



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

**ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ  
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

**ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»**

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ  
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ**

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ  
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



**Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών  
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»**

**Μελέτη διάταξης ακτινοβόλησης δειγμάτων με  
ισοτοπικές πηγές νετρονίων**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**της Σοφίας Παντούσα**

Επιβλέπων: Ι. Σταματελάτος

Αθήνα, Ιούλιος, 2019



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών

&

Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ”

Ινστιτούτο Πυρηνικών & Ραδιολογικών Επιστημών & Τεχνολογίας, Ενέργειας & Ασφάλειας

(Ι.Π.Ρ.Ε.Τ.Ε.Α.)

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

“Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές”

## **Μελέτη Διάταξης Ακτινοβόλησης Δειγμάτων με Ισοτοπικές Πηγές Νετρονίων**

*Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία*

Παντούσα Σοφία

Τριμελής επιτροπή

Μ. Κόκκορης, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Ι. Ε. Σταματελάτος, Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ”

Α. Λαγογιάννης, Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ”



*Στη γιαγιά μου*



## Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρα. Σταματελάτο Ίωνα, Ερευνητή Α' του Ι.Π.Ρ.Ε.Τ.Ε.Α. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” και τον Δρα. Κόκκορη Μιχάλη, Καθηγητή του Ε.Μ.Π. για την συνεχή καθοδήγησή τους και την βοήθεια τους σε όλη την διάρκεια της εκπόνησης αυτής της Διπλωματικής εργασίας.

Ακόμη, ευχαριστώ πολύ το ερευνητικό προσωπικό του Ι.Π.Ρ.Ε.Τ.Ε.Α. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” για την βοήθεια του στην πειραματική διαδικασία και ιδιαίτερα ευχαριστώ την Δρα. Βασιλοπούλου Δώρα για την προθυμία της στην επίλυση οποιουδήποτε προβλήματος προέκυπτε και την υπομονή που υπέδειξε.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω όλα τα μέλη της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π., οι οποίοι βοήθησαν ο καθένας με τον δικό του τρόπο και ιδιαίτερα τον Χασάπογλου Σωτήρη για την αμέριστη στήριξη του.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια και τους φίλους μου που είναι πάντα δίπλα μου και στηρίζουν τις αποφάσεις μου.





## Περίληψη

Περιγράφεται η διαδικασία χαρακτηρισμού μιας διάταξης ακτινοβόλησης βασισμένη σε ισοτοπικές πηγές νετρονίων. Για την κατασκευή της διάταξης έγινε τροποποίηση ήδη υπάρχουσας διάταξης Prompt Gamma Neutron Activation Analysis (PGNAA) που αφορούσε τη μελέτη δειγμάτων σχετικά μεγάλου όγκου. Οι κύριες τροποποιήσεις που έγιναν, περιλαμβάνουν την χρήση δύο πηγών  $^{239}\text{Pu}$ -Be συνολικής ενεργότητας 444 GBq και την εγκατάσταση δειγματοφορέα που δίνει τη δυνατότητα τοποθέτησης των προς ακτινοβόληση δειγμάτων ανάμεσα στις πηγές. Οι μετρήσεις της νετρονικής ροής έγιναν με την τεχνική της νετρονικής ενεργοποίησης. Ακτινοβολήθηκαν νετρονικοί ανιχνευτές κυλινδρικού σχήματος από χρυσό, ίνδιο, μαγγάνιο, τιτάνιο, σίδηρο, ψευδάργυρο, χαλκό, αλουμίνιο και κοβάλτιο. Μετά την ακτινοβόληση, έγιναν μετρήσεις γάμμα – ακτινοβολίας σε σύστημα ανιχνευτή γερμανίου.

Ακόμα, έγιναν προσομοιώσεις Monte Carlo με τον κώδικα MCNP6 για να υπολογιστεί η ροή νετρονίων και ο αριθμός των παραγόμενων ραδιενεργών πυρήνων στους νετρονικούς ανιχνευτές κατά την ακτινοβόληση για τις διάφορες θέσεις της διάταξης. Αναπτύχθηκε ένα λεπτομερές μοντέλο της διάταξης ακτινοβόλησης που περιελάμβανε τις πηγές, τον ανακλαστήρα γραφίτη και της θωράκισης της διάταξης. Επιπλέον, περιγράφηκαν αναλυτικά οι νετρονικοί ανιχνευτές και ο δειγματοφορέας.

Τα αποτελέσματα της εργασίας αυτής, έδειξαν ότι η ένταση των δύο πηγών  $^{239}\text{Pu}$ -Be είναι  $(3,58 \pm 0,76) \cdot 10^7$  n/s. Στη θέση ακτινοβόλησης των δειγμάτων ο συνολικός ρυθμός ροής νετρονίων εκτιμήθηκε  $(5,44 \pm 1,16) \cdot 10^5$  n/cm<sup>2</sup>·s. Η διάταξη προσφέρει έναν οικονομικά αποδοτικό τρόπο ακτινοβόλησης με σταθερή ροή ταχέων νετρονίων και θα χρησιμοποιηθεί τόσο για τη μελέτη της επίδρασης της ακτινοβολίας ταχέων νετρονίων σε υλικά που αφορούν την τεχνολογία σύντηξης, όσο και στην έρευνα της νετρονικής δοσιμετρίας.

## Abstract

The characterization of an irradiation facility based on radionuclide neutron sources is discussed. The facility was developed by modifying an existing Prompt Gamma Neutron Activation Analysis (PGNAA) system for bulk samples analysis. The main modifications included the utilization of two  $^{239}\text{Pu}$ -Be sources with a total activity of 444 GBq and the installation of a sample holder which enabled bilateral irradiation of the samples close to the sources. Neutron fluence measurements were performed employing the activation foil technique. In particular, disc – shaped gold, indium, manganese, titanium, iron, zinc, copper, aluminum and cobalt foils were used. After the irradiation, gamma measurements were performed using a germanium detector based gamma - spectrometry system.

Monte Carlo simulations using MCNP6 code were performed to predict neutron fluence at the positions of the samples. A detailed model of the irradiation facility was developed, including the actual size and shape of the sources, their containment, the graphite reflector as well as the shielding of the facility. Moreover, the samples and their aluminum holder were described in detail.

The results of the study showed that the intensity of the two  $^{239}\text{Pu}$ -Be sources was  $(3,58 \pm 0,76) \cdot 10^7$  n/s. At the position of the samples the total neutron fluence rate was evaluated to be  $(5,44 \pm 1,16) \cdot 10^5$  n/cm<sup>2</sup>·s. The facility will be used to study the effect of fast neutron irradiation on fusion materials as well as neutron dosimetry research, providing a low cost fast neutron irradiation system with a constant fluence rate.

# Περιεχόμενα

<u>Περίληψη.....</u>	<u>i</u>
<u>Abstract.....</u>	<u>ii</u>
<u>Περιεχόμενα.....</u>	<u>iii</u>
<u>Σχήματα.....</u>	<u>v</u>
<u>Πίνακες.....</u>	<u>vii</u>
<u>Εισαγωγή.....</u>	<u>1</u>
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1:Θεωρία.....</u>	<u>3</u>
<u>1.1 Ισοτοπικές πηγές νετρονίων.....</u>	<u>3</u>
<u>1.1.1 Φάσμα ραδιενεργών πηγών τύπου Be(<math>\alpha</math>,n).....</u>	<u>4</u>
<u>1.2 Ανάλυση Νετρονικής Ενεργοποίησης.....</u>	<u>6</u>
<u>1.2.1 Αντιδράσεις Ενεργοποίησης με Νετρόνια.....</u>	<u>6</u>
<u>1.2.2 Θεωρία Νετρονικής Ενεργοποίησης.....</u>	<u>6</u>
<u>1.2.3 Ανιχνευτές Ενεργοποίησης.....</u>	<u>7</u>
<u>1.2.4 Επαγόμενη Ενεργότητα.....</u>	<u>8</u>
<u>1.2.5 Προσδιορισμός <math>A_{sat}</math>.....</u>	<u>9</u>
<u>1.3 Ανιχνευτές Γερμανίου.....</u>	<u>10</u>
<u>1.3.1 Βασικές αρχές λειτουργίας.....</u>	<u>11</u>
<u>1.3.2 Γάμμα – φασματοσκοπία και ανιχνευτές γερμανίου.....</u>	<u>12</u>
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2:Πειραματικό Μέρος.....</u>	<u>13</u>
<u>2.1 Πειραματική Διάταξη.....</u>	<u>13</u>
<u>2.2 Τεχνική Νετρονικής Ενεργοποίησης.....</u>	<u>15</u>
<u>2.2.1 Επιλογή Ανιχνευτών Νετρονικής Ενεργοποίησης.....</u>	<u>15</u>
<u>2.2.2 Προετοιμασία Ανιχνευτών Ενεργοποίησης.....</u>	<u>17</u>
<u>2.2.3 Κύκλοι Ακτινοβόλησης.....</u>	<u>18</u>
<u>2.3 Ανιχνευτική Διάταξη.....</u>	<u>20</u>
<u>2.3.1 Απόδοση Ανιχνευτή HPGe.....</u>	<u>21</u>
<u>2.3.2 Βαθμονόμηση Ανιχνευτή.....</u>	<u>22</u>
<u>2.4 Μετρήσεις.....</u>	<u>24</u>
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3:Υπολογιστικό Μέρος.....</u>	<u>27</u>
<u>3.1 Μέθοδος Monte Carlo.....</u>	<u>27</u>

<u>3.1.1 Κώδικας MCNP.....</u>	<u>27</u>
<u>3.1.2 Αρχείο εισόδου.....</u>	<u>27</u>
<u>3.1.3 Αρχείο εξόδου.....</u>	<u>28</u>
<u>3.2 Προσομοίωση Διάταξης.....</u>	<u>28</u>
<u>3.2.1 Γεωμετρία.....</u>	<u>28</u>
<u>3.2.2 Υλικά και Ενεργές Διατομές.....</u>	<u>30</u>
<u>3.2.3 Πηγή Νετρονίων.....</u>	<u>32</u>
<u>3.2.4 Εικονικοί Ανιχνευτές.....</u>	<u>32</u>
<u>3.2.5 Στατιστική Υπολογισμών.....</u>	<u>33</u>
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4:Αποτελέσματα – Συζήτηση.....</u>	<u>36</u>
<u>4.1 Πειραματικός υπολογισμός <math>A_{sat}</math>.....</u>	<u>36</u>
<u>4.2 Αποτελέσματα Προσομοιώσεων.....</u>	<u>38</u>
<u>4.3 Ρυθμός εκπομπής νετρονίων πηγών.....</u>	<u>42</u>
<u>4.3.1 Σφάλματα και διάδοσή τους.....</u>	<u>46</u>
<u>4.4 Εκτίμηση ροής νετρονίων στις θέσεις ακτινοβολήσης.....</u>	<u>46</u>
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5:Συμπεράσματα – Μελλοντικά Σχέδια.....</u>	<u>48</u>
<u>Βιβλιογραφία.....</u>	<u>50</u>
<u>Παράρτημα Α: Υπολογισμός σταθμισμένου μέσου.....</u>	<u>52</u>
<u>Παράρτημα Β: Αρχείο εισόδου κώδικα MCNP 1<sup>ns</sup> ακτινοβολήσης.....</u>	<u>53</u>

## Σχήματα

Σχήμα 1.1: Τυπική κάψουλα πηγής Be( $\alpha$ ,n).....	4
Σχήμα 1.2: Φάσματα πηγών Be( $\alpha$ ,n), πηγή (Geiger & Van Der Zwan.1975).....	5
Σχήμα 1.3: Διάγραμμα Νετρονικής Ενεργοποίησης.....	6
Σχήμα 1.4: Ενεργότητα ανιχνευτή ενεργοποίησης, μετά την τοποθέτηση του σε σταθερή ροή νετρονίων για χρόνο $t=0$ , και εξαγωγή του σε χρόνο $t=t_0$ .....	9
Σχήμα 1.5: Χρονική κλίμακα μέτρησης ενός ακτινοβολημένου ανιχνευτή. Εδώ ο χρόνος $t=0$ συμπίπτει με το τέλος της ακτινοβολήσης.....	10
Σχήμα 1.6: Σχηματική αναπαράσταση διόδου pn σε ισορροπία.....	11
Σχήμα 1.7: Σχηματική αναπαράσταση ομοαξονικού ανιχνευτή.....	11
Σχήμα 1.8: Σχετική συμβολή φαινομένων αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη.....	12
Σχήμα 1.9: Φάσμα ανιχνευτή Γερμανίου για την κορυφή 662 keV του $^{137}\text{Cs}$ .....	12
Σχήμα 2.1: Σχηματική Αναπαράσταση Συστήματος PGNAA.....	13
Σχήμα 2.2: Θωράκιση διάταξης ακτινοβολήσης.....	14
Σχήμα 2.3: Ανακλαστήρας Γραφίτη όπως φαίνεται από πάνω.....	14
Σχήμα 2.4: Αλουμινένιος Δειγματοφορέας με θήκη αλουμινίου.....	14
Σχήμα 2.5: Αλουμινένια Θήκη τοποθέτησης ανιχνευτών ενεργοποίησης.....	15
Σχήμα 2.6: Ενεργές διατομές αντιδράσεων αρπαγής νετρονίου (n, $\gamma$ ) για τους ανιχνευτές ενεργοποίησης.....	16
Σχήμα 2.7: Ενεργές διατομές αντιδράσεων κατωφλίου για τους ανιχνευτές ενεργοποίησης.....	17
Σχήμα 2.8: Ανιχνευτές ενεργοποίησης που ακτινοβολήθηκαν στην πρώτη ακτινοβολήση.....	19
Σχήμα 2.9: Ανιχνευτές ενεργοποίησης που ακτινοβολήθηκαν στη δεύτερη ακτινοβολήση.....	19
Σχήμα 2.10: Σχηματική αναπαράσταση θέσεων ανιχνευτών ενεργοποίησης στην θήκη κατά την πρώτη ακτινοβολήση.....	19
Σχήμα 2.11: Σχηματική αναπαράσταση θέσεων ανιχνευτών ενεργοποίησης στην θήκη κατά την δεύτερη ακτινοβολήση.....	19
Σχήμα 2.12: Ανιχνευτής HPGe: Παράθυρο, Θωράκιση και δειγματοφορέας.....	21
Σχήμα 2.13: Καμπύλη απόδοσης ανιχνευτή σε απόσταση 1 cm.....	22
Σχήμα 2.14: Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή για απόσταση 1 cm.....	23
Σχήμα 2.15: Μέτρηση ανιχνευτών ενεργοποίησης στον GEM80, σε απόσταση 1 cm από το παράθυρό του.....	24
Σχήμα 3.1: Μοντέλο διάταξης ακτινοβολήσης ( $\alpha$ ) πρόσοψη, ( $\beta$ )κάτοψη.....	29
Σχήμα 3.2: ( $\alpha$ ) Μοντέλο ισοτοπικών πηγών, ( $\beta$ ) Μοντέλο αλουμινένιας θήκης με ανιχνευτές ενεργοποίησης.....	29

Σχήμα 3.3: Φάσμα νετρονίων πηγής που χρησιμοποιήθηκε.....	32
Σχήμα 4.1: Διάγραμμα εκτίμησης ροής νετρονίων συναρτήσει της ενέργειας τους στην κεντρική θέση της πρώτης ακτινοβολήσης.....	41
Σχήμα 4.2: Εκτίμηση ρυθμού εκπομπής νετρονίων από τις πηγές.....	44
Σχήμα 4.3: Διαγράμματα ενεργής διατομής αντιδράσεων με δεδομένα από δύο βιβλιοθήκες για σύγκριση.....	45

## Πίνακες

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά Be( $\alpha$ ,n) πηγών νετρονίων (Knoll, 2010).....	3
Πίνακας 1.2: Ποσοστό Επαγόμενης Asat σε συνάρτηση με τον χρόνο ακτινοβολησης.....	9
Πίνακας 2.1: Πυρηνικές αντιδράσεις ανιχνευτών ενεργοποίησης.....	16
Πίνακας 2.2: Φυσικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών ενεργοποίησης.....	18
Πίνακας 2.3: Κύκλοι ακτινοβολησης.....	18
Πίνακας 2.4: Διάρκεια κύκλων ακτινοβολησης σε χρόνους ημιζώλης παραγόμενων ραδιονουκλιδίων.....	20
Πίνακας 2.5: Χαρακτηριστικά πρότυπων πηγών βαθμονόμησης.....	21
.....	23
Πίνακας 2.6: Παράμετροι συνάρτησης προσαρμογής απόδοσης ανιχνευτή για την απόσταση 1cm	23
Πίνακας 2.7: Σειρά μετρήσεων πρώτης ακτινοβολησης (διάρκεια ακτινοβολησης 143,716 h).....	25
Πίνακας 2.8: Σειρά μετρήσεων δεύτερης ακτινοβολησης (διάρκεια ακτινοβολησης 313,373 h).....	25
Πίνακας 3.1: Υλικά Διάταξης Ακτινοβολησης.....	31
Πίνακας 3.2: Φυσικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών ενεργοποίησης.....	31
Πίνακας 4.1: Συντελεστές διόρθωσης για τον υπολογισμό της ενεργότητας κόρου.....	38
Πίνακας 4.2: Εκτίμηση μέσης ροής νετρονίων στους ανιχνευτές ενεργοποίησης με τον κώδικα MCNP6 για τις δύο ακτινοβολήσεις, κανονικοποιημένη ανά νετρόνιο πηγής.....	39
.....	43
Πίνακας 4.3: Αποτελέσματα ρυθμού εκπομπής νετρονίων από τις πηγές ανά ανιχνευτή ενεργοποίησης και ανά παραγόμενο ραδιενεργό ισότοπο.....	43
Πίνακας 4.4: Προκύπτων ρυθμός εκπομπής νετρονίων πηγών ανά αντίδραση ενεργοποίησης που μελετήθηκε.....	43
Πίνακας 4.5: Ποσοστιαίες αβεβαιότητες των μεγεθών που υπεισέρχονται στους υπολογισμούς...	46
Πίνακας 4.6: Εκτίμηση ροής νετρονίων ανά θέση ακτινοβολησης για τους δύο κύκλους ακτινοβολησης.....	47





## Εισαγωγή

Νετρόνια με επαρκή ενέργεια μπορούν να μεταβάλλουν την ατομική διάταξη ή την κρυσταλλική δομή υλικών. Συγκεκριμένα, όταν ταχέα νετρόνια (νετρόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από 1MeV) αλληλεπιδρούν με πλεγματικά άτομα μεταφέρουν ενέργεια σε αυτά με αποτέλεσμα την μετακίνησή τους (displacement), την χημική αλλαγή τους ή τον ιονισμό τους. Η μετακίνηση των πλεγματικών ατόμων προκαλεί ατέλειες Frenkel, δηλαδή ζεύγη κενών θέσεων – ενδοπλεγματικών ατόμων (vacancy – interstitial pair), οι οποίες εκκινούν καταγισμό άλλων ατελειών ανάλογα με την ενέργεια του προσπίπτοντος νετρονίου. Οι βλάβες από τις μετακινήσεις των ατόμων μετρίεται σε dpa (displacements per atom) και είναι συνάρτηση της νετρονικής ροής, του ενεργειακού φάσματος των νετρονίων και της ενεργού διατομής για την συγκεκριμένη μετακίνηση στο υλικό. Το φαινόμενο αυτό είναι πιο έντονο στα μέταλλα, όπου η ακτινοβόληση με ταχέα νετρόνια προκαλεί σημαντική αύξηση της αντοχής εφελκυσμού (tensile strength) και της τάσης διαρροής (yield strength) ενώ παράλληλα προκαλεί μείωση ολκιμότητας (ductility) τους.

Για την μελέτη βλαβών σε υλικά από ταχέα νετρόνια στα πλαίσια του προγράμματος τεχνολογίας σύντηξης του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”, κρίθηκε απαραίτητο να τροποποιηθεί το ήδη υπάρχον σύστημα ακτινοβόλησης Prompt Gamma Neutron Activation Analysis (PGNAA) με χρήση ισοτοπικής πηγής νετρονίων. Κατασκευάστηκε μία διάταξη ακτινοβόλησης με δύο πηγές <sup>239</sup>Pu-Be και διάφορες θέσεις ακτινοβόλησης δειγμάτων.

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι ο χαρακτηρισμός του πεδίου νετρονίων της πειραματικής διάταξης ακτινοβόλησης, ώστε να λειτουργήσει συμπληρωματικά στις ήδη υπάρχουσες διατάξεις ακτινοβόλησης που χρησιμοποιούνται στις πειραματικές εργασίες της ομάδας και περιλαμβάνουν τον επιταχυντή TANDEM του ΕΚΕΦΕ – Δ, την γεννήτρια νετρονίων Frascati Neutron Generator (FNG), ENEA, Ιταλία, καθώς και ακτινοβολήσεις στο Joint European Torus (JET), UK.

Οι ισοτοπικές πηγές είναι μία οικονομικά αποδοτική προσέγγιση ακτινοβόλησης που προσφέρει σταθερή ροή νετρονίων χωρίς την ανάγκη παροχής ενέργειας για τη λειτουργία τους. Οι πηγές <sup>239</sup>Pu-Be που χρησιμοποιήθηκαν, ήρθαν στην Ελλάδα το 1959 από το Oak Ridge National Laboratory και η ενεργότητά τους είναι 444 GBq.

Στο πρώτο κεφάλαιο της εργασίας αυτής, γίνεται συνοπτική ανάπτυξη της θεωρίας που αφορά τις ισοτοπικές πηγές νετρονίων, την ενεργοποίηση υλικών με νετρόνια, καθώς και την ανίχνευση φωτονίων με ανιχνευτές γερμανίου. Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται αναλυτική περιγραφή της διάταξης ακτινοβόλησης καθώς και της μεθοδολογίας που ακολουθήθηκε στην πειραματική διαδικασία που πραγματοποιήθηκε με σκοπό τον χαρακτηρισμό της ροής των νετρονίων στη διάταξη. Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφεται το μοντέλο προσομοίωσης της διάταξης με τον κώδικα MCNP6. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το πείραμα και την προσομοίωση, καθώς και η συζήτηση πάνω σε αυτά παρουσιάζονται στο τέταρτο κεφάλαιο, ενώ στο τελευταίο κεφάλαιο υπάρχουν τα συμπεράσματα που προέκυψαν από αυτή την εργασία και τα μελλοντικά σχέδια.



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Θεωρία

## 1.1 Ισοτοπικές πηγές νετρονίων

Πηγή νετρονίων είναι οποιαδήποτε συσκευή εκπέμπει νετρόνια, ανεξάρτητα από τον μηχανισμό που χρησιμοποιείται για την παραγωγή τους. Οι μεταβλητές που σχετίζονται με μία πηγή νετρονίων είναι η ενέργεια των νετρονίων που παράγονται, ο ρυθμός εκπομπής τους, το μέγεθος και το κόστος της.

Οι ραδιοϊσοτοπικές πηγές νετρονίων έχουν βρει πολλές τεχνολογικές εφαρμογές. Βασίζονται είτε στο μηχανισμό παραγωγής νετρονίων μέσω αυθόρμητης σχάσης ραδιενεργών πυρήνων (για παράδειγμα πηγή  $^{252}\text{Cf}$ ), είτε στην παραγωγή νετρονίων από πυρηνικές αντιδράσεις, οι οποίες επάγονται από σωματίδια που είναι παράγωγα διάσπασης ραδιενεργών πυρήνων. Αυτές οι αντιδράσεις μπορεί να είναι  $(\alpha, n)$  ή  $(\gamma, n)$  ανάλογα με τη φύση των ραδιενεργών πυρήνων (Alfassi, 1990).

Για την περίπτωση ραδιενεργών πηγών που χρησιμοποιούν  $\alpha$  – ραδιενεργούς πυρήνες, κατάλληλοι πυρήνες – στόχοι, είναι αυτοί που έχουν μεγάλη διαθέσιμη ενέργεια προϊόντων ( $Q$  – value) για την αντίδραση  $(\alpha, n)$ . Η μεγαλύτερη απόδοση για την αντίδραση  $(\alpha, n)$  παρατηρείται όταν επιλέγεται το  $^9\text{Be}$  σαν πυρήνας – στόχος, και η αντίδραση παραγωγής νετρονίων είναι:



Στον πίνακα 1.1 φαίνονται οι βασικές ιδιότητες διάφορων  $\alpha$  – ραδιενεργών πυρήνων, καθώς και των παραγόμενων νετρονίων από τις αντίστοιχες πηγές τύπου  $\text{Be}(\alpha, n)$ . Το μέγεθος μιας πηγής καθορίζεται από την αναγραφόμενη ενεργότητα ως προς την  $\alpha$  – διάσπαση και μετρείται σε Bq (ή Ci).

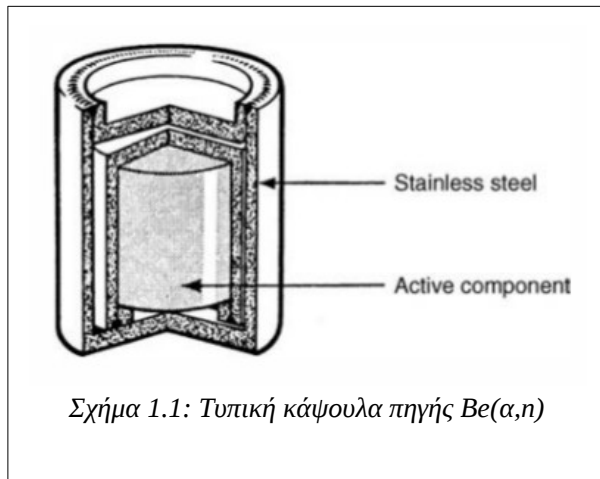
Source	Half-Life	$E_\alpha$ (MeV)	Neutron Yield per $10^6$ Primary Alpha Particles		Percent Yield with $E_n < 1.5 \text{ MeV}$	
			Calculated	Experimental	Calculated	Experimental
$^{239}\text{Pu}/\text{Be}$	24,000 y	5.14	65	57	11	9–33
$^{210}\text{Po}/\text{Be}$	138 d	5.30	73	69	13	12
$^{238}\text{Pu}/\text{Be}$	87.4 y	5.48	79 <sup>a</sup>	—	—	—
$^{241}\text{Am}/\text{Be}$	433 y	5.48	82	70	14	15–23
$^{244}\text{Cm}/\text{Be}$	18 y	5.79	100 <sup>b</sup>	—	18	29
$^{242}\text{Cm}/\text{Be}$	162 d	6.10	118	106	22	26
$^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ + daughters	1602 y	Multiple	502	—	26	33–38
$^{227}\text{Ac}/\text{Be}$ + daughters	21.6 y	Multiple	702	—	28	38

<sup>a</sup>From Anderson and Hertz.<sup>23</sup> All other data as calculated or cited in Geiger and Van der Zwan.<sup>24</sup>

<sup>b</sup>Does not include a 4% contribution from spontaneous fission of  $^{244}\text{Cm}$ .

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά  $\text{Be}(\alpha, n)$  πηγών νετρονίων (Knoll, 2010)

Οι πυρήνες που χρησιμοποιούνται πιο συχνά είναι οι  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{210}\text{Po}$ , και  $^{239}\text{Pu}$ . Οι πυρήνες  $^{226}\text{Ra}$  και  $^{227}\text{Ac}$ , παρά τη μεγάλη τους ενεργότητα, οδηγούν σε αλληπάλληλες αλυσιδωτές αντιδράσεις παραγόμενων νουκλιδίων της αντίστοιχης σειράς ραδιενεργών διασπάσεων και έτσι δημιουργούν πολύ έντονο υπόβαθρο γάμμα – ακτινοβολίας.



Στα πλεονεκτήματα των ραδιενεργών πηγών τύπου  $\text{Be}(\alpha,n)$ , κατατάσσεται το μικρό μέγεθος τους, που συνεπάγεται ευκολία στη μετακίνηση τους, καθώς και ο σχετικά σταθερός ρυθμός παραγωγής νετρονίων που προσφέρουν. Ακόμα δεν χρειάζονται παροχή ενέργειας για να λειτουργήσουν. Τα κύρια μειονεκτήματα αυτών των πηγών είναι το ευρύ ενεργειακό φάσμα των νετρονίων που παράγονται, η σχετικά μικρή ροή νετρονίων τους (yield) και οι ακτίνες – γάμμα που συνοδεύουν την εκπομπή των σωματιδίων – α στις αντιδράσεις  $(\alpha,n)$ .

Εξαιτίας της μεγάλης ενεργότητας των  $\alpha$  – ραδιενεργών πυρήνων, οι πηγές είναι κλεισμένες μέσα σε κάψουλες διπλής στρώσης από ανοξείδωτο ατσάλι, όπως φαίνεται στο (σχήμα 1.1, (Knoll, 2010)). Για να επιτευχθεί σχεδόν ιστροπική εκπομπή νετρονίων προς όλες τις κατευθύνσεις, είναι επιθυμητό η κάψουλα να κατασκευαστεί όσο πιο σφαιρικά συμμετρική γίνεται. Για τις πηγές κυλινδρικού σχήματος, ιδανικά το ύψος και η διάμετρος της κάψουλας πρέπει να είναι ίδια (Geiger & Van Der Zwan, 1975).

### 1.1.1 Φάσμα ραδιενεργών πηγών τύπου $\text{Be}(\alpha,n)$

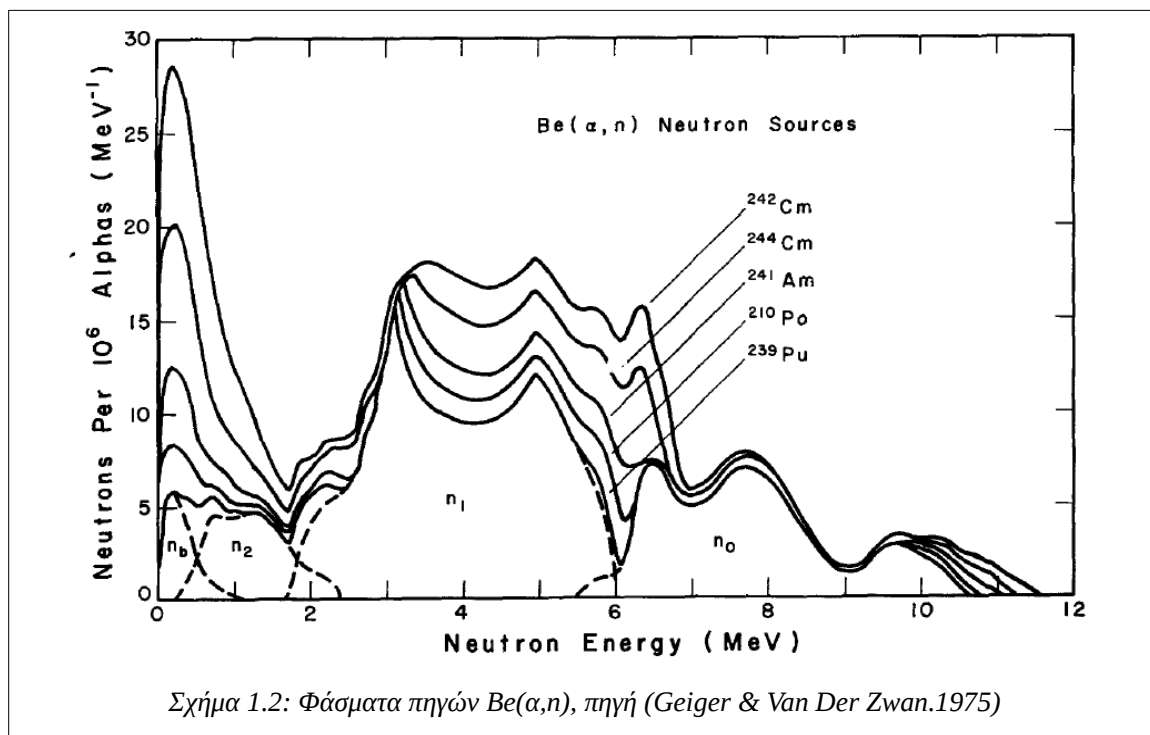
Οι ραδιενεργές πηγές νετρονίων είναι ένας οικονομικά αποδοτικός και εύκολος τρόπος παροχής ενός σταθερού ρυθμού εκπομπής νετρονίων. Η πιο σημαντική πληροφορία που αφορά τη χρήση τέτοιων πηγών είναι ο ρυθμός εκπομπής νετρονίων που παράγουν.

Θεωρητικά το φάσμα νετρονίων που παράγεται μπορεί να υπολογιστεί από τη γνωστή ενέργεια των  $\alpha$  – σωματιδίων, το  $Q$  – value και την κινηματική της αντίδρασης  $(\alpha,n)$ , καθώς και τις πυρηνικές ιδιότητες του  $^9\text{Be}$ . Δεν είναι μονοενεργειακό γιατί μια τυπική ραδιενεργή πηγή  $\text{Be}(\alpha,n)$  είναι ένα ομοιογενές μείγμα  $\text{Be}$  και εκπομπού ακτινοβολίας άλφα, οπότε τα σωματίδια –  $\alpha$  χάνουν ενέργεια αλληλεπιδρώντας με το υλικό της πηγής. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μια συνεχή κατανομή ενεργειών των σωματιδίων –  $\alpha$  μέσα στην πηγή. Στο σχήμα 1.2 φαίνονται τυπικά φάσματα πηγών τύπου  $\text{Be}(\alpha,n)$ . Τα μέγιστα στο φάσμα προκύπτουν από την αντίδραση  $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$  και συγκεκριμένα από τις διεγερμένες στάθμες του  $^{12}\text{C}^*$ . Το συνεχές κομμάτι του φάσματος κάτω από τα 3,5 MeV προκύπτει κυρίως από την αντίδραση  $^9\text{Be}(\alpha,\alpha')^9\text{Be}^* \rightarrow ^8\text{Be} + n$ , που περιλαμβάνει τις ενεργειακές στάθμες 1,67, 2,43 και 3,06 του  $^9\text{Be}$  (Geiger & Van Der Zwan, 1975) (Kumar & Nagarajan, 1977).

Στην πραγματικότητα, το φάσμα αυτό τροποποιείται από τις αλληλεπιδράσεις των νετρονίων μέσα στην πηγή μέσω δευτερευουσών αντιδράσεων αλλά και από διακυμάνσεις της εκπομπής νετρονίων με τον χρόνο που μπορεί να επηρεάζονται και από τυχών προσμίξεις στα υλικά της πηγής.

Οι κυριότερες από τις δευτερεύουσες αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα είναι η ελαστική σκέδαση των νετρονίων με το βηρύλλιο, η  $(n,2n)$  αντίδραση με το βηρύλλιο και η επαγομένη από νετρόνια σχάση του πλουτωνίου (neutron induced fission). Αυτές οι αντιδράσεις, είναι η κύρια αιτία μείωσης της ενέργειας των νετρονίων για ραδιενεργές πηγές όσο το μέγεθος τους αυξάνει.

Επομένως έχουν σαν αποτέλεσμα τη λείανση των κορυφών του φάσματος. Φάσματα από διαφορετικού μεγέθους πηγές έχουν παρόμοια μορφή για ενέργειες νετρονίων μεγαλύτερες των 3 MeV, με μέγιστα στις τιμές 3.1, 4.8, 6.6, 7.7 και 9.8 MeV. Για ενέργειες μικρότερες των 3 MeV, οι μεγαλύτερες πηγές παράγουν σημαντικά μεγαλύτερο αριθμό νετρονίων σε σχέση με τις μικρότερες εξαιτίας της συχνότερης εμφάνισης δευτερευουσών αντιδράσεων στις μεγαλύτερες πηγές. Αξίζει να σημειωθεί ότι για να παρατηρηθεί σημαντική αλλαγή στη μορφή του φάσματος πρέπει η κάψουλα να ξεπερνάει τα 2 cm σε διαστάσεις (Geiger & Van Der Zwan, 1975).



Οι διακυμάνσεις της εκπομπής νετρονίων με τον χρόνο έχουν να κάνουν με τον χρόνο ημιζωής των α – ραδιενεργών πυρήνων. Οι διορθώσεις λόγω χρόνου ημιζωής είναι εύκολα διαχειρίσιμες, με εξαίρεση την περίπτωση προσμίξεων όπως για παράδειγμα στην πηγή  $^{239}\text{Pu}\text{-Be}(\alpha, n)$ , όπου το  $^{239}\text{Pu}$  συνήθως είναι αναμειγμένο με μικρές ποσότητες  $^{240}\text{Pu}$  και  $^{241}\text{Pu}$  και χρήζει κατάλληλων διορθώσεων για την αποδιέγερση τους. Συγκεκριμένα ο λόγος  $^{239}\text{Pu} : ^{240}\text{Pu}$  επηρεάζει τον ρυθμό παραγωγής νετρονίων, καθώς η άλφα – ενεργότητα του  $^{240}\text{Pu}$  είναι 3.7 φορές μεγαλύτερη από αυτήν του  $^{239}\text{Pu}$ . Το ισότοπο  $^{241}\text{Pu}$  δεν επηρεάζει άμεσα τη μορφή του φάσματος γιατί η συνεισφορά του στην άλφα – ενεργότητα είναι αμελητέα. Όμως αποδιεγείρεται σε  $^{241}\text{Am}$ , το οποίο συνεισφέρει στην παραγωγή νετρονίων. Όμως, μία πηγή  $^{239}\text{Pu}\text{-Be}(\alpha, n)$  έχει παρόμοιο φάσμα σε μορφή με μια πηγή  $^{241}\text{Am}\text{-Be}(\alpha, n)$  κι έτσι η πρόσμιξη  $^{241}\text{Pu}$  δεν επηρεάζει σημαντικά το φάσμα των νετρονίων. Γενικά, ισχύει ότι η μορφή του φάσματος επηρεάζεται πολύ περισσότερο από το μέγεθος της πηγής, παρά από τις προσμίξεις της (Anderson & Neff, 1972).

Στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας χρησιμοποιήθηκαν πηγές  $^{239}\text{Pu}\text{-Be}$ , που σύμφωνα με τον πίνακα 1.1 παράγει θεωρητικά 57 νετρόνια για κάθε  $10^6$  α – σωματία που εκπέμπονται. Η μέση ενέργεια άλφα αποδιέγερσης για το  $^{239}\text{Pu}$  είναι 5.14 MeV και ο χρόνος ημιζωής του 24110 χρόνια. Ο μεγάλος χρόνος ημιζωής σημαίνει μικρή σχετικά επαγόμενη ενεργότητα και απαιτεί μεγάλη σε φυσικό μέγεθος πηγή ώστε να επιτευχθεί η ικανοποιητική εκπομπή νετρονίων.

## 1.2 Ανάλυση Νετρονικής Ενεργοποίησης

Η ανάλυση νετρονικής ενεργοποίησης (Neutron Activation Analysis (NAA)) είναι μια αναλυτική τεχνική που βασίζεται στη μέτρηση χαρακτηριστικής ακτινοβολίας από ραδιονουκλίδια που παράχθηκαν άμεσα ή έμμεσα από ακτινοβόληση υλικού με νετρόνια. Είναι μια αξιόπιστη, μη καταστρεπτική μέθοδος που μπορεί να εφαρμοστεί σε υλικά ποικίλων διαστάσεων και μαζών. Χρησιμοποιείται, μεταξύ άλλων, για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών της ροής και της ενεργειακής κατανομής των νετρονίων στην οποία εκτίθεται το υλικό, της σύστασης του ή της ενεργού διατομής αντιδράσεων επαγομένων από νετρόνια (Group, 2001).

### 1.2.1 Αντιδράσεις Ενεργοποίησης με Νετρόνια

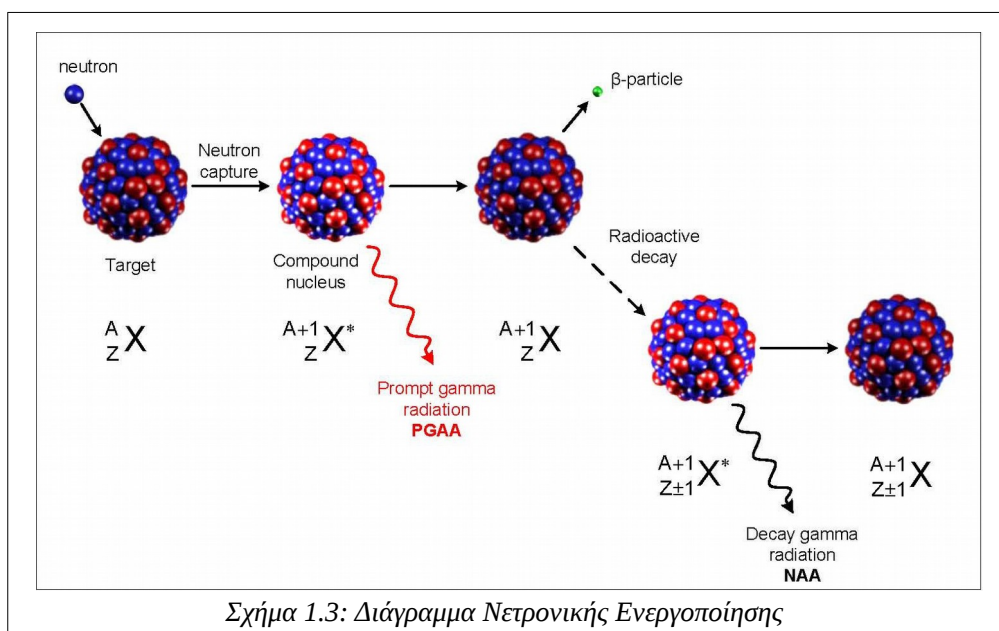
Τα νετρόνια κατηγοριοποιούνται ανάλογα με την ενέργειά τους σε τρεις μεγάλες κατηγορίες: τα **αργά** ή **θερμικά** (slow or thermal) για ενέργειες μέχρι 0,5 eV και πιθανότερη τιμή ενέργειας τα 0,025 eV σε θερμοκρασία δωματίου, τα **επιθερμικά** (epithermal or intermediate) για ενέργειες από 0,5 eV έως 10 keV και τα **ταχεία** (fast) νετρόνια για ενέργειες από 10 keV και πάνω.

Οι διεργασίες ενεργοποίησης υλικών με νετρόνια χωρίζονται, επίσης, με βάση την ενέργεια των νετρονίων σε: **θερμική απορρόφηση** (thermal absorption) για τα θερμικά νετρόνια, **απορρόφηση συντονισμού** (resonance absorption) για τα επιθερμικά νετρόνια και **ενεργοποίηση κατωφλίου** (threshold activation) για τα επιθερμικά και τα ταχεία νετρόνια.

Οι αντιδράσεις κατωφλίου, όπως οι αντιδράσεις (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,n') και (n,2n), απαιτούν ελάχιστη ποσότητα ενέργειας για να πραγματοποιηθούν γιατί αποσπάται κάποιο νουκλεόνιο από τον πυρήνα. Η ενέργεια αυτή ονομάζεται **ενέργεια κατωφλίου**. Οι διεργασίες απορρόφησης (thermal και resonance absorption) είναι αποτέλεσμα αντιδράσεων (n, $\gamma$ ).

### 1.2.2 Θεωρία Νετρονικής Ενεργοποίησης

Η πυρηνική αντίδραση που χρησιμοποιείται κατά κύριο λόγο στην νετρονική ενεργοποίηση είναι η (n, $\gamma$ ), εξαιτίας της μεγάλης ενεργής διατομής που παρουσιάζει. Τα διαδοχικά γεγονότα που



συμβαίνουν κατά τη διάρκεια της αντίδρασης αυτής, φαίνονται στο σχήμα 1.3 (πηγή σχήματος : “Neutron Activation Analysis - Chemical analysis - Techniques for ... - Neutron research - The NMI3 information portal,” n.d.). Όταν ένα νετρόνιο αντιδράσει με πυρήνα – στόχο μέσω μη ελαστικής σκέδασης, σχηματίζεται σύνθετος πυρήνας σε διεγερμένη κατάσταση. Η ενέργεια διέγερσης του σύνθετου πυρήνα προέρχεται από την ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου με τον πυρήνα. Ο σύνθετος πυρήνας αποδιηγείται σχεδόν αμέσως προς την βασική του κατάσταση με εκπομπή μίας ή περισσότερων χαρακτηριστικών “άμεσων” ακτίνων – γάμμα (prompt gamma – rays). Για άλλες αντιδράσεις, όπως για παράδειγμα (n,α) και (n,p) αποδιηγείται με εκπομπή νουκλεονίου. Σε πολλές περιπτώσεις ο πυρήνας που προκύπτει είναι ραδιενεργός και αποδιηγούμενος εκπέμπει, επίσης, μία ή περισσότερες χαρακτηριστικές “καθυστερημένες” ακτίνες – γάμμα (delayed gamma – rays) με ρυθμό που εξαρτάται από τον χρόνο ημιζωής του. Αυτός ο χρόνος ημιζωής μπορεί να κυμαίνεται από κλάσματα δευτερολέπτου έως αρκετά χρόνια.

Η ανάλυση της νετρονικής ενεργοποίησης, λοιπόν, βασίζεται στην **πυρηνική αντίδραση** μεταξύ των νετρονίων και των πυρήνων – στόχου του υλικού που ακτινοβολείται. Ο ρυθμός μιας πυρηνικής αντίδρασης σε ένα δεδομένο σύστημα ακτινοβόλησης είναι ανάλογος της ροής της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και του αριθμού των πυρήνων – στόχων. Η σταθερά αναλογίας εξαρτάται από την πιθανότητα ένα προσπίπτον σωματίδιο να αντιδράσει με έναν πυρήνα στόχο. Η πιθανότητα αυτή εκπεφρασμένη σε μονάδες εμβαδού, ονομάζεται ενεργός διατομή μιας συγκεκριμένης αντίδρασης και μετριέται σε barn ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Εκτός από αυτούς τους παράγοντες, η **επαγόμενη ενεργότητα** εξαρτάται από τη διάρκεια της ακτινοβόλησης και τον χρόνο ημιζωής του παραγόμενου ραδιονουκλιδίου. Η πυρηνική ενεργοποίηση ακολουθείται από την ποσοτική ανίχνευση της επαγόμενης ενεργότητας, δηλαδή τη μέτρηση της ραδιενεργής εκπομπής γάμμα (ή άλλης) ακτινοβολίας (Alfassi, 1990).

Ανάλογα με το πότε γίνεται η μέτρηση η NAA χωρίζεται σε δύο κατηγορίες : (1) την Prompt Gamma – ray Activation Analysis (PGNAA), όπου οι μετρήσεις γίνονται κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης και (2) την Delayed Gamma – ray Neutron Activation Analysis (DGNAA) ή απλά NAA, όπου οι μετρήσεις γίνονται μετά από τη ραδιενεργό διάσπαση (Munita, Glascock, & Hazenfratz, 2019).

### 1.2.3 Ανιχνευτές Ενεργοποίησης

Η νετρονική ενεργοποίηση μπορεί, μεταξύ άλλων, να χρησιμοποιηθεί για τον χαρακτηρισμό της ροής των νετρονίων στην οποία γίνεται η ακτινοβόληση. Τα υλικά που - μέσω της ενεργοποίησης τους - χρησιμοποιούνται για αυτό το σκοπό λέγονται **ανιχνευτές ενεργοποίησης**.

Η επιλογή τους γίνεται με βασικό άξονα τη **μεγάλη ενεργό διατομή** για αντιδράσεις επαγόμενες από νετρόνια που οδηγούν σε μετρήσιμη μορφή ραδιενέργειας (για παράδειγμα ακτινοβολία γάμμα). Επειδή η ενεργός διατομή είναι συνάρτηση της ενέργειας, οι ανιχνευτές επιλέγονται με βάση το φάσμα ενεργειών που αναμένεται να έχει η πηγή νετρονίων στα οποία ακτινοβολούνται. Για θερμικά νετρόνια προτιμούνται υλικά με μεγάλη ενεργό διατομή για αντιδράσεις απορρόφησης (n,γ), ενώ για επιθερμικά και ταχέα νετρόνια προτιμούνται υλικά που έχουν μεγάλη ενεργό διατομή για αντιδράσεις κατωφλίου. Ένα πλεονέκτημα στη χρήση ανιχνευτών ενεργοποίησης κατωφλίου είναι η δυνατότητα προσδιορισμού του ολοκληρώματος της νετρονικής ροής με τον χρόνο, από μία συγκεκριμένη ενέργεια νετρονίων και πάνω.

Οι νετρονικοί ανιχνευτές είναι συνήθως πολύ **λεπτά ελάσματα** με καθορισμένη σύσταση. Λόγω του μικρού μεγέθους τους, ένα επιπλέον πλεονέκτημα μπορεί να είναι η αποφυγή της διαταραχής της υπό μέτρησης νετρονικής ροής.

Το μικρό τους μέγεθος σε συνδυασμό με το γεγονός ότι δεν χρειάζονται ηλεκτρονική υποστήριξη κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, τους καθιστούν έναν ευέλικτο και οικονομικό τρόπο

μέτρησης ακόμα και σε ακραία νετρονικά περιβάλλοντα. Επίσης είναι εξαιρετικά αξιόπιστοι, μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε ένα πολύ μεγάλο εύρος νετρονικών ροών και ενεργειών και δεν επηρεάζονται από την παρουσία ακτινοβολίας – γ, ή άλλων ειδών ακτινοβολίας κατά την περίοδο ακτινοβόλησης. Χρησιμοποιούνται για την χαρτογράφηση της χωρικής διακύμανσης της ροής νετρονίων σαν παθητικοί ανιχνευτές (passive detectors), εφόσον δε μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τη χρονική διακύμανση της νετρονικής ροής κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησής τους. (Knoll, 2010).

#### 1.2.4 Επαγόμενη Ενεργότητα

Η νετρονική ροή  $\varphi$ , συνδέεται με τον ρυθμό των αντιδράσεων ενεργοποίησης μέσω της σχέσης (2), όπου  $\Sigma_{act}$  είναι η μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή της αντίδρασης ενεργοποίησης για όλο το νετρονικό φάσμα και  $V$  είναι ο όγκος του ανιχνευτή.

$$R = \varphi \Sigma_{act} V \quad (2)$$

Όσο ο ανιχνευτής ακτινοβολείται, οι ραδιενεργοί πυρήνες που δημιουργούνται μέσω της ενεργοποίησης, παράλληλα διασπώνται σύμφωνα με το νόμο της ραδιενεργής διάσπασης, με ρυθμό  $\lambda N$ , όπου  $\lambda$  είναι η σταθερά διάσπασης και  $N$  είναι οι ραδιενεργοί πυρήνες που έχουν δημιουργηθεί. Ο ρυθμός αλλαγής των ραδιενεργών πυρήνων  $N$  δίνεται από τη διαφορά μεταξύ του ρυθμού δημιουργίας και διάσπασης τους

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (3)$$

Αν η ροή νετρονίων παραμένει σταθερή κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης, ο ρυθμός  $R$ , παραμένει σταθερός και από τη λύση της εξίσωσης (1.2) για  $N=0$ ,  $t=0$  και  $A=\lambda N$  προκύπτει

$$A(t) = R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4)$$

Η επαγόμενη ενεργότητα αυξάνεται με τον χρόνο όπως φαίνεται στο σχήμα 1.4(Knoll, 2010) , και προσεγγίζει ασυμπτωτικά ένα μέγιστο, την **ενεργότητα κόρου**  $A_{sat}$  (saturation activity). Θεωρητικά η ενεργότητα κόρου επάγεται μετά από άπειρο χρόνο ακτινοβόλησης και δίνεται από τη σχέση

$$A_{sat} = R = \varphi \Sigma_{act} V = \lambda N_t \int \sigma(E) \Phi(E) dE \quad (5)$$

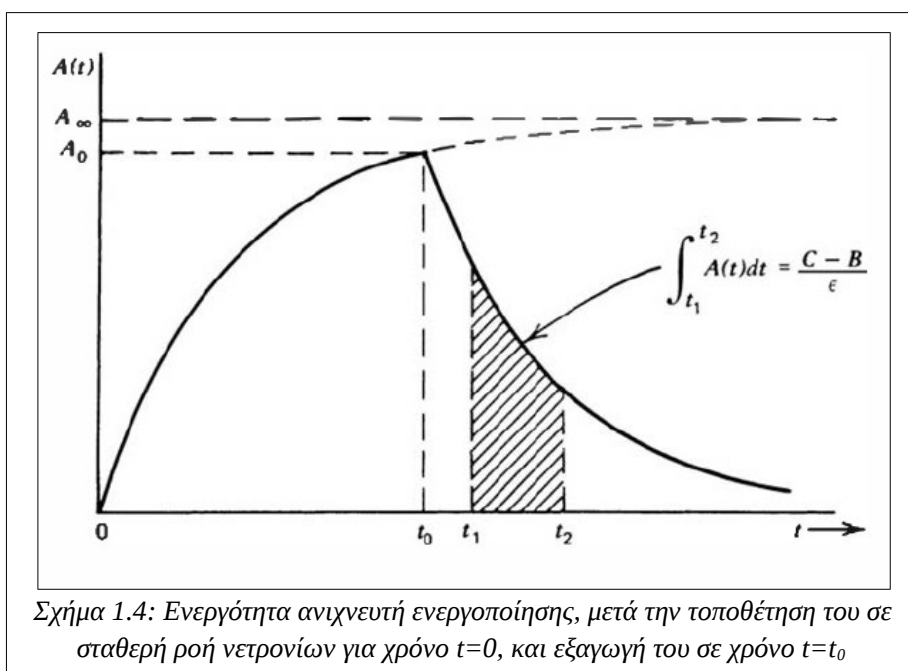
Όπου  $N_t$  είναι οι πυρήνες – στόχοι,  $\sigma(E)$  η μικροσκοπική ενεργός διατομή της αντίδρασης που λαμβάνει χώρα για ενέργεια  $E$  και  $\Phi(E)$  είναι η ροή νετρονίων για την ίδια ενέργεια.

Πρακτικά, η επαγόμενη ενεργότητα θεωρείται ίση με την  $A_{sat}$  μετά το πέρας χρόνου ακτινοβόλησης ίσο με 6-7 χρόνους ημιζωής των παραγόμενων ραδιονουκλιδίων μέσω ενεργοποίησης (Πίνακας 1.2, (Landsberger & Tsoulfanidis, 2015)).



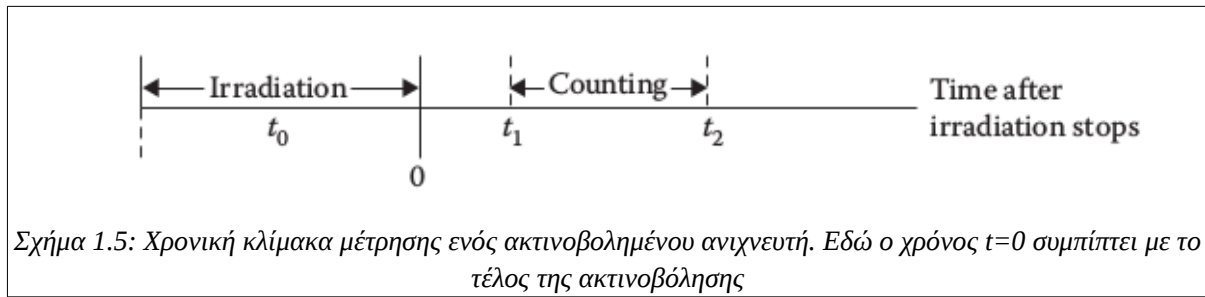
Χρόνος Ακτινοβόλησης (σε χρόνους ημιζωής)	Ποσοστό $A_{sat}$ που επιτυγχάνεται
4	0,937
5	0,969
6	0,984
7	0,992
8	0,996

Πίνακας 1.2: Ποσοστό Επαγόμενης  $A_{sat}$  σε συνάρτηση με τον χρόνο ακτινοβολήσης



### 1.2.5 Προσδιορισμός $A_{sat}$

Το χρονικό διάστημα από την αρχή ( $t=0$ ) μέχρι το πέρας της ακτινοβόλησης ( $t=t_0$ ) ονομάζεται **χρόνος ακτινοβόλησης** (irradiation time) και συμβολίζεται με  $t_{irr}$ . Το χρονικό διάστημα από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την έναρξη της μέτρησης των ανιχνευτών ενεργοποίησης ( $t=t_1$ ) ονομάζεται **χρόνος καθυστέρησης** (delayed time) και συμβολίζεται με  $t_d$ . Ενώ το χρονικό διάστημα που γίνεται η μέτρηση (από  $t=t_1$  έως  $t=t_2$ ) ονομάζεται **χρόνος μέτρησης** (counting time) και συμβολίζεται με  $t_c$ .



Έτσι, για χρόνο  $t=t_0$ , όπου ο ανιχνευτής σταματάει να ακτινοβολείται, η ενεργότητα του θεωρείται ίση με:

$$A_0 = A_{sat} (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) \quad (6)$$

Η ενεργότητα  $A_0$  μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά από τη σχέση:

$$A_{0,exp} = \frac{C}{\varepsilon_Y I_Y G_Y f_{TCC}} \cdot \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda t_c}) e^{-\lambda t_d}} \quad (7)$$

Όπου, η παράμετρος  $C$ , μπορεί να μετρηθεί με ανιχνευτή γάμμα – φασματοσκοπίας,  $\lambda$  και  $I_Y$  είναι τα πυρηνικά χαρακτηριστικά του παραγόμενου ραδιενεργού ισότοπου και  $\varepsilon_Y$ ,  $G_Y$  και  $f_{TCC}$  είναι συντελεστές διόρθωσης. Οι παραπάνω σχέσεις οδηγούν στη σχέση (1.7), που είναι η προσδιοριζόμενη ενεργότητα κόρου (Vasiloroulou et al., 2019).

$$A_{sat,exp} = \frac{C}{\varepsilon_Y I_Y G_Y f_{TCC}} \cdot \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda t_c}) e^{-\lambda t_d}} \cdot \frac{1}{(1 - e^{-\lambda t_{irr}})} \quad (8)$$

Οι παράμετροι της σχέσης (8) περιγράφονται αναλυτικά στην παράγραφο 4.1.

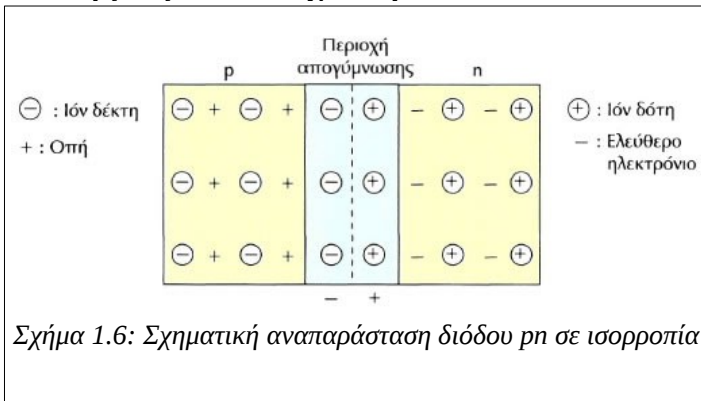
### 1.3 Ανιχνευτές Γερμανίου

Οι ανιχνευτές γερμανίου (Ge) ανήκουν στην κατηγορία των **ανιχνευτών ημιαγωγών**, ή αλλιώς, **ανιχνευτών στερεάς κατάστασης**. Το κύριο χαρακτηριστικό τους είναι η πολύ καλή ενεργειακή διακριτική τους ικανότητα.

#### 1.3.1 Βασικές αρχές λειτουργίας

Γενικά, ένας ανιχνευτής Ge αποτελείται από μία **δίοδο p – n**, δηλαδή από έναν ημιαγωγό τύπου p (positive) που έχει περίσσια θετικών φορτίων (οπών) και έναν ημιαγωγό τύπου n (negative) που έχει περίσσια αρνητικών φορτίων (ηλεκτρονίων) σε επαφή. Η περίσσεια των ηλεκτρονίων από την n περιοχή δημιουργεί ροή αρνητικού φορτίου προς την περιοχή p, ενώ η περίσσεια θετικά

φορτισμένων οπών της p περιοχής δημιουργεί ροή θετικού φορτίου προς την n περιοχή. Με το πέρας κάποιου χρονικού διαστήματος επέρχεται ισορροπία και η μετακίνηση φορέων σταματάει λόγω της δημιουργίας ηλεκτρικού πεδίου που οφείλεται στη συγκέντρωση φορτίων στην περιοχή γύρω από την επαφή. Η περιοχή αυτή ονομάζεται **περιοχή απογύμνωσης** γιατί δεν περιέχει φορείς φορτίου, παρόλο που είναι φορτισμένη, γιατί τα φορτία είναι δεσμευμένα στα άτομα και αποτελεί τον **ενεργό όγκο του ανιχνευτή**.

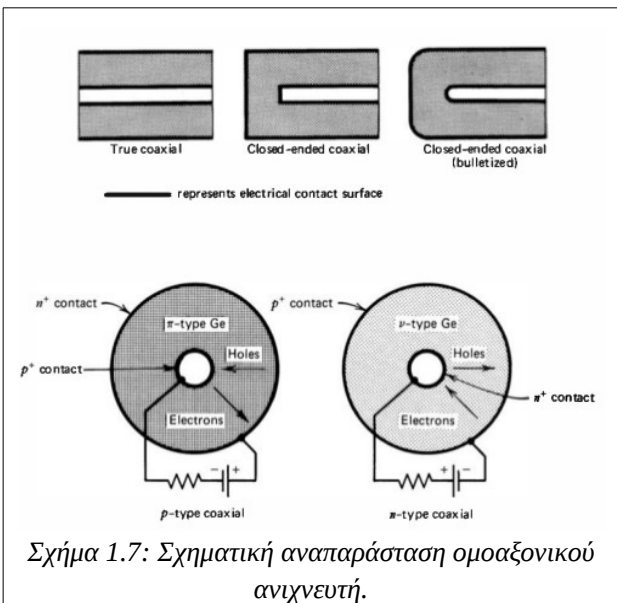


Η εφαρμογή τάσης αλλάζει τα χαρακτηριστικά της περιοχής απογύμνωσης. Όταν εφαρμοστεί ανάστροφη τάση σε αυτήν αυξάνεται το μέγεθός της, και το πεδίο που αυτή παράγει κι έτσι αν δημιουργηθεί ένα **ζεύγος ηλεκτρονίου – οπής** εκεί, για παράδειγμα από ιονισμό που προέρχεται από τη διέλευση ενός φορτισμένου σωματιδίου, οι δύο φορείς θα κατευθυνθούν προς αντίθετες

κατευθύνσεις όπως επιβάλλει το πεδίο που υπάρχει. Έτσι, δημιουργούν ρεύμα, το οποίο μπορεί να συλλεχθεί και να ταυτοποιηθεί σαν σωματίδιο από κατάλληλες ηλεκτρονικές διατάξεις.

Το μέγεθος του ενεργού όγκου του κρυστάλλου μεγαλώνει επίσης, με τη μείωση της συγκέντρωσης των προσμίξεων. Οι ανιχνευτές γερμανίου με αυτό το χαρακτηριστικό, λέγονται **υψηλής καθαρότητας** (High Purity Germanium, (HPGe)).

Το προσπίπτον σωματίδιο για να φτάσει στον ενεργό όγκο του κρυστάλλου και να ανιχνευτεί, πρέπει να περάσει την περιοχή τύπου p ή n. Η περιοχή αυτή ονομάζεται **νεκρή στρώση** (dead layer) του ανιχνευτή. Το πάχος της είναι κρίσιμο για την ανίχνευση σωματιδίων χαμηλών ενεργειών και μπορεί να αλλάζει αργά με τη χρήση του ανιχνευτή.



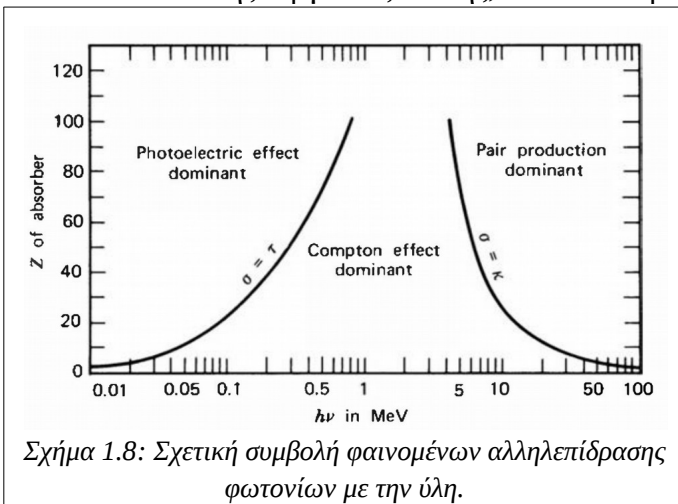
Ακόμα, στον ενεργό όγκο ενός ανιχνευτή Γερμανίου μπορούν να παραχθούν ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών σε θερμοκρασία δωματίου, λόγω θερμικής διέγερσης. Αυτό το φαινόμενο προκαλεί θόρυβο στις μετρήσεις. Οπότε, κατά τη διάρκεια λειτουργίας του ανιχνευτή είναι απαραίτητη η **ψύξη** του. Η ψύξη πραγματοποιείται κυρίως με χρήση υγρού αζώτου (77K), σε θερμική επαφή με τον κρύσταλλο.

Η κυλινδρική γεωμετρία κατασκευής, επιτρέπει μεγαλύτερου μεγέθους ανιχνευτές και κατά συνέπεια μεγαλύτερο ενεργό όγκο κρυστάλλου. Έτσι, υπάρχει η δυνατότητα ανίχνευσης

σωματιδίων μεγαλύτερης ενέργειας. Σε έναν κυλινδρικό ή αλλιώς **ομοαξονικό ανιχνευτή**, αφαιρείται ένα κομμάτι από τον πυρήνα του και η συνδεσμολογία για την εφαρμογή υψηλής τάσης και την συλλογή των φορτίων γίνεται στην εξωτερική και την εσωτερική κυλινδρική επιφάνειά του, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.7. Συγκεκριμένα, η υψηλή τάση εφαρμόζεται στην εξωτερική επιφάνεια, ενώ η εσωτερική είναι γειωμένη.

### 1.3.2 Γάμμα – φασματοσκοπία και ανιχνευτές γερμανίου

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής, είναι απαραίτητη η ανίχνευση ακτινοβολίας – γάμμα (φωτονίων). Η καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών γερμανίου επιτρέπει τον διαχωρισμό φωτονίων με πολύ κοντινές ενέργειες κι έτσι προτιμώνται για ανάλυση πολύπλοκων φασμάτων με πολλές κορυφές.

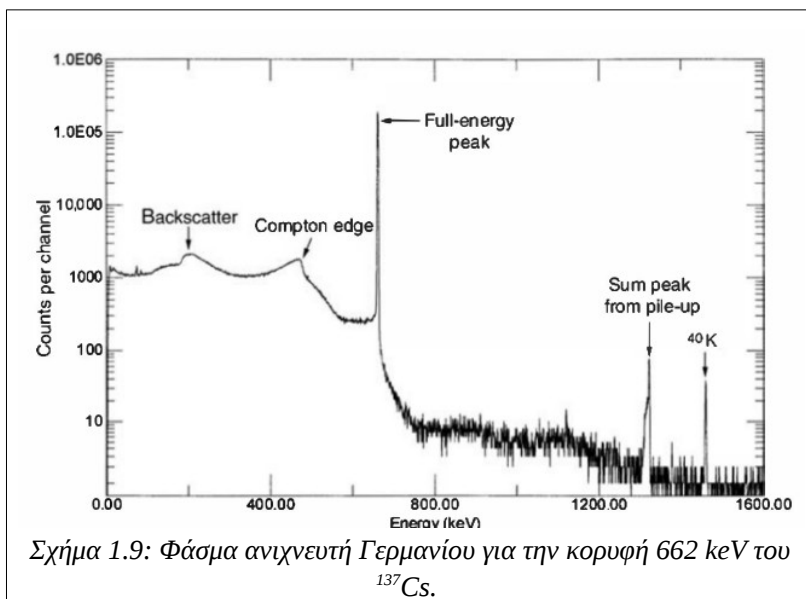


Τα φωτόνια αλληλεπιδρούν με την ύλη προς παραγωγή ηλεκτρονίων ή και ποζιτρονίων μέσω τριών βασικών φαινομένων: (1) το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (photoelectric effect), (2) τη σκέδαση Compton (Compton effect) και (3) τη δίδυμη γένεση (pair production). Στο σχήμα 1.8 φαίνεται η σχετική συμβολή των

τριών αυτών φαινομένων αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη σαν συνάρτηση της ενέργειας και του ατομικού αριθμού  $Z$  του υλικού.

Τα παραγόμενα ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια εναποθέτουν την ενέργεια τους στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή και έτσι παράγεται ένας παλμός τάσης, ο οποίος αντιστοιχεί σε αλληλεπίδραση ενός φωτονίου. Το ύψος του παλμού είναι ανάλογο της ενέργειας του αρχικού φωτονίου και μεταφράζεται σε γεγονός το οποίο καταγράφεται σε ένα φάσμα γεγονότων συναρτηθείς ενέργειας.

Στο σχήμα 1.9 φαίνεται ένα ενδεικτικό φάσμα που πάρθηκε από πηγή  $^{137}\text{Cs}$  με ανιχνευτή γερμανίου. Το συνεχές υπόστρωμα του φάσματος λέγεται **Compton – continuum** και οφείλεται στις σκεδάσεις Compton που έγιναν με φωτόνια που διέφυγαν από τον κρύσταλλο χωρίς να αφήσουν όλη τους την ενέργεια μέσα στον ενεργό όγκο του. Είναι έντονο εξαιτίας του σχετικά μικρού ατομικού αριθμού του Γερμανίου ( $Z=32$ ). Επιπλέον, χαρακτηρίζεται από τον λόγο των γεγονότων που καταγράφονται για την υψηλότερη φωτοκορυφή του φάσματος και των γεγονότων ενός τυπικού καναλιού του υποστρώματος Compton (Peak – to – Compton). Το άνω ενεργειακό όριο της, ονομάζεται κορυφή Compton (**Compton edge**) και αντιστοιχεί στη μέγιστη δυνατή ενέργεια των σκεδαζόμενων (μέσω σκέδασης Compton) ηλεκτρονίων.

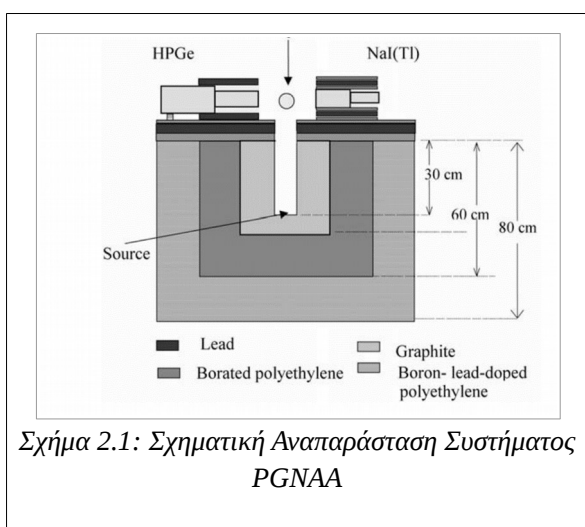


## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Πειραματικό Μέρος

Κατασκευάστηκε μία διάταξη ακτινοβόλησης με ισοτοπικές πηγές νετρονίων  $^{239}\text{Pu-Be}$  συνολικής ενεργότητας 444 GBq. Έγιναν δύο κύκλοι ακτινοβόλησης νετρονικών ανιχνευτών ενεργοποίησης. Στη συνέχεια έγιναν μετρήσεις με χρήση ανιχνευτή γερμανίου ώστε να προσδιοριστεί μέσω της επαγομένης ενεργότητας των ανιχνευτών ενεργοποίησης, η ενεργότητα κόρου κι επομένως η ροή νετρονίων.

### 2.1 Πειραματική Διάταξη

Η διάταξη ακτινοβόλησης του πειράματος, έγινε με τροποποίηση ήδη υπάρχουσας πειραματικής διάταξης που αφορούσε Prompt-Gamma Neutron Activation Analysis [PGNAA] δειγμάτων όγκου (Stamatelatos et al., 2004). Η σχηματική αναπαράσταση της διάταξης αυτής, φαίνεται στο σχήμα 2.1. Αποτελείται από πηγή νετρονίων, ανακλαστήρα νετρονίων από γραφίτη (nuclear grade graphite), την θωράκιση της πηγής και δύο ανιχνευτές γάμμα – φασματοσκοπίας (HPGe και NaI(Tl)) για τις μετρήσεις των δειγμάτων που ακτινοβολούνται. Το δείγμα αναπαρίσταται στο



Σχήμα 2.1: Σχηματική Αναπαράσταση Συστήματος PGNAA

σχήμα με μια σφαίρα ανάμεσα στους ανιχνευτές. Η θωράκιση της πηγής στην παρούσα εργασία, έγινε με μόλυβδο (Pb), βοριομένο πολυαιθυλένιο ( $\text{CH}_2\text{O} - \text{B}$ ) και βοριομένο πολυαιθυλένιο με προσθήκη μολύβδου ( $\text{CH}_2\text{O} - \text{B} - \text{Pb}$ ).

Οι κύριες τροποποιήσεις της παραπάνω διάταξης είναι η χρήση δύο πηγών  $^{239}\text{Pu-Be}$  αντί για μία για την παραγωγή των νετρονίων, και η εγκατάσταση δειγματοφορέα, ο οποίος δίνει τη δυνατότητα τοποθέτησης δειγμάτων κοντά στις πηγές, μέσα στο διάκενο που δημιουργεί ο ανακλαστήρας γραφίτη.

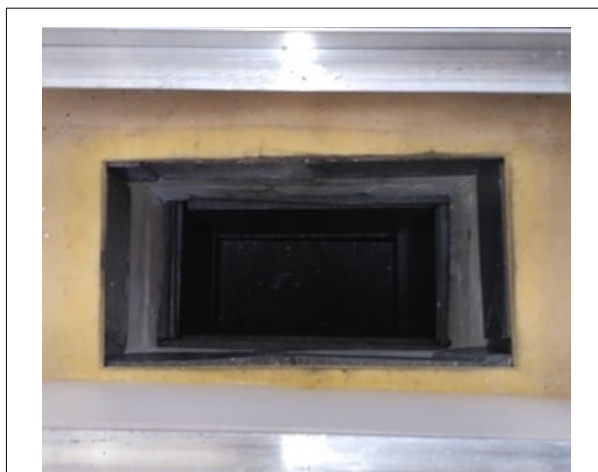
Το σχήμα 2.2 δείχνει πως είναι εξωτερικά η θωράκιση της πειραματικής διάταξης, ενώ στο σχήμα 2.3 φαίνεται το διάκενο που δημιουργείται από τον ανακλαστήρα γραφίτη. Στο διάκενο αυτό τοποθετείται ο δειγματοφορέας (σχήμα 2.4) με τις

πηγές και τους ανιχνευτές ενεργοποίησης.

Οι δύο πηγές της διάταξης ακτινοβόλησης είναι κυλινδρικές ραδιοϊσοτοπικές πηγές νετρονίων  $^{239}\text{Pu-Be}$ . Το  $^{239}\text{Pu}$  έχει χρόνο ημιζωής 24110 χρόνια (“IAEA Nuclear Data Services,” n.d.) και αποδιεγείρεται με εκπομπή άλφα – σωματιδίων (100%), τα οποία αντιδρούν με το Be προς παραγωγή νετρονίων. Η μία πηγή περιέχει 80 g  $^{239}\text{Pu}$  και η ενεργότητα της είναι 185 GBq, ενώ η δεύτερη περιέχει 112 g  $^{239}\text{Pu}$  κι έχει ενεργότητα 259 GBq. Οπότε η συνολική ενεργότητα των δύο πηγών είναι 444 GBq. Παράγονται  $440 \cdot 10^9$  άλφα – σωματίδια ανά δευτερόλεπτο και από τις δύο πηγές. Σύμφωνα με τον Πίνακα 1.1 για κάθε  $10^6$  άλφα – σωματίδια που εκπέμπει το  $^{239}\text{Pu}$ , η πηγή  $^{239}\text{Pu-Be}$  παράγει 57 νετρόνια. Επομένως, με βάση την ενεργότητα των πηγών εκτιμάται η εκπομπή  $2,53 \cdot 10^7$  νετρονίων ανά δευτερόλεπτο (Geiger & Van Der Zwan, 1975). Ωστόσο, η απόδοση της πηγής εξαρτάται και από παραμέτρους όπως η γεωμετρία, το μέγεθος και η πυκνότητα της, καθώς και το πάχος του περιβλήματος της, που επηρεάζουν την εκπομπή νετρονίων από αυτήν.



Σχήμα 2.2: Θωράκιση διάταξης ακτινοβόλησης



Σχήμα 2.3: Ανακλαστήρας Γραφίτη όπως φαίνεται από πάνω

Ο δειγματοφορέας αποτελείται από μία βάση αλουμινίου πάχους 2 mm, με εσοχές για την τοποθέτηση των κυλινδρικών ισοτοπικών πηγών  $^{239}\text{Pu-Be}$ , οι οποίες δεν φαίνονται στο σχήμα 2.4.

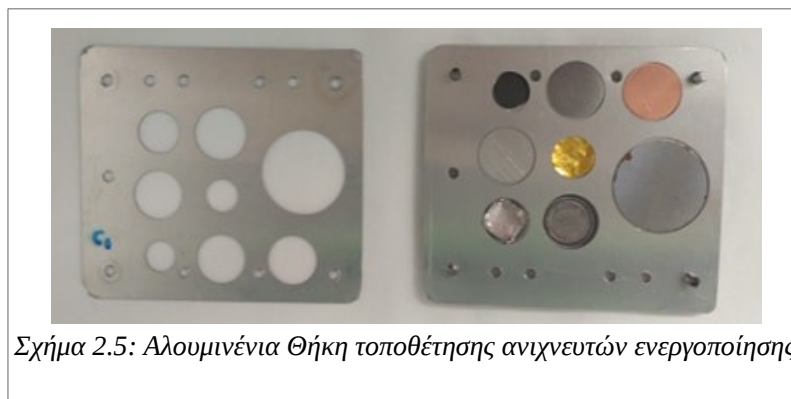


Σχήμα 2.4: Αλουμινένιος Δειγματοφορέας με θήκη αλουμινίου

Οι εσοχές εξυπηρετούν την επαναληψιμότητα στην τοποθέτηση των πηγών συμμετρικά ως προς την αλουμινένια θήκη η οποία φέρει τους ανιχνευτές ενεργοποίησης. Οι πηγές τοποθετούνται συμμετρικά σε απόσταση 0,3 mm από τις δύο πλευρές της θήκης του περιέχει τους ανιχνευτές. Πάνω στη βάση του δειγματοφορέα, είναι βιδωμένες δύο αλουμινένιες ράβδοι διαστάσεων 1x1 cm και ύψους 53 cm. Οι ράβδοι λειτουργούν σαν οδηγίο για την ακριβή τοποθέτηση της αποσπώμενης αλουμινένιας θήκης, ανάμεσα στις δύο πηγές. Στο πάνω κομμάτι των ράβδων φαίνεται η λαβή του δειγματοφορέα που έχει ένα διάκενο στη μέση για να μπορεί να περνάει η θήκη από μέσα της.

Η θήκη (σχήμα 2.5), στην οποία τοποθετούνται οι ανιχνευτές ενεργοποίησης αποτελείται από τρία (3) φύλλα αλουμινίου καθαρότητας 99 % και πάχους 0,5 mm έκαστο, τα οποία συναρμολογούνται με τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργείται ένα “σάντουιτς”. Έχει οπές διαφόρων διαμέτρων που, ώστε να μπορούν να στερεωθούν σε αυτήν ανιχνευτές διαφορετικών διαστάσεων. Κάθε οπή αντιστοιχεί σε διαφορετική θέση ακτινοβόλησης. Το κέντρο της κεντρικής οπής συμπίπτει με το κέντρο των ισοτοπικών πηγών. Τα εξωτερικά φύλλα έχουν 1 mm μικρότερη διάμετρο από το εσωτερικό ώστε να συγκρατούνται οι ανιχνευτές σταθεροί κατά την τοποθέτηση της θήκης στον δειγματοφορέα, και κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Τα τρία φύλλα ενώνονται με έξι αλουμινένιες βίδες και παξιμάδια.

Στο σχήμα 2.5 φαίνεται ενδεικτικά (ανοιγμένη) η θήκη αλουμινίου, κατά τη διαδικασία συναρμολόγησής της. Αριστερά είναι ένα από τα ακριανά φύλλα αλουμινίου της θήκης και δεξιά τα άλλα δύο, το ένα πάνω στο άλλο, μαζί με τους ανιχνευτές ενεργοποίησης που χρησιμοποιήθηκαν στην πρώτη ακτινοβόληση. Στο σχήμα φαίνονται και οι οπές για τις βίδες που συγκρατούν την κατασκευή.



## 2.2 Τεχνική Νετρονικής Ενεργοποίησης

Κατά τη διαδικασία της νετρονικής ενεργοποίησης ένα υλικό γίνεται ραδιενεργό μετά από έκθεσή του σε νετρόνια, τα οποία μέσω πυρηνικών αντιδράσεων μετατρέπουν σταθερά νουκλίδια σε ραδιενεργά. Τα ραδιονουκλίδια διασπώνται με χαρακτηριστικό χρόνο ημιζωής, εκπέμποντας ακτίνες – γάμμα καθορισμένων ενεργειών, οι οποίες μετρούνται σε ανιχνευτή γάμμα – φασματοσκοπίας. Από τη μέτρηση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας – γάμμα μπορούν να εξαχθούν συμπεράσματα για την ροή νετρονίων που προσπίπτει στο δείγμα κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης.

Στο πείραμα αυτό σκοπός είναι να χαρακτηριστεί η ροή των νετρονίων στις διάφορες θέσεις της διάταξης ακτινοβολήσης που περιγράφηκε παραπάνω. Ο χαρακτηρισμός αυτός, γίνεται με χρήση ανιχνευτών ενεργοποίησης (activation detectors).

### 2.2.1 Επιλογή Ανιχνευτών Νετρονικής Ενεργοποίησης

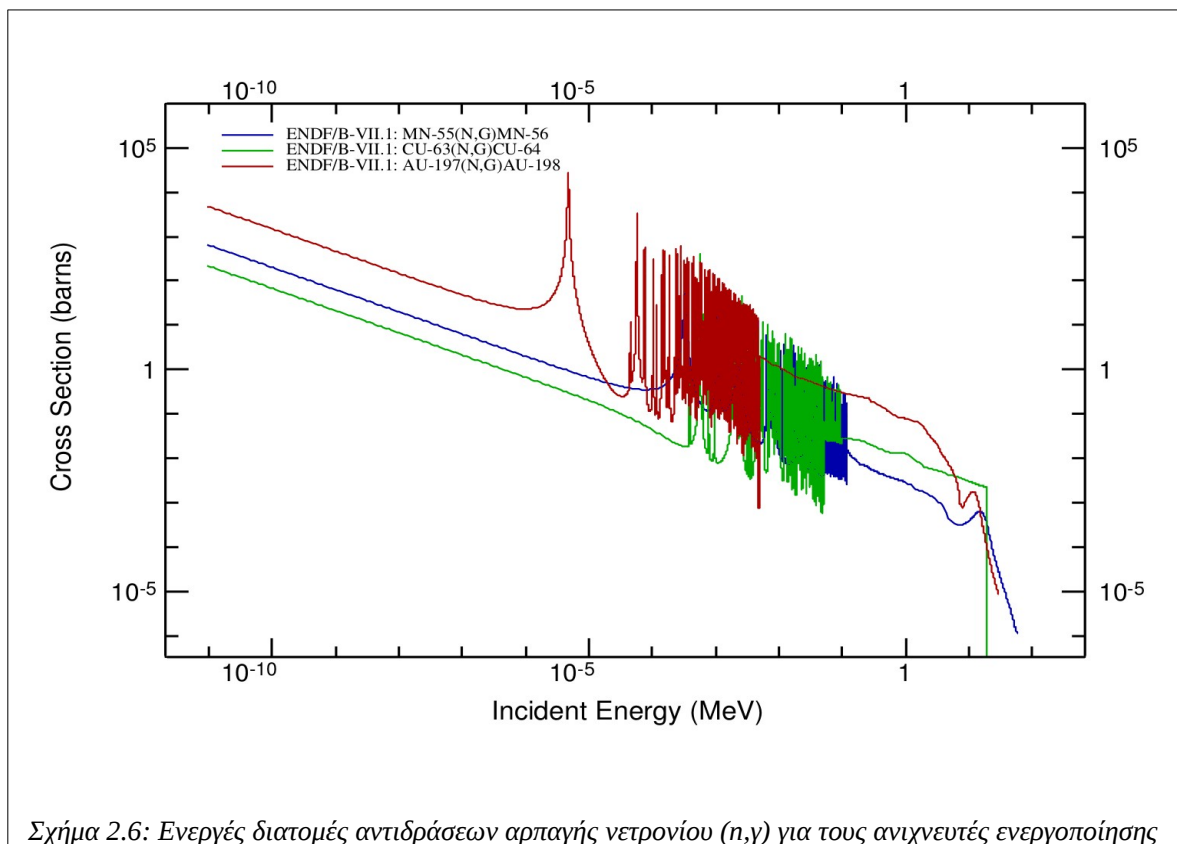
Η επιλογή των ανιχνευτών νετρονικής ενεργοποίησης έγινε βάση τα εξής χαρακτηριστικά: (1) την μεγάλη ενεργό διατομή για αντιδράσεις με νετρόνια στις ενέργειες που παράγουν οι πηγές νετρονίων, (2) τον χρόνο ημιζωής των παραγόμενων ραδιονουκλιδίων και (3) την διαθεσιμότητα.

Οι πηγές νετρονίων του πειράματος παράγουν κατά κύριο λόγο ταχέα νετρόνια, οπότε χρησιμοποιήθηκαν στην πλειοψηφία τους ανιχνευτές με μεγάλη ενεργό διατομή για αντιδράσεις κατωφλίου. Όσον αφορά το χρόνο ημιζωής των ραδιενεργών πυρήνων που παράχθηκαν από την ακτινοβολήση, επιλέχθηκε να κυμαίνεται από μερικά λεπτά έως μερικές μέρες. Στον πίνακα 2.1 αναγράφονται τα υλικά των ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν, οι πυρηνικές αντιδράσεις ενεργοποίησης, οι ενέργειες κατωφλίου (Knoll, 2010), (National Nuclear Data Center) και τα χαρακτηριστικά που αφορούν τα παραγόμενα ραδιονουκλίδια (χρόνος ημιζωής, κύριες χαρακτηριστικές ακτίνες – γάμμα που θα ανιχνευτούν και η έντασή τους). Τα διαγράμματα των ενεργών διατομών των αντιδράσεων του πίνακα, φαίνονται στα σχήματα 2.6 και 2.7.

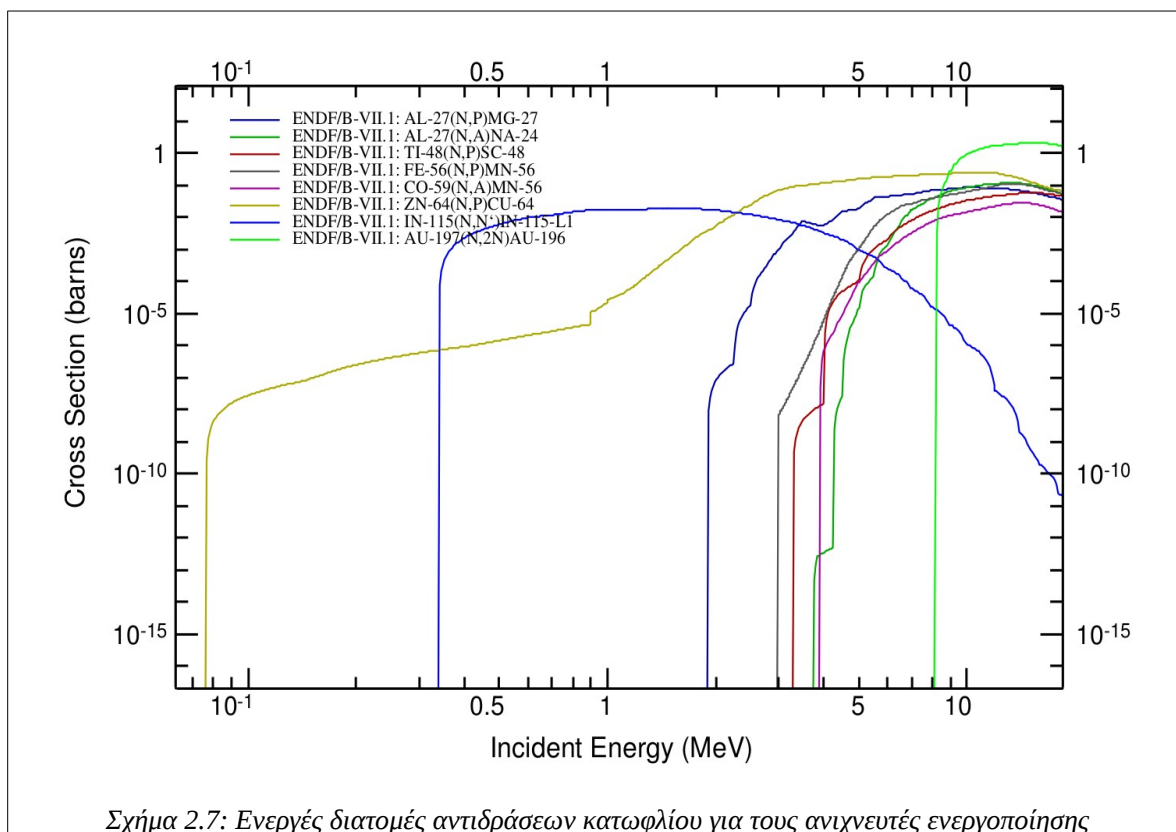


Υλικό	Κατώφλι (MeV)	Πυρηνική Αντίδραση	$T_{1/2}$	Ενέργεια $\gamma$ (keV)	Ένταση $\gamma$ (%)
Χρυσός	-	Au-197(n, $\gamma$ )Au-198	2.695 d	411,80	95,6
	8,6	Au-197(n,2n)Au-196	6.1669 d	355,73	87,0
Ίνδιο	0,5	In-115(n,n')In-115m	4.5 h	336,24	45,9
Αλουμίνιο	4,9	Al-27(n, $\alpha$ )Na-24	14.997 h	1368,63	100,0
	3,8	Al-27(n,p)Mg-27	9.458 min	843,76	71,8
Χαλκός	-	Cu-63(n, $\gamma$ )Cu-64	12.701 h	1345,77	0,5
Σίδηρος	4,9	Fe-56(n,p)Mn-56	2.5789 h	846,76	98,9
Ψευδάργυρος	2	Zn-64(n,p)Cu-64	12.701 h	1345,77	0,5
Μαγγάνιο	-	Mn-55(n, $\gamma$ )Mn-56	2.5789 h	846,76	98,9
Κοβάλτιο	5,2	Co-59(n, $\alpha$ )Mn-56	2.5789 h	846,76	98,9
Τιτάνιο	3,3	Ti-48(n,p)Sc-48	43.67 h	1312,12	100,0
				983,53	100,0
				1037,52	97,6

Πίνακας 2.1: Πυρηνικές αντιδράσεις ανιχνευτών ενεργοποίησης







Οι ανιχνευτές επιλέχθηκαν με κριτήριο να έχουν αρκούντως μεγάλη μάζα λόγω της σχετικά χαμηλής ροής που πρόκειται να μετρηθεί και οι απαραίτητες διορθώσεις για την ενδοαπορρόφηση των φωτονίων στον όγκο τους, υπολογίζονται. Για τα υλικά κοβάλτιο, τιτάνιο, ψευδάργυρος, χαλκός και αλουμίνιο, χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές κυλινδρικού σχήματος με διάμετρο 15 mm και πάχος 0,5 mm, ενώ για το σίδηρο η διάμετρος είναι 25 mm για το ίδιο πάχος. Για τον χρυσό, το ίνδιο και το μαγγάνιο τα διαθέσιμα ελάσματα ήταν πολύ μικρότερων διαστάσεων κι έτσι επιλέχθηκαν αυτοί που είχαν με τη μεγαλύτερη μάζα, ανάμεσα στους διαθέσιμους. Όλοι οι ανιχνευτές είναι κυλινδρικά μεταλλικά ελάσματα υψηλής καθαρότητας.

## 2.2.2 Προετοιμασία Ανιχνευτών Ενεργοποίησης

Οι ανιχνευτές καθαρίστηκαν με διάλυμα αλκοόλης, ζυγίστηκαν με ψηφιακή ζυγαριά ακριβείας (στο τέταρτο δεκαδικό του γραμμαρίου) και μετρήθηκαν οι διαστάσεις τους με ψηφιακό παχύμετρο (ακριβείας στο δεύτερο δεκαδικό ψηφίο του χιλιοστού). Το πάχος του χρυσού υπολογίστηκε έμμεσα, από τη μάζα που μετρήθηκε, το γνωστό εμβαδό ( $1 \text{ cm}^2$ ) και την πυκνότητά του (βιβλιογραφία) και βρέθηκε ίσο με 0,0019 mm, που είναι πολύ κοντά στην αναμενόμενη τιμή των 2 μm που δίνει ο κατασκευαστής. Στον πίνακα 2.2 φαίνεται ο μέσος όρος των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν για κάθε ανιχνευτή, οι πυκνότητες και η καθαρότητα των υλικών. Στη συνέχεια, οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν σε ειδικές θήκες με τους αναγραφόμενους κωδικούς για τον καθένα. Σημειώνεται ότι τα ελάσματα με κάλυψη καδμίου συμβολίζονται με αγκύλες στον κωδικό τους.

Υλικό	Κωδικός	Καθαρότητα	Μέση Μάζα (gr)	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	Διάμετρος (mm)	Πάχος (mm)
Χρυσός	<b>Au1</b>	>99,99%	0,03625	19,3	11,284	0,0019
	<b>[Au2]</b>	>99,99%	0,03685	19,3	11,284	0,0019
	<b>[Au3]</b>	>99,99%	0,03605	19,3	11,284	0,0019
	<b>[Au4]</b>	>99,99%	0,0306	19,3	11,284	0,0019
Ίνδιο	<b>In1</b>	>99,9%	0,3843	7,31	14,5	0,5
	<b>In2</b>	>99,9%	0,2975	7,31	9,85	0,54
	<b>[In4]</b>	>99,9%	0,29785	7,31	10,3	0,565
Μαγγάνιο	<b>Mn</b>	>99,9%	0,05625	7,47	10	0,018
	<b>Mn2</b>	>99,9%	0,0569	7,47	10	0,018
Χαλκός	<b>Cu</b>	>99,99%	0,7889	8,96	15	0,5
	<b>Cu2</b>	>99,99%	0,78545	8,96	15	0,5
Κοβάλτιο	<b>Co</b>	99,90%	0,78425	8,9	15	0,5
Αλουμίνιο	<b>Al2</b>	99,00%	0,22775	2,7	15	0,5
Σίδηρος	<b>Fe1</b>	99,80%	1,93655	7,874	25	0,5
Ψευδάργυρος	<b>Zn</b>	>99,99%	0,5889	7,14	15	0,5
Τιτάνιο	<b>Ti</b>	>99,6%	0,40945	4,507	15	0,5

Πίνακας 2.2: Φυσικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών ενεργοποίησης

### 2.2.3 Κύκλοι Ακτινοβόλησης

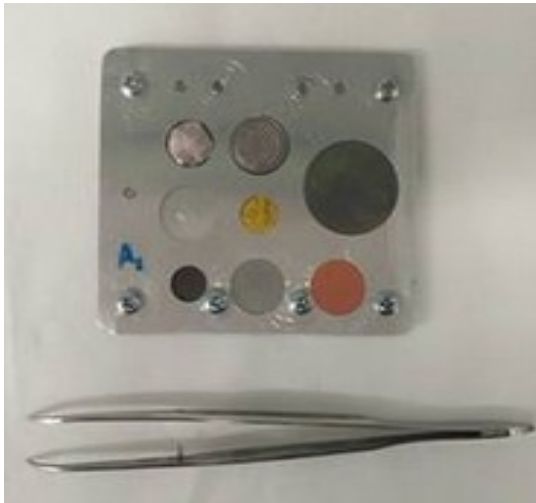
Πραγματοποιήθηκαν δύο κύκλοι ακτινοβόλησης, ώστε να μπορέσουν να ακτινοβοληθούν όλοι οι ανιχνευτές. Στον πίνακα 2.3 αναγράφονται η έναρξη, η λήξη και η διάρκεια των κύκλων ακτινοβόλησης. Στον πρώτο κύκλο ακτινοβολήθηκαν χρυσός, χρυσός με κάλυψη καδμίου, μαγγάνιο, ίνδιο, σίδηρος, χαλκός, ψευδάργυρος και αλουμίνιο (σχήματα 2.8 και 2.10), ενώ στον δεύτερο ακτινοβολήθηκαν μαγγάνιο, χρυσός, χρυσός με κάλυψη καδμίου, ίνδιο, ίνδιο με κάλυψη καδμίου, κοβάλτιο, τιτάνιο και χαλκός (σχήματα 2.9 και 2.11).

Η διάρκεια ακτινοβόλησης επιλέχθηκε να είναι ίση με αρκετούς χρόνους ημιζωής των παραγόμενων ραδιονουκλιδίων (Πίνακας 2.4).

Ο χωρισμός των ανιχνευτών ενεργοποίησης στους δύο κύκλους ακτινοβόλησης έγινε με γνώμονα, κυρίως, το γεγονός ότι οι ανιχνευτές επρόκειτο να μετρηθούν σειριακά. Δηλαδή, ένας ανά μέτρηση στον ανιχνευτή γερμανίου και με σειρά που καθορίστηκε από το χρόνο ημιζωής των παραγόμενων ραδιενεργών νουκλιδίων. Στην κεντρική οπή όπου η ροή νετρονίων είναι η μεγαλύτερη δυνατή, λόγω της σύμπτωσης της με το κέντρο των πηγών, τοποθετήθηκαν και τις δύο φορές ανιχνευτές με μικρό μέγεθος, όμως στην πρώτη ακτινοβόληση στην κεντρική οπή μπήκε ο χρυσός και στη δεύτερη το μαγγάνιο. Στην θέση 22 υπήρχε και στις δύο περιπτώσεις ανιχνευτής χρυσού με κάλυψη καδμίου.

Ακτινοβόληση	Έναρξη	Λήξη	Διάρκεια (sec)
1 <sup>η</sup>	20/03/19 12:12	26/03/19 11:55	517380
2 <sup>η</sup>	05/04/19 12:21	18/04/19 13:43	1128143

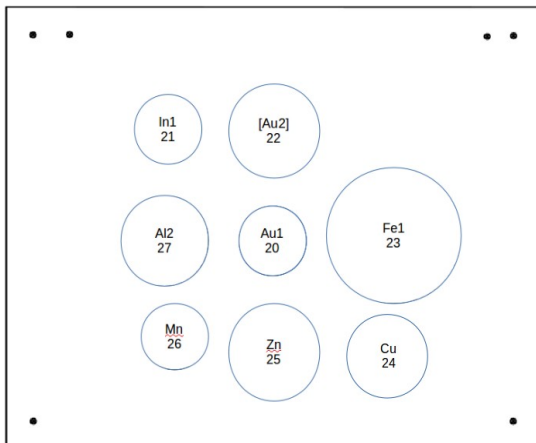
Πίνακας 2.3: Κύκλοι ακτινοβόλησης



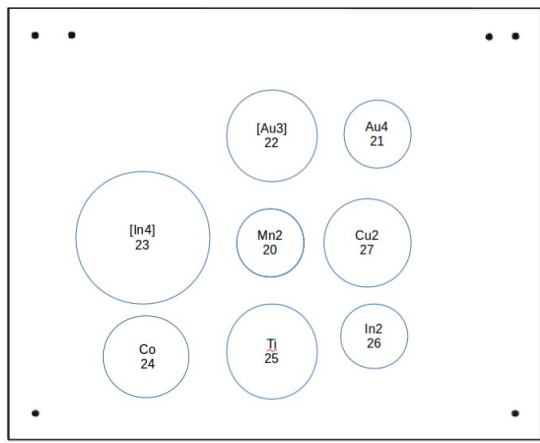
Σχήμα 2.8: Ανιχνευτές ενεργοποίησης που ακτινοβολήθηκαν στην πρώτη ακτινοβολήση



Σχήμα 2.9: Ανιχνευτές ενεργοποίησης που ακτινοβολήθηκαν στη δεύτερη ακτινοβολήση



Σχήμα 2.10: Σχηματική αναπαράσταση θέσεων ανιχνευτών ενεργοποίησης στην θήκη κατά την πρώτη ακτινοβολήση



Σχήμα 2.11: Σχηματική αναπαράσταση θέσεων ανιχνευτών ενεργοποίησης στην θήκη κατά την δεύτερη ακτινοβολήση.

Υλικό	Ακτινοβόληση	Διάρκεια Ακτινοβόλησης (days)	Παραγόμενο Ραδιονουκλίδιο	$T_{1/2}$	Διάρκεια σε $T_{1/2}$
Χρυσός	1 <sup>η</sup>	6	<sup>198</sup> Au	2.695 d	2,2
	1 <sup>η</sup>	6	<sup>196</sup> Au	6.1669 d	1,0
	2 <sup>η</sup>	13	<sup>198</sup> Au	2.695 d	4,8
	2 <sup>η</sup>	13	<sup>196</sup> Au	6.1669 d	2,1
Ινδίο	1 <sup>η</sup>	6	<sup>115m</sup> In	4.5 h	32
	2 <sup>η</sup>	13	<sup>115m</sup> In	4.5 h	69,9
Μαγγάνιο	1 <sup>η</sup>	6	<sup>56</sup> Mn	2.5789 h	55,7
	2 <sup>η</sup>	13	<sup>56</sup> Mn	2.5789 h	55,7
Χαλκός	1 <sup>η</sup>	6	<sup>64</sup> Cu	12.701 h	11,3
	2 <sup>η</sup>	13	<sup>64</sup> Cu	12.701 h	24,7
Κοβάλτιο	2 <sup>η</sup>	13	<sup>56</sup> Mn	2.5789 h	55,7
Αλουμίνιο	1 <sup>η</sup>	6	<sup>24</sup> Na	14.997 h	9,6
	1 <sup>η</sup>	6	<sup>27</sup> Mg	9.458 min	911,7
Σίδηρος	1 <sup>η</sup>	6	<sup>56</sup> Mn	2.5789 h	55,7
Ψευδάργυρος	1 <sup>η</sup>	6	<sup>64</sup> Cu	12.701 h	11,3
Τιτάνιο	2 <sup>η</sup>	13	<sup>48</sup> Sc	43.67 h	7,2

Πίνακας 2.4: Διάρκεια κύκλων ακτινοβόλησης σε χρόνους ημιζωής παραγόμενων ραδιονουκλιδίων

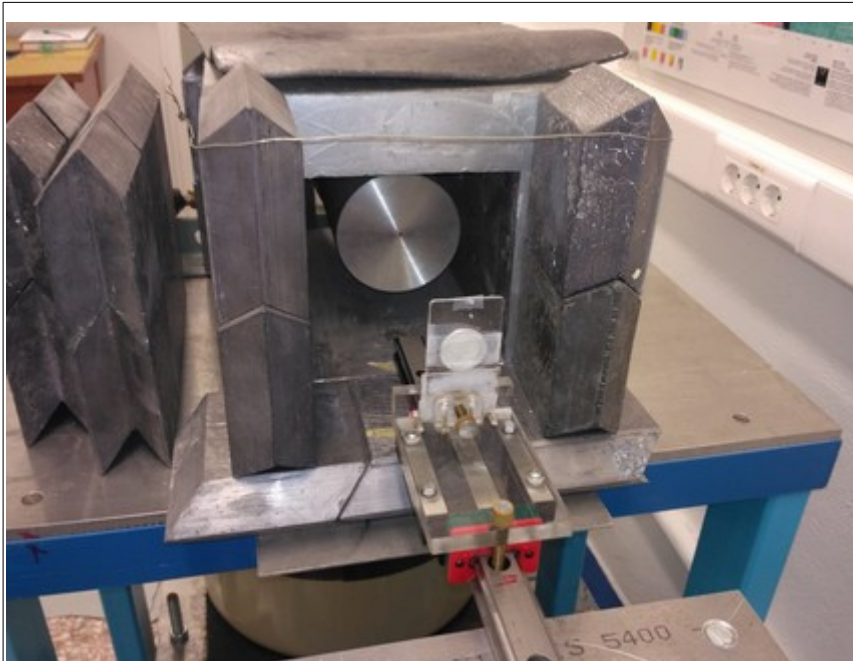
## 2.3 Ανιχνευτική Διάταξη

Για τη μέτρηση των εκπεμπόμενων ακτίνων γάμμα από τους μεταλλικούς ανιχνευτές ενεργοποίησης, χρησιμοποιήθηκε ομοαξονικός ανιχνευτής Γερμανίου τύπου p υψηλής καθαρότητας (High Purity Germanium (HPGe)). Ο ανιχνευτής είναι τύπου GEM 80<sup>TM</sup>, κατασκευασμένος από την εταιρία EG&ORTEC.

Έχει σχετική απόδοση 85% και λειτουργεί υπό ψύξη υγρού αζώτου και σε θετικό δυναμικό πολώσεως ύψους 2500 V. Η διάμετρος του κρυστάλλου είναι 81.5 mm και το μήκος του 57.7 mm. Η απόσταση του κρυστάλλου από το παράθυρο αλουμίνιο (πάχους 1 mm) είναι 4 mm. Το ανένεργο γερμάνιο, σύμφωνα με τον κατασκευαστή, έχει πάχος 700 μm.

Η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή, που ορίζεται ως το εύρος μιας κορυφής στο μέσο του ύψους της (Full Width at Half Maximum (FWHM)) μετρήθηκε ίση με 2.00 keV για την φωτοκορυφή των 1333 keV του <sup>60</sup>Co και 1.20 keV για την φωτοκορυφή των 122 keV του <sup>60</sup>Co. Ακόμη, ο λόγος κορυφής προς υπόστρωμα Compton (Peak – to – Compton Ratio) είναι 93 :1.

Η ανιχνευτική διάταξη συμπληρώνεται με θωράκιση μολύβδου πάχους 5 cm, δοχείο παροχής υγρού αζώτου (Dewar), σύστημα ψηφιακής επεξεργασίας σήματος και καταγραφής δεδομένων (DSPEC<sup>TM</sup>) και αλουμινένια βάση στήριξης του υπό μελέτη δείγματος. Η συλλογή και επεξεργασία των ληφθέντων φασμάτων γίνεται με το εξειδικευμένο λογισμικό γ – φασματοσκοπίας Gamma Vision<sup>TM</sup>.



Σχήμα 2.12: Ανιχνευτής HPGe: Παράθυρο, Θωράκιση και δειγματοφορέας

### 2.3.1 Απόδοση Ανιχνευτή HPGe

Η απόδοση του ανιχνευτή για συγκεκριμένη ενέργεια (full – energy peak efficiency (FEPE),  $\epsilon_\gamma$ ) συσχετίζει τον αριθμό των ακτίνων –  $\gamma$  αυτής της ενέργειας που εκπέμπονται από την πηγή ακτινοβολίας με τον αριθμό γεγονότων που καταγράφονται στην αντίστοιχη φωτοκορυφή του φάσματος. Εξαρτάται από την ενέργεια των ακτίνων –  $\gamma$ , τον τύπο του κρυστάλλου του ανιχνευτή και τη γεωμετρία του συστήματος (μέγεθος κρυστάλλου, διαστάσεις πηγής, σχετική θέση πηγής – κρυστάλλου). Στην συγκεκριμένη περίπτωση εξαρτάται μόνο από την ενέργεια και την θέση του δείγματος σε σχέση με το παράθυρο του ανιχνευτή. Η ακριβής τιμή της FEPE είναι απαραίτητη για τις μετρήσεις των ανιχνευτών ενεργοποίησης.

Για να βρεθεί η σχέση της απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας των ακτίνων –  $\gamma$  χρησιμοποιήθηκε για την βαθμονόμηση του ανιχνευτή το μεγαλύτερο δυνατό εύρος ενεργειών. Συγκεκριμένα, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με χρήση πρότυπων ραδιενεργών πηγών που προσεγγιστικά μπορούν να θεωρηθούν σημειακές και καλύπτουν το ενεργειακό φάσμα μεταξύ των 59,541 keV του  $^{241}\text{Am}$  και των 1408,013 keV του  $^{152}\text{Eu}$ . Στον πίνακα 2.5 παραθέτονται οι χρόνοι ημιζωής των πηγών και η ενεργότητά τους, όπως αυτές αναφέρονται στα πιστοποιητικά τους. Όλες οι πηγές, εκτός από την πηγή  $^{241}\text{Am}$ , είναι κατασκευασμένες στο εργαστήριο Eckert&Ziegler (Isotope Products) το 2015. Η πηγή  $^{241}\text{Am}$  κατασκευάστηκε στην INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY το 1983. Στην πηγή του  $^{152}\text{Eu}$ , η ενεργειακή κορυφή των 121.78 keV δεν λήφθηκε υπόψη στη διαδικασία βαθμονόμησης, λόγω της πρόσμιξης της σε  $^{154}\text{Eu}$  (0,973%). Οι προσμίξεις στις υπόλοιπες πηγές είναι αμελητέες.

Όσον αφορά τον προσδιορισμό της εξάρτησης της απόδοσης από την απόσταση, έγινε βαθμονόμηση του ανιχνευτή σε εννιά διαφορετικές αποστάσεις μέσα στο εύρος 1 – 48 cm. Οι μετρήσεις των ανιχνευτών ενεργοποίησης έγιναν στην απόσταση του 1 cm, λόγω της χαμηλής τους ενεργότητας.

Ραδιοϊσότοπο	Χρόνος Ημιζωής (days)	Ενεργότητα (kBq)
<sup>133</sup> Ba	3848.7 ± 12	36.43 ± 0.36
<sup>109</sup> Cd	461.4 ± 1.2	37.11 ± 0.38
<sup>57</sup> Co	271.8 ± 0.05	39.22 ± 0.39
<sup>60</sup> Co	1925.23 ± 0.27	33.47 ± 0.35
<sup>137</sup> Cs	10990 ± 40	38.15 ± 0.38
<sup>152</sup> Eu	4941 ± 7	39.92 ± 0.05
<sup>54</sup> Mn	312.3 ± 0.26	37.89 ± 0.38
<sup>22</sup> Na	950.57 ± 0.23	37.59 ± 0.38
<sup>241</sup> Am	157850 ± 230	312.8 ± 1.04

Πίνακας 2.5: Χαρακτηριστικά πρότυπων πηγών βαθμονόμησης

### 2.3.2 Βαθμονόμηση Ανιχνευτή

Από τις μετρήσεις των πρότυπων πηγών, υπολογίστηκε η απόδοση  $\varepsilon = \varepsilon(E_\gamma)$  του ανιχνευτή από τη σχέση:

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{N_\gamma}{R \cdot I_\gamma \cdot t_m} \quad (9)$$

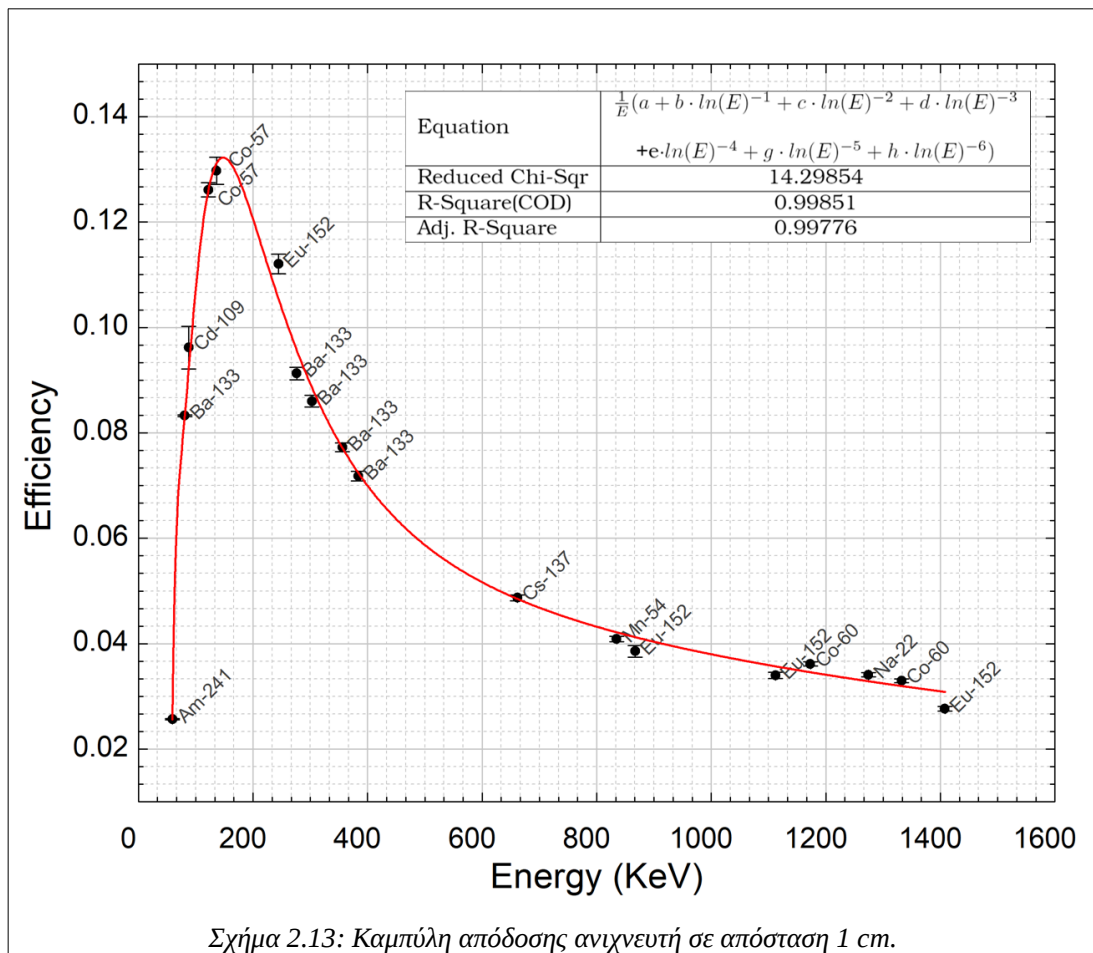
Όπου  $N_\gamma$  είναι τα μετρούμενα γεγονότα της εκάστοτε κορυφής,  $R$  είναι η ενεργότητα της πρότυπης πηγής την ημερομηνία λήψης του φάσματος,  $I_\gamma$  είναι η πιθανότητα εκπομπής της μετρούμενης ακτίνας –  $\gamma$  ( $\gamma$  – abundance) και  $t_m$  είναι ο χρόνος λήψης του φάσματος.

Στη συνέχεια έγινε προσαρμογή στα αποτελέσματα για τις διάφορες ενέργειες, με την αναλυτική συνάρτηση (Sudar, Sandar (Debrecen, 2009):

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{1}{E} (\alpha + b \cdot \ln(E)^{-1} + c \cdot \ln(E)^{-2} + d \cdot \ln(E)^{-3} + e \cdot \ln(E)^{-4}) + g \cdot \ln(E)^{-5} + h \cdot \ln(E)^{-6} \quad (10)$$

Η προσαρμογή στα σημεία που προέκυψαν από τις μετρήσεις για την απόδοση στην απόσταση 1 cm πηγής – παραθύρου ανιχνευτή, που είναι και η απόσταση στην οποία έγιναν οι μετρήσεις του πειράματος ενεργοποίησης, φαίνεται στο σχήμα 2.13 με τα στατιστικά χαρακτηριστικά της. Οι τιμές που προκύπτουν για τις μεταβλητές της συνάρτησης φαίνονται στον πίνακα 2.6 μαζί με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες.

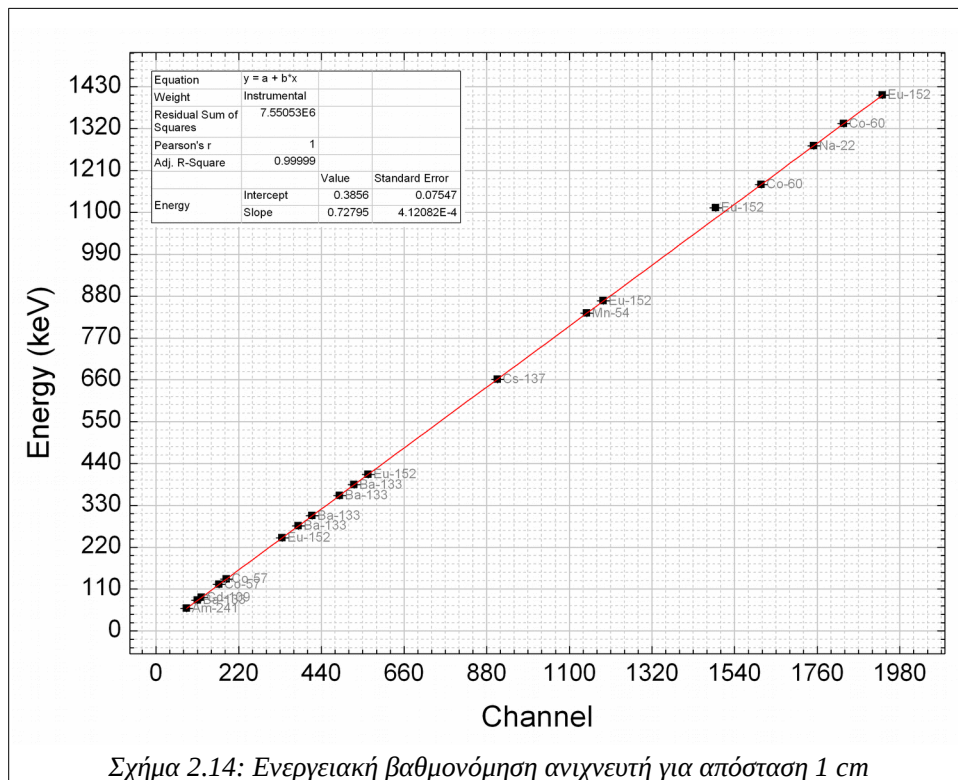
Ακόμα, έγινε ενεργειακή βαθμονόμηση του ανιχνευτή, που βασίστηκε στις ίδιες μετρήσεις των πρότυπων πηγών και φαίνεται στο σχήμα 2.14 μαζί με τα χαρακτηριστικά της γραμμικής προσαρμογής της (linear fit).



Παράμετρος	Τμή	Αβεβαιότητα
a	-3,58E+04	2,60E+04
b	1,21E+06	8,50E+05
c	-1,69E+07	1,15E+07
d	-1,24E+08	8,21E+07
f	-5,03E+09	3,27E+08
g	1,08E+09	6,91E+08
h	-9,86E+08	6,03E+08

Πίνακας 2.6: Παράμετροι συνάρτησης προσαρμογής απόδοσης ανιχνευτή για την απόσταση 1cm





## 2.4 Μετρήσεις

Μετά το πέρας και των δύο ακτινοβολήσεων, η διαδικασία που ακολουθήθηκε ήταν κοινή και περιελάμβανε την εξαγωγή της θήκης με τους ανιχνευτές ενεργοποίησης από την διάταξη ακτινοβόλησης και την μέτρηση τους στον ανιχνευτή γάμμα – φασματοσκοπίας, GEM80.



Η σειρά των μετρήσεων καθορίστηκε από τους χρόνους ημιζωής των παραγόμενων ραδιενεργών ισωτόπων. Στους πίνακες 2.7 και 2.8 φαίνεται η σειρά που έγιναν οι μετρήσεις για την πρώτη και τη δεύτερη ακτινοβόληση, αντίστοιχα, μαζί με τους χαρακτηριστικούς χρόνους της διαδικασίας σε ώρες (h) για λόγους σύγκρισης. Συγκεκριμένα, αναγράφονται για κάθε ανιχνευτή ο χρόνος ακτινοβόλησης, ο χρόνος ημιζωής του παραγόμενου ραδιοϊσοτόπου, ο χρόνος που μεσολάβησε από τη λήξη της ακτινοβόλησης μέχρι την έναρξη της μέτρησης και ο χρόνος μέτρησης.

Όλες οι μετρήσεις έγιναν σε απόσταση 1 cm από το παράθυρο του ανιχνευτή GEM80. Για να μετρηθούν σε αυτή τη θέση, οι ανιχνευτές ενεργοποίησης, τοποθετήθηκαν σε ειδικές, κυλινδρικές θήκες, που εφάπτονται με την οπή του δειγματοφορέα του ανιχνευτή φασματοσκοπίας (σχήμα 2.15). Σημειώνεται ότι ο ανιχνευτής ενεργοποίησης με κωδικό Au4, μετατοπίστηκε μέσα στην αλουμινένια θήκη κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, οπότε δεν συμπεριλαμβάνεται στον πίνακα 2.8 ούτε στην ανάλυση των αποτελεσμάτων.



Υλικό	Ανιχνευτής	Παραγόμενο Ραδιονουκλίδιο	$t_{1/2}$ (h)	$t_{\text{delay}}$ (h)	$t_{\text{counting}}$ (h)
Αλουμίνιο	Al2	<sup>24</sup> Na	15,00	0,08	0,50
Αλουμίνιο	Al2	<sup>27</sup> Mg	0,16	0,08	0,50
Ινδίο	In1	<sup>115m</sup> In	4,50	0,63	0,71
Μαγγάνιο	Mn	<sup>56</sup> Mn	2,58	1,38	1,50
Σίδηρος	Fe1	<sup>56</sup> Mn	2,58	2,88	1,32
Χαλκός	Cu	<sup>64</sup> Cu	12,70	4,32	1,69
Ψευδάργυρος	Zn	<sup>64</sup> Cu	12,70	6,18	13,02
Χρυσός	[Au2]	<sup>198</sup> Au	64,66	22,03	3,39
Χρυσός	[Au2]	<sup>196</sup> Au	148,01	22,03	3,39
Χρυσός	Au1	<sup>198</sup> Au	64,66	25,47	3,05
Χρυσός	Au1	<sup>196</sup> Au	148,01	25,47	3,05
Αλουμίνιο	Al2	<sup>24</sup> Na	15,00	28,57	17,01
Αλουμίνιο	Al2	<sup>27</sup> Mg	0,16	28,57	17,01
Χρυσός	Au1	<sup>198</sup> Au	64,66	70,75	72,30
Χρυσός	Au1	<sup>196</sup> Au	148,01	70,75	72,30

Πίνακας 2.7: Σειρά μετρήσεων πρώτης ακτινοβόλησης (διάρκεια ακτινοβόλησης 143,716 h).

Υλικό	Ανιχνευτής	Παραγόμενο Ραδιονουκλίδιο	$t_{1/2}$ (h)	$t_{\text{delay}}$ (h)	$t_{\text{counting}}$ (h)
Ινδίο	[In4]	<sup>115m</sup> In	4,50	0,79	1,00
Ινδίο	In2	<sup>115m</sup> In	4,50	1,86	1,00
Μαγγάνιο	Mn2	<sup>56</sup> Mn	2,58	2,90	1,57
Κοβάλτιο	Co	<sup>56</sup> Mn	2,58	4,49	2,00
Χαλκός	Cu	<sup>64</sup> Cu	12,70	6,70	13,00
Τιτάνιο	Ti	<sup>48</sup> Sc	43,67	21,73	8,36
Χρυσός	[Au3]	<sup>198</sup> Au	64,66	30,15	60,00
Χρυσός	[Au3]	<sup>196</sup> Au	148,01	30,15	60,00

Πίνακας 2.8: Σειρά μετρήσεων δεύτερης ακτινοβόλησης (διάρκεια ακτινοβόλησης 313,373 h)

Η λήψη και ανάλυση των φασμάτων από τον ανιχνευτή γερμανίου για τις παραπάνω μετρήσεις, έγιναν με το λογισμικό Gamma Vission™. Η ανάλυση έγινε και με το πρόγραμμα SPECTRW™ (Kalfas, Axiotis, & Tsabaris, 2016) για επαλήθευση των αποτελεσμάτων.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Υπολογιστικό Μέρος

### 3.1 Μέθοδος Monte Carlo

Η μέθοδος Monte Carlo μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να αναπαράγει θεωρητικά μια στοχαστική διαδικασία, όπως είναι η αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη, και είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για περίπλοκα προβλήματα που δε μπορούν να μοντελοποιηθούν με υπολογιστικούς κώδικες που χρησιμοποιούν τη ντετερμινιστική μέθοδο. Βασίζεται στην επαναλαμβανόμενη τυχαία δειγματοληψία (random sampling) μέσω της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας του κάθε γεγονόςτος για να κάνει αριθμητικούς υπολογισμούς με κατάλληλες στατιστικές μεθόδους ώστε να προβλέψει την εξέλιξη των υπό μελέτη φαινομένων.

#### 3.1.1 Κώδικας MCNP

Το λογισμικό Monte Carlo Neutral Particles (MCNP) είναι ένας γενικής εφαρμογής, συνεχούς – ενέργειας, γενικευμένης γεωμετρίας, χρονικά εξαρτώμενος κώδικας Monte Carlo για τη μελέτη της διάδοσης της ακτινοβολίας που αναπτύχθηκε στο Los Alamos National Laboratory . Μπορεί να αναλύσει τη συμπεριφορά διαφορετικών τύπων σωματιδίων (νετρόνια, φωτόνια, ηλεκτρόνια, φορτισμένα σωματίδια, ..) σε ένα μεγάλο εύρος ενεργειών (για τα νετρόνια από  $10^{-11}$  έως 20 MeV με δεδομένα έως τα 150 MeV, για τα φωτόνια 1 keV έως 100 GeV και για τα ηλεκτρόνια 1 keV έως 1 GeV) βασιζόμενο σε βιβλιοθήκες ενεργών διατομών που επιλέγει ο χρήστης. Για τις ενεργειακές περιοχές όπου δεν υπάρχουν δεδομένα διατομών ο κώδικας κάνει παρεμβολή μεταξύ των σημειακών δεδομένων με κατάλληλα υπολογιστικά μοντέλα.

Η μέθοδος που χρησιμοποιεί για την εξαγωγή των επιθυμητών αποτελεσμάτων, είναι η προσομοίωση διαδοχικών μεμονωμένων σωματιδίων, τα οποία ακολουθεί από την παραγωγή τους στην πηγή μέχρι την τερματική τους κατάσταση (που μπορεί να είναι η διαφυγή ή η απορρόφησή τους) και η εν συνεχεία καταγραφή των χαρακτηριστικών της μέσης συμπεριφοράς τους. Έτσι, η μέση συμπεριφορά των σωματιδίων σε ένα φυσικό σύστημα εξάγεται από τη μέση συμπεριφορά των προσομοιωμένων σωματιδίων με τη χρήση του κεντρικού οριακού θεωρήματος (Central Limit Theorem).

Ο κώδικας επιτρέπει τη ρεαλιστική προσομοίωση φυσικών πειραμάτων διάδοσης της ακτινοβολίας στην ύλη και έχει βρει ευρύτατη εφαρμογή στα επιστημονικά πεδία της πυρηνικής τεχνολογίας και της φυσικής των ακτινοβολιών, μεταξύ άλλων. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε η έκδοση MCNP6.1 (Werner et al., 2017)

#### 3.1.2 Αρχείο εισόδου

Για να προσομοιωθεί ένα φυσικό σύστημα με τον κώδικα MCNP αρχικά πρέπει να δημιουργηθεί ένα αρχείο εισόδου (input file) το οποίο περιέχει όλες τις πληροφορίες για την περιγραφή του. Συγκεκριμένα γίνεται λεπτομερώς ο προσδιορισμός της γεωμετρίας, η περιγραφή των υλικών, των χαρακτηριστικών της πηγής και η επιλογή των βιβλιοθηκών των ενεργών διατομών. Επίσης γίνεται ο καθορισμός των μεγεθών που επιθυμείται να εκτιμηθούν μέσω των εικονικών ανιχνευτών (tallies) και του αριθμού των ιστοριών που θα τρέξει ο κώδικας ώστε να δώσει ικανοποιητική στατιστική . Ο κώδικας δίνει την δυνατότητα επιλογής διαφόρων μεθόδων

μείωσης της διακύμανσης της στατιστικής αβεβαιότητας ή του χρόνου υπολογισμού, όπως για παράδειγμα βάρυνση δειγματοληψίας ανά κυψελίδα (cell).

### 3.1.3 Αρχείο εξόδου

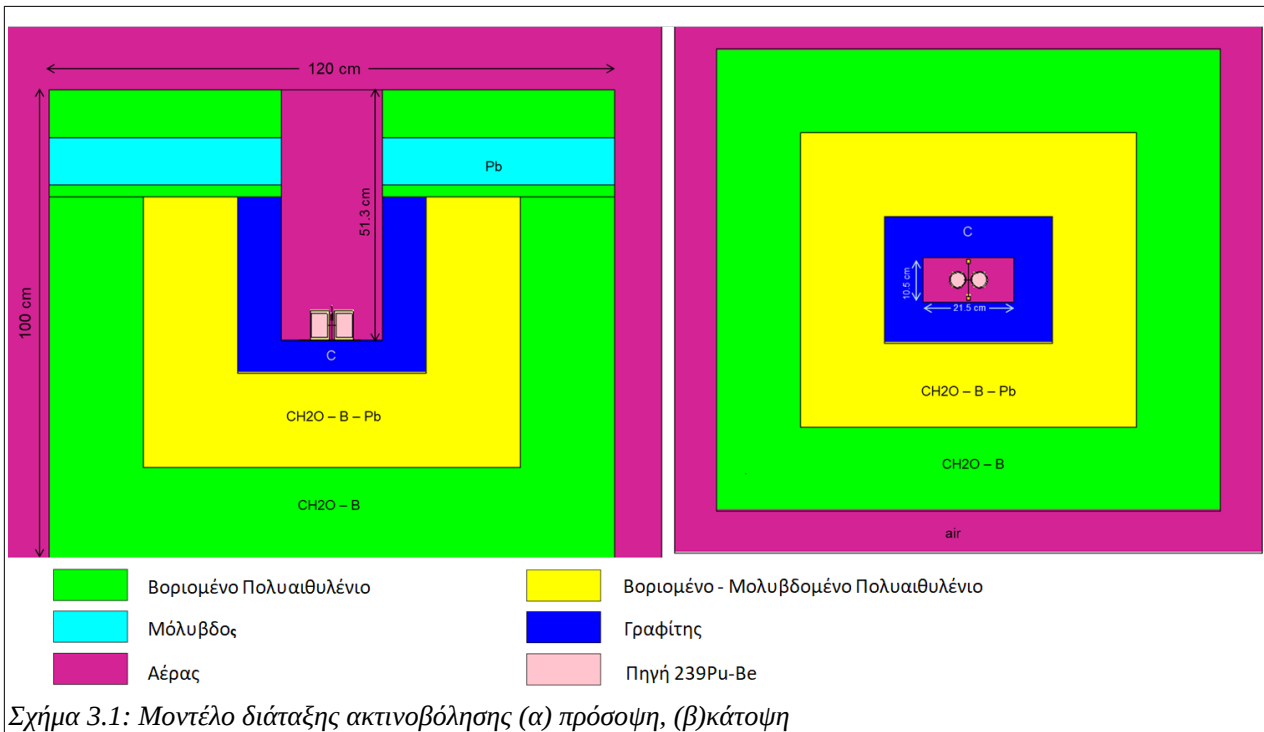
Αφού τρέξει ο κώδικας MCNP παράγεται ένα αρχείο εξόδου το οποίο περιέχει το αρχείο εισόδου για το οποίο έτρεξε, μία σύνοψη των σωματιδίων που χάθηκαν και δημιουργήθηκαν, λίστα με τις βιβλιοθήκες διατομών που χρησιμοποιήθηκαν, καθώς και τα ζητούμενα αποτελέσματα των ανιχνευτών με τις αβεβαιότητές τους. Ακόμα ο κώδικας κάνει δέκα στατιστικά τεστ τα οποία επιτρέπουν στον χρήστη να εκτιμήσει την ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Τα τεστ αυτά περιλαμβάνουν την εκτίμηση της αβεβαιότητας ( $1-\sigma$ ), το μέτρο ποιότητας (Figure Of Merit (FOM)), την διακύμανση της διακύμανσης, τα διαστήματα εμπιστοσύνης, καθώς και τη διακύμανση αυτών των ποσοτήτων για ολόένα αυξανόμενο αριθμό ιστοριών. Η επιτυχία σε όλα τα τεστ είναι ένδειξη ενός αξιόπιστου αποτελέσματος.

## 3.2 Προσομοίωση Διάταξης

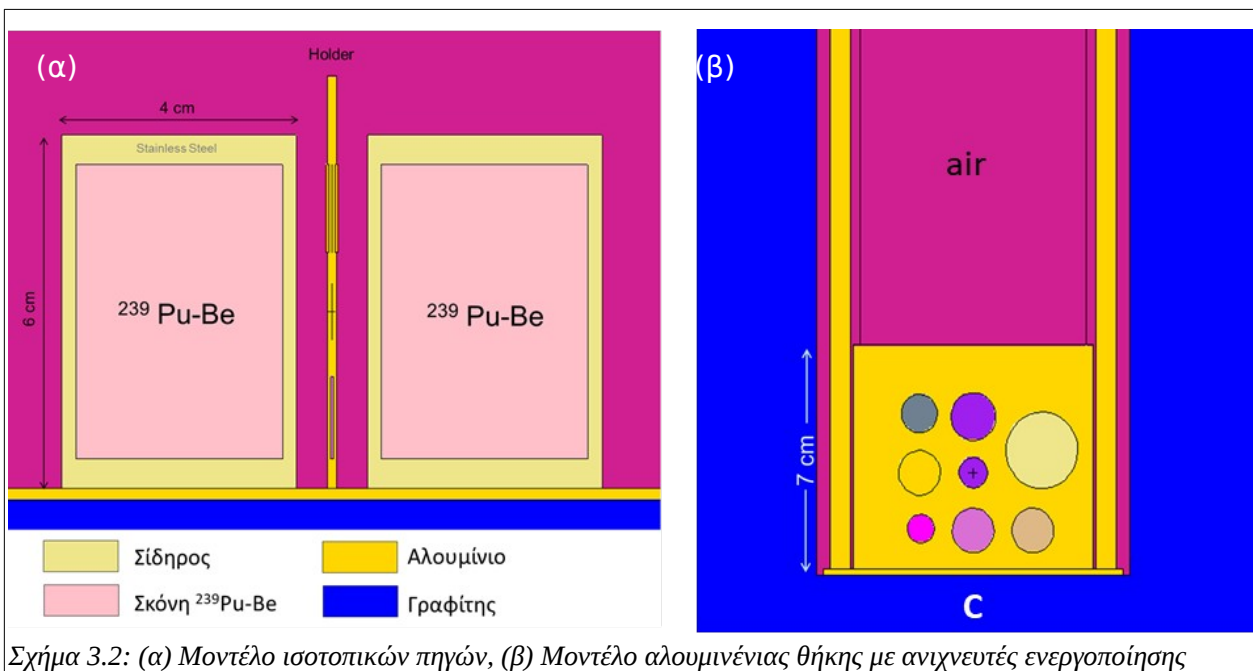
Για την προσομοίωση του πειράματος αναπτύχθηκε μοντέλο της διάταξης ακτινοβόλησης και των ανιχνευτών ενεργοποίησης που χρησιμοποιήθηκαν. Συγκεκριμένα περιγράφηκαν αναλυτικά οι ισοτοπικές πηγές, η θωράκιση, ο ανακλαστήρας νετρονίων, η θήκη τοποθέτησης των δειγμάτων και τα ίδια τα δείγματα που ακτινοβολήθηκαν. Η περιγραφή περιελάμβανε τον ακριβή προσδιορισμό της γεωμετρίας και των υλικών που την αποτελούν. Επίσης επιλέχθηκαν συγκεκριμένες βιβλιοθήκες ενεργών διατομών για τις ανάγκες των υπολογισμών που αφορούσαν το πείραμα.

### 3.2.1 Γεωμετρία

Η γεωμετρία του συστήματος ακτινοβόλησης με τις ενδεικτικές της διαστάσεις δίνεται στο σχήμα 3.1. Τα σχήματα παράχθηκαν με το λογισμικό MCNP, Visual Editor. Η θωράκιση των πηγών αποτελείται από βοριομένο πολυαιθυλενίου πάχους 20 cm και βοριομένο πολυαιθυλενίο με προσθήκη μολύβδου πάχους 20 cm επίσης περιμετρικά από τον γραφίτη (nuclear grade graphite) πάχους 7 cm που λειτουργεί ως ανακλαστήρας νετρονίων. Στο διάκενο εσωτερικά του γραφίτη τοποθετούνται οι πηγές νετρονίων μαζί με τον μηχανισμό στήριξής τους και την θήκη των προς ακτινοβόληση δειγμάτων. Το διάκενο έχει διαστάσεις 10,5 cm x 21.5 cm και 30 cm σε ύψος μέχρι το τέλος του γραφίτη. Η θωράκιση ενισχύεται στο πάνω μέρος με στρώσεις βοριομένου πολυαιθυλενίου και μολύβδου συνολικού πάχους 31,3 cm. Κατά την λειτουργία της διάταξης το διάκενο καλύπτεται από παραλληλεπίπεδα τούβλα βοριομένης παραφίνης για ακτινοπροστασία. Ωστόσο, τα τούβλα αυτά δεν πάρθηκαν υπόψη στο μοντέλο γιατί λόγω απόστασης (51.3 cm) διότι θεωρήθηκε ότι δεν επηρεάζουν τους υπολογισμούς ροής στους ανιχνευτές.



Στο σχήμα 3.2(α) φαίνεται σε μεγέθυνση η διάταξη ακτινοβολήσης και συγκεκριμένα οι ισοτοπικές πηγές νετρονίων κυλινδρικού σχήματος, με την αλουμινένια θήκη σε πλάγια όψη, ενώ, στο σχήμα 3.2(β) φαίνεται η πρόσοψη της θήκης και οι ανιχνευτές που ακτινοβολήθηκαν.



Η εξωτερική διάμετρος των πηγών μετρήθηκε 4 cm και το ύψος 6 cm. Αποτελούνται από θωράκιση ανοξείδωτου ατσάλιου που περικλείει την κάψουλα με την σκόνη οξειδίου του

πλουτωνίου και βηρυλλίου με αναλογία Pu:Be:O 1:30:2 (Kumar & Nagarajan, 1977). Οι τιμές για τις διαστάσεις της θωράκισης και κατ' επέκταση της κάψουλας της πηγής που περικλείεται σε αυτήν, ελήφθησαν από αντίστοιχες τιμές πηγής τύπου (α,n) που υπάρχει στη βιβλιογραφία. (The Radiochemical Centre – Amersham, 1976). Το πάχος του ατσαλιού θεωρήθηκε 2,4 mm στο πλάι και 5 mm πάνω και κάτω από την πηγή. Η διάμετρος του κυλίνδρου της πηγής στο μοντέλο θεωρήθηκε 3,52 cm και το ύψος 5 cm. Οι πηγές είναι τοποθετημένες πάνω σε αλουμινένια βάση στήριξης πάχους 2 mm με εγκοπές ώστε αυτές να προσαρμόζονται και να διασφαλίζεται η επαναληψιμότητα στην τοποθέτησή τους για την ακτινοβόληση.

Στη βάση στήριξης είναι προσκολλημένοι δύο αλουμινένιοι άξονες με οδηγούς, ύψους 50 cm, ώστε να διευκολύνεται η τοποθέτηση της αλουμινένιας θήκης με τους ανιχνευτές ενεργοποίησης.

Η θήκη είναι παραλληλεπίπεδο κομμάτι αλουμινίου με εννιά οπές διαφόρων διαμέτρων για την τοποθέτηση ανιχνευτών ενεργοποίησης αντίστοιχων διαστάσεων. Το κέντρο της κεντρικής οπής συμπίπτει με το κέντρο των πηγών, ώστε να επιτυγχάνεται μέγιστη ροή νετρονίων σε εκείνο το σημείο. Για τις δύο ακτινοβολήσεις του πειράματος αναπτύχθηκαν δύο διαφορετικά μοντέλα της αλουμινένιας θήκης με τους αντίστοιχους ανιχνευτές. Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται ενδεικτικά το μοντέλο με τους ανιχνευτές που τοποθετήθηκαν στην διάταξη κατά την πρώτη ακτινοβόληση.

### 3.2.2 Υλικά και Ενεργές Διατομές

Τα υλικά που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση της πειραματικής διάταξης φαίνονται στον πίνακα 3.1, ενώ τα υλικά των ανιχνευτών ενεργοποίησης στον πίνακα 3.2. Οι ισοτοπικές αναλογίες και η πυκνότητα των υλικών πάρθηκαν από τη βιβλιογραφία (“Density for all the elements in the Periodic Table,” n.d.).

Ο κώδικας MCNP δίνει τη δυνατότητα επιλογής ενεργών διατομών για διάφορες θερμοκρασίες, ανάλογα με τις ανάγκες του προβλήματος. Οι βιβλιοθήκες ενεργών διατομών που χρησιμοποιήθηκαν στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι η ENDF/B-VII.1 (Evaluated Nuclear Data File (ENDF)) για τη μεταφορά των νετρονίων στα υλικά, σε θερμοκρασία 293,6 K και η IRDFF\_v1.05 (International Reactor Dosimetry and Fusion File (IRDFF)) για τους υπολογισμούς που αφορούν τις αντιδράσεις ενεργοποίησης. Η βιβλιοθήκη IRDFF\_v1.05 επιλέχθηκε γιατί έχει προσαρμοσμένες ενεργές διατομές για συγκεκριμένες αντιδράσεις που αφορούν ενεργοποίηση και δοσιμετρία

Τέλος, για το υλικό του γραφίτη, χρησιμοποιήθηκε η κάρτα thermal neutron treatment για την θερμοκρασία των 293,6 K. Η κάρτα αυτή επιτρέπει στον κώδικα να συμπεριλάβει στους υπολογισμούς την αλληλεπίδραση των θερμοποιημένων νετρονίων με την κρυσταλλική δομή του υλικού και τους χημικούς (μοριακούς) δεσμούς του, λόγω σκεδάσεων. (binding effects / continuous thermal scattering laws  $S(\alpha,\beta)$ ).

Υλικό	Πυκνότητα (g/cm <sup>3</sup> )	Ατομική Σύσταση			
		Στοιχείο	Περιεκτικότητα (%)		
Αέρας	0,00129	N	75,5		
		O	23,2		
		Ar	12,9		
Γραφίτης	1,6	C	100		
		Βοριομένο πολυαιθυλένιο	0,95	H	5,8
				C	30,6
				O	11,1
Βοριομένο πολυαιθυλένιο με μόλυβδο	3,5	B	2,5		
		H	0,017		
		B	0,0104		
		C	0,1028		
		O	0,036		
		Na	0,0034		
		Mg	0,0019		
		Al	0,0005		
		Si	0,0041		
		Ca	0,0106		
Μόλυβδος	11,34	Pb	0,8133		
		Pb	100		
Πλουτόνιο-βηρύλλιο	3,7	Pu	3,03		
		Be	90,91		
		O	6,06		
Αλουμίνιο	2,7	Al	100		
Σίδηρος	7,874	Fe	100		

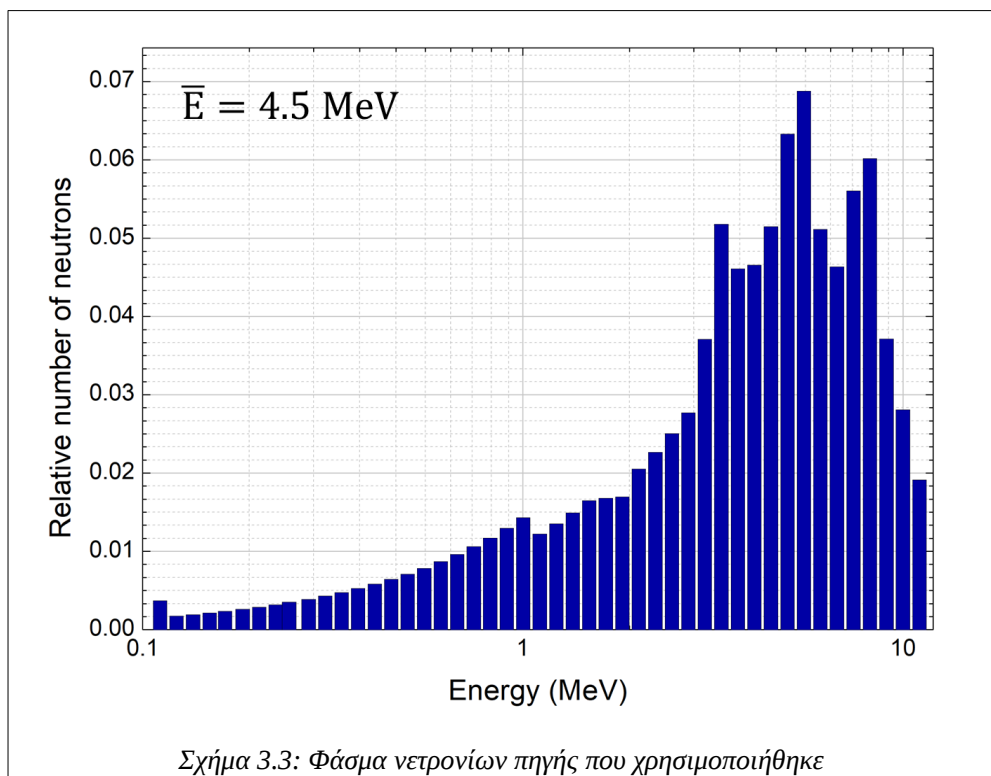
Πίνακας 3.1: Υλικά Διάταξης Ακτινοβόλησης

Ανιχνευτής Ενεργοποίησης	Πυκνότητα (g/cm <sup>3</sup> )	Ισοτοπική Αναλογία	Ατομική Πυκνότητα (άτομα/barn cm <sup>3</sup> )
Χρυσός	19,3	<sup>197</sup> Au (100%)	0,0591
Ινδίο	7,31	<sup>115</sup> In (95,71%)	0,0382
		<sup>113</sup> In (4,29%)	
Μαγγάνιο	7,47	<sup>55</sup> Mn (100%)	0,0789
Κοβάλτιο	8,9	<sup>59</sup> Co (100%)	0,091
Αλουμίνιο	2,7	<sup>27</sup> Al (100%)	0,0602
Χαλκός	8,96	<sup>63</sup> Cu (69,1%)	0,0848
		<sup>65</sup> Cu (30,9%)	
Σίδηρος	7,874	<sup>56</sup> Fe (91,754%)	0,0848
		<sup>54</sup> Fe (5,845%)	
		<sup>57</sup> Fe (2,119%)	
		<sup>58</sup> Fe (0,282%)	
Ψευδάργυρος	7,14	<sup>64</sup> Zn (48,63%)	0,0658
		<sup>66</sup> Zn (27,9%)	
		<sup>67</sup> Zn (4,1%)	
		<sup>68</sup> Zn (18,75%)	
		<sup>70</sup> Zn (0,62%)	
Τιτάνιο	4,507	<sup>48</sup> Ti (73,72%)	0,0566
		<sup>47</sup> Ti (7,44%)	
		<sup>46</sup> Ti (8,25%)	
		<sup>49</sup> Ti (5,41%)	
		<sup>50</sup> Ti (5,18%)	

Πίνακας 3.2: Φυσικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών ενεργοποίησης

### 3.2.3 Πηγή Νετρονίων

Η διακριτή ενεργειακή κατανομή των πηγών  $^{239}\text{Pu-Be}$  είναι μία πειραματικά μετρημένη πυκνότητα πιθανότητας και φαίνεται στο σχήμα 3.3 (Green, 2003). Εκτείνεται από τα 0.0026 έως τα 11,052 MeV και η μέση τιμή της ενέργειας των νετρονίων του είναι 4,5 MeV. Παρουσιάζονται μέγιστα περί τα 0.04, 3.33, 5.5 και 8.2 MeV. Η μέτρηση έγινε με χρήση NE – 213 ανιχνευτή σπινθηρισμού και τη μέθοδο της αποσυνέλιξης (Koochi-Fayegh, Green, Crout, Taylor, & Scott, 1993). Για το κομμάτι των ταχέων νετρονίων (1 έως 11 MeV) υπάρχει πολύ καλή συμφωνία με άλλα μετρούμενα φάσματα από τη βιβλιογραφία (Geiger & Van Der Zwan, 1975), (Kumar & Nagarajan, 1977). Ωστόσο, η μέθοδος δεν αναπαράγει ικανοποιητικά το κομμάτι του φάσματος που αφορά τις χαμηλές ενέργειες.



Σχήμα 3.3: Φάσμα νετρονίων πηγής που χρησιμοποιήθηκε

Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν δύο κυλινδρικές πηγές  $^{239}\text{Pu-Be}$  για την ακτινοβολία των ανιχνευτών ενεργοποίησης. Αυτές προσομοιώθηκαν από δύο κυλινδρικές πηγές όγκου όμοιων διαστάσεων, που παράγουν ομοιόμορφη κατανομή νετρονίων (uniform sampling) μέσα στον όγκο τους. Η μία εκ των δύο πηγών περιέχει μεγαλύτερη ποσότητα  $^{239}\text{Pu}$ , οπότε παρουσιάζει υψηλότερη ενεργότητα και ρυθμό εκπομπής νετρονίων. Συγκεκριμένα η μία πηγή περιέχει 80 g και η δεύτερη 112 g. Η διαφοροποίηση λήφθηκε υπόψιν και πραγματοποιήθηκε βάρυνση (biasing) όσον αφορά την πιθανότητα εκπομπής νετρονίων από τις δύο πηγές με ποσοστά που προκύπτουν ευθέως από την αναλογία των μαζών του πλουτωνίου – 239 (80g/112g).

### 3.2.4 Εικονικοί Ανιχνευτές

Οι εικονικοί ανιχνευτές (tallies) που χρησιμοποιήθηκαν είναι τύπου F4. Χρησιμοποιήθηκε για όλους τους ανιχνευτές ενεργοποίησης η tally F4:N που υπολογίζει τη μέση ροή νετρονίων ανά



τετραγωνικό εκατοστό ανά νετρόνιο πηγής. Επίσης για την tally F4 έγινε ενεργειακή διαμέριση ώστε να υπολογιστεί η ροή νετρονίων ανά ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος. Συγκεκριμένα για την περιοχή των θερμικών (εώς τα 0.5 eV), των επιθερμικών (0,5eV εώς 0.5 MeV) και των ταχέων νετρονίων (>0.5 MeV). Επίσης χρησιμοποιήθηκε η ενεργειακή διαμέριση wims69 (Eastwood & Morgan, 2014), ώστε να μπορεί να λειτουργήσει ο υπολογισμός του MCNP σαν είδος για το πρόγραμμα FISPACT, που δέχεται συγκεκριμένες ενεργειακές διαμερίσεις νετρονίων και να γίνει δυνατή η περαιτέρω διερεύνηση των αποτελεσμάτων.

Επιπλέον, έγινε χρήση της πολλαπλασιαστικής κάρτας (multiplier card) FM4 που υπολογίζει τον αριθμό παραγόμενων ισοτόπων από ζητούμενη αντίδραση ανά κυβικό εκατοστό και ανά νετρόνιο πηγής. Για την ακρίβεια, η κάρτα FM4 υπολογίζει την ποσότητα της μορφής:

$$C \int \phi(E) R_m(E) dE \quad (3.1)$$

όπου  $\Phi(E)$  είναι η ενεργειακά εξαρτώμενη ροή των νετρονίων (νετρόνια/cm<sup>2</sup>),  $R(E)$  είναι ένας τελεστής συναρτήσεων απόκρισης που αντιστοιχεί στις βιβλιοθήκες ενεργών διατομών του MCNP,  $m$  είναι το υλικό που αφορά ο υπολογισμός και  $C$  είναι μία αυθαίρετη βαθμωτή ποσότητα για την κανονικοποίηση του αποτελέσματος. Για να προκύπτει αποτέλεσμα με τις ζητούμενες μονάδες μέτρησης (αριθμός παραγόμενων ισοτόπων από ζητούμενη αντίδραση ανά κυβικό εκατοστό και ανά νετρόνιο πηγής), αυτή η βαθμωτή ποσότητα ορίστηκε ως η ατομική πυκνότητα του ισοτόπου το οποίο αντιδρά και σε μονάδες άτομα / barn·cm (πίνακας 3.2).

### 3.2.5 Στατιστική Υπολογισμών

Για τις ανάγκες του πειράματος, έγιναν δύο προσομοιώσεις (mode n) για τις δύο ακτινοβολήσεις με διαφορετικούς ανιχνευτές ενεργοποίησης. Όλες οι περιοχές της γεωμετρίας που αναπτύχθηκε, δηλώθηκαν με ίση σημαντικότητα (importance) όσον αφορά τη διάδοση των νετρονίων μέσα σε αυτές. Έτρεξαν για  $1.54 \cdot 10^9$  ιστορίες και  $1.57 \cdot 10^9$  ιστορίες αντίστοιχα και παρείχαν εκτιμώμενη σχετική αβεβαιότητα μικρότερη του 0,1%, παράγοντας αξιόπιστα διαστήματα εμπιστοσύνης για τα αποτελέσματα. Επιπλέον, άλλες στατιστικές παράμετροι όπως το μέτρο ποιότητας (FOM) εξετάστηκαν μέσα από διαγράμματα διακύμανσης για κάθε tally για να επιβεβαιωθεί ότι οι tallies είχαν καλή στατιστική συμπεριφορά.

Αξίζει να σημειωθεί ότι η σχετική αβεβαιότητα που δίνει ο κώδικας για τους υπολογισμούς έχει στατιστικό χαρακτήρα και αφορά την ποιότητα της προσομοίωσης. Σε αυτή την αβεβαιότητα δεν συμπεριλαμβάνεται η συστηματική αβεβαιότητα που έχει να κάνει με άλλους παράγοντες όπως το φάσμα της πηγής ή η καλή αναπαραγωγή της γεωμετρίας της διάταξης ακτινοβολήσης. Η συστηματική αυτή αβεβαιότητα θεωρείται ότι είναι 10 %.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Αποτελέσματα – Συζήτηση

Για τον χαρακτηρισμό των πηγών  $^{239}\text{Pu-Be}$  πρέπει να προσδιοριστεί ο ρυθμός εκπομπής νετρονίων τους. Στην παρούσα εργασία ο ρυθμός αυτός υπολογίζεται από το λόγο της ενεργότητας κόρου των πυρήνων που ακτινοβολούνται και του αριθμού των παραγόμενων ραδιενεργών πυρήνων ανά νετρόνιο πηγής που προκύπτουν από την ενεργοποίηση του υλικού. Η ενεργότητα κόρου υπολογίζεται πειραματικά, ενώ ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων που παράγονται ανά νετρόνιο πηγής εκτιμάται από προσομοιώσεις με τον κώδικα MCNP (Vasilopoulou et al., 2018).

### 4.1 Πειραματικός υπολογισμός $A_{\text{sat}}$

Όπως εξηγήθηκε στο πρώτο κεφάλαιο, η ενεργότητα κόρου μπορεί να προσδιοριστεί από τη σχέση:

$$A_{\text{sat, exp}} = \frac{C}{\epsilon_{\gamma} I_{\gamma} G_{\gamma} f_{\text{TCC}}} \cdot \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda t_c}) e^{-\lambda t_d}} \cdot \frac{1}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}})} \quad (11)$$

Όπου  $C$  είναι τα καθαρά γεγονότα που μετρούνται από τον ανιχνευτή γερμανίου κατά τη διάρκεια της μέτρησης ( $t_c$ ),  $\lambda$  είναι η σταθερά διάσπασης του υπό μέτρηση ραδιονουκλιδίου,  $\epsilon_{\gamma}$  είναι η απόδοση του ανιχνευτή για την ενέργεια της ακτίνας – γάμμα που μετράται (Full Energy Peak Efficiency, FEPE),  $I_{\gamma}$  είναι ο αριθμός των ακτίνων – γάμμα ανά διάσπαση (gamma abundance),  $G_{\gamma}$  είναι ο συντελεστής διόρθωσης για την ενδοαπορρόφηση των ακτίνων – γάμμα μέσα στον ανιχνευτή ενεργοποίησης και  $f_{\text{TCC}}$  είναι ο διορθωτικός παράγοντας για το φαινόμενο πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence summing). Στη σχέση γίνεται διόρθωση για τις διασπάσεις που γίνονται στους παραγόμενους ραδιενεργούς πυρήνες κατά τη διάρκεια της μέτρησης ( $t_c$ ), της ακτινοβολήσης ( $t_{\text{irr}}$ ), καθώς και για το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ του τέλους της ακτινοβολήσης και της έναρξης της μέτρησης ( $t_d$ ).

#### Πειραματικά προσδιορισμένα μεγέθη

Τα καθαρά γεγονότα  $C$  (Net Counts) με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες, προέκυψαν από την ανάλυση των φασμάτων του ανιχνευτή γερμανίου με το πρόγραμμα Gamma Vision. Σαν χρόνος μέτρησης  $t_c$ , θεωρήθηκε ο πραγματικός χρόνος λήψης των φασμάτων (real time). Ο νεκρός χρόνος (dead time) του ανιχνευτή ήταν για όλα τα φάσματα μικρότερος του 0,5%, οπότε δεν έγινε αντίστοιχη διόρθωση στον χρόνο μέτρησης. Επιπλέον για τις χρονικές διάρκειες  $t_{\text{irr}}$  και  $t_d$  που χρονομετρήθηκαν, τα σφάλματα θεωρήθηκαν αμελητέα. Στους πίνακες 2.7 και 2.8 παρουσιάζονται οι χρόνοι ακτινοβολήσης, μέτρησης και καθυστέρησης ανάμεσα στο τέλος της ακτινοβολήσης και της έναρξης της μέτρησης για όλους τους ανιχνευτές ενεργοποίησης.

#### Πυρηνικές Σταθερές

Η σταθερά διάσπασης προκύπτει από τον χρόνο ημιζωής του προς μελέτη ραδιενεργού ισότοπου από τη σχέση:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (12)$$

Οι χρόνοι ημιζωής και οι σταθερές  $\Gamma_\gamma$  για κάθε ισότοπο πάρθηκαν από τη βιβλιοθήκη δεδομένων της IAEA (“IAEA Nuclear Data Services,” n.d.).

### Υπολογισμός συντελεστών διόρθωσης

Ο υπολογισμός της ενεργότητας κόρου από τη σχέση (12), προϋποθέτει τον υπολογισμό των συντελεστών διόρθωσης  $\epsilon_\gamma$ ,  $G_\gamma$  και  $f_{TCC}$ .

Η απόδοση του ανιχνευτή για κάποια ενέργεια ακτίνας – γάμμα,  $\epsilon_\gamma$ , προκύπτει μέσω παρεμβολής (interpolation) στην συνάρτηση προσαρμογής της απόδοσης του ανιχνευτή (σχέση 2.2). Τα όρια ενεργειών για τα οποία μπορεί να γίνει η παρεμβολή προκύπτουν από το εύρος των ενεργειών για τις οποίες έγιναν μετρήσεις βαθμονόμησης του ανιχνευτή, δηλαδή από 59,541 έως 1408,013 keV. Οι κύριες ακτίνες – γάμμα που μετρήθηκαν σε αυτό το πείραμα έχουν ενέργειες μέσα σε αυτά τα όρια. Επομένως, η απόδοση του ανιχνευτή φασματοσκοπίας και η σχετική της αβεβαιότητα (στο διάστημα εμπιστοσύνης 95%) υπολογίστηκαν για κάθε τιμή ενέργειας ενδιαφέροντος ORIGIN2016™.

Ο υπολογισμός των συντελεστών ενδοαπορρόφησης των ακτίνων – γάμμα μέσα στον όγκο των ανιχνευτών ενεργοποίησης,  $G_\gamma$ , έγινε με τον κώδικα MCNP (Βασιλοπούλου, προσ. επικ.). Χρησιμοποιήθηκε μοντέλο της ανιχνευτικής διάταξης του πειράματος στο οποίο σαν πηγή σωματιδίων ορίστηκε πηγή ακτίνων γάμμα στην ενέργεια ενδιαφέροντος.

Για κάθε ενέργεια ενδιαφέροντος αναπτύχθηκε μοντέλο σημειακής πηγής στον αέρα και μοντέλο πηγής – όγκου με τα φυσικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή ενεργοποίησης από τον οποίο εκπέμπεται αυτή η ενέργεια. Οι δύο πηγές τοποθετήθηκαν στην ίδια απόσταση από τον ανιχνευτή (για την πηγή όγκου, το κέντρο της γεωμετρίας της συνέπιπτε με την σημειακή πηγή ίδιας ενέργειας στον αέρα). Η tally που χρησιμοποιήθηκε είναι τύπου f8:p και μετράει πόσα φωτόνια φτάνουν στον ενεργό κρύσταλλο γερμανίου (κατανομή ύψους παλμού σε ένα κελί όγκου). Για να προσδιοριστεί πόσα φωτόνια συγκεκριμένης ενέργειας φτάνουν, έγινε ενεργειακή διαμέριση ανά 0,5 keV σε εύρος ενεργειών που περιλαμβάνει την ενέργεια ενδιαφέροντος. Ο συντελεστής  $G_\gamma$ , προκύπτει από τον λόγο των φωτονίων που φτάνουν στον ανιχνευτή όταν η πηγή είναι ο ανιχνευτής ενεργοποίησης και όταν είναι σημειακή πηγή στον αέρα.

Τέλος, η διόρθωση για το φαινόμενο πραγματικής σύμπτωσης στον ανιχνευτή γερμανίου έγινε με το πρόγραμμα TRUECOINC (M. Savva, Προσωπική επικοινωνία, 2019), για την απόσταση στην οποία έγιναν οι μετρήσεις των ανιχνευτών ενεργοποίησης (1 cm).

Στον πίνακα 4.1 φαίνονται οι παραπάνω συντελεστές μαζί με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες. Για τον συντελεστή ενδοαπορρόφησης  $G_\gamma$ , οι αβεβαιότητες υπολογίζονται από τον κώδικα MCNP και είναι όλες μικρότερες από 0,07%.

Παρατηρείται ότι η διόρθωση για την ενδοαπορρόφηση των φωτονίων στους ανιχνευτές ενεργοποίησης δεν είναι σημαντική. Η μεγαλύτερη τιμή παρουσιάζεται για την ενέργεια 336,241 keV του Ινδίου και ισοδυναμεί με περίπου 4 %. Αντίθετα, η διόρθωση για την πραγματική σύμπτωση στην ανίχνευση των φωτονίων γίνεται πολύ σημαντική στην περίπτωση του Τιτανίου που φτάνει περίπου 43 % και στην περίπτωση της ενέργειας 1368,626 keV του  $^{24}\text{Na}$  που προκύπτει από το Αλουμίνιο (34 %). Ακόμη, η απόδοση του ανιχνευτή μειώνεται όσο αυξάνει η ενέργεια. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι τα μεγάλης ενέργειας φωτόνια έχουν μεγαλύτερη πιθανότητα να μην αφήσουν όλη τους την ενέργεια στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή.

Υλικό	Παραγόμενο Ισότοπο	Ενέργεια $\gamma$ (keV)	$\epsilon_{\gamma} \cdot 10^{-2}$	$G_{\gamma}$	$f_{TCC}$
Χρυσός	$^{198}\text{Au}$	411,802	$6,83 \pm 0,34$	0,99409	$0,998 \pm 0,020$
	$^{196}\text{Au}$	355,730	$7,72 \pm 0,35$	0,99427	$0,908 \pm 0,018$
Ίνδιο	$^{115m}\text{In}$	336,241	$8,10 \pm 0,36$	0,96186	$1,000 \pm 0,020$
Αλουμίνιο	$^{24}\text{Na}$	1368,626	$3,14 \pm 0,18$	0,98635	$0,662 \pm 0,013$
	$^{27}\text{Mg}$	843,760	$4,19 \pm 0,24$	0,98571	$1,000 \pm 0,020$
Σίδηρος	$^{56}\text{Mn}$	846,764	$4,18 \pm 0,24$	0,99563	$0,879 \pm 0,018$
Ψευδάργυρος	$^{64}\text{Cu}$	1345,770	$3,18 \pm 0,17$	0,97963	$1,000 \pm 0,020$
Μαγγάνιο	$^{56}\text{Mn}$	846,764	$4,18 \pm 0,24$	0,99563	$0,879 \pm 0,018$
Κοβάλτιο	$^{56}\text{Mn}$	846,764	$4,18 \pm 0,24$	0,99563	$0,879 \pm 0,018$
Τιτάνιο	$^{48}\text{Sc}$	1312,120	$3,23 \pm 0,16$	0,98352	$0,588 \pm 0,012$
		983,526	$3,84 \pm 0,19$	0,98271	$0,576 \pm 0,012$
		1037,522	$3,72 \pm 0,18$	0,98284	$0,577 \pm 0,012$
Χαλκός	$^{64}\text{Cu}$	1345,770	$3,18 \pm 0,17$	0,97684	$1,000 \pm 0,020$

Πίνακας 4.1: Συντελεστές διόρθωσης για τον υπολογισμό της ενεργότητας κόρου

## 4.2 Αποτελέσματα Προσομοιώσεων

Με τον κώδικα προσομοίωσης Monte Carlo υπολογίστηκαν η μέση ροή ανά τετραγωνικό εκατοστό και ο αριθμός παραγόμενων ισότοπων από τις αντιδράσεις ενδιαφέροντος ανά μονάδα όγκου για τους ανιχνευτές ενεργοποίησης που ακτινοβοληθήκαν. Όλα τα αποτελέσματα που δίνει ο κώδικας είναι κανονικοποιημένα ανά νετρόνιο που παράγεται από την πηγή.

### Εκτίμηση μέσης ροής νετρονίων στους ανιχνευτές ενεργοποίησης

Η εκτίμηση της μέσης ροής νετρονίων στον όγκο των ανιχνευτών ενεργοποίησης έγινε, όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 3, με τη χρήση της tally F4. Στον πίνακα 4.2 φαίνονται τα αποτελέσματα που έδωσε ο κώδικας για τις δύο ακτινοβολήσεις. Όλες οι αβεβαιότητες που προέκυψαν από την προσομοίωση είναι μικρότερες του 0,05%. Σε αυτές δεν συμπεριλαμβάνεται η συστηματική αβεβαιότητα που υπεισέρχεται από την περιγραφή της πηγής στον κώδικα και εκτιμάται ότι είναι 10 %. Οι κωδικοί 20 έως 27 των θέσεων των ανιχνευτών αντιστοιχούν στις θέσεις στη σχηματική αναπαράσταση της αλουμινένιας θήκης στα σχήματα 2.10 και 2.11 αντίστοιχα.

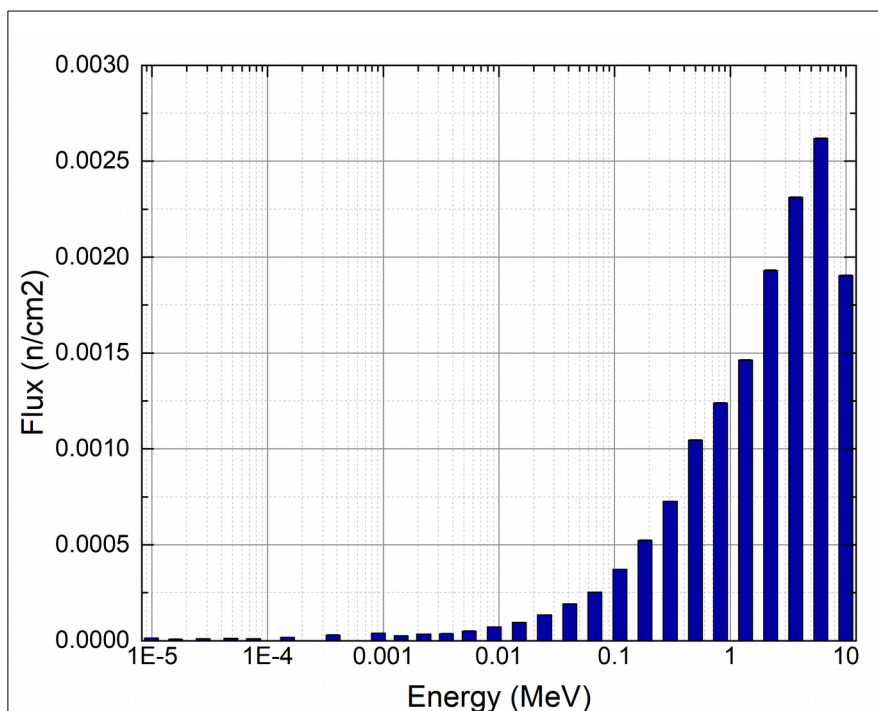
Όπως είναι αναμενόμενο η μέγιστη ροή ανά τετραγωνικό εκατοστό και ανά νετρόνιο πηγής αντιστοιχίζεται και στις δύο περιπτώσεις στην κεντρική θέση (20), της οποίας το κέντρο βρίσκεται στο κέντρο του ύψους των πηγών. Ακόμα, όπως φαίνεται, υπάρχει εξαιρετική συμφωνία των εκτιμήσεων για την ροή νετρονίων ανά θέση για τις δύο ακτινοβολήσεις.

Τέλος, στο σχήμα 4.1 φαίνεται ενδεικτικά ένα διάγραμμα της μέσης ροής νετρονίων συναρτήσει της ενέργειας για την κεντρική θέση της πρώτης ακτινοβολήσης. Το διάγραμμα προέκυψε από τα αποτελέσματα που έδωσε η ενεργειακή διαμέριση wimps69 για τη μέση ροή στον όγκο του ανιχνευτή Au1 ανά νετρόνιο πηγής. Παρατηρείται ότι η κύρια συνεισφορά στο φάσμα είναι από ταχεία νετρόνια.

1 <sup>η</sup> ακτινοβολήση	Υλικό	Ανιχνευτής	Θέση Ανιχνευτή	Μέση Ροή MCNP (n/cm <sup>2</sup> ·n <sup>-1</sup> )
	Χρυσός	<b>Au1</b>	<b>20</b>	1,52E-02
	Ίνδιο	<b>In1</b>	<b>21</b>	9,45E-03
	Χρυσός	<b>[Au2]</b>	<b>22</b>	1,24E-02
	Σίδηρος	<b>Fe1</b>	<b>23</b>	9,74E-03
	Χαλκός	<b>Cu</b>	<b>24</b>	9,79E-03
	Ψευδάργυρος	<b>Zn</b>	<b>25</b>	1,30E-02
	Μαγγάνιο	<b>Mn</b>	<b>26</b>	1,04E-02
Αλουμίνιο	<b>Al2</b>	<b>27</b>	1,14E-02	

2 <sup>η</sup> ακτινοβολήση	Υλικό	Ανιχνευτής	Θέση Ανιχνευτή	Μέση Ροή MCNP (n/cm <sup>2</sup> ·n <sup>-1</sup> )
	Μαγγάνιο	<b>Mn2</b>	<b>20</b>	1,52E-02
	Χρυσός	<b>[Au4]</b>	<b>21</b>	9,48E-03
	Χρυσός	<b>[Au3]</b>	<b>22</b>	1,25E-02
	Ίνδιο	<b>[In4]</b>	<b>23</b>	9,70E-03
	Κοβάλτιο	<b>Co</b>	<b>24</b>	9,78E-03
	Τιτάνιο	<b>Ti</b>	<b>25</b>	1,30E-02
	Ίνδιο	<b>In2</b>	<b>26</b>	1,04E-02
Χαλκός	<b>Cu</b>	<b>27</b>	1,15E-02	

Πίνακας 4.2: Εκτίμηση μέσης ροής νετρονίων στους ανιχνευτές ενεργοποίησης με τον κώδικα MCNP6 για τις δύο ακτινοβολήσεις, κανονικοποιημένη ανά νετρόνιο πηγής.



Σχήμα 4.1: Διάγραμμα εκτίμησης ροής νετρονίων συναρτήσει της ενέργειας τους στην κεντρική θέση της πρώτης ακτινοβολήσης.

### Εκτίμηση αριθμού παραγόμενων ραδιενεργών πυρήνων

Η εκτίμηση του αριθμού των παραγόμενων ραδιενεργών πυρήνων ανά κυβικό εκατοστό και ανά νετρόνιο πηγής για τις αντιδράσεις ενδιαφέροντος, στον όγκο του ανιχνευτή ενεργοποίησης έγινε με την χρήση της πολλαπλασιαστικής κάρτας FM4. Για να το κάνει αυτό, ο κώδικας λαμβάνει υπόψη του τις εκτιμήσεις για τη ροή νετρονίων στις θέσεις ακτινοβολήσης, που έγιναν με τη χρήση της tally F4.

Για να εκτιμηθεί ο αριθμός των παραγόμενων ραδιενεργών πυρήνων ανά νετρόνιο πηγής που προκύπτει από την ακτινοβολήση του ανιχνευτή ενεργοποίησης, τα αποτελέσματα που δίνει ο κώδικας πολλαπλασιάζονται με τον όγκο του ανιχνευτή ενδιαφέροντος και φαίνονται στον πίνακα 4.3. Ο συμβολισμός που υιοθετήθηκε για αυτό το μέγεθος είναι  $A_{MCNP}$ :

$$\frac{\text{Αριθμός παραγόμενων ισοτόπων}}{\text{νετρόνιο πηγής} \cdot \text{cm}^3} \cdot V_{\text{foil}} = \frac{\text{Αριθμός παραγόμενων ισοτόπων}}{\text{νετρόνιο πηγής}} = A_{MCNP} \quad (13)$$

Ο όγκος  $V_{\text{foil}}$  για τους ανιχνευτές Au1, Au2, Au3, In1, In2, In4, Mn και Mn2 υπολογίστηκε από την πειραματικά προσδιορισμένη τιμή της μάζας και την πυκνότητα του υλικού που πάρθηκε από τη βιβλιογραφία με τη σχέση (14). Για τους υπόλοιπους ανιχνευτές, των οποίων οι διαστάσεις είναι πολύ καλά καθορισμένες, ο όγκος  $V_{\text{foil}}$  υπολογίστηκε από τη σχέση που δίνει τον όγκο κυλίνδρου ακτίνας  $r$  και ύψους  $h$ .

$$V_{\text{foil}} = \frac{m}{\rho} = \pi \cdot r^2 \cdot h \quad (14)$$

### 4.3 Ρυθμός εκπομπής νετρονίων πηγών

Η εκτίμηση του ρυθμού εκπομπής των νετρονίων από τις πηγές του πειράματος έγινε με αντικατάσταση των μεγεθών που έχουν περιγραφεί, στη σχέση:

$$\text{Ρυθμός Παραγωγής Νετρονίων Πηγών} = \frac{A_{\text{sat, exp}}}{A_{MCNP}} \left[ \frac{\text{νετρόνια πηγής}}{s} \right] \quad (15)$$

Στον πίνακα 4.3 είναι καταγεγραμμένα τα αποτελέσματα που προέκυψαν για την ενεργότητα κόρου από τη σχέση (11), ο εκτιμώμενος αριθμός παραγόμενων ραδιενεργών ισοτόπων, ο ρυθμός εκπομπής νετρονίων των πηγών και οι αντίστοιχες αβεβαιότητες αυτών των μεγεθών. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται ανά ανιχνευτή ενεργοποίησης και ανά παραγόμενο ραδιενεργό ισότοπο. Η στατιστική αβεβαιότητα στο μέγεθος  $A_{MCNP}$  προκύπτει από την αβεβαιότητα στη μέτρηση της μάζας και από την αβεβαιότητα που υπολογίσει ο κώδικας και η μεγαλύτερη τιμή της, όπως φαίνεται στον Πίνακα 4.5 είναι 0,2 %. Σε αυτήν την αβεβαιότητα δεν λαμβάνεται υπόψη η συστηματική αβεβαιότητα στην περιγραφή της πηγής στον κώδικα που εκτιμάται ότι είναι 10 % επιπλέον. Η αβεβαιότητα αυτή συνυπολογίζεται στη διάδοση σφαλμάτων από την οποία προκύπτει η αβεβαιότητα στον ρυθμό εκπομπής νετρονίων από την πηγή.

Όπως φαίνεται υπάρχει συνέπεια μεταξύ των αποτελεσμάτων που προκύπτουν ανά αντίδραση ενεργοποίησης μεταξύ των διαφορετικών ανιχνευτών του ίδιου υλικού, ανεξάρτητα από τον κύκλο στον οποίο ακτινοβολήθηκε. Οπότε στον πίνακα 4.4 έγινε ομαδοποίηση των αποτελεσμάτων αυτών ανά αντίδραση ενεργοποίησης. Οι τιμές του πίνακα προκύπτουν από το σταθμισμένο μέσο (Παράρτημα Α) όλων των μετρήσεων που αφορούν την ίδια αντίδραση. Η εκτίμηση του ρυθμού εκπομπής νετρονίων με την αντίστοιχη αβεβαιότητα από τις πηγές  $^{239}\text{Pu}$ -Be προκύπτει από το σταθμισμένο μέσο των τιμών αυτών και την εξωτερική τους διακύμανση και είναι ίση με  $(3,58 \pm 0,76) \cdot 10^7$  νετρόνια ανά δευτερόλεπτο (σχήμα 4.2).

Παρατηρείται ότι η τιμή για τον ρυθμός εκπομπής που προκύπτει για την αντίδραση  $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$  είναι χαμηλότερη σε σχέση με τα υπόλοιπα αποτελέσματα. Αντίθετα, ο προκύπτων ρυθμός εκπομπής νετρονίων από την αντίδραση  $^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$  είναι υψηλός συγκρινόμενος με τους υπόλοιπους. Μελετήθηκαν οι τρεις κύριες ενέργειες φωτονίων που εκπέμπονται από τον πυρήνα  $^{48}\text{Sc}$  και παρατηρήθηκε εξαιρετική συμφωνία στα αποτελέσματα που προκύπτουν από αυτές τις τρεις μεταξύ τους. Επομένως, αυτό το αποτέλεσμα θα μπορούσε να δικαιολογηθεί από την ύπαρξη προσμίξεων στο υλικό του ανιχνευτή που ενεργοποιούνται προς παραγωγή  $^{48}\text{Sc}$ . Διερευνήθηκε η περίπτωση να προκύπτει  $^{48}\text{Sc}$  από κάποια δευτερεύουσα αντίδραση των υπόλοιπων ισοτόπων του ανιχνευτή ενεργοποίησης, όπως η αντίδραση  $^{49}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$ . Όμως, το ενεργειακό κατώφλι της είναι τα 12MeV ενώ το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων της πηγής φτάνει μέχρι περίπου τα 11 MeV, οπότε η περίπτωση αυτή απορρίφθηκε. Ακόμα, οι προσμίξεις που αναγράφονται στο πιστοποιητικό του ανιχνευτή ενεργοποίησης δεν περιλαμβάνουν κάποιο ισότοπο που καταλήγει σε  $^{48}\text{Sc}$ . Μια πιθανή εξήγηση είναι ότι το  $^{48}\text{Sc}$  καταλήγει με β- αποδιέγερση σε  $^{48}\text{Ti}$  με ποσοστό 100 %, το οποίο μπορεί να ενεργοποιηθεί ξανά κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης, όμως το ποσοστό των πυρήνων που ενεργοποιούνται είναι πολύ μικρό σε σχέση με τον αριθμό των πυρήνων του ανιχνευτή ενεργοποίησης και δεν θα μπορούσε να δίνει τόσο μεγάλη διαφορά.

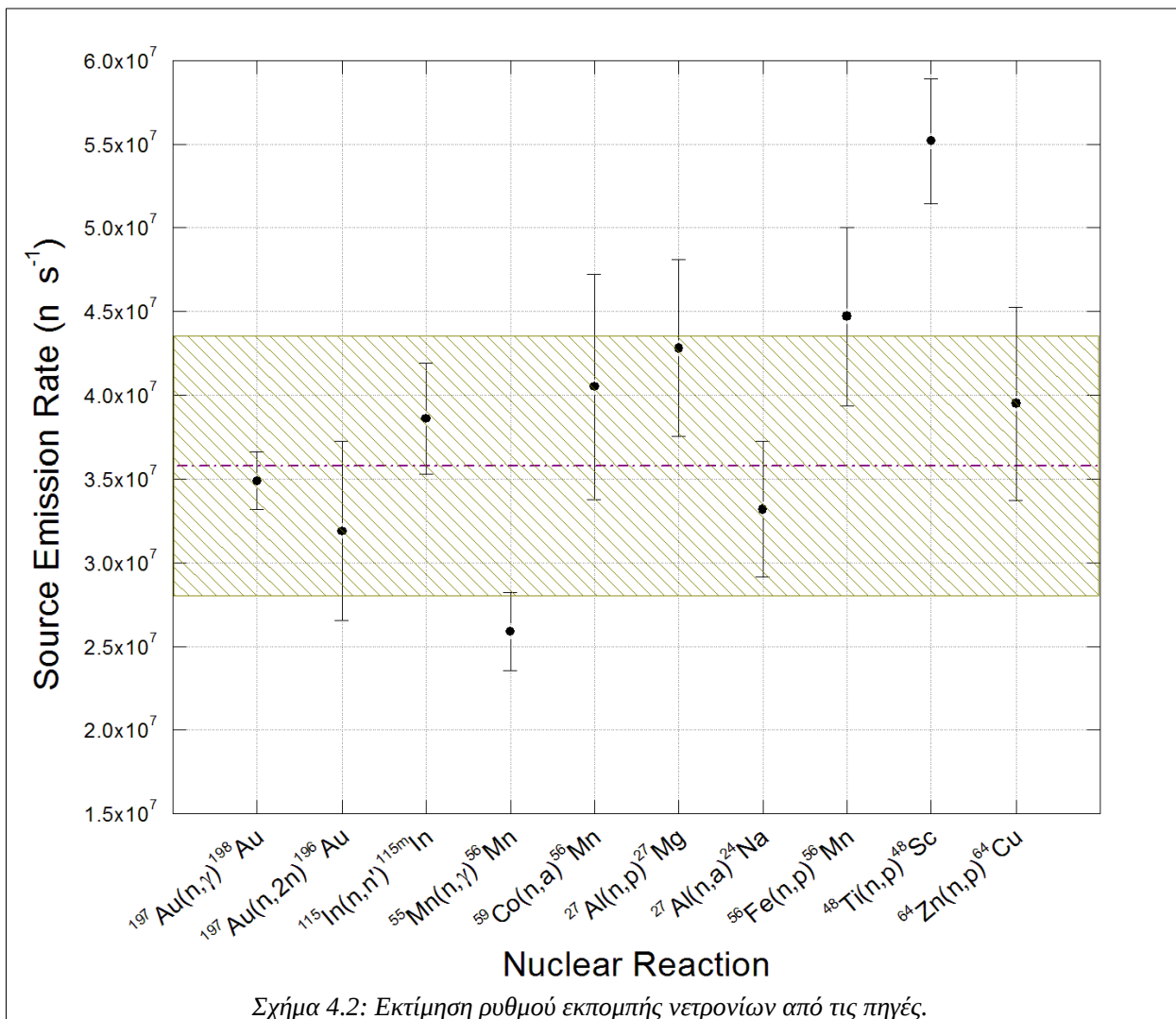
Ανιχνευτής	Παραγόμενο Ισότοπο	$A_{\text{sat}}$ (διασπάσεις/s)	$A_{\text{MCNP}}$ (αριθμός παραγόμενων ισοτόπων/n')	$A_{\text{sat}} / A_{\text{MCNP}}$ Ratio (n/s) $\cdot 10^7$
Au1	$^{198}\text{Au}$	$33,09 \pm 1,28$	9,66E-07	$3,43 \pm 0,28$
[Au2]	$^{198}\text{Au}$	$28,08 \pm 1,54$	8,36E-07	$3,36 \pm 0,38$
[Au3]	$^{198}\text{Au}$	$30,36 \pm 1,65$	8,01E-07	$3,79 \pm 0,43$
Au1	$^{196}\text{Au}$	$1,61 \pm 0,10$	4,34E-08	$3,75 \pm 0,34$
[Au2]	$^{196}\text{Au}$	$1,20 \pm 0,14$	3,60E-08	$3,34 \pm 0,51$
[Au3]	$^{196}\text{Au}$	$0,94 \pm 0,06$	3,56E-08	$2,64 \pm 0,32$
In1	$^{115m}\text{In}$	$125,12 \pm 6,33$	3,33E-06	$3,76 \pm 0,42$
In2	$^{115m}\text{In}$	$121,75 \pm 6,12$	2,76E-06	$4,41 \pm 0,49$
[In4]	$^{115m}\text{In}$	$93,69 \pm 4,74$	2,61E-06	$3,59 \pm 0,40$
Al2	$^{24}\text{Na}$	$9,91 \pm 0,68$	2,98E-07	$3,32 \pm 0,40$
Al2	$^{27}\text{Mg}$	$34,07 \pm 2,48$	7,97E-07	$4,28 \pm 0,53$
Fe1	$^{56}\text{Mn}$	$47,80 \pm 3,12$	1,07E-06	$4,47 \pm 0,53$
Zn	$^{64}\text{Cu}$	$98,95 \pm 10,50$	2,51E-06	$3,95 \pm 0,58$
Mn	$^{56}\text{Mn}$	$9,00 \pm 0,66$	3,22E-07	$2,79 \pm 0,35$
Mn2	$^{56}\text{Mn}$	$7,33 \pm 0,60$	3,02E-07	$2,43 \pm 0,31$
Co	$^{56}\text{Mn}$	$2,88 \pm 0,38$	7,11E-08	$4,05 \pm 0,67$
Ti	$^{48}\text{Sc}$	$4,92 \pm 0,19$	8,91E-08	$5,52 \pm 0,37$

Πίνακας 4.3: Αποτελέσματα ρυθμού εκπομπής νετρονίων από τις πηγές ανά ανιχνευτή ενεργοποίησης και ανά παραγόμενο ραδιενεργό ισότοπο.



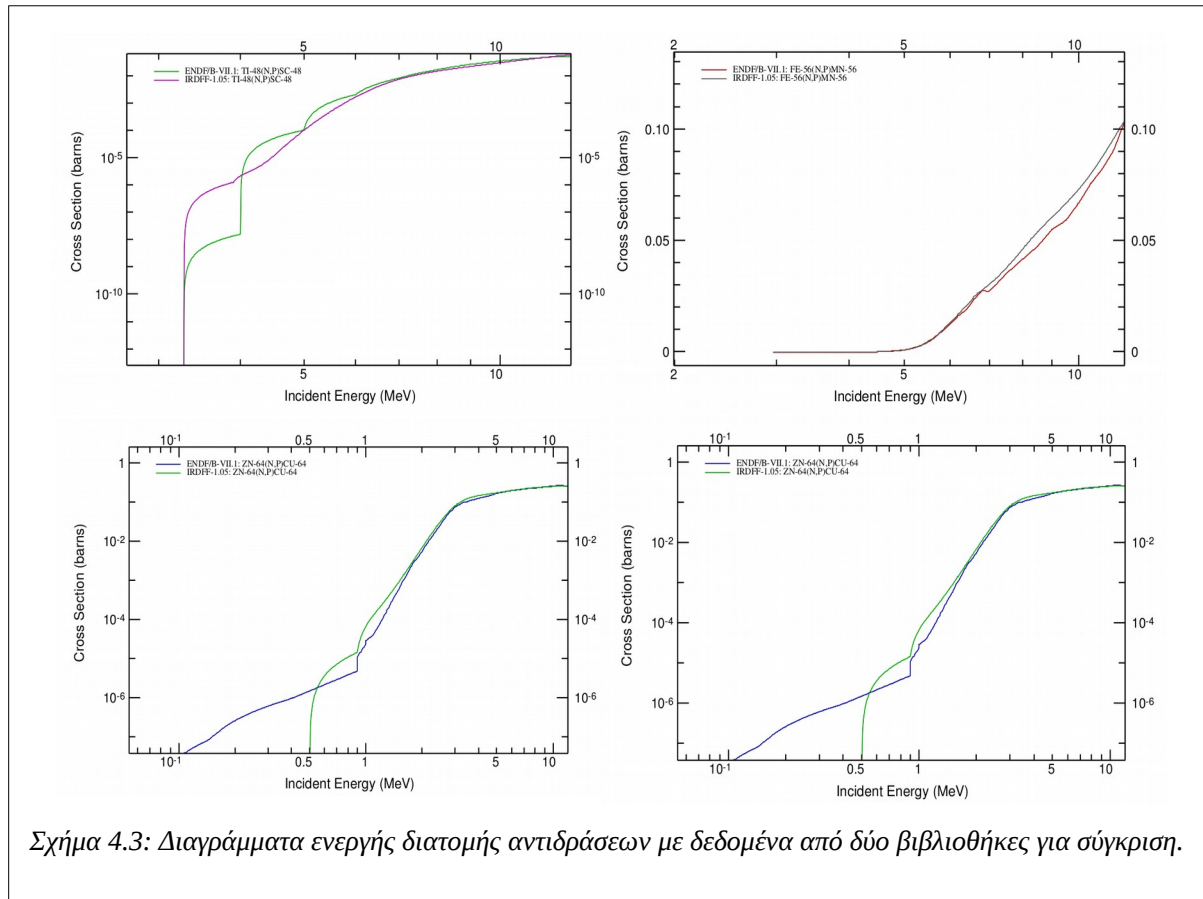
Αντίδραση	Ενέργεια $\gamma$ (keV)	Ρυθμός εκπομπής (Νετρόνια Πηγής/s)·10 <sup>7</sup>
<sup>197</sup> Au(n, $\gamma$ ) <sup>198</sup> Au	411,802	3,49 ± 0,17
<sup>197</sup> Au(n,2n) <sup>196</sup> Au	355,730	3,19 ± 0,53
<sup>115</sup> In(n,n') <sup>115m</sup> In	336,241	3,86 ± 0,33
<sup>27</sup> Al(n,a) <sup>24</sup> Na	1368,626	3,32 ± 0,40
<sup>27</sup> Al(n,p) <sup>27</sup> Mg	843,760	4,28 ± 0,53
<sup>56</sup> Fe(n,p) <sup>56</sup> Mn	846,764	4,47 ± 0,53
<sup>64</sup> Zn(n,p) <sup>64</sup> Cu	1345,770	3,95 ± 0,58
<sup>55</sup> Mn(n, $\gamma$ ) <sup>56</sup> Mn	846,764	2,59 ± 0,23
<sup>59</sup> Co(n,a) <sup>56</sup> Mn	846,764	4,05 ± 0,67
<sup>48</sup> Ti(n,p) <sup>48</sup> Sc	1312,120	5,52 ± 0,37
Σταθμισμένος Μέσος		3,58 ± 0,76

Πίνακας 4.4: Προκύπτων ρυθμός εκπομπής νετρονίων πηγών ανά αντίδραση ενεργοποίησης που μελετήθηκε



Σχήμα 4.2: Εκτίμηση ρυθμού εκπομπής νετρονίων από τις πηγές.

Η διαφωνία στο αποτέλεσμα μπορεί να αποδοθεί στο ενεργειακό φάσμα που χρησιμοποιήθηκε για την πηγή στον κώδικα MCNP και στην ενεργό διατομή της αντίδρασης για την οποία υπάρχουν διαφορές στη βιβλιογραφία. Στο σχήμα 4.3 φαίνεται ενδεικτικά το διάγραμμα της ενεργού διατομής της αντίδρασης ενδιαφέροντος με χρήση των βιβλιοθηκών ENDF7.1 και IRDFFv1.05 που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση της ακτινοβολήσης, στο ενεργειακό εύρος των νετρονίων που παράγουν οι πηγές της διάταξης του πειράματος. Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και για τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  και  $^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$  όπως φαίνεται στο ίδιο σχήμα.



Σχήμα 4.3: Διαγράμματα ενεργής διατομής αντιδράσεων με δεδομένα από δύο βιβλιοθήκες για σύγκριση.

Τα αποτελέσματα που αφορούν τους ανιχνευτές ενεργοποίησης από Χαλκό (Cu) δεν συμπεριλαμβάνονται στον Πίνακα και την μετέπειτα ανάλυση γιατί η αβεβαιότητα στη μέτρηση των καθαρών γεγονότων (Net Counts) είναι πολύ μεγάλη για την ενέργεια των 1345,77 keV που προκύπτει από το  $^{64}\text{Cu}$  (πίνακας 4.5). Αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί από την πολύ μικρή ένταση της εκπομπής ( $I_\gamma=0,5\%$ ) σε συνδυασμό με το γεγονός ότι ο ραδιενεργός πυρήνας προκύπτει μέσω αντίδρασης (n,γ) που επάγεται από θερμικά νετρόνια, ο αριθμός των οποίων είναι σχετικά μικρός στο φάσμα που παράγεται από τις πηγές  $^{239}\text{Pu}\text{-Be}$ . Αξίζει να σημειωθεί ότι η φωτοκορυφή που αντιστοιχεί στην ενέργεια 511 keV της εξαύλωσης του ποζιτρονίου από την αντίδραση  $\beta^+$  του  $^{64}\text{Cu}$  σε  $^{64}\text{Ni}$ , έχει πολύ καλή στατιστική, όμως ούτε αυτή δεν χρησιμοποιήθηκε στην ανάλυση εξαιτίας του πολύ μεγάλου εύρους της λόγω κινηματικής.

Αξίζει να σημειωθεί, ότι για τους ανιχνευτές του Ινδίου μπορούν να μετρηθούν τα φωτόνια που προκύπτουν από την αντίδραση  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$  ( $T_{1/2}=54,3\text{ m}$ ), αλλά αυτή δεν συμπεριλαμβάνεται στην ανάλυση γιατί τα δεδομένα για την ενεργό διατομή της συγκεκριμένης αντίδρασης που υπάρχουν στη βιβλιογραφία είναι ανεπαρκή.

### 4.3.1 Σφάλματα και διάδοσή τους

Στον πίνακα 4.5 παρατίθενται οι αβεβαιότητες των μεγεθών που υπεισέρχονται στον υπολογισμό του ρυθμού εκπομπής νετρονίων από την πηγή. Όπως φαίνεται η σημαντικότερη πηγή αβεβαιότητας είναι η στατιστική των μετρήσεων στον ανιχνευτή γερμανίου.

Ανιχνευτής	Παραγόμενο Ισότοπο	$\delta C$ (%)	$\delta l$ (%)	$\delta \epsilon_{\gamma}$ (%)	$\delta I_{\gamma}$ (%)	$\delta G_{\gamma}$ (%)	$\delta f_{TCC}$ (%)	$\delta m$ (%)	$\delta A_{sat}$ (%)	$\delta A_{MCNP}$ (%)
Au1	<sup>198</sup> Au	0,91	0,01	5,04	0,06	0,04	2	0,14	5,50	0,20
Au1	<sup>198</sup> Au	0,31	0,01	5,04	0,06	0,04	2	0,14	5,43	0,20
Au2	<sup>198</sup> Au	0,89	0,01	5,04	0,06	0,04	2	0,14	5,49	0,19
[Au3]	<sup>198</sup> Au	0,27	0,01	5,04	0,06	0,04	2	0,14	5,43	0,20
Au1	<sup>196</sup> Au	7,84	0,01	4,51	3	0,04	2	0,14	9,89	0,20
Au1	<sup>196</sup> Au	2,74	0,01	4,51	3	0,04	2	0,14	6,62	0,20
Au2	<sup>196</sup> Au	10,26	0,01	4,51	3	0,04	2	0,14	11,89	0,19
[Au3]	<sup>196</sup> Au	2,93	0,01	4,51	3	0,04	2	0,14	6,70	0,20
In1	<sup>115m</sup> In	1,33	0,09	4,45	0,1	0,04	2	0,01	5,06	0,02
In2	<sup>115m</sup> In	1,19	0,09	4,45	0,1	0,04	2	0,02	5,03	0,02
[In4]	<sup>115m</sup> In	1,31	0,09	4,45	0,1	0,04	2	0,02	5,06	0,02
Mn	<sup>56</sup> Mn	4,00	0,00	5,79	0,03	0,06	2	0,09	7,31	0,13
Mn2	<sup>56</sup> Mn	5,36	0,00	5,79	0,03	0,06	2	0,09	8,14	0,12
Co	<sup>56</sup> Mn	11,76	0,00	5,79	0,03	0,06	2	0,01	13,26	0,01
Al2	<sup>27</sup> Mg	3,92	0,13	5,81	0,02	0,06	2	0,02	7,29	0,03
Al2	<sup>24</sup> Na	3,04	0,08	5,81	0,0015	0,07	2	0,02	6,86	0,03
Fe1	<sup>56</sup> Mn	2,28	0,00	5,79	0,03	0,06	2	0,00	6,53	0,00
Zn	<sup>64</sup> Cu	8,57	0,02	5,46	0,011	0,07	2	0,01	10,62	0,01
Ti	<sup>48</sup> Sc	2,89	0,21	5,02	0,7	0,07	2	0,01	6,17	0,02
Ti	<sup>48</sup> Sc	2,73	0,21	5,08	0,6	0,06	2	0,01	6,14	0,02
Ti	<sup>48</sup> Sc	2,93	0,21	4,76	0,7	0,06	2	0,01	5,98	0,02
Cu	<sup>64</sup> Cu	25,00	0,02	5,46	0,011	0,07	2	0,01	25,77	0,01
Cu2	<sup>64</sup> Cu	15,38	0,02	5,46	0,011	0,07	2	0,01	16,61	0,01

Πίνακας 4.5: Ποσοστιαίες αβεβαιότητες των μεγεθών που υπεισέρχονται στους υπολογισμούς.

Πρέπει να σημειωθεί ότι στην αβεβαιότητα του  $A_{MCNP}$  στον Πίνακα 4.5 δεν συμπεριλαμβάνεται η συστηματική αβεβαιότητα που υπεισέρχεται από την περιγραφή της πηγής στον στον κώδικα MCNP και εκτιμάται ότι είναι 10 % επιπλέον .

### 4.4 Εκτίμηση ροής νετρονίων στις θέσεις ακτινοβολήσης

Η ροή των νετρονίων στις θέσεις ακτινοβολήσης μπορεί να εκτιμηθεί από τον πολλαπλασιασμό του ρυθμού εκπομπής νετρονίων από την πηγή που βρέθηκε, με τις υπολογισμένες ροές νετρονίων ανά νετρόνιο πηγής στις θέσεις αυτές (πίνακας 4.3). Στον πίνακα 4.3 βρίσκονται οι τιμές που προκύπτουν για τη ροή νετρονίων ανά δευτερόλεπτο και ανά μονάδα εμβαδού για τις διάφορες θέσεις ακτινοβολήσης, όπως προκύπτουν από τους υπολογισμούς των δύο κύκλων ακτινοβολήσης που έγιναν. Παρατηρείται ότι για ανιχνευτές τοποθετημένους σε διαφορετικές θέσεις αντιστοιχούν διαφορετικές ροές νετρονίων. Η μέγιστη τιμή της ροής νετρονίων αντιστοιχεί στην κεντρική θέση ακτινοβολήσης, ενώ οι αμέσως μεγαλύτερες τιμές αφορούν τις θέσεις πάνω και κάτω από αυτήν.

	<b>Υλικό</b>	<b>Ανιχνευτής</b>	<b>Θέση Ανιχνευτή</b>	<b>Εκτίμηση Ροής (n/cm<sup>2</sup>·s) · 10<sup>5</sup></b>
1 <sup>ο</sup> ακτινοβόληση	Χρυσός	<b>Au1</b>	<b>20</b>	5,44 ± 1,16
	Ίνδιο	<b>In1</b>	<b>21</b>	3,38 ± 0,72
	Χρυσός	<b>[Au2]</b>	<b>22</b>	4,42 ± 0,94
	Σίδηρος	<b>Fe1</b>	<b>23</b>	3,48 ± 0,74
	Χαλκός	<b>Cu</b>	<b>24</b>	3,50 ± 0,74
	Ψευδάργυρος	<b>Zn</b>	<b>25</b>	4,66 ± 0,99
	Μαγγάνιο	<b>Mn</b>	<b>26</b>	3,73 ± 0,79
	Αλουμίνιο	<b>Al2</b>	<b>27</b>	4,08 ± 0,87
	<b>Υλικό</b>	<b>Ανιχνευτής</b>	<b>Θέση Ανιχνευτή</b>	<b>Εκτίμηση Ροής (n/cm<sup>2</sup>·s) · 10<sup>5</sup></b>
2 <sup>ο</sup> ακτινοβόληση	Μαγγάνιο	<b>Mn2</b>	<b>20</b>	5,45 ± 1,16
	Χρυσός	<b>[Au4]</b>	<b>21</b>	3,39 ± 0,72
	Χρυσός	<b>[Au3]</b>	<b>22</b>	4,46 ± 0,95
	Ίνδιο	<b>[In4]</b>	<b>23</b>	3,47 ± 0,74
	Κοβάλτιο	<b>Co</b>	<b>24</b>	3,50 ± 0,74
	Τιτάνιο	<b>Ti</b>	<b>25</b>	4,65 ± 0,99
	Ίνδιο	<b>In2</b>	<b>26</b>	3,71 ± 0,79
	Χαλκός	<b>Cu</b>	<b>27</b>	4,10 ± 0,87

Πίνακας 4.6: Εκτίμηση ροής νετρονίων ανά θέση ακτινοβόλησης για τους δύο κύκλους ακτινοβόλησης.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Συμπεράσματα – Μελλοντικά Σχέδια

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας κατασκευάστηκε μία διάταξη ακτινοβόλησης ταχέων νετρονίων με ισοτοπικές πηγές  $^{239}\text{Pu-Be}$  συνολικής ενεργότητας 444 Gbq. Με σκοπό να προσδιοριστεί ο ρυθμός εκπομπής νετρονίων των πηγών χρησιμοποιήθηκε η τεχνική της δοσιμετρίας με νετρονική ενεργοποίηση σε συνδυασμό με υπολογισμούς που έγιναν με Monte Carlo κώδικα MCNP6.

Πραγματοποιήθηκαν δύο κύκλοι ακτινοβόλησης νετρονικών ανιχνευτών ενεργοποίησης χρυσού, ινδίου, μαγγανίου, κοβαλτίου, αλουμινίου, τιτανίου, χαλκού, σιδήρου και ψευδαργύρου. Η ακτινοβολία – γάμμα που προέκυψε από τις αντιδράσεις ενεργοποίησης με τα νετρόνια των πηγών μετρήθηκε με χρήση ανιχνευτή γερμανίου σχετικής απόδοσης 85 % ώστε να προσδιοριστεί η επαγομένη ενεργότητα των ανιχνευτών ενεργοποίησης. Από την ενεργότητα των ανιχνευτών μετά το πέρας της ακτινοβόλησης υπολογίστηκε η ενεργότητα κόρου των ανιχνευτών. Παράλληλα από την προσομοίωση της πειραματικής διάταξης υπολογίστηκε ο αριθμός παραγόμενων ραδιενεργών πυρήνων ανά νετρόνιο πηγής που προκύπτουν από την ενεργοποίηση του υλικού του ανιχνευτή.

Ο ρυθμός εκπομπής νετρονίων από τις πηγές υπολογίστηκε από το λόγο της ενεργότητας κόρου των ραδιενεργών πυρήνων που προσδιορίστηκε πειραματικά και του αριθμού των παραγόμενων ραδιενεργών πυρήνων ανά νετρόνιο πηγής που υπολογίστηκε από τον κώδικα MCNP και βρέθηκε να είναι  $(3,58 \pm 0,76) \cdot 10^7$  n/s. Η τιμή αυτή είναι ο σταθμισμένος μέσος των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις αντιδράσεις ενεργοποίησης  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}(n,a)^{56}\text{Mn}$  και  $^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$ . Ο ρυθμός εκπομπής που προκύπτει από την βιβλιογραφία για την συνολική ενεργότητα της πηγής εκτιμάται ότι είναι  $2,53 \cdot 10^7$  n/s. Η συμφωνία μεταξύ των δύο αυτών τιμών είναι ικανοποιητική, δεδομένου ότι ο ρυθμός εκπομπής νετρονίων είναι πολύ ευαίσθητος σε μεταβολές των διαστάσεων των πηγών και στην ύπαρξη προσμίξεων.

Ακόμα εκτιμήθηκε η ροή των νετρονίων στις θέσεις ακτινοβόλησης της διάταξης. Η μέγιστη τιμή ροής στα δείγματα αντιστοιχεί στην κεντρική θέση ακτινοβόλησης που συμπίπτει με το κέντρο των υψών των πηγών  $^{239}\text{Pu-Be}$  και είναι  $(5,44 \pm 1,16) \cdot 10^5$  n/cm<sup>2</sup>·s.

Η διάταξη ακτινοβόλησης που έχει το πλεονέκτημα παροχής μιας σταθερής ροής νετρονίων χωρίς επιπλέον κόστος πέρα από αυτό της αγοράς των πηγών. Ο χαρακτηρισμός της ροής σε κάθε διαθέσιμη θέση ακτινοβόλησης συνεισφέρει στην ακτινοβόληση υλικών που αφορούν το πρόγραμμα τεχνολογίας σύντηξης για να μελετηθούν οι βλάβες που προκύπτουν σε υλικά, όταν αυτά ακτινοβοληθούν με ταχέα νετρόνια.

Από τις διακυμάνσεις των αποτελεσμάτων υποδεικνύεται ότι το φάσμα νετρονίων που χρησιμοποιήθηκε στον κώδικα MCNP μπορεί να μην ανταποκρίνεται πλήρως στο πραγματικό. Συγκεκριμένα, η τιμή που προκύπτει για την αντίδραση (n,γ) του Μαγγανίου υποδεικνύει ότι το κομμάτι του φάσματος που αντιστοιχεί στους συντονισμούς της αντίδρασης αυτής ίσως έχει υποεκτιμηθεί. Αντίθετα, ο προκύπτων ρυθμός εκπομπής νετρονίων από την αντίδραση  $^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$  είναι υψηλός συγκρινόμενος με τους υπόλοιπους, πράγμα που μπορεί να οφείλεται σε υπερεκτίμηση τμήματος του φάσματος που αντιστοιχεί στις υψηλότερες ενέργειες ή στην βιβλιοθήκη ενεργών διατομών που χρησιμοποιήθηκε στους υπολογισμούς για την συγκεκριμένη αντίδραση.

Τα επόμενα βήματα της εργασίας αυτής θα μπορούσαν να είναι:

1. Η εξέταση της ευαισθησίας των αποτελεσμάτων στην επίδραση του φάσματος των νετρονίων και ιδιαίτερα στην περιοχή των θερμικών νετρονίων.

2. Οι υπολογισμοί ενεργοποίησης στην παρούσα εργασία έγιναν με τη χρήση την βιβλιοθήκης διατομών IRDFFv1.05. Στα πλαίσια συνέχειας της παρούσας εργασίας θα πρέπει να γίνει συγκριτική εξέταση των αποτελεσμάτων που λαμβάνονται με τη χρήση άλλης βιβλιοθήκης, όπως για παράδειγμα η EAF-2010 και η TENDL-2017 που έχουν βρει σημαντική εφαρμογή στην τεχνολογία σύντηξης.
3. Θα γίνει περαιτέρω μελέτη για το Τιτάνιο. Στο φάσμα του ανιχνευτή Τιτανίου φαίνονται και οι φωτοκορυφές από τις ενέργειες 1120,55 keV (99,987 %) και 889,277 keV (99,984 %) του  $^{46}\text{Sc}$  το οποίο έχει χρόνο ημιζωής 83,79 μέρες και προκύπτει από την αντίδραση  $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46m}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 18,75 \text{ sec}$ )  $\rightarrow$   $^{46}\text{Sc}$ . Η αντίδραση αυτή έχει κατώφλι τα 1,6 MeV. Οπότε, θα συμπεριληφθεί στη μελέτη η ανάλυση για αυτό το ισότοπο με την μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για το ισότοπο  $^{48}\text{Ti}$ , ώστε να γίνει σύγκριση των αποτελεσμάτων που προκύπτουν.
4. Θα γίνει εκτίμηση των θερμικών νετρονίων που προσπίπτουν στα δείγματα αξιοποιώντας τις διαφορές στις τιμές μεταξύ των ελασμάτων που ακτινοβολήθηκαν γυμνά και καλυμμένα με κάδμιο.
5. Θα πραγματοποιηθούν κι άλλοι κύκλοι ακτινοβολήσης ανιχνευτών ενεργοποίησης για καλύτερη στατιστική των αποτελεσμάτων, καθώς επίσης και για τον έλεγχο τους όταν σε όλες τις θέσεις ακτινοβολήσης μπουν ανιχνευτές ίδιου υλικού.
6. Θα γίνει χαρακτηρισμός του ενεργειακού φάσματος των νετρονίων με τη μέθοδο της αποσυνέλιξης των δεδομένων που προκύπτουν από τις αντιδράσεις κατωφλίου.

## Βιβλιογραφία

- Alfassi, Z. B. (1990). *Activation analysis Volume II*. CRC Press, Inc., Boca Raton
- Amersham (1976) Neutron Sources Americium-241/Beryllium and Californium-252. Technical Bulletin, 76.
- Anderson, M. E., & Neff, R. A. (1972). NEUTRON ENERGY SPECTRA OF DIFFERENT SIZE  $^{239}\text{Pu}$ -Be ( $\alpha, n$ ) SOURCES 1., Introduction  $^{239}\text{Pu}$ -Be ( $\alpha, n$ ) sources have been fabricated with masses of plutonium from about 1 to 160 g. Several measurements of the neutron energy spectra of this source typ. *Nuclear Instruments and Methods*, 99, 231–235.
- Density for all the elements in the Periodic Table. (n.d.). Retrieved June 7, 2019, from <https://periodictable.com/Properties/A/Density.al.log.html>
- Eastwood, J. W., & Morgan, J. G. (2014). *The F ISPACT -II User Manual*.
- Geiger, K. W., & Van Der Zwan, L. (1975). Radioactive neutron source spectra from  $^9\text{Be}(\alpha, n)$  cross section data. *Nuclear Instruments and Methods*, 131(2), 315–321. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(75\)90336-5](https://doi.org/10.1016/0029-554X(75)90336-5)
- Gilmore, G. R. (1996). *Practical gamma-ray spectrometry*. 2<sup>nd</sup> Edition, John Wiley & Sons, Ltd
- Green (2003), Personal Communication
- Group, A. (2001). Use of research reactors for neutron activation analysis. *Methods*, (June 1998), 22–26.
- IAEA Nuclear Data Services. (n.d.). Retrieved June 24, 2019, from <https://www-nds.iaea.org/>
- Kalfas, C. A., Axiotis, M., & Tsabaris, C. (2016). SPECTRW: A software package for nuclear and atomic spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 830, 265–274. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.098>
- Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement*. 4<sup>th</sup> Edition, John Wiley & Sons, United States of America
- Koochi-Fayegh, R., Green, S., Crout, N. M. J., Taylor, G. ., & Scott, M. C. (1993). Neural network unfolding of photon and neutron spectra using an NE-213 scintillation detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 329(1–2), 269–276. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90946-F](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90946-F)
- Kumar, A., & Nagarajan, P. S. (1977). Neutron spectra of  $^{239}\text{Pu}$ Be neutron sources. *Nuclear Instruments and Methods*, 140(1), 175–179. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(77\)90082-9](https://doi.org/10.1016/0029-554X(77)90082-9)
- Landsberger, S., & Tsoufanidis, N. (2015). *Measurement & Detection Of Radiation*. 4<sup>th</sup> Edition, CRC Press Taylor & Francis Group, New York
- Munita, C. S., Glascock, M. D., & Hazenfratz, R. (2019). *Neutron Activation Analysis: An Overview*. 179–227. <https://doi.org/10.2174/9781681085722119030007>
- Neutron Activation Analysis - Chemical analysis - Techniques for ... - Neutron research - The NMI3 information portal. (n.d.). Retrieved June 14, 2019, from <https://nmi3.eu/neutron-research/techniques-for-chemical-analysis.html>

- Stamatelatos, I. E., Kasviki, K., Green, S., Gainey, M., Kalef-Ezra, J., & Beddoe, A. (2004). Prompt-gamma neutron activation analysis facility for in vivo body composition studies in small animals. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 379(2), 192–197. <https://doi.org/10.1007/s00216-003-2460-6>
- Sudar, S. 2000. TRUECOINC: A program for calculation of true coincidence correction for gamma rays. s.l. : Institute of Experimental Physics, Kossuth University, Debrecen, Hungary, 2000.
- Vasilopoulou, T., Stamatelatos, I. E., Batistoni, P., Colangeli, A., Flammini, D., Fonnesu, N., ... Villari, R. (2019). Improved neutron activation dosimetry for fusion. *Fusion Engineering and Design*, 139, 109–114. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.002>
- Vasilopoulou, T., Stamatelatos, I. E., Batistoni, P., Fonnesu, N., Villari, R., Naish, J., ... Obryk, B. (2018). Activation foil measurements at JET in preparation for D-T plasma operation. *Fusion Engineering and Design*, (November), 1–6. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.038>
- Werner, C. J., Armstrong, J., Brown, F. B., Bull, J. S., Casswell, L., Cox, L. J., ... Kiedrowski, B. C. (2017). *Mcnp*.



## Παράρτημα Α: Υπολογισμός σταθμισμένου μέσου

Ο υπολογισμός του σταθμισμένου μέσου τιμών και της αβεβαιότητας του στην παρούσα εργασία, βασίζεται στη μεθοδολογία που προτείνεται στη βιβλιογραφία (Gilmore, 1996).

Έστω τιμές  $x_i$  με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες  $\delta x_i$ . Όταν οι αβεβαιότητες είναι ίσες μεταξύ τους, η μέση τιμή των  $x_i$  υπολογίζεται εύκολα από τη σχέση:

Αν οι αβεβαιότητες διαφέρουν αυτή η σχέση δεν είναι στατιστικά σωστή γιατί λαμβάνεται υπόψη ισότιμα όλες τις τιμές, ανεξαρτήτως του αν αυτές συνοδεύονται από μικρό ή μεγαλύτερο σφάλμα. Ορθότερο είναι να υπολογιστεί ο “σταθμισμένος” μέσος, ο οποίος δίνεται από τη σχέση:

$$\bar{x} = \frac{\sum x_i w_i}{\sum w_i} \quad (\text{A.1})$$

Όπου  $w_i$  είναι οι συντελεστές στάθμισης οι οποίοι είναι ίσοι με το αντίστροφο κλάσμα της απόκλισης της κάθε τιμής:

$$w_i = \frac{1}{(\delta x_i)^2} \quad (\text{A.2})$$

Η τυπική απόκλιση του σταθμισμένου μέσου μπορεί να λαμβάνει υπόψη μόνο τις αβεβαιότητες των τιμών. Τότε ονομάζεται εσωτερική διακύμανση (internal variance) και δίνεται από τη σχέση:

$$\text{var}(\bar{x}) = \frac{1}{\sum w_i} \quad (\text{A.3})$$

Όταν συνυπολογίζεται και η διασπορά των τιμών γύρω από τη μέση τιμή, προκύπτει η εξωτερική διακύμανση, η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$\text{var}(\bar{x}) = \frac{\sum [x_i - \bar{x}]^2 w_i}{\sum w_i} \quad (\text{A.4})$$

Η πλήρης έκφραση του σταθμισμένου μέσου με την αντίστοιχη αβεβαιότητα είναι  $\bar{x} \pm \text{var}(\bar{x})$ , όπου επιλέγεται η η διακύμανση με την μεγαλύτερη τιμή από τις δύο, ώστε να αποφεύγεται η υποεκτίμηση του σφάλματος.



## Παράρτημα Β: Αρχείο εισόδου κώδικα MCNP 1<sup>ns</sup> ακτινοβόλησης

Objective : Two cylindrical Pu-Be(a,n) sources in a collimator for irradiation of foils

```
c      Calculation of f4 and reaction rate at irradiated foils between sources
c      1st Irradiation
c
c CELL CARDS
c collimator
1 4 -0.95 -1 2 3 4 $CH2O-B shield
2 3 -3.5 -2 3 4 $CH2O-B-Pb shield
3 2 -1.6 -3 4 $graphite collimator
4 1 -0.00129 -4 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 $collimator air void
5 4 -0.95 -5 4 $CH2O-B on top
6 5 -11.34 -6 4 $lead on top
7 4 -0.95 -7 4 $CH2O-B on top - upon lead
8 1 -0.00129 -8 7 6 5 4 3 2 1 $air above & at side
9 0 8 $the universe
c
c irradiation system inside collimator
10 15 -2.7 -10 $Al base
11 15 -2.7 -11 13 $Al stick a with center of base (0 -4.3 -3.5)
12 15 -2.7 -12 14 $Al stick b with center of base (0 4.3 -3.5)
13 1 -0.00129 -13 19 $Channel in Al stick a
14 1 -0.00129 -14 19 $Channel in Al stick b
15 16 -7.874 -15 #17 $Pu-Be shield B
16 16 -7.874 -16 #18 $Pu-Be shield A
17 7 -3.7 -17 $Pu-Be source B
18 7 -3.7 -18 $Pu-Be source A
19 15 -2.7 -19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 $Al laminate for foils
c
c foils
20 10 -19.3 -20 $center foil thesis for Au1
21 11 -7.31 -21 $foil thesis for In1
22 10 -19.3 -22 $foil thesis for Au2 in Cd capsule
23 16 -7.874 -23 $foil thesis for Fe1
24 12 -8.96 -24 $foil thesis for Cu
25 17 -7.14 -25 $foil thesis for Zn
26 13 -7.47 -26 $foil thesis for Mn
27 15 -2.7 -27 $foil thesis for Al2
28 6 -8.65 -28 $Cd capsule back
29 6 -8.65 -29 $Cd capsule front
c
```

c SURFACE CARDS

c Comments on the cartesian co-ordinates system:

c origin : at the center of Au foil = center of Al laminate

c z-axis : collimator axis

c y-axis : Al laminate plane axis

c x-axis : connects centers of sources

c

c collimator

- 1 BOX -60 -55 -50.2 120 0 0 0 110 0 0 0 77.4 \$CH2O-B shield
- 2 BOX -40 -35 -30.2 80 0 0 0 70 0 0 0 57.4 \$CH2O-B-Pb shield
- 3 BOX -20 -15 -10.2 40 0 0 0 30 0 0 0 37.4 \$graphite collimator
- 4 BOX -10.75 -5.25 -3.2 21.5 0 0 0 10.5 0 0 0 53.1 \$collimator air void
- 5 BOX -60 -55 27.2 120 0 0 0 110 0 0 0 2.5 \$CH2O-B on top
- 6 BOX -60 -55 29.7 120 0 0 0 110 0 0 0 10 \$lead on top
- 7 BOX -60 -55 39.7 120 0 0 0 110 0 0 0 10.2 \$CH2O-B on top - upon lead
- 8 BOX -70 -65 -50.2 140 0 0 0 130 0 0 0 120.2 \$air above & at side

c

c irradiation system inside collimator

- 10 BOX -7 -5 -3.2 13 0 0 0 10 0 0 0 0.2 \$Al base
- 11 BOX -0.5 -4.8 -3. 1 0 0 0 1 0 0 0 50 \$Al stick a
- 12 BOX -0.5 3.8 -3. 1 0 0 0 1 0 0 0 50 \$Al stick b
- 13 BOX -0.1 -4.1 -3. 0.2 0 0 0 0.3 0 0 0 50 \$Channel a for Al laminate
- 14 BOX -0.1 3.8 -3. 0.2 0 0 0 0.3 0 0 0 50 \$Channel b for Al laminate
- 15 RCC -2.6 0 -3. 0 0 6 2. \$Pu-Be shield B
- 16 RCC 2.6 0 -3. 0 0 6 2. \$Pu-Be shield A
- 17 RCC -2.6 0 -2.5 0 0 5 1.76 \$Pu-Be source B
- 18 RCC 2.6 0 -2.5 0 0 5 1.76 \$Pu-Be source A
- 19 BOX -0.075 -4 -3. 0.15 0 0 0 8 0 0 0 7 \$Al laminate

c

c foils

- 20 RCC -0.005 0 0 0.01 0 0 0.475 \$center foil for Au1
- 21 RCC -0.025 -1.8 1.85 0.05 0 0 0.6 \$foil for In1
- 22 RCC -0.005 0 1.75 0.01 0 0 0.75 \$foil for Au2 in Cd capsule
- 23 RCC -0.025 2.3 0.7 0.05 0 0 1.2 \$foil for Fe1
- 24 RCC -0.025 2 -1.8 0.05 0 0 0.7 \$foil for Cu
- 25 RCC -0.025 0 -1.8 0.05 0 0 0.7 \$foil for Zn
- 26 RCC -0.009 -1.75 -1.75 0.018 0 0 0.45 \$foil for Mn
- 27 RCC -0.025 -1.8 0 0.05 0 0 0.7 \$foil for Al2
- 28 RCC -0.1 0 1.75 0.05 0 0 0.75 \$Cd capsule back
- 29 RCC 0.05 0 1.75 0.05 0 0 0.75 \$Cd capsule front

c data cards

mode n

imp:n 1 1 1 1 1 1 1 1 0 1

```

c
c source specification : Two 239-PuBe(a,n) cylindrical isotropic sources
sdef erg=d1 cel=d2 pos=fcel=d3 axs=0 0 1 RAD=fcel=d7 ext=fcel=d10
si1 .0026126 .0408000 .0673800 .0865170
.1110900 .1227700 .1356900 .1499600 .1647300
.1831600 .2024200 .2237100 .2427400 .2732400
.3019700 .3337300 .3683300 .4076200 .4504900
.4978700 .5502300 .6081000 .6720600 .7427400
.8208500 .9071800 1.002600 1.108000 1.224600
1.353400 1.495700 1.653000 1.826800 2.019000
2.231300 2.466000 2.725300 3.011900 3.328700
3.678800 4.065700 4.493300 4.965900 5.488100
6.065300 6.703200 7.408200 8.187300 9.048400
10.000000 11.052000
sp1 .000000 .005728 .003977 .002886 .003685
.001752 .001938 .002141 .002366 .002615
.002889 .003193 .003530 .003900 .004310
.004764 .005265 .005819 .006431 .007107
.007854 .008681 .009594 .010602 .011717
.012950 .014313 .012208 .013505 .014918
.016482 .016790 .016973 .020516 .022661
.025052 .027678 .037100 .051803 .046116
.046571 .051469 .063324 .068786 .051124
.046359 .056039 .060159 .037157 .028095
.019113
c
si2 L 17 18 $cells of sources
sp2 0.583333 0.416667 $probabilities for B and A source
c --set POS for each source
ds3 s 5 6
si5 L -2.75 0. 0. $center of source a
sp5 1
si6 L 2.75 0. 0. $center of source b
sp6 1
c --set RAD for each source
ds7 S 8 9
si8 0. 1.76 $radial limits of sources
si9 0. 1.76
c --set EXT for each source
ds10 S 11 12
si11 -2.5 2.5 $axial limits of sources
si12 -2.5 2.5
c
c tallies specification
c Foil-Detectors for neutron flux and reaction rate calculations

```

f4:n 20  
 fm4 0.0591 20 102 (16)  
 c  
 f104:n 20  
 e104 1.000e-11 5.000e-9 1.000e-8 1.500e-8 2.000e-8 2.500e-8  
 3.000e-8 3.500e-8 4.200e-8 5.000e-8 5.800e-8 6.700e-8  
 8.000e-8 1.000e-7 1.400e-7 1.800e-7 2.200e-7 2.500e-7  
 2.800e-7 3.000e-7 3.200e-7 3.500e-7 4.000e-7 5.000e-7  
 6.250e-7 7.800e-7 8.500e-7 9.100e-7 9.500e-7 9.720e-7  
 9.960e-7 1.020e-6 1.045e-6 1.071e-6 1.097e-6 1.123e-6  
 1.150e-6 1.300e-6 1.500e-6 2.100e-6 2.600e-6 3.300e-6  
 4.000e-6 9.877e-6 1.597e-5 2.770e-5 4.805e-5 7.550e-5  
 1.487e-4 3.673e-4 9.069e-4 1.425e-3 2.239e-3 3.519e-3  
 5.530e-3 9.118e-3 1.503e-2 2.478e-2 4.085e-2 6.734e-2  
 1.110e-1 1.830e-1 3.025e-1 5.000e-1 8.210e-1 1.353  
 2.231 3.679 6.066 10.000

c  
 f14:n 21  
 fm14 0.0382 21 102 (11004) (10102)

c  
 f114:n 21  
 e114 1.000e-11 5.000e-9 1.000e-8 1.500e-8 2.000e-8 2.500e-8  
 3.000e-8 3.500e-8 4.200e-8 5.000e-8 5.800e-8 6.700e-8  
 8.000e-8 1.000e-7 1.400e-7 1.800e-7 2.200e-7 2.500e-7  
 2.800e-7 3.000e-7 3.200e-7 3.500e-7 4.000e-7 5.000e-7  
 6.250e-7 7.800e-7 8.500e-7 9.100e-7 9.500e-7 9.720e-7  
 9.960e-7 1.020e-6 1.045e-6 1.071e-6 1.097e-6 1.123e-6  
 1.150e-6 1.300e-6 1.500e-6 2.100e-6 2.600e-6 3.300e-6  
 4.000e-6 9.877e-6 1.597e-5 2.770e-5 4.805e-5 7.550e-5  
 1.487e-4 3.673e-4 9.069e-4 1.425e-3 2.239e-3 3.519e-3  
 5.530e-3 9.118e-3 1.503e-2 2.478e-2 4.085e-2 6.734e-2  
 1.110e-1 1.830e-1 3.025e-1 5.000e-1 8.210e-1 1.353  
 2.231 3.679 6.066 10.000

c  
 f24:n 22  
 fm24 0.0591 20 102 (16)

c  
 f124:n 22  
 e124 1.000e-11 5.000e-9 1.000e-8 1.500e-8 2.000e-8 2.500e-8  
 3.000e-8 3.500e-8 4.200e-8 5.000e-8 5.800e-8 6.700e-8  
 8.000e-8 1.000e-7 1.400e-7 1.800e-7 2.200e-7 2.500e-7  
 2.800e-7 3.000e-7 3.200e-7 3.500e-7 4.000e-7 5.000e-7  
 6.250e-7 7.800e-7 8.500e-7 9.100e-7 9.500e-7 9.720e-7  
 9.960e-7 1.020e-6 1.045e-6 1.071e-6 1.097e-6 1.123e-6  
 1.150e-6 1.300e-6 1.500e-6 2.100e-6 2.600e-6 3.300e-6

4.000e-6	9.877e-6	1.597e-5	2.770e-5	4.805e-5	7.550e-5
1.487e-4	3.673e-4	9.069e-4	1.425e-3	2.239e-3	3.519e-3
5.530e-3	9.118e-3	1.503e-2	2.478e-2	4.085e-2	6.734e-2
1.110e-1	1.830e-1	3.025e-1	5.000e-1	8.210e-1	1.353
2.231	3.679	6.066	10.000		

c

f34:n 23

fm34 0.0848 26 103

c

f134:n 23

e134	1.000e-11	5.000e-9	1.000e-8	1.500e-8	2.000e-8	2.500e-8
	3.000e-8	3.500e-8	4.200e-8	5.000e-8	5.800e-8	6.700e-8
	8.000e-8	1.000e-7	1.400e-7	1.800e-7	2.200e-7	2.500e-7
	2.800e-7	3.000e-7	3.200e-7	3.500e-7	4.000e-7	5.000e-7
	6.250e-7	7.800e-7	8.500e-7	9.100e-7	9.500e-7	9.720e-7
	9.960e-7	1.020e-6	1.045e-6	1.071e-6	1.097e-6	1.123e-6
	1.150e-6	1.300e-6	1.500e-6	2.100e-6	2.600e-6	3.300e-6
	4.000e-6	9.877e-6	1.597e-5	2.770e-5	4.805e-5	7.550e-5
	1.487e-4	3.673e-4	9.069e-4	1.425e-3	2.239e-3	3.519e-3
	5.530e-3	9.118e-3	1.503e-2	2.478e-2	4.085e-2	6.734e-2
	1.110e-1	1.830e-1	3.025e-1	5.000e-1	8.210e-1	1.353
	2.231	3.679	6.066	10.000		

c

f44:n 24

fm44 0.0848 22 102

c

f144:n 24

e144	1.000e-11	5.000e-9	1.000e-8	1.500e-8	2.000e-8	2.500e-8
	3.000e-8	3.500e-8	4.200e-8	5.000e-8	5.800e-8	6.700e-8
	8.000e-8	1.000e-7	1.400e-7	1.800e-7	2.200e-7	2.500e-7
	2.800e-7	3.000e-7	3.200e-7	3.500e-7	4.000e-7	5.000e-7
	6.250e-7	7.800e-7	8.500e-7	9.100e-7	9.500e-7	9.720e-7
	9.960e-7	1.020e-6	1.045e-6	1.071e-6	1.097e-6	1.123e-6
	1.150e-6	1.300e-6	1.500e-6	2.100e-6	2.600e-6	3.300e-6
	4.000e-6	9.877e-6	1.597e-5	2.770e-5	4.805e-5	7.550e-5
	1.487e-4	3.673e-4	9.069e-4	1.425e-3	2.239e-3	3.519e-3
	5.530e-3	9.118e-3	1.503e-2	2.478e-2	4.085e-2	6.734e-2
	1.110e-1	1.830e-1	3.025e-1	5.000e-1	8.210e-1	1.353
	2.231	3.679	6.066	10.000		

c

f64:n 25

fm64 0.0658 27 103

c

f164:n 25

e164	1.000e-11	5.000e-9	1.000e-8	1.500e-8	2.000e-8	2.500e-8
------	-----------	----------	----------	----------	----------	----------

3.000e-8	3.500e-8	4.200e-8	5.000e-8	5.800e-8	6.700e-8
8.000e-8	1.000e-7	1.400e-7	1.800e-7	2.200e-7	2.500e-7
2.800e-7	3.000e-7	3.200e-7	3.500e-7	4.000e-7	5.000e-7
6.250e-7	7.800e-7	8.500e-7	9.100e-7	9.500e-7	9.720e-7
9.960e-7	1.020e-6	1.045e-6	1.071e-6	1.097e-6	1.123e-6
1.150e-6	1.300e-6	1.500e-6	2.100e-6	2.600e-6	3.300e-6
4.000e-6	9.877e-6	1.597e-5	2.770e-5	4.805e-5	7.550e-5
1.487e-4	3.673e-4	9.069e-4	1.425e-3	2.239e-3	3.519e-3
5.530e-3	9.118e-3	1.503e-2	2.478e-2	4.085e-2	6.734e-2
1.110e-1	1.830e-1	3.025e-1	5.000e-1	8.210e-1	1.353
2.231	3.679	6.066	10.000		

c

f74:n 26

fm74 0.0789 23 102

c

f174:n 26

e174 1.000e-11 5.000e-9 1.000e-8 1.500e-8 2.000e-8 2.500e-8

3.000e-8	3.500e-8	4.200e-8	5.000e-8	5.800e-8	6.700e-8
8.000e-8	1.000e-7	1.400e-7	1.800e-7	2.200e-7	2.500e-7
2.800e-7	3.000e-7	3.200e-7	3.500e-7	4.000e-7	5.000e-7
6.250e-7	7.800e-7	8.500e-7	9.100e-7	9.500e-7	9.720e-7
9.960e-7	1.020e-6	1.045e-6	1.071e-6	1.097e-6	1.123e-6
1.150e-6	1.300e-6	1.500e-6	2.100e-6	2.600e-6	3.300e-6
4.000e-6	9.877e-6	1.597e-5	2.770e-5	4.805e-5	7.550e-5
1.487e-4	3.673e-4	9.069e-4	1.425e-3	2.239e-3	3.519e-3
5.530e-3	9.118e-3	1.503e-2	2.478e-2	4.085e-2	6.734e-2
1.110e-1	1.830e-1	3.025e-1	5.000e-1	8.210e-1	1.353
2.231	3.679	6.066	10.000		

c

f84:n 27

fm84 0.0602 25 103 (107)

c

f184:n 27

e184 1.000e-11 5.000e-9 1.000e-8 1.500e-8 2.000e-8 2.500e-8

3.000e-8	3.500e-8	4.200e-8	5.000e-8	5.800e-8	6.700e-8
8.000e-8	1.000e-7	1.400e-7	1.800e-7	2.200e-7	2.500e-7
2.800e-7	3.000e-7	3.200e-7	3.500e-7	4.000e-7	5.000e-7
6.250e-7	7.800e-7	8.500e-7	9.100e-7	9.500e-7	9.720e-7
9.960e-7	1.020e-6	1.045e-6	1.071e-6	1.097e-6	1.123e-6
1.150e-6	1.300e-6	1.500e-6	2.100e-6	2.600e-6	3.300e-6
4.000e-6	9.877e-6	1.597e-5	2.770e-5	4.805e-5	7.550e-5
1.487e-4	3.673e-4	9.069e-4	1.425e-3	2.239e-3	3.519e-3
5.530e-3	9.118e-3	1.503e-2	2.478e-2	4.085e-2	6.734e-2
1.110e-1	1.830e-1	3.025e-1	5.000e-1	8.210e-1	1.353
2.231	3.679	6.066	10.000		



c

c material cards: endf71X & irdffv1,05

c

m1 7014.80c -0.755 \$ air\_elemental -N fraction  
8016.80c -0.232 \$ -O fraction  
18036.80c -0.00004381 \$ -Ar fraction  
18038.80c -0.00000819  
18040.80c -0.012948  
m2 6000.80c 1 \$ graphite  
mt2 grph.20t \$ thermal neutron treatment  
m3 1001.80c -0.017 \$ ch2o-B-Pb -H comp  
5010.80c -0.0021 \$ -B comp  
5011.80c -0.0083  
6000.80c -0.1028 \$ -C comp  
8016.80c -0.036 \$ -O comp  
11023.80c -0.0034 \$ -Na comp  
12024.80c -0.00150081 \$ -Mg comp  
12025.80c -0.00019  
12026.80c -0.00020919  
13027.80c -0.0005 \$ -Al comp  
14028.80c -0.003781 \$ -Si comp  
14029.80c -0.000192  
14030.80c -0.000127  
20040.80c -0.0102757 \$ -Ca comp  
20042.80c -0.0000686  
20043.80c -0.0000143  
20044.80c -0.000221  
20046.80c -0.0000004  
20048.80c -0.00002  
82204.80c -0.0113862 \$ -Pb comp  
82206.80c -0.1960053  
82207.80c -0.1797393  
82208.80c -0.4261692  
m4 1001.80c -5.8 \$ CH2-B -H comp  
6000.80c -30.6 \$ -C comp  
8016.80c -11.1 \$ -O comp  
5010.80c -0.5 \$ -B comp  
5011.80c -2.0  
m5 82204.80c -0.014 \$ Pb  
82206.80c -0.241  
82207.80c -0.221  
82208.80c -0.524  
m6 48106.80c -0.0125 \$ Cd  
48108.80c -0.0089  
48110.80c -0.1249

48111.80c -0.1280  
48112.80c -0.2413  
48113.80c -0.1222  
48114.80c -0.2873  
48116.80c -0.0749

c

m7 94239.80c 1 \$PuBe -Pu comp -Kumar,Nagarajan  
4009.80c 30 \$ -Be comp  
8016.80c 2 \$ -O comp

c

c Double materials with IRDFF library c-s

m10 79197.80c 1 \$ Au-197 foil  
m20 79197.10y 1

c

m11 49113.80c -0.0429 \$ In-113+In-115 foil  
49115.80c -0.9571  
m21 49115.10y 1

c

m12 29063.80c -0.6917 \$ Cu-63+Cu-65 foil  
29065.80c -0.3083  
m22 29063.10y 1

c

m13 25055.80c 1 \$ Mn-55 foil  
m23 25055.10y 1

c

m14 27059.80c 1 \$ Co-59 foil  
m24 27059.10y 1

c

m15 13027.80c 1 \$ Al-27  
m25 13027.10y 1

c

m16 26054.80c -0.05845 \$ Fe foil  
26056.80c -0.91754  
26057.80c -0.02119  
26058.80c -0.00282  
m26 26056.10y 1

c

m17 30064.80c -0.4863 \$ Zn foil  
30066.80c -0.279  
30067.80c -0.041  
30068.80c -0.1875  
30070.80c -0.0062

m27 30064.10y 1

c

m18 22046.80c -0.0825 \$ Ti-48 foil

22047.80c -0.0744

22048.80c -0.7372

22049.80c -0.0541

22050.80c -0.0518

m28 22048.10y 1

c

c problem cut-offs

ctme 4320

print 10 30 140