2.7
ποσοστό καθυστερημένων νετρονίων	0.26%	0.65%	0.20%

Στον πίνακα 5.1 βλέπουμε τον μέσο αριθμό των καθυστερημένων νετρονίων για κάθε σχάσιμο ισότοπο, καθώς και το ποσοστό τους σε σχέση με τον συνολικό αριθμό αυτών, ενώ στο σχήμα 5.6 βλέπουμε τον μηχανισμό εκπομπής των καθυστερημένων νετρονίων για την πρώτη ομάδα, από ένα θραύσμα σχάσης, το Br^{87} , που έχει χρόνο ημιζωής 55.6 sec. Το νετρόνιο εκπέμπεται από το ισότοπο Kr^{87} που βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση.

Η δεύτερη ομάδα καθυστερημένων νετρονίων, των 23 sec, προέρχεται από το θραύσμα σχάσης του I^{137} , το οποίο έχει χρόνο ημιζωής 22sec και διασπάται σε Xe^{137} (ξένο) το οποίο βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση και εκπέμπει ένα νετρόνιο.



Σχήμα 5.6. Μηχανισμός εκπομπής καθυστερημένου νετρονίου.

Ένα νετρόνιο το οποίο παράγεται κατά την σχάση έχει τις παρακάτω πιθανές διεξόδους:

- Να συλληφθεί από ένα σχάσιμο πυρήνα προκαλώντας νέα σχάση και παραγωγή νετρονίων.
- Να συλληφθεί από έναν πυρήνα, σχάσιμο ή μη σχάσιμο, προκαλώντας κάποια πυρηνική αντίδραση όπως (n, γ) .
- Να διαφύγει από τον αντιδραστήρα ύστερα από πολλαπλές σκεδάσεις.

Η αυθόρμητη διάσπαση του νετρονίου θεωρείται αμελητέα. Όταν η πιθανότητα να συμβεί σχάση υπερβεί μια τιμή, που εξαρτάται από τον τύπο του αντιδραστήρα, τότε έχουμε παραγωγή αλυσιδωτής πυρηνικής αντίδρασης η οποία μπορεί να είναι ελεγχόμενη ή εκρηκτική.

Η εξέλιξη μιας αλυσιδωτής πυρηνικής αντίδρασης εκφράζεται από τον πολλαπλασιαστικό παράγοντα K ο οποίος ορίζεται ως εξής:

$$K = \frac{\text{Ο αριθμός των νετρονίων μιας γενιάς}}{\text{Ο αριθμός των νετρονίων της προηγούμενης γενιάς}}$$

Ο παράγοντας K καθορίζει την κατάσταση ενός πυρηνικού αντιδραστήρα και έχει τις εξής τιμές:

$K = 1$: Η κατάσταση χαρακτηρίζεται κρίσιμη και είναι σταθερή. Δηλαδή ο αριθμός των σχάσεων είναι σταθερός και συνεπώς η παραγόμενη ισχύς του αντιδραστήρα θα είναι επίσης σταθερή. Η κατάσταση αυτή είναι η επιθυμητή για την καλή λειτουργία ενός πυρηνικού αντιδραστήρα.

$K < 1$. Η κατάσταση χαρακτηρίζεται υποκρίσιμη. Ο αριθμός των σχάσεων μειώνεται γρήγορα και το σύστημα επανέρχεται στην αρχική κατάσταση. Επειδή η αλυσιδωτή αντίδραση δεν μπορεί να αυτοσυντηρηθεί, στον υποκρίσιμο πυρηνικό αντιδραστήρα, τοποθετούμε μια πηγή νετρονίων ώστε να συμπληρώσουμε τα διαφυγόντα νετρόνια.

$K > 1$. Η κατάσταση είναι υπερκρίσιμη και ο αριθμός των σχάσεων αυξάνει ραγδαία με αποτέλεσμα την παραγωγή μεγάλων ποσοτήτων ενέργειας σε μικρό χρονικό διάστημα. Το σύστημα επανέρχεται στην υποκρίσιμη κατάσταση όταν μειωθεί η συγκέντρωση του σχάσιμου υλικού στο σύστημα. Τέτοιες εκρηκτικές καταστάσεις συμβαίνουν κατά τις εκρήξεις πυρηνικών βομβών σχάσης.

Εάν ο όγκος του αντιδραστήρα θεωρηθεί απεριόριστων διαστάσεων, τότε η διαφυγή των νετρονίων θα είναι μηδενική και ο αντίστοιχος πολλαπλασιαστικός παράγον θα είναι K_{∞} . Ο παράγον K , για αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων ονομάζεται **δραστηκός πολλαπλασιαστικός παράγων**.

Είναι προφανές ότι για το ίδιο σχάσιμο μίγμα ενός πυρηνικού αντιδραστήρα θα είναι $K < K_{\infty}$, διότι η μείωση του όγκου αυξάνει την πιθανότητα διαφυγής των νετρονίων. Συνεπώς για να έχουμε κρίσιμο πυρηνικό αντιδραστήρα θα πρέπει πάντοτε να είναι $K_{\infty} > 1$.

Εάν $K_{\infty} > 1$ τότε ορίζεται ένας όγκος για τον οποίο είναι:

$$K = K_{\infty} P = 1$$

Ο όρος $P = \frac{K}{K_{\infty}}$ εκφράζει την πιθανότητα της μη διαφυγής των νετρονίων από τον αντιδραστήρα. Συμπερασματικά μπορούμε να πούμε ότι το πρόβλημα του σχεδιασμού συνθηκών ώστε να έχουμε κρίσιμη κατάσταση $K = 1$ είναι διπλό. Το πρώτο είναι ο καθορισμός του πολλαπλασιαστικού παράγοντα για απεριόριστες διαστάσεις (K_{∞}), που εξαρτάται από τα καύσιμα, τον επιβραδυντή, το ψυκτικό και τα υλικά του πυρήνα του αντιδραστήρα. Το δεύτερο είναι ο καθορισμός της πιθανότητας μη διαφυγής (P), η οποία εξαρτάται μερικώς από τα υλικά, αλλά κυρίως από την γεωμετρία, δηλαδή, το μέγεθος και το σχήμα του πυρηνικού αντιδραστήρα. Η πιθανότητα P αυξάνει με το μέγεθος του αντιδραστήρα δεδομένης σύστασης και παίρνει την τιμή 1 σε απεριόριστες διαστάσεις.

5.4. Η εξέλιξη της αλυσιδωτής Πυρηνικής αντίδρασης με το χρόνο

Η μεταβολή του αριθμού των νετρονίων και συνεπώς και των σχέσεων μέσα σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα εξαρτάται από την απόκλιση του K από την μονάδα και τον χρόνο του κύκλου των νετρονίων t_0 . Ως χρόνος του κύκλου των νετρονίων ορίζεται το μέσο χρονικό διάστημα από την παραγωγή τους έως την σύλληψή τους στον αντιδραστήρα.

Έστω ότι σε δεδομένη χρονική στιγμή υπάρχουν n νετρόνια στον αντιδραστήρα. Στην αμέσως επόμενη γενιά θα γίνουν Kn . Άρα η αύξηση του αριθμού των νετρονίων μεταξύ δύο διαδοχικών κύκλων θα είναι:

$$\Delta n = Kn - n \quad \text{ή}$$

$$\Delta n = n(K - 1) \quad \text{ή}$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(K - 1)}{t_0} \quad 5.3$$

Η επίλυση της 5.3 δίνει:

$$n(t) = n_0 e^{\frac{K-1}{t_0} t} \quad 5.4$$

όπου n_0 είναι ο αριθμός των νετρονίων την χρονική στιγμή $t=0$.

Σαν εφαρμογή ας εξετάσουμε την περίπτωση θερμικού πυρηνικού αντιδραστήρα όπου $t_0 = 10^{-3}$ sec. Εάν $K = 1.01$ η σχέση (4.2) δίνει για $t = 1$ sec.

$$\frac{n(t)}{n_0} = e^{10} \approx 22000$$

Τούτο σημαίνει ότι σε 1 sec ο αριθμός των νετρονίων θα αυξηθεί κατά 22000 φορές και επομένως ο αριθμός των σχάσεων και η εκλυόμενη πυρηνική ενέργεια θα αυξηθεί το ίδιο. Δηλαδή εάν ο αντιδραστήρας αποδίδει ισχύ 1 Mwatt μετά από ένα sec θα αποδίδει 22 Gwatt. Είναι φανερό ότι τέτοια τεράστια ποσά ενέργειας είναι αδύνατο να ελεγχθούν και το αποτέλεσμα θα είναι η καταστροφή του αντιδραστήρα.

Θα πρέπει εδώ να τονισθεί ότι οι παραπάνω υπολογισμοί έγιναν θεωρώντας μόνο την παραγωγή συγχρόνων νετρονίων και αγνοώντας τα καθυστερημένα νετρόνια. Όπως θα δούμε παρακάτω εάν το K-1 είναι συγκρίσιμο με το ποσοστό των καθυστερημένων νετρονίων τότε η αύξηση των νετρονίων με το χρόνο είναι πολύ μικρότερη από αυτή που δίνει η σχέση (5.4) και ο αντιδραστήρας καθίσταται ελεγχόμενος με την βοήθεια των ράβδων ελέγχου.

Στην περίπτωση που έχουμε μια ποσότητα καθαρού σχάσιμου υλικού π.χ. U^{235} η αλυσιδωτή αντίδραση εξελίσσεται πολύ βίαια. Για παράδειγμα στην περίπτωση που είναι $K=1.1$, $t_0 = 10^{-8}$ sec και ξεκινά η σχάση με ένα νετρόνιο από την σχέση 5.4 βρίσκουμε για $t=6 \mu\text{sec}$:

$$n(t) = 1 \cdot e^{107} e^{6 \times 10^{-6} \times 10^7} = e^{60}$$

Δηλαδή σε χρόνο 6 μsec θα έχουμε παραγωγή νετρονίων

$$n = 1.14 \times 10^{26} \text{ νετρόνια}$$

Πρακτικά αυτό σημαίνει ότι μία σχάση προκαλεί περίπου 10^{26} σχάσεις που αντιστοιχεί σε σχάση 40 kg ουρανίου-235 κάθε 6 μsec.

Η στιγμιαία έκλυση ενέργειας είναι μία πυρηνική έκρηξη . Την ισχύ μιας πυρηνικής έκρηξης την μετράμε συνήθως σε ισοδύναμη ποσότητα που εκλύεται κατά την χημική έκρηξη TNT.

Η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την σχάση 1 kg ουρανίου είναι ίση με την ενέργεια που εκλύεται από την έκρηξη 20.000 τόνων TNT.

Η ύπαρξη της κρίσιμης μάζας και του κρίσιμου όγκου για την αλυσιδωτή πυρηνική αντίδραση, περιορίζει την ποσότητα της εκρηκτικής ύλης που μπορεί να αποθηκευθεί σε μια πυρηνική βόμβα. Διότι εάν η μάζα υπερβαίνει την κρίσιμη τιμή τότε ένα και μόνο νετρόνιο προερχόμενο είτε από την κοσμική ακτινοβολία είτε από κάποια αυθόρμητη σχάση, θα μπορούσε να προκαλέσει πυρηνική έκρηξη. Για το λόγο αυτό η αποθήκευση γίνεται χωρίζοντας το σχάσιμο υλικό σε

δύο κομμάτια, που το καθένα έχει υποκρίσιμη μάζα. Για να προκληθεί η πυρηνική έκρηξη με κάποιο μηχανισμό οι δύο υποκρίσιμες μάζες έρχονται σε επαφή ώστε να σχηματίσουν κρίσιμη μάζα ικανή να εκραγεί.

Στον πίνακα 5.2 βλέπουμε τις κρίσιμες μάζες για τα ισότοπα U^{233} , U^{235} και Pu^{239} .

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.2

Ισότοπο	$\sigma(b)$ ($E_n=1MeV$)	Κρίσιμη μάζα (Kgr) Χωρίς ανακλαστήρα	Κρίσιμη ακτίνα (cm) Χωρίς ανακλαστήρα	Κρίσιμη μάζα (Kgr) με ανακλαστήρα	Κρίσιμη ακτίνα (cm) με ανακλαστήρα
U^{233}	1.9	16	6	5-10	4
U^{235}	1.22	52	8.7	13-25	6
Pu^{239}	1.73	10	6	5-10	4

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η χρήση ανακλαστήρων νετρονίων ελαττώνει σημαντικά τις κρίσιμες μάζες σε σχέση με αυτές που είναι χωρίς ανακλαστήρα.

5.5. Πυρηνικά καύσιμα

Το σημαντικότερο καύσιμο στους περισσότερους αντιδραστήρες που είναι σήμερα σε λειτουργία είναι το ουράνιο, το οποίο βρίσκεται στη φύση σε ικανοποιητική ποσότητα. Στους θερμικούς πυρηνικούς αντιδραστήρες η παραγόμενη ενέργεια προέρχεται κυρίως από την σχάση του U^{235} . Η ενεργός διατομή της σχάσης του U^{235} (σ_f) αυξάνει σημαντικά καθώς ελαττώνεται η ενέργεια των νετρονίων και φθάνει στην μέγιστη τιμή των 580 barn για τα θερμικά νετρόνια (σχήμα 5.7).

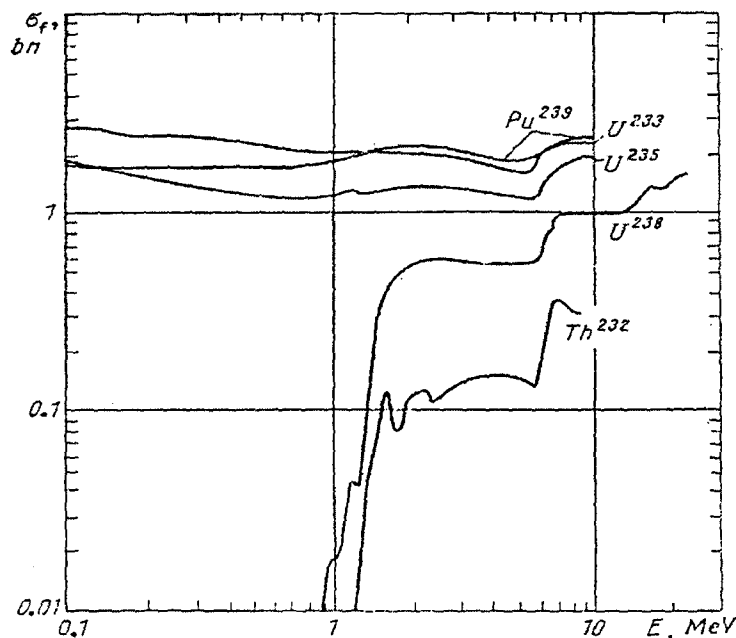
Το U^{238} σχάζεται με πολύ μικρότερη πιθανότητα και μόνο με ταχέα νετρόνια ενέργειας μεγαλύτερης από 1 MeV (σχήμα 5.7).

Τα νετρόνια που παράγονται από τις σχάσεις είναι ταχέα και συνεπώς πριν υποβιβαστεί η ενέργειά τους στον επιβραδυντή προκαλούν έναν αριθμό σχάσεων με το U^{238} .

Εκτός από την σχάση, τα νετρόνια προκαλούν και άλλες πυρηνικές αντιδράσεις σημαντικότερες των οποίων είναι η σκέδαση και απορρόφηση με ενεργές διατομές σ_s και σ_a αντίστοιχα.

Οι αντιδράσεις (n, γ) στερούν τον αντιδραστήρα από νετρόνια χρήσιμα για την σχάση με αποτέλεσμα την ελάττωση του παράγοντα K_{∞} . Αντιδράσεις (n, γ) συμβαίνουν και στο επιβραδυντή με σημαντικότερη την περίπτωση του φυσικού

νερού H_2O , όπου η αντίδραση $^1H(n,\gamma)H^2$ έχει ενεργό διατομή $\sigma_\gamma = 330$ mb στα θερμικά νετρόνια. Η μεγάλη απορρόφηση των νετρονίων από νερό έχει σαν αποτέλεσμα την σημαντική ελάττωση του K_∞ έτσι ώστε



Σχήμα 5.7. Ενεργές διατομές σχάσης διαφόρων σχάσιμων ισοτόπων σε συνάρτηση με την ενέργεια των νετρονίων.

στην περίπτωση που έχουμε φυσικό ουράνιο ως καύσιμο να είναι πάντοτε $K_\infty < 1$ και να καθίσταται αδύνατη η λειτουργία του πυρηνικού αντιδραστήρα. Εάν το νερό αντικατασταθεί με βαρύ νερό (D_2O), λόγω της ασήμαντης απορρόφησης νετρονίων, ο αντιδραστήρας μπορεί να γίνει κρίσιμος ($K_\infty > 1$) ακόμη και με φυσικό ουράνιο.

Συνήθως το ουράνιο στους αντιδραστήρες εμπλουτίζεται ώστε το ποσοστό του U^{235} να γίνει 2-3%. Έτσι πετυχαίνουμε κρίσιμη κατάσταση ακόμη και εάν χρησιμοποιήσουμε ως επιβραδυντή H_2O .

Η ποσότητα του ουρανίου σε σχέση με την ποσότητα του επιβραδυντή, καθώς και οι αντίστοιχοι όγκοι τους, παίζουν σημαντικό ρόλο την κρισιμότητα του πυρηνικού αντιδραστήρα. Στον πίνακα 5.3 βλέπουμε τα σχετικά μεγέθη για

διαφόρους επιβραδυντές και φυσικό ουράνιο, όπου $\frac{N_{\text{mod}}}{N_U}$ είναι ο λόγος των μοριακών συγκεντρώσεων του επιβραδυντή προς το ουράνιο και $\frac{V_{\text{mod}}}{V_U}$ ο λόγος των όγκων αντίστοιχα.

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.3

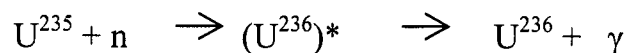
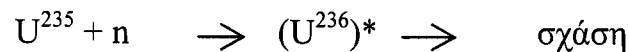
Επιβραδυντής	$\frac{N_{\text{mod}}}{N_U}$	$\frac{V_{\text{mod}}}{V_U}$	K_{∞}
H ₂ O	1.4	2	<1
D ₂ O	20	30	1.2
C	80	50	1.08

Η χρησιμοποίηση φυσικού ή εμπλουτισμένου ουρανίου σε έναν αντιδραστήρα είναι θέμα ζωτικής σημασίας για ένα κράτος. Την δυνατότητα εμπλουτισμού του φυσικού ουρανίου έχουν λίγα μόνο κράτη.

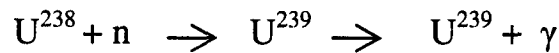
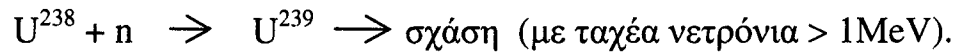
Συνεπώς ένα κάποιο κράτος έχει αποθέματα ουρανίου και δεν έχει την τεχνολογία εμπλουτισμού έχει δύο δυνατότητες. α) Να στείλει το φυσικό ουράνιο προς εμπλουτισμό και να επανεισάγει για τους αντιδραστήρες του. Τούτο φυσικά σημαίνει εξάρτηση με τις αντίστοιχες συνέπειες που αυτή συνεπάγεται. β) Να χρησιμοποιήσει φυσικό ουράνιο, επιλέγοντας τον κατάλληλο τύπο πυρηνικού αντιδραστήρα π.χ. βαρέως ύδατος.

Μετασηματισμοί των πυρηνικών καυσίμων.

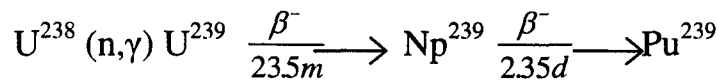
Το U²³⁵ μέσα στον αντιδραστήρα δίνει κυρίως δύο αντιδράσεις με τα νετρόνια.



Το U²³⁶ είναι μη σχάσιμο α-ραδιενεργό με χρόνο ημιζωής 2.4x10⁷ έτη. Το U²³⁶ με απορρόφηση ενός νετρονίου γίνεται Np²³⁷. Ιδιαίτερης σημασίας είναι οι μετασηματισμοί του U²³⁸ διότι καθιστούν δυνατή την εκμετάλλευση του για παραγωγή ενέργειας. Το U²³⁸ αντιδρά με τα νετρόνια του αντιδραστήρα κυρίως ως εξής:



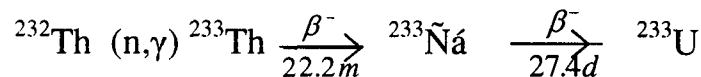
Το U^{239} είναι βραχύβιο β^- ραδιενεργό και μετασχηματίζεται σε Pu^{239} μέσω των παρακάτω διασπάσεων.



Το Pu^{239} είναι ραδιενεργό με χρόνο ημιζωής 2.4×10^4 έτη και αποτελεί το σημαντικότερο σχάσιμο ισότοπο που παράγεται κατά την διάρκεια της λειτουργίας ενός πυρηνικού αντιδραστήρα. Στους θερμικούς αντιδραστήρες η σχάση του παραγόμενου πλουτωνίου είναι μικρότερη από την παραγωγή του, με αποτέλεσμα την συσσώρευσή του στα πυρηνικά απόβλητα και την δημιουργία σοβαρού προβλήματος στην μόλυνση του περιβάλλοντος.

Τα τελευταία χρόνια καταβάλλονται σημαντικές προσπάθειες για την επίλυση του προβλήματος με την λειτουργία των λεγόμενων αναπαραγωγικών αντιδραστήρων. Οι αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες καταναλώνουν το παραγόμενο πλουτώνιο με αποτέλεσμα το κέρδος να είναι διπλό. Πρώτον γίνεται εκμετάλλευση και του U^{238} και δεύτερον απαλλάσσονται τα πυρηνικά απόβλητα από το πολύ επικίνδυνο για το περιβάλλον πλουτώνιο.

Οι αναπαραγωγικοί αντιδραστήρες προσφέρουν επίσης την δυνατότητα της εκμετάλλευσης του Th^{232} ως καύσιμου, το οποίο βρίσκεται στην φύση σε εκμεταλλεύσιμες ποσότητες. Το Th^{232} έχει μικρή ενεργό διατομή σχάσης και μόνο με ενεργειακά νετρόνια ($E_n > 1.5$ MeV). Με τη σύλληψη όμως ενός νετρονίου, μπορεί να μας δώσει μετά από μία σειρά διασπάσεων, U^{233} , που είναι σχάσιμο με χαρακτηριστικά παραπλήσια με αυτά του U^{235} . Οι αντιδράσεις παραγωγής του U^{233} είναι οι εξής:



Το U^{233} είναι α ραδιενεργό με χρόνο ημιζωής 1.6×10^5 έτη.

5.6. Ο κύκλος του νετρονίου στον πυρηνικό αντιδραστήρα

Σε έναν κρίσιμο πυρηνικό αντιδραστήρα σε λειτουργία ο πολλαπλασιαστικός παράγων είναι $K=1$. Για να έχουμε $K=1$ θα πρέπει ο πολλαπλασιαστικός παράγων για απεριόριστες διαστάσεις να είναι $K_{\infty}>1$.

Η τιμή του K_{∞} καθορίζεται από την πιθανότητα ενός νετρονίου να προκαλέσει σχάση, οπότε θα παραχθούν 2-3 νετρόνια, καθώς και από τις πιθανότητες σύλληψής του από το καύσιμο υλικό, τον επιβραδυντή ή τα άλλα υλικά του πυρήνα του αντιδραστήρα. Σημαντικός παράγων είναι και η διαφυγή των νετρονίων, η οποία εξαρτάται κυρίως από τις διαστάσεις του αντιδραστήρα καθώς και τον εμπλουτισμό του καύσιμου.

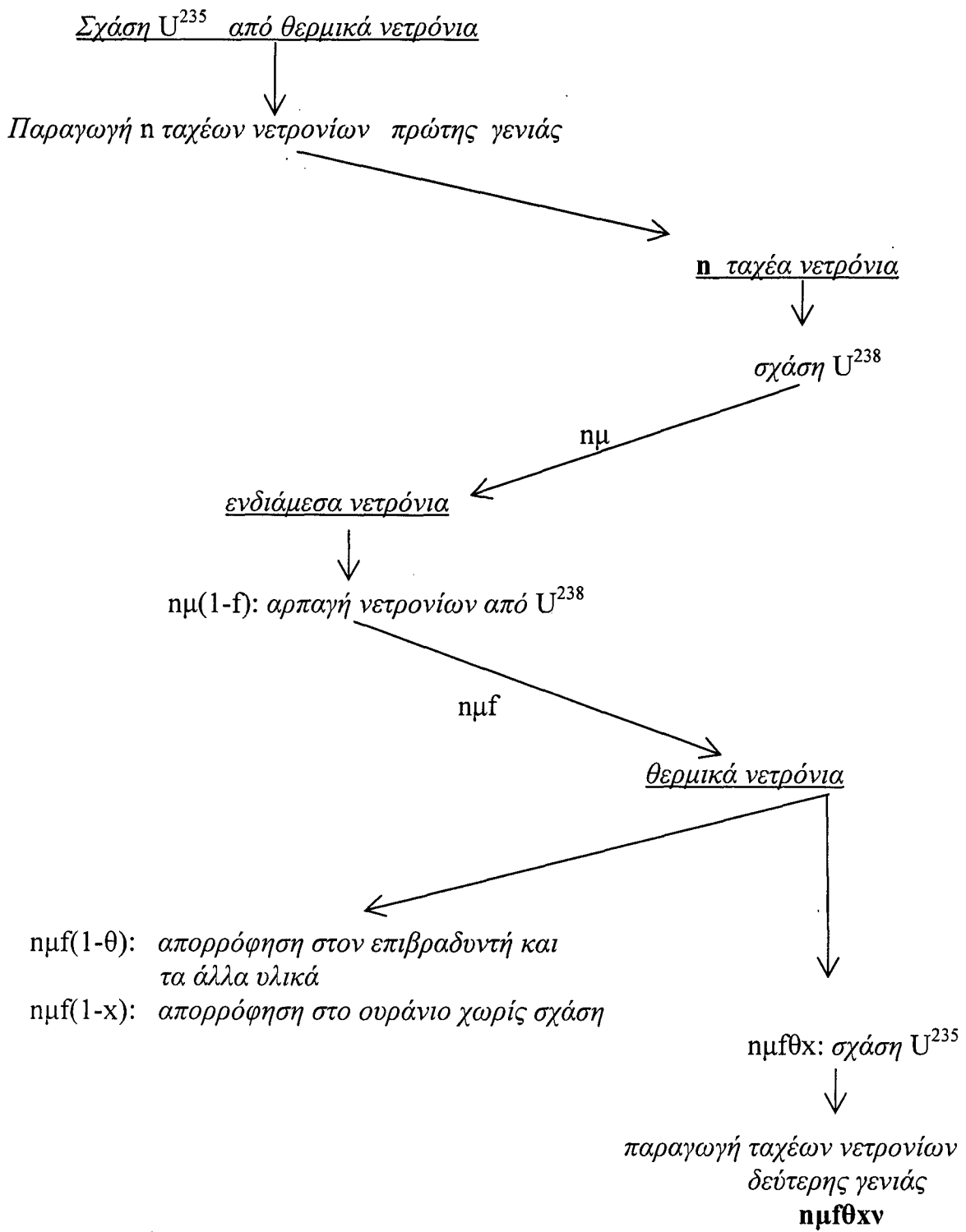
Παρακάτω θα εξετάσουμε το κύκλο του νετρονίου, που καθορίζεται από την στιγμή της παραγωγής του από μια γενιά σχάσεων έως την δημιουργία της επόμενης της γενιάς σχάσεων, σε αντιδραστήρα άπειρων διαστάσεων, με καύσιμο ουράνιο. Έτσι, δεν λαμβάνει υπόψη σε πρώτη φάση τον παράγοντα διαφυγής.

Ας υποθέσουμε ότι σε κάποια στιγμή παράγονται από την σχάση του U^{235} n νετρόνια (σχήμα 5.8). Καθώς το 50%, περίπου, των νετρονίων έχουν ενεργές διατομές υψηλότερες από το κατώφλι σχάσης του U^{238} , θα έχουμε έναν αριθμό σχάσεων του U^{238} . Σε κάθε σχάση χάνουμε ένα νετρόνιο αλλά παράγονται 2.8 ταχέα νετρόνια ανά σχάση. Έτσι η διαδικασία αυτή συντελεί στον πολλαπλασιασμό των νετρονίων. Η αύξηση των αρχικών νετρονίων (n), χαρακτηρίζεται από τον παράγοντα μ ο οποίος ονομάζεται **πολλαπλασιαστικός παράγοντας ταχέων νετρονίων**.

Μετά την σχάση, λοιπόν, του U^{238} , στον αντιδραστήρα θα έχουμε $n\mu$ ταχέα νετρόνια τα οποία ακολουθούν την διαδικασία υποβιβασμού της ενέργειας, έως την θερμοποίηση τους.

Όταν τα ταχέα νετρόνια γίνουν ενδιάμεσα εμφανίζονται περιοχές όπου η ενεργός διατομή απορρόφησης παρουσιάζει μέγιστα με αποτέλεσμα την μεγάλη απορρόφηση των νετρονίων (απορρόφηση συντονισμού). Επειδή η απορρόφηση μειώνει το πλήθος των νετρονίων αποφεύγουμε την χρήση υλικών με υψηλή ενεργό διατομή απορρόφησης συντονισμού.

Το U^{238} παρουσιάζει υψηλή ενεργό διατομή σύλληψης στα ενδιάμεσα νετρόνια (σχήμα 5.9) και φυσικά είναι αδύνατο να αποφύγουμε τις συνέπειες καθώς αποτελεί βασικό συστατικό στο ουράνιο του αντιδραστήρα. Όπως αναφέρθηκε η αντίδραση αυτή οδηγεί στην παραγωγή πλουτωνίου το οποίο είναι

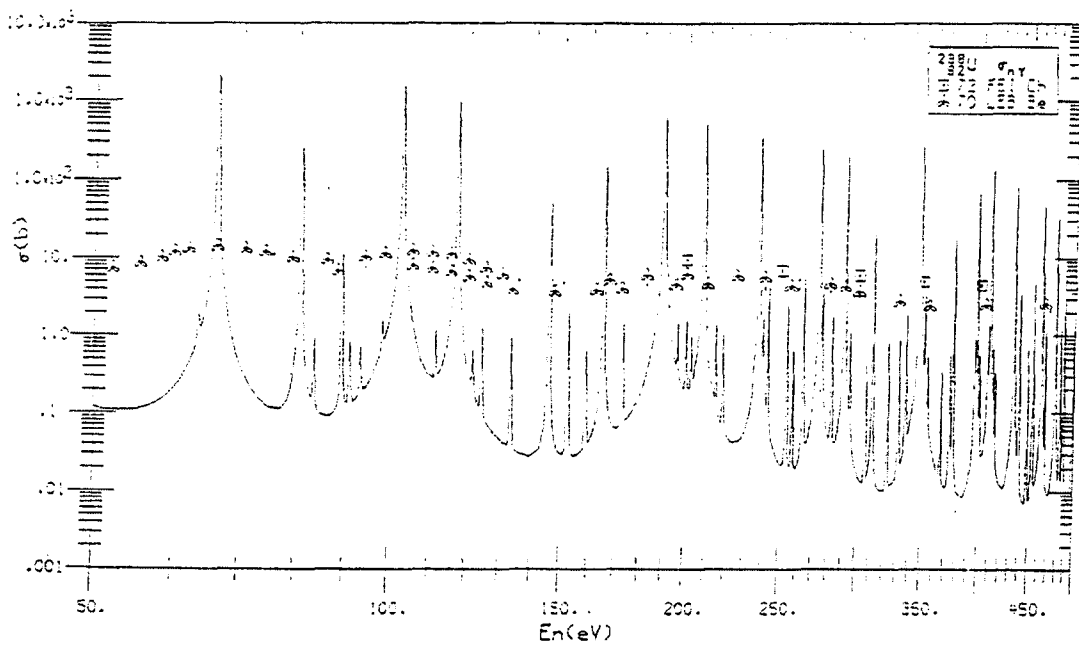


Σχήμα 5.8. Ο κύκλος του νετρονίου σε έναν θερμικό αντιδραστήρα.

ανεπιθύμητο ραδιενεργό κατάλοιπο στους θερμικούς αντιδραστήρες, αλλά χρήσιμο καύσιμο στους αναπαραγωγικούς αντιδραστήρες. Βεβαίως και στους θερμικούς αντιδραστήρες ένα μέρος του παραγόμενου Pu^{239} σχάζεται με αποτέλεσμα την συμβολή στην αύξηση του αριθμού των νετρονίων.

Εάν ορίσουμε ως f το κλάσμα των νετρονίων που δεν απορροφάται, καθώς υποβιβάζονται οι ενέργειες των νετρονίων, τότε τα νετρόνια που θα θερμοποιηθούν θα είναι ηf . Φυσικά $1-f$ θα είναι το ποσοστό των νετρονίων που απορροφάται κυρίως από το U^{238} .

Όταν τα νετρόνια θερμοποιηθούν ένα ποσοστό από αυτά θα απορροφηθεί στον επιβραδυντή. Υπενθυμίζουμε την υψηλή ενεργό διατομή σύλληψης στο φυσικό νερό, λόγω της αντίδρασης $^1\text{H}(n,\gamma)\text{D}$, που το καθιστά ακατάλληλο για χρήση σε πυρηνικούς αντιδραστήρες με καύσιμο φυσικό ουράνιο.



Σχήμα 5.9. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης (n,γ) του U^{238} σε μια περιοχή ενεργειών όπου φαίνονται οι χαρακτηριστικές κορυφές συντονισμού.

Αν ορίσουμε ως θ το κλάσμα των θερμικών νετρονίων που δεν απορροφώνται από τον επιβραδυντή, τα εναπομείναντα θερμικά νετρόνια θα είναι: $\eta\mu\theta$.

Τέλος εάν x είναι το ποσοστό των θερμικών νετρονίων που προκαλούν την επόμενη γενιά σχάσεων στο U^{235} , το πλήθος των νετρονίων της δεύτερης γενιάς θα είναι:

$$\eta\mu\theta x\nu$$

όπου ν είναι ο μέσος αριθμός νετρονίων που παράγεται ανά σχάση.

Εξ ορισμού ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας θα είναι:

$$K_{\infty} = \eta\mu\theta x\nu/n \quad \text{ή}$$

$$K_{\infty} = \mu\theta x\nu \quad 5.5$$

Στην πράξη συνήθως χρησιμοποιούμε τον όρο

$$\eta = x\nu$$

που καθορίζει τον αριθμό των παραγόμενων νετρονίων δεύτερης γενιάς, από κάθε νετρόνιο που απορροφάται στο καύσιμο. Έτσι η σχέση 5.5 γίνεται:

$$K_{\infty} = \mu\theta\eta \quad 5.6$$

Η σχέση (5.6) ονομάζεται και *σχέση των τεσσάρων συντελεστών*.

Ο διαχωρισμός του πολλαπλασιαστικού παράγοντα για απεριόριστο μέσο (K_{∞}) σε 4 παράγοντες, απλοποιεί την διαδικασία υπολογισμού του K_{∞} σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα.

5.7. Κρίσιμη εξίσωση μιας ομάδας

Σε έναν αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων η κρίσιμη κατάσταση χαρακτηρίζεται από την σχέση:

$$K = K_{\infty}P = 1 \quad 5.7$$

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε τις φυσικές παραμέτρους από τις οποίες εξαρτάται ο όρος K_{∞} που αφορά αντιδραστήρα απεριόριστων διαστάσεων. Για να

αξιοποιήσουμε λοιπόν την εξίσωση (5.7), έτσι ώστε να μπορούμε να προσδιορίσουμε το κρίσιμο μέγεθος ενός πραγματικού αντιδραστήρα, θα πρέπει να εκφράσουμε και τον όρο P σε συνάρτηση με τις φυσικές παραμέτρους του επιβραδυντή και του καύσιμου.

Στον αντιδραστήρα τα νετρόνια έχουν ένα ευρύ φάσμα ενεργειών, από ταχεία μέχρι θερμικά. Ένα μεγάλο μέρος από αυτά αντιδρούν μέσα στον αντιδραστήρα, ενώ τα υπόλοιπα διαφεύγουν. Τόσο η εξίσωση διάχυσης των νετρονίων όσο και οι ενεργές διατομές των διαφόρων αντιδράσεων εξαρτώνται από τις ενέργειες των νετρονίων και καθίσταται πολύ δύσκολος ο προσδιορισμός των αντίστοιχων παραμέτρων.

Μπορούμε όμως να απλοποιήσουμε τους υπολογισμούς και να κάνουμε μια πρώτη προσέγγιση αρκετά ικανοποιητική, θεωρώντας μονοενεργειακά νετρόνια (κυρίως θερμικά), σε μέσο όπου οι απορροφήσεις των νετρονίων είναι περιορισμένες και η απώλειες ενέργειας κατά τις σκεδάσεις ασήμαντες. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται μέθοδος διάχυσης μιας ομάδας και αναπτύσσεται παρακάτω.

Γενικά σε έναν αντιδραστήρα, ο οποίος λειτουργεί σε σταθερές συνθήκες, για τα νετρόνια ισχύει η γενική εξίσωση:

$$-\text{διαφυγή} - \text{απορρόφηση} + \text{παραγωγή} = 0 \quad 5.8$$

ή

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S = 0 \quad 5.9$$

όπου Φ είναι η ροή μιας ομάδας νετρονίων (π.χ. των θερμικών). Το D και το Σ_a είναι ο συντελεστής διάχυσης και η μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης αντίστοιχα. S είναι αριθμός των νετρονίων που εκπέμπονται ανά μονάδα όγκου και ανά μονάδα χρόνου (π.χ. νετρόνια / cm^3/sec).

Στους κρίσιμους αντιδραστήρες τα νετρόνια εκπέμπονται από τις σχάσεις. Στους υποκρίσιμους πυρηνικούς αντιδραστήρες η σχάση του ουρανίου συντηρείται με την βοήθεια πηγής νετρονίων (π.χ. πηγή Am-Be) τοποθετημένης στο κέντρο του αντιδραστήρα.

Εάν K_∞ είναι ο πολλαπλασιαστικός παράγων για απεριόριστες διαστάσεις τότε θα είναι:

$$S = K_\infty \Sigma_a \Phi \quad 5.10$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι στην περίπτωση αντιδραστήρα απεριόριστων διαστάσεων, δεν έχουμε διαφυγή νετρονίων αλλά μόνο απορρόφηση η οποία

μπορεί να γίνει από το σχάσιμο ισότοπο και να δώσει νέα νετρόνια ή να γίνει από άλλα ισότοπα δίνοντας κυρίως αντιδράσεις (n,γ).

Η σχέση (5.9) σε συνδυασμό με την (5.10) δίνει:

$$\begin{aligned} D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + K_\infty \Sigma_a \Phi &= 0 && \text{ή} \\ D \nabla^2 \Phi + (K_\infty - 1) \Sigma_a \Phi &= 0 && \text{ή} \\ \nabla^2 \Phi + \frac{(K_\infty - 1) \Sigma_a}{D} \Phi &= 0 && 5.11 \end{aligned}$$

αν θέσουμε $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$ (σχέση 4.15)

όπου L το μήκος διάχυσης των μονοενεργειακών νετρονίων, η σχέση (5.11) γίνεται:

$$\nabla^2 \Phi + \frac{(K_\infty - 1)}{L^2} \Phi = 0 \quad 5.12$$

Η κατανομή της ροής των νετρονίων σε συνάρτηση με την θέση σε έναν αντιδραστήρα κρίσιμο ή μη κρίσιμο, μπορεί να περιγραφεί από τη σχέση:

$$\nabla^2 \Phi + B^2 \Phi = 0 \quad 5.13$$

Ο όρος B^2 ονομάζεται **buckling** του συστήματος.

Στην περίπτωση του κρίσιμου πυρηνικού αντιδραστήρα από τις σχέσεις (5.12) και (5.13) προκύπτει ότι:

$$B_{cm}^2 = \frac{K_\infty - 1}{L^2} \quad 5.14$$

Ο όρος B_{cm}^2 ονομάζεται **κρίσιμο buckling των υλικών** του αντιδραστήρα, διότι είναι συνάρτηση του K_∞ και του L, τα οποία είναι χαρακτηριστικά του καύσιμου και του επιβραδυντή του συστήματος.

Είναι δυνατόν να επιλύσουμε την εξίσωση (5.13) για καθορισμένη γεωμετρία του αντιδραστήρα οπότε θα βρούμε μια σχέση του B^2 σε συνάρτηση με τις διαστάσεις του αντιδραστήρα, που θα εκφράζει το **γεωμετρικό buckling** του αντιδραστήρα.

Η σχέση (5.14) γράφεται και ως εξής:

$$\frac{K_{\infty}}{L^2 B_{cm}^2 + 1} = 1 \quad \text{ή}$$

$$K_{\infty} \left(\frac{1}{L^2 B_{cm}^2 + 1} \right) = 1 = K_{\infty} P \quad \text{ή}$$

$$P = \frac{1}{L^2 B_{cm}^2 + 1} \quad 5.15$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η παραπάνω μαθηματική προσέγγιση, καθώς και αυτή που ακολουθεί στην συνέχεια, αναφέρονται σε ομογενείς πυρηνικούς αντιδραστήρες, όπου το πυρηνικό καύσιμο είναι υπό μορφή διαλύματος στον επιβραδυντή και ομογενώς κατανομημένο στον πυρήνα του αντιδραστήρα. Στην πράξη τα πυρηνικά καύσιμα βρίσκονται μέσα σε μεταλλικές ράβδους σε καθορισμένη γεωμετρία. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης για ομογενή πυρηνικό αντιδραστήρα, προσεγγίζουν πολύ ικανοποιητικά την πραγματική κατάσταση σε ένα ετερογενή αντιδραστήρα, γιατί και παρουσιάζονται αναλυτικά.

5.8. Το κρίσιμο μέγεθος του αντιδραστήρα

Όπως αναφέρθηκε μπορούμε να επιλύσουμε την εξίσωση (5.13) για δεδομένη γεωμετρία του αντιδραστήρα και δεδομένες συνθήκες. Για απλότητα ας θεωρήσουμε σφαιρική γεωμετρία.

Η λύση της εξίσωσης 5.13 είναι της μορφής:

$$\Phi(r) = \frac{C \eta \mu Br}{r} + \frac{C' \sigma_{\nu} Br}{r} \quad 5.16$$

όπου C και C' είναι σταθερές και r η απόσταση από το κέντρο του συστήματος.

Εάν θέσουμε $r=0$ (κέντρο της σφαίρας) ο δεύτερος όρος της (5.16) γίνεται άπειρος και επειδή η ροή έχει καθορισμένη τιμή θα πρέπει να είναι $C' = 0$.

Οπότε η σχέση (5.16) γίνεται για $r > 0$:

$$\Phi(r) = \frac{C \eta \mu(Br)}{r} \quad 5.17$$

Στα άκρα του συστήματος ($r = R$) η ροή μηδενίζεται, οπότε θα είναι:

$$\Phi(r) = 0 \quad \text{για } R = r \quad \text{ή}$$

$$\frac{C \eta \mu(BR)}{R} = 0 \quad \text{ή}$$

$$C \eta \mu(BR) = 0 \quad \text{ή}$$

$$\eta \mu(BR) = 0 \quad \text{ή}$$

$$BR = n \pi \quad \text{ή}$$

$$B^2 = \left(\frac{n\pi}{R} \right)^2 \quad 5.18$$

όπου $n = 1, 2, 3, \dots$

Το buckling που ορίζεται από τη σχέση (5.18) είναι το *γεωμετρικό buckling*, διότι είναι συνάρτηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του αντιδραστήρα και συμβολίζεται με B_g^2 .

Από όλες τις δυνατές λύσεις μόνο μία ικανοποιεί τις συνθήκες για σταθερή λειτουργία του συστήματος, αυτή για $n = 1$. Οπότε θα είναι:

$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{R} \right)^2 \quad 5.19$$

Σε κρίσιμο πυρηνικό αντιδραστήρα ($K=1$) ισχύει:

$$B_{cm}^2 = B_g^2$$

και μπορούμε να υπολογίσουμε την κρίσιμη ακτίνα R_c εξισώνοντας τις σχέσεις (5.14) και (5.19):

$$R_c = \frac{\pi}{B_c} \quad 5.20$$

Η κατανομή της ροής των νετρονίων θα είναι:

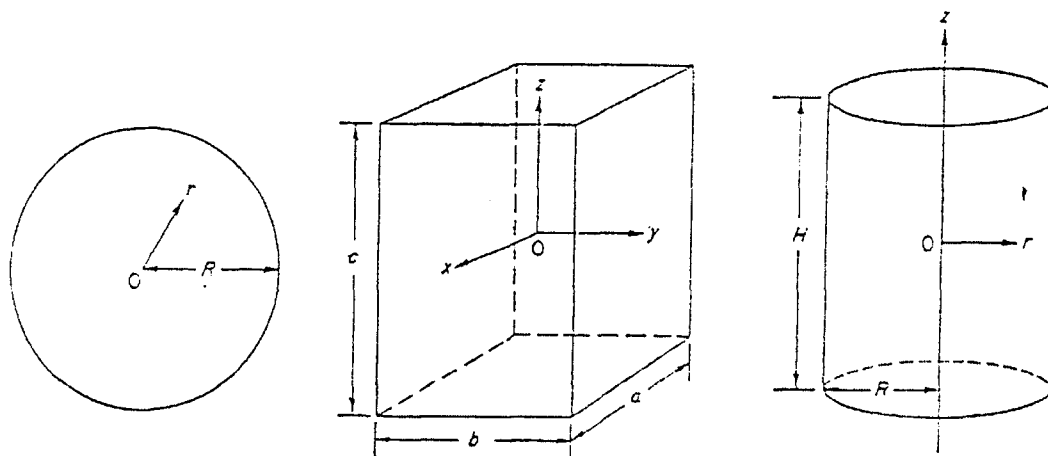
$$\Phi(r) = \frac{C}{r} \eta\mu\left(\frac{\pi r}{R_c}\right) \quad 5.21$$

Γενικά η επίλυση της σχέσης (5.13) για αντιδραστήρες διαφόρων σχημάτων μας δίνει το γεωμετρικό buckling σε συνάρτηση με τις διαστάσεις των αντιδραστήρων. Στο σχήμα (5.10) βλέπουμε τις διαστάσεις τριών χαρακτηριστικών σχημάτων και στον πίνακα (5.4) τις αντίστοιχες τιμές του buckling που έχει διαστάσεις μήκος⁻².

Τα παραπάνω χαρακτηριστικά αναφέρονται σε αντιδραστήρα χωρίς ράβδους απορρόφησης και χωρίς ανακλαστήρες.

Παράδειγμα 8.1.

Έστω πυρηνικός αντιδραστήρας σε σχήμα κυλίνδρου με καύσιμο φυσικό ουράνιο και επιβραδυντή βαρύ νερό (D_2O). Τα χαρακτηριστικά του είναι: $L^2 = 175 \text{ cm}^2$ για τα θερμικά νετρόνια, $K_\infty = 1.28$ και $H_c/2R_c = 1.2$. Θεωρώντας νετρόνια μιας ομάδας (θερμικά) η σχέση (5.14) δίνει:



Σχήμα 5.10 Διαστάσεις αντιδραστήρων τριών διαφορετικών σχημάτων (σφαίρας, παραλληλεπίπεδου και κυλίνδρου) του πίνακα 5.4.

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.4

Γεωμετρία	Buckling	ελάχιστος κρίσιμος όγκος
σφαίρα	$(\frac{\pi}{R})^2$	$\frac{130}{B_c^3}$
ϊορθογώνιο παραλληλεπίπεδο	$(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{\pi}{b})^2 + (\frac{\pi}{c})^2$	$\frac{161}{B_c^3}$ για $a = b = c$
κύλινδρος	$(\frac{2.405}{R})^2 + (\frac{\pi}{H})^2$	$\frac{148}{B_c^3}$ για $H = 1.847R$

$$B_{cm}^2 = \frac{K_{\infty} - 1}{L^2} = \frac{0.28}{175} = 1.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

Ακριβέστερη λύση, θεωρώντας όχι μόνο τα θερμικά νετρόνια, μας δίνει για το buckling την τιμή:

$$B_{cm}^2 = 0.9 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

Από τον πίνακα 5.4 για το κυλινδρικό αντιδραστήρα είναι:

$$B_{cg}^2 = \left(\frac{2.405}{R_c}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_c}\right)^2$$

$$\text{Επειδή } H_c/2R_c = 1.2$$

Βρίσκουμε από τις δύο παραπάνω εξισώσεις:

$$R_c = 91 \text{ cm} \quad \text{και} \quad H_c = 218 \text{ cm}$$

Η ποσότητα του καύσιμου για τον αντιδραστήρα θα πρέπει να είναι τουλάχιστον 2.9 τόνοι φυσικού ουρανίου ώστε να μπορεί ο αντιδραστήρας να λειτουργεί σε κρίσιμη κατάσταση.

Στην πράξη διαστάσεις και η μάζα είναι τέτοιες ώστε το σύστημα να βρίσκεται σε υπερκρίσιμη κατάσταση ($K > 1$). Οπότε βυθίζοντας τις ράβδους ελέγχου, οι οποίες απορροφούν σημαντικό αριθμό νετρονίων, το σύστημα μπορεί να βρεθεί, ανάλογα με την βύθιση, σε κρίσιμη κατάσταση ($K = 1$) ή σε υποκρίσιμη κατάσταση ($K < 1$).

Με την πάροδο του χρόνου το καύσιμο μειώνεται. Για να διατηρήσουμε τον αντιδραστήρα σε κρίσιμη κατάσταση απλά, ανεβάζουμε σταδιακά τις ράβδους ελέγχου ώστε το σύστημα να παραμείνει κρίσιμο. Παραπλήσιο ρόλο μπορούν να παίξουν και οι ανακλαστές των νετρονίων.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- 1) Arya A. "*Fundamentals of nuclear physics*". Allyn and Bacon Boston 1970.
- 2.) Barbier M. "*Induced radioactivity*". Amsterdam 1969.
- 3.) Davey W., Redman W. "Techniques in fast reactor critical experiments".
New York 1970.
- 4.) Gerasimov V., Monakhov A. "Nuclear engineering materials". Moscow 1983.
- 5.) Glastone S. Sesonske A. "*Nuclear reactor engineering*". New York 1967.
- 6.) Klimov A. "*Nuclear physics and nuclear reactors*". Moscow 1975.
- 7.) Lamarsh J. "*Introduction to nuclear engineering*". New York 1975.
- 8.) Mukhin K. "*Experimental nuclear physics*". Moscow 1987.
- 9.) Ott K., Neuhold R. "*Introductory nuclear reactor dynamics*". Illinois 1985.
- 10.) Χαραλάμπους Στ. "Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική". Θεσσαλονίκη 1973.
- 11.) Χαραλάμπους Στ. "Φυσική νετρονίων". Θεσσαλονίκη 1979.