

## **ΑΣΚΗΣΗ 1**

# **ΕΥΡΕΣΗ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΤΟΥ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΗ GEIGER- MÜLLER**

Η άσκηση αποσκοπεί στην μελέτη των χαρακτηριστικών του απαριθμητή GM. Ως χαρακτηριστικά θεωρούνται η τάση κατωφλίου, το εύρος και η κλίση του πλατώ και η τάση λειτουργίας του απαριθμητή (βλ. παράγραφο 3.7).

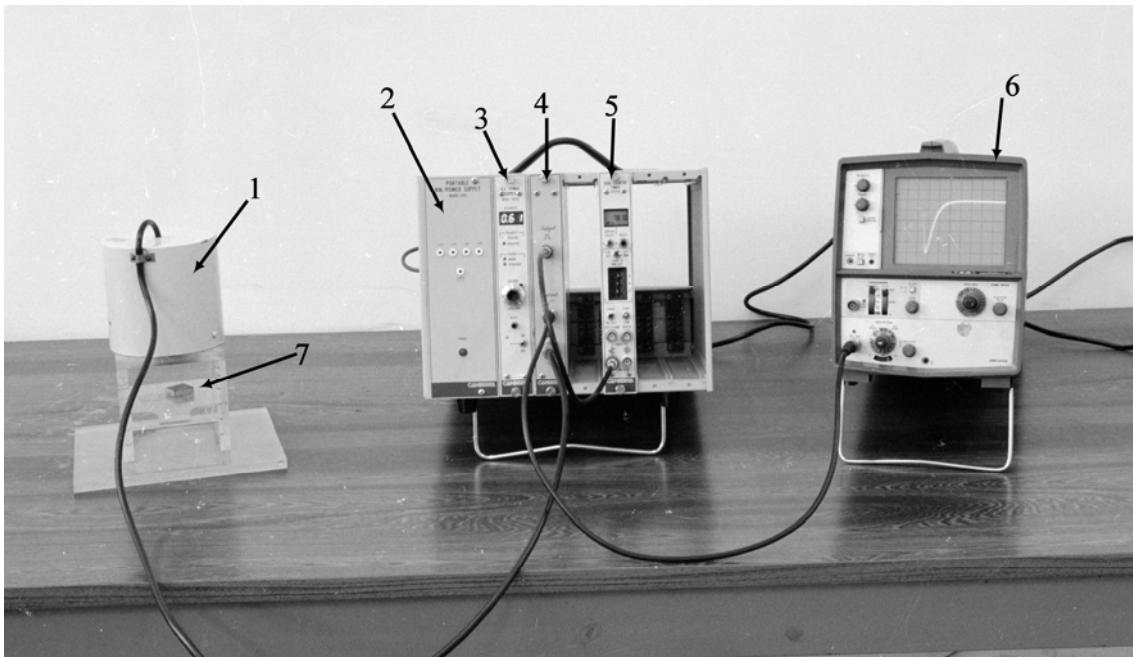
### **1.1 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

Η εύρεση των χαρακτηριστικών του απαριθμητή GM γίνεται από την μελέτη της καμπύλης ρυθμού καταμέτρησης – υψηλή τάση που εφαρμόζεται στον απαριθμητή (σχήμα 3.7.1). Από την καμπύλη αυτή προσδιορίζεται η τάση λειτουργίας του απαριθμητή  $V_0$ . Η τάση λειτουργίας είναι η τάση που εφαρμόζεται στον απαριθμητή GM κατά την χρησιμοποίησή του ως όργανο ανίχνευσης ακτινοβολιών. Σαν εφαρμογή

θα ληφθούν μετρήσεις του υποστρώματος και θα γίνει επαλήθευση της στατιστικότητας της ραδιενεργού εκπομπής.

### **Όργανα**

- i. Απαριθμητής Geiger-Müller με θωράκιση Pb (1).
- ii. Πλαίσιο/Τροφοδοτικό ηλεκτρονικών μονάδων τύπου NIM (NIM Crate) (2).
- iii. Τροφοδοτικό Υψηλής Τάσης (3).
- iv. (4)
- v. Χρονόμετρο-Καταμετρητής (Timer Counter) (5).
- vi. Παλμογράφος (6).
- vii. Ραδιενεργός πηγή (7).



#### **1.1.1 ΣΕΙΡΑ ΕΡΓΑΣΙΑΣ**

1. Αναγνώριση οργάνων και συνδέσεων.
2. Εξοικείωση με τα όργανα καταμέτρησης-χρονόμετρο .
3. Τοποθετήσατε ραδιενεργό πηγή μπροστά από τον απαριθμητή και ανεβάζοντας την τάση σύμφωνα με τις υποδείξεις του υπεύθυνου του εργαστηρίου παρακολουθήσατε τους παλμούς στον παλμογράφο.
4. Μεταβάλετε την τάση και παρατηρήσατε τους παλμούς. Να μετρηθούν τα ύψη τους σαν συνάρτηση της τάσης.

5. Επαναλάβετε την αύξηση της τάσης με ταυτόχρονη μέτρηση του ρυθμού. Η διάρκεια των μετρήσεων να είναι 1 λεπτό. Να προσδιοριστεί η τάση κατωφλίου.
6. Η πρώτη μέτρηση που ξεπερνά το  $2\sigma$  της μέσης τιμής του ρυθμού στο πλατώ θα θεωρηθεί το τέλος του πλατώ. Σταματήσετε τις μετρήσεις και χαμηλώσετε την υψηλή τάση.
7. Να σχεδιαστεί η καμπύλη του ρυθμού σαν συνάρτηση της υψηλής τάσης. Να προσδιοριστούν η αρχή και το τέλος του πλατώ. Λαμβάνοντας υπόψη τα δυο αυτά σημεία καθώς και τα ενδιάμεσα, με το σφάλμα τους, να υπολογιστεί η ευθεία ελαχίστων τετραγώνων που περιγράφει το πλατώ.
8. Να δοθεί το μήκος του πλατώ και η τάση λειτουργίας του απαριθμητή.
9. Να βρεθεί η κλίση του πλατώ.

#### **A) Μερικές μετρήσεις με τον απαριθμητή Geiger-Müller.**

##### *Μέτρηση του υποστρώματος*

Όταν απομακρυνθεί η πηγή ακτινοβολίας από τον απαριθμητή παρατηρούνται σποραδικοί παλμοί που οφείλονται αφ ενός σε σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας αφ ετέρου σε πιθανές ακτινοβολίες από τον περιβάλλοντα χώρο. Το σύνολο των σωματιδίων που διέρχεται από τον απαριθμητή και δεν οφείλεται στην πηγή της άσκησης καλείται υπόστρωμα. Έχει στατιστικό χαρακτήρα και ο προσδιορισμός του απαιτεί μακρόχρονες μετρήσεις.

10. Να απομακρυνθεί η πηγή από τον απαριθμητή και να τοποθετηθεί στο μολύβδινο δοχείο των πηγών που βρίσκεται στο τραπέζι της άσκησης. Να ληφθούν 3-5 πεντάλεπτες μετρήσεις.
11. Να υπολογιστεί η μέση τιμή του υποστρώματος και το σφάλμα του.

*Η εκπομπή ακτινοβολίας από τα ραδιενεργά υλικά έχει στατιστικό χαρακτήρα, όπως φανερώνει άλλωστε ο νόμος των ραδιενεργών διασπάσεων.*

#### **B) Στατιστική των μετρήσεων.**

12. Να ληφθούν 50 μονόμελεπτες μετρήσεις.
13. Να βρεθούν η μέση τιμή και το σφάλμα των 10, 20 και 50 μετρήσεων.
14. Να γίνει έκθεση των αποτελεσμάτων και των συμπερασμάτων.

## **ΑΣΚΗΣΗ 2**

# **ΜΕΤΡΗΣΗ ΤΟΥ ΝΕΚΡΟΥ ΧΡΟΝΟΥ ΚΑΙ ΤΗΣ ΑΠΟΔΟΣΗΣ ΤΟΥ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΗ GEIGER-MÜLLER**

Σκοπός της άσκησης είναι η μελέτη των χαρακτηριστικών χρόνων του απαριθμητή όπως του νεκρού χρόνου, του χρόνου διάκρισης και του χρόνου ανάληψης.

### **2.1 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

Οι χαρακτηριστικοί χρόνοι του απαριθμητή παρατηρούνται και μετρώνται στον παλμογράφο. Ακριβέστερα αποτελέσματα επιτυγχάνονται με εφαρμογή της μεθόδου των δυο πηγών, όπου το αποτέλεσμα προκύπτει από μέτρηση του ρυθμού καταμέτρησης. Με την γνώση του νεκρού χρόνου μπορεί να γίνει μελέτη της απόδοσης του απαριθμητή, του ρόλου της στερεάς γωνίας μεταξύ πηγής και απαριθμητή και η βαθμολογία της έντασης άγνωστης πηγής σε σύγκριση με βαθμολογημένη πηγή.

**Όργανα**

- i. Απαριθμητής Geiger-Müller
- ii. Μονάδα Υψηλής Τάσης
- iii. Καταμετρητής Παλμών
- iv. Παλμογράφος
- v. Ραδιενεργές πηγές

**2.1.1 ΣΕΙΡΑ ΕΡΓΑΣΙΑΣ****A) Εύρεση του Νεκρού Χρόνου**

1. Να βρεθεί η απόσταση από τον απαριθμητή όπου η κάθε μια από τις δυο πηγές, που θα χρησιμοποιηθούν για την μέτρηση του νεκρού χρόνου, δίνει 8000 έως 10000 κρούσεις/λεπτό. Οι πηγές θα πρέπει να τοποθετηθούν συμμετρικά ως προς το κέντρο του παράθυρου του απαριθμητή.
2. Να ληφθούν 3 πεντάλεπτες μετρήσεις για την πηγή 1. Να επαναληφθεί η ίδια διαδικασία για τις δυο πηγές 1,2 και την πηγή 2.
3. Να υπολογιστεί η μέση τιμή για κάθε περίπτωση  $R'_1$ ,  $R'_2$  και  $R'_{1,2}$  καθώς και το σφάλμα της κάθε τιμής.
4. Να υπολογιστεί ο νεκρός χρόνος του απαριθμητή και το σφάλμα του (να εφαρμοστεί μετάδοση σφαλμάτων).
5. Να μετρηθούν στον παλμογράφο ο νεκρός χρόνος, ο χρόνος διάκρισης και ο χρόνος ανάληψης του απαριθμητή.
6. Να συγκριθούν και να σχολιαστούν τα αποτελέσματα των δυο μεθόδων .

**B) Μέτρηση της Απόδοσης του απαριθμητή Geiger-Müller.**

7. Πηγή γνωστής έντασης να τοποθετηθεί σε κάποια απόσταση  $r$  από τον απαριθμητή και να ληφθούν 5 μετρήσεις διάρκειας 1 λεπτού. Να βρεθεί η μέση τιμή των μετρήσεων καθώς και το σφάλμα της.
8. Να υπολογιστεί η στερεά γωνία  $\Omega$  (σχέση 4.6.2) και το ποσοστό των σωματιδίων που διέρχονται από αυτή την στερεά γωνία.
9. Να βρεθεί η απόδοση του απαριθμητή και το σφάλμα της (σχέση 4.6.5).

**C) Μελέτη της Στερεάς Γωνίας.**

Η μελέτη της επίδρασης της στερεάς γωνίας,  $\Omega$ , στις μετρήσεις του ρυθμού από δεδομένη πηγή ακτινοβολίας ανάγεται στην μέτρηση του ρυθμού σε διάφορες

αποστάσεις από την πηγή καθόσον οι διαστάσεις του απαριθμητή παραμένουν αμετάβλητες.

10. Να ληφθούν μετρήσεις του ρυθμού σε διάφορες γνωστές αποστάσεις από τον απαριθμητή. Η διάρκεια των μετρήσεων να είναι 1 λεπτό.
11. Να υπολογιστεί η στερεά γωνία για κάθε απόσταση.
12. Να σχεδιαστούν οι καμπύλες του ρυθμού  $R$  σαν συνάρτηση της απόστασης  $r$  και του  $1/r^2$ .

#### **D) Εύρεση της έντασης άγνωστης πηγής.**

Εφόσον είναι γνωστή η απόδοση του απαριθμητή σε δεδομένη ακτινοβολία είναι δυνατός ο προσδιορισμός της έντασης άγνωστης πηγής,  $I_\alpha$ , ως προς το ίδιο είδος ακτινοβολίας με συγκριτική μέθοδο ως προς πηγή γνωστής έντασης,  $I_\gamma$ . Η μέθοδος βασίζεται στο ότι ο μετρούμενος ρυθμός από κάθε πηγή είναι ανάλογος της έντασης της πηγής. Έτσι:

$$\frac{I_\alpha}{I_\gamma} = \frac{R_\alpha}{R_\gamma}$$

13. Να μετρηθεί ο ρυθμός γνωστής πηγής  $R_\gamma$ . Στην ίδια απόσταση να μετρηθεί ο ρυθμός της άγνωστης πηγής  $R_\alpha$ . Η διάρκεια της μέτρησης να είναι η ίδια πχ. 1 λεπτό.
14. Να βρεθεί σε  $\mu\text{Ci}$  ή  $\text{Bq}$  η ένταση της άγνωστης πηγής και να προσδιοριστεί το σφάλμα της έντασης.

## ΑΣΚΗΣΗ 3

# ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΝΟΜΟΥ ΤΩΝ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΝ

Σκοπός του πειράματος είναι:

- i) η πειραματική διαπίστωση του νόμου των ραδιενεργών διασπάσεων, δηλαδή το πώς μεταβάλλεται η ενεργότητα ενός ραδιενεργού ισοτόπου με την πάροδο του χρόνου,
- ii) η μέτρηση της σταθεράς διάσπασης και του χρόνου ημισείας ζωής του ραδιενεργού,

### 3.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σε ένα ραδιενεργό υλικό, οι διασπάσεις των πυρήνων συμβαίνουν με στατιστικό τρόπο. Αυτό σημαίνει ότι:

- δεν είναι γνωστό το πότε θα διασπαστεί ένας πυρήνας του ραδιενεργού υλικού,

- είναι γνωστή η στατιστική συμπεριφορά του συνόλου των ραδιενεργών πυρήνων του υλικού, δηλαδή μπορεί να βρεθεί η πιθανότητα κάθε πυρήνα να διασπαστεί στη μονάδα του χρόνου.

Την πιθανότητα του κάθε πυρήνα να διασπαστεί στη μονάδα του χρόνου την ονομάζουμε **σταθερά διάσπασης**, την συμβολίζουμε με το ελληνικό γράμμα  $\lambda$ , και την μετράμε σε μονάδες αντιστρόφου χρόνου ( $\text{sec}^{-1}$ ,  $\text{min}^{-1}$ ,  $\text{yr}^{-1}$ ). Η σταθερά αυτή έχει μια καθορισμένη τιμή για κάθε ένα είδος πυρήνων και επομένως αποτελεί ένα χαρακτηριστικό τους μέγεθος, όπως το φορτίο, η μάζα ηρεμίας, κλπ.

Αναφερόμενοι σε ένα μεγάλο πλήθος πυρήνων  $N$  ενός ισοτόπου, του οποίου γνωρίζουμε τη σταθερά διάσπασής του  $\lambda$ , είναι δυνατόν να προβλέψουμε πόσοι πυρήνες από τους  $N$  θα διασπαστούν μέσα σε δεδομένο χρονικό διάστημα. Ο αριθμός των διασπώμενων πυρήνων σε χρονικό διάστημα  $dt$  (από  $t$  έως  $t+dt$ ), μειώνει το αρχικό πλήθος των πυρήνων  $N$  κατά  $dN$ , και είναι ανάλογος της σταθεράς διάσπασης  $\lambda$  και του πλήθους  $N$  των πυρήνων τη δεδομένη στιγμή  $t$ . Άρα ισχύει:

$$dN = - \lambda N dt \quad [3.1]$$

Το αρνητικό πρόσημο δείχνει ότι η μεταβολή του πλήθους των πυρήνων είναι μειωτική και όχι αυξητική. Η σχέση αυτή μπορεί να γραφεί και ως εξής:

$$dN/dt = - \lambda N \quad [3.2]$$

Προφανώς, ο λόγος  $dN/dt$  είναι ο **ρυθμός των διασπάσεων**, ο οποίος μετράται συνήθως σε διασπάσεις ανά μονάδα χρόνου ( $\text{dpm}=\text{disintegrations per min}$  ή  $\text{dps}=\text{disintegrations per sec}=\text{Bq}$ ) και που αντιπροσωπεύει την **ενεργότητα** του δείγματος.

Η [3.2] είναι μια απλή διαφορική εξίσωση, η λύση της οποίας είναι:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad [3.3]$$

όπου  $N_0$  των πλήθος των πυρήνων τη χρονική στιγμή  $t = 0$  και  $N$  το πλήθος των πυρήνων τη χρονική στιγμή  $t$ . Η σχέση [3.3] εκφράζει τον **νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων** ή **νόμο της ραδιενέργειας**, ο οποίος λέει ότι:

*Η ποσότητα ραδιενεργού ισοτόπου μειώνεται εκθετικά με την πάροδο του χρόνου.*

Επειδή αυτό που συνήθως μετράμε σε ένα πείραμα, δεν είναι ο αριθμός των πυρήνων της ραδιενεργού πηγής, αλλά ο ρυθμός των ραδιενεργών διασπάσεων ή ενεργότητα:

$$I = dN / dt \quad [3.4]$$



μας ενδιαφέρει να έχουμε μία σχέση για τη μεταβολή της ενεργότητας του ραδιενεργού με τον χρόνο. Αυτό γίνεται εύκολα αν στη σχέση [3.2]:

$$I = - \lambda N$$

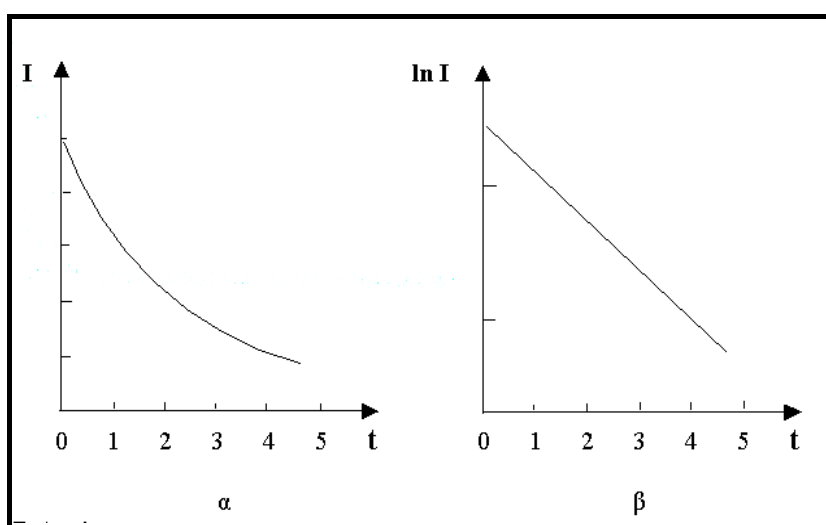
αντικαταστήσουμε το N από τη σχέση [3.3] οπότε :

$$I = - \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

ή 
$$I = I_0 e^{-\lambda t} \quad [3.5]$$

Η σχέση [3.5] είναι μία άλλη μορφή του νόμου των ραδιενεργών διασπάσεων και λέει ότι:

*Η ενεργότητα ραδιενεργού ισotόπου μειώνεται εκθετικά με την πάροδο του χρόνου.*



**Σχήμα 3.1** Γραφική παράσταση του νόμου των ραδιενεργών διασπάσεων σε διάγραμμα α) γραμμικό β) ημιλογαριθμικό

Αφού η ραδιενέργεια ενός ισotόπου είναι στατιστικό φαινόμενο, για να το περιγράψουμε μπορούμε να ορίσουμε διάφορες στατιστικές ποσότητες. Μία τέτοια ποσότητα έχουμε ορίσει ήδη και είναι η σταθερά διάσπασης λ. Μία άλλη στατιστική ποσότητα είναι ο μέσος χρόνος ζωής τ των πυρήνων ενός ισotόπου. Η ποσότητα αυτή για πλήθος N πυρήνων είναι:

$$\tau = \frac{\sum_i t_i dN_i}{\sum_i dN_i} \quad [3.6]$$

Για πολύ μεγάλο πλήθος πυρήνων,  $N \rightarrow \infty$ , αποδεικνύεται ότι ο μέσος χρόνος ζωής ισotύται με το αντίστροφο της σταθεράς διάσπασης:

$$\tau = 1/\lambda \quad [3.7]$$

Μία άλλη ποσότητα, χρησιμοποιούμενη συχνά στην πυρηνική φυσική είναι ο **χρόνος υποδιπλασιασμού** ή **χρόνος ημισείας ζωής**  $T_{1/2}$  ραδιενεργού ισοτόπου. Η ποσότητα αυτή ορίζεται ως ο χρόνος που πρέπει να παρέλθει για να απομείνει η μισή ποσότητα του ραδιενεργού που υπήρχε αρχικά (επομένως και η μισή ενεργότητα της αρχικής). Έτσι, σύμφωνα με τον ορισμό, αν τη στιγμή  $t = 0$  υπήρχαν  $N_0$  πυρήνες, σε χρόνο  $t = T_{1/2}$  θα έχουν απομείνει  $N_0/2$  πυρήνες. Από τη σχέση [3.3] θα έχουμε λοιπόν:

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

και λογαριθμίζοντας :

$$\ln(1/2) = -\lambda T_{1/2}$$

άρα :

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda \quad [3.8]$$

και λόγω της [3.7] :

$$T_{1/2} = (\ln 2) \tau = 0.693 \cdot \tau \quad [3.9]$$

Η πειραματική μελέτη του νόμου των ραδιενεργών διασπάσεων αποβαίνει πολύ χρήσιμη για τον καθορισμό χαρακτηριστικών ποσοτήτων ενός ραδιενεργού δείγματος. Από τη σχέση [3.5] παρατηρούμε ότι προκύπτει με λογαρίθμηση η σχέση:

$$\ln I = \ln I_0 - \lambda t \quad [3.10]$$

η οποία είναι γραμμική σχέση μεταξύ των  $\ln I$  και  $t$  με κλίση τη σταθερά  $\lambda$ . Άρα η μέτρηση της ενεργότητας συναρτήσει του χρόνου δίνει τη σταθερά  $\lambda$ , και μέσω των σχέσεων [3.7] και [3.8], δίνει τον μέσο χρόνο ζωής  $\tau$  και τον χρόνο υποδιπλασιασμού  $T_{1/2}$  του ισοτόπου. Επίσης, μέσω της σχέσης [3.2], οι ίδιες μετρήσεις μας δίνουν το πλήθος  $N$  των πυρήνων στο υπό μελέτη ραδιενεργό:

$$N = I / \lambda \quad [3.11]$$

όπου  $\lambda$  η σταθερά διάσπασης και  $I$  η απόλυτη ενεργότητα του δείγματος. Την απόλυτη ενεργότητα τη βρίσκουμε από τον μετρούμενο ρυθμό  $R$ , την απόδοση του ανιχνευτή  $\epsilon$  και τον παράγοντα γεωμετρίας  $g$  κατά τη μέτρηση:

$$R = g \epsilon I = (\Omega/4\pi) \cdot \epsilon I \quad [3.12]$$

Λόγω της αναλογίας μεταξύ των  $I$  και  $R$ , είναι φανερό ότι και ο ρυθμός  $R$  θα εξαρτάται από τον χρόνο με μία σχέση παρόμοια της [3.5] :

$$R = R_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad [3.13]$$

Η σχέση αυτή μπορεί να επαληθευτεί άμεσα πειραματικά.

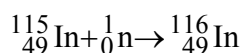
## 3.2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

### Όργανα

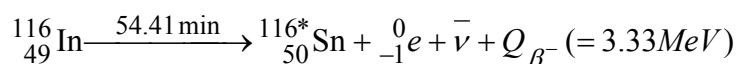
- i. Απαριθμητής Geiger-Müller
- ii. Μονάδα Υψηλής Τάσης
- iii. Καταμετρητής Παλμών
- iv. Παλμογράφος
- v. Ραδιενεργός πηγή

### 3.2.1 ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΟ ΙΣΟΤΟΠΟ

Ο χρόνος ημισείας ζωής των διαφόρων ραδιενεργών κυμαίνεται μέσα σε μια τεράστια περιοχή τιμών, περιλαμβάνοντας μικρούς χρόνους, όπως  $10^{-7}$  sec (εξαιρετικώς ασταθή ισότοπα), έως πολύ μεγάλους χρόνους της τάξης των  $10^{10}$  y (εξαιρετικώς μακρόβια ισότοπα). Για τη σωστή πραγματοποίηση της άσκησης είναι σημαντικό να χρησιμοποιήσουμε ραδιενεργό ισότοπο που έχει χρόνο ημισείας ζωής συγκρίσιμο με τη χρονική διάρκεια της άσκησης, έτσι ώστε να είναι παρατηρήσιμη η μείωση της ενεργότητας του δείγματος. Αυτό σημαίνει ότι η ραδιενεργός πηγή θα πρέπει να παρασκευάζεται στο εργαστήριο. Επί πλέον, είναι προτιμότερο για λόγους ασφαλούς χρήσης, η ραδιενεργός πηγή να είναι συμπαγής και όχι σε μορφή σκόνης ή υγρού. Όλες τις παραπάνω απαιτήσεις συγκεντρώνει το ραδιενεργό ισότοπο ίνδιο-116. Το ισότοπο αυτό παράγεται από το σταθερό ίνδιο-115 το οποίο αποτελεί φυσικό ισότοπο, σε αναλογία 95.8%, του μετάλλου ινδίου (ατομικός αριθμός 49). Η παραγωγή του ραδιενεργού ισότοπου (ενεργοποίηση) γίνεται με πυρηνική αντίδραση σύλληψης ενός νετρονίου:

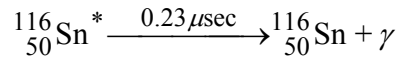


Το παραγόμενο ίνδιο-116 διασπάται προς το ισότοπο κασσίτερος-116, εκπέμποντας σωματίδια  $\beta^-$ :



Στην πραγματικότητα, οι αντιδράσεις παραγωγής του ινδίου-116 και του κασσιτέρου-116, δεν είναι τόσο απλές όσο φαίνονται παραπάνω. Υπάρχουν περισσότεροι από ένας τρόποι (τους λέμε "κανάλια") για να φτάσουμε από το ίνδιο στον κασσίτερο με σύλληψη νετρονίου, οι οποίοι περιγράφονται αλλού (βλέπε Άσκηση 4 και τα αντίστοιχα διαγράμματα). Στο κύριο κανάλι, που ενδιαφέρει την παρούσα

άσκηση, οι πυρήνες του ινδίου-116 διασπώνται, με χρόνο ημισείας ζωής ίσο με 54.41 min, προς πυρήνες κασσιτέρου-116\*, σε διεγερμένη κατάσταση. Το θυγατρικό αυτό ισότοπο αποδιεγείρεται προς τη βασική στάθμη του, χωρίς σημαντική καθυστέρηση σε σύγκριση με τα 54.41 min (μέσος χρόνος της τάξης των 0.2 μsec), εκπέμποντας την περίσσεια ενέργειας με τη μορφή φωτονίων (ακτινοβολία γ):



Εμείς κυρίως μετρούμε την ακτινοβολία- β<sup>-</sup> αντί της επίσης εκπεμπόμενης ακτινοβολίας-γ, επειδή ο ανιχνευτής που χρησιμοποιούμε έχει μεγάλη απόδοση στα β<sup>-</sup>.

### 3.2.2 ΜΕΤΡΗΣΗ ΜΕ ΤΟΝ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ GEIGER – MÜLLER

Ο ανιχνευτής που χρησιμοποιούμε για τη μέτρηση της ραδιενέργειας του δείγματος, είναι ο ανιχνευτής Geiger–Müller ο οποίος έχει περιγραφεί σε προηγούμενη άσκηση. Η απόδοση του ανιχνευτή αυτού είναι πολύ μεγάλη στην ακτινοβολία- β<sup>-</sup>. (~99%) και πολύ μικρή στην ακτινοβολία-γ (~ 1%).

Αυτό που συνήθως μετράμε με κάποιον ανιχνευτή είναι ο ρυθμός κρούσεων R σε cpm (= counts per min), δηλαδή ο αριθμός των παραγομένων παλμών από τον ανιχνευτή στη μονάδα του χρόνου. Ο ρυθμός R, βέβαια, είναι ανάλογος της απόλυτης ενεργότητας I της ραδιενεργού πηγής, της απόδοσης του ανιχνευτή ε και του παράγοντα γεωμετρίας g κατά τη μέτρηση:

$$R = g \varepsilon I \quad [3.12]$$

Για να υπολογίσουμε την ενεργότητα I, πρέπει συνεπώς να γνωρίζουμε την απόδοση του ανιχνευτή ε και τον παράγοντα γεωμετρίας g κατά τη μέτρηση. Τον παράγοντα γεωμετρίας g μπορούμε να τον υπολογίσουμε κατά προσέγγιση, από τη σχέση:  $g = \Omega/4\pi = S/(4\pi d^2)$ , όπου d η απόσταση της πηγής από το παράθυρο του ανιχνευτή και S το εμβαδό του παραθύρου. Για τους ανιχνευτές που χρησιμοποιούμε στο εργαστήριο, είναι γνωστό ότι η διάμετρος του παραθύρου είναι ίση με 2.54 cm, άρα:

$S = \pi r^2 = 3.14 \times (1.27)^2 = 5.1 \text{ cm}^2$ . Έτσι, πχ. για απόσταση d = 1 cm, ο παράγοντας γεωμετρίας είναι:

$$g = S/(4\pi d^2) = 5.1 \text{ cm}^2 / (4\pi \text{ cm}^2) = 0.41 \text{ (ή 41 \%)}$$

για απόσταση d = 2 cm, ο παράγων γεωμετρίας είναι:

$$g = S/(4\pi d^2) = 5.1 \text{ cm}^2 / (4\pi 4\text{cm}^2) = 0.1 \text{ (ή 10 \%)} \text{ κ.ο.κ.}$$

### 3.2.3 ΣΕΙΡΑ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

1. Αναγνωρίστε τις συσκευές και ετοιμάστε την συνδεσμολογία του ανιχνευτή Geiger–Müller.
2. Θέσετε σε λειτουργία την μονάδα τροφοδοσίας, βρείτε την τάση λειτουργίας του ανιχνευτή και βάλτε την τιμή υψηλής τάσης.
3. Πάρτε το υπόστρωμα με μία πεντάλεπτη μέτρηση. Υπολογίστε το υπόστρωμα σε μονάδες cpm .
4. Ζητήστε το φύλλο ινδίου (το οποίο είναι ακόμη μη-ενεργοποιημένο), σημειώστε τον κωδικό του για να το αναγνωρίζετε. Το βάρος του θα σας δοθεί από τον σχετικό πίνακα που είναι στη διάθεσή σας.
5. Βάλτε το φύλλο ινδίου με προσοχή στη θέση μέτρησης, σε απόσταση 1-2 cm από το παράθυρο του ανιχνευτή και μετρήστε τον ρυθμό για 1 min. Υπάρχει μετρήσιμη διαφορά του ρυθμού που μετρήσατε από την τιμή υποστρώματος ;
6. Συσκευάστε κατάλληλα το φύλλο ινδίου, στηρίξτε το στο ειδικό στήριγμα όπως θα σας δείξει ο υπεύθυνος του εργαστηρίου και τοποθετείστε το μέσα στον αντιδραστήρα για να ενεργοποιηθεί. (Σημειώστε την χρονική στιγμή έναρξης της ακτινοβόλησης).
7. Μετά από 1 ώρα περίπου, βγάλτε το ίνδιο από τον αντιδραστήρα. (Σημειώστε την χρονική στιγμή πέρατος της ακτινοβόλησης).
8. Μετρήστε το ρυθμό R με μονόλεπτες μετρήσεις ανά πεντάλεπτο. Σημειώστε με το ρολόι σας τον χρόνο έναρξης της κάθε μέτρησης. Σε ένα πρόχειρο διάγραμμα με άξονες  $x = t$ ,  $y = \ln R$ , σημειώνετε τις μετρήσεις σας και παρακολουθείστε τη μεταβολή τους.
9. Μετά από πόσο χρόνο ο ρυθμός πέφτει στο μισό περίπου του αρχικού; Τι αντιπροσωπεύει ο χρόνος αυτός;

**Στην γραπτή εργασία σας**, εκτός από την περιγραφή των ανωτέρω, κάντε και τα εξής:

10. Κάντε την διόρθωση της κάθε μέτρησης λαμβάνοντας υπόψη τον νεκρό χρόνο  $\tau$  του G-M.
11. Βάλτε τον διορθωμένο ρυθμό  $R_a$  σαν συνάρτηση του χρόνου μέτρησης, σε γραμμικό διάγραμμα και ημιλογαριθμικό διάγραμμα. Δείτε αν επαληθεύεται ο νόμος των ραδιενεργών διασπάσεων.
12. Βρείτε την καλλίτερη ευθεία (υπολογισμός της ευθείας ελαχίστων τετραγώνων) για το διάγραμμα σε ημιλογαριθμικό και χαράξτε την.

13. Βρείτε την σταθερά διάσπασης  $\lambda$  με το πειραματικό σφάλμα της.
14. Από την πειραματική σας τιμή για την σταθερά διάσπασης  $\lambda$ , υπολογίστε τον χρόνο υποδιπλασιασμού  $T_{1/2}$  και το αντίστοιχο πειραματικό σφάλμα. Συγκρίνετε με την τιμή της βιβλιογραφίας.
15. Από την σταθερά διάσπασης  $\lambda$ , υπολογίστε και το μέσο χρόνο ζωής  $\tau$  του ραδιενεργού ισοτόπου.
16. Υπολογίζοντας τον παράγοντα γεωμετρίας  $g$  (από την απόσταση δείγματος – ανιχνευτή και τις διαστάσεις του παραθύρου) και λαμβάνοντας την απόδοση του Geiger για την ακτινοβολία- $\beta^-$  ίση με  $\epsilon = 99\%$ , υπολογίστε για την πρώτη σας μέτρηση την απόλυτη ενεργότητα  $I$  της πηγής.
17. Από την απόλυτη ενεργότητα  $I$ , υπολογίστε τον αριθμό  $N$  των ραδιενεργών πυρήνων στο φύλλο ινδίου που μετρήσατε.
18. Από το βάρος του φύλλου και το ατομικό βάρος του ινδίου ( $A_B=114.82$ ), υπολογίστε τον αριθμό των πυρήνων  $n$  που υπάρχουν στο δείγμα σας ( $n = \text{Βάρος} \cdot N_A / A_B$ ). Κατόπιν υπολογίστε ποιο είναι κατά προσέγγιση το ποσοστό των ραδιενεργών πυρήνων στο δείγμα σας.
19. Υπολογίστε πόσοι χρόνοι ημισείας ζωής πρέπει να περάσουν για να μειωθεί η ενεργότητα ραδιενεργού δείγματος στο 1 % και στο 0.1 % του αρχικού.
20. Στο τέλος, γράψτε τα συμπεράσματά σας.

## ΑΣΚΗΣΗ 4

# ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ ΜΕ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΗ ΕΝΕΡΓΟΠΟΙΗΣΗΣ

Σκοπός της άσκησης είναι η ανίχνευση νετρονίων με την χρήση απαριθμητών ενεργοποίησης.

### 4.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΕΙΣΑΓΩΓΗ

#### 4.1.1 ΓΕΝΙΚΑ

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

$$dn/dt = \Phi \cdot M \cdot \sigma \quad [4.1]$$

όπου

$n$  = ο αριθμός αντιδράσεων στο ακτινοβολούμενο υλικό (στόχος)

$\Phi$  = η ροή των σωματιδίων (αριθμός σωματιδίων της ακτινοβολίας  $\text{cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1}$ ).

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

$$M = N_A \cdot m / A$$

όπου

$N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$  (αριθμός Avogadro)

$m$  = η μάζα του υλικού σε g

$A$  = ατομικό βάρος υλικού

$\sigma$  = η ενεργός διατομή των σωματιδίων της αντίδρασης σε  $\text{cm}^2$  (αν δίνεται σε barns,  $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ )

Κατά την ακτινοβόληση ενός υλικού μπορούν να συμβούν διάφορες πυρηνικές αντιδράσεις οι οποίες εξαρτώνται από το ακτινοβολούμενο υλικό, το είδος και την ενέργεια των σωματιδίων της ακτινοβολίας. Γνωρίζοντας την ενεργό διατομή των σωματιδίων 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 ημισείας ζωής των πυρήνων.

Όταν σχηματισθεί μεγάλος αριθμός ραδιενεργών ατόμων θα υφίστανται διασπάσεις, ο αριθμός των οποίων θα ελαττώνεται με τον χρόνο ακολουθώντας τον εκθετικό νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων. Ο αριθμός των διασπάσεων ανά μονάδα χρόνου καλείται ενεργότητα του υλικού, η δε διαδικασία παραγωγής ραδιενεργών πυρήνων καλείται **ενεργοποίηση**.

Η ακτινοβόληση 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, γάμμα, κλπ. οπότε για κάθε ενεργοποίηση υπολογίζεται το ποσοστό των ενεργοποιηθέντων πυρήνων που εκπέμπουν ακτινοβολία άλφα, βήτα γάμμα κλπ. αντίστοιχα.



### 4.1.2 ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΕΣ ΕΝΕΡΓΟΠΟΙΗΣΗΣ

*Το φαινόμενο της ενεργοποίησης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση και μέτρηση διαφόρων πυρηνικών ακτινοβολιών, κυρίως δε νετρονίων.*

Για να μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένα ισότοπο για την ανίχνευση και την μέτρηση της ροής των νετρονίων θα πρέπει να έχει τις παρακάτω ιδιότητες:

- *Να έχει όσο το δυνατό μεγαλύτερη ενεργό διατομή σύλληψης νετρονίων,  $\sigma$ .*
- *Η ενεργός διατομή να μη παρουσιάζει μεγάλες μεταβολές με την ενέργεια των νετρονίων, τουλάχιστον για την ενεργειακή περιοχή της ακτινοβολίας νετρονίων που θέλουμε να μελετήσουμε.*
- *Οι ραδιενεργοί πυρήνες που θα σχηματισθούν να μην έχουν ούτε πολύ μικρό αλλά ούτε και πολύ μεγάλο χρόνο ημισείας ζωής. Οι πλέον επιθυμητοί χρόνοι ημισείας ζωής είναι της τάξης μεγέθους των min.*
- *Οι ραδιενεργοί πυρήνες να είναι  $\beta$ - ή  $\gamma$ - ραδιενεργοί.*

Τα ισότοπα που έχουν τα παραπάνω χαρακτηριστικά, συχνά ονομάζονται **απαριθμητές ενεργοποίησης**. Οι απαριθμητές αυτοί δίνουν την ολοκληρωμένη ροή νετρονίων στην διάρκεια του χρόνου έκθεσης, δηλαδή δεν παρέχουν πληροφορίες για την χρονική διακύμανση της ροής των νετρονίων.

Ο προσδιορισμός της ενεργότητας του ραδιενεργού ισότοπου που παράγεται με την ενεργοποίηση γίνεται μετρώντας τις διασπάσεις με κατάλληλο ανιχνευτή, πχ. με απαριθμητή Geiger-Müller ή απαριθμητή σπινθηρισμών.

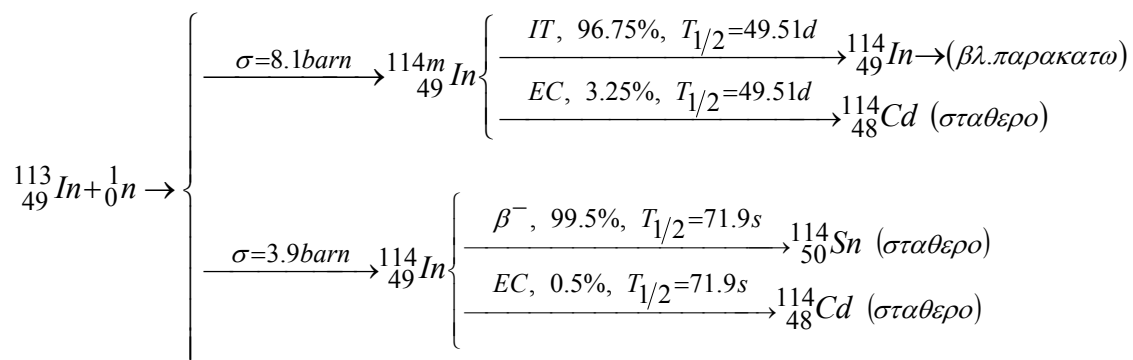
Τα θερμικά νετρόνια χρησιμοποιούνται συνηθέστερα ως ακτινοβολία ενεργοποίησης, διότι είναι ηλεκτρικά ουδέτερα, χαμηλής ενέργειας και απορροφούνται πολύ εύκολα από έναν πυρήνα τον οποίο καθιστούν ραδιενεργό (ενεργοποίηση). Θερμικά νετρόνια υπάρχουν άφθονα σε πυρηνικούς αντιδραστήρες, λόγω της θερμοποίησης των ταχέων νετρονίων που παράγονται από την σχάση του  $^{235}\text{U}$ .

Στην παρούσα άσκηση ως απαριθμητής ενεργοποίησης χρησιμοποιείται το In, διότι παρουσιάζει ιδανικά χαρακτηριστικά, ώστε το πλήθος των παραγομένων ραδιενεργών πυρήνων να είναι ικανό να δώσει παλμούς μετρήσιμους από έναν ανιχνευτή GM. Τα χαρακτηριστικά αυτά είναι τα εξής:

- *Μεγάλη ενεργός διατομή σύλληψης θερμικών νετρονίων ( $\sim 162$  barn).*
- *Χρόνος ημισείας ζωής 54 min.*

- Πρακτικά ενεργοποιείται ένα μόνο ισότοπο, το  $^{115}\text{In}$ , που βρίσκεται κατά 95.7% στο φυσικό  $\text{In}$ , και δίνει  $^{116}\text{In}$  το οποίο είναι  $\beta^-$  ραδιενεργό.

Το υπόλοιπο 4.3% του φυσικού  $\text{In}$  αποτελείται από το ισότοπο  $^{113}\text{In}$ . Οι αντιδράσεις ενεργοποίησης του  $^{113}\text{In}$  είναι:

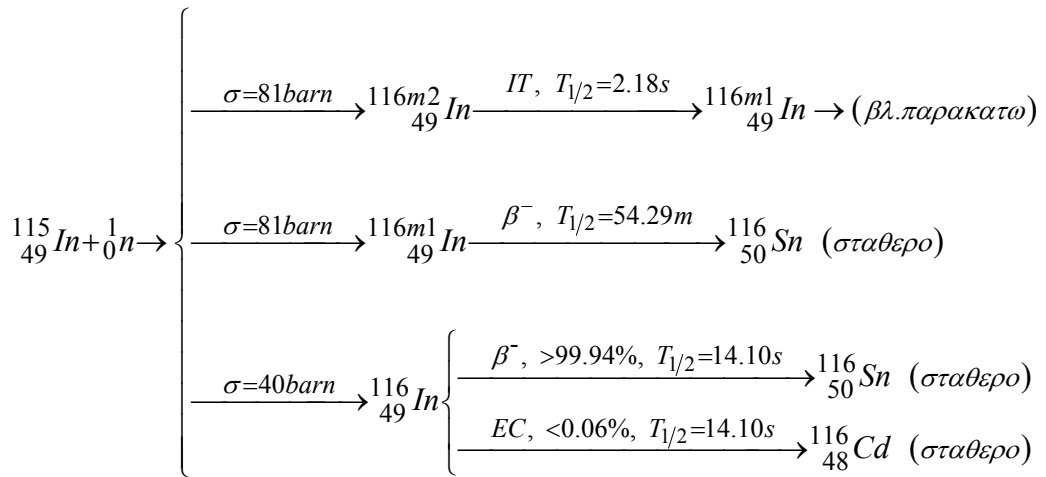


Όπως φαίνεται από τις παραπάνω αντιδράσεις κατά την ενεργοποίηση του  $^{113}\text{In}$  παράγονται οι δύο ισομερείς καταστάσεις του  $^{114}\text{In}$ .

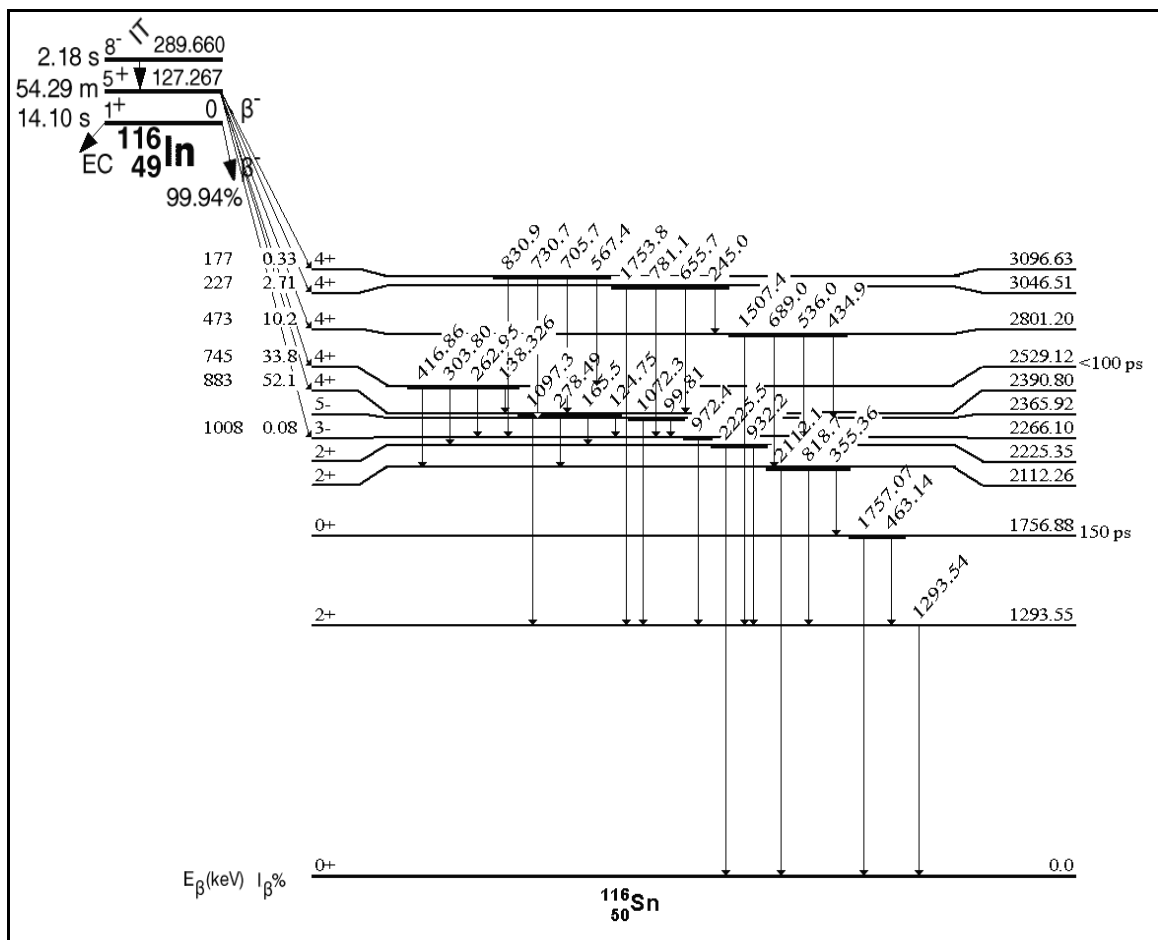
Η πρώτη κατάσταση ( $^{114m}_{49}\text{In}$ ) είναι μετασταθής ( $T_{1/2} = 49.51\text{days}$ ) και διασπάται είτε σε σταθερό ισότοπο ( $^{114}\text{Cd}$ ), είτε σε  $^{114}\text{In}$ . Το  $^{114}\text{In}$  που παράγεται από την ισομερή μετάπτωση του  $^{114m}\text{In}$  ακολουθεί τον ρυθμό διάσπασης του πατρικού του, καθόσον ο χρόνος ημισείας ζωής του  $^{114}\text{In}$  είναι κατά πολύ μικρότερος του χρόνου ημισείας ζωής του  $^{114m}\text{In}$  (βλ. Τμήμα 1, παράγρ. 1.4).

Η δεύτερη κατάσταση ( $^{114}\text{In}$ ) έχει μικρό χρόνο ημισείας ζωής ( $T_{1/2} = 71.9\text{sec}$ ), οπότε το  $^{114}\text{In}$  που παράγεται κατά την ενεργοποίηση του  $^{113}\text{In}$  πρακτικά εξαφανίζεται μέχρι την έναρξη των μετρήσεων..

Οι αντιδράσεις ενεργοποίησης του  $^{115}\text{In}$  είναι:



Όπως φαίνεται από τις παραπάνω αντιδράσεις κατά την ενεργοποίηση του  ${}^{115}\text{In}$  παράγονται οι τρεις ισομερείς καταστάσεις του  ${}^{116}\text{In}$  (σχήμα 4.1).



Σχήμα 4.1 Διάγραμμα διάσπασης του  $\text{In}^{116}$

Η πρώτη κατάσταση ( $^{116m2}_{49}\text{In}$ ) είναι μετασταθής, με χρόνο ημισείας ζωής 2.18 sec και μεταπίπτει στην δεύτερη κατάσταση με εκπομπή ακτινοβολίας  $\gamma$ .

Η δεύτερη κατάσταση ( $^{116m1}_{49}\text{In}$ ) έχει χρόνο ημισείας ζωής 54.29 min και διασπάται σε σταθερό ισότοπο ( $^{116}_{50}\text{Sn}$ ) με εκπομπή ακτινοβολίας- $\beta^-$  ( $E_{\max} = 1\text{MeV}$  σε ποσοστό 51%, 0.87 MeV σε ποσοστό 28% και 0.60 MeV σε ποσοστό 21%) καθώς και με εκπομπή ακτινοβολίας  $\gamma$  διαφόρων ενεργειών.

Η τρίτη κατάσταση ( $^{116}_{49}\text{In}$ ) έχει χρόνο ημισείας ζωής 14.1 sec, οπότε πρακτικά το ισότοπο αυτό εξαφανίζεται μέχρι την έναρξη της μέτρησης του ενεργοποιημένου φυσικού In.

Από τα παραπάνω φαίνεται ότι τα σωμάτια που θα μετρά ο ανιχνευτής μετά την ενεργοποίηση του φυσικού In θα οφείλονται στις διασπάσεις των  $^{114m}\text{In}$ ,  $^{114}\text{In}$  και  $^{116m1}\text{In}$ . Αν ληφθεί υπόψη η μικρή φυσική ισοτοπική αναλογία του  $^{113}\text{In}$  (4.3%), η σχετικά μικρότερη ενεργός διατομή του έναντι αυτής του  $^{115}\text{In}$  (μία τάξη μεγέθους διαφορά) και ο μεγάλος χρόνος ημιζωής του  $^{114m}\text{In}$ , προκύπτει ότι η συνεισφορά στις μετρήσεις των ραδιενεργών ισωτόπων που προέρχονται από την ενεργοποίηση του  $^{113}\text{In}$  είναι μικρή και οπωσδήποτε σταθερή για μετρήσεις διάρκειας λίγων ωρών (π.χ. για 1 ώρα  $e^{-(\ln 2/49.51d)0.0417d} = 0.9994$ ).

Συνεπώς το μόνο ισότοπο που θα μετρά πρακτικά ο ανιχνευτής GM θα είναι το  $^{116m1}\text{In}$  με  $T_{1/2} = 54$  min στο οποίο όμως θα πρέπει να προσθέσουμε και το  $^{116m2}\text{In}$  με  $T_{1/2} = 2.18$  sec. Οι δύο παραπάνω καταστάσεις έχουν συνολική ενεργό διατομή:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 = 162\text{barn}$$

Κατά την ακτινοβόληση του Ινδίου σε ροή θερμικών νετρονίων  $\Phi$ , ο ρυθμός παραγωγής των ενεργοποιημένων ατόμων είναι:

$$dn_1/dt = M \cdot \sigma \cdot \Phi \quad [4.2]$$

Ταυτόχρονα με την παραγωγή των ραδιενεργών πυρήνων αυτοί διασπώνται σύμφωνα με τη σχέση:

$$dn_2/dt = -\lambda n \quad [4.3]$$

όπου  $n$  ο αριθμός των πυρήνων του σχηματισθέντος ραδιοϊσοτόπου ( $^{116m1}In$ ) την χρονική στιγμή  $t$  και  $\lambda$  η σταθερά διάσπασής του.

Ο ρυθμός μεταβολής των ραδιενεργών ατόμων θα είναι:

$$\begin{aligned} dn/dt &= dn_1/dt - dn_2/dt && \text{ή} \\ dn/dt &= M \cdot \sigma \cdot \Phi - \lambda n && [4.4] \end{aligned}$$

Εάν ο χρόνος ακτινοβόλησης είναι  $t_1$ , τότε ολοκληρώνοντας την σχέση [4.4] βρίσκουμε τον συνολικό αριθμό των σχηματισθέντων ραδιενεργών πυρήνων στον στόχο, δηλ.

$$n = (M \cdot \sigma \cdot \Phi / \lambda) \cdot (1 - e^{-\lambda t_1}) \quad [4.5]$$

Η ενεργότητα του υλικού μετά την ακτινοβόληση θα είναι:

$$\begin{aligned} A_1 &= \lambda n && \text{ή} \\ A_1 &= M \cdot \sigma \cdot \Phi \cdot (1 - e^{-\lambda t_1}) && [4.6] \end{aligned}$$

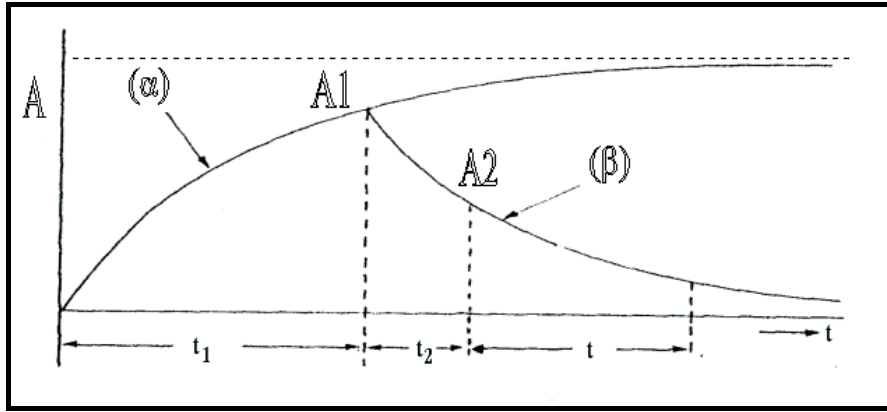
Η γραφική παράσταση της σχέσης [4.6] φαίνεται στο σχήμα 4.2 (καμπύλη α).

Αμέσως μετά το τέλος της ακτινοβόλησης αρχίζει η εκθετική μείωση των ραδιενεργών πυρήνων σύμφωνα με την σχέση:

$$A = A_1 \cdot e^{-\lambda t}$$

Εάν  $t_2$  είναι ο χρόνος που μεσολαβεί από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την έναρξη της μέτρησης των ενεργοποιημένων δειγμάτων, η ενεργότητα κατά την έναρξη της μέτρησης θα είναι:

$$A_2 = A_1 \cdot e^{-\lambda t_2} \quad [4.7]$$



**Σχήμα 4.2.** Η ενεργότητα του In σε συνάρτηση με τον χρόνο κατά διάφορες φάσεις ακτινοβόλησης και καταμέτρησης.

Κατά την διάρκεια των μετρήσεων η ενεργότητα θα μεταβάλλεται σύμφωνα με την σχέση:

$$A_3 = A_1 \cdot e^{-\lambda(t_2+t_3)} \quad [4.8]$$

ή 
$$A_3 = A_2 \cdot e^{-\lambda t_3} \quad [4.9]$$

Στο σχήμα 4.2 (καμπύλη β) φαίνεται η μεταβολή της ενεργότητας  $A_3$  σε συνάρτηση με τον χρόνο.

Η μέτρηση της ενεργότητας γίνεται με ανιχνευτή δεδομένης απόδοσης  $\varepsilon$  και σε συγκεκριμένη θέση μέτρησης, με παράγοντα γεωμετρίας  $g$ . Συνεπώς εάν ο αριθμός των μετρούμενων παλμών ανά μονάδα χρόνου είναι  $R$ , τότε θα είναι:

$$R = A \cdot \varepsilon \cdot g \quad [4.10]$$

Αντικαθιστώντας την σχέση [4.8] στην σχέση [4.10] βρίσκουμε:

$$R_3 = \varepsilon \cdot g \cdot A_1 \cdot e^{-\lambda(t_2+t_3)} \quad [4.11]$$

### 4.1.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ $\Phi$ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΠΟΙΗΣΗΣ

Ο υπολογισμός της ροής  $\Phi$  μπορεί να γίνει από τη σχέση [4.6] με την προϋπόθεση ότι γνωρίζουμε την ενεργότητα  $A_1$ . Η ενεργότητα  $A_1$  υπολογίζεται από την σχέση [4.11] ως εξής: Παίρνουμε μια σειρά μετρήσεων ( $R_i =$  παλμοί / μονάδα χρόνου) του ενεργοποιημένου υλικού. Η συνολική διάρκεια των μετρήσεων θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από το χρόνο ημισείας ζωής του μετρούμενου ισοτόπου.

Λογαριθμίζοντας την σχέση [4.11] και εφαρμόζοντας την θεωρία των ελαχίστων τετραγώνων βρίσκουμε την ενεργότητα  $A_1$ :

$$\begin{aligned} \ln(R/\varepsilon g) &= \ln A_1 - \lambda(t_2 + t_3) && \text{ή} \\ \ln(R/\varepsilon g) &= \ln A_1 - \lambda t_2 - \lambda t_3 && [4.12] \end{aligned}$$

Στην ευθεία  $y = a + bx$  θα είναι:

$$y = \ln(R/\varepsilon g)$$

$$x = t_3$$

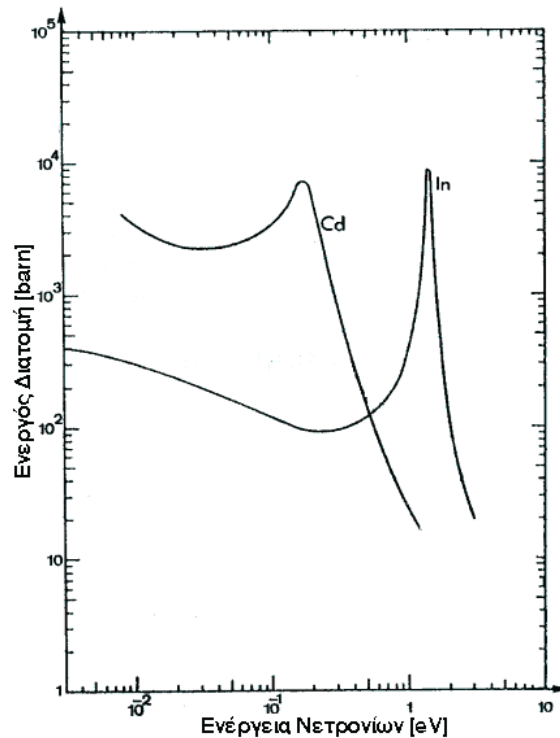
$$a = \ln A_1 - \lambda t_2$$

$$b = -\lambda$$

Στην συγκεκριμένη μέτρηση ο χρόνος  $t_3$  δεν είναι “καθαρός” χρόνος καταμέτρησης του ανιχνευτή. Ο ανιχνευτής ρυθμίζεται να μετρά για 1 min, κάθε 5 min. Συνεπώς ο χρόνος  $t_3$  θα είναι χρόνος που μεσολαβεί από την έναρξη των μετρήσεων έως την νιοστή μέτρηση του 1 min.

Ο ρυθμός των παλμών που μετρά ο ανιχνευτής GM θα είναι σε κρούσεις/min και η ενεργότητα του Ινδίου θα είναι σε διασπάσεις /min. Στην διάρκεια της μέτρησης του 1 min θεωρούμε κατά προσέγγιση την ενεργότητα σταθερή.

Θα πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι η ενεργός διατομή  $\sigma$  δεν είναι σταθερή αλλά εξαρτάται από την ενέργεια των νετρονίων. Στην περίπτωση που το Ινδιο ακτινοβολείται μόνο με θερμικά νετρόνια οι παραπάνω σχέσεις είναι απολύτως ακριβείς. Όμως μέσα στον πυρηνικό αντιδραστήρα όπου γίνεται η ακτινοβόληση υπάρχουν νετρόνια από θερμικά μέχρι ταχεία ( $\sim 10$  MeV). Επειδή η ενεργός διατομή είναι συνάρτηση της ενέργειας των νετρονίων,  $\sigma = \sigma(E)$ , ο συνολικός αριθμός των πυρηνικών αντιδράσεων θα δίνεται από το ολοκλήρωμα της σχέσης [4.1] από  $E_{th}$  έως  $E_{max}$ . Πρακτικά μπορούμε να διαχωρίσουμε τα θερμικά νετρόνια από το υπόλοιπο φάσμα των νετρονίων ακτινοβολώντας ένας ζεύγος In όπου το ένα In θα είναι καλυμμένο με Cd.



**Σχήμα 4.3.** Η ενεργός διατομή σύλληψης των νετρονίων από το In και το Cd.

Το Cd έχει πολύ μεγάλη ενεργό διατομή σύλληψης νετρονίων στην περιοχή των θερμικών νετρονίων (σχήμα 4.3). Φύλλο Cd πάχους 1 mm θεωρείται πρακτικά «αδιαφανές» στα θερμικά νετρόνια. Έτσι, το μεν ακάλυπτο In θα ενεργοποιείται από ολόκληρο το φάσμα των νετρονίων, ενώ από το καλυμμένο In θα απουσιάζουν τα θερμικά νετρόνια. Η διαφορά της ενεργότητας στα δυο In θα δίνει την ενεργότητα που προκαλείται μόνο από τα θερμικά νετρόνια.

## 4.2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

### *Όργανα*

- i. Απαριθμητής Geiger Müller
- ii. Υποκρίσιμος Πυρηνικός αντιδραστήρας
- iii. Φύλλα In



### 4.2.1 ΣΕΙΡΑ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

1. Ακτινοβολήστε φύλλα In στον υποκρίσιμο πυρηνικό αντιδραστήρα. Δεχθείτε ότι η ενεργοποίηση γίνεται κυρίως με τα θερμικά νετρόνια η ροή των οποίων στην περιοχή του κέντρου του αντιδραστήρα είναι  $1.8 \times 10^4$  νετρόνια/cm<sup>2</sup>·sec. Ο χρόνος ακτινοβολήσεως εξαρτάται από την θέση ακτινοβολήσεως.
2. Βρείτε τα χαρακτηριστικά στοιχεία λειτουργίας του απαριθμητή G.M. (Τάση λειτουργίας, υπόστρωμα).
3. Σημειώστε τον χρόνο ακτινοβολήσεως  $t_1$  καθώς και τον χρόνο που μεσολαβεί από την έξοδο των φύλλων In από τον αντιδραστήρα μέχρι την έναρξη των μετρήσεων ( $t_2$ ).
4. Ρυθμίστε τον καταμετρητή ώστε να μετρά κρούσεις /min.
5. Τοποθετήστε το φύλλο In στην πλησιέστερη προς το παράθυρο θέση.
6. Πάρτε μετρήσεις του ενός min κάθε 5 λεπτά. Η συνολική διάρκεια των μετρήσεων ( $t_3$ ) να είναι τουλάχιστον 1 ώρα.
7. Υπολογίστε τον καθαρό ρυθμό κρούσεων  $A_3$ , αφαιρώντας το υπόστρωμα.
8. Χαράξτε την καμπύλη του καθαρού ρυθμού κρούσεων ( $A_3$ ) με τον χρόνο ακτινοβολήσεως ( $t_3$ ) σε ημιλογαριθμικό χαρτί.
9. Εφαρμόζοντας την θεωρία των ελαχίστων τετραγώνων υπολογίστε την ενεργότητα  $R$  (σχέση [4.12]) καθώς και το σφάλμα της,  $\sigma R$ .
10. Από την σχέση [4.6] υπολογίστε την ροή ( $\Phi$ ) των θερμικών νετρονίων στην θέση που έγινε η ακτινοβολήση καθώς και το σφάλμα της,  $\sigma \Phi$ .
11. Υπολογίστε την ροή νετρονίων (νετρόνια·cm<sup>-2</sup>·sec<sup>-1</sup>) στην δεδομένη θέση. Υπολογίστε τον συνολικό αριθμό αντιδράσεων των θερμικών νετρονίων με τους πυρήνες του In (σχέση [4.1]).
12. Σχόλια, συμπεράσματα.