

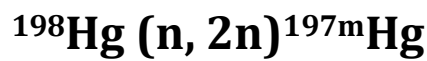


ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΠΡΟΠΤΥΧΙΑΚΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ ΣΠΟΥΔΩΝ

**ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ  
ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ**



**Ευανθία Μουράτη**

Επιβλέπων

Μιχάλης Κόκκορης

Καθηγητής ΕΜΠ

ΑΘΗΝΑ

2022



# Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή Κόκκορη Μιχάλη που με δέχτηκε στην ομάδα της Πυρηνικής Φυσικής του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και έζησα εμπειρίες από τον κόσμο της πειραματικής πυρηνικής φυσικής, δείχνοντάς μου εμπιστοσύνη και επιθυμία να μοιραστεί μαζί μου τις γνώσεις του και να απαντήσει σε κάθε ερώτημα που προέκυπτε.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω την Καθηγήτρια Βλαστού – Ζάννη Ρόζα που μου προσέφερε απλόχερα τις γνώσεις και την βοήθειά της καθ'όλη την διάρκεια εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας μου.

Θα ήθελα ακόμα να ευχαριστήσω και όλα τα υπόλοιπα μέλη της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. και ιδιαίτερα την Διδάκτορα Αντιγόνη Καλαμαρά και τον Σωτήρη Χασάπογλου για την συμπαράσταση, την βοήθεια και τον χρόνο που αφιέρωσαν για την επίλυση προβλημάτων που προέκυπταν, τόσο για την διεξαγωγή των μετρήσεων, όσο και για την πορεία της μελέτης.

Κλείνοντας θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στους ερευνητές του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”, Δρ. Αναστάσιο Λαγογιάννη και Δρ. Μιχάλη Αξιώτη, των οποίων η συμβολή κατά την διάρκεια του πειράματος ήταν καθοριστικής σημασίας, καθώς και στον Δρ. Κωνσταντίνο Κάλφα που ανέπτυξε και μου προσέφερε τον κώδικα SPECTRW, ένα απαραίτητο εργαλείο για την εργασία αυτή

## Περίληψη

Η πειραματική μελέτη των ενεργών διατομών των πυρηνικών αντιδράσεων νετρονίων παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον σε πολλούς τομείς, όπως στην έρευνα της Πυρηνικής Φυσικής, στη δοσιμετρία, την ιατρική και τη βιομηχανία, καθώς και στον έλεγχο των πυρηνικών μοντέλων. Επομένως, χρειάζονται πυρηνικά δεδομένα υψηλής ακρίβειας με μεγάλο ενεργειακό φάσμα, ώστε να διερευνηθούν οι βάσεις δεδομένων.

Έτσι, σκοπός της παρούσας διπλωματικής είναι η πειραματική μελέτη της ενεργού διατομής  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  με τη μέθοδο της νετρονικής ενεργοποίησης. Οι πειραματικές μετρήσεις έλαβαν χώρα στο Εργαστήριο του Επιταχυντή 5.5 MV Tandem T11/25 του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» για ενέργειες δέσμης νετρονίων 17.7 MeV και 19.3 MeV, οι οποίες παράχθηκαν έμμεσα μέσω της αντίδρασης  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ . Η ροή των νετρονίων υπολογίστηκε μέσω των αντιδράσεων αναφοράς  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  και  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$  και για την ανίχνευση της ενεργότητας του παραγόμενου πυρήνα  $^{197\text{m}}\text{Hg}$  χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe).

## Abstract

The experimental study of neutron nuclear reaction cross sections is of great interest in many fields, such as Nuclear Physics research, dosimetry, medicine and industry, as well as nuclear model control. Therefore, high-precision nuclear data with a large energy range are needed to enrich the databases and improve the nuclear data evaluations.

Thus, the purpose of this thesis is the experimental study of the  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  reaction cross section via the neutron activation method. The experimental measurements took place in the 5.5 MV Tandem T11/25 Accelerator Laboratory of the "Demokritos" Research Center for neutron beam energies of 17.7 MeV and 19.3 MeV, which were produced indirectly through the  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$  reaction. The neutron flux was calculated through the reference reactions  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  and  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$  and a high purity germanium (HPGe) detector was used to detect the activity of the  $^{197\text{m}}\text{Hg}$  target.

## Περιεχόμενα

Εισαγωγή .....	- 1 -
Κεφάλαιο 1 .....	- 3 -
Θεωρητικό Μέρος.....	- 3 -
1.1. Πυρηνική Αντίδραση.....	- 3 -
1.2. Είδη πυρηνικών αντιδράσεων .....	- 3 -
1.2.1. Άμεσες αντιδράσεις .....	- 3 -
1.2.2. Αντιδράσεις Σύνθετου Πυρήνα .....	- 4 -
1.2.3. Σχάση .....	- 5 -
1.2.4. Ενδόθερμες και εξώθερμες αντιδράσεις .....	- 5 -
1.3. Ενεργειακό Διάγραμμα της αλληλεπίδρασης $n+^{198}\text{Hg}$ .....	- 7 -
1.5. Ενεργός Διατομή .....	- 11 -
Κεφάλαιο 2 .....	- 14 -
Πειραματικό Μέρος .....	- 14 -
2.1. Μέθοδος Πυρηνικής Ενεργοποίησης.....	- 14 -
2.2. Ο επιταχυντής Tandem .....	- 18 -
2.3. Γραμμή Ακτινοβολήσης .....	- 19 -
2.4. Παραγωγή δέσμης νετρονίων – η αντίδραση $T(d,n)^4\text{He}$ .....	- 21 -
2.5. Στόχος τρίτου .....	- 26 -
2.6. Περιγραφή & Τοποθέτηση των στόχων.....	- 27 -
2.7. Παρακολούθηση Ροής Νετρονίων.....	- 29 -
2.8. Αλληλεπιδράσεις φωτονίων με την ύλη .....	- 31 -
2.8.1. Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο .....	- 31 -
2.8.2. Σκέδαση Compton .....	- 32 -
2.8.3. Δίδυμη Γένεση.....	- 33 -
2.8.4. Σύγκριση των τριών αλληλεπιδράσεων .....	- 34 -
2.9. Ανιχνευτές Γερμανίου .....	- 34 -
2.9.1. Τεχνικά Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών .....	- 35 -
2.10 Ανιχνευτής Πειράματος .....	- 39 -
Κεφάλαιο 3 .....	- 45 -
Επεξεργασία και ανάλυση δεδομένων .....	- 45 -
3.1. Πρώτη Ακτινοβολήση με ενέργεια νετρονίων $E_n = 17.7 \text{ MeV}$ .....	- 45 -
3.2. Δεύτερη Ακτινοβολήση με ενέργεια νετρονίων $E_n = 19.3 \text{ MeV}$ .....	- 47 -
3.3. Υπολογισμός της ενεργού διατομής .....	- 50 -

3.4. Διόρθωση ενεργού διατομής .....	- 59 -
Κεφάλαιο 4 .....	- 65 -
4.1 Σύνοψη.....	- 65 -
4.2 Προοπτικές.....	- 65 -
Παράρτημα .....	- 67 -
Βιβλιογραφία .....	- 68 -



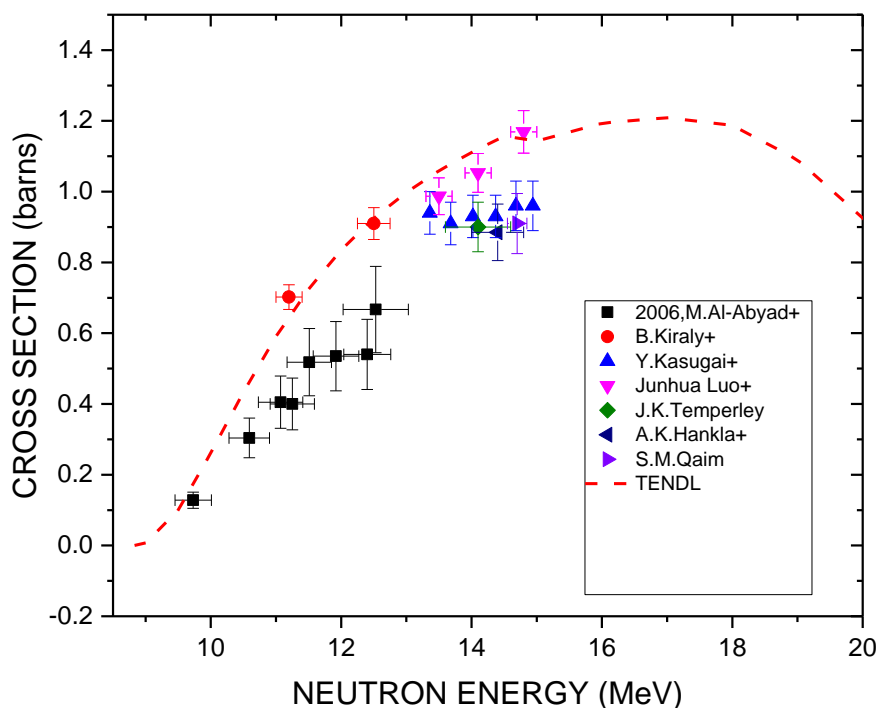


# Εισαγωγή

## Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα των ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ , καθώς και η καμπύλη αξιολόγησης TENDL από την ENDF (Evaluated Nuclear Data File), η οποία αναπαριστά μία εκτίμηση της συμπεριφοράς της ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων βάσει των υπάρχοντων πειραματικών μετρήσεων για την αντίδραση που μελετήθηκε σε αυτήν την εργασία.

Η ενεργός διατομή έχει μελετηθεί μέχρι στιγμής από 7 ομάδες ερευνητών ανά τον κόσμο για ενέργειες νετρονίων από 9.73 MeV έως 14.94 MeV.



Διάγραμμα 1: Υπάρχοντα πειραματικά σημεία και καμπύλη αξιολόγησης της  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  αντίδρασης.

Βάσει του σχήματος παρατηρούμε ότι τα υπάρχοντα πειραματικά σημεία συμφωνούν σχετικά, με την καμπύλη αξιολόγησης, ωστόσο παρατηρούμε μία πληθώρα πειραματικών δεδομένων για ενέργειες νετρονίων μέχρι τα 15 MeV.

Επομένως, ο σκοπός της παρούσας μελέτης είναι ο πειραματικός προσδιορισμός των ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  σε ενέργειες 17.7 MeV και 19.3 MeV, προκειμένου να συμπληρωθούν οι πειραματικές μετρήσεις σε υψηλότερες ενέργειες νετρονίων.



# Κεφάλαιο 1

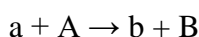
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται εν συντομία τα είδη των πυρηνικών αλληλεπιδράσεων, της ενεργού διατομής καθώς επίσης περιγράφεται το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης που μελετάμε.

## Θεωρητικό Μέρος

### 1.1. Πυρηνική Αντίδραση

Μια πυρηνική αντίδραση προκαλείται βομβαρδίζοντας έναν ακίνητο στόχο με μια δέσμη νετρονίων, φωτονίων ή φορτισμένων σωματιδίων με συγκεκριμένη κινητική ενέργεια, η οποία τους προσδίδεται μέσω επιταχυντικών διατάξεων. Το σωματίδιο της δέσμης εισχωρεί εντός του πυρήνα, ενσωματώνεται με αυτόν και υπό συγκεκριμένες συνθήκες μπορεί να προκληθεί η διάσπασή του. Από την διάσπαση του προκύπτουν θραύσματα, τα οποία ανάλογα με την περίπτωση μπορεί να είναι σωματίδια  $\alpha$ , πρωτόνια, νετρόνια κ.α. και νέοι πυρήνες.

Συμβολικά, μια πυρηνική αντίδραση αποδίδεται ως εξής :



ένας ισοδύναμος, εναλλακτικός τρόπος συμβολισμού της αντίδρασης :  $A(a,b)B$

όπου  $a$ : το σωματίδιο της δέσμης

$A$ : ο πυρήνας του στόχου

$b$  και  $B$  : παραγόμενοι πυρήνες

### 1.2. Είδη πυρηνικών αντιδράσεων

Γενικά, οι πυρηνικές αντιδράσεις διαχωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες, σύμφωνα με τα παρακάτω δύο κριτήρια :

1<sup>ο</sup> : ο συνολικός χρόνος διεξαγωγής της αντίδρασης

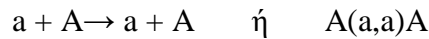
2<sup>ο</sup> : η απορρόφηση ή έκλυση ενέργειας μετά την ακτινοβόληση

Σύμφωνα με το πρώτο κριτήριο οι αντιδράσεις χωρίζονται σε άμεσες και σε αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα. Ενώ σύμφωνα με το δεύτερο κριτήριο χωρίζονται σε ενδόθερμες και εξώθερμες αντιδράσεις.

#### 1.2.1. Άμεσες αντιδράσεις

##### A. Ελαστική σκέδαση

Στην ελαστική σκέδαση, μετά την ακτινοβόληση, η δομή του στόχου  $A$  και του σωματίου  $a$  παραμένουν στην ίδια κατάσταση, με αυτήν πριν την ακτινοβόληση.



Το μόνο που συμβαίνει είναι μία αλλαγή στην κατεύθυνση και στην κινητική ενέργεια του σωματίου  $a$ , ενώ ο πυρήνας  $A$  ανακρούεται.

### **B. Μη Ελαστική σκέδαση**

Μετά την αλληλεπίδραση αυτή, το μόνο που αλλάζει είναι η κατάσταση του πυρήνα - στόχου, ο οποίος βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση  $A^*$  (ο αστερίσκος συμβολίζει την διεγερση του πυρήνα  $A$ ). Στη συνέχεια, ο πυρήνας θα αποδιεγερθεί πολύ γρήγορα εκπέμποντας μία ή και παραπάνω χαρακτηριστικές για τον πυρήνα ακτίνες  $\gamma$ .



Η ολική κινητική ενέργεια του προσπίπτοντος σωματίου  $a$  ισούται με το άθροισμα της κινητικής ενέργειας του σωματίου  $a$  και του πυρήνα  $A$  στην τελική του κατάσταση, καθώς και με την ενέργεια διέγερσης του πυρήνα  $A^*$ . Βασική προϋπόθεση για να επιτευχθεί μία ανελαστική σκέδαση με σωματία  $a$  είναι η ενέργεια της δέσμης να είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια διέγερσης της χαμηλότερης διεγερμένης στάθμης του πυρήνα  $A$ .

### **Γ. Αντιδράσεις Απογύμνωσης**

Κατά την αλληλεπίδραση αυτή, καθώς το προσπίπτον σωματίο  $a$  διαπερνά το πεδίο του πυρήνα  $A$ , υπάρχει η δυνατότητα ένα ή δύο νουκλεόνια του  $a$  να αλληλεπιδράσουν με ένα ή δύο νουκλεόνια του στόχου  $A$ , χωρίς να επηρεαστούν τα υπόλοιπα νουκλεόνια του πυρηνικού συστήματος. Έστω για παράδειγμα ότι το  $a$  είναι  $d$  (δευτέριο), όπου το νετρόνιο του λόγω μηδενικού φορτίου και ανεπηρέαστο από το φράγμα δυναμικού Coulomb θα καταφέρει να αλληλεπιδράσει με τον πυρήνα  $A$  και το πρωτόνιο του θα συνεχίσει την πορεία του.

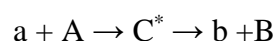
### **Δ. Αντιδράσεις Υφαρπαγής**

Κατά την αλληλεπίδραση αυτή, το σωματίο  $a$  συλλαμβάνει ένα ή δύο νουκλεόνια από τον πυρήνα  $A$ . Είναι δηλαδή μία αντίστροφη διαδικασία από αυτήν της απογύμνωσης.

Οι παραπάνω αντιδράσεις χαρακτηρίζονται ως άμεσες διότι το βασικό χαρακτηριστικό τους είναι το σχετικά μικρός χρόνος (της τάξης  $10^{-22}$ sec) που χρειάζεται το σωματίο  $a$  ώστε να διανύσει το πεδίο του πυρήνα  $A$ .

### **1.2.2. Αντιδράσεις Σύνθετου Πυρήνα**

Η πυρηνική αλληλεπίδραση μέσω σύνθετου πυρήνα αποτελείται από δύο διακριτά βήματα :



1<sup>ο</sup> : Μετά από πολλαπλές σκεδάσεις του σωματίου  $a$ , απορροφάται από τον πυρήνα  $A$  και προκύπτει προσωρινά ο πυρήνας  $C^*$ , ο οποίος έχει ατομικό και μαζικό αριθμό ίσο

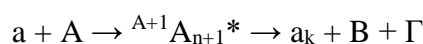
με το άθροισμα των αντίστοιχων ατομικών και των μαζικών αριθμών του σωματιδίου a και του πυρήνα A.

2° : Ο πυρήνας C\* βρίσκεται σε διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση και ο οποίος κατά την αποδιέγερσή του εκπέμπει ένα σωματίο b και έτσι προκύπτει ο πυρήνας B. Σύμφωνα με τον Bohr, μπορεί να περιγραφεί ως ένα θερμοδυναμικό σύστημα σε ισορροπία και ο οποίος θα αποδιεγερθεί με τρόπο ανεξάρτητο από τον τρόπο διέγερσής του.

Στην κατηγορία των άμεσων αντιδράσεων δεν ανήκουν οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα, αφού και οι ταχύτεροι χρόνοι διαφυγής ενός σωματίου b από τον πυρήνα C\* είναι μεγαλύτεροι από το χρόνο διάρκειας των άμεσων αλληλεπιδράσεων. Στον σχετικά μεγάλο χρόνο μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα, αυτό που συμβαίνει είναι μία ανακατανομή των νουκλεονίων, τα οποία χάνουν κάθε στοιχείο μνήμης που αφορά την προέλευσή τους και για αυτό τον λόγο τα δύο βήματα της αλληλεπίδρασης συμβαίνουν ουσιαστικά ανεξάρτητα.

### 1.2.3. Σχάση

Η σχάση είναι μία πυρηνική αντίδραση κατά την οποία βαριοί πυρήνες ( $Z > 92$ ) διαχωρίζονται σε δύο επίσης βαριούς πυρήνες, συνοδευόμενοι από νετρόνια και έκλυση ενέργειας. Για να ξεκινήσει ο μηχανισμός της σχάσεως χρειάζεται να αποδοθεί κινητική ενέργεια, στο σωματίο a, το οποίο μπορεί να είναι π.χ. ένα νετρόνιο



Η σχάση είναι ένα ιδιαίτερα σπάνιο φαινόμενο, όπου συμβαίνει σε πυρήνες με μαζικό αριθμό  $A > 56$ , και η ενέργεια σύνδεσης τους ανά νουκλεόνιο μειώνεται καθώς ο μαζικός αριθμός αυξάνεται. Στους πυρηνικούς αντιδραστήρες συνήθως χρησιμοποιούνται πυρήνες όπως το  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{235}\text{U}$  και  ${}^{233}\text{U}$ . Οι πυρήνες αυτοί είναι σχάσιμοι, δηλαδή μετά την σχάση τους θα προκύψουν νετρόνια οποιασδήποτε ενέργειας, τα οποία μπορούν να προκαλέσουν σχάση σε άλλους πυρήνες και έτσι να δημιουργηθεί μία αλυσίδα αντιδράσεων σχάσης.

### 1.2.4. Ενδόθερμες και εξώθερμες αντιδράσεις

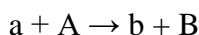
A. Ενδόθερμη χαρακτηρίζεται μία πυρηνική αντίδραση από την οποία απορροφάται ενέργεια, δηλαδή τα προϊόντα της αντίδρασης έχουν μεγαλύτερη ενέργεια από την των αντιδρώντων. Μια ενδόθερμη αντίδραση δεν μπορεί να συμβεί αυθόρμητα αλλά δίνοντας την κατάλληλη κινητική ενέργεια στο προσπίπτον σωματίο.

B. Εξώθερμη χαρακτηρίζεται μία πυρηνική αντίδραση από την οποία εκλύεται ενέργεια, δηλαδή τα προϊόντα της αντίδρασης έχουν μικρότερη ενέργεια από την των αντιδρώντων και έτσι μια εξώθερμη αντίδραση μπορεί να πραγματοποιεί αυθόρμητα.

Η ποσότητα που μετράται για να χαρακτηριστεί μία αντίδραση ενδόθερμη ή εξώθερμη είναι η τιμή Q ή Q – value. Η ποσότητα αυτή είναι η διαθέσιμη ενέργεια

μιας αντίδρασης, η οποία προκύπτει από την διαφορά μαζών των προϊόντων και των αντιδρώντων.

Έστω μία πυρηνική αντίδραση



τότε το Q – value της είναι

$$Q = (m_a + m_A) * c^2 - (m_b + m_B) * c^2$$

Συναρτήσσει του ελλείμματος μάζας :

$$\Delta = m - A$$

όπου m : η μάζα του ουδέτερου ατόμου σε ατομικές μονάδες μάζας (amu)

A : ο μαζικός αριθμός του ατόμου σε ατομικές μονάδες μάζας (amu)

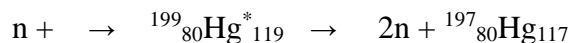
Ισοδύναμα : 
$$Q = (\Delta_a + \Delta_A) - (\Delta_b + \Delta_B)$$

όπου  $Q < 0$  τότε η αντίδραση είναι ενδόθερμη

$Q > 0$  τότε η αντίδραση είναι εξώθερμη

$Q = 0$  τότε η αντίδραση είναι ελαστική και  $a = b$  και  $A = B$

Στο πείραμα που πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας μελετήθηκε η αντίδραση σύνθετου πυρήνα



με δέσμη νετρονίων σε σχετικά χαμηλές ενέργειες μερικών MeV, να προσκρούσει σε στόχο από φυσικά ισότοπα υδραργύρου.

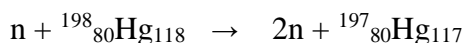
### Εφαρμογή Αντίδρασης σύνθετου πυρήνα ${}^{199}_{80}\text{Hg}^*_{119}$

Κανάλι Εισόδου	Σύνθετος Πυρήνας	Κανάλι Εξόδου
${}^1_0n_1 + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$	$\rightarrow {}^{199}_{80}\text{Hg}^*_{119}$	$\rightarrow n + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$
		$\rightarrow 2n + {}^{197}_{80}\text{Hg}_{117}$
		$\rightarrow 3n + {}^{196}_{80}\text{Hg}_{116}$
		$\rightarrow 4n + {}^{195}_{80}\text{Hg}_{115}$
		$\rightarrow p + {}^{198}_{79}\text{Au}_{119}$
		$\rightarrow n + p + {}^{197}_{79}\text{Au}_{118}$
		$\rightarrow a + {}^{195}_{78}\text{Pt}_{117}$
		$\rightarrow n + a + {}^{194}_{78}\text{Pt}_{116}$
		$\rightarrow a + a + {}^{191}_{76}\text{Os}_{115}$
		$\rightarrow p + p + {}^{197}_{78}\text{Pt}_{119}$
		$\rightarrow a + p + {}^{194}_{77}\text{Ir}_{117}$

Πίνακας 1 Δυνατά κανάλια εξόδου από την αλληλεπίδραση  $n + {}^{198}\text{Hg}$

## Υπολογισμός Q value για όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου της αντίδρασης $n + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$

Έστω για την αντίδραση



τότε το Q value ισούται με :

$$Q = \Delta({}^1_0n_1) + \Delta({}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}) - 2 * \Delta({}^1_0n_1) - \Delta({}^{197}_{80}\text{Hg}_{117})$$

$$Q[\text{amu}] = 0.009 + (-0.033) - 2 * 0.009 - (-0.033)$$

κάνοντας χρήση της σχέσης  $1\text{amu} = 935.1\text{ MeV}$

$$Q[\text{MeV}] = 8.071 + (-30.955) - 2 * 8.071 - (-30.541)$$

$$Q [\text{MeV}] = - 8.485\text{ MeV}$$

Ομοίως, για όλες τις αλληλεπιδράσεις.

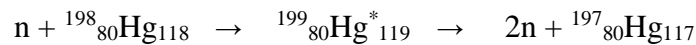
Κανάλι Εισόδου	Κανάλι Εξόδου	Ενεργειακό Κατώφλι	Είδος Αλληλεπίδρασης
${}^1_0n_1 + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$	$n + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$	0 MeV	Ελ. Σκέδαση
	$2n + {}^{197g+m}_{80}\text{Hg}_{117}$	-8.49 MeV	Ενδόθερμη
	$3n + {}^{196}_{80}\text{Hg}_{116}$	-15.27 MeV	Ενδόθερμη
	$p + {}^{198g+m}_{79}\text{Au}_{119}$	-0.59 MeV	Ενδόθερμη
	$n + p + {}^{197g+m}_{79}\text{Au}_{118}$	-7.10 MeV	Ενδόθερμη
	$a + {}^{195g+m}_{78}\text{Pt}_{117}$	7.49 MeV	Εξώθερμη
	$n + a + {}^{194}_{78}\text{Pt}_{116}$	1.38 MeV	Εξώθερμη
	$a + a + {}^{191g+m}_{76}\text{Os}_{115}$	8.66 MeV	Εξώθερμη
	$p + p + {}^{197g+m}_{78}\text{Pt}_{119}$	-7.04 MeV	Ενδόθερμη
	$a + p + {}^{194g+m1+m2}_{77}\text{Ir}_{117}$	-0.06 MeV	Ενδόθερμη

Πίνακας 2 Διαχωρισμός ενδόθερμων και εξώθερμων αντιδράσεων για όλα τα δυνατά κανάλια εξόδου της αλληλεπίδρασης  $n + {}^{198}\text{Hg}$

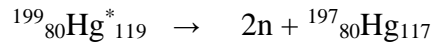
### 1.3. Ενεργειακό Διάγραμμα της αλληλεπίδρασης $n + {}^{198}\text{Hg}$

Το ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης  $n + {}^{198}\text{Hg}$  αποτελεί μία σχηματική αναπαράσταση των ενεργειακών επιπέδων του κάθε καναλιού και έτσι μπορεί εύκολα να προβλεφθεί ποια από τα πιθανά κανάλια εξόδου μπορούν να ανοίξουν κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης. Για την κατασκευή του ενεργειακού διαγράμματος της αλληλεπίδρασης  $n + {}^{198}\text{Hg}$  θα μελετηθούν τα κανάλια εξόδου έχοντας ως ενεργειακό επίπεδο αναφοράς αυτό του σύνθετου πυρήνα  ${}^{199}_{80}\text{Hg}^*_{119}$ , δηλαδή θέτουμε αυτή ως βασική ενεργειακή στάθμη ίση με το μηδέν.

Έστω η αντίδραση



για να λάβουμε υπόψιν ως επίπεδο αναφοράς το ενεργειακό επίπεδο του σύνθετου πυρήνα, θα μελετηθεί η παρακάτω αντίδραση :



τότε το Q value ισούται με :

$$Q = \Delta({}^{199}_{80}\text{Hg}_{119}) - 2 * \Delta({}^1_0n_1) - \Delta({}^{197}_{80}\text{Hg}_{117})$$

$$Q[\text{amu}] = -0.032 - 2 * 0.009 - (-0.033)$$

κάνοντας χρήση της σχέσης  $1\text{amu} = 935.1\text{ MeV}$

$$Q[\text{MeV}] = -29.546 - 2 * 8.071 - (-30.541)$$

$$Q[\text{MeV}] = -15.148\text{ MeV}$$

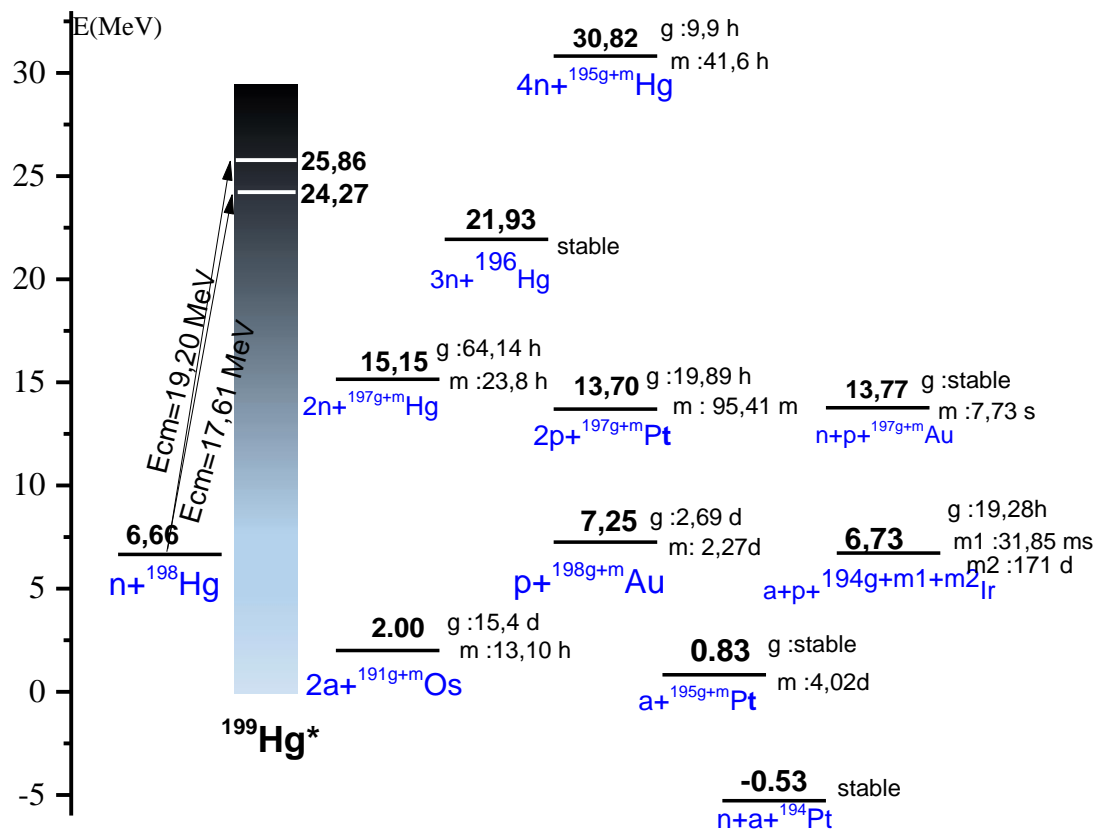
Ομοίως, για όλες τις αλληλεπιδράσεις.

Κανάλι Εισόδου	Κανάλι Εξόδου	Ενεργειακό Επίπεδο
${}^1_0n_1 + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$	$n + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$	-6.66 MeV
	$2n + {}^{197g+m}_{80}\text{Hg}_{117}$	-15.15 MeV
	$3n + {}^{196}_{80}\text{Hg}_{116}$	-21.93 MeV
	$4n + {}^{195g+m}_{80}\text{Hg}_{115}$	30.82 MeV
	$p + {}^{198g+m}_{79}\text{Au}_{119}$	-7.25 MeV
	$n + p + {}^{197g+m}_{79}\text{Au}_{118}$	-13.77 MeV
	$a + {}^{195g+m}_{78}\text{Pt}_{117}$	0.83 MeV
	$n + a + {}^{194}_{78}\text{Pt}_{116}$	-5.28 MeV
	$a + a + {}^{191g+m}_{76}\text{Os}_{115}$	2.0 MeV
	$p + p + {}^{197g+m}_{78}\text{Pt}_{119}$	-13.70 MeV
	$a + p + {}^{194g+m1+m2}_{77}\text{Ir}_{117}$	-6.73 MeV

Πίνακας 3 Δυνατά κανάλια εξόδου από την αλληλεπίδραση  $n + {}^{198}\text{Hg}$ , με τις ενέργειες που απαιτείται να αποκτήσουν πάνω από την θεμελιώδη στάθμη του σύνθετου πυρήνα  ${}^{199}\text{Hg}^*$  για να ανοίξουν.



Επομένως, το ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης  $n + {}^{198}_{80}\text{Hg}_{118}$



Διάγραμμα 2 Ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης  $n + {}^{198}\text{Hg}$

### Δυνατά Κανάλια Εξόδου κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης

Για να ελέγξουμε ποια από τα κανάλια εξόδου έχουν την δυνατότητα να ανοίξουν κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης θα υπολογίσουμε την ενέργεια του κέντρου μάζας των νετρονίων της δέσμης που βομβαρδίζει τον στόχο  ${}^{198}\text{Hg}$ , η οποία δίνεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$E_{CM} = E_{lab} * \frac{A_{αντιδρώντος\ πυρήνα}}{A_{σύνθετου\ πυρήνα}}$$

όπου  $E_{lab}$  : η ενέργεια της δέσμης νετρονίων με την οποία πραγματοποιήθηκε η ακτινοβόληση (17.7MeV και 19.3MeV).

$A_{αντιδρώντος\ πυρήνα}$  : ο μαζικός αριθμός του πυρήνα στόχου, δηλαδή του πυρήνα που ακτινοβολείται ( $A = 198$ )

$A_{σύνθετου\ πυρήνα}$  : ο μαζικός αριθμός του σύνθετου πυρήνα που προκύπτει κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης ( $A = 199$ ).

Προκύπτει έτσι :  $E_{CM}^{17.7\text{MeV}} = 17.6 \text{ MeV}$

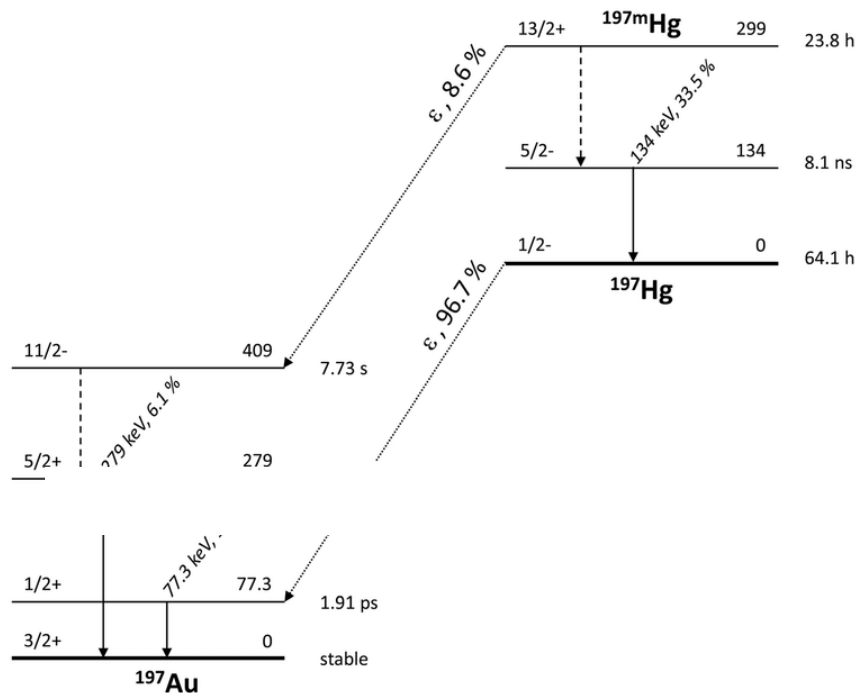
$$E_{CM}^{19.3\text{MeV}} = 19.2 \text{ MeV}$$

Επομένως τα κανάλια τα οποία έχουν την δυνατότητα να ανοίξουν με δέσμη νετρονίων  $E_{CM}^{17.7\text{MeV}} = 17.6\text{MeV}$  και  $E_{CM}^{19.3\text{MeV}} = 19.2\text{MeV}$  είναι εκείνα που έχουν ενεργειακό επίπεδο χαμηλότερο από αυτό στο οποίο βρίσκεται ο διεγερμένος, σύνθετος πυρήνας  $^{199}\text{Hg}^*$ , δηλαδή χαμηλότερο από  $E_{^{199}\text{Hg}}^{17.7\text{MeV}} = 6.66 + 17.7 = 24.36\text{ MeV}$  και  $E_{^{199}\text{Hg}}^{19.3\text{MeV}} = 6.66 + 19.3\text{MeV} = 25.96\text{ MeV}$ , αντίστοιχα.

### Σχολιασμός καναλιών εξόδου:

I. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg}(n,n)^{198}\text{Hg}$  είναι μία ελαστική σκέδαση, η οποία για να μελετηθεί χρειάζεται μία πειραματική διάταξη, η οποία έχει την δυνατότητα να ανιχνεύει σκεδαζόμενα νετρόνια στο χώρο και επίσης δεν επιτυγχάνεται με τη μέθοδο της ενεργοποίησης που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη αυτή.

II. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197g+m}\text{Hg}$  είναι το κανάλι που θα μελετηθεί και πιο συγκεκριμένα η μετασταθής κατάσταση. Ο λόγος που δεν θα μελετηθεί η ground κατάσταση είναι ο εξής : Παρατηρούμε ότι στο παραπάνω διάγραμμα η  $E_\gamma = 77.35$



Διάγραμμα 3 : Το διάγραμμα αποδιέγερσης του  $^{197g+m}\text{Hg}$  πυρήνα

KeV που εκπέμπει ο  $^{197g}\text{Hg}$  πυρήνας μολύνεται από τον ίδιο τον μετασταθή του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$ , αφού ο δεύτερος μετά την αποδιέγερσή του καταλήγει στον  $^{197g}\text{Hg}$ . Για να διορθωθεί αυτό, θα πρέπει μετά την ακτινοβολήση, να πάρουμε καθυστερημένα φάσματα ακτινοβολήσης, μετά από  $2 * 23.8\text{h} = 47.6\text{h} = 1.98\text{d}$ , αφού μετά από  $1.98\text{d}$  ο  $^{197m}\text{Hg}$  θα έχει αποδιεγερθεί πλήρως και έτσι στο φάσμα θα βλέπουμε την  $^{197g}\text{Hg}$ . Επίσης, σύμφωνα με το διάγραμμα της απόδοσης του ανιχνευτή (ενότητα 2.10) η ακτίνα  $\gamma$  με ενέργεια  $77.3\text{ KeV}$ , δεν μπορεί να ανιχνευτεί. Τέλος, υπάρχει και ένας ακόμα λόγος για τον οποίο δεν αναλύσουμε την  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197g}\text{Hg}$ . Η  $E_\gamma = 77.35\text{ KeV}$  που εκπέμπει ο  $^{197g}\text{Hg}$  πυρήνας έχει συνεισφορά και από ακτίνες X,

το οποίο μπορεί να διορθωθεί μόνο μέσω προσομοίωσης των φασμάτων που λήφθηκαν από την ακτινοβόληση μέσω του κώδικα GEANT.

III. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,3n) ^{196}\text{Hg}$  δεν θα μελετηθεί γιατί ο  $^{196}\text{Hg}$  πυρήνας είναι σταθερός και δεν μπορεί να μελετηθεί με τη μέθοδο της ενεργοποίησης.

IV. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,4n) ^{195g+m}\text{Hg}$  δεν θα ανοίξει, διότι χρειάζεται περισσότερη ενέργεια συγκριτικά με αυτή που διατίθεται για το πείραμα αυτό.

V. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,p) ^{198g+m}\text{Au}$  δεν θα μελετηθεί, διότι οι πυρήνες  $^{198g+m}\text{Au}$  αποδιεγείρονται αποκλειστικά με  $\beta$  διάσπαση και όχι με εκπομπή ακτίνων  $\gamma$ .

VI. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,n+p) ^{197g+m}\text{Au}$  η βασική (ground) στάθμη είναι σταθερή και δεν μπορεί να μελετηθεί με την μέθοδο της ενεργοποίησης, ενώ η μετασταθής κατάσταση έχει πολύ μικρό χρόνο ημιζωής (7,73sec).

VII. Στο κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,\alpha) ^{195g+m}\text{Pt}$  η ενεργειακή διαφορά μεταξύ του καναλιού και της ενέργειας των νετρονίων είναι πολύ μεγάλη. Επομένως, η διαφορά ενέργειας είναι δύσκολο να δοθεί στα προϊόντα της αντίδρασης και υπάρχει πολύ μικρή πιθανότητα να πραγματοποιηθεί.

VIII. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,n+\alpha) ^{194}\text{Pt}$  δεν θα μελετηθεί γιατί ο  $^{194}\text{Pt}$  πυρήνας είναι σταθερός και δεν μπορεί να μελετηθεί με τη μέθοδο της ενεργοποίησης.

IX. Το κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,2\alpha) ^{191g+m}\text{Os}$  δεν θα μελετηθεί, διότι οι πυρήνες  $^{191g+m}\text{Os}$  αποδιεγείρονται αποκλειστικά με  $\beta$  διάσπαση και όχι με εκπομπή ακτίνων  $\gamma$ .

X. Στο κανάλι  $^{198}\text{Hg}(n,2p) ^{197g+m}\text{Pt}$  η ground κατάσταση δεν μπορεί να μετρηθεί διότι ο πυρήνας  $^{197g}\text{Hg}$  αποδιεγείρεται με  $\beta$  διάσπαση και όχι με εκπομπή ακτίνων  $\gamma$ , ενώ ο  $^{197m}\text{Hg}$  έχει σχετικά μικρό χρόνο ζωής 95.4min. Επίσης, η ενεργός διατομή αυτής της αντίδρασης είναι πολύ μικρή λόγω υψηλού φράγματος του δυναμικού Coulomb, εξαιτίας της ύπαρξης δύο πρωτονίων.

XI. Στο κανάλι  $^{198}\text{Hg} (n,\alpha +p) ^{194g+m1+m2}\text{Ir}$ , η βασική (ground) κατάσταση αποδιεγείρεται μόνο με  $\beta$  διάσπαση, η μετασταθής κατάσταση m1 έχει πολύ μικρό χρόνο ημιζωής, ( $\tau_{1/2}= 31.85 \text{ msec}$ ) και η μετασταθής κατάσταση m2 έχει πολύ μεγάλο χρόνο ημιζωής ( $\tau_{1/2}= 171\text{d}$ ). Επίσης είναι πολύ μικρή η ενεργός διατομή λόγω της ύπαρξης του πρωτονίου και του σωματιδίου  $\alpha$ .

### 1.5. Ενεργός Διατομή

Ενεργός διατομή μιας πυρηνικής αντίδρασης ορίζεται ως η πιθανότητα να συμβεί η αντίδραση υπό συγκεκριμένες πειραματικές συνθήκες. Η μελέτη της  $^{198}\text{Hg} (n,2n) ^{197m}\text{Hg}$  αντίδρασης σε αυτήν την ανάλυση επικεντρώνεται στον πειραματικό υπολογισμό της ενεργού διατομής της.

Καθώς το νετρόνιο πλησιάζει τον ακίνητο στόχο, η πιθανότητα να διέλθει από οποιοδήποτε σημείο εντός κύκλου με ακτίνα  $r$ , με κέντρο του τον ακίνητο στόχο και με το επίπεδό του κάθετο στην διεύθυνση του νετρονίου, είναι ομοιόμορφη. Πιο

συγκεκριμένα, ισοδυναμεί με την πιθανότητα το νετρόνιο να διέλθει από μία επιφάνεια  $\delta A$  η οποία ισούται με  $\delta A/\pi r^2$ . Τα ηλεκτρικά ουδέτερα νετρόνια δεν αλληλεπιδρούν μέσω δυνάμεων Coulomb, αλλά αλληλεπιδρούν μέσω πυρηνικών αντιδράσεων μικρής εμβέλειας. Επομένως, μπορούμε να πούμε ότι η ολική ενεργός διατομή είναι το ενεργό εμβαδό γύρω από τον πυρήνα – στόχο, το οποίο παρουσιάζεται στο νετρόνιο και εξαρτάται από τα σωματίδια που εμπλέκονται στην αντίδραση καθώς και από την ενέργεια των σωματίων της δέσμης.

Έστω ότι θέλουμε να υπολογίσουμε την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $A(a,b)B$ . Μετά το πέρας της ακτινοβολήσης θα εκπέμπονται στο χώρο σωματίδια  $b$ , για να ανιχνεύσουμε τα σωματίδια αυτά θα τοποθετήσουμε έναν ανιχνευτή σε γωνία  $\theta_b$  ως προς την διεύθυνση διάδοσης της προσπίπτουσας δέσμης σωματίων  $a$ . Επομένως, η ενεργός διατομή της αντίδρασης ορίζεται ως :

$$\sigma = \frac{\frac{\text{εξερχόμενα σωματίδια } b}{\text{μονάδα χρόνου}}}{\frac{\text{προσπίπτοντα σωματίδια } a}{\text{μονάδα χρόνου}} * \frac{\text{αριθμός πυρήνων } A \text{ στόχου}}{\text{μονάδα επιφάνειας}}}$$

από την οποία προκύπτει ότι έχει διαστάσεις επιφάνειας, δηλαδή η μονάδα μέτρησης της ενεργού διατομής είναι  $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

ή ισοδύναμα :

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a * N}$$

Όπου  $R_b$  : ο ρυθμός των εξερχόμενων σωματίων  $b$

$I_a$  : η ροή των σωματίων  $a$ , ανά μονάδα χρόνου

$N$  : ο αριθμός των πυρήνων  $A$  του στόχου, ανά μονάδα επιφάνειας

Η παραπάνω εξίσωση της ενεργού διατομής υπολογίζει τον ολικό αριθμό σωματίων  $b$  που εκπέμπονται ως προς οποιαδήποτε κατεύθυνση στο χώρο. Όμως ο ανιχνευτής μπορεί να εντοπίσει σωματίδια  $b$  που εκπέμπονται σε μία γωνία  $\theta_b$  και βρίσκονται εντός ορίων μίας στερεάς γωνίας  $\Delta\Omega$ , που ορίζει ο ανιχνευτής.

Έτσι, ορίζεται η διαφορική ενεργός διατομή, η οποία δίνεται από την σχέση

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \varphi)}{4\pi * I_a * N}$$

με την οποία λαμβάνεται υπόψιν η κατανομή των σωματίων  $b$ ,  $r(\theta, \varphi)$  που εκπέμπονται στο χώρο ανομοιόμορφα.

Τελικά, η ενεργός διατομή προκύπτει από :

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

ή κάνοντας χρήση της σχέσης  $d\Omega = \sin\theta * d\theta * d\varphi$

$$\sigma = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi$$

Συμπεριλαμβάνοντας όλους τους πιθανούς μηχανισμούς με έναν από τους οποίους μπορεί να συμβεί η αλληλεπίδραση (ελαστική σκέδαση ( $\sigma_{ελ}$ ), ανελαστική σκέδαση ( $\sigma_{ανελ}$ ), αντίδραση απογύμνωσης ( $\sigma_{απ}$ ) και υφαρπαγής ( $\sigma_{υφ}$ ) τότε προκύπτει η ολική ενεργός διατομή, αθροίζοντας όλες τις επιμέρους ενεργές διατομές :

$$\sigma_{total} = \sum_k \sigma_k$$

## Κεφάλαιο 2

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη της αντίδρασης που μελετάμε, η πειραματική διαδικασία, καθώς και τα πειραματικά στοιχεία από τα οποία αποτελείται.

## Πειραματικό Μέρος

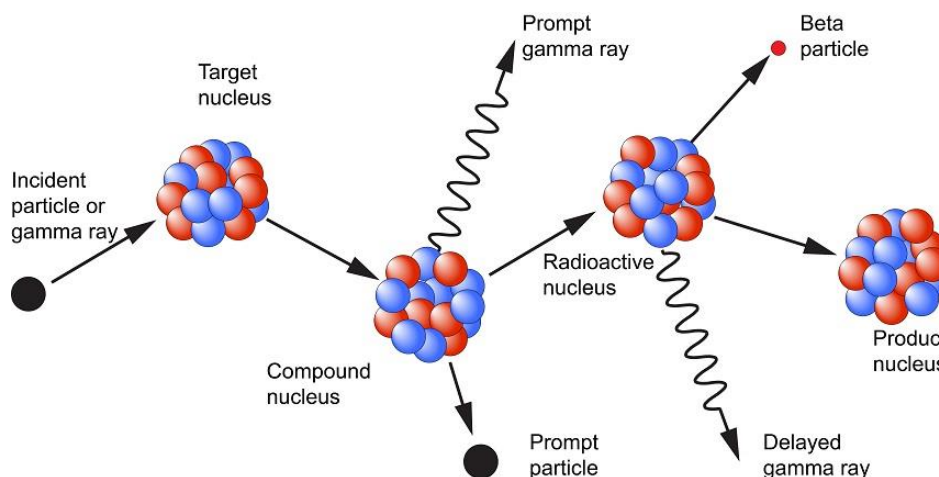
### 2.1. Μέθοδος Πυρηνικής Ενεργοποίησης

Η μέθοδος της πυρηνικής ενεργοποίησης είναι η βασική μέθοδος που θα χρησιμοποιηθεί για την πειραματική μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg} (n,2n) ^{197}\text{Hg}$ .

Η μέθοδος της πυρηνικής ενεργοποίησης βασίζεται σε μία αντίδραση της μορφής



Μια σχηματική περιγραφή αυτής της τεχνικής παρουσιάζεται στο παρακάτω σχήμα:



Εικόνα 1: Σχηματική αναπαράσταση της μεθόδου της νετρονικής ενεργοποίησης

Αυτό που συμβαίνει είναι:

1. Το νετρόνιο (incident neutron) συγκρούεται με τον πυρήνα στόχο (target nucleus).
2. Όταν ένα νετρόνιο αλληλεπιδράσει με έναν πυρήνα μέσω μη ελαστικής σύγκρουσης, τότε δημιουργείται ένας σύνθετος πυρήνας (compound nucleus) σε διεγερμένη κατάσταση, με ενέργεια διέγερσης που οφείλεται στην ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου με τον πυρήνα καθώς και στην κινητική ενέργεια του νετρονίου.
3. Ο σύνθετος πυρήνας αποδιεγείρεται μέσω εκπομπής μιας ή και περισσότερων χαρακτηριστικών ακτίνων  $\gamma$  και οδηγείται σε μια σταθερή κατάσταση.

4. Στη συνέχεια, ο πυρήνας θα εκπέμψει ένα ή και περισσότερα σωματίδια ( $2n$ ,  $p$ ,  $\alpha$ ,  $p+\alpha$ , κ.α.) και θα οδηγηθεί στη δημιουργία ενός ραδιενεργού πυρήνα (radioactive nucleus).

5. Τελικά, αυτός ο ραδιενεργός πυρήνας εκπέμποντας μία ή και περισσότερες ακτίνες  $\gamma$  (delayed gamma ray) με συγκεκριμένο ρυθμό σύμφωνα με το χρόνο ημιζωής του.

Η διαδικασία της νετρονικής ενεργοποίησης χωρίζεται σε δύο κατηγορίες με βάση τον χρόνο μέτρησης :

A. PGNA (Prompt Gamma Ray Neutron Activation Analysis): οι μετρήσεις γίνονται κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης.

B. DGNA (Delayed Gamma Ray Neutron Activation Analysis): οι μετρήσεις ξεκινούν μετά το τέλος της ακτινοβόλησης.

Στο πείραμα που πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας, χρησιμοποιήθηκε η DGNA, δηλαδή μετρήθηκαν οι ακτίνες  $\gamma$  που εκπέμφθηκαν από τους ραδιενεργούς πυρήνες (radioactive nucleus).

Με τη μέθοδο της νετρονικής ενεργοποίησης μας επιτρέπεται πρώτον να υπολογίσουμε το πλήθος των πυρήνων  $B$  που παράχθηκαν ανιχνεύοντας την ακτινοβολία που εκπέμπεται κατά την αποδιέγερσή τους μετά την ακτινοβόληση και δεύτερον επιλυθούν τα παρακάτω τρία ζητούμενα :

Δεδομένα	Ζητούμενα
$\Phi$ , $N_t$	$\sigma$
$\sigma$ , $N_t$	$\Phi$
$\Phi$ , $\sigma$	$N_t$

όπου  $\sigma$ : η ενεργός διατομή της αντίδρασης

$\Phi$  : η συνολική ροή στην οποία εκτέθηκε το δείγμα κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης

$N_t$ : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε

Ο συλλογισμός για την επίλυση των παραπάνω έχει ως εξής :

Σε μία πυρηνική αντίδραση της μορφής



ο ρυθμός παραγωγής πυρήνων  $B$ ,  $dN/dt$  ισούται με :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma * f(t) * N_t - \lambda * N$$

Όπου  $\lambda$  : η σταθερά αποδιέγερσης του ασταθούς πυρήνα,  $B$

$f(t)$  : η ροή των σωματιδίων α της δέσμης, συναρτήσει του χρόνου

$N$  : ο αριθμός των πυρήνων B που ακόμα δεν έχουν αποδιεγερθεί.

Ο όρος  $\sigma * f(t) * N_\tau$  αντιστοιχεί στην δημιουργία των πυρήνων B, ενώ

ο όρος  $\lambda * N$  αντιστοιχεί στην αποδιέγερσή τους.

Η παραπάνω διαφορική εξίσωση έχει λύση:

$$N_\tau = \frac{\int e^{\int \lambda * dt} * \sigma * N_\tau * f(t) + C}{e^{\int \lambda * dt}}$$

Η συνολική ροή σωματιδίων α με την οποία ακτινοβολήθηκε ο στόχος δίνεται από την σχέση:

$$\Phi = \int_0^{t_B} f(t) dt$$

Όπου  $t_B$  η χρονική διάρκεια της ακτινοβολήσης

αντικαθιστώ τη ροή στη σχέση  $N_\tau$  και προκύπτει ότι οι πυρήνες B που προκύπτουν μετά από χρόνο ακτινοβολήσης  $t_B$  ισούνται με :

$$N_{t_B} = \sigma * N_\tau * \Phi * \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda * t} * f(t) dt}{\int_0^{t_B} f(t) dt} * e^{-\lambda * t_B}$$

Με χρήση της σχέσης αυτής υπολογίζονται και τα τρία ζητούμενα που προαναφέρθηκαν στην αρχή της ενότητας.

Στην ιδανική περίπτωση όπου η ροή των σωματιδίων είναι σταθερή κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης η παραπάνω σχέση απλοποιείται :

$$N_{t_B} = \sigma * N_\tau * \Phi * \frac{1 - e^{-\lambda * t_B}}{\lambda * t_B}$$

Ωστόσο, τις περισσότερες φορές η ένταση της ροής της δέσμης δεν είναι σταθερή. Για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος χρησιμοποιείται κατάλληλη μέθοδος για την καταγραφή των διακυμάνσεων της δέσμης.



## Εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης για τον υπολογισμό ενεργών διατομών νετρονικών αντιδράσεων

Εδώ χρησιμοποιείται η τεχνική sandwich, δηλαδή εκατέρωθεν του βασικού στόχου τοποθετούνται κατάλληλοι στόχοι αναφοράς, ίδιων διαστάσεων με το βασικό στόχο, οι οποίοι δέχονται την ίδια ροή νετρονίων και για τους οποίους είναι γνωστή η ενεργός διατομή με ακρίβεια για κάθε νετρονική αντίδραση. Για το βασικό στόχο καθώς και για τους στόχους αναφοράς ισχύει η σχέση :

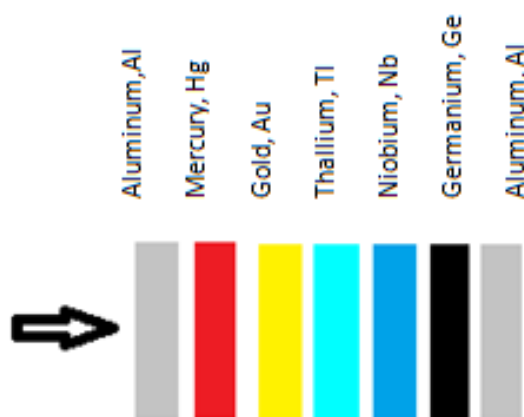
$$\Phi = \frac{N_p}{N_t} * \frac{1}{\sigma}$$

Έστω  $\Phi$  η ροή στον βασικό στόχο και  $\Phi^r$  η ροή στους στόχους αναφοράς, τότε αφού οι δύο ροές ισούνται τότε προκύπτει ότι :

$$\sigma = \frac{N_p}{N_t} * \frac{N_t^r}{N_p^r} * \sigma^r$$

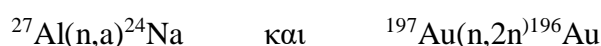
Επομένως, από αυτή τη σχέση μπορούμε να υπολογίσουμε την ενεργό διατομή του στόχου, γνωρίζοντας την ενεργό διατομή των στόχων αναφοράς.

Για το σκοπό αυτό εκατέρωθεν του στόχου τοποθετούνται μεταλλικά φύλλα (foils) σύμφωνα με το παρακάτω σχήμα (και για τις δύο ακτινοβολήσεις) αλουμινίου (Al) και χρυσού (Au) για τα οποία είναι με ακρίβεια προσδιορισμένη η ενεργός διατομή των πυρηνικών αντιδράσεών τους.



Εικόνα 2: Σχηματική αναπαράσταση των στόχων μέσα στη βάση τους (holder).

. Για την εργασία αυτή, χρησιμοποιήθηκαν οι παρακάτω αντιδράσεις



για ενέργειες νετρονίων 17.7 MeV και 19.3 MeV. Η νετρονική ροή στο στόχο προκύπτει ως ο μέσος όρος των ροών που δέχεται το κάθε φύλλο, για αυτό τα φύλλα αυτά ονομάζονται φύλλα αναφοράς (reference foils) με τις αντίστοιχες αντιδράσεις αναφοράς (reference reactions).

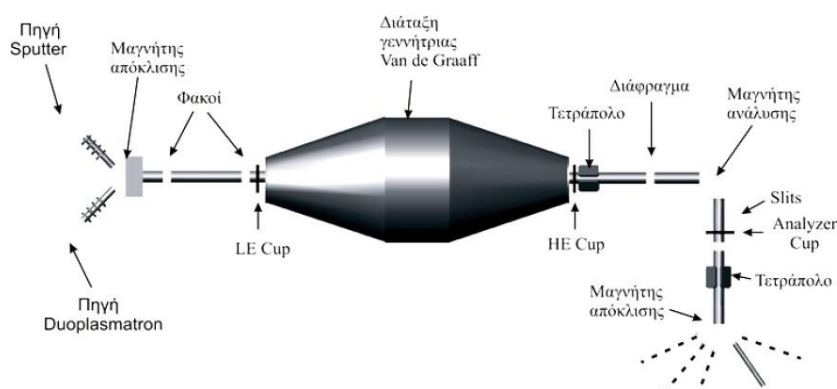
Αξίζει να σημειωθεί, ότι κατά τη διάρκεια των ακτινοβολήσεων που πραγματοποιήθηκαν τοποθετήθηκαν κάποια επιπλέον δείγματα όπως το Ge και το Tl, τα οποία είναι μέρος διαφορετικών εργασιών και δεν αφορούν την παρούσα εργασία.

Επιπλέον, δεν υπάρχει κενό μεταξύ των διαδοχικών στόχων, αλλά παρουσιάζονται έτσι στο σχήμα που προηγήθηκε για λόγους ευκρίνειας.

## 2.2. Ο επιταχυντής Tandem

Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε γραμμικός επιταχυντής, ο οποίος βασίζεται στη λειτουργία της γεννήτριας υψηλής τάσης Van der Graaf. Τα βασικά μέρη του επιταχυντή Tandem :

1. η πηγή ιόντων
2. η γεννήτρια Van der Graaf, που επιταχύνει τα ιόντα
3. οι πέντε γραμμές ακτινοβολήσης στις οποίες καταλήγει η δέσμη ανάλογα με τις απαιτήσεις του πειράματος.



Εικόνα 3: Ο επιταχυντής Tandem

Ανάλογα με το πείραμα χρησιμοποιείται και η αντίστοιχη πηγή ιόντων. Πιο συγκεκριμένα, η πηγή sputter για την παραγωγή βαρέων ιόντων, όπως οξυγόνο και άνθρακας, ενώ η πηγή duoplasmatron axis χρησιμοποιείται για την παραγωγή ελαφρών ιόντων όπως το υδρογόνο και το δευτέριο. Για τις ανάγκες του πειράματος χρησιμοποιήθηκε η πηγή duoplasmatron axis για την παραγωγή δέσμης νετρονίων.

Στη πηγή duoplasmatronaxis δημιουργούνται τα ιόντα με την αφαίρεση ή την προσθήκη ηλεκτρονίων ώστε να μπορέσουν να επιταχυνθούν. Θεωρητικά, η επιτάχυνση των ιόντων επιτυγχάνεται καθώς περνούν από ένα χώρο με μαγνητικό  $B$  και ηλεκτρικό πεδίο  $E$ , με αποτέλεσμα να ασκείται σε αυτά δύναμη Lorentz :

$$F_{Lorentz} = q\vec{E} + q\vec{V} \times \vec{B}$$

Από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα, λόγω της δύναμης Lorentz, το ιόν θα αποκτήσει επιτάχυνση  $a$ , η οποία προκύπτει από τον όρο  $q\vec{E}$ , ενώ ο όρος  $q\vec{V} \times \vec{B}$  είναι υπεύθυνος

για την αλλαγή της κατεύθυνσης του, ανάλογα με την ταχύτητα που έχει και το μαγνητικό πεδίο που παρεμβάλλεται.

Πρακτικά αυτό που συμβαίνει είναι το εξής: στον προ - επιταχυντικό σωλήνα (μετά την παραγωγή των ιόντων) θα αποκτήσουν την πρώτη τους επιτάχυνση, 60 KeV και στη συνέχεια θα λάβουν τη βασική τους επιτάχυνση στη γεννήτρια Van der Graaf, η οποία βρίσκεται στο κέντρο της γραμμής μέσα στη δεξαμενή του Tandem. Η γεννήτρια Van der Graaf αποτελείται από μία μεγάλη μεταλλική σφαίρα στο κέντρο της και από έναν κατακόρυφο ιμάντα από μονωτικό υλικό που φορτίζει τη σφαίρα μέσω μεταφοράς θετικών φορτίων. Από την φόρτιση αυτή δημιουργείται ιδιαίτερα μεγάλη διαφορά δυναμικού και τα αρνητικά ιόντα που εισέρχονται στη δεξαμενή έλκονται από τη θετική τάση της μεταλλικής σφαίρας, με την βοήθεια φύλλων άνθρακα που βρίσκονται στον ιονιστήρα, μέσα στη σφαίρα, απογυμνώνονται από τα επιπλέον ηλεκτρόνια τους.

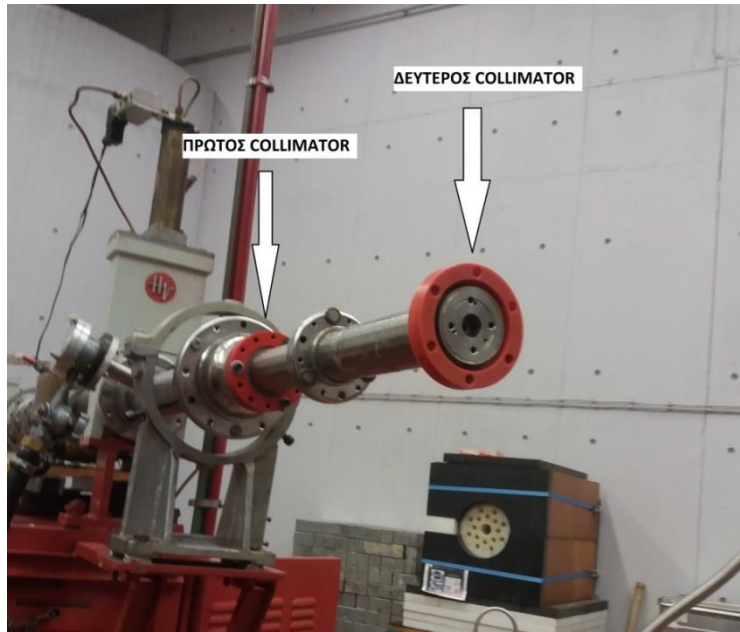
Στη συνέχεια, τα θετικά πλέον ιόντα απωθούνται από το ηλεκτρικό πεδίο που έχει δημιουργηθεί λόγω υψηλής τάσης και κατευθύνονται προς την έξοδο του επιταχυντή. Μετά την έξοδό τους θα συναντήσουν έναν μαγνήτη ανάλυσης, ο οποίος θα στρέψει μόνο τα ιόντα εκείνα με την επιθυμητή ενέργεια, κατά 90°. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω εφαρμογής κατάλληλων μαγνητικών πεδίων στον μαγνήτη ανάλυσης και έτσι εξασφαλίζεται η καθαρότητα της δέσμης (ως προς το είδος των ιόντων από τα οποία αποτελείται η δέσμη) και η ακριβής ενέργεια της δέσμης.

Το επόμενο βήμα είναι να κατευθυνθεί η δέσμη σε μία από τις πέντε πειραματικές γραμμές, ανάλογα με το είδος του πειράματος που εκτελείται. Για τον σκοπό αυτό, η δέσμη ιόντων θα περάσει από ένα ακόμα ηλεκτρομαγνήτη, που ονομάζεται μαγνήτης επιλογής πειραματικής γραμμής (switcher).

Καθώς η δέσμη των φορτισμένων σωματιδίων ταξιδεύει μέσω της γραμμής ακτινοβολήσης, οι συγκρούσεις των ιόντων με τα μόρια του αέρα που βρίσκονται μέσα στη γραμμή μπορεί να μειώσει σημαντικά την τελική ενέργεια της δέσμης στο σημείο της ακτινοβολήσης. Για την επίλυση αυτού, εντός της γραμμής ακτινοβολήσης επικρατούν συνθήκες κενού υψηλής ποιότητας.

### **2.3. Γραμμή Ακτινοβολήσης**

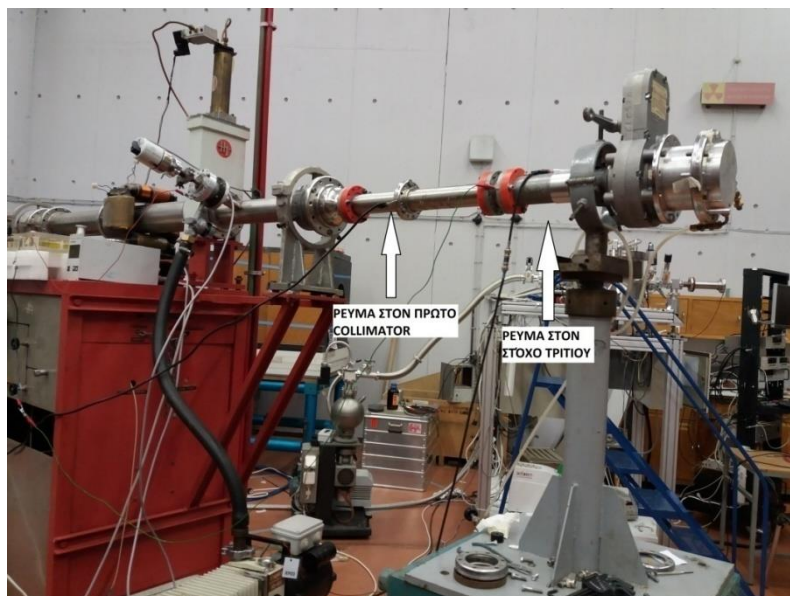
Μετά τον μαγνήτη επιλογής, η δέσμη εισέρχεται στην πειραματική γραμμή, μέσα στην οποία υπάρχει ένα εγκατεστημένο σύστημα που ευθυγραμμίζει και παρακολουθεί στη δέσμη.



Εικόνα 4: Τμήμα της γραμμής ακτινοβόλησης με τους δύο ευθυγραμμιστές

Παρακολουθώντας τη δέσμη δευτερίων από αριστερά από όπου εισέρχεται προς τα δεξιά όπου και θα συναντήσει τον στόχο Τριτίου παρατηρείται ότι :

Για την ευθυγράμμιση, η δέσμη διέρχεται από δύο διαδοχικές οπές του ευθυγραμμιστές (collimators) με διάμετρο 5mm και 6mm, αντίστοιχα. Ο πρώτος ευθυγραμμιστής αποτελείται από Ταντάλιο, το οποίο έχει μεγάλο φράγμα δυναμικού Coulomb και πραγματοποιούνται μόνο σκεδάσεις Rutherford κυρίως σε μικρές γωνίες. Τα σκεδαζόμενα δευτέρια προς τα μπροστά που προκύπτουν από το Ταντάλιο σταματά ο επόμενος ευθυγραμμιστής και έτσι το άνοιγμα της δέσμης δεν ξεπερνά τα 5mm.



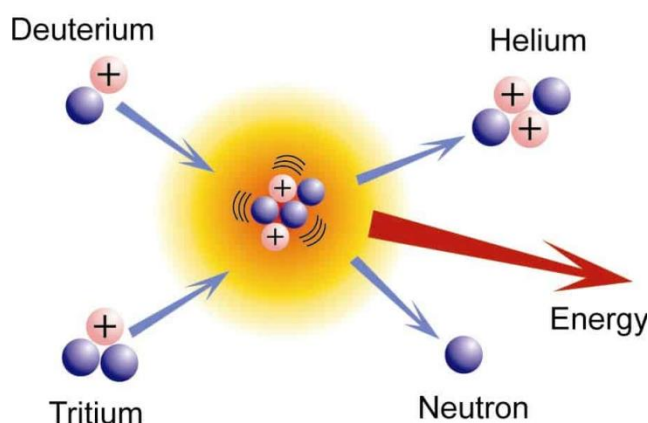
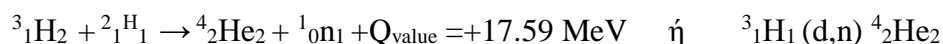
Εικόνα 5: Ολόκληρη η γραμμή ακτινοβόλησης

Για την παρακολούθηση χρησιμοποιούνται δύο αμπερόμετρα A1 και A2, τα οποία τοποθετούνται στο στόχο Τριτίου και το δεύτερο στον πρώτο ευθυγραμμιστή. Στόχος είναι η δέσμη να είναι καλά εστιασμένη, το οποίο πρακτικά σημαίνει ότι η τιμή του ρεύματος στον πρώτο ευθυγραμμιστή πρέπει να είναι μικρή, ενώ η τιμή του ρεύματος στο δεύτερο αμπερόμετρο πρέπει να είναι μεγάλη.

Παράλληλα, το αμπερόμετρο A1 στη θέση του πρώτου ευθυγραμμιστή στόχο έχει τον υπολογισμό της συνολικής ροής δευτερίων στο στόχο Τριτίου.

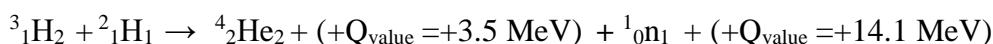
#### 2.4. Παραγωγή δέσμης νετρονίων – η αντίδραση T(d,n)<sup>4</sup>He

Η απαραίτητη δέσμη νετρονίων παράχθηκε στον επιταχυντή τύπου Tandem του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος με έμμεσο τρόπο, λόγω της έλλειψης ηλεκτρικού φορτίου του νετρονίου, συνήθως με τη χρήση κάποιας πυρηνικής αντίδρασης. Στο πείραμα αυτό, η δέσμη νετρονίων παράχθηκε μέσω της αντίδρασης D – T, δηλαδή

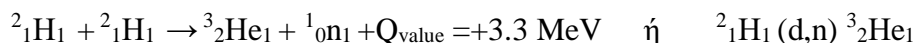


Εικόνα 6: Σχηματική αναπαράσταση της αντίδρασης D-T

Όπου το  $+Q_{\text{value}} = +17.6 \text{ MeV}$  προκύπτει αθροιστικά από



Μια εναλλακτική αντίδραση παραγωγής νετρονίων από επιταχυντή :

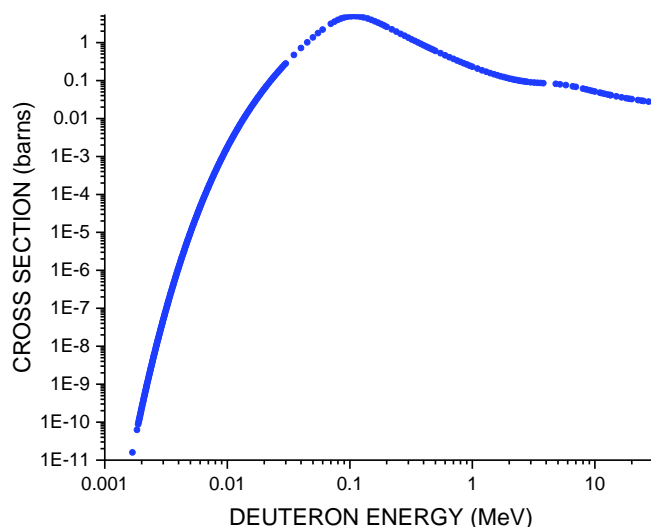


Η δέσμη δευτερίων  ${}^2_1\text{H}_1$  κατάλληλης ενέργειας παράγεται από το επιταχυντικό σύστημα που περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα. Η δέσμη αυτή ταξιδεύει μέσω μία γραμμής μεταφοράς, όπου στο εσωτερικό της διατηρείται κενό υψηλής ποιότητας και συγκρούεται με τον στόχο τριτίου,  ${}^3_1\text{H}_2$  (φλάντζα Τριτίου). Από την πυρηνική αντίδραση που συμβαίνει παράγονται τα νετρόνια. Αναλύοντας κινηματικά την αντίδραση  ${}^3_1\text{H}_1 (d,n) {}^4_2\text{He}_2$  προκύπτει ότι για να παραχθεί δέσμη νετρονίων 17.7 MeV και 19.3 MeV, πρέπει η ενέργεια της δέσμης δευτερίων να είναι 2.9 MeV και 3.9 MeV, αντίστοιχα.

Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, υπάρχουν δύο τρόποι παραγωγής νετρονίων από επιταχυντή. Για το πείραμα αυτό, χρησιμοποιήθηκε ο πρώτος τρόπος, δηλαδή η αντίδραση  ${}^3_1\text{H}_1 (d,n) {}^4_2\text{He}_2$  και οι λόγοι είναι οι εξής :

1. Παρατηρούμε ότι και οι δύο τιμές του  $Q_{\text{value}}$  των αντιδράσεων είναι θετικές, δηλαδή είναι και οι δύο εξώθερμες, ωστόσο το  $Q_{\text{value}}$  της αντίδρασης με στόχο το Τρίτιο ( $Q_{\text{value}}=+17.59$  MeV) είναι μεγαλύτερο από αυτό της αντίδρασης με το στόχο Δευτερίο ( $Q_{\text{value}}=+3.27$  MeV). Η ενέργεια αυτή διατίθεται στα προϊόντα της αντίδρασης και επομένως, με βλήματα μικρής ενέργειας μπορούν να παραχθούν νετρόνια μεγάλης ενέργειας. Για το λόγο αυτό για να επιτευχθούν ενέργειες νετρονίων 17.7 MeV και 19.3 MeV είναι πιο αποτελεσματική η αλληλεπίδραση  ${}^3_1\text{H}_1 (d,n) {}^4_2\text{He}_2$ .

2. Η αντίδραση  ${}^3_1\text{H}_1 (d,n) {}^4_2\text{He}_2$  παρουσιάζει μεγάλες τιμές ενεργού διατομής για σχετικά μικρή ενέργεια βλήματος (δέσμη  ${}^2\text{H}$ ), δηλαδή ο χαμηλός ατομικός αριθμός και η μεγάλη  $Q_{\text{value}} = 17.59$  MeV, έχουν σαν αποτέλεσμα την αποδοτική παραγωγή υψηλοενεργειακών νετρονίων, για χαμηλές ενέργειες εισερχόμενων δευτερίων. Παρακάτω απεικονίζεται γραφικά η ενεργός διατομή της αντίδρασης συναρτήσει των δευτερίων :



Διάγραμμα 4: Η ενεργός διατομή της D-T αντίδρασης συναρτήσει της ενέργειας δευτερίων

Ενδεικτικά, για ενέργειες δευτερίων  $E_d = 0.1$  MeV η αντίστοιχη ενεργός διατομή είναι  $\sigma = 5$  barns, όπου είναι και η μέγιστη τιμή της. Για την συγκεκριμένη ενέργεια δευτερίων, οι αντίστοιχες ενέργειες νετρονίων κυμαίνονται μεταξύ  $\sim 14$  MeV και  $\sim 16$  MeV, για αυτό και παρατηρείται ότι υπάρχει μία πληθώρα πειραματικών δεδομένων μεταξύ των τιμών  $\sim 11$  MeV και  $\sim 15$  MeV.

3. Σημειώνεται ότι η μονοενεργειακή πηγή νετρονίων είναι αυτή που δίνει ένα φάσμα νετρονίων που αποτελείται από μία πολύ λεπτή κορυφή, σε μία ενέργεια. Τέτοια

νετρόνια μπορούν να προκύψουν μόνο από αντιδράσεις δύο σωμάτων, για αυτό πρακτικά εκτός από τα νετρόνια της κύριας δέσμης παράγονται και νετρόνια «υποβάθρου» ή «παρασιτικά» νετρόνια. Ωστόσο, η αντίδραση  ${}^3_1\text{H}_1 (d,n) {}^4_2\text{He}_2$  παράγει καθαρή δέσμη νετρονίων, χωρίς δηλαδή παρασιτικά νετρόνια μέχρι την ενέργεια περίπου των  $E_n = 20.46 \text{ MeV}$ , αφού οι αντιδράσεις διάλυσης D-T (break up reactions) γίνονται σημαντικές για  $E_d$  μεγαλύτερες των  $3.71 \text{ MeV}$ .

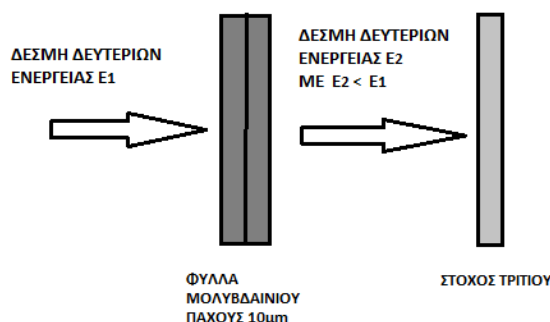
### Επιλογή δέσμης δευτερίων

Ωστόσο, προκύπτει το εξής πρόβλημα:

- Από τη μία είναι προτιμότερο η δέσμη των δευτερίων να έχει μικρή ενέργεια (μερικών KeV) αφού όσο μικρότερη είναι η ενέργεια των δευτερίων, τόσο μεγαλύτερη είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ .
- Από την άλλη όμως, όσο πιο μικρή είναι η ενέργεια των δευτερίων που αναμένεται να εξέλθει από τον επιταχυντή, τόσο μικρότερη είναι και η ένταση της δέσμης που μπορεί να εξέλθει από τη μηχανή.

Για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος, η λύση που δόθηκε είναι η εξής : Οι ενέργειες δευτερίων που εξέρχονται από τη μηχανή είναι  $E_d = 2.9 \text{ MeV}$  και  $E_d = 3.9 \text{ MeV}$  (με ένταση  $0.7\text{-}1.1 \mu\text{A}$ ), για ενέργειες νετρονίων  $17.7 \text{ MeV}$  και  $19.3 \text{ MeV}$ , αντίστοιχα. Στη συνέχεια, οι δέσμες δευτερίου διέρχονται από δύο διαδοχικά τοποθετημένα φύλλα μολυβδαινίου πάχους  $5 \mu\text{m}$  το καθένα, (τα οποία βρίσκονται ουσιαστικά σε επαφή με τον στόχο Τριτίου) με σκοπό να χάσουν ένα μέρος της ενέργειας τους πριν συγκρουστούν με το στόχο Τριτίου, ώστε να πετύχουμε όσο τον δυνατόν πιο μεγάλη ενεργό διατομή.

Παρακάτω φαίνεται σχηματικά, πως επιτεύχθηκε η επιβράδυνση της δέσμης δευτερίων που εξέρχεται από τον επιταχυντή :

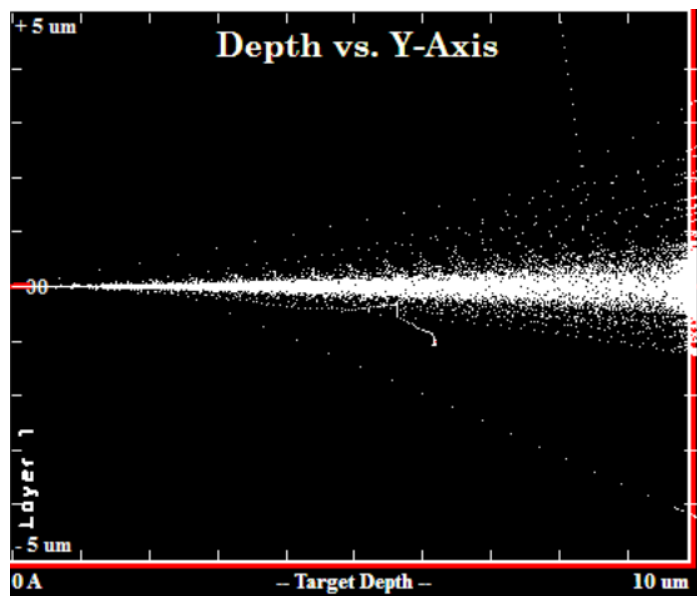


Εικόνα 7: Σχηματική αναπαράσταση της πορείας των δευτερίων διαπερνώντας τα φύλλα μολυβδαινίου

Για τον ακριβή υπολογισμό της απώλειας ενέργειας των δευτερίων μετά το πέρασμα από τα φύλλα μολυβδαινίου καθώς και για την πορεία τους μέσα σε αυτά χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα SRIM 2008.

Για την πρώτη ακτινοβολή :

Ο υπολογισμός της απώλειας ενέργειας των δευτερίων μέσα στα φύλλα του Mo καθώς και η πορεία τους μέσα σε αυτά πραγματοποιείται από το πρόγραμμα SRIM και απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα:



Εικόνα 8: Η πορεία της δέσμης δευτερίων μέσα στα φύλλα μολυβδαίνιου στην πρώτη ακτινοβολή

Έτσι με αρχική ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_d = 2.9 \text{ MeV}$ , μετά το πέρας της διαδικασίας η δέσμη δευτερίων εξέρχεται από τα φύλλα Mo με τιμή  $E_d = 2.00 \pm 0.03 \text{ MeV}$ .

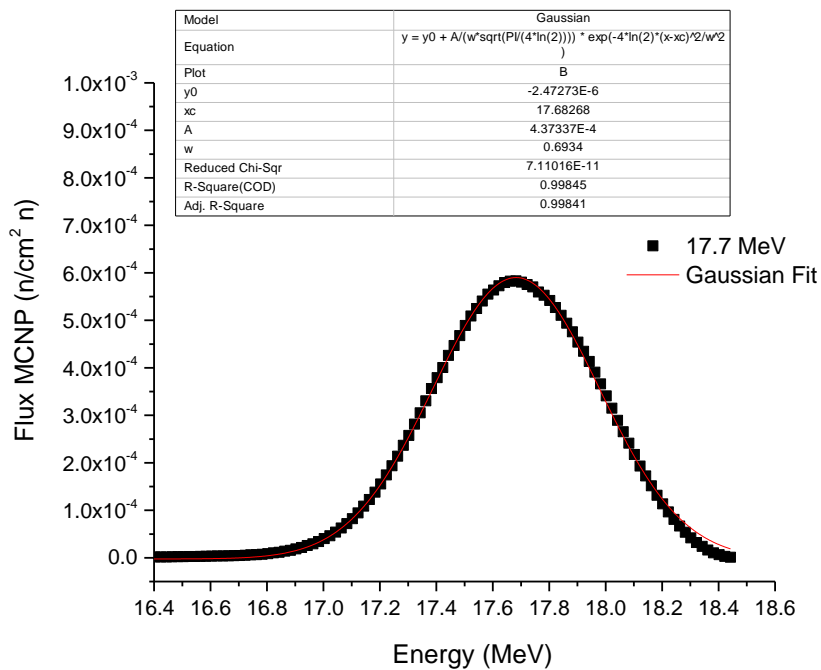
Το αντίστοιχο γωνιακό άνοιγμα  $\theta$  που αποκτά η δέσμη εξαιτίας του Mo ισούται με

$$\theta = \arctan\left(\frac{0.77\mu m}{10\mu m}\right) = 4.5^\circ$$

Αφού τα φύλλα Mo βρίσκονται σε επαφή ουσιαστικά με τον στόχο Τριτίου, η διερεύνηση της διατομής της δέσμης που προσκρούσει στο Τρίτιο είναι της τάξης των  $\mu m$ , δηλαδή αμελητέα και δεν επηρεάζει το πείραμα.

Με βάση τα παραπάνω, προσδιορίστηκε η ενέργεια της δέσμης νετρονίων μέσω του κώδικα MCNP όπως φαίνεται παρακάτω:





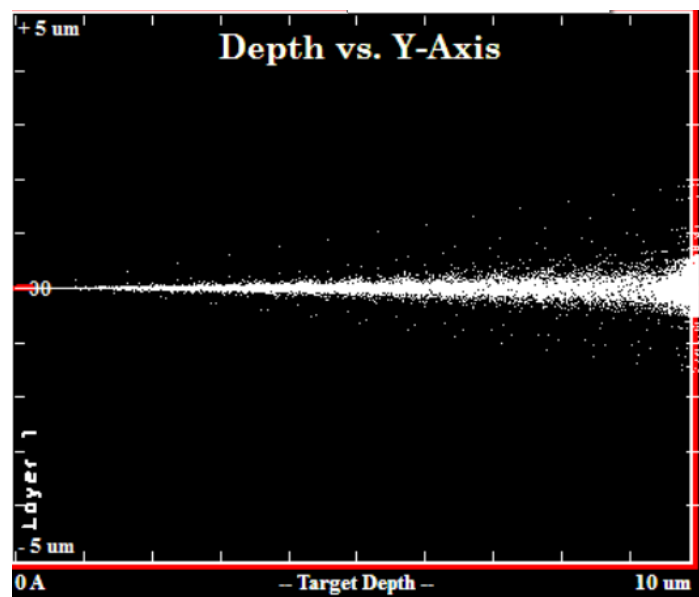
Διάγραμμα 5: Η ροή νετρονίων συναρτήσει της ενέργειάς τους στην πρώτη ακτινοβόληση

Η συνάρτηση προσαρμογής που χρησιμοποιήθηκε ήταν αυτή της Γκαουσιανής και η τελική ενέργεια νετρονίων με το σφάλμα της είναι:

$$E_n = (17.7 \pm 0.4) \text{ MeV}$$

Για τη δεύτερη ακτινοβόληση:

Η ίδια διαδικασία πραγματοποιείται και για αυτή την περίπτωση και προκύπτουν τα εξής:



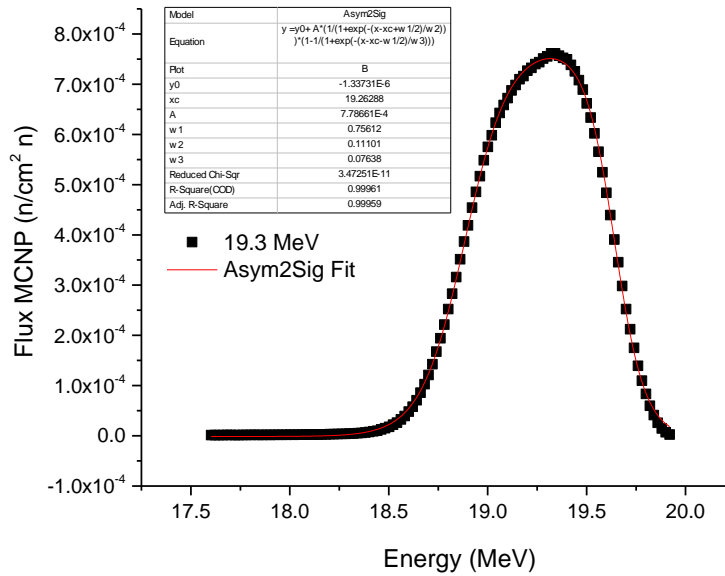
Εικόνα 9 : Η πορεία της δέσμης δευτερίων μέσα στα φύλλα μολυβδαίνιου στη δεύτερη ακτινοβόληση

Έτσι με αρχική ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_d = 3.9 \text{ MeV}$ , μετά το πέρας της διαδικασίας η δέσμη δευτερίων εξέρχεται από τα φύλλα Mo με τιμή  $E_d = 3.16 \pm 0.03 \text{ MeV}$ .

Το αντίστοιχο γωνιακό άνοιγμα  $\theta$  που αποκτά η δέσμη εξαιτίας του Mo ισούται με

$$\theta = \arctan\left(\frac{0.44}{10\mu\text{m}}\right) = 2.5^\circ$$

Και η αντίστοιχη ενέργεια των νετρονίων που προέκυψε μέσω του MCNP είναι:



Διάγραμμα 6 : Η ροή νετρονίων συναρτήσει της ενέργειάς τους στην δεύτερη ακτινοβολήση

η τελική ενέργεια νετρονίων με το σφάλμα της είναι:

$$E_n = (19.3 \pm 0.4) \text{ MeV}$$

## 2.5. Στόχος τριτίου

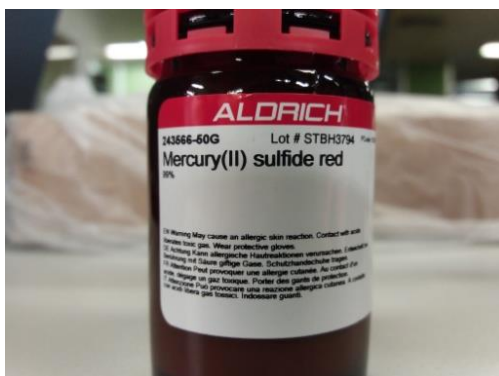
Τέλος, η δέσμη δευτερίων προσκρούσει σε στόχο Τριτίου ( $Ti = 2123.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). Πιο συγκεκριμένα πρόκειται για ένα στόχο CuTiT, ο οποίος αποτελείται από ένα φύλλο χαλκού διαμέτρου 25.5 mm και πάχους 1mm πάνω στο οποίο έχει τοποθετηθεί ένα λεπτό στρώμα τιτανίου διαμέτρου 25.4mm. Το Τρίτιο βρίσκεται σε επίστρωση Τιτανίου με αναλογία πυρήνων Τριτίου προς Τιτανίου  $T/T_i = 1.543$  και το Τρίτιο του στόχου έχει ενεργότητα 373 GBq.



Εικόνα 10: Η βάση (holder) με τους στόχους μπροστά από το στόχο τρίτιου

## 2.6. Περιγραφή & Τοποθέτηση των στόχων

Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  χρησιμοποιήθηκαν για κάθε ακτινοβόληση ξεχωριστά, δύο διαφορετικοί στόχοι θειούχου υδράργυρου ή σουφλίδιο υδραργύρου ( $\text{HgS}$ ), δηλαδή μία χημική ένωση (σε μορφή σκόνης) που αποτελείται από υδράργυρο και θείο.



Εικόνα 11: Η σκόνη Hg

Οι στόχοι αυτοί κατασκευάστηκαν στο εργαστήριο μετατρέποντας τη σκόνη  $\text{HgS}$  σε παστίλια με τη προσθήκη σελουλόζης  $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$  συγκεκριμένης μάζας και με τη βοήθεια μιας υδραυλικής πρέσας συμπίεσαμε και στερεοποιήσαμε το μίγμα σκόνης σε μορφή παστίλιας.



Εικόνα 12: Η σκόνη HgS και σεουλόζης



Εικόνα 13: Υδραυλική πρέσα



Εικόνα 14: Ο τελικός στόχος Hg ακτινοβολήσης

Στη συνέχεια, μετρήθηκαν τα ακριβή χαρακτηριστικά της παστίλιας, η μάζα και οι διαστάσεις της με ζυγαριά ακριβείας και παχύμετρο αντίστοιχα.

ΠΑΣΤΙΛΙΑ ΤΗΣ ΠΡΩΤΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗΣ				
d [cm]	h [cm]	m [gr]	V [cm <sup>3</sup> ]	d [gr/cm <sup>3</sup> ]
1.30	0.20	1.74	0.27	6.40

ΠΑΣΤΙΛΙΑ ΤΗΣ ΔΕΥΤΕΡΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗΣ				
d [cm]	h [cm]	m [gr]	V [cm <sup>3</sup> ]	d [gr/cm <sup>3</sup> ]
1.30	0.27	2.01	0.36	5.50

Πίνακας 4 : Τα χαρακτηριστικά των στόχων αναφοράς που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης.

Έπειτα, οι παστίλιες με τα φύλλα αναφοράς τοποθετήθηκαν σε ειδική θήκη (holder), δύο για την κάθε ακτινοβολήση ξεχωριστά. Η θήκη με τους στόχους τοποθετήθηκε σε απόσταση 2cm από το άκρο της γραμμής ακτινοβολήσης (φλάντζα του Τριτίου).



Εικόνα 15: Η βάση (holder) με τον στόχο Hg (αριστερά) και με όλους τους στόχους (δεξιά) έτοιμο για ακτινοβολήση

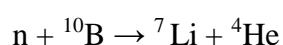
Η επιλογή της συγκεκριμένης απόστασης βασίστηκε στο γεγονός ότι σε αυτή την απόσταση η γωνιακή απόκλιση είναι  $\pm 15^\circ$ , γύρω από την διεύθυνση της δέσμης. Επομένως, με τη διάταξη αυτή, δεν προκαλείται ανομοιογένεια στην ένταση της δέσμης νετρονίων και έτσι μπορεί να θεωρηθεί ιστροπική και μονοενεργειακή.

## 2.7. Παρακολούθηση Ροής Νετρονίων

Εξίσου σημαντικό είναι να παρακολουθείται η ροή νετρονίων που δέχεται ο στόχος κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, δηλαδή να παρακολουθούνται και να καταγράφονται οι διακυμάνσεις της δέσμης νετρονίων. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιείται ο απαριθμητής τριφθοριούχου βορίου ( $\text{BF}_3$ ) και ενός οργανικού σπινθηριστή (Liquid Scintillator).

Ο τρόπος με τον οποίο ανιχνεύονται τα νετρόνια είναι έμμεσος, λόγω έλλειψης ηλεκτρικού φορτίου. Επομένως, δεν ανιχνεύονται νετρόνια, αλλά τα προϊόντα των αλληλεπιδράσεων τους.

Ο  $\text{BF}_3$  είναι ένας ανιχνευτής αερίου κυλινδρικής συμμετρίας, ο οποίος περιέχει αέριο τριφθοριούχου βορίου και τα τοιχώματά του είναι φτιαγμένα από χαλκό. Η αλληλεπίδραση που χρησιμοποιείται είναι η παρακάτω :



Οι πυρήνες  ${}^7\text{Li}$  και  ${}^4\text{He}$  ανιχνεύονται καθώς χάνουν ενέργεια μέσα στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Όταν τα νετρόνια είναι χαμηλών ενεργειών, δηλαδή θερμικά ( $\approx 0.025$  eV), η ενεργός διατομή της αντίδρασης είναι ιδιαίτερα υψηλή, επομένως ο ανιχνευτής έχει αντίστοιχα σημαντικά μεγάλη απόδοση. Ωστόσο, όταν τα νετρόνια είναι υψηλών ενεργειών, η ενεργός διατομή μειώνεται σημαντικά διότι είναι αντιστρόφως ανάλογη με την ταχύτητα των νετρονίων, επομένως, ο ανιχνευτής έχει ιδιαίτερα χαμηλή απόδοση. Για να πετύχουμε θερμικά νετρόνια, ο απαριθμητής  $\text{BF}_3$  τοποθετείται στο κέντρο εντός κυλίνδρου και γύρω του περιβάλλεται παραφίνη, ένα υλικό με μεγάλη περιεκτικότητα σε υδρογόνο. Έτσι, τα υψηλής ενέργειας νετρόνια αλληλεπιδρούν με τους ελαφρούς πυρήνες της παραφίνης, χάνοντας ένα σημαντικό μεγάλο μέρος της κινητικής τους ενέργειας και φτάνουν πλέον θερμοποιημένα στο αέριο του ανιχνευτή  $\text{BF}_3$ .



Εικόνα 16 : Ο ανιχνευτής  $\text{BF}_3$  στο κέντρο μέσα σε έναν κύλινδρο παραφίνης

Τα δεδομένα του  $\text{BF}_3$  αποθηκεύονται ανά τακτά χρονικά διαστήματα και παρέχουν πληροφορίες που αφορούν τις αστάθειες της δέσμης, ώστε μεταγενέστερα να γίνει η κατάλληλη διόρθωση για τους πυρήνες που παράχθηκαν και αποδιεγέρθηκαν κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης ( διορθωτικός παράγοντας  $f_c$ ).

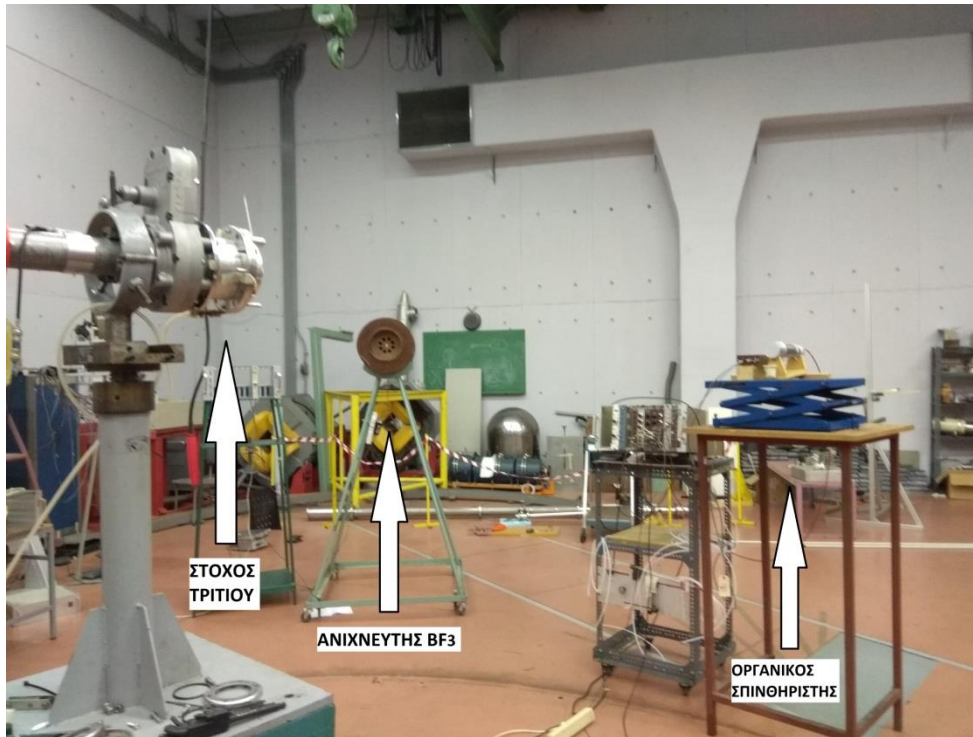
Πρέπει να σημειωθεί ότι ο απαριθμητής  $\text{BF}_3$  λειτουργεί μόνο ως μετρητής νετρονίων και δεν μπορεί να παρέχει πληροφορία, ούτε για την ενέργεια των νετρονίων, αλλά ούτε και για το πλήθος τους. Η απόλυτη ροή των υψηλοενεργειακών νετρονίων υπολογίζεται μέσω των αντιδράσεων αναφοράς.

Στον οργανικό σπινθηριστή (Liquid Scintillator) τα νετρόνια υψηλών ενεργειών αλληλεπιδρούν μέσω ελαστικών σκεδάσεων, με οργανικές ενώσεις, οι οποίες έχουν υψηλή συγκέντρωση υδρογόνου (H). Το αποτέλεσμα αυτών των αντιδράσεων είναι η μεταφορά ενός ποσοστού της κινητικής ενέργειας των νετρονίων στα πρωτόνια, τα οποία με τη σειρά τους προκαλούν σπινθηρισμό της οργανικής ένωσης. Πλέον, τα νετρόνια είναι θερμικά και μπορούν να ανιχνευτούν μέσω πυρηνικών αντιδράσεων με τους πυρήνες  $^6\text{Li}$  που περιέχει η ένωση, οι οποίες παράγουν Τρίτιο και σωμάτια  $\alpha$ .



Εικόνα 17: Ο οργανικός σπινθηριστής

Οι ανιχνευτές  $\text{BF}_3$  και ο οργανικός σπινθηριστής βρισκόντουσαν σε απόσταση 3m από τον στόχο του Τριτίου για τους εξής λόγους : Πρώτον, για να εξασφαλίσουμε μείωση της ροής των παραγόμενων νετρονίων, ώστε οι ανιχνευτές να μην δέχονται υπερβολικά μεγάλο αριθμό νετρονίων. Δεύτερον, να μην εισέρχονται πίσω στο holder σκεδαζόμενα νετρόνια, ενώ ταυτόχρονα η γωνιακή απόκλιση από αυτόν να μην ξεπερνά τις  $15^\circ$ , ώστε να διατηρείται η δέσμη μονοενεργειακή.



Εικόνα 18: Η διάταξη του ανιχνευτή BF<sub>3</sub> και του οργανικού σπινθηριστή ως προς το στόχο ακτινοβόλησης

## 2.8. Αλληλεπιδράσεις φωτονίων με την ύλη

Οι βασικότερες αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση. Κατά τις αλληλεπιδράσεις αυτές ένα φωτόνιο προσπίπτει στην ύλη και είτε χάνεται εντελώς είτε σκεδάζεται σε σχετικά μεγάλη γωνία. Οι διαδικασίες αυτές ισχύουν μόνο για φωτόνια και όχι για φορτισμένα σωμάτια, μιας και αυτά αλληλεπιδρούν με την ύλη χάνοντας σταδιακά την ενέργειά τους καθώς ταξιδεύουν μέσα σε αυτή και αλληλεπιδρούν με τα άτομά της.

### 2.8.1. Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Κατά το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, ένα φωτόνιο αλληλεπιδρά με ένα ηλεκτρόνιο εντός ατόμου. Μετά το πέρας της διαδικασίας αυτής, το φωτόνιο εξαφανίζεται, ενώ το ηλεκτρόνιο απελευθερώνεται από το άτομο και είναι πλέον ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο ή αλλιώς *φωτοηλεκτρόνιο*. Η κινητική ενέργεια του φωτοηλεκτρονίου ισούται με

$$K_e = E_\gamma - B_e$$

όπου  $E_\gamma$  : η ενέργεια του φωτονίου

$B_e$  : η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου με το άτομο

Η πιθανότητα (ή αλλιώς ενεργός διατομή) να συμβεί φωτοηλεκτρικό φαινόμενο εξαρτάται από την ενέργεια της ακτίνας  $\gamma$  ( $E_\gamma$ ), από τον ατομικό αριθμό του ατόμου ( $Z$ ) και τον αντίστοιχο μαζικό αριθμό ( $A$ ). Η πιθανότητα αυτή ισούται με

$$\tau[m^{-1}] = a * N * \frac{Z^n}{E_\gamma^m} * [1 - O[Z]]$$

Όπου  $a$  : μία σταθερά ανεξάρτητη των  $Z$  και  $E_\gamma$

$O[Z]$  : διορθωτικός όρος πρώτης τάξης ως προς  $Z$

Παρατηρείται ότι καθώς ο ατομικός αριθμός  $Z$  αυξάνει τότε η πιθανότητα να συμβεί φωτοηλεκτρικό φαινόμενο αυξάνεται επίσης. Ενώ για σταθερό  $Z$  (δεδομένο υλικό), καθώς αυξάνεται η ενέργεια του φωτονίου  $E_\gamma^m$ , τότε η πιθανότητα να συμβεί φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μειώνεται.

Για δύο διαφορετικά υλικά, ενδιαφέρον παρουσιάζει η σύγκριση των ενεργών διατομών τους, η οποία δίνεται από την σχέση

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} * \frac{A_1}{A_2} * \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^n$$

όπου  $\tau_2$  και  $\tau_1$  : οι ενεργές διατομές των υλικών 2 και 1 αντίστοιχα, σε μονάδες [ $m^{-1}$ ].

$\rho_1$  και  $\rho_2$  : οι πυκνότητες των υλικών 1 και 2, αντίστοιχα

$A_1$  και  $A_2$  : τα ατομικά βάρη των υλικών 1 και 2, αντίστοιχα

## 2.8.2. Σκέδαση Compton

Κατά την σκέδαση Compton, ένα φωτόνιο συγκρούεται με ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο της ύλης. Για την ακρίβεια, σε αυτή την περίπτωση του φαινομένου Compton μπορούμε να θεωρηθεί ελεύθερο το ηλεκτρόνιο, αν η ενέργεια σύνδεσής του είναι της τάξης των eV, ενώ η ενέργεια του φωτονίου είναι της τάξης των KeV.

Μετά την σκέδαση, το φωτόνιο δεν χάνεται αλλά σκεδάζεται σε κάποια γωνία και μεταβάλλεται η ενέργεια και η ταχύτητά του, αφού μέρος της ενέργειάς του δίνεται στο σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο.

Η κινητική ενέργεια του σκεδαζόμενου ηλεκτρονίου ισούται με

$$K_e = E_\gamma - E_\gamma'$$

Η γωνιακή εξάρτηση της ενέργειας του σκεδαζόμενου φωτονίου προκύπτει από τις σχέσεις διατήρησης της ορμής και ισούται με

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{(1 - \cos(\theta))E_\gamma}{mc^2}}$$

Συνδυάζοντας τις δύο τελευταίες σχέσεις προκύπτει, η κινητική ενέργεια του σκεδαζόμενου ηλεκτρονίου συναρτήσει της γωνίας σκέδασης



$$K_e = \frac{\frac{(1 - \cos(\theta))E_\gamma}{mc^2}}{1 + \frac{(1 - \cos(\theta))E_\gamma}{mc^2}} E_\gamma$$

Για γωνία σκέδασης  $\theta=\pi$ , το σκεδαζόμενο φωτόνιο αποκτά την ελάχιστη ενέργεια του  $E_\gamma^{min}$  και ενώ ταυτόχρονα η μέγιστη τιμή της κινητικής ενέργειας του λαμβάνει το ηλεκτρόνιο  $K_e^{max}$  και ισούνται με

$$E_\gamma^{min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}}$$

$$K_e^{max} = \frac{\frac{2E_\gamma}{mc^2}}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} E_\gamma$$

Για γωνία σκέδασης  $\theta=0$ , η σκέδαση Compton δεν πραγματοποιήθηκε, δηλαδή

$$K_e^{min} = 0$$

$$E_\gamma^{min} = E_\gamma$$

Παρατηρείται ότι η ελάχιστη ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου είναι διάφορη του μηδενός, το οποίο σημαίνει ότι στην σκέδαση Compton είναι αδύνατον η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου να μεταφερθεί εξ ολοκλήρου στο ηλεκτρόνιο.

Η ενεργός διατομή της σκέδασης Compton είναι ανεξάρτητη από τον ατομικό αριθμό του υλικού  $Z$ , μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας του φωτονίου και ισούται με

$$\sigma[m^{-1}] \sim \rho \frac{N_A}{2} f(E_\gamma)$$

η οποία ισχύει για τα περισσότερα υλικά (εκτός του υδρογόνου), όπου υποθέσαμε ότι  $Z \sim A/2$ .

Αντίστοιχα, συγκρίνοντας και εδώ τις πιθανότητες της σκέδασης Compton σε δύο διαφορετικά υλικά προκύπτει ότι

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{\rho_2 A_1 Z_2}{\rho_1 A_2 Z_1}$$

### 2.8.3. Δίδυμη Γένεση

Στην περίπτωση αυτή, ένα φωτόνιο αλληλεπιδρά με έναν πυρήνα. Μετά την αλληλεπίδραση, το φωτόνιο εξαφανίζεται και εμφανίζεται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου. Το ζεύγος αυτό δημιουργήθηκε από το φωτόνιο εξαιτίας του πυρηνικού πεδίου του πυρήνα με το οποίο αλληλεπίδρασε. Χρησιμοποιώντας τους νόμους

διατήρησης της ενέργειας, οι κινητικές ενέργειες του ηλεκτρονίου και του ποζιτρονίου δίνονται από τη σχέση

$$\begin{aligned} T_{e^-} + T_{e^+} &= E_\gamma - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} \\ &= E_\gamma - 1.022 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Δηλαδή η συνολική διαθέσιμη ενέργεια που θα μοιραστούν τα προϊόντα της αλληλεπίδρασης ισούται με την αρχική ενέργεια του φωτονίου μείον 1.022 MeV ( $2 \cdot 0.0511 \text{ MeV} = 1.022 \text{ MeV}$ , όπου 0.0511 MeV, η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου και  $m_{e^+} = m_{e^-}$ ). Επομένως, για να προκύψει δίδυμη γένεση υπάρχει ένα ενεργειακό κατώφλι της διαθέσιμης ενέργειας των 1.022 MeV. Για λόγους συμμετρίας, η προηγούμενη εξίσωση γράφεται

$$T_{e^-} = T_{e^+} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1.022 \text{ MeV})$$

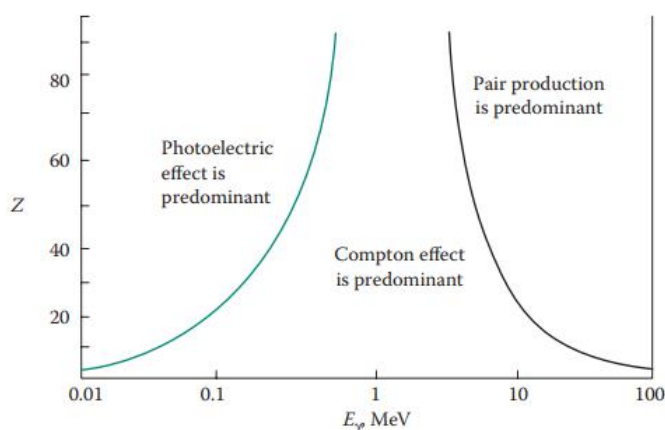
Όπως και στις προηγούμενες δύο αλληλεπιδράσεις, η ενεργός διατομή της δίδυμης γένεσης δίνεται από την σχέση

$$\kappa [m^{-1}] = NZ^2 f(E_\gamma, Z)$$

η οποία αυξάνεται καθώς αυξάνεται ο ατομικός αριθμός  $Z$ , του υλικού και η ενέργεια του φωτονίου  $E_\gamma$ .

#### 2.8.4. Σύγκριση των τριών αλληλεπιδράσεων

Η σχετική συμβολή δίνεται σχηματικά συναρτήσει της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου  $E_\gamma$  [MeV] και του ατομικού αριθμού  $Z$  του υλικού.



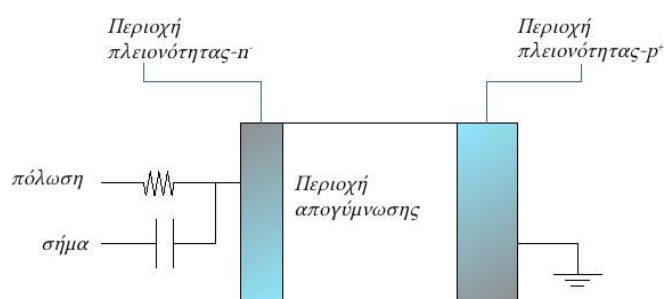
Διάγραμμα 7: Η σχετική συμβολή των τριών αλληλεπιδράσεων των φωτονίων με την ύλη συναρτήσει της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου και του ατομικού αριθμού  $Z$  του υλικού [6]

#### 2.9. Ανιχνευτές Γερμανίου

Οι ανιχνευτές γερμανίου αποτελούν ένα από τα βασικότερα μέρη της πειραματικής διάταξης, για την ανίχνευση των ακτίνων  $\gamma$ . Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν είναι υψηλής καθαρότητας (High Purity Germanium Detectors ή HPGe). Το

γερμάνιο είναι ένα ημιαγώγιμο υλικό και η τεχνική για την ανίχνευση των ακτίνων  $\gamma$  που εκπέμπονται από τους διεγερμένους πυρήνες βασίζεται στις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη, που περιγράφηκαν νωρίτερα. Τα φωτόνια ανιχνεύονται μέσω των ηλεκτρονίων ή/και των ποζιτρονίων που προκύπτουν καθώς τα πρώτα αλληλεπιδρούν με το υλικό του ανιχνευτή, δηλαδή με το ημιαγώγιμο Γερμάνιο. Καθώς τα ηλεκτρόνια ή/και τα ποζιτρόνια ταξιδεύουν μέσα στον ανιχνευτή, αφήνουν σταδιακά την ενέργειά τους και έτσι παράγεται ένας παλμός τάσης, ο οποίος μεταφράζεται σε φωτόνιο. Ανάλογα με την ενέργεια που εναποτίθεται στον ανιχνευτή θα είναι και το ύψος του παλμού της τάσης.

Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται η δομή ενός ανιχνευτή HPG<sub>e</sub>, ο οποίος αποτελείται από μία επαφή p-i-n.



Εικόνα 19: Η επαφή p - i - n

Εφαρμόζοντας διαφορά δυναμικού στα άκρα του κρυστάλλου, δημιουργείται στο κεντρικό τμήμα μία περιοχή χωρίς ηλεκτρόνια και οπές, η οποία ονομάζεται *περιοχή απογύμνωσης*. Παράλληλα, ελαχιστοποιούνται οι περιοχές πλειονότητας στα άκρα του κρυστάλλου με συγκεντρώσεις  $p^+$  και  $n^-$  και οι οποίες αποτελούν τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, δηλαδή είναι ο μόνος χώρος όπου αν ένα φωτόνιο βρεθεί σε αυτόν τότε θα ανιχνευτεί. Καθώς το φωτόνιο ταξιδεύει στον ενεργό όγκο τότε δημιουργούνται ζεύγη ηλεκτρονίων και οπών, τα οποία με την βοήθεια της εξωτερικά εφαρμοζόμενης τάσης συλλέγονται στις επαφές p-n.

Κατά τη διάρκεια λειτουργίας των ανιχνευτών είναι σημαντικό να διατηρούνται σε χαμηλή θερμοκρασία χρησιμοποιώντας υγρό άζωτο. Στην περίπτωση που ο κρύσταλλος αυξήσει τη θερμοκρασία του τότε στο χώρο απογύμνωσης του ανιχνευτή θα παραχθούν ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών, τα οποία θα δώσουν λανθασμένο σήμα και θα αυξήσουν το θόρυβο στο σήμα του ανιχνευτή.

## 2.9.1. Τεχνικά Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών

### A. Ανιχνευτική Ικανότητα

Η ανιχνευτική ικανότητα σχετίζεται με την ικανότητα του ανιχνευτή να καταγράφει όσο το δυνατόν μεγαλύτερο ποσοστό εκπεμπόμενης ακτινοβολίας ανά μονάδα

χρόνου για συγκεκριμένη απόσταση. Για την περίπτωση του πειράματος, όπου ανιχνεύεται ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, η ανιχνευτική ικανότητα εξαρτάται

1. από την ενέργεια των προς ανίχνευση φωτονίων
2. τον τύπο και το μέγεθος του κρυστάλλου του ανιχνευτή
3. τη γεωμετρία της πηγής (σχήμα και διαστάσεις)
4. τη σχετική θέση της πηγής και του κρυστάλλου

### **B. Απόλυτη ή Ολική Απόδοση Κορυφής (Absolute Efficiency)**

Η απόλυτη ή ολική απόδοση κορυφής ορίζεται ως ο λόγος του αριθμού των φωτονίων που συνεισφέρουν στη δημιουργία μιας φωτοκορυφής  $N_{\text{κορυφής}}$  στο φάσμα προς τον συνολικό αριθμό φωτονίων που η πηγή εξέπεμψε  $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$ , δηλαδή

$$\epsilon_{\text{απόλυτη}} = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}}$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι και τα δύο μεγέθη  $N_{\text{κορυφής}}$  και  $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$  αναφέρονται στο ίδιο χρονικό διάστημα. Η απόλυτη απόδοση κορυφής εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρία της πηγής και του ανιχνευτή.

### **Γ. Εσωτερική Απόδοση Κορυφής (Internal Peak Efficiency)**

Η εσωτερική απόδοση κορυφής ορίζεται ως ο λόγος του αριθμού των φωτονίων που συνεισφέρουν στη δημιουργία μιας φωτοκορυφής  $N_{\text{κορυφής}}$  στο φάσμα προς τον αριθμό των φωτονίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή. Λόγω της απόστασης και της στερεάς γωνίας της πηγής με τον ανιχνευτή, τα φωτόνια που εν τέλει φτάνουν στον ανιχνευτή θα είναι λιγότερα από αυτά που εκπεμφθήκαν. Η σχέση που δίνει στην εσωτερική απόδοση της κορυφής ισούται με

$$\epsilon_{\text{εσωτερική}} = \frac{4\pi}{\Omega} \epsilon_{\text{απόλυτη}}$$

Όπου  $\Omega$  : στερεά γωνία μεταξύ του ανιχνευτή και της πηγής και ισούται με  $\Omega = \frac{A}{d^2}$  με  $A$ : η συνολική επιφάνεια στην οποία προσπίπτει η παραγόμενη από την πηγή ακτινοβολία και  $d$  : η σχετική απόσταση πηγής – ανιχνευτή.

### **Δ. Λόγος Κορυφής ως προς το Σύνολο (Peak to Total Ratio)**

Σε κάθε μέτρηση της ακτινοβολίας υπάρχει το υπόβαθρο και ο λόγος κορυφής ως προς το σύνολο σχετίζεται με την έννοια αυτή. Ο λόγος αυτός αποτελεί ένα μέτρο σύγκρισης μεταξύ της χρήσιμης φωτοκορυφής και του αντίστοιχου υποβάθρου και ισούται με

$$\frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{ανιχνευμένα}}}$$

όπου  $N_{\text{ανιχνευμένα}}$  είναι το σύνολο των φωτονίων που ανιχνεύονται στο διάστημα λήψης του φάσματος.

### Ε. Σχετική Ανιχνευτική Ικανότητα του ανιχνευτή Ge

Πιο συγκεκριμένα, θα συγκριθούν οι ανιχνευτικές ικανότητες εντός ανιχνευτή Ge με εκείνη ενός κρυστάλλου NaI διαστάσεων 3"x3", ο οποίος έχει τοποθετηθεί σε απόσταση 25cm από μία πηγή  $^{60}\text{Co}$  για την ανίχνευση της φωτοκορυφής με ενέργεια  $E_{\gamma} = 1332.5 \text{ KeV}$ . Για να μπορέσει να γίνει η σύγκριση τοποθετούμε την ίδια πηγή ακτινοβολίας στην ίδια απόσταση και για τον ανιχνευτή Ge και προκύπτει ότι

$$\varepsilon_{\text{σχετική}} = \frac{\varepsilon_{\text{απόλυτη}}^{\text{Ge}}}{\varepsilon_{\text{απόλυτη}}^{\text{NaI}}} = \frac{N_{\text{κορυφής}}^{\text{Ge}}}{N_{\text{κορυφής}}^{\text{NaI}}}$$

Βάση αυτής της σχέσης, είναι δυνατός ο υπολογισμός της σχετικής ανιχνευτικής ικανότητας οποιουδήποτε ανιχνευτή Ge. Τα γεγονότα της φωτοκορυφής  $N_{\text{κορυφής}}^{\text{NaI}}$  αναφέρονται στην  $E_{\gamma} = 1332.5 \text{ KeV}$  που εκπέμπει η πηγή  $^{60}\text{Co}$ . Αν τοποθετηθεί ένας ανιχνευτής NaI σύμφωνα με τις παραπάνω συνθήκες ( με διαστάσεις 3" x 3" και σε απόσταση 25cm) τότε θα προκύψει ότι

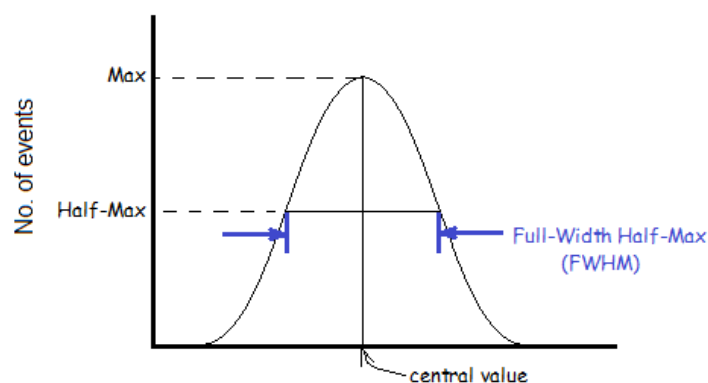
$$\varepsilon_{\text{απόλυτη}}^{\text{NaI}} (E_{\gamma} = 1332.5 \text{ KeV}) = 1.2 * 10^{-3}$$

Η ίδια διαδικασία πραγματοποιείται και για ένα οποιοδήποτε ανιχνευτή Ge και χρησιμοποιώντας την σχέση της  $\varepsilon_{\text{relative}}$  θα προκύψει η  $\varepsilon_{\text{απόλυτη}}^{\text{Ge}}$ .

Η σχετική ανιχνευτική ικανότητα του ανιχνευτή Ge εκφράζεται σε ποσοστό επί τοις εκατό και κυμαίνεται μεταξύ 10% έως 120%. Στα πλαίσια του παρόντος πειράματος, ο ανιχνευτής Ge που χρησιμοποιήθηκε είχε  $\varepsilon_{\text{σχετική}} = 16\%$ .

### ΣΤ. Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (Resolution)

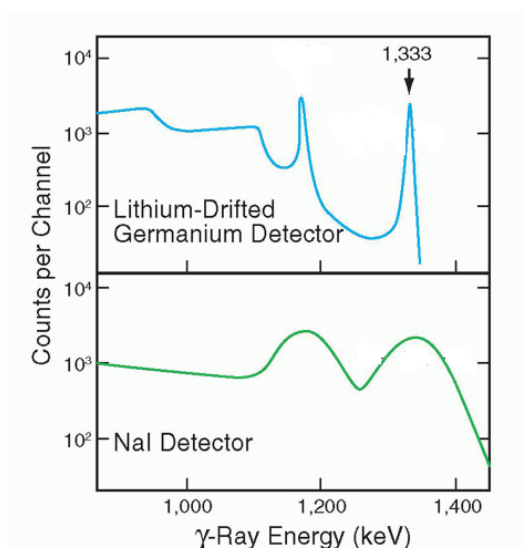
Το μέτρο της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας είναι το ενεργειακό εύρος μιας φωτοκορυφής του φάσματος στο μέσο του ύψους της και ονομάζεται FWHM (Full Width at Half Maximum) και συμβολίζεται με R. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα εκφράζει τη δυνατότητα του ανιχνευτή να διακρίνει την ενεργειακή διαφορά δύο φωτονίων. Αποτελεί το λόγο του FWHM προς την κεντρική τιμή (central value) της ενέργειας στην οποία αντιστοιχεί η συγκεκριμένη φωτοκορυφή, όταν αυτή προσεγγίζεται από μία Gaussian καμπύλη.



Διάγραμμα 8: Σχηματική Αναπαράσταση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας συναρτήσει του μεγέθους FWHM για φωτοκορυφή συγκεκριμένης ενέργειας

Η τιμή FWHM μπορεί να έχει μονάδες ενέργειας (όπως συνηθίζεται στους ανιχνευτές Ge) ή σε ποσοστό της ενέργειας της κορυφής.

Στο διάγραμμα παρουσιάζεται γραφικά η σύγκριση της απόκρισης του ανιχνευτή Ge και του σπινθηριστή NaI για την περίπτωση μιας μονοενεργειακής ακτίνας  $\gamma$   $E_\gamma = 1332.5$  KeV που εκπέμπει  $^{60}\text{Co}$ . Κατά την ανίχνευση, το ύψος του σήματος εξόδου του ανιχνευτή μετατρέπεται ηλεκτρονικά σε έναν ακέραιο αριθμό, ο οποίος αντιστοιχεί σε αριθμό καναλιού στον οριζόντιο άξονα του παραγόμενου φάσματος. Όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του φωτονίου που έχει εναποτεθεί στον κρύσταλλο, τόσο μεγαλύτερο θα είναι και το ύψος της φωτοκορυφής.



Διάγραμμα 9: Σύγκριση ανιχνευτή Ge και NaI για συγκεκριμένη φωτοκορυφή στα 1332.5 KeV [17]

Και στα δύο διαγράμματα απεικονίζεται στα δεξιά μια κορυφή, η οποία αποτελεί την φωτοκορυφή που μελετάμε (full energy peak) και δημιουργήθηκε από τα γεγονότα (counts) των ακτίνων  $\gamma$  που άφησαν όλη τους την ενέργεια στα ηλεκτρόνια του

κρυστάλλου σύμφωνα με τις τρεις αλληλεπιδράσεις που περιγράφηκαν. Παρατηρούμε ότι:

Το αριστερό μέρος των διαγραμμάτων, ονομάζεται Compton Continuum. Η περιοχή αυτή βρίσκεται σε χαμηλότερες ενέργειες φωτονίων και οφείλεται σε φωτόνια, τα οποία αλληλεπιδράσαν με το κρύσταλλο με σκέδαση Compton και κατάφεραν να διαφύγουν από αυτόν πριν προλάβουν να εναποθέσουν όλη τους την ενέργεια και να μετατραπούν ως φωτοκορυφή πλήρους ενέργειας.

Παρατηρείται ότι μία διαπλάτυνση της φωτοκορυφής στη περίπτωση του σπινθηριστή συγκριτικά με αυτή του ανιχνευτή Ge. Αυτό συμβαίνει, διότι καθώς οι ακτίνες γ διεγείρουν έναν μεγάλο αριθμό σταθμών του κρυστάλλου, παράλληλα ένα μέρος αυτών θα αποδιεγερθεί με ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίων. Επίσης, η πιθανότητα εκπομπής ενός ηλεκτρονίου ανά προσπίπτον φωτόνιο είναι πολύ μικρότερης της μονάδας.

## 2.10 Ανιχνευτής Πειράματος

Στο πείραμά μας, χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου (HPGes) για την μέτρηση των αποδιεγέρσεων των στόχων, καθώς και στόχων αναφοράς, με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 80%, 50% και 16%. Συγκριμένα, για την καταγραφή των φασμάτων του στόχου  $^{197m}\text{Hg}$  χρησιμοποιήθηκε ο ανιχνευτής με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 16%.

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ 16%	
Detector Model	GR 2018
Cryostat Model	793551-7
Preamplifier Model	2022CSL
Serial Number	b-84501
Bias Voltage	-3000 V
Cool Down Time	6 hours

Πίνακας 1 : Τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή σχετικής απόδοσης 16% που χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση ενεργότητας των στόχων Hg



Εικόνα 20: Ο ανιχνευτής απόδοσης 16% και ο στόχος Hg



Εικόνα 21: ο ανιχνευτής Ge 16% μετά την θωράκιση

Μετά την τοποθέτηση του στόχου στον ανιχνευτή, δημιουργήθηκε θωράκιση τοποθετώντας τούβλα μολύβδου και ένα φύλλο καδμίου σε σχήμα διαδρόμου μπροστά από τον ανιχνευτή. Η θωράκιση στόχο έχει την ακτινοπροστασία καθώς και τη μείωση της συνεισφοράς της φυσικής ακτινοβολίας στο φάσμα των μετρήσεων της ενεργότητας.

Χρησιμοποιήθηκε η έννοια της σχετικής ανιχνευτικής ικανότητας, αφού η έννοια της απόλυτης απόδοσης ενός ανιχνευτή εξαρτάται από τη γεωμετρία και δεν χαρακτηρίζεται απόλυτα έναν ανιχνευτή.

Για τον προσδιορισμό της απόλυτης απόδοσης  $\epsilon$  χρησιμοποιήθηκαν μία σημειακή πηγή το  $^{152}\text{Eu}$ , η οποία τοποθετήθηκε σε απόσταση 10cm από τον ανιχνευτή και αφέθηκε εκεί για χρόνο (live time φάσματος) 4058 sec, για την λήψη του φάσματος. Στην ίδια απόσταση τοποθετήθηκαν στη συνέχεια και οι στόχοι Hg. Στον Πίνακα που ακολουθεί παρουσιάζονται συγκεντρωτικά τα στοιχεία της πηγής.

ΙΣΟΤΟΠΟ	ΗΜΕΡΟΜΗΝΙΑ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ	ΑΡΧΙΚΗ ΕΝΕΡΓΟΤΗΤΑ, $R_0$ [Bq] (από τον κατασκευαστή)	ΣΦΑΛΜΑ ΑΡΧΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΟΤΗΤΑΣ [Bq]
$^{152}\text{Eu}$	01/01/2011	$2.17 \cdot 10^5$	$3.00 \cdot 10^3$

Πίνακας 2 : Τα χαρακτηριστικά της πηγής Eu που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή.

Στη συνέχεια, έγινε ανάλυση του φάσματος, δηλαδή ανάλυση των κορυφών που προκύπτουν από τις χαρακτηριστικές ακτίνες  $\gamma$  που εκπέμπει η πηγή. Η ανάλυση του φάσματος έγινε με τη χρήση του προγράμματος SPECTRW, το οποίο είναι ένα ειδικό πρόγραμμα φασματοσκοπίας  $\gamma$ . Τα αποτελέσματα αυτής της ανάλυσης παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα.

ΙΣΟΤΟΠΟ	$E_\gamma$ [KeV]	$I_\gamma$ [%]	$N_\gamma$ [counts]	$\delta N_\gamma$ [counts]	FWHM
$^{152}\text{Eu}$	121.78	28.58	2.58E+06	2358	1.44
	244.7	7.58	3.79E+05	987	1.51
	344.28	26.5	9.69E+05	1436	1.63
	411.12	2.23	7.05E+04	515	1.72
	778.9	12.94	2.03E+05	721	2
	867.37	4.25	5.65E+04	468	2.03
	964.08	14.61	1.83E+05	655	2.18
	1085.9	10.21	1.18E+05	536	2.27
	1112.1	13.64	1.50E+05	598	2.31
	1408	21.01	1.86E+05	5.44E+02	2.54

Πίνακας 3: Οι ενέργειες των ακτίνων  $\gamma$  που εκπέμπει το Eu και που αναλύθηκαν για τον προσδιορισμό της απόλυτης απόδοσης



Έπειτα, έγινε υπολογισμός της ενεργότητας της πηγής την ημέρα λήψης του φάσματος. Το φάσμα λήφθηκε στις 05/03/2019. Ο χρόνος που πέρασε από την ημερομηνία κατασκευής της πηγής μέχρι την ημέρα λήψης του φάσματος είναι :

$$t = 3045 \text{ days} = 2.63 * 10^8 \text{ sec}$$

Για να υπολογίσουμε την ενεργότητα της πηγής  $^{152}\text{Eu}$  την ημέρα λήψης του φάσματος θα χρησιμοποιήσουμε τον νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων

$$R(t) = R_0 * e^{-\lambda t}$$

Όπου  $R_0$  : η αρχική ενεργότητα της πηγής

$\lambda$  : η σταθερά αποδιέγερσης του ισότοπου

Στον πίνακα που ακολουθεί φαίνονται η ενεργότητα της πηγής την ημέρα λήψης των φασμάτων :

ΙΣΟΤΟΠΟ	$\tau_{1/2}$ [years]	$\lambda$ [1/sec]	R[Bq]	$\delta R$ [Bq]
$^{152}\text{Eu}$	13.537	1.62259E-09	1.42E+05	1.96E+03

Οι πυρήνες που διασπάστηκαν κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος προκύπτουν από τον εξής συλλογισμό :

*Σε χρόνο 1sec διασπάστηκαν R πυρήνες*

*Σε χρόνο χρόνος λήψης φασμάτων διασπάστηκαν X πυρήνες*

ΙΣΟΤΟΠΟ	R[Bq]	$\delta R$ [Bq]	χρόνος λήψης φασμάτων [sec]	X	$\delta X$
$^{152}\text{Eu}$	1.42E+05	1.96E+03	4058	5.75E+08	7.94E+06

Πίνακας 4 : Η ενεργότητα της πηγής Eu την ημέρα λήψης των φασμάτων

Επομένως, με βάση αυτούς τους υπολογισμούς μπορούμε να υπολογίσουμε το πλήθος των ακτίνων  $\gamma$  που έχουν παραχθεί από την πηγή κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος για την κάθε ενέργεια ξεχωριστά. Η ένταση της  $I_\gamma$  πρακτικά σημαίνει ότι στις 100 διασπάσεις θα εκπεμφθούν  $I_\gamma$  (πλήθος) ακτίνες  $\gamma$  της συγκεκριμένης ενέργειας. Άρα, προκύπτει ο εξής συλλογισμός :

*Στις 100 διασπάσεις θα εκπεμφθούν  $I_\gamma$  ακτίνες  $\gamma$*

*Σε X διασπάσεις θα εκπεμφθούν  $N_{\text{εκπεμπόμενες-}\gamma}$  ακτίνες  $\gamma$*

ο οποίος ισοδυναμεί με την σχέση :

$$N_{\text{εκπεμπόμενες-}\gamma} = X * \frac{I_{\gamma}}{100}$$

ΙΣΟΤΟΠΟ	$E_{\gamma}$ [KeV]	$I_{\gamma}$ [%]	$N_{\text{εκπεμπόμενες-}\gamma}$ [counts]	$\delta N_{\text{εκπεμπόμενες-}\gamma}$ [counts]
$^{152}\text{Eu}$	121.78	28.58	1.64E+08	2.27E+06
	244.7	7.58	4.36E+07	6.02E+05
	344.28	26.5	1.52E+08	2.11E+06
	411.12	2.23	1.28E+07	1.77E+05
	778.9	12.94	7.44E+07	1.03E+06
	867.37	4.25	2.44E+07	3.38E+05
	964.08	14.61	8.40E+07	1.16E+06
	1085.9	10.21	5.87E+07	8.11E+05
	1112.1	13.64	7.84E+07	1.08E+06
	1408	21.01	1.21E+08	1.67E+06

Πίνακας 5 : Υπολογισμός για το πλήθος των ακτίνων  $\gamma$  που αναμένεται να εκπεμφθούν από τη πηγή  $\text{Eu}$

Άρα, με βάση τα παραπάνω προκύπτει η απόδοση από τη σχέση

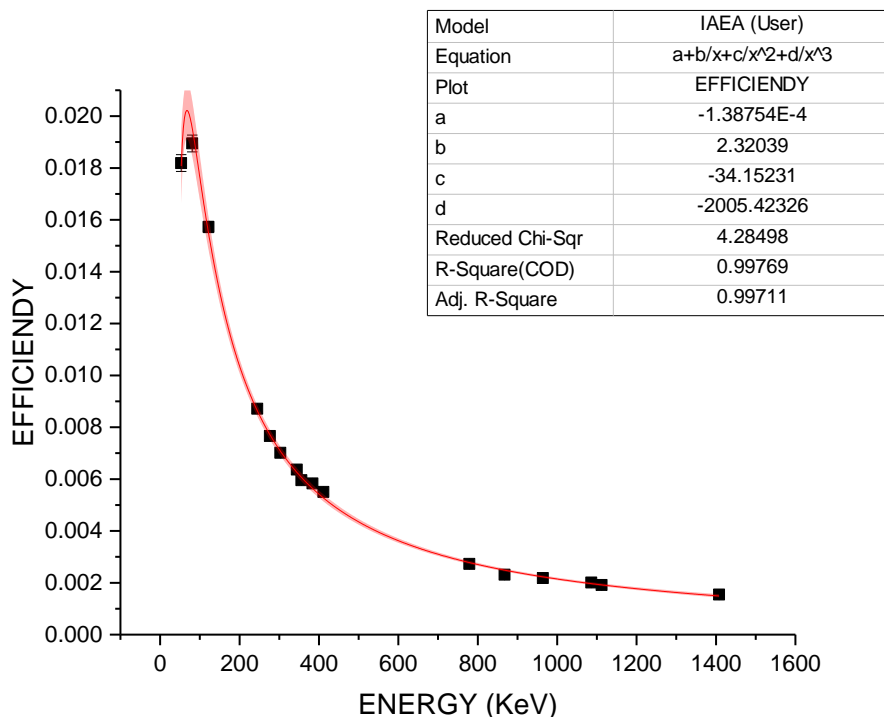
$$\varepsilon = \frac{N_{\text{φωτοκορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} = \frac{N_{\gamma}}{N_{\text{εκπεμπόμενες-}\gamma}}$$

Τα αποτελέσματα για την απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή καταγράφονται στον παρακάτω πίνακα και απεικονίζονται συναρτήσει της ενέργειας στη γραφική παράσταση που ακολουθεί.

ΙΣΟΤΟΠΟ	$E_{\gamma}$ [KeV]	$I_{\gamma}$ [%]	$\varepsilon$	$\delta\varepsilon$
$^{152}\text{Eu}$	121.78	28.58	1.57E-02	2.18E-04
	244.7	7.58	8.71E-03	1.23E-04
	344.28	26.5	6.36E-03	8.85E-05
	411.12	2.23	5.50E-03	8.60E-05
	778.9	12.94	2.73E-03	3.89E-05
	867.37	4.25	2.31E-03	3.73E-05
	964.08	14.61	2.18E-03	3.12E-05
	1085.9	10.21	2.01E-03	2.93E-05
	1112.1	13.64	1.92E-03	2.76E-05
	1408	21.01	1.54E-03	2.18E-05

Πίνακας 6 : Η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή για τις ενέργειες ακτίνων  $\gamma$  του  $\text{Eu}$  που αναλύθηκαν

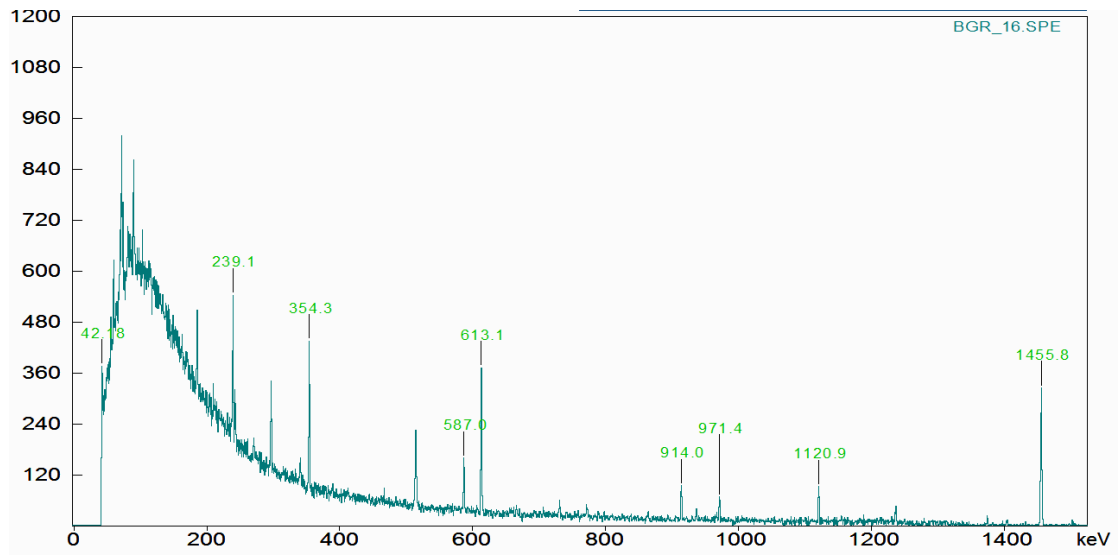
Για την εύρεση της καμπύλης προσαρμογής, την οποία ακολουθεί η απόλυτη απόδοση  $\varepsilon$  του ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκε η συνάρτηση της IAEA με όλες τις παραμέτρους όπως παρουσιάζονται στον επισυναπτόμενο πίνακα της γραφικής παράστασης που ακολουθεί.



Διάγραμμα 10: Η απόδοση ( efficiency) του ανιχνευτή 16% συναρτήσει της ενέργειας ακτίνων γ

Είναι σημαντικό να γνωρίζουμε αν η εκάστοτε κορυφή που μελετάμε είναι μολυσμένη από ακτινοβολία υποβάθρου ή όχι. Για αυτό το λόγο μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, της μέτρησης  $\epsilon$  του ανιχνευτή και της μέτρησης ενεργότητας των στόχων Hg λήφθηκε φάσμα υποβάθρου (Background), όπως φαίνεται στο Διάγραμμα 11 Στην περίπτωση που η φωτοκορυφή ενδιαφέροντος είναι μολυσμένη πρέπει να γίνουν διορθώσεις σύμφωνα με την μεθοδολογία που ακολουθεί :

- Γίνεται σύγκριση των γεγονότων (counts) των κορυφών των δύο φασμάτων, όπου τα φάσματα πρέπει να έχουν το ίδιο live time.
- Για το λόγο αυτό, τα γεγονότα που προέρχονται από το φάσμα που έχει το μεγαλύτερο live time ανάγονται στο χρόνο του άλλου φάσματος με το μικρότερο live time.
- Στη συνέχεια, αφαιρούμε τα γεγονότα του υποβάθρου από εκείνα που προήλθαν από τους στόχους (μέτρηση της ενεργότητας των στόχων) και ανάγουμε τη διαφορά στο live time του φάσματος της μέτρησης της ενεργότητας.



Διάγραμμα 11 : Το φάσμα του υποβάθρου (background).

## Κεφάλαιο 3

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται οι πειραματικές μετρήσεις που προέκυψαν από κάθε στάδιο του πειράματος και ο υπολογισμός βήμα προς βήμα της ενεργού διατομής.

### Επεξεργασία και ανάλυση δεδομένων

#### 3.1. Πρώτη Ακτινοβόληση με ενέργεια νετρονίων $E_n = 17.7 \text{ MeV}$

Μετά το πέρας της πρώτης ακτινοβόλησης με ενέργεια νετρονίων  $E_n = 17.7 \text{ MeV}$ , η παστίλια του Hg μετρήθηκε στον ανιχνευτή για 45.17 ώρες (162600 sec) όπου το φάσμα αποθηκευόταν σε αρχείο στον Η/Υ κάθε 5 λεπτά (300sec). Αθροίζοντας τα όλα τα φάσματα προκύπτει το τελικό φάσμα.

Στη συνέχεια, ακολουθεί η ανάλυση του φάσματος και συγκεκριμένα των κορυφών που μας ενδιαφέρουν. Στη συγκεκριμένη περίπτωση αναλύθηκε η φωτοκορυφή στην ενέργεια των 133.99 KeV η οποία προκύπτει από την αποδιέγερση του ισοτόπου  $^{197m}\text{Hg}$ . Κατά την ανάλυση, συγκρίνουμε το φάσμα της μέτρησης ενεργότητας με το φάσμα ακτινοβολίας υποβάθρου (background) για να ελέγξουμε τυχόν μολύνσεις που μπορεί να εμπεριέχονται στην κορυφή των 133.99 KeV από κάποια άλλη κορυφή.

Έπειτα, ακολουθεί η ταυτοποίηση του διεγερμένου πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  που δημιουργήθηκε κατά την ακτινοβόληση. Αυτό επιτυγχάνεται με τη μελέτη της καμπύλης αποδιέγερσης (decay curve), πιο συγκεκριμένα συγκρίθηκε η πειραματική καμπύλη αποδιέγερσης, όπως προκύπτει από τα γεγονότα (counts) από την ανάλυση του φάσματος μέτρησης ενεργότητας με τη θεωρητική καμπύλη αποδιέγερσης, όπως προκύπτει από το νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων. Και οι δύο καμπύλες σχεδιάστηκαν για το χρονικό διάστημα της μέτρησης της ενεργότητας (45.17 ώρες).

Για τα πειραματικά σημεία της καμπύλης αποδιέγερσης, το φάσμα μέτρησης ενεργότητας χωρίστηκε σε εννέα φάσματα των 5 ωρών για λόγους καλής στατιστικής και καλύτερης σύγκρισης και αναλύθηκε το κάθε ένα ξεχωριστά.

#### ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΣΗΜΕΙΑ DECAY CURVE ΣΤΗΝ ΠΡΩΤΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗ

ΧΡΟΝΟΣ [ώρες]	ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΣΗ [διασπάσεις/ δευτερόλεπτο]	ΣΦΑΛΜΑ ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΓΗΣ[διασπάσεις/ δευτερόλεπτο]
5	0.05	0.01
10	0.04	0.01
15	0.03	0.01
20.25	0.03	0.01
25.25	0.03	0.01
30.5	0.02	0.01
35.75	0.02	0.01
41	0.02	0.01
45.17	0.02	0.01

Πίνακας 7 : Τα πειραματικά σημεία της καμπύλης αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  στην πρώτη ακτινοβόληση

Για τα θεωρητικά σημεία της καμπύλης αποδιέγερσης, χρησιμοποιήθηκε ο νόμος των ραδιενεργών διασπάσεων για το χρονικό διάστημα της μέτρησης της ενεργότητας

$$N_{\gamma} = N_o (e^{\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})$$

$t_1$ : το χρονικό διάστημα από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης

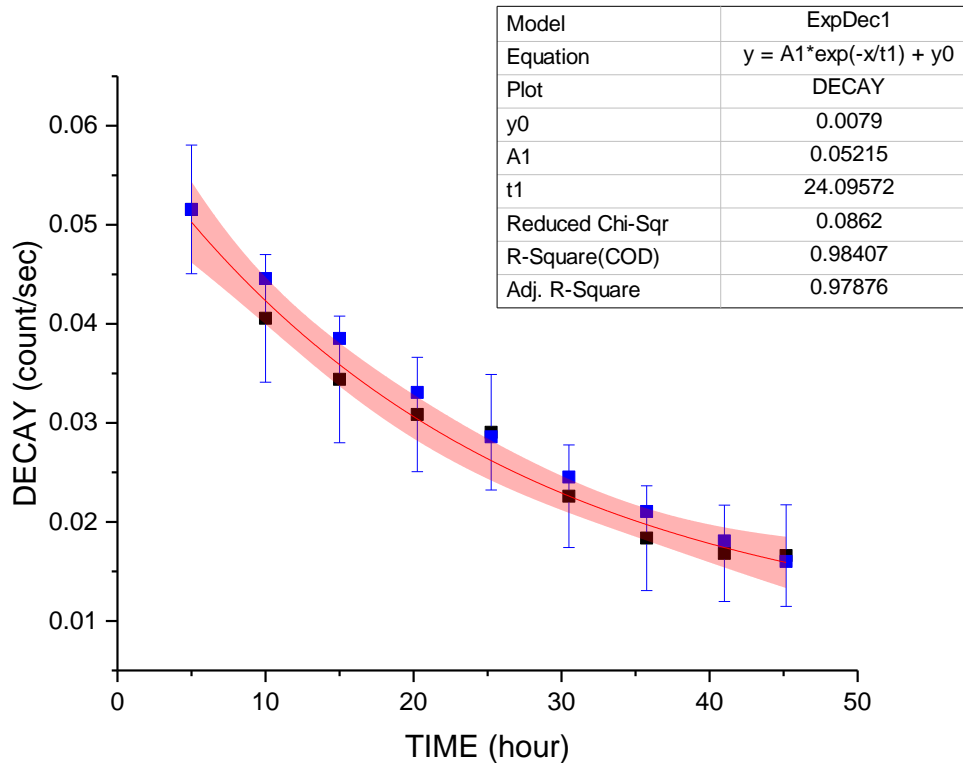
$t_2$ : το χρονικό διάστημα από την αρχή της μέτρησης μέχρι το τέλος της

Οι πυρήνες που αποδιεγείρονται σε χρονικό διάστημα  $t$ :

$$N_{\gamma} = N_o (1 - e^{-\lambda t})$$

<b>ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΣΗΜΕΙΑ DECAY CURVE ΣΤΗΝ ΠΡΩΤΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗ</b>	
<b>ΧΡΟΝΟΣ [ώρες]</b>	<b>ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΣΗ [διασπάσεις/ δευτερόλεπτο]</b>
5	0.05
10	0.04
15	0.04
20.25	0.03
25.25	0.03
30.5	0.02
35.75	0.02
41	0.02
45.17	0.02

Πίνακας 8 : Τα θεωρητικά σημεία της καμπύλης αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  στην πρώτη ακτινοβόληση

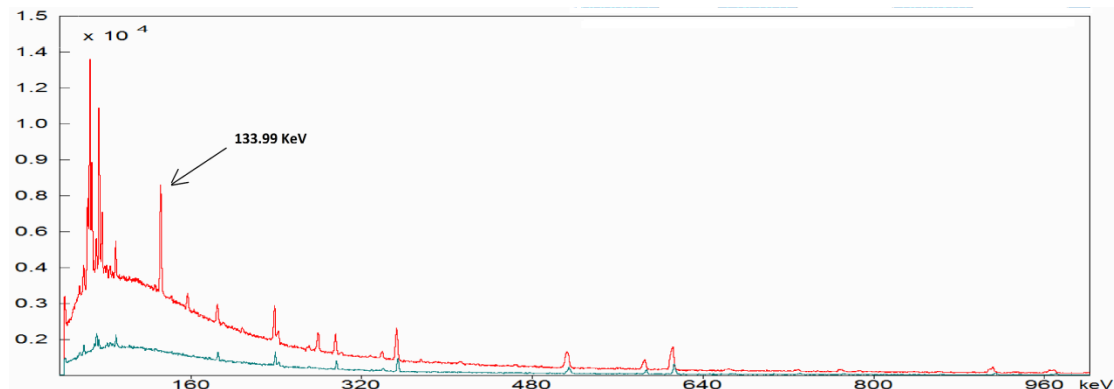


Διάγραμμα 12 : Η καμπύλη αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  για την πρώτη ακτινοβόληση που προκύπτει από θεωρητικούς και πειραματικούς υπολογισμούς για φάσματα ανά 5 ώρες

Χρησιμοποιώντας την κατάλληλη συνάρτηση προσαρμογής (fitting function) προκύπτει ότι τα πειραματικά γεγονότα (μπλε) είναι συστηματικά πάνω από τα θεωρητικά εντός πειραματικού σφάλματος και ότι με βεβαιότητα το στοιχείο που μελετάμε είναι το  $^{197m}\text{Hg}$ , το οποίο παράχθηκε από την αντίδραση  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197m}\text{Hg}$ .

### 3.2. Δεύτερη Ακτινοβόληση με ενέργεια νετρονίων $E_n = 19.3 \text{ MeV}$

Μετά το πέρας της πρώτης ακτινοβόλησης με ενέργεια νετρονίων  $E_n = 19.3 \text{ MeV}$ , η παστίλια του Hg μετρήθηκε στον ανιχνευτή για 60 ώρες (216000 sec). Αθροίζοντας τα όλα τα φάσματα προκύπτει το τελικό φάσμα



Διάγραμμα 13: Το φάσμα μέτρησης της ενεργότητας του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  στην δεύτερη ακτινοβόληση μαζί με το φάσμα υποβάθρου (background).

Τα φάσματα χωρίστηκαν σε δώδεκα των 5 ωρών το καθένα, καθώς και σε είκοσι των 3 ωρών, αφού η στατιστική στην δεύτερη ακτινοβόληση ήταν ακόμα καλύτερη. Ακολουθούν οι πίνακες με τις πειραματικές και θεωρητικές μετρήσεις αντίστοιχα για τα δώδεκα φάσματα των 5 ωρών και ακολουθεί η αντίστοιχη γραφική τους, καθώς και η γραφική που αντιστοιχεί στον διαχωρισμό του ολικού φάσματος ανά τρεις ώρες.

**ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΣΗΜΕΙΑ DECAY CURVE ΣΤΗΝ ΔΕΥΤΕΡΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗ**

<b>ΧΡΟΝΟΣ [ώρες]</b>	<b>ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΣΗ [διασπάσεις/ δευτερόλεπτο]</b>	<b>ΣΦΑΛΜΑ ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΓΗΣ [διασπάσεις/ δευτερόλεπτο]</b>
5	0.16	0.01
10	0.14	0.01
15	0.12	0.01
20	0.10	0.01
25	0.09	0.01
30	0.08	0.01
35	0.07	0.01
40	0.06	0.01
45	0.05	0.01
50	0.04	0.01
55	0.03	0.01
60	0.03	0.01

*Πίνακας 9 : Τα πειραματικά σημεία της καμπύλης αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  στην δεύτερη ακτινοβόληση*

Και τα αντίστοιχα πειραματικά που προκύπτουν από το νόμο ραδιενεργών διασπάσεων

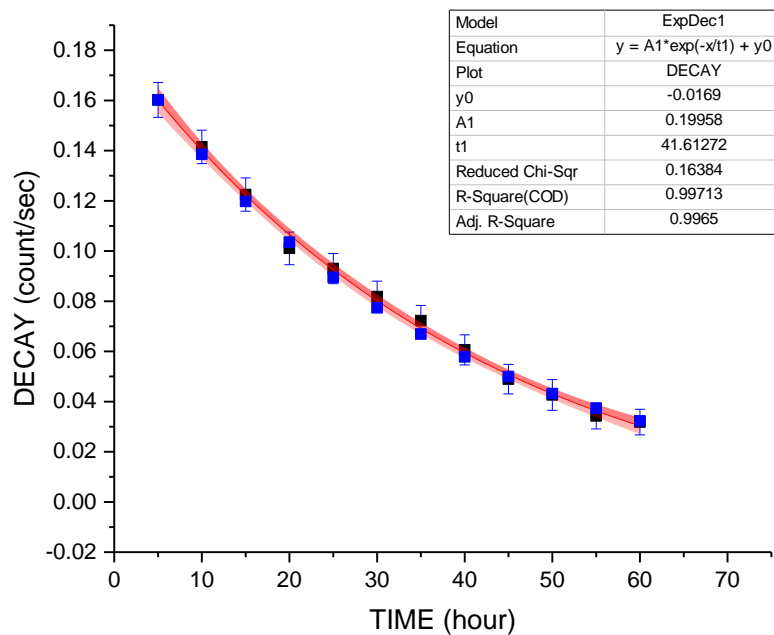
**ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΣΗΜΕΙΑ DECAY CURVE ΣΤΗΝ ΔΕΥΤΕΡΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗ**

<b>ΧΡΟΝΟΣ [ώρες]</b>	<b>ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΣΗ [διασπάσεις/ δευτερόλεπτο]</b>
5	0.16
10	0.14
15	0.12
20	0.10
25	0.09
30	0.08
35	0.07
40	0.06
45	0.05
50	0.04
55	0.04
60	0.03

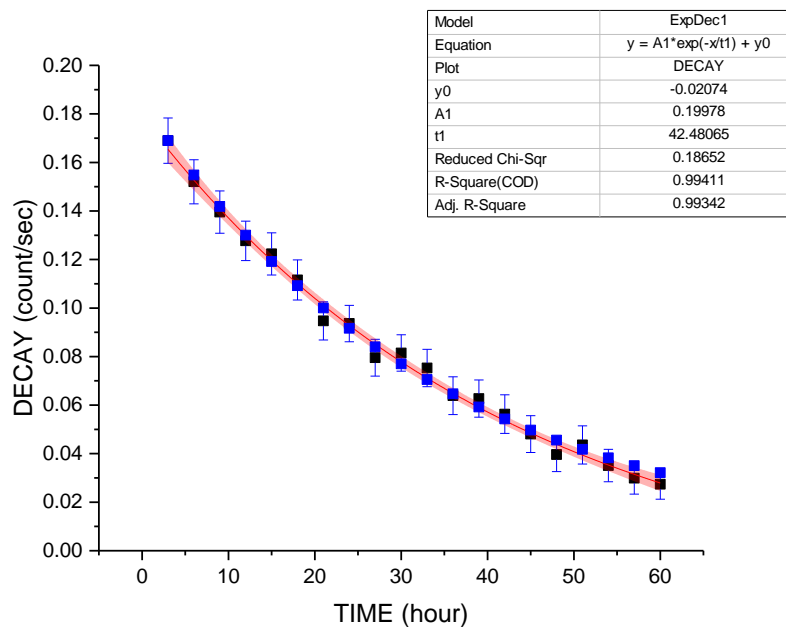
*Πίνακας 10 : Τα θεωρητικά σημεία της καμπύλης αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  στην δεύτερη ακτινοβόληση*

Ακολουθούν οι γραφικές για την ανάλυση ανά πέντε ώρες, καθώς και για την ανάλυση ανά τρεις ώρες, αντίστοιχα.





Διάγραμμα 14: Η καμπύλη αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  για την δεύτερη ακτινοβόληση που προκύπτει από θεωρητικούς και πειραματικούς υπολογισμούς για φάσματα ανά 5 ώρες



Διάγραμμα 15 Η καμπύλη αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$  για την δεύτερη ακτινοβόληση που προκύπτει από θεωρητικούς και πειραματικούς υπολογισμούς για φάσματα ανά 3 ώρες

Χρησιμοποιώντας την κατάλληλη συνάρτηση προσαρμογής (fitting function) προκύπτει ότι τα πειραματικά γεγονότα (μπλε) έχουν αρκετά καλή συμφωνία με τα θεωρητικά. Τελικά, προκύπτει ότι με βεβαιότητα το στοιχείο που μελετάμε είναι το  $^{197\text{m}}\text{Hg}$ , το οποίο παράχθηκε από την αντίδραση  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ .

### 3.3. Υπολογισμός της ενεργού διατομής

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  υπολογίζεται από την σχέση :

$$\sigma = \frac{N_p}{N_t} \frac{1}{\Phi}$$

Όπου  $N_t$  : το πλήθος των πυρήνων  $^{198}\text{Hg}$  του στόχου που ακτινοβολήθηκε

$N_p$  : το πλήθος των πυρήνων  $^{197\text{m}}\text{Hg}$  που παράχθηκαν από τη δέσμη

$\Phi$  : η συνολική ροή νετρονίων που προσέπεσε στο στόχο κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσεως.

#### 3.3.1. Ο παράγοντας $N_t$

Ο παράγοντας  $N_t$  εκφράζει τον αρχικό αριθμό πυρήνων του στόχου δηλαδή των πυρήνων που ακτινοβολήθηκαν και ισούται με

$$N_t = \frac{m * N_A * A_{abundance}}{A}$$

Όπου

$m$ : η μάζα του  $^{198}\text{Hg}$  του στόχου

$N_A$  : ο αριθμός του Avogadro

$A_{abundance}$  : το ποσοστό αφθονίας του ισοτόπου  $^{198}\text{Hg}$  στο φυσικό Υδράργυρο (9.97%)

$A$ : ο μαζικός αριθμός του ισοτόπου  $^{198}\text{Hg}$  ( $A = 200.6297\text{gr}$ )

Το σφάλμα που αντιστοιχεί στον παράγοντα  $N_t$  προκύπτει μέσω της μεθόδου διάδοσης σφαλμάτων και ισούται με :

$$\delta N_t = \frac{N_A * A_{abundance}}{A} * \delta m$$

Δύο διαφορετικοί ως προς τη μάζα στόχοι υδραργύρου χρησιμοποιήθηκαν, ένας για κάθε ακτινοβολήση.

Ο παράγοντας  $N_t$  για κάθε ακτινοβολήση ισούται με

ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΣ $N_T$	
Πρώτη Ακτινοβόληση $4.2578 * 10^{20}$ πυρήνες $^{198}\text{Hg}$	Δεύτερη Ακτινοβόληση $4.95236 * 10^{20}$ πυρήνες $^{198}\text{Hg}$

### 3.3.2. Ο παράγοντας $N_p$

Ο αριθμός  $N_p$  εκφράζει τον αριθμό των παραγόμενων πυρήνων  $^{197\text{m}}\text{Hg}$  μετά την ακτινοβόληση, ο οποίος εξαρτάται από διάφορους διορθωτικούς παράγοντες σύμφωνα με την σχέση :

$$N_p = \frac{N_\gamma}{\varepsilon * F * I_\gamma * D * f_c}$$

όπου

$N_\gamma$  : τα γεγονότα που συμβάλουν στην φωτοκορυφή  $\gamma$  στο φάσμα του στόχου μετά την ακτινοβόληση

$\varepsilon$  : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή για την ενέργεια της ακτίνας  $\gamma$ ,  $E_\gamma$

$F$  : ο διορθωτικός παράγοντας ενδοαπορρόφησης της ακτίνας  $\gamma$  μέσα στο στόχο, δηλαδή αυτός που λαμβάνει υπόψιν την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου

$I_\gamma$  : η ένταση της ακτίνας  $\gamma$

$D$  : ο διορθωτικός παράγοντας ο οποίος σχετίζεται με την αποδιέγερση των παραγόμενων πυρήνων κατά το χρονικό διάστημα μεταξύ του τέλους της ακτινοβόλησης και της αρχής της μέτρησης καθώς και κατά το χρονικό διάστημα από την αρχή της μέτρησης μέχρι το τέλος της μέτρησης.

$f_c$  : ο διορθωτικός παράγοντας ο οποίος σχετίζεται με την αποδιέγερση των παραγόμενων πυρήνων κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης, δηλαδή υπολογίζει το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση των πυρήνων κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Το σφάλμα που αντιστοιχεί στον παράγοντα  $N_p$  προκύπτει μέσω της μεθόδου διάδοσης σφαλμάτων και ισούται με :

$$\delta N_p = \sqrt{\left(\frac{\delta N_\gamma}{\varepsilon * F * I_\gamma * D * f_c}\right)^2 + \left(\frac{N_\gamma * \delta \varepsilon}{\varepsilon^2 * F * I_\gamma * D * f_c}\right)^2 + \left(\frac{N_\gamma * \delta I_\gamma}{\varepsilon * F * I_\gamma^2 * D * f_c}\right)^2}$$

### 3.3.3. Η απόλυτη απόδοση $\varepsilon$

Όπως έχει αναφερθεί και στην προηγούμενη ενότητα, με τη χρήση ανιχνευτών γερμανίου υψηλής ποιότητας ανιχνεύτηκαν οι ακτίνες  $\gamma$  που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση των πυρήνων που παρήχθησαν από την ακτινοβόληση. Ο ανιχνευτής που χρησιμοποιήθηκε ήταν απόλυτης απόδοσης 16%, στον οποίο μετρήθηκαν οι στόχοι υδραργύρου.

Ο υπολογισμός της τελικής απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή προέκυψε από τη συνάρτηση προσαρμογής (efficiency curve) στα πειραματικά δεδομένα της  $\varepsilon$  συναρτήσει των ακτινών  $E_\gamma$ . Η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή για την ενέργεια  $E_\gamma=133.99$  KeV ισούται με :

$$\varepsilon = 1.44 * 10^{-2} \pm 5.35 * 10^{-4}$$

Ωστόσο, παρατηρούμε από το Διάγραμμα 10 της απόδοσης (efficiency) του ανιχνευτή ότι στις χαμηλές ενέργειες ακτίνων  $\gamma$ , περίπου μέχρι 200 KeV η αβεβαιότητα της απόδοσης είναι μεγαλύτερη, επομένως θα αυξηθεί το σφάλμα της απόλυτης απόδοσης  $\varepsilon$  από 2.7% σε 5% και προκύπτει :

$$\varepsilon = 1.44 * 10^{-2} \pm 7.20 * 10^{-4}$$

### 3.3.4. Ο διορθωτικός παράγοντας D

Ο παράγοντας D είναι λαμβάνει υπόψιν την διόρθωση των πυρήνων που αποδιεγείρονται στο χρονικό διάστημα από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης και το τέλος αυτής.

Ο ρυθμός αποδιέγερσης ενός ασταθούς πυρήνα δίνεται από τη σχέση:

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

Όπου  $N$  : ο ολικός αριθμός των πυρήνων

$\lambda$  : η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα και η οποία δίνεται από τη σχέση  $\lambda = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}}$

όπου  $\tau_{1/2}$  : ο χρόνος ημιζωής του ασταθούς πυρήνα

Για να υπολογίσουμε τον αριθμό των πυρήνων που παραμένουν αδιάσπαστοι μετά από χρόνο  $t$  ολοκληρώνουμε τη σχέση #

$$\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{dt} dt = - \int_0^t \lambda N dt \Leftrightarrow$$

$$\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{dt} dt = -\lambda \int_0^t dt \Leftrightarrow$$

$$[\ln N]_{N_0}^{N(t)} = -\lambda [t]_0^t \Leftrightarrow$$

$$\ln(N(t)) - \ln(N_0) = -\lambda (t - 0) \Leftrightarrow$$

$$\ln\left(\frac{N(t)}{N_0}\right) = -\lambda t \Leftrightarrow$$

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

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

Όπου  $N_0$  : ο αρχικός αριθμός των ασταθών πυρήνων

Επομένως, ο αριθμός των πυρήνων που έχουν αποδιεγερθεί σε χρονικό διάστημα  $t$  προκύπτουν αν από τους αρχικούς πυρήνες  $N_0$  αφαιρέσουμε παρέμειναν αδιάσπαστοι στο ίδιο χρονικό διάστημα  $t$  :

$$N(t)_{\text{αποδιεγερμένοι}} = N_0(1 - e^{-\lambda t})$$

Θεωρώ

$t_1$ : το χρονικό διάστημα από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης

$t_2$ : το χρονικό διάστημα από την αρχή της μέτρησης μέχρι το τέλος της

τότε ο αριθμός των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι και το τέλος της μέτρησης ισούται με:

$$N_\gamma = N_0(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})$$

από τη σχέση αυτή προκύπτει ο διορθωτικός παράγοντας  $D$  :

$$D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}$$

Στη συνέχεια, υπολογίζεται ο παράγοντας  $D$  για κάθε ακτινοβόληση ξεχωριστά.

#### A. Πρώτη ακτινοβόληση (Δέσμη νετρονίων με $E_n=17.7\text{MeV}$ )

Ο χρόνος που παρήλθε από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης :

$$t_1 = |(\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης})| \Rightarrow$$

$$t_1 = |(20:30) - (18:41)| \Rightarrow$$

$$t_1 = 6564 \text{ sec}$$

Ο χρόνος που παρήλθε από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης

$$t_2 = t_1 + \text{διάρκεια μέτρησης ενεργότητας (Total Live Time Φάσματος)}$$

$$t_2 = 6564 \text{ sec} + 162600 \text{ sec}$$

$$t_2 = 169164 \text{ sec}$$

Η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197\text{m}}\text{Hg}$  προκύπτει από την εξίσωση # και ισούται με

$$\lambda = \frac{\ln 2}{85680 \text{ sec}} \Rightarrow$$

$$\lambda = 8.09 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$$

Τελικά, ο παράγοντας D για την πρώτη ακτινοβόληση ισούται με:

$$D = e^{-(8.09 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}) \cdot (6564 \text{ sec})} - e^{-(8.09 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}) \cdot (169164 \text{ sec})} \Rightarrow$$

$$D = 0.69380178$$

### B. Δεύτερη ακτινοβόληση (Δέσμη νετρονίων με $E_n=19.3\text{MeV}$ )

Ο χρόνος που παρήλθε από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης :

$$t_1 = |(\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης})| \Rightarrow$$

$$t_1 = |(18:29) - (17:42)| \Rightarrow$$

$$t_1 = 2873 \text{ sec}$$

Ο χρόνος που παρήλθε από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης

$$t_2 = t_1 + \text{διάρκεια μέτρησης ενεργότητας (Total Live Time Φάσματος)}$$

$$t_2 = 2873 \text{ sec} + 115200 \text{ sec}$$

$$t_2 = 118073 \text{ sec}$$

Ο παράγοντας D για την δεύτερη ακτινοβόληση ισούται με:

$$D = e^{-(8.09 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}) \cdot (2873 \text{ sec})} - e^{-(8.09 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}) \cdot (118073 \text{ sec})} \Rightarrow$$

$$D = 0.5922923$$

<b>Διορθωτικός Παράγοντας D</b>	
<b>Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV</b>	<b>Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV</b>
0.69380178	0.5922923

### 3.3.5. Ο διορθωτικός παράγοντας $f_c$

Ο διορθωτικός παράγοντας  $f_c$  υπολογίζει το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση των πυρήνων  $^{197m}\text{Hg}$  κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης. Ο παράγοντας αυτός υπολογίζεται από τη σχέση

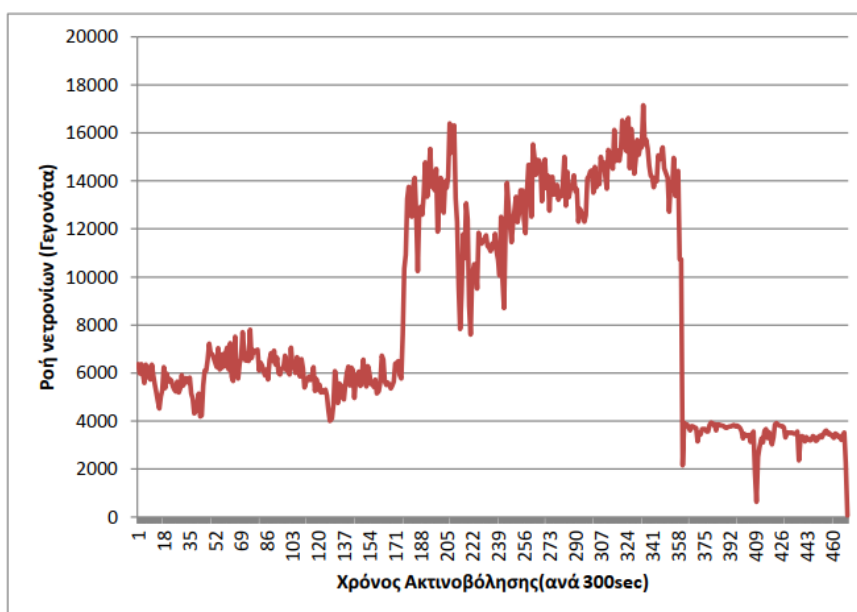
$$f_c = \frac{\int_0^{t_{\text{irradiation}}} e^{\lambda t} * f(t) * dt}{\int_0^{t_{\text{irradiation}}} f(t) * dt} * e^{-\lambda t_{\text{irradiation}}}$$

όπου  $f(t)$ : η ροή των νετρονίων της δέσμης συναρτήσει του χρόνου

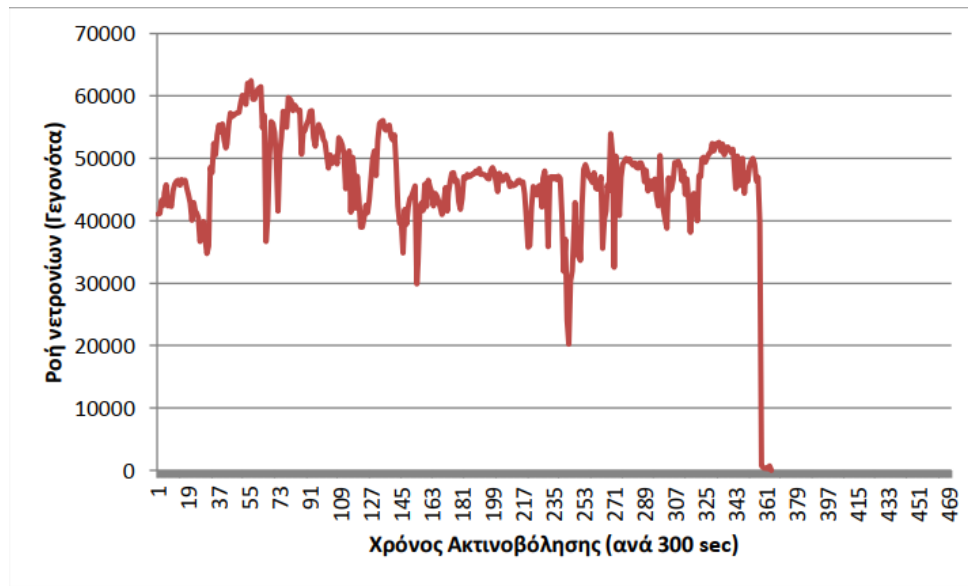
$t_{\text{irradiation}}$  : η χρονική διάρκεια της κάθε ακτινοβόλησης

$\lambda$  : η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{197m}\text{Hg}$

Για τον υπολογισμό του παράγοντα  $f_c$  χρησιμοποιήθηκε το χρονικό φάσμα διακύμανσης της ροής από τη διάταξη ελέγχου της δέσμης, το οποίο λήφθηκε από τον ανιχνευτή  $\text{BF}_3$ . Στη συνέχεια, παρουσιάζεται το αντίστοιχο διάγραμμα που λήφθηκε στην πρώτη ακτινοβόληση με ενέργεια νετρονίων 17.7MeV και στην δεύτερη ακτινοβόληση με ενέργεια νετρονίων 19.3MeV, αντίστοιχα :



Διάγραμμα 16: Οι διακυμάνσεις της ροής νετρονίων στην πρώτη ακτινοβόληση



Διάγραμμα 17: Οι διακυμάνσεις της ροής νετρονίων στην δεύτερη ακτινοβόληση

Ο παράγοντας  $f_c$  ισούται με:

Διορθωτικός Παράγοντας $f_c$	
Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV	Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV
$7.27 \cdot 10^{-1}$	$6.59 \cdot 10^{-1}$

### 3.3.6. Ο διορθωτικός παράγοντας F

Ο παράγοντας F λαμβάνει υπόψιν τις διορθώσεις που πρέπει να ληφθούν λόγω της ενδοαπορρόφησης των φωτονίων που συμβαίνει στα υλικά του στόχου. Επομένως, αφού σε κάθε ακτινοβόληση χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικοί στόχοι υπολογίστηκαν δύο διορθωτικοί παράγοντες F. Αυτό επιτεύχθηκε για την ακτίνα  $\gamma$  με  $E_\gamma = 133.99$  KeV μέσω του λογισμικού MCNP (Monte Carlo Neutral Particles), έτσι προέκυψε ότι :

ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΣ F	
Στην πρώτη ακτινοβόληση	Στην δεύτερη ακτινοβόληση
0.348	0.31

### 3.3.7. Ο παράγοντας $N_\gamma$

Ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων (counts) που υπολογίστηκε με ολοκλήρωση της κορυφής του  $^{197m}\text{Hg}$  (133.99 KeV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση ισούται με

ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΣ $N_\gamma$	
Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV	Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV
$4693 \pm 69$	$13144 \pm 115$



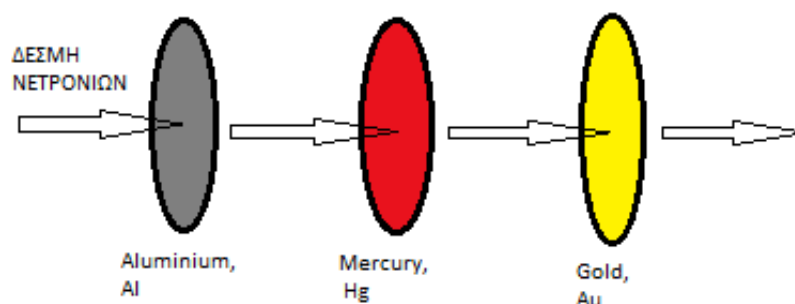
### 3.3.8. Η ροή νετρονίων, $\Phi$

Η συνολική ροή νετρονίων που δέχεται ο στόχος αποτελεί έναν από τους πιο καθοριστικούς παράγοντες για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής. Η ιδιαιτερότητα σε αυτό το πείραμα προκύπτει από την έλλειψη φορτίου των νετρονίων και για αυτό το λόγο θα πρέπει η ροή νετρονίων να υπολογιστεί με διαφορετικό τρόπο από ότι σε ένα αντίστοιχο πείραμα με δέσμη φορτισμένων σωματιδίων.

Στα πλαίσια του πειράματος, η νετρονική ροή που βομβαρδίζει το στόχο υπολογίζεται με τις παρακάτω δύο μεθόδους:

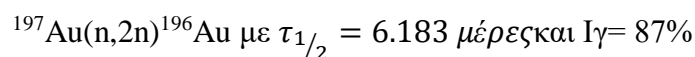
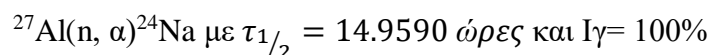
- Προσομοίωση Monte Carlo
- Πειραματικά

Για το πειραματικό προσδιορισμό της ροής νετρονίων, χρησιμοποιήθηκε η τεχνική sandwich, δηλαδή εκατέρωθεν του στόχου Hg τοποθετήθηκαν στόχοι αναφοράς (reference foils), όπως φαίνονται στο σχήμα που ακολουθεί.



Εικόνα 22: Η σχηματική αναπαράσταση του στόχου Hg ενδιάμεσα από τους στόχους αναφοράς Al και Au

Οι νετρονικές αντιδράσεις που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι



και είναι γνωστή η ενεργός διατομή τους με ακρίβεια για τις συγκεκριμένες ενέργειες νετρονίων.

Οι αντιδράσεις αυτές ονομάζονται αντιδράσεις αναφοράς. Η νετρονική ροή σε στο Αλουμίνιο και τον Χρυσό υπολογίστηκε, για κάθε ακτινοβολήση ξεχωριστά από τη σχέση

$$\Phi = \frac{N_p}{N_t} \frac{1}{\sigma}$$

1. Η ενεργός διατομή είναι γνωστή από την βάση δεδομένων ENDF (Evaluated Nuclear Data File) και την EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data).

2. Ο παράγοντας  $N_T$  υπολογίστηκε για το Αλουμίνιο και τον Χρυσό.

3. Ο παράγοντας  $N_p$  υπολογίστηκε για κάθε αντίδραση ξεχωριστά χρησιμοποιώντας τις εξής ακτίνες  $\gamma$  :

A. 1368.6 KeV που προκύπτει από την αποδιέγερση του  $^{24}\text{Na}$ . Τα φύλλα αλουμινίου μετρήθηκαν στον ανιχνευτή απόλυτης απόδοσης 80% και για τις δύο ακτινοβολήσεις.

B. 355.68 KeV που προκύπτει από την αποδιέγερση του  $^{196}\text{Au}$ . Το φύλλο χρυσού μετρήθηκε στον ανιχνευτή απόλυτης απόδοσης 50% για την πρώτη ακτινοβολήση και στον ανιχνευτή απόλυτης απόδοσης 16% για την δεύτερη ακτινοβολήση.

Η νετρονική ροή στο στόχο του Hg προκύπτει από τον μέσο όρο των ροών του φύλλου Al και Au.

Στη μελέτη αυτή, η ροή νετρονίων υπολογίστηκε με την δεύτερη μέθοδο, δηλαδή μέσω προσομοιώσεων Monte Carlo. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των ροών αυτών, για κάθε ακτινοβολήση :

<b>Ροή Νετρονίων <math>\Phi</math></b>	
<b>Ενέργεια Νετρονίων <math>E_n</math> [MeV]</b>	<b>Ροή Νετρονίων <math>\Phi</math> [neutrons/cm<sup>2</sup>]</b>
17.7 ± 0.4	(9.34 ± 0.50) * 10 <sup>9</sup>
19.3 ± 0.4	(1.98 ± 0.10) * 10 <sup>10</sup>

Επομένως, ο αριθμός των πυρήνων  $^{197\text{m}}\text{Hg}$  που παράχθηκαν από τη δέσμη παρουσιάζεται στον παρακάτω πίνακα και για τις δύο ακτινοβολήσεις

<b>ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΣ <math>N_p</math></b>	
<b>Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV</b>	<b>Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV</b>
(44.6 ± 1.65) * 10 <sup>5</sup>	(122 ± 4.51) * 10 <sup>5</sup>

Έχει ολοκληρωθεί ο υπολογισμός των παραμέτρων της σχέσης που υπολογίζει την ενεργό διατομή, επομένως ακολουθεί ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  και για τις δύο ενέργειες ακτινοβολήσης.

<b>ΕΝΕΡΓΟΣ ΔΙΑΤΟΜΗ <math>\sigma</math></b>	
<b>Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV</b>	<b>Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV</b>
( 1.41 ± 0.11 ) barn	( 2.32 ± 0.19) barn

### 3.4. Διόρθωση ενεργού διατομής

Οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν δεν αντιστοιχούν στις ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ . Η αντίδραση που μελετάμε μολύνεται από την αντίδραση  $^{199}\text{Hg}(n,3n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ , από την οποία προκύπτει ο ίδιος μετασταθής πυρήνας  $^{197\text{m}}\text{Hg}$ .

Επομένως, τα γεγονότα (counts) που μετρήθηκαν κατά την ανάλυση των φασμάτων της ενεργότητας δεν αντιστοιχούν μόνο στην αντίδραση  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ . Τα καθαρά γεγονότα που συνεισφέρουν στην φωτοκορυφή των 133.99 KeV και προέρχονται από την  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  αντίδραση θα υπολογιστούν μέσω διόρθωσης.

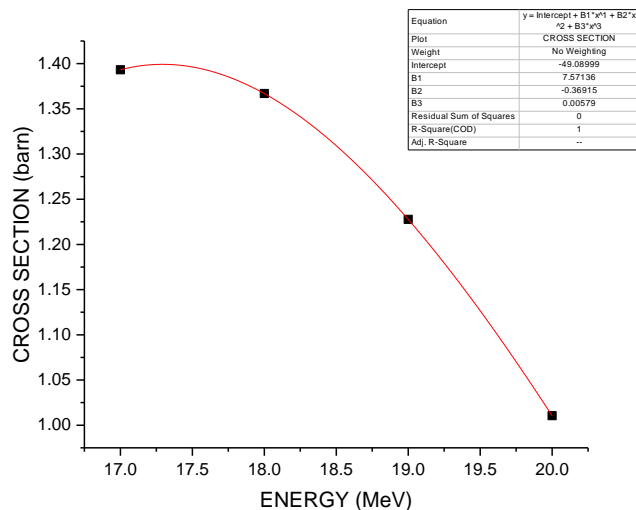
Η διόρθωση είναι θεωρητική και βασίζεται στην βιβλιοθήκη TENDL για κάθε αντίδραση στις ενέργειες νετρονίων που μελετάμε. Μέσω της βιβλιοθήκης TENDL εκτιμάται η μόλυνση από την  $^{199}\text{Hg}(n,3n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  αντίδραση και προκύπτει η τελική καθαρή ενεργός διατομή της  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ .

Η διαδικασία έχει ως εξής :

→ Από τις εκτιμήσεις της TENDL λαμβάνω τις ενεργές διατομές της  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  της περιοχής εκείνης των ενεργειών των νετρονίων όπου θα πρέπει να εμπεριέχονται οι 17.7 MeV και η 19.3 MeV ενέργειες. Οι τιμές αυτές παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα :

ΕΝΕΡΓΟΣ ΔΙΑΤΟΜΗ ΤΗΣ $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$ ΑΠΟ ΤΗΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ TENDL	
Ενέργεια Δέσμης Νετρονίων [MeV]	Ενεργός Διατομή [barn]
17	1.39
18	1.37
19	1.23
20	1.01

→ Από την γραφική τους παράσταση, χρησιμοποιώντας την κατάλληλη συνάρτηση προσαρμογής (Πολυωνυμική 3<sup>ου</sup> βαθμού)



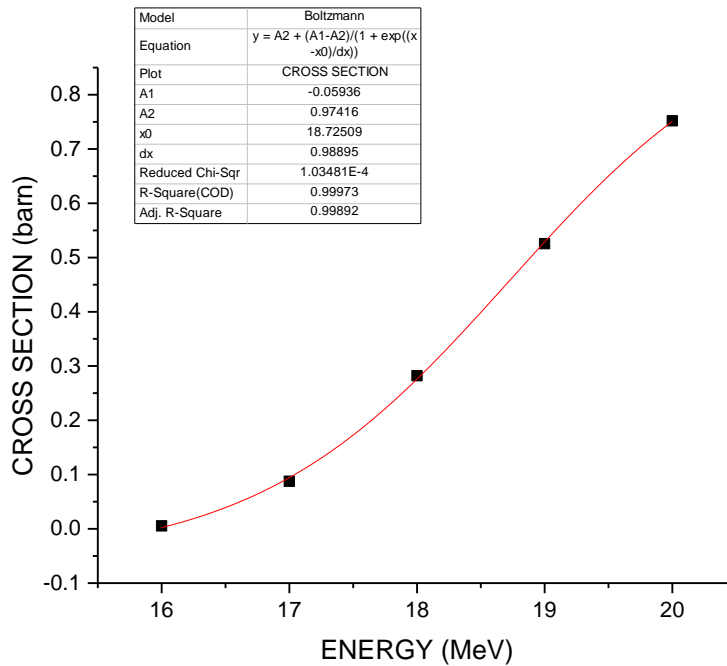
Διάγραμμα 18: Γραφική παράσταση των θεωρητικών ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197m}\text{Hg}$  όπως υπολογίζονται από την καμπύλη αξιολόγησης της TENDL

προκύπτουν οι τιμές

ΕΝΕΡΓΟΣ ΔΙΑΤΟΜΗ ΤΗΣ $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197m}\text{Hg}$ ΑΠΟ ΤΗΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ TENDL	
Ενέργεια Δέσμης Νετρονίων [MeV]	Ενεργός Διατομή [barn]
17.7	1.39
19.3	1.17

→ Την ίδια διαδικασία ακολουθώ και για την αντίδραση  $^{199}\text{Hg}(n,3n)^{197m}\text{Hg}$  χρησιμοποιώντας αυτή τη φορά ως συνάρτηση προσαρμογής Boltzmann:

ΕΝΕΡΓΟΣ ΔΙΑΤΟΜΗ ΤΗΣ $^{199}\text{Hg}(n,3n)^{197m}\text{Hg}$ ΑΠΟ ΤΗΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ TENDL	
Ενέργεια Δέσμης Νετρονίων [MeV]	Ενεργός Διατομή [barn]
16	0.01
17	0.09
18	0.28
19	0.53
20	0.75



Διάγραμμα 19: Γραφική παράσταση των θεωρητικών ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{199}\text{Hg}(n,3n)^{197m}\text{Hg}$  όπως υπολογίζονται από την καμπύλη αξιολόγησης της TENDL.

ΕΝΕΡΓΟΣ ΔΙΑΤΟΜΗ ΤΗΣ $^{199}\text{Hg}(n,3n)^{197m}\text{Hg}$ ΑΠΟ ΤΗΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ TENDL	
Ενέργεια Δέσμης Νετρονίων [MeV]	Ενεργός Διατομή [barn]
17.7	0.21
19.3	0.60

→ Η διόρθωση της ενεργού διατομής δίνεται από τον παρακάτω τύπο

$$\frac{N_{\text{CONTAMINATED COUNTS}}}{N_{\text{NET COUNTS}}} = 1 + \frac{\sigma_{\text{CONTAMINANT}}^{\text{TENDL}}}{\sigma_{\text{STUDIED}}^{\text{TENDL}}} * \frac{ABUNDANCE_{\text{CONTAMINATING ISOTOPE}}}{ABUNDANCE_{\text{STUDIED ISOTOPE}}}$$

όπου

$N_{\text{CONTAMINATED COUNTS}}$  : ο αριθμός των συνολικών γεγονότων

$N_{\text{NET COUNTS}}$  : ο αριθμός των γεγονότων που αντιστοιχούν στην αντίδραση που μελετάμε

$\sigma_{\text{CONTAMINANT}}^{\text{TENDL}}$  : η ενεργός διατομή της αντίδρασης που δημιουργεί την μόλυνση

$\sigma_{\text{STUDIED}}^{\text{TENDL}}$  : η ενεργός διατομή της αντίδρασης που μελετάμε

$ABUNDANCE_{CONTAMINATING ISOTOPE}$  : το ποσοστό αφθονίας του ισοτόπου μου δημιουργεί την μόλυνση ( 16.87% για τον  $^{199}\text{Hg}$ ).

$ABUNDANCE_{STUDIED ISOTOPE}$  : το ποσοστό αφθονίας του ισοτόπου της αντίδρασης που μελετάμε (9.97% για τον  $^{198}\text{Hg}$ ).

Άρα, χρησιμοποιώ την βιβλιοθήκη TENDL μόνο ως λόγω διόρθωσης και όχι απόλυτα.

→ Τα πραγματικά γεγονότα που αντιστοιχούν στην ενεργό διατομή που μελετάμε παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα

<b>ΔΙΟΡΘΩΜΕΝΟΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΣ <math>N_\gamma</math></b>	
<b>Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV</b>	<b>Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV</b>
3732 ± 61	7016 ± 84

→ Τα γεγονότα που αντιστοιχούν στην ενεργό διατομή που προκαλεί την μόλυνση παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα

<b>ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΣ <math>N_\gamma</math> ΠΟΥ ΠΡΟΚΑΛΕΙ ΤΗ ΜΟΛΥΝΣΗ</b>	
<b>Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV</b>	<b>Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV</b>
961 ± 31	6128 ± 78

→ Επομένως, οι τελικές διορθωμένες ενεργές διατομές παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα:

<b>ΔΙΟΡΘΩΜΕΝΕΣ ΕΝΕΡΓΕΣ ΔΙΑΤΟΜΕΣ <math>\sigma</math></b>	
<b>Ενέργεια Νετρονίων 17.7 MeV</b>	<b>Ενέργεια Νετρονίων 19.3 MeV</b>
(1.12 ± 0.11)barn	(1.24 ± 0.11) barn

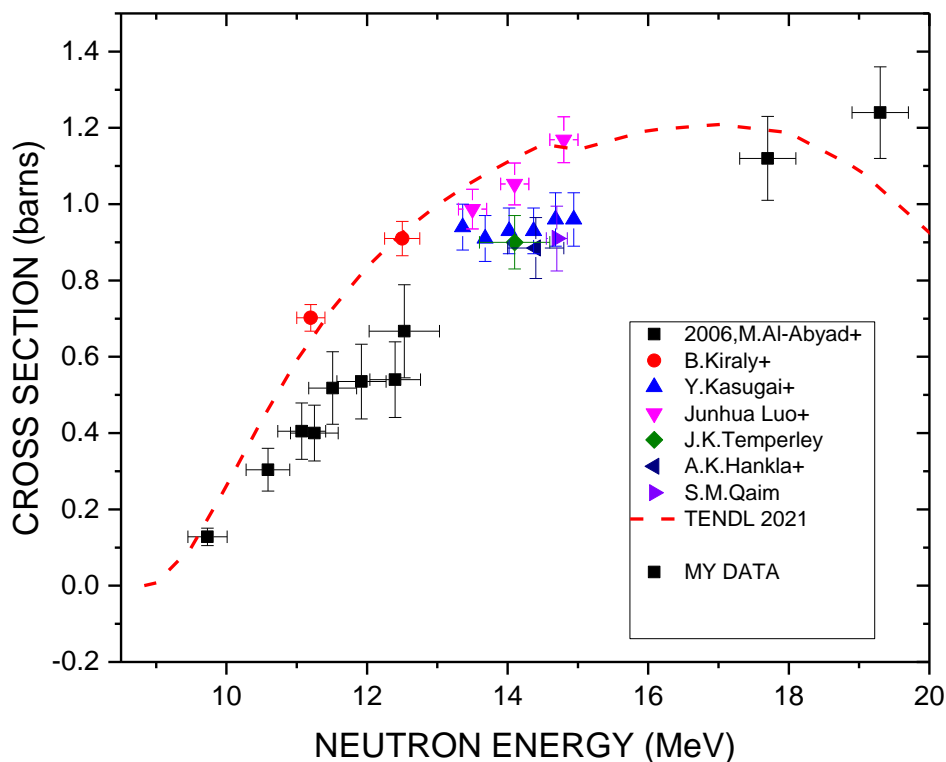
### **Εκτίμηση σφαλμάτων**

Στον πίνακα που ακολουθεί παρουσιάζονται οι πηγές σφάλματος και η συνεισφορά τους στο συνολικό σφάλμα της ενεργού διατομής.

<b>Πηγή σφάλματος</b>	<b>Ποσοστιαία Συνεισφορά</b>
Μάζα παστίλιας	3%
Ένταση ακτίνας $E_\gamma$	1%
Απόδοση Ανιχνευτή	5%
Διόρθωση μόλυνσης	4-5%
Διόρθωση ροής	5%
Ενέργεια νετρονίων	2%
Γεγονότα κορυφής	2%
Σφάλμα ενεργού διατομής	9%

Πίνακας 11 : Πηγές σφάλματος για τη μέτρηση της ενεργού διατομής με τη μέθοδο της νετρονικής ενεργοποίησης

Τα παραπάνω αποτελέσματα παρουσιάζονται μαζί με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα και την καμπύλη αξιολόγησης της TENDL.



Διάγραμμα 19: Υπάρχοντα πειραματικά σημεία, η καμπύλη αξιολόγησης και τα πειραματικά σημεία της  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197m}\text{Hg}$  αντίδρασης, όπως προκύπτουν από την ανάλυση αυτής της εργασίας.

### Σχολιασμός αποτελεσμάτων

- Το πρώτο πειραματικό σημείο στα 17.7 MeV ενέργειας νετρονίων παρατηρούμε ότι ακολουθεί την τάση των υπάρχοντων πειραματικών δεδομένων.
- Το δεύτερο πειραματικό σημείο στα 19.3 MeV ενέργειας νετρονίων παρατηρούμε ότι δεν ακολουθεί την τάση αυτή. Καθώς, στη μεγαλύτερη ενέργεια αναμέναμε σύμφωνα με τις προβλέψεις μικρότερη ενεργό διατομή σχετικά με την πρώτη. Αξίζει να σημειωθεί ότι η αντίδραση (n,2n) ανοίγει από το κατώφλι της που είναι γύρω στα 8 MeV και φτάνει σε ένα πλατώ μέχρι και στα 17 MeV περίπου. Στη συνέχεια, από αυτήν την ενέργεια και ύστερα, η (n,2n) αρχίζει να «πέφτει» καθώς γύρω στα 17 με 18 MeV ανοίγει το κατώφλι της αντίδρασης (n,3n) η οποία θα φτάσει σε μία μέγιστη τιμή γύρω στα 25 με 30 MeV και στην συνέχεια θα αρχίσει να «πέφτει» και αυτή, ανοίγοντας παράλληλα η αντίδραση (n,4n). Επομένως, στο δεύτερο πειραματικό σημείο η μόλυνση της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197m}\text{Hg}$  από την αντίδραση

$^{199}\text{Hg}(n,3n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  είναι μεγαλύτερη συγκριτικά με την μόλυνση στο πρώτο πειραματικό σημείο και έτσι η διόρθωση θα πρέπει να επαναπροσδιοριστεί ανάλογα.



## Κεφάλαιο 4

Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει μία σύνοψη της πειραματικής διαδικασίας καθώς και κάποιες μελλοντικές προοπτικές στα πλαίσια μελέτης του εν λόγω αντικειμένου.

### 4.1 Σύνοψη

Συνοπτικά σε αυτή την μελέτη:

1. Υπολογίστηκε η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{198}\text{Hg}(n,2n)^{197\text{m}}\text{Hg}$  σε δύο ενέργειες νετρονίων 17.7MeV και 19.3MeV με τη μέθοδο της ενεργοποίησης. Η μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων που χρησιμοποιήθηκε, παράχθηκε στον επιταχυντή Tandem Van der Graaf 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΘΕ «Δημόκριτος».
2. Στις πειραματικές μετρήσεις των ενεργών διατομών έγιναν θεωρητικές διορθώσεις με τη βοήθεια της καμπύλης εκτίμησης TENDL.
3. Έγινε σύγκριση των τελικών ενεργών διατομών με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα, καθώς και με την εκτιμητική καμπύλη TENDL.

### 4.2 Προοπτικές

1. Περαιτέρω έλεγχος των θεωρητικών διορθώσεων που έγιναν στην αντίδραση με τη χρήση άλλων βιβλιοθηκών. Ιδιαίτερα, για το δεύτερο πειραματικό σημείο, αφού η ενεργός διατομή της (n,3n) είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή που εκτιμά τη TENDL και συνεπώς, η αντίστοιχη μόλυνση και διόρθωση θα είναι μεγαλύτερη από το πρώτο πειραματικό σημείο.
2. Πειραματικός υπολογισμός επιπλέον ενεργών διατομών για την αντίδραση στο ενεργειακό εύρος 15 – 20 MeV.
3. Χρήση μονοϊσοτοπικών στόχων, για την αποφυγή μολύνσεων και κατ' επέκταση τον ακριβή υπολογισμό των ενεργών διατομών των αντιδράσεων.
4. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η μελέτη του Hg ως συνέχεια της διδακτορικής διατριβής της Καλαμαρά Αντιγόνης. Πιο συγκεκριμένα, στην προαναφερθείσα διατριβή μελετήθηκαν πειραματικά και θεωρητικά, οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ ,  $^{191}\text{Ir}(n,2n)^{190}\text{Ir}$ ,  $^{191}\text{Ir}(n,3n)^{189}\text{Ir}$ ,  $^{193}\text{Ir}(n,2n)^{192}\text{Ir}$ ,  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196\text{m}2}\text{Au}$  και  $^{191}\text{Ir}(n,2n)^{190\text{m}2}\text{Ir}$  για ενέργειες νετρονίων 15.3MeV και 20.9MeV. Ο σκοπός της, ο οποίος στέφθηκε με επιτυχία, ήταν η μέτρηση των ενεργών διατομών των παραπάνω αντιδράσεων και η θεωρητική τους μελέτη μέσω του στατιστικού προτύπου Hauser - Feshbach με αποτέλεσμα την επιτυχή αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων με χρήση των ιδίων παραμέτρων των θεωρητικών μοντέλων. Θα ήταν επομένως ιδιαίτερα ενδιαφέρον να δοκιμαστούν οι ίδιες παράμετροι για να αναπαραχθούν οι αντίστοιχες ενεργές διατομές των πιο βαρέων πυρήνων, όπως στον Hg και στο Tl. Επομένως, είναι πολύ σημαντική η διερεύνηση

των πειραματικών ενεργών διατομών σε ισότοπα του Hg και του Tl για τον προσδιορισμό και τη βελτιστοποίηση των παραμέτρων των θεωρητικών μοντέλων σ' αυτήν την περιοχή των πυρηνικών μαζών ( $Z=77-81$ ).

# Παράρτημα

## I. Έλεγχος μολύνσεων από τα υπόλοιπα στοιχεία της παστίλιας

- Ο στόχος Hg (όπως αναφέρθηκε στο 3<sup>ο</sup> κεφάλαιο) δεν είναι καθαρός Υδράργυρος, αλλά Θειούχος Υδράργυρος, HgS. Θα πρέπει να ελέγξουμε αν το Θείο, S που βρίσκεται μέσα στον στόχο μπορεί να προκαλέσει μόλυνση στην ενέργεια των 133.99 KeV που μελετάμε σε αυτή την εργασία.
  - $^{32}\text{S}(n,2n)^{31}\text{S}$  με  $E_\gamma = 1266 \text{ KeV}$  με  $\tau_{1/2}=2.572 \text{ sec}$
  - $^{32}\text{S}(n,3n)^{30}\text{S}$  με  $E_\gamma = 677 \text{ KeV}$  με  $\tau_{1/2}=1.178 \text{ sec}$
  - $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$  με  $E_\gamma = 1266 \text{ KeV}$ , ο πυρήνας  $^{32}\text{P}$  δεν αποδιεγείρεται εκπέμποντας ακτίνα  $\gamma$
  - $^{32}\text{S}(n,n+\alpha)^{28}\text{Si}$  stable
  - $^{32}\text{S}(n,n+p)^{31}\text{P}$  stable
  - $^{32}\text{S}(n,\alpha)^{29}\text{Si}$  stable
  - $^{32}\text{S}(n,2\alpha)^{25}\text{Mg}$  stable
- Επομένως, κανένας από τους παραπάνω πυρήνες δεν μολύνει την ενέργεια που μας ενδιαφέρει.
- Επίσης, ο στόχος HgS αναμείχθηκε με σελουλόζη  $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$  προκειμένου να σταθεροποιηθεί σε μορφή παστίλιας. Επομένως, και σε αυτή τη περίπτωση θα πρέπει να ελέγξουμε αν κάποιο ή κάποια από τα στοιχεία  $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$  μπορεί να προκαλέσει μόλυνση στην αντίδραση που μελετάμε. Τα στοιχεία από τα οποία αποτελείται η σελουλόζη είναι ελαφρείς πυρήνες και έπειτα από την αλληλεπίδρασή τους με τα νετρόνια δεν προκαλούν μόλυνση της αντίδρασης που μελετάμε με τη μέθοδο της νετρονικής ενεργοποίησης.

## II. Έλεγχος μολύνσεων την παρασιτική αντίδραση $^{196}\text{Hg}(n,\gamma)^{197}\text{Hg}$

Ο στόχος Hg δεν ήταν μονοϊσοτοπικός, επομένως κατά τον βομβαρδισμό του με νετρόνια προκαλείται και η αντίδραση  $^{196}\text{Hg}(n,\gamma)^{197}\text{Hg}$ , η οποία δεν έχει ενεργειακό κατώφλι. Η αντίδραση αυτή έχει μεγάλη cross section για ενέργειες νετρονίων της τάξης των eV (χαμηλοενεργειακά νετρόνια), ενώ μειώνεται εκθετικά με την αύξηση την ενέργειας των νετρονίων. Επομένως, στις υψηλές ενέργειες της παρούσας εργασίας η συνεισφορά της παραπάνω αντίδρασης θεωρείται αμελητέα.

## Βιβλιογραφία

1. Junhua Luo, Li Jiang, and Long He “Measurement of cross sections and isomeric cross-section ratios for the (n,2n) reactions on  $^{196,198}\text{Hg}$  at energies between 13 and 15 MeV” Phys. Rev. C 98 (2018) 014619
2. M. Al-Abyad, S. Sudár, M. N. H. Comsan, and S. M. Qaim “Cross sections and isomeric cross-section ratios in the interactions of fast neutrons with isotopes of mercury” Phys. Rev. C 73 (2006) 064608
3. A.K.Hankla†R.W.FinkJ.H.Hamilton. Neutron activation cross sections at 14.4 MeV For some naturally occurring heavy elements in the region  $76 \leq Z \leq 82$ . Nuclear Physics A, Volume 180, Issue 1, 10 January 1972
4. S.M.Qaim. Activation cross sections, isomeric cross-section ratios and systematics of (n, 2n) reactions at 14–15 MeV. Nuclear Physics A, Volume 185, Issue 2, 1 May 1972
5. J. K. TEMPERLEY. Neutron Activation Cross Sections for Mercury Isotopes at 14.1 MeV, Phys. Rev. 178 (1969) 1904
6. Nicholas Tsoulfanidis, Sheldon Landsberger. *Measurement and Detection of Radiation*. CRC Press, 2015
8. M. Diakaki, R. Vlastou, S. Patas, S. Chasapoglou, M. Kokkoris, G. Alamanos, V. Michalopoulou, M. Axiotis, S. Harissopoulos and A. Lagoyannis. Activation Cross Section Measurement of the (n,2n) Reaction on  $^{203}\text{Tl}$ , submitted to EPJ Web of Conferences
9. Yoshimi KASUGAI, Fujio MAEKAWA , Yujiro IKEDA & Hiroshi TAKEUCHI. Measurement of Activation Cross Sections for Mercury Isotopes in the Neutron Energy Range between 13.4 and 14.9 MeV, Journal of Nuclear Science and Technology 38:12 (2001) 1048
10. Αντιγόνη Καλαμαρά. Διπλωματική Εργασία-Μέτρηση Ενεργού Διατομής της Αντίδρασης  $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$  Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π.2011
11. Διπλωματική Εργασία Χασάπογλου Σωτήριος “Πειραματική Μελέτη των Αντιδράσεων (n; 2n) στα Φυσικά Ισότοπα του Ιριδίου”, ΕΜΠ, Ιούνιος 2017
12. Διπλωματική Εργασία Γκάτης Γεώργιος “Αντιδράσεις νετρονίων σε ισότοπα Ge”, ΕΜΠ, Οκτώβριος 2019
13. Διπλωματική Εργασία Αλαμάνος Γεώργιος “Μέτρηση της Ολικής Ενεργού Διατομής της Αντίδρασης  $^{203}\text{Tl}(n,2n)^{202}\text{Tl}$ ”, ΕΜΠ, Σεπτέμβριος 2019

14. Διδακτορική Διατριβή Καλαμαρά Αντιγόνη “Neutron Induced Reactions on Ir and Au and Production of Isomeric States”, ΕΜΠ, Ιανουάριος 2019

15. [www.mdc.bnl.gov](http://www.mdc.bnl.gov)

16. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>

17. <https://basicmedicalkey.com/>