



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μέτρηση της ενεργού διατομής των πυρηνικών
αντιδράσεων $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$
και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$
σε ενέργειες 15.3 και 17.1 MeV**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του Αθανάσιου Σπηλιώτη

Επιβλέπουσα: Ρόζα Βλαστού - Ζάννη

Αθήνα, Ιούλιος, 2015

Ευχαριστίες

Οφείλω θερμότερες ευχαριστίες στους ανθρώπους που στα πλαίσια εκπόνησης της διπλωματικής μου εργασίας, μου έδωσαν την ευκαιρία και το προνόμιο να αποτελέσω μικρό κομμάτι μιας ερευνητικής επιστημονικής ομάδας. Εξάλλου εκεί βρίσκεται και η πραγματική φυσική. Ευχαριστώ λοιπόν τους καθηγητές μου Δρ. Ρόζα Βλαστού-Ζάννη και Δρ. Μιχάλη Κόκκορη για την εμπιστοσύνη, τη συμπαράσταση και το ενδιαφέρον που μου έδειξαν, όντας πάντοτε διαθέσιμοι και έτοιμοι να μου μεταδώσουν γνώσεις και δεξιότητες.

Επίσης θέλω να ευχαριστήσω όλη την ομάδα για το συναδελφικό και οικογενειακό κλίμα και ιδιαίτερα την υποψήφια διδάκτορα Αντιγόνη Καλαμαρά που καταλυτικά και πάμπολλες φορές μου προσέφερε τη πολύτιμη βοήθεια της.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω το Δρ. Κωνσταντίνο Κάλφα που ανέπτυξε και προσέφερε τον κώδικα SPECTRW, εργαλείο απαραίτητο για την εργασία αυτή.

Περίληψη

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι η μέτρηση των ενεργών διατομών των δύο πυρηνικών αντιδράσεων $^{174}\text{Hf}(n, 2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n, 2n)^{175}\text{Hf}$ για ενέργειες ακτινοβολήσης 15.3 και 17.1 MeV. Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε αποτελούταν από φυσικό Hf. Η μέτρηση πραγματοποιήθηκε με τη μέθοδο της ενεργοποίησης χρησιμοποιώντας ως αντίδραση αναφοράς την $^{27}_{13}\text{Al}(n, \alpha)^{24}_{11}\text{Na}$. Η δέσμη νετρονίων παράχθηκε στον επιταχυντή Tandem Van der Graaf 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» μέσω της αντίδρασης $^2_1\text{H}(t, n)^4_2\text{He}$. Το τρίτο ήταν δεσμευμένο σε τιτάλιο το οποίο βρισκόταν πάνω σε πλακίδιο χαλκού (CuTiT). Για την μέτρηση της ενεργότητας των δειγμάτων μετά την ακτινοβολήση χρησιμοποιήθηκαν τρεις ανιχνευτές HPGe σχετικών αποδόσεων 100%, 50% και 16%. Τέλος μελετήθηκε η συνεισφορά των παρασιτικών αντιδράσεων $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$ και $^{177}\text{Hf}(n, 3n)^{175}\text{Hf}$ στα αποτελέσματα μας.

Abstract

Purpose of this thesis, is the cross section measurement of nuclear reactions $^{174}\text{Hf}(n, 2n)^{173}\text{Hf}$ and $^{176}\text{Hf}(n, 2n)^{175}\text{Hf}$ for neutron beam energies of 15.3 and 17.1 MeV. The target used consisted of natural Hf. Measurement was made through neutron activation analysis method, using $^{27}_{13}\text{Al}(n, \alpha)^{24}_{11}\text{Na}$ as a reference reaction. The neutron beam was produced at 5.5 MV Tandem Van der Graaf accelerator of NCSR Demokritos, by means of $^2_1\text{H}(t, n)^4_2\text{He}$ reaction. Tritium was bound in titanium which lied upon a surface of copper(*CuTiT*). For the measurement of the induced radioactivity of the samples, three HPGe detectors of relative efficiencies 100%, 50% and 16%, were used. Finally contribution of parasitic reactions $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$ and $^{177}\text{Hf}(n, 3n)^{175}\text{Hf}$ was evaluated in our results.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες

Περίληψη

Abstract

1. Εισαγωγή

1.1. Κίνητρα.....	1
1.2. Γενικά στοιχεία για το Hf.....	2
1.3. Χρήσεις του Hf.....	3
1.4. Παλαιότερες έρευνες.....	3

2. Θεωρητικό Μέρος

2.1. Πυρηνικές αντιδράσεις.....	5
2.1.1.1. Άμεσες αντιδράσεις.....	6
2.1.1.2. Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα.....	6
2.1.1.3. Κριτήριο Q-value.....	8
2.1.1.4. Ενδόθερμες και εξώθερμες αντιδράσεις.....	8
2.2. Οι αντιδράσεις $^{174}_{72}\text{Hf}(n, 2n)^{173}_{72}\text{Hf}$ και $^{176}_{72}\text{Hf}(n, 2n)^{175}_{72}\text{Hf}$	8
2.2.1.1. Σχεδίαση ενεργειακών διαγραμμάτων.....	8
2.2.1.2. Ανάλυση πιθανών καναλιών.....	11
2.3. Ενεργός Διατομή.....	13
2.4. Μέθοδος ενεργοποίησης.....	15
2.4.1.1. Εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης στη μέτρηση ενεργών διατομών.....	15

3. Πειραματικό Μέρος

3.1. Επιταχυντής.....	17
3.2. Παραγωγή δέσμης νετρονίων από επιταχυντή.....	20
3.3. Ανίχνευση νετρονίων.....	22
3.4. Ακτινοβολήση.....	24
3.5. Ηλεκτρονικά.....	25
3.6. Τοποθέτηση των στόχων σε ανιχνευτή Ge.....	26
3.7. Ανιχνευτική ικανότητα - απόδοση.....	27
3.8. Υπολογισμός efficiency των τριών ανιχνευτών.....	28

4. Υπολογισμός της ενεργού διατομής	
4.1. Τρόπος επεξεργασίας δεδομένων.....	38
4.2. Πρώτη ακτινοβόληση ενέργειας 15.3 MeV.....	42
4.2.1.1. Προσδιορισμός της ροής στο Al_c (<i>front</i>).....	42
4.2.1.2. Προσδιορισμός της ροής στο Al_8 (<i>back</i>).....	44
4.2.1.3. Υπολογισμός της ενεργού διατομής των ισοτόπων ^{174}Hf και ^{176}Hf	45
4.3. Δεύτερη ακτινοβόληση ενέργειας 17.1 MeV.....	48
4.3.1.1. Προσδιορισμός της ροής στο Al_1 (<i>front</i>).....	48
4.3.1.2. Προσδιορισμός της ροής στο Al_6 (<i>back</i>).....	50
4.3.1.3. Υπολογισμός της ενεργού διατομής των ισοτόπων ^{174}Hf και ^{176}Hf	52
5. Μελέτη παρασιτικών αντιδράσεων	
5.1. Πρώτα αποτελέσματα.....	55
5.2. Η παρασιτική αντίδραση $^{174}Hf(n, \gamma)^{175}Hf$	57
5.3. Η παρασιτική αντίδραση $^{177}Hf(n, 3n)^{175}Hf$	59
6. Σύνοψη και τελικά συμπεράσματα.....	63
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	66

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται συνοπτικά τα κίνητρα μελέτης των νετρονικών αντιδράσεων και ειδικά του Χαφνίου (Hf), στοιχείου που μελετάται στη παρούσα εργασία. Επίσης παρουσιάζονται γενικές πληροφορίες για τις ιδιότητες και χρήσεις του Hf. Τέλος αναφέρονται προηγούμενες σχετικές έρευνες.

1.1 Κίνητρα

Η μελέτη των νετρονικών αντιδράσεων είναι μεγάλης σημασίας για την έρευνα της πυρηνικής φυσικής. Βοηθά στην κατανόηση των μηχανισμών αντίδρασης των πυρήνων καθώς και στον έλεγχο αξιοπιστίας θεωρητικών μοντέλων [1]. Οι αντιδράσεις νετρονίων του Hf βρίσκουν εφαρμογή στην πυρηνική τεχνολογία, την στοιχειομετρία, την ιατρική και την βιομηχανία. Χαρακτηριστική είναι η παρουσία του στους πυρηνικούς αντιδραστήρες είτε ως υλικό κατασκευής είτε ως παρασιτικό προϊόν που προκύπτει με μεταστοιχείωση από Βολφράμιο (W) και Ταντάλιο (Ta) [2]. Επομένως εμφανής γίνεται η ανάγκη για την ακριβή γνώση της ενεργού διατομής των νετρονικών αντιδράσεων των ισοτόπων του Hf. Στην περίπτωση των αντιδράσεων $^{174}\text{Hf}(n, 2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n, 2n)^{175}\text{Hf}$ ελάχιστα πειραματικά δεδομένα υπάρχουν στην περιοχή πάνω από τα 14 MeV, ενώ στα πλαίσια της παρούσης εργασίας μετρήσεις έγιναν στις υψηλότερες ενέργειες των 15.3 και 17.1 MeV.

1.2 Γενικά στοιχεία για το Hf

Το Χάφνιο είναι χημικό στοιχείο με σύμβολο Hf και ατομικό αριθμό 72. Ανήκει στα μέταλλα και είναι ένα τετρασθενές στοιχείο μετάπτωσης. Χημικά μοιάζει με το Ζιρκόνιο για αυτό και απαντάται στα ορυκτά του. Η ύπαρξή του είχε προβλεφθεί από τον Dmitri Ivanovich Mendeleev το 1869, αν και δεν είχε εντοπιστεί μέχρι το 1923. Το νέο στοιχείο ονομάστηκε Χάφνιο (Hafnium) από την λατινική ονομασία Hafnia, ή αλλιώς Κοπεγχάγη, όπου και ανακαλύφθηκε.

Κάποια φυσικά χαρακτηριστικά του είναι:

Σημείο τήξης	2506°K
Σημείο βρασμού	4876°K
Πυκνότητα	13,31 g/cm ³

Πίνακας 1.1 Φυσικές ιδιότητες Hf

Το Χάφνιο σαν μέταλλο έχει γκρίζο χρώμα με μεταλλική λάμψη. Είναι ελατό και όλκιμο ενώ παρουσιάζει μεγάλη ανθεκτικότητα στη διάβρωση. Για αυτό αν τοποθετηθεί σαν επίστρωση, αντιδρά με τον αέρα και σχηματίζει ένα προστατευτικό

υμένιο. Το μέταλλο δεν προσβάλλεται εύκολα από οξέα ούτε και από αλκάλια αλλά μπορεί να οξειδωθεί με αλογόνα ή μπορεί να καεί στον αέρα. Το λεπτόκοκκο Χάφνιο πολλές φορές αναφλέγεται αυθόρμητα [3].

Τα ισότοπα του Χαφνίου που έχουν μελετηθεί είναι τουλάχιστον 34 και κυμαίνονται σε μαζικό αριθμό από 153 έως 186. Τα πέντε σταθερά ισότοπα του φυσικού Hf έχουν μαζικούς αριθμούς 176 έως 180 (Πίνακας 1.2).

Ισότοπο	$T_{1/2}$	Ισοτοπική σύσταση (%)
^{174}Hf	$2 \cdot 10^{15}\text{yr}$	0.162(1)
^{176}Hf	stable	5.206(7)
^{177}Hf	stable	18.606(4)
^{178}Hf	stable	27.297(4)
^{179}Hf	stable	13.629(6)
^{180}Hf	stable	35.100(7)

Πίνακας 1.2 Ισοτοπική σύσταση φυσικού Hf

Μια σημαντική πηγή Ζιρκονίου (άρα και Χαφνίου) είναι η πλούσια σε μέταλλα άμμος της Βραζιλίας, του Μαλάουι αλλά και της Αυστραλίας. Τα αποθέματα του προβλέπεται να διαρκέσουν κάτω από 10 έτη, καθώς ο παγκόσμιος πληθυσμός αλλά και η ζήτηση αυξάνονται.

Η κατεργασία του Χαφνίου πρέπει να γίνεται με μεγάλη προσοχή καθώς όπως είπαμε μπορεί να αναφλεγεί αυθόρμητα στον αέρα. Ενώσεις που περιέχουν αυτό το μέταλλο σπάνια συναντώνται από τους περισσότερους ανθρώπους. Το καθαρό μέταλλο δεν θεωρείται τοξικό, αλλά οι ενώσεις του πρέπει να αντιμετωπίζονται σαν να ήταν τοξικές.

1.3 Χρήσεις του Hf

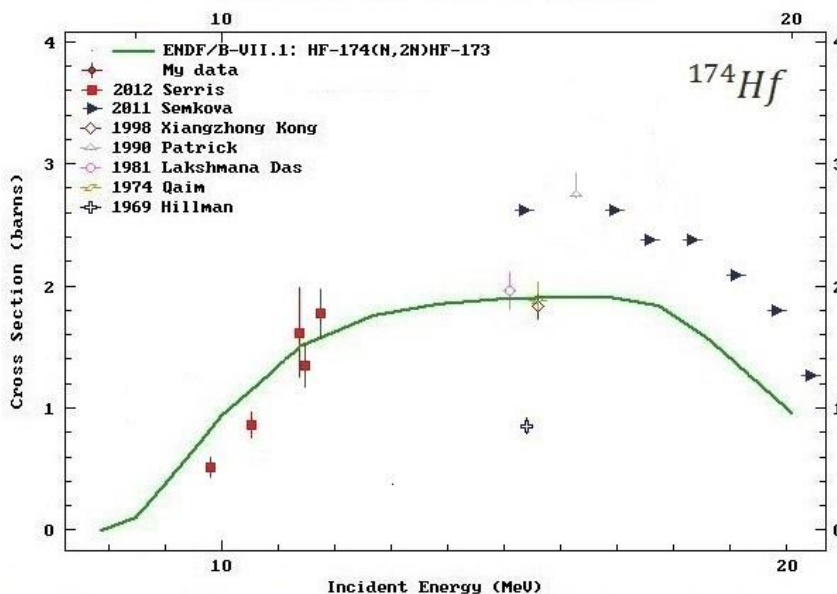
- Το Χάφνιο χρησιμοποιείται στην κατασκευή ηλεκτροδίων και σε ορισμένες διαδικασίες κατασκευής ημιαγωγών χρησιμοποιούνται οξειδιά του. Ακόμη χρησιμοποιείται σε διάφορα ειδικά κράματα σε συνδυασμό με νιόβιο, τιτάνιο και βολφράμιο.
- Επίσης χρησιμοποιείται στην κατασκευή πυρίμαχων υλικών. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η ένωση Ta_4HfC_5 η οποία και έχει το υψηλότερο σημείο τήξεως οποιασδήποτε γνωστής ένωσης (4215 °C).
- Οι πυρήνες των διαφόρων ισωτόπων του Hf παρουσιάζουν μεγάλη ενεργό διατομή οπότε και απορροφούν πολλά νετρόνια. Αυτό καθιστά το χάφνιο ένα καλό υλικό για την κατασκευή ράβδων ελέγχου στους πυρηνικούς αντιδραστήρες ηλεκτροπαραγωγής [3]. (Άλλα στοιχεία με καλή προσροφητική ικανότητα σε νετρόνια είναι το Κάδμιο και το Βόριο.) Οι

άριστες μηχανικές ιδιότητες αλλά και οι εξαιρετικές ιδιότητες αντοχής στην διάβρωση επιτρέπουν τη χρήση του Hf στο αντίξοο περιβάλλον ενός αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος.

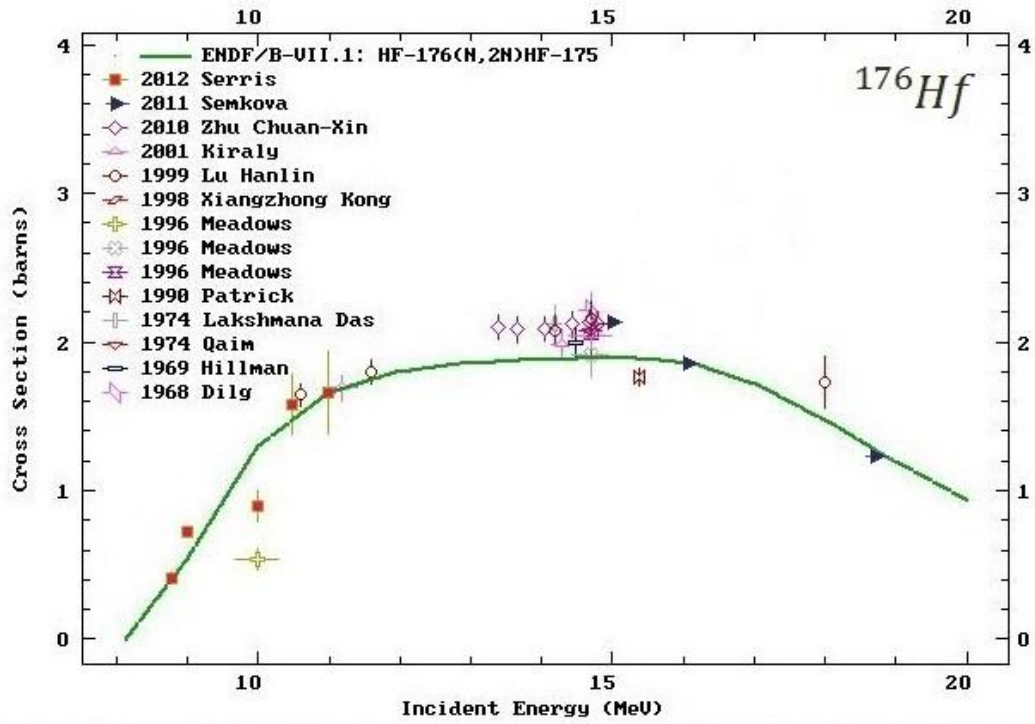
- Εταιρείες ηλεκτρονικών όπως η Intel και η IBM χρησιμοποιούν οξειδία του χαφνίου στην κατασκευή μικροεπεξεργαστών, λόγω της υψηλής μονωτικής ικανότητας που παρουσιάζουν.
- Το ισομερές ^{178}Hf ήταν το επίκεντρο μελέτης του προγράμματος DARPA στις ΗΠΑ για πολλά χρόνια σε σχέση με την πιθανή χρήση του ως όπλο, λόγω της ύπαρξης μιας ισομερούς κατάστασης με χρόνο ημιζωής 31 χρόνια.

1.4 Προηγούμενες έρευνες

Αρκετοί ερευνητές έχουν μελετήσει την ενεργό διατομή των αντιδράσεων $^{174}\text{Hf}(n, 2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n, 2n)^{175}\text{Hf}$, οι περισσότεροι στην μικρή ενεργειακή περιοχή των 14-15 MeV [4-8]. Τις ίδιες αντιδράσεις έχει μελετήσει το 2012 η ομάδα πυρηνικής του τομέα φυσικής της Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» σε ενέργειες ακτινοβολήσης 8.8-11MeV [9,10]. Επίσης αναπτύχθηκε μία μέθοδος για την διόρθωση των αρχικών αποτελεσμάτων της ενεργού διατομής του ^{176}Hf , από την συνεισφορά της παρασιτικής αντίδρασης $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$. Στην παρούσα εργασία επαναλήφθηκε πείραμα για την μέτρηση των ενεργών διατομών των ίδιων αντιδράσεων, στις υψηλότερες ενέργειες ακτινοβολήσης των 15.3 και 17.1 MeV. Σε αυτήν την ενεργειακή περιοχή μετρήσεις έγιναν το 2011 (προκατακτικά αποτελέσματα) [11]. Όλα τα αποτελέσματα των προηγούμενων ερευνητών εμφανίζονται στα επόμενα διαγράμματα (Σχήμα 1.1 (α,β)):



Σχήμα 1.1 (α) Διάγραμμα ενεργού διατομής του ^{174}Hf συναρτήσει της προσπίπτουσας ενέργειας νετρονίων όπως έχει διαμορφωθεί από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 1.1 (β) Διάγραμμα ενεργού διατομής του ^{176}Hf συναρτήσει της προσπίπτουσας ενέργειας νετρονίων όπως έχει διαμορφωθεί από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα.

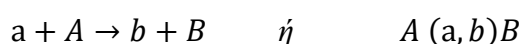
Κεφάλαιο 2

Θεωρητικό Μέρος

Στο κεφάλαιο αυτό δίνεται η θεωρία πάνω στην οποία βασίζεται η ανάλυση των δύο υπό μελέτη αντιδράσεων του στοιχείου του Hf. Επίσης παρουσιάζεται η μέθοδος της ενεργοποίησης και το πως αυτή εφαρμόζεται στη μέτρηση της ενεργού διατομής του Hf.

2.1. Πυρηνικές αντιδράσεις

Μία πυρηνική αντίδραση είναι αποτέλεσμα της πρόσπτωσης νετρονίων, φωτονίων ή φορτισμένων σωματιών συγκεκριμένης κινητικής ενέργειας σε ακίνητο στόχο που περιέχει τον υπό μελέτη πυρήνα. Μία πυρηνική αντίδραση αποδίδεται με σύμβολα ως εξής :



- a : το προσπίπτον σωματίο
- A : ο πυρήνας στόχος
- $b + B$: μία αναδιάταξη των νουκλεονίων του αντιδρώντος συστήματος $a + A$

2.1.1.1. Άμεσες αντιδράσεις

Το κοινό χαρακτηριστικό όλων των άμεσων αντιδράσεων (direct reactions) είναι ότι η όλη διεργασία συντελείται σε μικρό χρόνο της τάξης των 10^{-22} sec, δηλαδή όσο περίπου χρειάζεται το προσπίπτον σωματίο a για να διαπεράσει τον πυρήνα-στόχο A . Στη διεργασία αυτή συμμετέχει μικρός αριθμός νουκλεονίων ή το σωματίο αλληλεπιδρά με το δυναμικό Coulomb του πυρήνα.

Μερικές από τις αλληλεπιδράσεις που μπορούμε να διακρίνουμε είναι :

- **Ελαστική σκέδαση (elastic scattering)**
Κατά την διεργασία αυτή δεν έχουμε σχηματισμό νέων πυρήνων καθώς η αντίδραση είναι της μορφής: $A(a,a)A$. Το μόνο που αλλάζει κατά την ελαστική σκέδαση είναι η κινητική ενέργεια και η διεύθυνση των αλληλεπιδρώντων σωματιδίων. Η συνολική κινητική ενέργεια διατηρείται.
- **Μη ελαστική σκέδαση (inelastic scattering)**
Μέρος της ενέργειας του προσπίπτοντος σωματιδίου μεταφέρεται στον πυρήνα-στόχο και τον διεγείρει. Η αντίδραση είναι της μορφής: $A(a,a)A^*$. Ο

διεγερμένος πυρήνας αποδιεγείρεται με μεταπτώσεις - γ στην βασική του κατάσταση.

- **Αντιδράσεις απογύμνωσης (stripping reactions)**

Κατά τη διέλευση ενός σωματίου a από το πεδίο του πυρήνα A , είναι δυνατόν το βλήμα να χάσει ένα ή δύο νουκλεόνια που αλληλεπίδρασαν με το στόχο. Έτσι το προσπίπτον σωματίο a μπορεί να χάσει για παράδειγμα ένα πρωτόνιο, επειδή αυτό αλληλεπίδρασε με το πεδίο Coulomb του πυρήνα-στόχου.

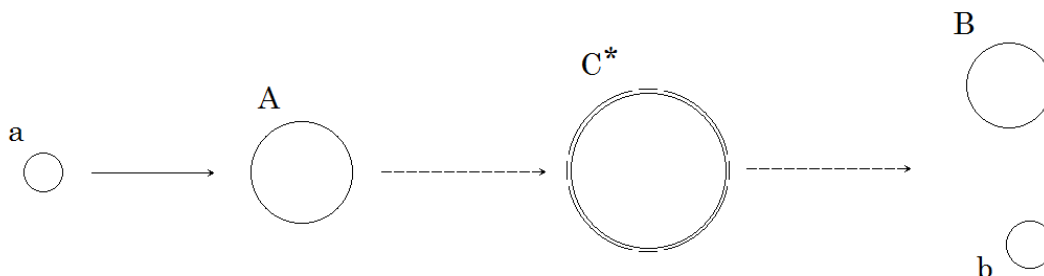
- **Αντιδράσεις υφαρπαγής (pick up reactions)**

Οι αντιδράσεις αυτές αναφέρονται στην αντίστροφη διαδικασία, κατά την οποία το βλήμα συλλαμβάνει και απομακρύνει ένα ή δύο νουκλεόνια από τον πυρήνα A .

2.1.1.2. Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα

Η ιδέα του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα προτάθηκε το 1936 από τον Bohr και περιγράφει την αλληλεπίδραση βλήματος με πυρήνα – στόχο μέσω της δημιουργίας ενός διεγερμένου σύνθετου πυρήνα που μπορεί να φτάσει σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας και στη συνέχεια να αποδιεγερθεί με κάποιο από τα δυνατά κανάλια εξόδου (Σχήμα 2.1). Η βασική ιδιότητα ενός τέτοιου θερμοδυναμικού συστήματος είναι ότι η αποδιέγερσή του είναι ανεξάρτητη του τρόπου δημιουργίας του (υπόθεση της ανεξαρτησίας).

Σε περίπτωση που κάποιο νετρόνιο απορροφηθεί, θα σχηματιστεί ένας σύνθετος πυρήνας (compound nucleus), που υπάρχει για περίπου $10^{-16} - 10^{-18} \text{sec}$, είναι ασταθής, προσωρινά περιέχει όλη την ενέργεια, φορτίο και μάζα της αντίδρασης και κατόπιν αποδιεγείρεται. Η αποδιέγερση του μπορεί να γίνει με διάφορους τρόπους ανάλογα με την ενέργεια διέγερσης, με εκπομπή ακτινοβολίας, σωματιδίου, ή να προκληθεί σχάση [12].

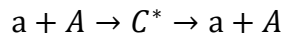


Σχήμα 2.1 Τυπική αντίδραση νετρονίου. Τα αντιδρώντα a και A παράγουν τον σύνθετο πυρήνα C^* και αυτός στη συνέχεια αποδιεγείρεται παράγοντας τα B και b .

Μερικές από τις αλληλεπιδράσεις τέτοιου τύπου που μπορούμε να διακρίνουμε είναι [13]:

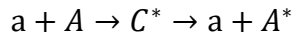
- **Σύνθετη ελαστική σκέδαση**

Ο σύνθετος πυρήνας επανεκπέμπει το αρχικό σωματίο και επανέρχεται στην βασική του κατάσταση. Έτσι η κινητική ενέργεια του συστήματος διατηρείται. Η αντίδραση είναι της μορφής:



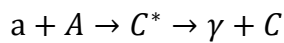
- **Σύνθετη μη ελαστική σκέδαση**

Τώρα ο σύνθετος πυρήνας, μετά την επανεκπομπή του σωματιδίου, παραμένει σε διεγερμένη κατάσταση. Η κινητική ενέργεια του συστήματος δεν διατηρείται. Η αντίδραση είναι της μορφής:



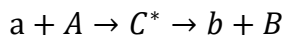
- **Ραδιενεργός σύλληψη**

Σε αυτή τη περίπτωση ο σύνθετος πυρήνας εκπέμπει ακτίνες γ μέχρι να βρεθεί στην βασική του κατάσταση. Η αντίδραση είναι της μορφής:



- **Μεταστοιχείωση**

Τέλος ο σύνθετος πυρήνας μπορεί να εκπέμψει κάποιο σωματίδιο διαφορετικό από το προσπίπτον προκαλώντας πλήρη αναδιάταξη των νουκλεονίων. Η αντίδραση είναι της μορφής:



Οι αντιδράσεις που μελετώνται στην παρούσα εργασία ανήκουν στην τελευταία κατηγορία.

2.1.1.3. Κριτήριο Q-value

Για να αποδιεγερθεί ο σύνθετος πυρήνας, με μια συγκεκριμένη αντίδραση, θα πρέπει η ενέργεια διέγερσης να είναι μεγαλύτερη από την «τιμή Q» της αντίδρασης. Ως τιμή Q ορίζεται η διαφορά μάζας και ενέργειας των προϊόντων και των αντιδρώντων [14]. Αν η τιμή αυτή είναι θετική, τότε η αντίδραση είναι εξώθερμη. Αν η τιμή Q είναι αρνητική, τότε για να πραγματοποιηθεί η αντίδραση θα πρέπει να προσφερθεί ενέργεια. Επομένως δίνεται από τον τύπο:

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

ή συναρτήσει του ελλείμματος μάζας: $\Delta = m - A$

- m : μάζα του ουδέτερου ατόμου σε ατομικές μονάδες μάζας (amu)
- A : ο μαζικός αριθμός του ατόμου σε ατομικές μονάδες μάζας (amu)

Τελικά η τιμή Q γράφεται και: $Q = \Delta_a + \Delta_A - \Delta_b - \Delta_B$

2.1.1.4. Ενδόθερμες και εξώθερμες αντιδράσεις

Μία πυρηνική αντίδραση χαρακτηρίζεται :

- Εξώθερμη αν $Q > 0$. Δηλαδή εαν κατά την διεξαγωγή της εκλύεται ενέργεια. Μία εξώθερμη αντίδραση πραγματοποιείται αυθόρμητα, καθώς τα προϊόντα βρίσκονται σε χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα αντιδρώντα. Δηλαδή θεωρητικά, μπορεί να συμβεί ακόμα και με μηδενική κινητική ενέργεια του βλήματος.
- Ενδόθερμη αν $Q < 0$. Δηλαδή εάν κατά την διεξαγωγή της απορροφάται ενέργεια. Σε μία ενδόθερμη αντίδραση τα προϊόντα βρίσκονται σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα αντιδρώντα. Για το λόγο αυτό, απαιτείται συγκεκριμένη ποσότητα ενέργειας, που παρέχεται υπό τη μορφή κινητικής ενέργειας του βλήματος [15].

2.2. Οι αντιδράσεις $^{174}_{72}\text{Hf} (n, 2n) ^{173}_{72}\text{Hf}$ και $^{176}_{72}\text{Hf} (n, 2n) ^{175}_{72}\text{Hf}$

Παρακάτω θα εφαρμόσουμε όσα αναφέρθηκαν γενικά για τις πυρηνικές αντιδράσεις στην περίπτωση των μελετούμενων αντιδράσεων της παρούσας εργασίας.

2.2.1.1. Σχεδίαση ενεργειακών διαγραμμάτων

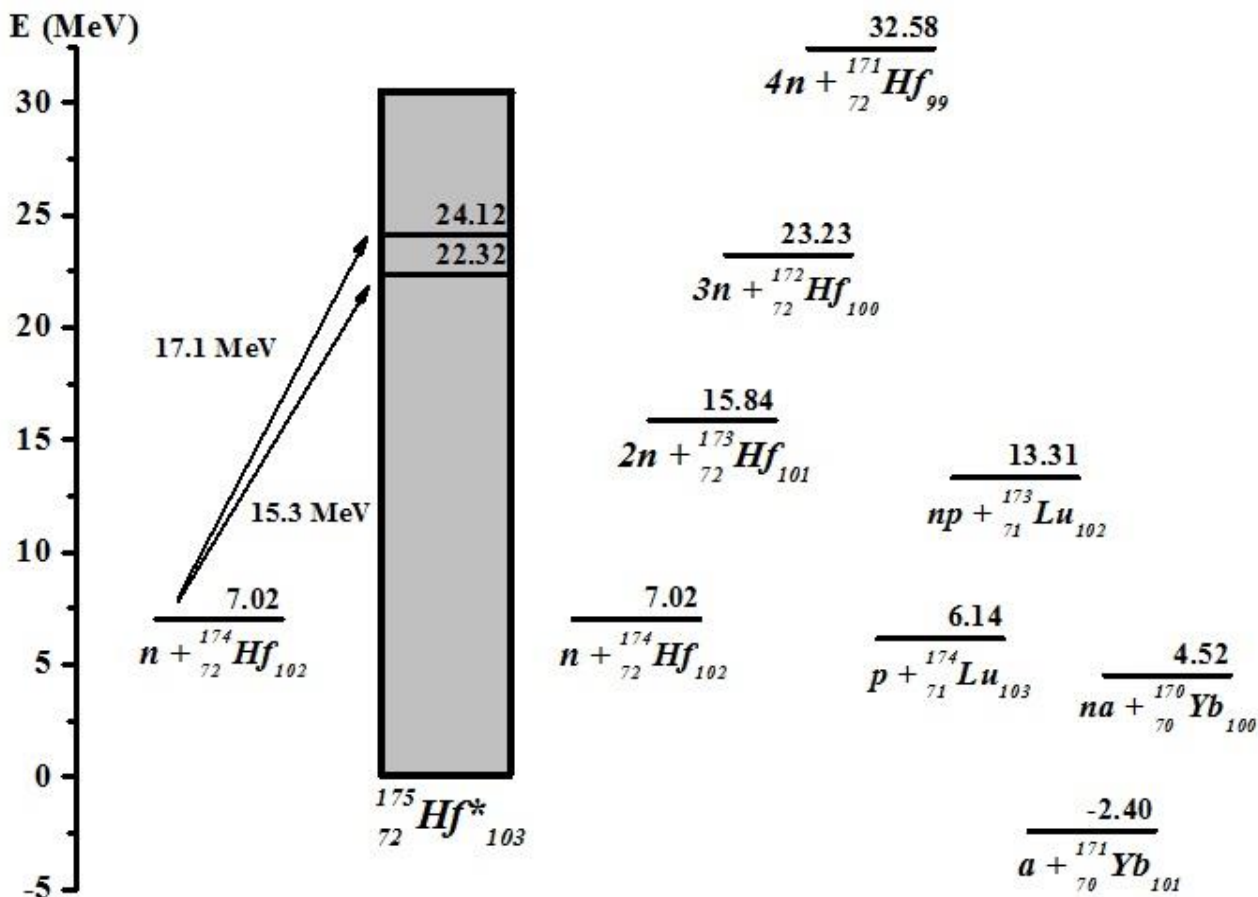
Η αλληλεπίδραση ενός νετρονίου με έναν πυρήνα $^{174}_{72}\text{Hf}$ ή ένα πυρήνα $^{176}_{72}\text{Hf}$ είναι αντίδραση σύνθετου πυρήνα. Προκειμένου να σχεδιαστεί το ενεργειακό διάγραμμα των δύο αντιδράσεων $n + ^{174}_{72}\text{Hf}$ και $n + ^{176}_{72}\text{Hf}$, αλλά και για να γίνει δυνατή η πρόβλεψη των καναλιών που θα ανοίξουν πρέπει οι προηγούμενες αντιδράσεις να μελετηθούν με επίπεδο αναφοράς, το ενεργειακό επίπεδο του σύνθετου πυρήνα που σχηματίζεται. Στους επόμενους πίνακες (Πίνακας 2.1(α,β)) φαίνονται όλα τα δυνατά κανάλια εξόδου από τις αλληλεπιδράσεις μαζί με τις απαιτούμενες ενέργειες τους. Στην συνέχεια παρατίθενται τα τελικά ενεργειακά διαγράμματα (Σχήμα 2.2(α,β)):

Αλληλεπίδραση εισόδου	Κανάλι Εξόδου	Ενεργειακό Κατώφλι	Ενεργειακό Επίπεδο
	$n + {}^{174}_{72}\text{Hf}$	0 MeV(σκέδαση)	7.02 MeV
	$2n + {}^{173}_{72}\text{Hf}$	8.85 MeV (ενδόθερμη)	15.84 MeV
	$3n + {}^{172}_{72}\text{Hf}$	16.21 MeV (ενδόθερμη)	23.23 MeV
$n + {}^{174}_{72}\text{Hf} \rightarrow {}^{175}_{72}\text{Hf}^* \rightarrow$	$4n + {}^{171}_{72}\text{Hf}$	25.62 MeV(ενδόθερμη)	32.58 MeV
	$p + {}^{174}_{71}\text{Lu}$	0.84 MeV (εξώθερμη)	6.14 MeV
	$np + {}^{173}_{71}\text{Lu}$	6.33 MeV(ενδόθερμη)	13.31 MeV
	$a + {}^{171}_{70}\text{Yb}$	9.38MeV (εξώθερμη)	-2.40 MeV
	$na + {}^{170}_{70}\text{Yb}$	2.46MeV (εξώθερμη)	4.52 MeV

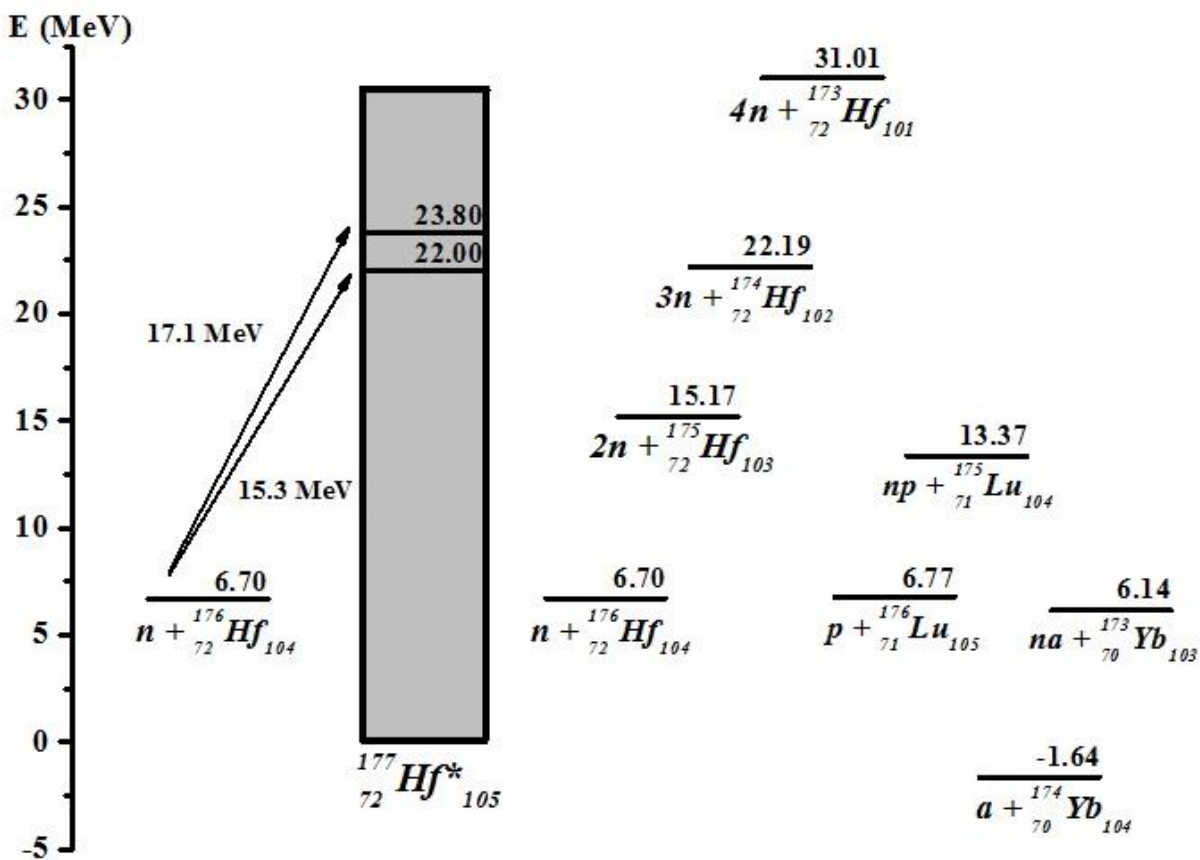
Πίνακας 2.1 (α) Πιθανά κανάλια της αντίδρασης ${}^{174}\text{Hf}(n,2n){}^{173}\text{Hf}$.

Αλληλεπίδραση εισόδου	Κανάλι Εξόδου	Ενεργειακό Κατώφλι	Ενεργειακό Επίπεδο
	$n + {}^{176}_{72}\text{Hf}$	0 MeV(σκέδαση)	6.70 MeV
	$2n + {}^{175}_{72}\text{Hf}$	8.49 MeV (ενδόθερμη)	15.17 MeV
	$3n + {}^{174}_{72}\text{Hf}$	15.51 MeV (ενδόθερμη)	22.19 MeV
$n + {}^{176}_{72}\text{Hf} \rightarrow {}^{177}_{72}\text{Hf}^* \rightarrow$	$4n + {}^{173}_{72}\text{Hf}$	24.32 MeV(ενδόθερμη)	31.01 MeV
	$p + {}^{176}_{71}\text{Lu}$	0.08 MeV (ενδόθερμη)	6.77 MeV
	$np + {}^{175}_{71}\text{Lu}$	6.68 MeV(ενδόθερμη)	13.37 MeV
	$a + {}^{174}_{70}\text{Yb}$	8.33 MeV (εξώθερμη)	-1.64 MeV
	$na + {}^{173}_{70}\text{Yb}$	0.55 MeV (εξώθερμη)	6.14 MeV

Πίνακας 2.1 (β) Πιθανά κανάλια της αντίδρασης ${}^{176}\text{Hf}(n,2n){}^{175}\text{Hf}$.



Σχήμα 2.2 (α) Ενεργειακό διάγραμμα αντίδρασης $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$.



Σχήμα 2.2 (β) Ενεργειακό διάγραμμα αντίδρασης $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$.

2.2.1.2. Ανάλυση πιθανών καναλιών

Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι ανοίγουν σχεδόν όλα τα κανάλια και στις δύο ενέργειες με εξαίρεση τα:

$${}^{174}_{72}\text{Hf}(n, 3n) {}^{172}_{72}\text{Hf} \quad {}^{176}_{72}\text{Hf}(n, 3n) {}^{174}_{72}\text{Hf}$$

$${}^{174}_{72}\text{Hf}(n, 4n) {}^{171}_{72}\text{Hf} \quad {}^{176}_{72}\text{Hf}(n, 4n) {}^{173}_{72}\text{Hf}$$

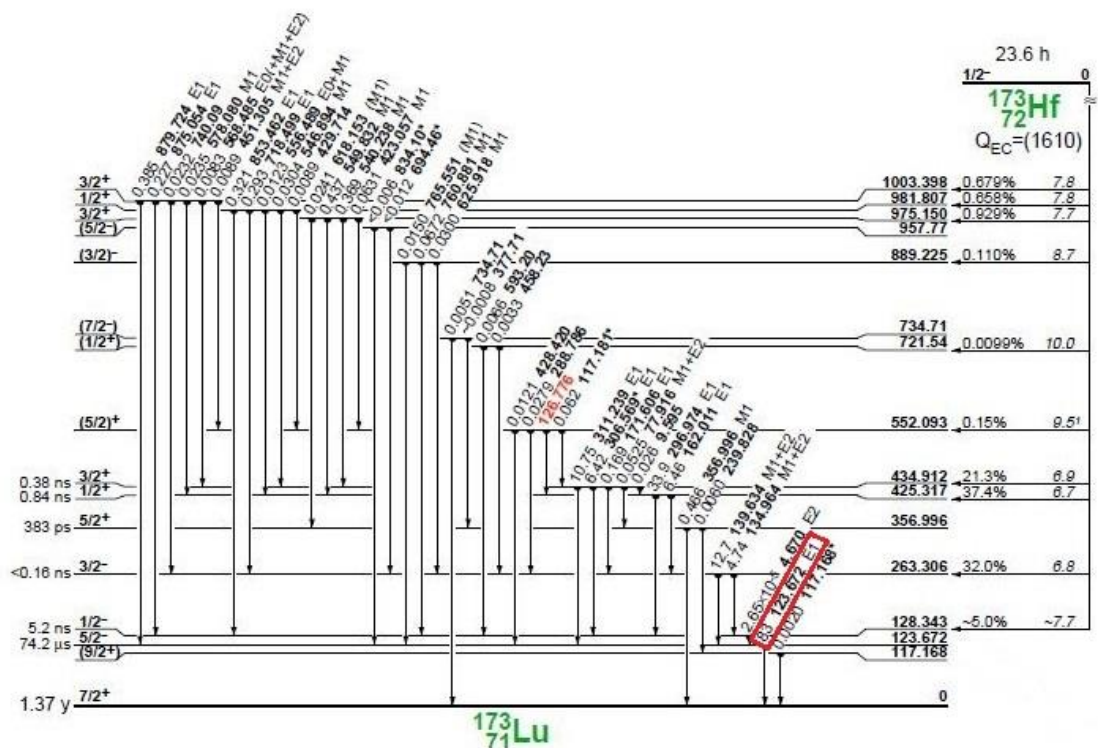
Στην ενέργεια των 15.3 MeV ενώ τα δύο τελευταία:

$${}^{174}_{72}\text{Hf}(n, 4n) {}^{171}_{72}\text{Hf} \quad {}^{176}_{72}\text{Hf}(n, 4n) {}^{173}_{72}\text{Hf}$$

Δεν ανοίγουν ούτε στην ενέργεια των 17.1 MeV.

Εξετάζοντας τους πυρήνες που προκύπτουν από τις δύο ακτινοβολήσεις έναν προς ένα:

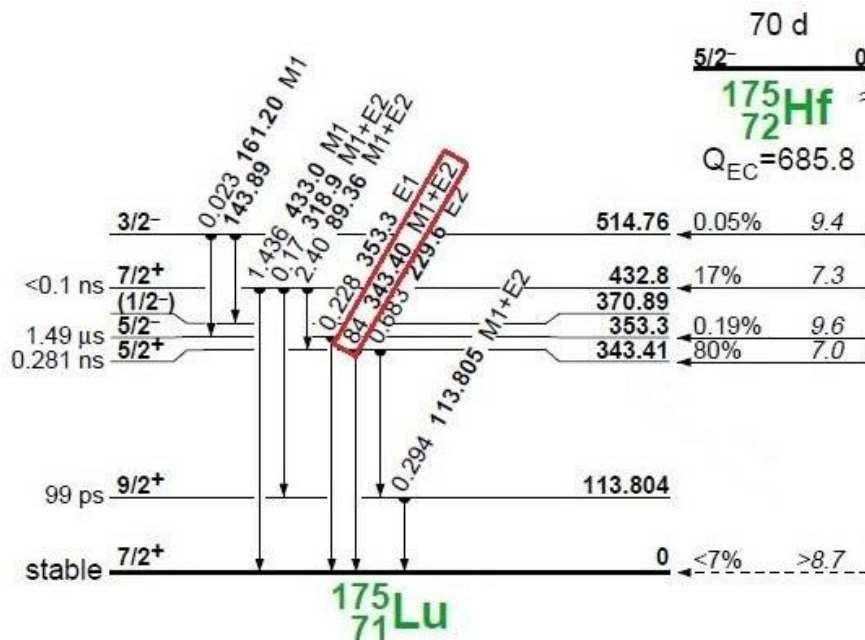
- $n + {}^{174}_{72}\text{Hf}$ Για να μελετηθούν τα σκεδαζόμενα νετρόνια θα έπρεπε να έχουμε διαφορετική πειραματική διάταξη, συνεπώς και μία διαφορετική έρευνα.
- $2n + {}^{173}_{72}\text{Hf}$ Αυτό είναι το υπό μελέτη κανάλι με χρόνο ημιζωής $T_{1/2} = 23,6 \text{ h}$ κατάλληλο για την διεξαγωγή του πειράματος με τη μέθοδο της ενεργοποίησης. Παρακάτω (Σχήμα 2.3) φαίνονται όλες οι ακτίνες-γ που εκπέμπονται από τον ασταθή πυρήνα ${}^{173}_{72}\text{Hf}$ ο οποίος μεταπίπτει σε ${}^{173}_{71}\text{Lu}$.



Σχήμα 2.3 Διάγραμμα αποδιέγερσης του ασταθούς πυρήνα ${}^{173}\text{Hf}$

Η ακτίνα-γ που θα μελετηθεί και από την οποία θα εξαχθεί ουσιαστικά η τελική πληροφορία για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής του ^{174}Hf , έχει ενέργεια $E_\gamma = 123 \text{ keV}$ και ένταση $I_\gamma = 83\%$.

- $3n + ^{172}_72\text{Hf}$ Το συγκεκριμένο κανάλι ανοίγει οριακά στην ενέργεια των 17,1 MeV και έχει αρκετά μεγάλο χρόνο ημιζωής $T_{1/2} = 1,87\text{y}$
- $p + ^{174}_71\text{Lu}$ Επίσης πολύ μεγάλος χρόνος ημιζωής και στο συγκεκριμένο, που καθιστά την μελέτη του με τη μέθοδο της ενεργοποίησης ανέφικτη αφού $T_{1/2} = 3,31\text{y}$
- $np + ^{173}_71\text{Lu}$ Ομοίως και εδώ αφού $T_{1/2} = 1,37\text{y}$
- $a + ^{171}_70\text{Yb}$ Ο παραγόμενος πυρήνας είναι σταθερός άρα είναι αδύνατη η μελέτη του με μέτρηση εκτός δέσμης (*off - beam*).
- $na + ^{170}_70\text{Yb}$ Ομοίως ο πυρήνας είναι σταθερός
- $n + ^{176}_72\text{Hf}$ Για να μελετηθούν τα σκεδαζόμενα νετρόνια θα έπρεπε να έχουμε διαφορετική πειραματική διάταξη, συνεπώς και μία διαφορετική έρευνα.
- $2n + ^{175}_72\text{Hf}$ Αυτό είναι το υπό μελέτη κανάλι με χρόνο ημιζωής $T_{1/2} = 70\text{d}$ ο οποίος αν και μεγάλος είναι κατάλληλος για την διεξαγωγή του πειράματος, λόγω της μεγάλης ενεργού διατομής της αντίδρασης. Παρακάτω (Σχήμα 2.4) φαίνονται όλες οι ακτίνες-γ που εκπέμπονται από τον ασταθή πυρήνα $^{175}_72\text{Hf}$:



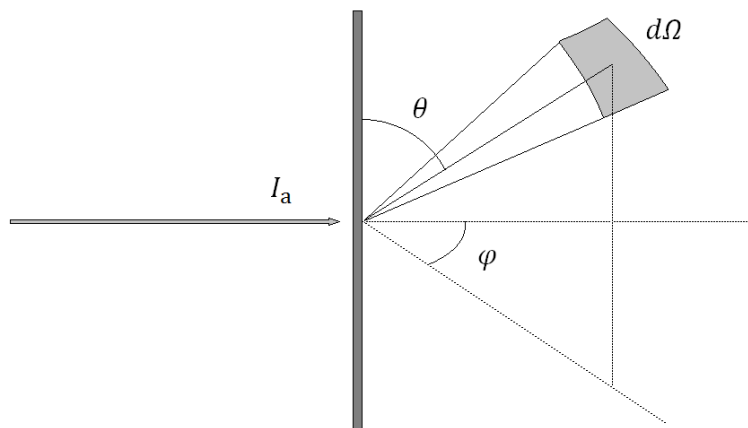
Σχήμα 2.4 Διάγραμμα αποδιέγερσης του ασταθούς πυρήνα ^{175}Hf

Η ακτίνα- γ που θα μελετηθεί και από την οποία θα εξαχθεί ουσιαστικά η τελική πληροφορία για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής του ^{176}Hf , έχει ενέργεια $E_\gamma = 343 \text{ keV}$ και ένταση $I_\gamma = 84\%$.

- $3n + {}^{174}_{72}\text{Hf}$ Το συγκεκριμένο κανάλι ανοίγει οριακά στην ενέργεια των 17,1 MeV και έχει τεράστιο χρόνο ημιζωής $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{15} \text{ y}$.
- $p + {}^{176}_{71}\text{Lu}$ Επίσης τεράστιος χρόνος ημιζωής και στο συγκεκριμένο, που καθιστά την μελέτη του ανέφικτη $T_{1/2} = 3,8 \cdot 10^{10} \text{ y}$
- $np + {}^{175}_{71}\text{Lu}$ Ο παραγόμενος πυρήνας είναι σταθερός άρα είναι αδύνατη η μελέτη του.
- $a + {}^{174}_{70}\text{Yb}$ Ομοίως ο πυρήνας είναι σταθερός.
- $na + {}^{173}_{70}\text{Yb}$ Ομοίως ο πυρήνας είναι σταθερός.

2.3. Ενεργός Διατομή

Ένα χαρακτηριστικό μέγεθος που μας ενδιαφέρει σε κάθε πυρηνική αντίδραση είναι η ενεργός διατομή (cross section). Σαν μέγεθος αντικατοπτρίζει την πιθανότητα να συμβεί η αντίδραση κάτω από ορισμένες πειραματικές συνθήκες. Έστω τώρα ότι τοποθετούμε έναν ανιχνευτή σε γωνία σκέδασης θ ως προς την κατεύθυνση της δέσμης, για να μελετήσουμε μια αντίδραση τύπου $A(a, b)B$. Σκοπός μας είναι να καταγραφούν τα σωματίδια b που εκπέμπονται από τον πυρήνα στόχο. Στον ανιχνευτή όμως δεν θα φτάνουν όλα τα σωματίδια καθώς αυτό εξαρτάται από το πώς έχει αυτός τοποθετηθεί σε σχέση με την διεύθυνση ακτινοβολήσης (Σχήμα 2.5). Θα δέχεται δηλαδή, μια μικρή στερεά γωνία $d\Omega$ σε σχέση με τον πυρήνα στόχο η οποία θα εξαρτάται από την γωνία (θ, φ) όπως εικονίζεται παρακάτω.



Σχήμα 2.5 Απεικόνιση εξάρτησης ανιχνευτικής ικανότητας σε σχέση με τη γωνία θέασης

Η ενεργός διατομή λοιπόν ορίζεται ως:

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

- R_b : ο ρυθμός των εξερχόμενων σωματίων b
- I_a : η ροή των σωματίων a που προσπίπτουν στο στόχο, στη μονάδα του χρόνου
- N : ο αριθμός των πυρήνων του στόχου, ανά μονάδα επιφάνειας

Με την εφαρμογή του προηγούμενου τύπου όμως, θα έχουμε βγάλει συμπέρασμα μόνο για ένα κλάσμα $d\sigma$ της ενεργού διατομής. Αυτό όπως είπαμε συμβαίνει διότι ο ανιχνευτής μας καταλαμβάνει μόνο τη μικρή στερεά γωνία $d\Omega$, και δεν μπορεί να καταμετρήσει τα εκπεμπόμενα προς όλες τις κατευθύνσεις σωματίδια. Επίσης τα σωματίδια b δεν εκπέμπονται ομοιόμορφα στο χώρο, αλλά θα έχουν μία κατανομή $r(\theta, \varphi)$, εξαρτώμενη προφανώς από τις γωνίες θ και φ . Επομένως θα ισχύει :

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

Η ποσότητα $d\sigma/d\Omega$ ονομάζεται διαφορική ενεργός διατομή (differential cross section), και μας δίνει πολύ σημαντικές πληροφορίες για την γωνιακή κατανομή των προϊόντων μιας αντίδρασης. Τελικά η ενεργός διατομή σ της αντίδρασης μπορεί να υπολογιστεί ολοκληρώνοντας την παραπάνω σχέση σε όλες τις γωνίες. Παίρνοντας ότι $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, έχουμε :

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

Επιπλέον, υπάρχει και η ολική ενεργός διατομή (total cross section), η οποία αντιπροσωπεύει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης του συστήματος $a + A$ μέσω οποιουδήποτε μηχανισμού. Δηλαδή έστω σ_e , σ_i , σ_{cn} οι ενεργές διατομές για αντιδράσεις ελαστικής σκέδασης, ανελαστικής σκέδασης και σύνθετου πυρήνα αντίστοιχα. Η ολική ενεργός διατομή δίνεται από το άθροισμα των επιμέρους ενεργών διατομών:

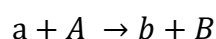
$$\sigma_{\tau} = \sum_j \sigma_j$$

2.4. Μέθοδος ενεργοποίησης

Η μέθοδος νετρονικής ενεργοποίησης είναι μια πυρηνική διαδικασία που χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της συγκέντρωσης διαφόρων στοιχείων μέσα σε κάποιο υλικό. Στην συγκεκριμένη όμως εργασία εφαρμόστηκε με σκοπό την μέτρηση της ενεργού διατομής των ισοτόπων του Hf. Το μυστικό της μεθόδου αυτής είναι ότι αγνοεί την χημική σύσταση του δείγματος και επικεντρώνεται αποκλειστικά στους ασταθείς πυρήνες που παράγονται και έχουν ένα μέσο χρόνο ημιζωής ώστε να είναι άμεσα μετρήσιμοι. Το πρώτο πράγμα που απαιτείται είναι μια πηγή νετρονίων με την οποία θα βομβαρδιστεί το δείγμα. Έτσι θα δημιουργηθούν τεχνητά ραδιενεργά ισότοπα των οποίων οι αποδιεργήσεις είναι γνωστές και μετρήσιμες. Αντλώντας λοιπόν δεδομένα από τα φάσματα των εκπομπών αυτών εξάγουμε σημαντικές πληροφορίες. Δύναται να εφαρμοστεί σε στερεά, υγρά, αέρια αλλά και σε μείγματα με μικρή προετοιμασία. Σημαντικό πλεονέκτημα της τεχνικής αυτής είναι ότι δεν καταστρέφει το δείγμα, για αυτό και χρησιμοποιείται στην στοιχειομετρική ανάλυση έργων τέχνης και ιστορικών κειμηλίων. Τα παραγόμενα ισότοπα έχουν διαφορετικούς χρόνους ημιζωής ενώ εκπέμπουν ακτίνες- γ σε διαφορετικές ενέργειες. Η ακρίβεια της μεθόδου είναι πολύ μεγάλη για αυτό και διαδόθηκε. Σταδιακά όμως, ο αριθμός των κατάλληλων προς εφαρμογή αντιδραστήρων μειώθηκε και η μέθοδος κατέστη δαπανηρή. Επίσης μειονέκτημα είναι ότι τα παραγόμενα ισότοπα μπορεί να παραμείνουν ραδιενεργά για πολλά χρόνια οπότε και χρειάζονται ειδική διαχείριση.

2.4.1.1. Εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης στη μέτρηση ενεργών διατομών

Μία πολύ χρήσιμη εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης είναι ο προσδιορισμός ενεργών διατομών στοιχείων που συμμετέχουν σε διάφορες πυρηνικές αντιδράσεις. Έστω η γενική πυρηνική αλληλεπίδραση κατά την οποία δέσμη σωματίων τύπου a αλληλεπιδρά με τον πυρήνα A του στόχου και παράγεται ο ασταθής πυρήνας B :



Οι πυρήνες B που παράγονται είναι ασταθείς και αποδιεγείρονται με μέσους χρόνους ημιζωής που κειμένονται από μερικά λεπτά έως μερικές ημέρες. Έτσι, είναι δυνατόν να προσδιοριστεί το πλήθος των πυρήνων B που παράχθηκαν από την πυρηνική αντίδραση, με την ανίχνευση της ακτινοβολίας που συνοδεύει την αποδιέγερσή τους, μετά το τέλος της ακτινοβόλησης.

Ο συλλογισμός στο συγκεκριμένο πείραμα είναι ότι για κάθε στόχο που ακτινοβολείται, μπορούμε έχοντας γνωστά κάποια μεγέθη να υπολογίσουμε τα υπόλοιπα. Δηλαδή:

Δεδομένα	Ζητούμενα
Φ, N_T	σ
σ, N_T	Φ

- σ : η ενεργός διατομή της αντίδρασης
- N_τ : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε
- Φ : η συνολική ροή στην οποία εκτέθηκε το δείγμα κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης

Πειραματικά, το σκεπτικό είναι κατά την ακτινοβολήση να έχουν τοποθετηθεί στόχοι αναφοράς στην ίδια θέση με το δείγμα. Οι στόχοι αναφοράς πρέπει να είναι από κατάλληλο υλικό, έτσι ώστε να είναι γνωστή με ακρίβεια η ενεργός διατομή τους στις συγκεκριμένες συνθήκες πειράματος. Με τον τρόπο αυτό, οι στόχοι αναφοράς δέχονται την ίδια ροή σωματιδίων με το δείγμα. Τότε, τόσο για το δείγμα, όσο και για τους στόχους αναφοράς, ισχύει η σχέση:

$$\sigma = \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\Phi}$$

Όπου:

- N_p : το πλήθος των πυρήνων που παράχθηκαν από τη δέσμη στο χρόνο t_B
- N_τ : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε και δίνεται από:

$$N_\tau = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB}$$

Όπου:

- m : η μάζα του στόχου
- N_A : ο αριθμός Avogadro
- AB : Το μοριακό βάρος του στόχου
- K : η ισοτοπική αναλογία του πυρήνα που μελετάμε

Συνήθως τοποθετούνται δύο στόχοι αναφοράς από το ίδιο υλικό, μπροστά και πίσω από τον στόχο του οποίου μελετάται η ενεργός διατομή. Ο σκοπός είναι τόσο οι στόχοι αναφοράς όσο και ο στόχος που μελετάμε να δέχονται την ίδια ροή σωματιδίων. Η τεχνική αυτή ονομάζεται **τεχνική σάντουιτς** [16] και η τελική ροή στον στόχο προσδιορίζεται ως η μέση τιμή της ροής στους εκατέρωθεν στόχους αναφοράς. Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν στόχοι αλουμινίου των οποίων οι ενεργές διατομές είναι γνωστές και ενδεδειγμένα μελετημένες στη βιβλιογραφία [17].

Κεφάλαιο 3

Πειραματικό Μέρος

Σε αυτό το κεφάλαιο περιγράφεται ό,τι θεωρήθηκε απαραίτητο για την κατανόηση της πειραματικής διαδικασίας που ακολουθήθηκε. Από την πειραματική διάταξη της ακτινοβόλησης (επιταχυντής, γεννήτρια, τοποθέτηση στόχων κτλ.) μέχρι τους ανιχνευτές HPGe που κατέγραψαν τις αποδιεγέρσεις των ακτινοβοληθέντων στόχων.

3.1. Επιταχυντής

Η δέσμη που απαιτείται για τη μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων δημιουργείται από έναν επιταχυντή που επιταχύνει σωματία μέχρι αυτά να αποκτήσουν μία προεπιλεγμένη κινητική ενέργεια και στη συνέχεια τα κατευθύνει στο στόχο. Σε κάθε μορφή επιταχυντή η δημιουργία ενεργητικών σωματίων πραγματοποιείται με εκμετάλλευση του ηλεκτρικού φορτίου του πυρήνα. Σε μία πηγή ιόντων, με την προσθήκη ή με την αφαίρεση ηλεκτρονίων στο αντίστοιχο ουδέτερο άτομο, δημιουργούνται τα ιόντα του πυρήνα που πρόκειται να επιταχυνθούν. Στη συνέχεια, διοχετεύονται σε ένα χώρο με ηλεκτρικό πεδίο E και ενδεχομένως μαγνητικό πεδίο B , έτσι ασκείται στα ιόντα δύναμη Lorentz:

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q(\vec{u} \times \vec{B})$$

Ανάλογα με τον τρόπο εφαρμογής του ηλεκτρικού πεδίου, οι επιταχυντές χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες: ηλεκτροστατικοί, γραμμικοί και κυκλοτρόνια.

Η πιο απλή μορφή ενός ηλεκτροστατικού επιταχυντή συγκροτείται από έναν πυκνωτή με επίπεδους οπλισμούς.

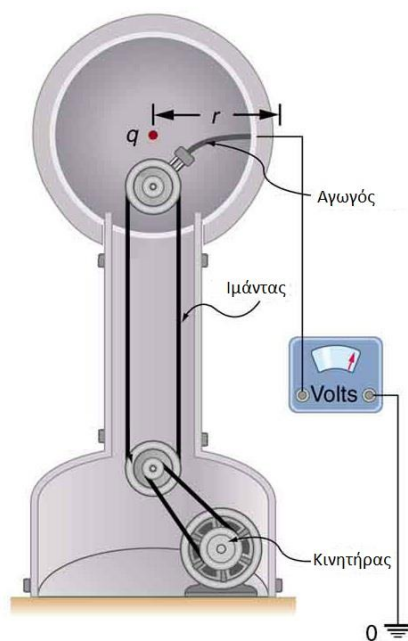
Έστω ιόντα με θετικό φορτίο q , τα οποία εισέρχονται στον χώρο μεταξύ των οπλισμών από μία μικρή οπή του θετικού οπλισμού. Τα ιόντα επιταχύνονται προς τον αρνητικό οπλισμό από μία δύναμη $F = q \cdot E$, και εξέρχονται από μία αντίστοιχη οπή του αρνητικού οπλισμού με κινητική ενέργεια $q \cdot V$, όπου V η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο οπλισμών.

Η διάταξη του πυκνωτή με επίπεδους οπλισμούς δίνει μέχρι ενέργειες μερικών δεκάδων keV, ενώ δεν έχει τη δυνατότητα να δώσει δέσμη ιόντων με ενέργειες της τάξης των μερικών MeV που απαιτούνται για τη διέγερση ενός πυρηνικού συστήματος. Αν όμως αυτή η βασική διάταξη επαναληφθεί αρκετές φορές σε μία συστοιχία από εναλλάξ ηλεκτρόδια (σε μορφή μεταλλικών δίσκων) και δακτυλίου από μονωτικό υλικό, δημιουργείται ένας επιταχυντικός σωλήνας. Αυτό αποτελεί και το πιο σημαντικό τμήμα κάθε ηλεκτροστατικού επιταχυντή.

Ο τρόπος λειτουργίας ενός επιταχυντικού σωλήνα είναι ο εξής:

το αριστερό άκρο του επιταχυντικού σωλήνα, από όπου εισέρχονται τα θετικά ιόντα, βρίσκεται ένα τροφοδοτικό συνεχούς ρεύματος, το οποίο δημιουργεί θετικό δυναμικό V σε σχέση με το δεξιό άκρο του επιταχυντή που είναι γειωμένο. Τα διαδοχικά ηλεκτρόδια συνδέονται με όμοιες αντιστάσεις R και έτσι σε κάθε στάδιο της διάταξης εξασφαλίζεται ομοιόμορφη πτώση δυναμικού $I \cdot R$. Με αυτόν τον τρόπο και με τη χρήση 100 ή περισσότερων ηλεκτροδίων στους σύγχρονους επιταχυντές, επιτυγχάνεται η διατήρηση διαφοράς δυναμικού της τάξης των 5 MV.

Οι διάφοροι τύποι ηλεκτροστατικών επιταχυντών διαφέρουν ως προς τον τρόπο ανάπτυξης του δυναμικού V στα άκρα του επιταχυντικού σωλήνα. Τα πειράματα της παρούσας διπλωματικής πραγματοποιήθηκαν στον ηλεκτροστατικό επιταχυντή T11/25 5.5 MV Van de Graaff Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος", ο οποίος έχει δυνατότητες μέγιστου δυναμικού 5.5MV



Σχήμα 3.1 Απεικόνιση γεννήτριας τύπου Van der Graaf

Η γεννήτρια Van der Graaf επιτυγχάνει την ανάπτυξη υψηλής τάσης με τη μηχανική μεταφορά ηλεκτρικού φορτίου πάνω σε έναν ιμάντα μεταξύ δύο περιστρεφόμενων κυλίνδρων (Σχήμα 3.1). Το φορτίο διοχετεύεται στην εξωτερική επιφάνεια του ιμάντα από μία διάταξη ακίδων στο κάτω μέρος της διάταξης και απάγεται προς το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης από ένα δεύτερο συγκρότημα ακίδων στο άνω μέρος. Η διάταξη δημιουργεί διαφορά δυναμικού :

$$V = \frac{Q}{C}$$

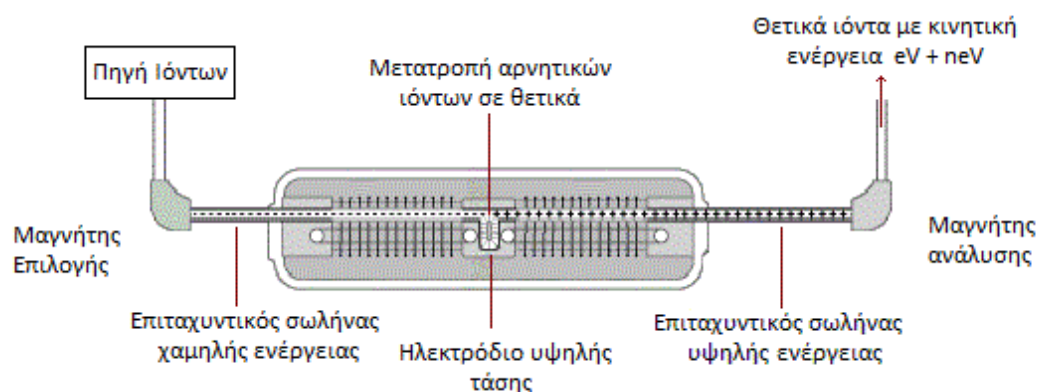
Όπου

- ο Q : το ολικό φορτίο που συσσωρεύεται στο ηλεκτρόδιο
- ο C : η χωρητική σύνδεση του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης ως προς τη γη

Η διάταξη του συγκεκριμένου επιταχυντή βρίσκεται στο κέντρο μίας δεξαμενής που περιέχει αέριο SF_3 σε πίεση 4,5 bar, με σκοπό την αποφυγή ηλεκτρικών εκκενώσεων από το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης προς το πλησιέστερο αντικείμενο που βρίσκεται στο δυναμικό της γης.

Η κινητική ενέργεια των σωματιών που παράγει ένας ηλεκτροστατικός επιταχυντής είναι ίση με $n \cdot e \cdot V$, όπου n : ο αριθμός των ηλεκτρονίων που έχουν αφαιρεθεί από το αντίστοιχο ουδέτερο άτομο στην πηγή ιόντων.

Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε επιταχυντής tandem (tandem = σε αλληλουχία). Ο επιταχυντής αυτός (Σχήμα 3.2) συγκροτείται από δύο απλούς ηλεκτροστατικούς επιταχυντές σε σειρά. Τα δύο άκρα του επιταχυντικού συστήματος είναι γειωμένα και στο κέντρο της διάταξης, όπου συναντώνται οι δύο επιταχυντικοί σωλήνες, εφαρμόζεται υψηλή θετική τάση. Η πηγή ιόντων βρίσκεται έξω από τον κυρίως επιταχυντή στο δυναμικό της γης.

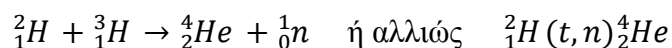


Σχήμα 3.2 Απεικόνιση ηλεκτροστατικού επιταχυντή Tandem

Η διαδικασία που ακολουθείται είναι η εξής: τα αρνητικά ιόντα διοχετεύονται στον πρώτο επιταχυντικό σωλήνα και επιταχύνονται σε ενέργεια $e \cdot V$ μέχρι το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης. Στην περιοχή του ηλεκτροδίου αναγκάζονται να διέλθουν μέσα από ένα λεπτό υμένιο άνθρακα (απογυμνωτής-Carbon Stripper), με αποτέλεσμα να αποβάλλουν το περίσσιο ηλεκτρόνιο που τα καθιστούσε αρνητικά ιόντα και να απογυμνώνονται από n επιπλέον ηλεκτρόνια. Στη συνέχεια, ως θετικά ιόντα, με φορτίο $n \cdot e$, επιταχύνονται μέχρι το άλλο του άκρο του συστήματος με ολική κινητική ενέργεια $e \cdot V + n \cdot e \cdot V$.

3.2. Παραγωγή δέσμης νετρονίων από επιταχυντή

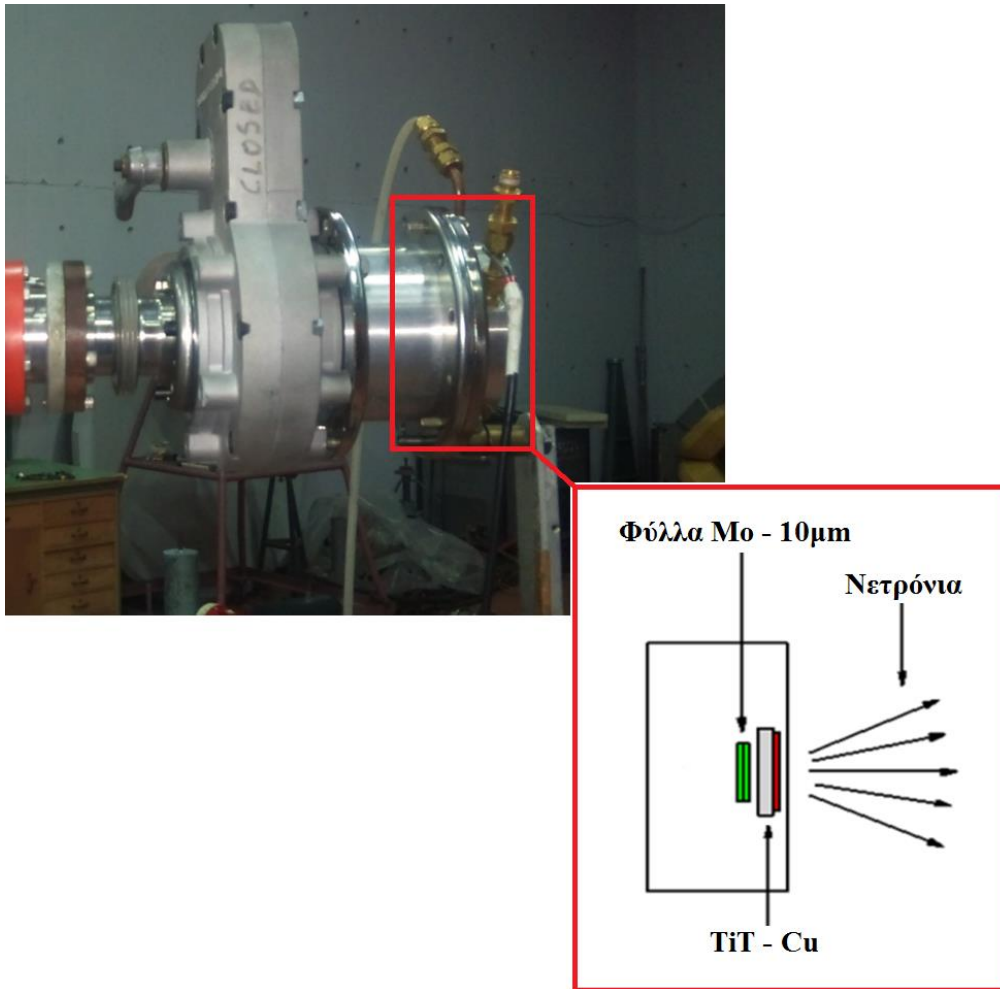
Η παραγωγή δέσμης νετρονίων σε επιταχυντή γίνεται με έμμεσο τρόπο, συνήθως με χρήση κάποιας πυρηνικής αντίδρασης, λόγω της έλλειψης φορτίου του νετρονίου. Σε αυτό το πείραμα η παραγωγή της δέσμης νετρονίων γίνεται μέσω της αντίδρασης D-T [18], δηλαδή της αντίδρασης:



Από το επιταχυντικό σύστημα που περιγράφηκε στη προηγούμενη ενότητα εξέρχεται μια δέσμη δευτερίων κατάλληλης ενέργειας. Η δέσμη αυτή διοχετεύεται μέσω μιας γραμμής μεταφοράς, η οποία διατηρείται σε υψηλό κενό (10^{-6} Torr), σε στόχο τρίτιου CuTiT . Να σημειώσουμε όμως ότι στην διάταξη προστέθηκαν δύο φύλλα Μο πάχους, 5 μm το καθένα, μπροστά από τον στόχο ώστε τα εισερχόμενα δευτέρια να χάσουν ένα μέρος της ενέργειας του πριν φτάσουν στο στόχο. Αυτό έγινε διότι η ενεργός διατομή της D – T είναι υψηλότερη στις χαμηλές ενέργειες. Αυτό δημιουργεί μια αβεβαιότητα στην ενέργεια της δέσμης, αλλά αν διαλέγαμε η δέσμη δευτερίων να έφτανε κατευθείαν με χαμηλότερη ενέργεια τότε ο επιταχυντής δεν θα μπορούσε να δώσει ικανοποιητική ένταση [19].

Ο στόχος αποτελείται από ένα φύλλο χαλκού Cu , διαμέτρου 28.5 mm και πάχους 1 mm, πάνω στο οποίο έχει εναποτεθεί ένα λεπτό στρώμα τιτανίου Ti , διαμέτρου 25.4 mm. Μέσα στο τιτάνιο βρίσκεται προσροφημένο το τρίτιο με αναλογία πυρήνων τρίτιο/τιτάνιο = 1.543. Το τρίτιο έχει ενεργότητα 373 GBq (Σχήμα 3.3).

Πλεονέκτημα της αντίδρασης D-T, είναι ότι δίνει μία σχετικά καθαρή δέσμη νετρονίων, μέχρι τα $\sim 21 \text{ MeV}$, χωρίς πολλά παρασιτικά νετρόνια. Αυτό, συμβαίνει επειδή οι αντιδράσεις διάλυσης του δευτερίου και του τρίτιου αρχίζουν να γίνονται σημαντικές για βλήματα ενέργειας μεγαλύτερης των 3.71 MeV. Παρόλα αυτά γίνονται παρασιτικές (d,n) αντιδράσεις με τα Cu , Ti και Al της φλάντζας [20]. Στο συγκεκριμένο πείραμα τα προσπίπτοντα στο τρίτιο δευτέρια, είχαν ενέργειες μικρότερες του 1.5 MeV.



Σχήμα 3.3 Απεικόνιση του στόχου τριτίου όπως ήταν τοποθετημένος στη φλάντζα μαζί με τα φύλλα μολυβδαινίου

Κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης το σύστημα ψύχεται με αέρα, έτσι ώστε να αποφευχθεί η αύξηση της θερμοκρασίας που πιθανώς να προκαλούσε διαφυγή του ραδιενεργού τριτίου.

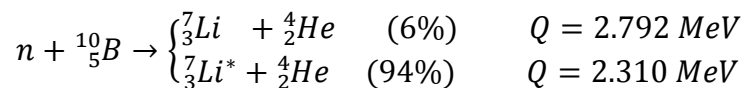
3.3. Ανίχνευση νετρονίων

Κατά τη διάρκεια των ακτινοβολήσεων χρησιμοποιούμε έναν επιμήκη απεριθμητή BF_3 , σαν μέσο ελέγχου των διακυμάνσεων της δέσμης των νετρονίων (Εικόνα 3.1). Από την πληροφορία που παίρνουμε από το τελικό φάσμα του BF_3 προκύπτει και ο διορθωτικός παράγοντας f_C τον οποίο χρησιμοποιούμε στην επεξεργασία των πειραματικών δεδομένων.

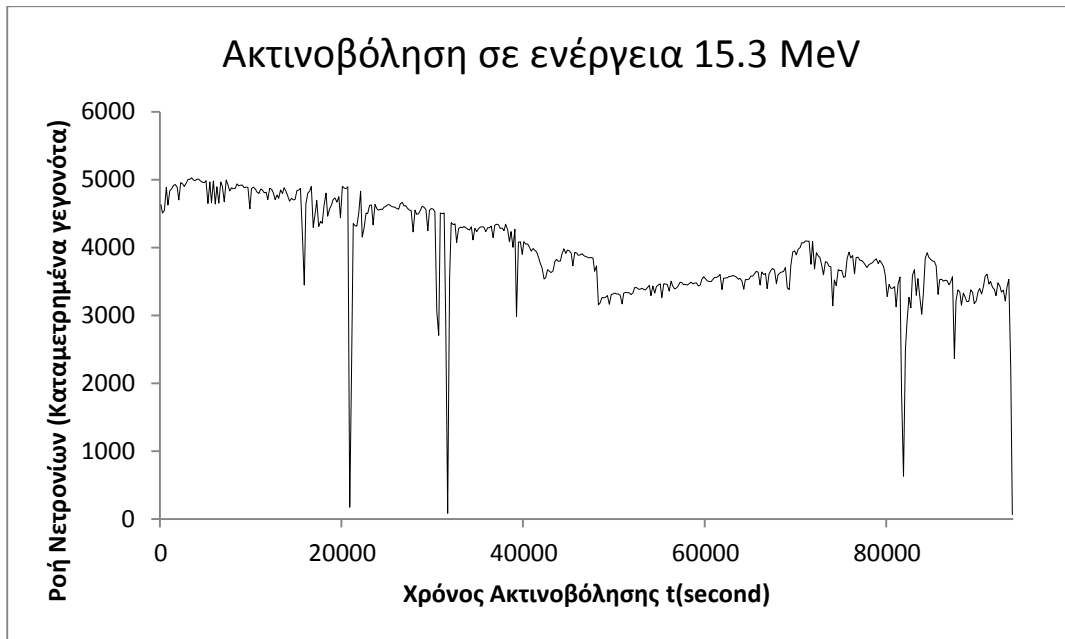


Εικόνα 3.1 Ανιχνευτής BF_3

Λόγω έλλειψης φορτίου των νετρονίων, η ανίχνευσή τους γίνεται με έμμεσο τρόπο, με την ανίχνευση των προϊόντων των αλληλεπιδράσεων στις οποίες συμμετέχουν. Στον ανιχνευτή τύπου BF_3 , οι αντιδράσεις που χρησιμοποιούνται είναι οι εξής:



Τα νετρόνια αλληλεπιδρούν με το ${}^{10}_5B$ του ανιχνευτή και οι παραγόμενοι πυρήνες 7_3Li και 4_2He , ανιχνεύονται καθώς χάνουν ενέργεια μέσα στο αέριο. Η αντίδραση αυτή έχει ιδιαίτερα μεγάλη ενεργό διατομή για θερμικά νετρόνια ($\approx 0.025 \text{ eV}$), γεγονός που σημαίνει ότι ο ανιχνευτής έχει πολύ μεγάλη απόδοση σε πολύ χαμηλές ενέργειες νετρονίων. Αντιθέτως, για υψηλές ενέργειες νετρονίων, η απόδοση μειώνεται δραματικά, καθώς η ενεργός διατομή της αντίδρασης μειώνεται αντιστρόφως ανάλογα προς την ταχύτητα των νετρονίων [21]. Για το σκοπό αυτό, ο απαριθμητής BF_3 τοποθετείται στο κέντρο ενός κυλίνδρου από παραφίνη η οποία παρουσιάζει μεγάλη περιεκτικότητα σε υδρογόνο. Τα νετρόνια σκεδάζονται στους ελαφρείς πυρήνες της παραφίνης χάνοντας μεγάλο μέρος της αρχικής τους ενέργειας σε κάθε κρούση. Έτσι, μετά από κάποιον αριθμό κρούσεων φτάνουν στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή θερμοποιημένα. Υπάρχει όμως περίπτωση τα γεγονότα που καταγράφονται στο φάσμα ενός ανιχνευτή BF_3 , να οφείλονται σε ηλεκτρονικό θόρυβο ή ακτινοβολία γ . Οι ακτίνες γ αλληλεπιδρούν κυρίως με τα τοιχώματα του ανιχνευτή, παράγοντας δευτερογενή ηλεκτρόνια των οποίων η απώλεια ενέργειας στο αέριο του απαριθμητή είναι πολύ μικρή. Έτσι διασχίζουν τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή χωρίς να αφήνουν σημαντικό ποσοστό της αρχικής τους ενέργειας, και τα αντίστοιχα γεγονότα μπορούν να διαχωριστούν από τα γεγονότα που οφείλονται στην αλληλεπίδραση νετρονίων, λόγω της μεγάλης διαφοράς της αποτιθέμενης ενέργειας. Στο συγκεκριμένο πείραμα συνέβησαν δύο ακτινοβολήσεις για 15.3 MeV και 17.1 MeV. Σύμφωνα με το φάσμα (Σχήμα 3.4 (α,β)) που έδωσε λοιπόν ο BF_3 η διακύμανση ροής της δέσμης είναι:



Σχήμα 3.4 (α) Διάγραμμα ροής νετρονίων κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης για ενέργεια 15.3 MeV



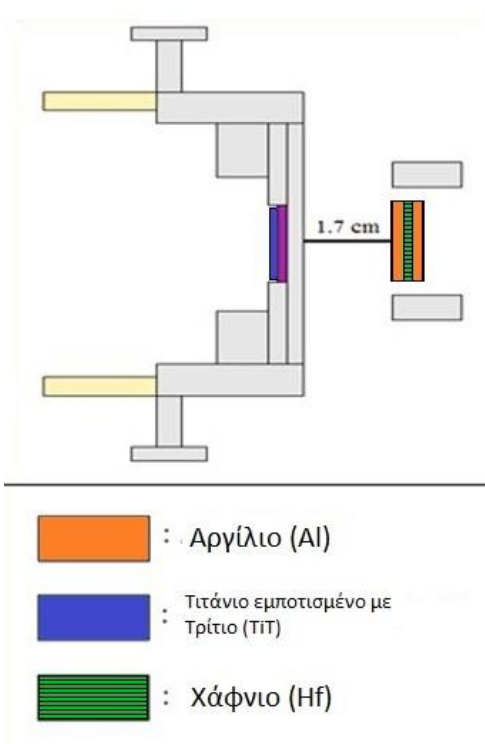
Σχήμα 3.4 (β) Διάγραμμα ροής νετρονίων κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης για ενέργεια 17.1 MeV

Πρέπει να σημειωθεί ότι όταν ξεκίνησε η ακτινοβολήση στα 17.1 MeV (Σχήμα 3.4 (β)) ο ανιχνευτής BF_3 σταμάτησε να λειτουργεί και μέχρι τα 170400 sec δεν υπάρχουν δεδομένα για την διακύμανση της δέσμης. Η ευθεία που φαίνεται στο διάγραμμα για το διάστημα αυτό αποτελεί μέση τιμή των δεδομένων που λήφθηκαν στο υπόλοιπο της ακτινοβολήσης.

3.4. Ακτινοβόληση



Εικόνα 3.2 Πειραματική διάταξη ακτινοβόλησης δείγματος φυσικού Hf



Σχήμα 3.5 Απεικόνιση της πειραματικής διάταξης και του ακτινοβολούμενου δείγματος Hf που βρίσκεται ανάμεσα σε φύλλα αναφοράς από αργίλιο

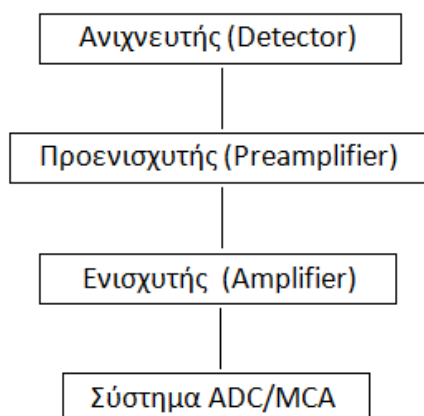
Το δείγμα απείχε από τον στόχο 1.7 cm (Σχήμα 3.5), ενώ η ακτινοβόληση διήρκησε για την ενέργεια των 15.3 MeV και 17.1 MeV αντίστοιχα χρονικό διάστημα 93800 sec και 346200sec.

3.5. Ηλεκτρονικά

Στην συνέχεια τα ακτινοβολημένα δείγματα τοποθετήθηκαν σε διάταξη ανιχνευτών Ge για τους οποίο θα μιλήσουμε στην επόμενη παράγραφο. Κάθε ανιχνευτής συνδέεται με:

- ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης
- έναν ενισχυτή
- ένα σύστημα ADC/ MCA

Για την ακρίβεια, η πορεία του σήματος που εξέρχεται από τον ανιχνευτή, φαίνεται στο επόμενο σχήμα:



Με την πρόσπτωση ακτίνων- γ στον κρύσταλλο του Ge, τα ηλεκτρόνια και οι οπές που δημιουργούνται στην περιοχή απογύμνωσης συλλέγονται στις επαφές p-n, υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, που προέρχεται από ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης (της τάξης των 103 V). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, τη δημιουργία ενός μικρού ρεύματος στο κύκλωμα. Με την παρεμβολή ενός παλμογράφου γίνεται δυνατή η παρακολούθηση του.

Στη συνέχεια, προκειμένου το αρχικό σήμα να ενισχυθεί, εισέρχεται στον προενισχυτή και εξέρχεται ως σήμα της τάξης των mV. Ο προενισχυτής δε χρειάζεται να συνδεθεί με τον ανιχνευτή, γιατί βρίσκεται στο εσωτερικό του ανιχνευτή και τροφοδοτείται από τον ενισχυτή, ο οποίος έχει μία έξοδο για μικρές τάσεις.

Έπειτα, το σήμα εισέρχεται στον ενισχυτή, από τον οποίο εξέρχεται ως σήμα τάσης της τάξης των Volt, ενώ ταυτόχρονα περνάει από μία διαδικασία διαφορίσης-ολοκλήρωσης (CR/ RC) και καταλήγει να έχει τη μορφή γκαουσιανής καμπύλης.

Τέλος, σειρά έχει το σύστημα ADC/MCA, το οποίο μετατρέπει το αναλογικό σήμα σε ψηφιακή πληροφορία με τη βοήθεια ενός Multi-Channel Analyzer. Η πληροφορία τοποθετείται σε μία θέση της μνήμης του υπολογιστή (κανάλι) και έτσι τελικά δημιουργείται ένα φάσμα. Με τη βαθμονόμηση του φάσματος επιτυγχάνεται και η αντιστοίχιση των καναλιών σε ενέργειες.

3.6. Τοποθέτηση των στόχων σε ανιχνευτή Ge

Ο ανιχνευτές γερμανίου που χρησιμοποιήθηκαν ήταν υψηλής καθαρότητας (HPGe) και ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών ημιαγωγών (Εικόνα 3.3). Εντός του κρυστάλλου υπάρχει μια επαφή p-n στην οποία εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο έτσι ώστε οι δύο φορείς φορτίου να ακολουθήσουν αντίθετες κατευθύνσεις. Αποτέλεσμα είναι μία περιοχή απογύμνωσης στην οποία αν εισέλθει ένα φωτόνιο, εναποθέτει σε αυτόν την ενέργεια του μέσω των τριών μηχανισμών αλληλεπίδρασης με την ύλη, δηλαδή μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, της σκέδασης Compton και της δίδυμης γένεσης.

Οι ανιχνευτές γερμανίου έχουν μικρό ενεργειακό χάσμα (0.7 eV) μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας και της ζώνης σθένους, συνεπώς σε θερμοκρασία δωματίου, θα παρουσίαζαν πολύ μεγάλο ρεύμα διαρροής οφειλόμενο στα θερμικά παραγόμενα ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών. Για το λόγο αυτό, με τη βοήθεια μιας θερμικά μονωμένης δεξαμενής στην οποία τοποθετείται υγρό άζωτο, ο κρύσταλλος διατηρείται στην επιθυμητή θερμοκρασία λειτουργίας που είναι οι 77K.

Επίσης, οι ανιχνευτές αυτοί λόγω της υψηλής καθαρότητάς τους, μπορούν να φτάσουν πάχος ζώνης απογύμνωσης μέχρι και μερικά εκατοστά. Σημαντικό πλεονέκτημα των HPGe είναι η πολύ καλή διακριτική ικανότητά τους, που σε ιδανικές συνθήκες μπορεί να επιτύχει μέχρι και 0.1% σφάλμα.

Στα αρνητικά τους συγκαταλέγονται η ευπάθειά τους αλλά και ο σχετικά μεγάλος χρόνος συλλογής των φορέων φορτίου λόγω της μικρότερης ταχύτητας ολίσθησης τους.



Εικόνα 3.3 Ανιχνευτές τύπου HPGe που χρησιμοποιήθηκαν

3.7. Ανιχνευτική ικανότητα – απόδοση

Η ανιχνευτική ικανότητα είναι το μέτρο της ικανότητας του ανιχνευτή να ανιχνεύει όσο το δυνατό μεγαλύτερο ποσοστό της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας που φτάνει σε αυτόν. Για φωτόνια, η ανιχνευτική ικανότητα εξαρτάται από:

- την ενέργεια των ακτίνων γ
- τον τύπο του κρυστάλλου του ανιχνευτή
- τη γεωμετρία του συστήματος, δηλαδή το μέγεθος του κρυστάλλου, τις διαστάσεις της πηγής και τη σχετική θέση πηγής- κρυστάλλου

Η απόδοση ενός ανιχνευτή μπορεί να οριστεί με διάφορους τρόπους, ανάλογα με το τι μας εξυπηρετεί κάθε φορά. Δηλαδή:

- **Απόλυτη απόδοση (absolute/ total efficiency)**

Είναι ο λόγος:
$$\frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}}$$

- $N_{\text{κορυφής}}$: ο αριθμός των φωτονίων που ανιχνεύθηκαν σε ένα ορισμένο χρονικό διάστημα έχοντας μία συγκεκριμένη ενέργεια
- $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$: ο αριθμός των συνολικών φωτονίων που εξέπεμψε η πηγή στο ίδιο χρονικό διάστημα. Ο λόγος αυτός εξαρτάται από τη γεωμετρία της πηγής και του ανιχνευτή.

- **Εσωτερική απόδοση (internal peak efficiency)**

Είναι ο λόγος:
$$\frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εισερχόμενα}}}$$

- $N_{\text{κορυφής}}$: ο αριθμός των φωτονίων που ανιχνεύθηκαν σε ένα ορισμένο χρονικό διάστημα έχοντας μία συγκεκριμένη ενέργεια
- $N_{\text{εισερχόμενα}}$: ο αριθμός των φωτονίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή στο διάστημα αυτό.

- **Ανιχνευτική ικανότητα Ge σε σχέση με σπινθηριστή NaI**

Επειδή η απόλυτη απόδοση, όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, εξαρτάται από τη γεωμετρία του συστήματος, δεν έχει απόλυτο χαρακτήρα και δεν χαρακτηρίζει έναν ανιχνευτή. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιείται συχνά η έννοια της σχετικής ανιχνευτικής ικανότητας ενός ανιχνευτή Ge σε σχέση με την ανιχνευτική ικανότητα ενός κρυστάλλου NaI διαστάσεων 3"x3" τοποθετημένου σε απόσταση 25 cm από μία πηγή ^{60}Co και για την φωτοκορυφή 1332.5 keV ακτίνας- γ του ^{60}Co . Ο ανιχνευτής Ge τοποθετείται και αυτός στην ίδια απόσταση από την πηγή, οπότε είναι δυνατόν να υπολογιστούν πειραματικά οι απόλυτες αποδόσεις και για τους δύο ανιχνευτές. Έτσι ορίζεται η σχετική ανιχνευτική ικανότητα (relative efficiency) σύμφωνα με τη σχέση:

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

Όπου η συγκεκριμένη κορυφή είναι η 1332.5 keV του ^{60}Co .

Η απόλυτη απόδοση ενός ανιχνευτή NaI διαστάσεων 3"x3" για πηγή ^{60}Co σε απόσταση 25 cm από τον ανιχνευτή είναι γνωστή:

$$\varepsilon_{\text{απόλυτη (NaI)}} \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$$

Επομένως, αν υπολογιστεί και η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή Ge, είναι δυνατό να βρεθεί η σχετική ανιχνευτική του ικανότητα ως προς αυτήν ενός κρυστάλλου NaI. Η τιμή της κυμαίνεται από 10-120%, δηλαδή μικρότερη ή συγκρίσιμη με αυτήν ενός ανιχνευτή σπινθηρισμών.

Στο πείραμα αυτό χρησιμοποιήθηκαν τρεις ανιχνευτές Ge:

- Ένας με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 100%.
- Ένας με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 50%.
- Ένας με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 16%

3.8. Υπολογισμός efficiency των τριών ανιχνευτών

Η απόδοση ε του ανιχνευτή με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 50%, προσδιορίστηκε με τη χρήση σημειακής πηγής ^{152}Eu . Η πηγή που χρησιμοποιήθηκε, κατασκευάστηκε στις 29/10/2009, με ποσοστό πρόσμιξης σε ^{154}Eu 3% και αρχική ενεργότητα: $(2.10 \pm 0.05) \mu\text{Ci} = (77700 \pm 1850) \text{Bq}$. Για τη λήψη του φάσματος, η πηγή τοπο-θετήθηκε σε απόσταση 10 cm από τον ανιχνευτή Ge.

Για την εύρεση της απόδοσης (efficiency) του ανιχνευτή, ακολουθήθηκε συγκεκριμένη διαδικασία. Πρώτα έγινε ανάλυση των κορυφών του φάσματος για κάποιες χαρακτηριστικές ακτίνες- γ του ^{152}Eu . Η εύρεση των γεγονότων (ακτίνων- γ) της κάθε φωτοκορυφής έγινε με τη βοήθεια του προγράμματος SPECTRW του Δρ. Κάλφα.

Η ανάλυση της κάθε φωτοκορυφής σημαίνει την παρακάτω διαδικασία:

- Αφαίρεση της ακτινοβολίας υποβάθρου (BGR). Το υπόβαθρο αφαιρέθηκε κατά περίπτωση, ανάλογα με τη μορφή του συνεχούς υποβάθρου στην περιοχή της κάθε φωτοκορυφής. Η προσαρμογή της συνάρτησης του υποβάθρου έγινε κυρίως με συναρτήσεις γραμμικές (linear), και τη συνάρτηση του "σκαλοπατιού" (step).
- Ρύθμιση του FWHM (Set FWHM). Το FWHM συνήθως ήταν ρυθμισμένο ως "Free", εκτός από περιπτώσεις στις οποίες οι κορυφές ήταν διπλές, όπου το FWHM ρυθμιζόταν ως "Common".
- Ρύθμιση της ασυμμετρίας (Set asymmetry %). Η ασυμμετρία για τις περισσότερες κορυφές ήταν ρυθμισμένη στο 2% (εξ'ορισμού από το πρόγραμμα). Για κορυφές που εμφάνιζαν "ουρές" στην αριστερή πλευρά (κυρίως σε μεγαλύτερες ενέργειες) η ασυμμετρία έφτασε μέχρι και το 7%.
- Προσαρμογή της συνάρτησης Gauss στα πειραματικά σημεία της κάθε φωτοκορυφής (FIT). Αυτή η διαδικασία περιλαμβάνει και την ολοκλήρωση

της καμπύλης προσαρμογής, με αποτέλεσμα την εύρεση των συνολικών γεγονότων (ακτίνων-γ) της κάθε κορυφής.

Έτσι τελικά προέκυψε ο παρακάτω πίνακας:

Φάσμα ^{152}Eu πριν την ακτινοβόληση, με live time = 3600 sec				
E_γ (keV)	I_γ (%)	FWHM (keV)	N_γ (counts)	δN_γ (counts)
121,78	28,58	1,64	681535	2599
244,70	7,58	1,71	148440	557
344,28	26,50	1,74	410517	808
411,12	2,23	1,82	30111	294
778,90	12,94	2,09	109536	439
867,37	4,25	2,22	33534	281
964,08	14,60	2,25	105832	421
1085,90	10,21	2,34	68073	350
1112,10	13,64	2,41	89495	388
1408,00	21,01	2,62	115935	420

Υπολογισμός της ενεργότητας της πηγής ^{152}Eu , την ημέρα λήψης του φάσματος. Το φάσμα λήφθηκε στις 25/4/2013, επομένως από την ημέρα κατασκευής της πηγής παρήλθαν: $t = 1274 \text{ d} = 110073600 \text{ sec}$.

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \Leftrightarrow -\frac{dN(t)}{dt} = \frac{dN(0)}{dt} \cdot e^{-\lambda t} \Leftrightarrow R(t) = R_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Για το χρόνο ημιζωής του ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13.537\text{y}$), που αντιστοιχεί σε σταθερά αποδιέγερσης $\lambda = 1.62 \cdot 10^{-9}\text{Hz}$ και με διάδοση σφαλμάτων, προκύπτει ότι η ενεργότητα της σημειακής πηγής ^{152}Eu , την ημέρα λήψης του φάσματος ήταν: $R = (64995 \pm 1547) \text{ Bq}$.

Εύρεση του αριθμού των πυρήνων ^{152}Eu που διασπάστηκαν κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος. Η ενεργότητα της πηγής είναι: $(64995 \pm 1547) \text{ Bq}$. Αυτό σημαίνει ότι, κάθε 1sec , γίνονται (64995 ± 1547) διασπάσεις . Άρα, σε live time 3600sec , θα έχουν συμβεί (233982000 ± 5569200) διασπάσεις .

Υπολογισμός του πλήθους των ακτίνων- γ, που έχουν παραχθεί από την πηγή του ^{152}Eu , κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος, για την κάθε ενέργεια χωριστά. Ισχύει για την κάθε φωτοκορυφή:

$$N_{\text{εκπεμπόμενα}} = \text{αριθμός συνολικών διασπάσεων} \cdot \frac{I_\gamma}{100}$$

Με την εφαρμογή της σχέσης αυτής για κάθε ακτίνα γ προκύπτει ο παρακάτω πίνακας:

Ακτίνες γ που εκπέμπονται θεωρητικά από το ^{152}Eu , σε live time = 3600 sec			
E_γ (keV)	I_γ (%)	$N_{\text{εκπ}}$ (counts)	$\delta N_{\text{εκπ}}$ (counts)
121,78	28,58	66872056	1591678
244,70	7,58	17735836	422146
344,28	26,50	62005230	1475838
411,12	2,23	5217799	124193
778,90	12,94	30277271	720655
867,37	4,25	9944235	236691
964,08	14,60	34161372	813103
1085,90	10,21	23889562	568615
1112,10	13,64	31915145	759639
1408,00	21,01	49159618	1170089

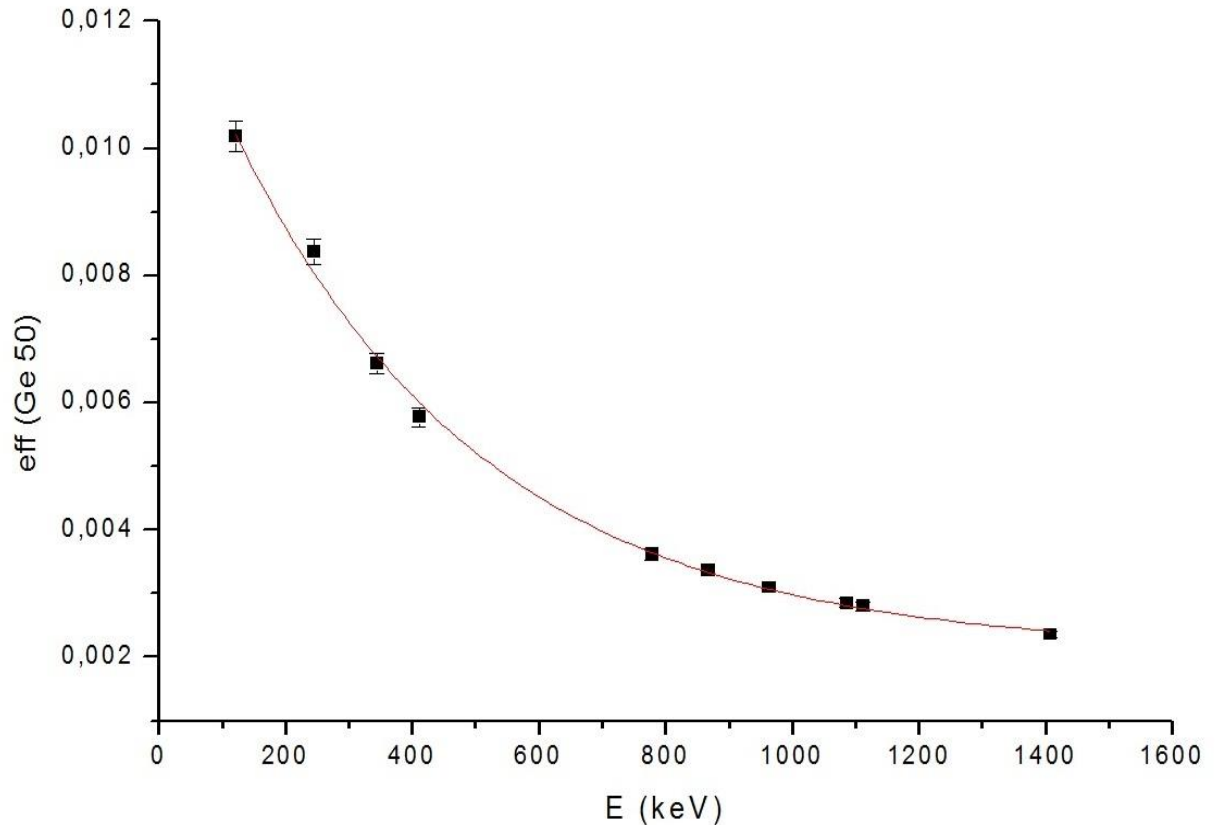
Υπολογισμός της απόδοσης (ε) του ανιχνευτή από τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \Leftrightarrow \varepsilon = \frac{N_\gamma}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}}$$

όπου τα N_γ είναι τα δεδομένα από το πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu και τα $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$ είναι οι θεωρητικοί υπολογισμοί για την εκπομπή των ακτίνων γ. Έτσι προκύπτει ο πίνακας:

Απόδοση ανιχνευτή Ge50%		
E_γ (keV)	ε	$\delta\varepsilon$
121,78	0,0102	0,000250
244,70	0,0084	0,000200
344,28	0,0066	0,000160
411,12	0,0058	0,000150
778,90	0,0036	0,000087
867,37	0,0034	0,000085
964,08	0,0031	0,000075
1085,90	0,0028	0,000069
1112,10	0,0028	0,000068
1408,00	0,0024	0,000057

Τα αποτελέσματα για την απόδοση του ανιχνευτή, συναρτήσει της ενέργειας, φαίνονται στο επόμενο διάγραμμα:



Η καμπύλη που προέκυψε από τα παραπάνω σημεία προσεγγίστηκε με την παρακάτω εκθετική συνάρτηση από το πρόγραμμα «OriginPro 8.0»:

$$y = A_1 \cdot e^{-\frac{x}{t_1}} + y_0$$

Οι προηγούμενες σταθερές υπολογίστηκε ότι είναι:

y_0 :	0,002100	0,000093
A_1 :	0,011020	0,000330
t_1 :	396,3	20,4

Η απόδοση ϵ του ανιχνευτή με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 100% προσδιορίστηκε με τη χρήση σημειακής πηγής ^{152}Eu . Η πηγή που χρησιμοποιήθηκε, κατασκευάστηκε στις 1/3/2004, με ποσοστό πρόσμιξης σε ^{154}Eu 3% και αρχική ενεργότητα: $(1.23 \pm 0.05) \mu\text{Ci} = (45510 \pm 1850) \text{Bq}$. Για τη λήψη του φάσματος, η πηγή τοποθετήθηκε σε απόσταση 10 cm από τον ανιχνευτή Ge.

Για την εύρεση της απόδοσης (efficiency) του ανιχνευτή, ακολουθήθηκε όμοια διαδικασία:

Από την ανάλυση των κορυφών του φάσματος του ^{152}Eu με τη βοήθεια του προγράμματος SPECTRW προέκυψε ο παρακάτω πίνακας:

Φάσμα ^{152}Eu πριν την ακτινοβόληση, με live time = 3600 sec				
E_γ (keV)	I_γ (%)	FWHM (keV)	N_γ (counts)	δN_γ (counts)
121,78	28,58	1,52	756619	2774
244,70	7,58	1,65	141654	1130
344,28	26,50	1,71	406989	810
411,12	2,23	1,76	29478	276
778,90	12,94	2,12	115600	790
867,37	4,25	2,2	33668	274
964,08	14,60	2,32	113800	822
1085,90	10,21	2,42	75800	695
1112,10	13,64	2,44	92000	690
1408,00	21,01	2,67	124796	437

Υπολογισμός της ενεργότητας της πηγής ^{152}Eu , την ημέρα λήψης του φάσματος. Το φάσμα λήφθηκε την 23/4/2013, επομένως από την ημέρα κατασκευής της πηγής παρήλθαν: $t = 3340 \text{ d} = 288576000 \text{ sec}$.

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \Leftrightarrow -\frac{dN(t)}{dt} = \frac{dN(0)}{dt} \cdot e^{-\lambda t} \Leftrightarrow R(t) = R_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Για το χρόνο ημιζωής του ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13.537\text{y}$), που αντιστοιχεί σε σταθερά αποδιέγερσης $\lambda = 1.62 \cdot 10^{-9}\text{Hz}$ και με διάδοση σφαλμάτων, προκύπτει ότι η ενεργότητα της σημειακής πηγής ^{152}Eu , την ημέρα λήψης του φάσματος ήταν: $R = (28496 \pm 1547) \text{ Bq}$.

Εύρεση του αριθμού των πυρήνων ^{152}Eu που διασπάστηκαν κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος. Η ενεργότητα της πηγής είναι: $(28496 \pm 1547) \text{ Bq}$. Αυτό σημαίνει ότι, κάθε 1sec , γίνονται (28496 ± 1547) διασπάσεις . Άρα, σε live time 4224 sec , θα έχουν συμβεί (120367104 ± 6534528) διασπάσεις .

Υπολογισμός του πλήθους των ακτίνων- γ , που έχουν παραχθεί από την πηγή του ^{152}Eu , κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος, για την κάθε ενέργεια χωριστά. Ισχύει για την κάθε φωτοκορυφή:

$$N_{\text{εκπεμπόμενα}} = \text{αριθμός συνολικών διασπάσεων} \cdot \frac{I_\gamma}{100}$$

Με την εφαρμογή της σχέσης αυτής για κάθε ακτίνα γ προκύπτει ο παρακάτω πίνακας:

Ακτίνες γ που εκπέμπονται θεωρητικά από το ^{152}Eu , σε live time = 4224 sec			
E_γ (keV)	I_γ (%)	$N_{\text{εκπ}}$ (counts)	$\delta N_{\text{εκπ}}$ (counts)
121,78	28,58	34400918	1867568
244,70	7,58	9123826	495317
344,28	26,50	31897283	1731650
411,12	2,23	2684186	145720
778,90	12,94	15575503	845568
867,37	4,25	5115602	277717
964,08	14,60	17573597	954041
1085,90	10,21	12289481	667175
1112,10	13,64	16418073	891310
1408,00	21,01	25289129	1372904

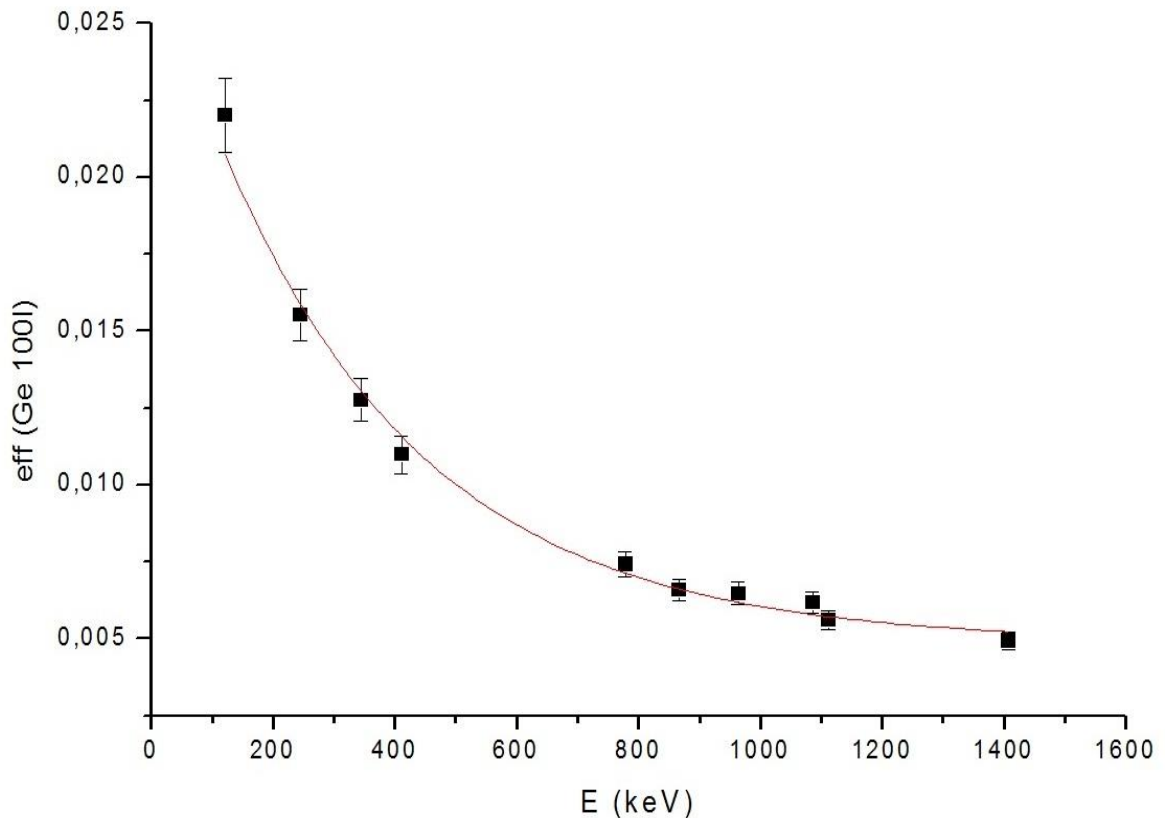
Υπολογισμός της απόδοσης (ε) του ανιχνευτή από τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \Leftrightarrow \varepsilon = \frac{N_\gamma}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}}$$

όπου τα N_γ είναι τα δεδομένα από το πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu και τα $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$ είναι οι θεωρητικοί υπολογισμοί για την εκπομπή των ακτίνων γ . Έτσι προκύπτει ο πίνακας:

Απόδοση ανιχνευτή Ge 50%		
E_γ (keV)	ε	$\delta\varepsilon$
121,78	0,0220	0,00130
244,70	0,0155	0,00085
344,28	0,0128	0,00069
411,12	0,0110	0,00061
778,90	0,0074	0,00041
867,37	0,0066	0,00036
964,08	0,0065	0,00035
1085,90	0,0062	0,00034
1112,10	0,0056	0,00031
1408,00	0,0049	0,00027

Τα αποτελέσματα για την απόδοση του ανιχνευτή, συναρτήσει της ενέργειας, φαίνονται στο επόμενο διάγραμμα:



Η καμπύλη που προέκυψε από τα παραπάνω σημεία προσεγγίστηκε με την παρακάτω εκθετική συνάρτηση από το πρόγραμμα «OriginPro 8.0»:

$$y = A_1 \cdot e^{-\frac{x}{t_1}} + y_0$$

Οι προηγούμενες σταθερές υπολογίστηκε ότι είναι:

y_0 :	0,00489	0,00030
A_1 :	0,02277	0,00173
t_1 :	336,6	35,6

Η απόδοση ϵ του ανιχνευτή με σχετική ανιχνευτική ικανότητα 16% προσδιορίστηκε με τη χρήση σημειακής πηγής ^{152}Eu . Η πηγή που χρησιμοποιήθηκε είναι η ίδια που χρησιμοποιήθηκε για τον προηγούμενο ανιχνευτή απόδοσης 100%. Κατασκευάστηκε στις 1/3/2004, με ποσοστό πρόσμιξης σε ^{154}Eu 3% και αρχική ενεργότητα: $(1.23 \pm 0.05) \mu\text{Ci} = (45510 \pm 1850) \text{Bq}$. Για τη λήψη του φάσματος, η πηγή τοποθετήθηκε σε απόσταση 7 cm από τον ανιχνευτή Ge.

Για την εύρεση της απόδοσης (efficiency) του ανιχνευτή, ακολουθήθηκε όμοια διαδικασία:

Από την ανάλυση των κορυφών του φάσματος του ^{152}Eu με τη βοήθεια του προγράμματος SPECTRW προέκυψε ο παρακάτω πίνακας:

Φάσμα ^{152}Eu πριν την ακτινοβόληση, με live time = 3600 sec				
E_γ (keV)	I_γ (%)	FWHM (keV)	N_γ (counts)	δN_γ (counts)
121,78	28,58	1,7	981542	16903
244,70	7,58	1,78	151922	550
344,28	26,50	1,8	383506	792
411,12	2,23	1,86	26872	285
778,90	12,94	2,06	80765	383
867,37	4,25	2,11	22778	251
964,08	14,60	2,17	72639	354
1085,90	10,21	2,24	46841	291
1112,10	13,64	2,26	58899	321
1408,00	21,01	2,4	73119	335

Υπολογισμός της ενεργότητας της πηγής ^{152}Eu , την ημέρα λήψης του φάσματος. Το φάσμα λήφθηκε την 23/4/2013, επομένως από την ημέρα κατασκευής της πηγής παρήλθαν: $t = 3340 \text{ d} = 288576000 \text{ sec}$.

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \Leftrightarrow -\frac{dN(t)}{dt} = \frac{dN(0)}{dt} \cdot e^{-\lambda t} \Leftrightarrow R(t) = R_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Για το χρόνο ημιζωής του ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13.537\text{y}$), που αντιστοιχεί σε σταθερά αποδιέγερσης $\lambda = 1.62 \cdot 10^{-9}\text{Hz}$ και με διάδοση σφαλμάτων, προκύπτει ότι η ενεργότητα της σημειακής πηγής ^{152}Eu , την ημέρα λήψης του φάσματος ήταν: $R = (28496 \pm 1547) \text{ Bq}$.

Εύρεση του αριθμού των πυρήνων ^{152}Eu που διασπάστηκαν κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος. Η ενεργότητα της πηγής είναι: $(28496 \pm 1547) \text{ Bq}$. Αυτό σημαίνει ότι, κάθε 1sec , γίνονται (28496 ± 1547) διασπάσεις . Άρα, σε live time 3600 sec , θα έχουν συμβεί (193573328 ± 10508771) διασπάσεις .

Υπολογισμός του πλήθους των ακτίνων- γ , που έχουν παραχθεί από την πηγή του ^{152}Eu , κατά την διάρκεια λήψης του φάσματος, για την κάθε ενέργεια χωριστά. Ισχύει για την κάθε φωτοκορυφή:

$$N_{\text{εκπεμπόμενα}} = \text{αριθμός συνολικών διασπάσεων} \cdot \frac{I_\gamma}{100}$$

Με την εφαρμογή της σχέσης αυτής για κάθε ακτίνα γ προκύπτει ο παρακάτω πίνακας:

Ακτίνες γ που εκπέμπονται θεωρητικά από το ^{152}Eu , σε live time = 6793 sec			
E_γ (keV)	I_γ (%)	$N_{\text{εκπ}}$ (counts)	$\delta N_{\text{εκπ}}$ (counts)
121,78	28,58	55323257	3003407
244,70	7,58	14672858	796565
344,28	26,50	51296932	2784824
411,12	2,23	4316685	234346
778,90	12,94	25048389	1359835
867,37	4,25	8226866	446623
964,08	14,60	28261706	1534281
1085,90	10,21	19763837	1072946
1112,10	13,64	26403402	1433396
1408,00	21,01	40669756	2207893

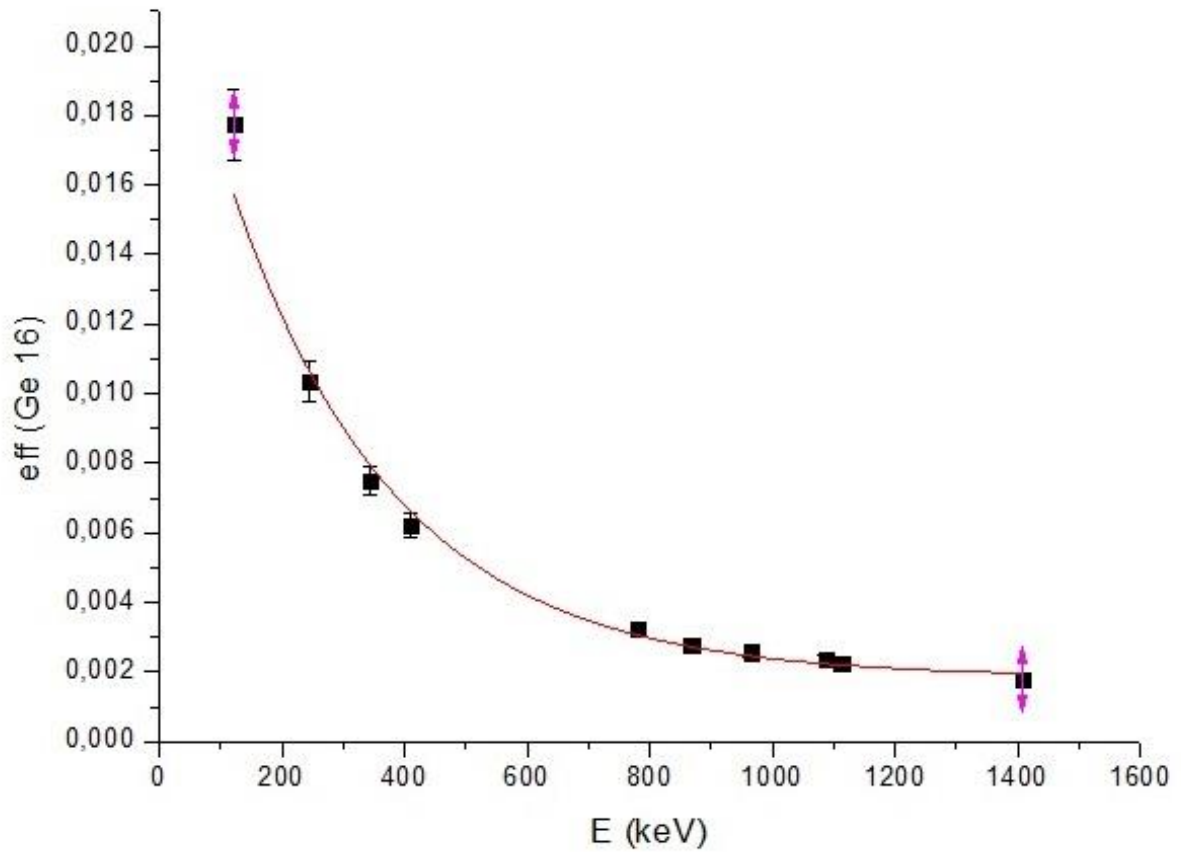
Υπολογισμός της απόδοσης (ε) του ανιχνευτή από τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \Leftrightarrow \varepsilon = \frac{N_\gamma}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}}$$

όπου τα N_γ είναι τα δεδομένα από το πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu και τα $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$ είναι οι θεωρητικοί υπολογισμοί για την εκπομπή των ακτίνων γ. Έτσι προκύπτει ο πίνακας:

Απόδοση ανιχνευτή Ge 50%		
E_γ (keV)	ε	$\delta\varepsilon$
121,78	0,0177	0,00101
244,70	0,0104	0,00056
344,28	0,0075	0,00041
411,12	0,0062	0,00034
778,90	0,0032	0,00018
867,37	0,0028	0,00015
964,08	0,0026	0,00014
1085,90	0,0024	0,00013
1112,10	0,0022	0,00012
1408,00	0,0018	0,00009

Τα αποτελέσματα για την απόδοση του ανιχνευτή, συναρτήσει της ενέργειας, φαίνονται στο επόμενο διάγραμμα:



Η καμπύλη που προέκυψε από τα παραπάνω σημεία προσεγγίστηκε με την παρακάτω εκθετική συνάρτηση από το πρόγραμμα «OriginPro 8.0»:

$$y = A_1 \cdot e^{-\frac{x}{t_1}} + y_0$$

Οι προηγούμενες σταθερές υπολογίστηκε ότι είναι:

y_0 :	0,00185	0,000135
A_1 :	0,0218	0,0021
t_1 :	270,3	23,9

Κεφάλαιο 4

Υπολογισμός της ενεργού διατομής

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται αναλυτική παρουσίαση των υπολογισμών που έγιναν. Στο τέλος δίνονται τα αποτελέσματα, χωρίς όμως να έχει γίνει ακόμα μελέτη της συνεισφοράς των παρασιτικών αντιδράσεων.

4.1. Τρόπος επεξεργασίας δεδομένων

Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα η ενεργός διατομή προκύπτει:

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

Όπου:

- N_p : το πλήθος των πυρήνων που παράχθηκαν από τη δέσμη στο χρόνο t_B
- N_t : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε
- Φ : η συνολική ροή των νετρονίων που προσέπεσαν στο στόχο κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης

Θα εφαρμόσουμε ουσιαστικά την ίδια διαδικασία τρεις φορές, μία για κάθε φύλλο του στόχου. Πρώτα θα επεξεργαστούμε τα πλακίδια αναφοράς (A1) των οποίων γνωρίζουμε καλά την ενεργό διατομή, με σκοπό να βρούμε την πραγματική ροή νετρονίων στον στόχο του Hf. Διότι έχοντας την ροή σαν δεδομένο μπορούμε να υπολογίσουμε την ζητούμενη ενεργό διατομή.

Τα τρία αυτά μεγέθη προκύπτουν όλα από την επεξεργασία των πειραματικών δεδομένων μας. Συγκεκριμένα:

Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων Hf N_p :

$$N_p(t_B) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c}$$

όπου:

- N_γ : ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζεται με ολοκλήρωση των κορυφών στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβολήση
- ε : η απόλυτη απόδοση του κάθε ανιχνευτή για τις ενέργειες των φωτοκορυφών που αναλύονται κάθε φορά

- ο F : διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου. Προκύπτει από τη σχέση :

$$F = \frac{I}{I_0} = \frac{I_0 \cdot e^{-\mu x}}{I_0} = e^{-\mu x} = e^{-\mu_{μαζ} \cdot \rho \cdot x}$$

Όπου:

- $\mu_{μαζ}$: ο μαζικός συντελεστής απορρόφησης (cm^2/gr)
 - ρ : η πυκνότητα του υλικού (gr/cm^3)
 - x : το μισό πάχος του δείγματος
- ο I_γ : η ένταση των ακτίνων- γ
 - ο D : διορθωτικός παράγοντας μέσω του οποίου λαμβάνεται υπόψη η αποδιέγερση των παραχθέντων πυρήνων, από το πέρας της ακτινοβολήσης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας

Η αποδιέγερση των πυρήνων στο χρονικό διάστημα από το τέλος της ακτινοβολήσης ως το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας των στόχων, υπολογίζεται αναλυτικά από τις σχέσεις που περιγράφουν την πυρηνική αποδιέγερση. Από τον ορισμό της ενεργότητας, ο ρυθμός αποδιέγερσης dN/dt (διασπάσεις ανά μονάδα χρόνου) ενός ασταθούς πυρήνα δίνεται από τη σχέση:

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

όπου:

- N : ο ολικός αριθμός πυρήνων
- λ : η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα ($\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$, όπου $T_{1/2}$: ο χρόνος ημιζωής του ασταθούς πυρήνα)

και το αρνητικό πρόσημο δηλώνει τη μείωση του αριθμού N με την πάροδο του χρόνου t .

Τότε με ολοκλήρωση της τελευταίας σχέσης ως προς t , θα είναι:

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} &= - \int_0^t \lambda \cdot dt \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \ln N &= -\lambda \cdot t \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \ln N - \ln N_0 &= -\lambda \cdot (t - 0) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \ln \left[\frac{N(t)}{N_0} \right] &= -\lambda \cdot t \Leftrightarrow \end{aligned}$$

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

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

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

όπου:

- $N(t)$: ο αριθμός των αδιάσπαστων πυρήνων μετά την πάροδο χρόνου t
- N_0 : ο αρχικός πληθυσμός των ασταθών πυρήνων.

Από τον αριθμό των αδιάσπαστων πυρήνων μετά την πάροδο χρόνου t , προκύπτει και ο αριθμός των πυρήνων που έχουν αποδιεγερθεί στο ίδιο χρονικό διάστημα, από τη σχέση:

$$N(t) = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t})$$

Επομένως, αν από το πέρας της ακτινοβόλησης παρήλθε χρόνος t_1 μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας, τότε ο αριθμός των πυρήνων N_1 που αποδιεγέρθηκαν είναι:

$$N_1 = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_1})$$

Ομοίως, αν από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας πέρασε χρονικό διάστημα t_2 , τότε ο συνολικός αριθμός πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν θα δίνεται από τη σχέση:

$$N_2 = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_2})$$

Έτσι, ο αριθμός των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν στο χρονικό διάστημα της μέτρησης $t = t_2 - t_1$, θα είναι:

$$N_\gamma = N_2 - N_1 \Leftrightarrow N_\gamma = N_0 \cdot [(1 - e^{-\lambda t_2}) - (1 - e^{-\lambda t_1})] \Leftrightarrow$$

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

Επομένως, ο παράγοντας διόρθωσης για την αποδιέγερση του αρχικού πληθυσμού πυρήνων, που δημιουργήθηκε κατά την ακτινοβόληση, δίνεται από τη σχέση:

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

Οπότε τελικά το μόνο που χρειαζόμαστε για τον υπολογισμό του D είναι οι δύο χρονικές στιγμές t_1 και t_2 , οι οποίες προκύπτουν από:

Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

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

Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_2 = t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης})$$

Σταθερά αποδιέγερσής του:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

- f_c : ένας διορθωτικός παράγοντας με τον οποίο υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Η αποδιέγερση των πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης δίνεται από τη σχέση:

$$f_c = \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda t} \cdot f(t) dt}{\int_0^{t_B} f(t) dt} \cdot e^{-\lambda t_B}$$

Όπου:

- λ : η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα
- $f(t)$: η ροή των νετρονίων της δέσμης, συναρτήσει του χρόνου
- t_B : η χρονική διάρκεια της ακτινοβόλησης

Για τον προσδιορισμό του παράγοντα f_c , χρησιμοποιήθηκε το φάσμα από τη διάταξη ελέγχου της δέσμης. Το φάσμα αυτό λήφθηκε με χρήση του ανιχνευτή BF_3 . Τα ολοκληρώματα στη προηγούμενη σχέση, υπολογίζονται αριθμητικά, από τα αντίστοιχα αθροίσματα πάνω στα κανάλια του φάσματος των διακυμάνσεων.

Το πλήθος των πυρήνων του στόχου N_τ :

$$N_\tau = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB}$$

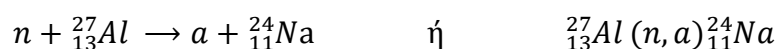
Όπου:

- m : η μάζα του στόχου.
- N_A : ο αριθμός Avogadro είναι ως γνωστόν $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$
- AB : Το μοριακό βάρος του στόχου σε gr
- K : η ισοτοπική αναλογία του πυρήνα στο στόχο που μελετάμε

4.2. Πρώτη ακτινοβόληση ενέργειας 15.3 MeV

4.2.1.1. Προσδιορισμός της ροής στο Al_c (*front*)

Ο λόγος που χρησιμοποιούμε το αλουμίνιο ως υλικό αναφοράς [17] είναι ότι αν βομβαρδιστεί με νετρόνια δίνει την αντίδραση:



Ο παραγόμενος πυρήνας ${}^{24}_{11}\text{Na}$ είναι ασταθής με χρόνο ημιζωής $T_{1/2} = 14.96 \text{ h}$ που είναι βολικότατος σε σχέση με τους διαθέσιμους πειραματικούς χρόνους. Η ενέργεια της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας γ είναι 1368 keV.

Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων N_p του ${}^{24}_{11}\text{Na}$ προκύπτει ότι είναι:

$$N_p(AI_c) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} = (163 \pm 5) \cdot 10^6$$

διότι:

- $N_\gamma({}^{24}_{11}\text{Na}) = 45345 \pm 266$: ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζεται με ολοκλήρωση της κορυφής ${}^{27}_{13}\text{Al}$ (1368keV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση
- $\varepsilon(1368 \text{ keV}) = (5.28 \pm 0.16) \cdot 10^{-3}$: η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (100%) για την ενέργεια (1368 keV)
- $F(AI_c) = 0.996$: διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου
- $I_\gamma(1368 \text{ keV}) = 100\%$: η ένταση της ακτίνας γ
- $D(AI_c) = 9.45 \cdot 10^{-2}$: Ο παράγοντας $D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}$ υπολογίζεται με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών.
 - Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_1 &= (\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης}) = \\ &= (19/4/13 \rightarrow 16:53) - (19/4/13 \rightarrow 15:50) = \\ &= 3833 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης}) = \\ &= 3833 \text{ sec} + 8074 \text{ sec} = \\ &= 11907 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ${}^{24}_{11}\text{Na}$:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{14.96 \text{ h}} = 1.29 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$$

- $f_c(Al_c) = 0.56$ Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται με τον τρόπο που περιγράφηκε ακολουθήθηκε στην προηγούμενη ενότητα. Χρησιμοποιήθηκε η σταθερά αποδιέγερσης του ${}_{11}^{24}Na$, ενώ η χρονική διάρκεια ακτινοβόλησης ήταν $t_B = 93800 \text{ sec}$.

Το πλήθος των πυρήνων N_τ του Al_c προσδιορίζεται από τη μάζα του και προκύπτει ότι είναι:

$$N_\tau(Al_c) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (496 \pm 2) \cdot 10^{19}$$

διότι:

- $m = (0.2222 \pm 0.0010) \text{ gr}$: η μάζα του στόχου.
- $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$: ο αριθμός Avogadro
- $AB = 27$: Το μοριακό βάρος του στόχου
- $K = 1$: η ισοτοπική αναλογία του πυρήνα στο στόχο

Εύρεση της ενεργού διατομής του Al_c

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}_{13}^{27}Al(n, a){}_{11}^{24}Na$ είναι γνωστή με ακρίβεια, για αυτό άλλωστε χρησιμοποιήθηκε και το αλουμίνιο σαν στόχος αναφοράς. Από βιβλιοθήκες δεδομένων στο διαδίκτυο (Evaluated Nuclear Data File - ENDF) [22], για δέσμη νετρονίων ενέργειας 15.3 MeV είναι:

$$\sigma(Al_c) = (103.8 \pm 3.1) \text{ mb}$$

Έτσι τελικά προκύπτει η ροή στο μπροστινό πλακίδιο αναφοράς Al_c :

$$\Phi(Al_c) = \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\sigma} = (3.17 \pm 0.14) \cdot 10^{-16} \text{ mb}^{-1} = (3.17 \pm 0.14) \cdot 10^{12} \cdot n / \text{cm}^2$$

4.2.1.2. Προσδιορισμός της ροής στο Al_8 (*back*)

Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων N_p του ${}_{11}^{24}Na$ προκύπτει ότι είναι:

$$N_p(Al_8) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} = (139 \pm 4) \cdot 10^6$$

διότι:

- $N_{\gamma}(^{24}_{11}\text{Na}) = 88616 \pm 371$: ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζεται με ολοκλήρωση της κορυφής $^{27}_{13}\text{Al}$ (1368keV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση
- $\varepsilon(1368 \text{ keV}) = (2.45 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$: η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (50%) για την ενέργεια (1368 keV)
- $F(\text{Al}_8) = 0.996$: διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου
- $I_{\gamma}(1368 \text{ keV}) = 100\%$: η ένταση της ακτίνας γ
- $D(\text{Al}_8) = 0.466$: Ο παράγοντας $D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}$ υπολογίζεται με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών.

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_1 &= (\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης}) = \\ &= (20/04/13 \rightarrow 02:11) - (19/04/13 \rightarrow 15:50) = \\ &= 37303 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης}) = \\ &= 37303 \text{ sec} + 108000 \text{ sec} = \\ &= 145303 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του $^{24}_{11}\text{Na}$:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{14.96 \text{ h}} = 1.29 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$$

- $f_c(\text{Al}_8) = 0.56$ Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται με τον τρόπο που περιγράφηκε ακολουθήθηκε στην προηγούμενη ενότητα. Χρησιμοποιήθηκε η σταθερά αποδιέγερσης του $^{24}_{11}\text{Na}$, ενώ η χρονική διάρκεια ακτινοβόλησης ήταν $t_B = 93800 \text{ sec}$.

Το πλήθος των πυρήνων N_τ του Al_8 προσδιορίζεται από τη μάζα του και προκύπτει ότι είναι:

$$N_\tau(Al_8) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (429 \pm 2) \cdot 10^{19}$$

διότι:

- $m = (0.1921 \pm 0.0010)gr$: η μάζα του στόχου.
- $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$: ο αριθμός Avogadro
- $AB = 27$: Το μοριακό βάρος του στόχου
- $K = 1$: η ισοτοπική αναλογία του πυρήνα στο στόχο

Εύρεση της ενεργού διατομής του Al_8

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{27}_{13}Al(n, \alpha){}^{24}_{11}Na$ είναι γνωστή με ακρίβεια, για αυτό άλλωστε χρησιμοποιήθηκε και το αλουμίνιο σαν στόχος αναφοράς. Από βιβλιοθήκες δεδομένων στο διαδίκτυο (Evaluated Nuclear Data File - ENDF)[22], για δέσμη νετρονίων ενέργειας 15.3 MeV είναι:

$$\sigma(Al_8) = (103.8 \pm 3.1) mb$$

Έτσι τελικά προκύπτει η ροή στο πίσω πλακίδιο αναφοράς Al_8 :

$$\Phi(Al_8) = \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\sigma} = (3.13 \pm 0.13) \cdot 10^{-16} mb^{-1} = (3.13 \pm 0.13) \cdot 10^{12} \cdot n/cm^2$$

4.2.1.3. Υπολογισμός της ενεργού διατομής των ισοτόπων ${}^{174}Hf$ και ${}^{176}Hf$:

Ροή νετρονίων στο πλακίδιο του Hf :

Χάρη στα δύο πλακίδια αναφοράς καταφέραμε να προσδιορίσουμε πειραματικά την ροή νετρονίων εμπρός και πίσω από το φύλλο του χαφνίου. Οπότε τώρα εξάγουμε την μέση ροή, η οποία είναι:

$$\Phi_{Hf} = \frac{\Phi_{Al_c} + \Phi_{Al_8}}{2} = (3.15 \pm 0.19) \cdot 10^{-16} mb^{-1} = (3.15 \pm 0.19) \cdot 10^{12} \cdot n/cm^2$$

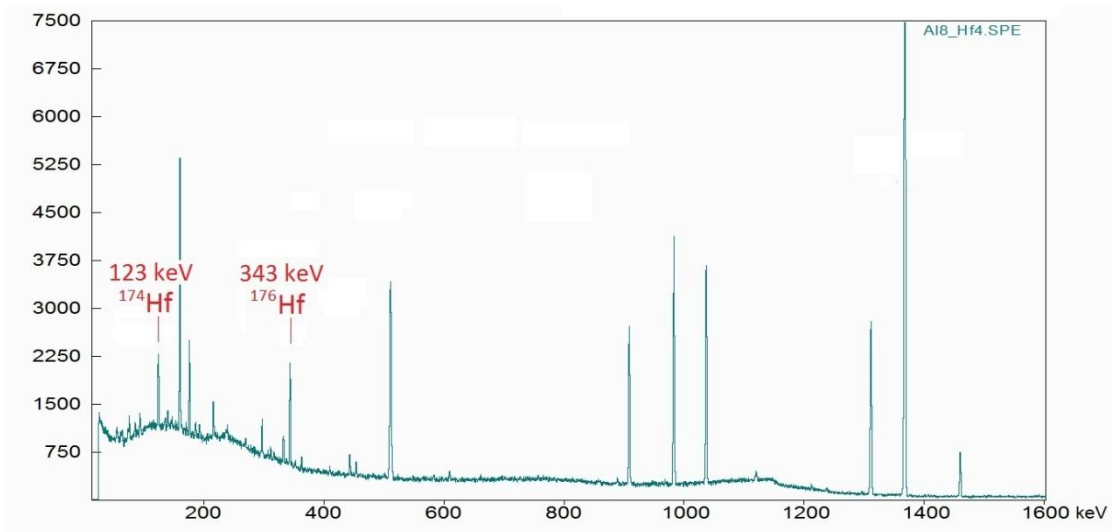
Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων N_p του ${}^{173}Hf$ και του ${}^{175}Hf$ προκύπτει ότι είναι:

$$N_p({}^{173}Hf) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} = (45.1 \pm 2.3) \cdot 10^5$$

$$N_p(^{175}\text{Hf}) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} = (119 \pm 5) \cdot 10^6$$

διότι:

- $$\begin{cases} N_\gamma(^{173}\text{Hf}) = 5451 \pm 230 \\ N_\gamma(^{175}\text{Hf}) = 7601 \pm 175 \end{cases}$$
 : ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζονται με ολοκλήρωση των κορυφών με ενέργειες 123 keV και 343 keV αντίστοιχα για τα ισότοπα ^{173}Hf και ^{175}Hf . Όπως φαίνεται στο παρακάτω φάσμα (Σχήμα 4.1):



Σχήμα 4.1 Φάσμα ανιχνευτή HPGe

- $$\begin{cases} \varepsilon(123 \text{ keV}) = (1.02 \pm 0.03) \cdot 10^{-2} \\ \varepsilon(343 \text{ keV}) = (6.74 \pm 0.20) \cdot 10^{-3} \end{cases}$$
 : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (50%) για τις δύο ενέργειες που μας ενδιαφέρουν.
- $$\begin{cases} F(^{174}\text{Hf}) = 0.486 \\ F(^{176}\text{Hf}) = 0.924 \end{cases}$$
 : διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου.
- $$\begin{cases} I_\gamma(123 \text{ keV}) = 83\% \\ I_\gamma(343 \text{ keV}) = 84\% \end{cases}$$
 : Η ένταση της ακτίνας γ

- $\begin{cases} D(^{174}\text{Hf}) = 0.432 \\ D(^{176}\text{Hf}) = 0.012 \end{cases}$: Ο παράγοντας $D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}$ υπολογίζεται με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών.

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_1 &= (\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης}) = \\ &= (20/04/13 \rightarrow 02:11) - (19/04/13 \rightarrow 15:50) = \\ &= 37303 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης}) = \\ &= 37303 \text{ sec} + 108000 \text{ sec} = \\ &= 145303 \text{ sec} \end{aligned}$$

Είναι προφανές ότι οι υπολογιζόμενοι χρόνοι είναι κοινοί για τα δύο ισότοπα αφού μαζί εμπεριέχονται στο το ίδιο πλακίδιο.

- Σταθερές αποδιέγερσης:

$$\begin{cases} \lambda(^{173}\text{Hf}) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{23.6h} = 8.16 \cdot 10^{-6} \text{ Hz} \\ \lambda(^{175}\text{Hf}) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{1680h} = 1.15 \cdot 10^{-7} \text{ Hz} \end{cases}$$

- $\begin{cases} f_c(123 \text{ keV}) = 0.68 \\ f_c(343 \text{ keV}) = 0.99 \end{cases}$: Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται με τον τρόπο που περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα. Χρησιμοποιήθηκαν οι δύο διαφορετικές σταθερές αποδιέγερσης για τα ισότοπα όπως φαίνονται πιο πάνω. Η χρονική διάρκεια ακτινοβόλησης ήταν $t_B = 93800 \text{ sec}$.

Το πλήθος των πυρήνων N_τ του ^{174}Hf και του ^{176}Hf προσδιορίζεται από τη μάζα του πλακιδίου και προκύπτει ότι είναι:

$$N_\tau(^{174}\text{Hf}) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (5270 \pm 8) \cdot 10^{15}$$

$$N_{\tau}(^{176}\text{Hf}) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (1690 \pm 257) \cdot 10^{17}$$

διότι:

- $m = (0.9605 \pm 0.0014)gr$: η μάζα του στόχου.
- $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$: ο αριθμός Avogadro
- $AB = 178$: Το μέσο μοριακό βάρος του στόχου
- $\begin{cases} K(^{174}\text{Hf}) = 0.000162 \\ K(^{176}\text{Hf}) = 0.052060 \end{cases}$: η ισοτοπική αναλογία των δύο πυρήνων στο στόχο

Υπολογισμός ενεργού διατομής των ^{174}Hf και ^{176}Hf σε ενέργεια 15.3 MeV:

Χρησιμοποιώντας λοιπόν την πληροφορία της ροής από τα πλακίδια αναφοράς υπολογίζουμε ότι η ενεργός διατομή είναι:

$$\sigma(^{174}\text{Hf}) = \frac{N_p(^{174}\text{Hf})}{N_{\tau}(^{174}\text{Hf})} \cdot \frac{1}{\Phi_{\text{Hf}}} = (2724 \pm 217) mb$$

$$\sigma(^{176}\text{Hf}) = \frac{N_p(^{176}\text{Hf})}{N_{\tau}(^{176}\text{Hf})} \cdot \frac{1}{\Phi_{\text{Hf}}} = (2241 \pm 160) mb$$

4.3. Δεύτερη ακτινοβόληση ενέργειας 17.1 MeV

4.3.1.1. Προσδιορισμός της ροής στο Al_1 (front)

Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων N_p του $^{24}_{11}\text{Na}$ προκύπτει ότι είναι:

$$N_p(\text{Al}_1) = \frac{N_{\gamma}}{\varepsilon \cdot F \cdot I_{\gamma} \cdot D \cdot f_c} = (267 \pm 8) \cdot 10^5$$

διότι:

- $N_{\gamma}(^{24}_{11}\text{Na}) = 12674 \pm 123$: ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζεται με ολοκλήρωση της κορυφής $^{27}_{13}\text{Al}$ (1368keV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση
- $\varepsilon(1368 keV) = (2.45 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$: η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (50%) για την ενέργεια (1368 keV)

- $F(Al_1) = 0.996$: διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου
- $I_\gamma(1368 \text{ keV}) = 100\%$: η ένταση της ακτίνας γ
- $D(Al_1) = 0.886$: Ο παράγοντας $D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}$ υπολογίζεται με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών.
 - Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_1 &= (\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης}) = \\ &= (26/04/13 \rightarrow 16:25) - (26/04/13 \rightarrow 14:35) = \\ &= 6600 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης}) = \\ &= 6600 \text{ sec} + 259200 \text{ sec} = \\ &= 265800 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ${}_{11}^{24}\text{Na}$:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{14.96 \text{ h}} = 1.29 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$$

- $f_c(Al_1) = 0.22$ Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται με τον τρόπο που περιγράφηκε ακολουθήθηκε στην προηγούμενη ενότητα. Χρησιμοποιήθηκε η σταθερά αποδιέγερσης του ${}_{11}^{24}\text{Na}$, ενώ η χρονική διάρκεια ακτινοβόλησης ήταν $t_B = 345960 \text{ sec}$.

Το πλήθος των πυρήνων N_τ του Al_1 προσδιορίζεται από τη μάζα του και προκύπτει ότι είναι:

$$N_\tau(Al_1) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (406 \pm 2) \cdot 10^{19}$$

διότι:

- $m = (0.182 \pm 0.001) \text{ gr}$: η μάζα του στόχου.
- $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$: ο αριθμός Avogadro

- $AB = 27$: Το μοριακό βάρος του στόχου
- $K = 1$: η ισοτοπική αναλογία του πυρήνα στο στόχο

Εύρεση της ενεργού διατομής του Al_1

Η ενεργός διατομής της αντίδρασης ${}^{27}_{13}Al(n, a){}^{24}_{11}Na$ είναι γνωστή με ακρίβεια, γι αυτό άλλωστε χρησιμοποιήθηκε και το αλουμίνιο σαν στόχος αναφοράς. Από βιβλιοθήκες δεδομένων στο διαδίκτυο (Evaluated Nuclear Data File - ENDF)[22], για δέσμη νετρονίων ενέργειας 17.1 MeV είναι:

$$\sigma(Al_1) = (76.7 \pm 2.3) \text{ mb}$$

Έτσι τελικά προκύπτει η ροή στο μπροστινό πλακίδιο αναφοράς Al_1 :

$$\Phi(Al_1) = \frac{N_p}{N_T} \cdot \frac{1}{\sigma} = (8.56 \pm 0.37) \cdot 10^{-17} \text{ mb}^{-1} = (8.56 \pm 0.37) \cdot 10^{11} \cdot n / \text{cm}^2$$

4.3.1.2. Προσδιορισμός της ροής στο Al_6 (back)

Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων N_p του ${}^{24}_{11}Na$ προκύπτει ότι είναι:

$$N_p(Al_6) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} = (220 \pm 7) \cdot 10^5$$

διότι:

- $N_\gamma({}^{24}_{11}Na) = 6204 \pm 99$: ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζεται με ολοκλήρωση της κορυφής ${}^{27}_{13}Al$ (1368keV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση
- $\varepsilon(1368 \text{ keV}) = (1.99 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$: η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (16%) για την ενέργεια (1368 keV)
- $F(Al_6) = 0.997$: διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου
- $I_\gamma(1368 \text{ keV}) = 100\%$: η ένταση της ακτίνας γ
- $D(Al_6) = 0.647$: Ο παράγοντας $D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}$ υπολογίζεται με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών.
 - Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

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

$$= (26/04/13 \rightarrow 15:32) - (26/04/13 \rightarrow 14:35) = \\ = 3420 \text{sec}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_2 = t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης}) = \\ = 37303 \text{ sec} + 87661 \text{ sec} = \\ = 91081 \text{ sec}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ${}^{24}_{11}\text{Na}$:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{14.96 \text{h}} = 1.29 \cdot 10^{-5} \text{Hz}$$

- $f_c(\text{Al}_6) = 0.22$ Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται με τον τρόπο που περιγράφηκε ακολουθήθηκε στην προηγούμενη ενότητα. Χρησιμοποιήθηκε η σταθερά αποδιέγερσης του ${}^{24}_{11}\text{Na}$, ενώ η χρονική διάρκεια ακτινοβόλησης ήταν $t_B = 345960 \text{ sec}$.

Το πλήθος των πυρήνων N_T του Al_6 προσδιορίζεται από τη μάζα του και προκύπτει ότι είναι:

$$N_T(\text{Al}_6) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (405 \pm 2) \cdot 10^{19}$$

διότι:

- $m = (0.181 \pm 0.001) \text{gr}$: η μάζα του στόχου.
- $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$: ο αριθμός Avogadro
- $AB = 27$: Το μοριακό βάρος του στόχου
- $K = 1$: η ισοτοπική αναλογία του πυρήνα στο στόχο

Εύρεση της ενεργού διατομής του Al_6

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{27}_{13}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}_{11}\text{Na}$ είναι γνωστή με ακρίβεια, για αυτό άλλωστε χρησιμοποιήθηκε και το αλουμίνιο σαν στόχος αναφοράς. Από βιβλιοθήκες δεδομένων στο διαδίκτυο (Evaluated Nuclear Data File - ENDF), για δέσμη νετρονίων ενέργειας 17.1 MeV είναι:

$$\sigma(\text{Al}_6) = (76.7 \pm 2.3) \text{mb}$$

Έτσι τελικά προκύπτει η ροή στο πίσω πλακίδιο αναφοράς Al_8 :

$$\Phi(Al_6) = \frac{N_p}{N_T} \cdot \frac{1}{\sigma} = (7.08 \pm 0.30) \cdot 10^{-17} mb^{-1} = (7.08 \pm 0.30) \cdot 10^{11} \cdot n/cm^2$$

4.3.1.3. Υπολογισμός της ενεργού διατομής των ισοτόπων ^{174}Hf και ^{176}Hf :

Ροή νετρονίων στο πλακίδιο του Hf:

Χάρη στα δύο πλακίδια αναφοράς καταφέραμε να μετρήσουμε πειραματικά την ροή νετρονίων εμπρός και πίσω από το φύλλο του χαφνίου. Οπότε τώρα εξάγουμε την μέση ροή, η οποία είναι:

$$\Phi_{Hf} = \frac{\Phi_{Al_1} + \Phi_{Al_6}}{2} = (7.82 \pm 0.48) \cdot 10^{-17} mb^{-1} = (7.82 \pm 0.48) \cdot 10^{11} \cdot n/cm^2$$

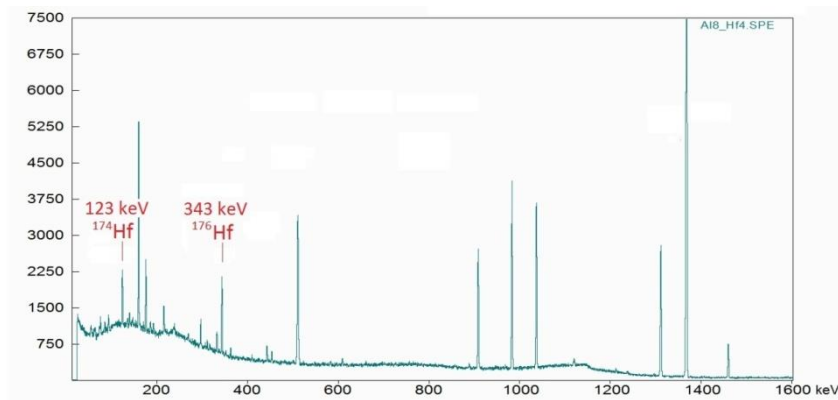
Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων N_p του ^{173}Hf και του ^{175}Hf προκύπτει ότι είναι:

$$N_p(^{173}Hf) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} = (9.20 \pm 2.31) \cdot 10^5$$

$$N_p(^{175}Hf) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} = (28.3 \pm 1.7) \cdot 10^6$$

διότι:

- $\begin{cases} N_\gamma(^{173}Hf) = 1113 \pm 278 \\ N_\gamma(^{175}Hf) = 4280 \pm 216 \end{cases}$: ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζονται με ολοκλήρωση των κορυφών με ενέργειες 123 keV και 343 keV αντίστοιχα για τα ισότοπα ^{173}Hf και ^{175}Hf . Όπως φαίνεται στο παρακάτω φάσμα (Σχήμα 4.2):



Σχήμα 4.2 Φάσμα ανιχνευτή HPGe

- $\begin{cases} \varepsilon(123 \text{ keV}) = (1.02 \pm 0.03) \cdot 10^{-2} \\ \varepsilon(343 \text{ keV}) = (6.74 \pm 0.20) \cdot 10^{-3} \end{cases}$: η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (50%) για τις δύο ενέργειες που μας ενδιαφέρουν.
- $\begin{cases} F(^{174}\text{Hf}) = 0.520 \\ F(^{176}\text{Hf}) = 0.932 \end{cases}$: διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου.
- $\begin{cases} I_\gamma(123 \text{ keV}) = 83\% \\ I_\gamma(343 \text{ keV}) = 84\% \end{cases}$: η ένταση της ακτίνας γ
- $\begin{cases} D(^{174}\text{Hf}) = 0.8330 \\ D(^{176}\text{Hf}) = 0.0292 \end{cases}$: Ο παράγοντας $D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}$ υπολογίζεται με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών.

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_1 &= (\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης}) = \\ &= (26/04/13 \rightarrow 16:25) - (26/04/13 \rightarrow 14:35) = \\ &= 6600 \text{ sec} \end{aligned}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης}) = \\ &= 6600 \text{ sec} + 259200 \text{ sec} = \\ &= 265800 \text{ sec} \end{aligned}$$

Είναι προφανές ότι οι υπολογιζόμενοι χρόνοι είναι κοινοί για τα δύο ισότοπα αφού μαζί εμπεριέχονται στο το ίδιο πλακίδιο.

- Σταθερές αποδιέγερσης:

$$\begin{cases} \lambda(^{173}\text{Hf}) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{23.6h} = 8.16 \cdot 10^{-6} \text{ Hz} \\ \lambda(^{175}\text{Hf}) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{1680h} = 1.15 \cdot 10^{-7} \text{ Hz} \end{cases}$$

- ο $\begin{cases} f_c(123 \text{ keV}) = 0.33 \\ f_c(343 \text{ keV}) = 0.98 \end{cases}$: Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται με τον τρόπο που περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα. Χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικές σταθερές αποδιέγερσης για τα ισότοπα όπως φαίνονται πιο πάνω. Η χρονική διάρκεια ακτινοβόλησης ήταν $t_B = 345960 \text{ sec}$.

Το πλήθος των πυρήνων N_τ του ^{174}Hf και του ^{176}Hf προσδιορίζεται από τη μάζα του πλακιδίου και προκύπτει ότι είναι:

$$N_\tau(^{174}\text{Hf}) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (4550 \pm 8) \cdot 10^{15}$$

$$N_\tau(^{176}\text{Hf}) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (1460 \pm 3) \cdot 10^{17}$$

διότι:

- ο $m = (0.8294 \pm 0.0014) \text{ gr}$: η μάζα του στόχου.
- ο $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$: ο αριθμός Avogadro
- ο $AB = 178$: Το μέσο μοριακό βάρος του στόχου
- ο $\begin{cases} K(^{174}\text{Hf}) = 0.000162 \\ K(^{176}\text{Hf}) = 0.052060 \end{cases}$: η ισοτοπική αναλογία των δύο πυρήνων στο στόχο

Υπολογισμός ενεργού διατομής των ^{174}Hf και ^{176}Hf σε ενέργεια 17.1 MeV :

Χρησιμοποιώντας λοιπόν την πληροφορία της ροής από τα πλακίδια αναφοράς υπολογίζουμε ότι η ενεργός διατομή είναι:

$$\sigma(^{174}\text{Hf}) = \frac{N_p(^{174}\text{Hf})}{N_\tau(^{174}\text{Hf})} \cdot \frac{1}{\Phi_{\text{Hf}}} = (2588 \pm 670) \text{ mb}$$

$$\sigma(^{176}\text{Hf}) = \frac{N_p(^{176}\text{Hf})}{N_\tau(^{176}\text{Hf})} \cdot \frac{1}{\Phi_{\text{Hf}}} = (2477 \pm 211) \text{ mb}$$

Κεφάλαιο 5

Μελέτη παρασιτικών αντιδράσεων

Στο αυτό το κεφάλαιο, αντικείμενο μελέτης είναι οι δύο παρασιτικές αντιδράσεις $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$ και $^{177}\text{Hf}(n, 3n)^{175}\text{Hf}$. Στην συνέχεια γίνονται σχετικοί υπολογισμοί και διορθώσεις.

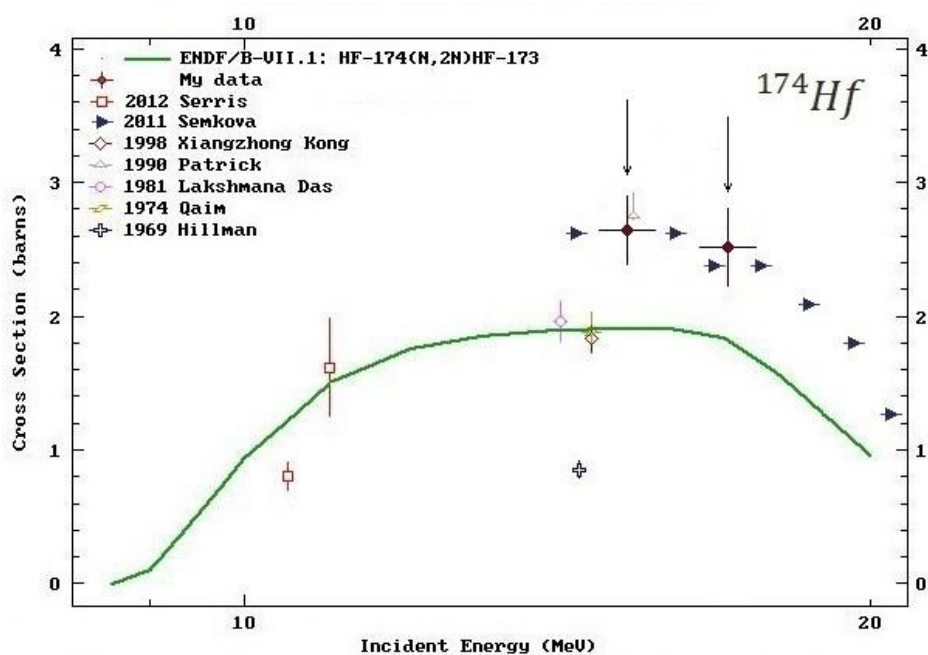
5.1 Πρώτα αποτελέσματα

Από όλους τους υπολογισμούς του προηγούμενου κεφαλαίου τα αποτελέσματα (Πίνακας 5.1) συνοπτικά προκύπτουν:

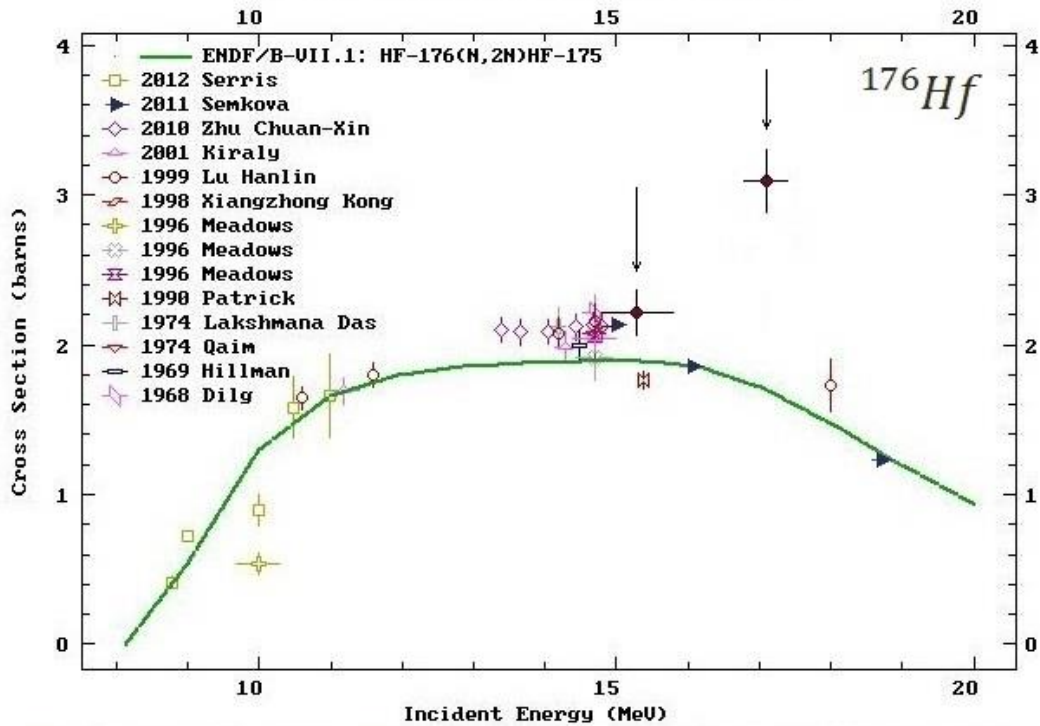
σ (mb)	15,3 MeV	17,1 MeV
^{174}Hf	2663 ± 212	2529 ± 655
^{176}Hf	2216 ± 158	3090 ± 209

Πίνακας 5.1 Πρώτα αποτελέσματα χωρίς υπολογισμό συνεισφοράς παρασιτικών αντιδράσεων

Στην συνέχεια για συγκριτικούς λόγους τα τοποθετήσαμε σε διαγράμματα ενεργού διατομής συναρτήσει τις προσπίπτουσας ενέργειας (Σχήμα 5.1(α,β)). Ταυτόχρονα, φαίνονται υπάρχοντα προηγούμενα δεδομένα για τις δύο αντιδράσεις.



Σχήμα 5.1 (α) Διάγραμμα ενεργού διατομής του ^{174}Hf με τα αρχικά αποτελέσματα της παρούσης έρευνας



Σχήμα 5.1 (β) Διάγραμμα ενεργού διατομής του ^{176}Hf με τα αρχικά αποτελέσματα της παρούσης έρευνας

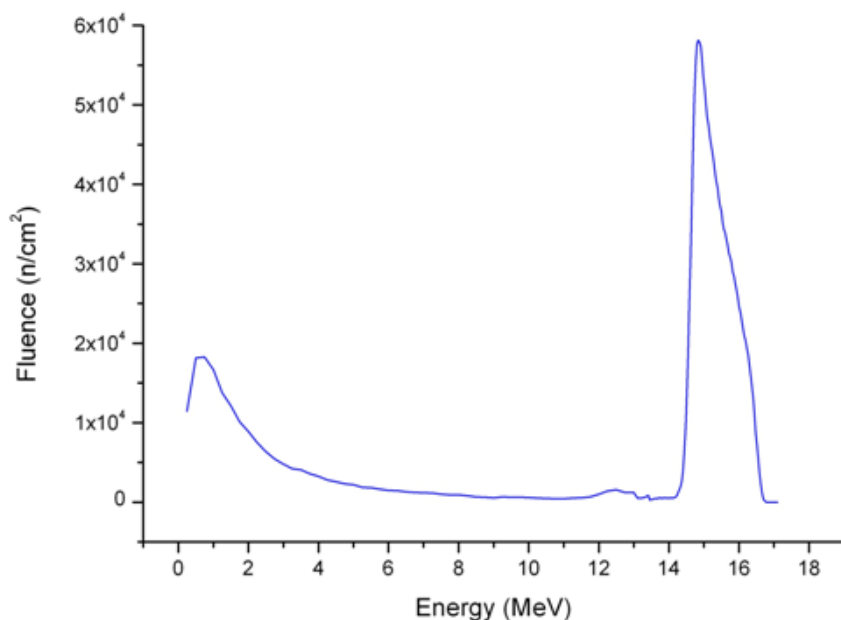
5.2. Η παρασιτική αντίδραση $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$

Στην μέτρηση της ενεργού διατομής της $^{176}\text{Hf}(n, 2n)^{175}\text{Hf}$ στην ενέργεια των 17.1 MeV η πειραματική τιμή προέκυψε πολύ μεγαλύτερη από την αναμενόμενη. Συνεπώς υποτέθη, η παρουσία κάποιου συστηματικού σφάλματος. Μια πρώτη σκέψη ήταν ότι όπως έχει αναφερθεί ήδη ο στόχος μας δεν είναι μονοϊσοτοπικός.

Έτσι κατά τον βομβαρδισμό του με νετρόνια προκαλείται ταυτόχρονα η αντίδραση $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$, η οποία δεν έχει ενεργειακό κατώφλι [23]. Όμως όπως όλες οι αντιδράσεις (n, γ) παρουσιάζει μεγάλη ενεργό διατομή της τάξης των 10^3 barn για χαμηλοενεργειακά νετρόνια, ενώ μειώνεται εκθετικά με την αύξηση της ενέργειας, και κοντά στα 5 MeV πέφτει στα 10^{-2} barn . Δηλαδή στην ενέργεια των 17.1 MeV ο αριθμός των πυρήνων ^{175}Hf που παράγονται απευθείας από ^{174}Hf από τη δέσμη είναι αμελητέος.

Παρόλα αυτά έγινε η υπόθεση ότι πολλά χαμηλοενεργειακά νετρόνια προέκυψαν από το φαινόμενο της οπισθοσκέδασης στα διάφορα foils που βομβαρδίστηκαν μαζί με το στόχο του Hf. Επίσης χαμηλοενεργειακά νετρόνια προκύπτουν και από παρασιτικές (d, n) αντιδράσεις της δέσμης δευτερίων με τα υλικά του στόχου τριτίου, Ti και Cu καθώς και από το Al της φλάντζας στήριξης του στόχου [20]. Τα νετρόνια αυτά έχουν ενέργειες κατάλληλες, για να δώσουν την παρασιτική αντίδραση $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$ που οδηγεί σε παραπανίσια καταμετρούμενα σωμάτια γ από τον ανιχνευτή Ge.

Η υπόθεση αυτή εξετάστηκε με προσομοίωση που έγινε με το πρόγραμμα MCNP σε αντίστοιχη διπλωματική εργασία που αναφέρεται στη βιβλιογραφία [24]. Συγκεκριμένα, το πρόγραμμα μας έδωσε διάγραμμα (Σχήμα 5.2) που περιγράφει την ενεργειακή κατανομή των νετρονίων της δέσμης που φτάνει στο ακτινοβολούμενο δείγμα Hf.

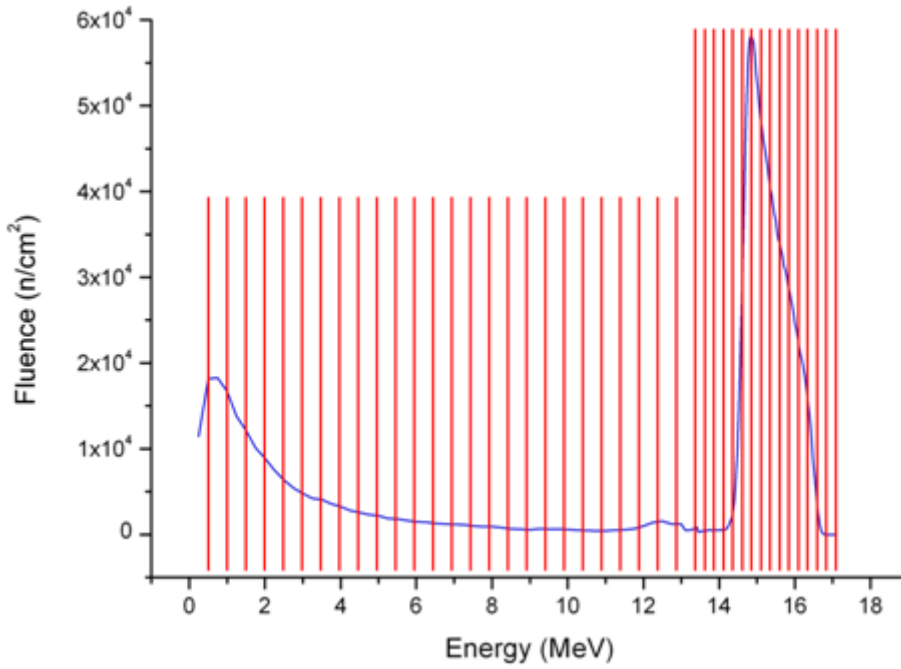


Σχήμα 5.2 Προσομοίωση MCNP – Ενεργειακός χαρακτηρισμός της προσπίπτουσας δέσμης νετρονίων

Από το παραπάνω διάγραμμα (Σχήμα 5.2) μπορούμε να υπολογίσουμε το Reaction Rate της (n, γ) μέσω της σχέσης:

$$R. R. = \int_{E_{(th)i}}^{\infty} \sigma_i(E) \Phi(E) dE$$

Προκειμένου να γίνει αυτό, το διάγραμμα χωρίστηκε σε ενεργειακά διαστήματα (Σχήμα 5.3) τα ης τάξης των 250 keV για την ενεργειακή περιοχή από 0 μέχρι 13 MeV, ενώ για την περιοχή μετά τα 13 MeV τα εύρη των διαστημάτων ήταν της τάξης των 35 keV περίπου.



Σχήμα 5.3 Η δέση νετρονίων όπως προέκυψε μέσω προσομοίωσης με MCNP, χωρισμένη σε ενεργειακά διαστήματα

Στη συνέχεια υπολογίστηκε γινόμενο $\sigma(E) \cdot \Phi(E)$ σε κάθε ένα επιλεγμένο ενεργειακό διάστημα, ενώ στη συνέχεια αυτά τα δεδομένα αθροίστηκαν για να προκύψει τελικά ο ρυθμός ενεργοποίησης της αντίδρασης $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$. Έχοντας λοιπόν το Reaction Rate, είναι δυνατό να υπολογιστεί ο αριθμός των αναμενόμενων ακτίνων-γ με τον παρακάτω τρόπο:

$$\begin{cases} R.R. = \frac{\lambda \cdot N_p}{N_t \cdot (1 - e^{-\lambda t_B})} \\ N_p = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot f_c \cdot D} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} N_p = \frac{R.R. \cdot N_t \cdot (1 - e^{-\lambda t_B})}{\lambda} \\ N_\gamma = N_p \cdot \varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot f_c \cdot D \end{cases} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow N_\gamma = \varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot f_c \cdot D \cdot \frac{R.R. \cdot N_t \cdot (1 - e^{-\lambda t_B})}{\lambda}$$

- $\varepsilon(343 \text{ keV}) = (6.74 \pm 0.20) \cdot 10^{-3}$: η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (50%) για την ενέργεια που μας ενδιαφέρει.
- $F(^{174}\text{Hf}) = 0.520$: διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου.
- $I_\gamma(343 \text{ keV}) = 84\%$: η ένταση της ακτίνας γ.
- $f_c(343 \text{ keV}) = 0.98$: Ο διορθωτικός παράγοντας f_c όπως έχει ήδη περιγραφεί που υπολογίζεται για χρονική διάρκεια ακτινοβολήσης $t_B = 345960 \text{ sec}$.

- $D(^{176}\text{Hf}) = 0.0292$: Ο διορθωτικός παράγοντας D όπως έχει ήδη περιγραφεί.
- $R.R. = 4.33 \cdot 10^{-20}$: Ο ρυθμός παραγωγής πυρήνων ^{175}Hf μέσω της αντίδρασης $^{174}\text{Hf}(n, \gamma)^{175}\text{Hf}$.
- $N_{\tau}(^{174}\text{Hf}) = \frac{m \cdot N_A \cdot K}{AB} = (4550 \pm 8) \cdot 10^{15}$: Ο αριθμός των πυρήνων στο στόχο.
- $\lambda(^{175}\text{Hf}) = 1.15 \cdot 10^{-7} \text{ Hz}$: Σταθερά αποδιέγερσης
- $t_B = 345960 \text{ sec}$: διάρκεια ακτινοβόλησης.

Τελικά προκύπτει:

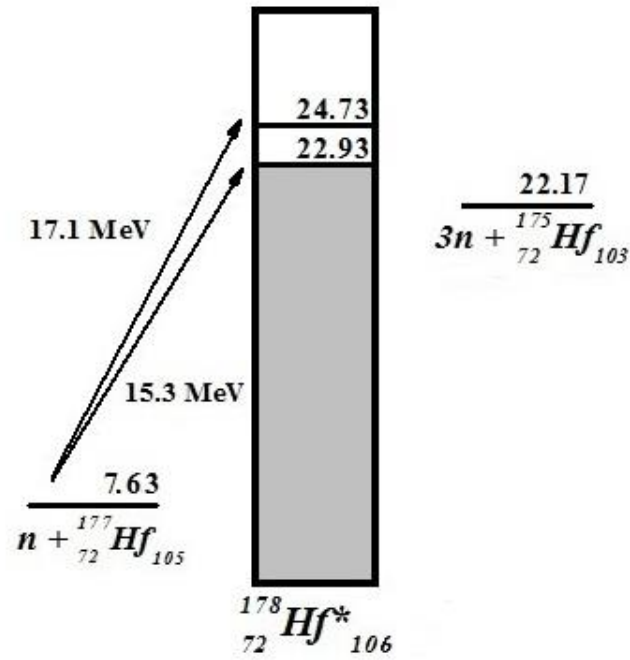
$$N_{\gamma} = 11 \text{ counts}$$

Τελικά η υπόθεση μας αν και ορθή είναι αμελητέα. Το αποτέλεσμα αυτό είναι λογικό καθώς το ποσοστό του ισοτόπου ^{174}Hf στο στόχο μας είναι 0.162 % δηλαδή πολύ μικρό.

5.3. Η παρασιτική αντίδραση $^{177}\text{Hf}(n, 3n)^{175}\text{Hf}$

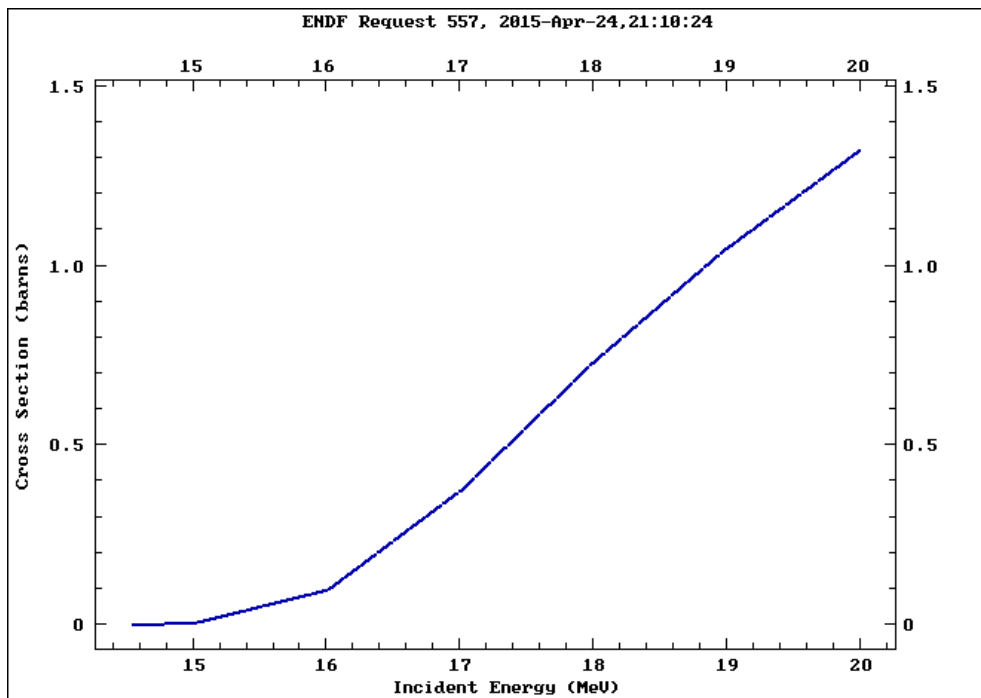
Ξαναεξετάζοντας όμως τον στόχο που ακτινοβολήθηκε, η προβληματική μέτρηση της ενεργού διατομής στα 17.1 MeV φαίνεται να δικαιολογείται αρκετά πιο απλά.

Ο στόχος αποτελείται από φυσικό Hf και μέσα του περιέχεται το ισότοπο $^{177}_2\text{Hf}$ σε ποσοστό 18.606%. Παρατηρώντας το ενεργειακό διάγραμμα του (Σχήμα 5.4) στις ενέργειες ακτινοβόλησης των 15.3 και 17.1 MeV βλέπουμε ότι ανοίγει η αντίδραση $^{177}\text{Hf}(n, 3n)^{175}\text{Hf}$.



Σχήμα 5.4 Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης ${}^{177}\text{Hf}(n,3n){}^{175}\text{Hf}$

Ανατρέχοντας στην βάση δεδομένων της ENDF/ B – VII, HIDA, YOSHIDA & SHIBATA (JAERI) παρατηρήσαμε ότι δεν υπάρχουν δεδομένα για την ενεργό διατομή της αντίδρασης αυτής [22]. Παρόλα αυτά σύμφωνα με την εκτίμηση της ENDF, που προέρχεται από θεωρητικούς υπολογισμούς, η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{177}\text{Hf}(n, 3n){}^{175}\text{Hf}$ δίνεται (Σχήμα 5.5):



Σχήμα 5.5 Ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{177}\text{Hf}(n,3n){}^{175}\text{Hf}$ (evaluation ENDF)

Έχοντας λοιπόν ενεργό διατομή και ακολουθώντας την αντίστροφη διαδικασία από αυτήν που εφαρμόσαμε, μπορούμε να εκτιμήσουμε πόσες ακτίνες γ περιμένουμε από τους πυρήνες ^{175}Hf που παράχθηκαν μέσω της αντίδρασης $^{177}\text{Hf}(n, 3n)^{175}\text{Hf}$.

Δηλαδή:

$$\begin{cases} \Phi = \frac{N_p}{N_t \cdot \sigma} \Rightarrow N_p = \Phi \cdot N_t \cdot \sigma & (1) \\ N_t = \frac{m \cdot N_A}{AB} & (2) \\ N_p = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot f_c \cdot D} & (3) \end{cases}$$

Άρα οι αναμενόμενες ακτίνες γ είναι:

$$\begin{aligned} (3) \xrightarrow{(1)(2)} \Phi \cdot \frac{m \cdot N_A}{AB} \cdot \sigma &= \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot f_c \cdot D} \Rightarrow \\ \Rightarrow N_\gamma &= \Phi \cdot \frac{m \cdot N_A}{AB} \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot f_c \cdot D \end{aligned}$$

- $m = 0.1543 \text{ gr}$: Η μάζα του ισотоπυ ^{177}Hf στον στόχο που ακτινοβολήθηκε.
- $\begin{cases} \sigma(15.3 \text{ MeV}) = 30 \text{ mb} \\ \sigma(17.1 \text{ MeV}) = 400 \text{ mb} \end{cases}$: Η ενεργός διατομή του ^{177}Hf στις δύο ενέργειες όπως προκύπτει από την εκτίμηση της ENDF.
- Τα υπόλοιπα μεγέθη είναι ίδια όπως έχουν παρουσιαστεί αντίστοιχα για τις δύο ακτινοβολήσεις.

Τελικά αντικαθιστώντας τα δεδομένα στον παραπάνω τύπο προκύπτει ότι οι παρασιτικές ακτίνες γ που παράγονται μέσω της αντίδρασης $^{177}\text{Hf}(n, 3n)^{175}\text{Hf}$ αναμένονται να είναι:

$$N_\gamma(15.3 \text{ MeV}) = 370 \text{ counts}$$

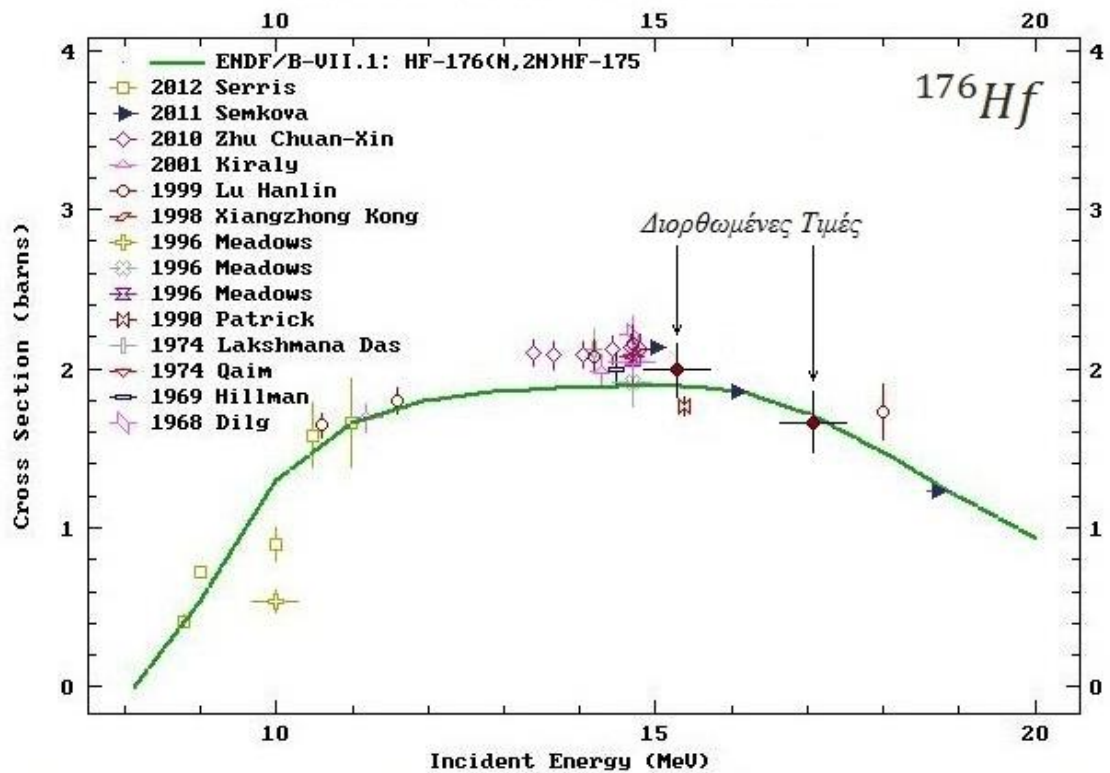
$$N_\gamma(17.1 \text{ MeV}) = 2485 \text{ counts}$$

Αν λοιπόν λάβουμε υπόψη την παρεμβολή της αντίδρασης που μόλις αναφέραμε, στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{176}\text{Hf}(n, 2n)^{175}\text{Hf}$ θα διαπιστώσουμε ότι τα πρώτα παράλογα αποτελέσματα μας διορθώνονται και

συμφωνούν πλέον με την αναμενόμενη τιμή. Επαναλαμβάνοντας την διαδικασία υπολογισμού, όπως αυτή έγινε στα προηγούμενα κεφάλαια και αφαιρώντας τις παρασιτικές καταμετρούμενες ακτίνες γ , τα νέα αποτελέσματα είναι (Πίνακας 5.2)(Σχήμα 5.6):

σ (mb)	15,3 MeV	17,1 MeV
^{176}Hf	2022 ± 146	1669 ± 168

Πίνακας 5.2 Τελικά αποτελέσματα για το ^{176}Hf μετά από υπολογισμό συνεισφοράς παρασιτικών αντιδράσεων



Σχήμα 5.6 Ενεργός διατομή του ^{176}Hf με τα τελικά αποτελέσματα της παρούσης έρευνας

Κεφάλαιο 6

Σύνοψη και τελικά συμπεράσματα

- Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν η μέτρηση των ενεργών διατομών των δύο πυρηνικών αντιδράσεων:



για ενέργειες ακτινοβολήσης **15.3** και **17.1 MeV**.

- Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε αποτελούταν από φυσικό **Hf**. Η μέτρηση πραγματοποιήθηκε με τη μέθοδο της ενεργοποίησης χρησιμοποιώντας ως αντίδραση αναφοράς την $^{27}\text{Al} (n,\alpha) ^{24}\text{Na}$
- Η δέσμη νετρονίων παράχθηκε στον επιταχυντή **Tandem Van der Graaf 5.5 MV** του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» μέσω της αντίδρασης $^2\text{H} (t,n) ^4\text{He}$.
- Το τρίτιο ήταν δεσμευμένο σε τιτάνιο το οποίο βρισκόταν πάνω σε πλακίδιο χαλκού **CuTiT**.
- Για την μέτρηση της ενεργότητας των δειγμάτων μετά την ακτινοβολήση χρησιμοποιήθηκαν τρεις ανιχνευτές **HPGe** αποδόσεων 100%, 50% και 16%.
- Μελετήθηκε η συνεισφορά των παρασιτικών αντιδράσεων:



με την βοήθεια μεθόδου προσομοίωσης που αναπτύχθηκε μέσω MCNP για την αξιολόγηση της προσπίπτουσας δέσμης νετρονίων. Συμπέρασμα ήταν ότι η (n,γ) ενεργοποιείται από χαμηλοενεργειακά νετρόνια που παράγονται από παρασιτικές (d,n) αντιδράσεις της δέσμης δευτερίων με τα υλικά του στόχου τρίτιο, Ti και Cu καθώς και από το Al της φλάντζας στήριξης. Παρόλα αυτά, η δράση της ήταν αμελητέα. Αντίθετα, η συνεισφορά της $(n,3n)$ που είναι παρούσα και στις δύο ενέργειες ακτινοβολήσης βρέθηκε ότι ήταν ο κύριος παρασιτικός παράγοντας που έπρεπε να υπολογιστεί.

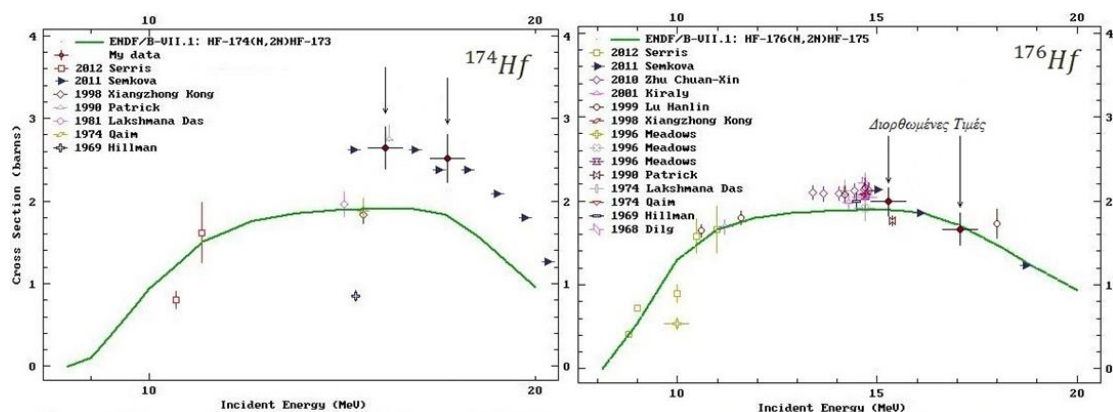
Τα τελικά αποτελέσματα (Πίνακας 6.1) των ενεργών διατομών στις δύο ενέργειες ακτινοβολήσης για τα δύο ισότοπα ^{174}Hf και ^{176}Hf είναι:

$\sigma(\text{mb})$	15.3 MeV	17.1 MeV
^{174}Hf	2663 ± 212	2529 ± 655
^{176}Hf	2022 ± 146	1669 ± 168

Πίνακας 6.1 Συνολικά και τελικά αποτελέσματα της παρούσης έρευνας

Όσον αφορά την πρώτη αντίδραση $^{174}\text{Hf}(n,\gamma)^{175}\text{Hf}$, βρίσκομαστε αρκετά πιο ψηλά από την θεωρητική εκτίμηση της ENDF (25%). Ωστόσο σε συμφωνία βρίσκομαστε με τα αποτελέσματα αντίστοιχης έρευνας [11], τα οποία όμως πρέπει να σημειωθεί ότι αποτελούν προκατακτικές μετρήσεις (preliminary results) οι οποίες έχουν παρουσιαστεί σε σχετικό συνέδριο αλλά δεν έχουν δημοσιευτεί.

Για την δεύτερη αντίδραση $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ δε χρειάζεται να σημειωθεί κάτι πέραν του ότι τα αποτελέσματά μας βρίσκονται σε πολύ καλή συμφωνία με τους άλλους ερευνητές αλλά και με την εκτίμηση της ENDF.



Στην συνέχεια πρόκειται:

- Θα αναλυθούν δεδομένα μέτρησης που έγινε για ενέργεια ακτινοβολήσης **21 MeV**.
- Έχει προγραμματιστεί άλλη μια μέτρηση στα **19 MeV** ώστε να υπάρχει μια πλήρης εικόνα για το πώς εξελίσσεται η ενεργός διατομή στην ενεργειακή περιοχή 15-21 MeV
- Έχουν ξεκινήσει θεωρητικοί υπολογισμοί που στηρίζονται στη στατιστική αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα (πρότυπο Hauser-Feshbach) με τον κώδικα **EMPIRE** [25]
- Ανοίγει ένα ευρύ πεδίο έρευνας για την κατανόηση των μηχανισμών αντίδρασης των πυρήνων, καθώς η καλή γνώση των ενεργών διατομών σε όλες τις ενέργειες παρέχει δεδομένα και βοηθά στον έλεγχο θεωρητικών μοντέλων. Παράδειγμα τέτοιας θεωρίας είναι το μοντέλο Hauser-Feshbach που αναφέρεται και στην pre-equilibrium state των σύνθετων πυρήνων [1]. Όσο η ενέργεια ακτινοβολήσης μεγαλώνει τόσο πιο σημαντική είναι η παρουσία του φαινομένου αυτού.

Βιβλιογραφία

1. H. Feshbach, A. Kerman, S. Koonin, Ann. Phys. 125 (1980) 429
2. M.B. Chadwick, P.G. Young, Nucl. Sci. Eng. 108 (1991) 117.
3. <http://periodic.lanl.gov/elements/72.html>
4. X. Kong, Y. Wang, J. Yang, Appl. Radiat. Isotopes 49 (1998) 1529
5. B.H. Patrick, M.G. Sowerby, C.G. Wilfins, L.C. Russen IAEA, NDS Report to the INDC, 232 (1990) 69
6. N.L. Das, C.V.S. Rao, J.R. Rao, Ann. Nucl. Energy 8 (1981) 283
7. S.M. Qaim, Nucl. Phys. A 224 (1974) 319
8. M. Hillman, E. Shikata, J. Inorg. Nucl. Chem. 31 (1969) 909
9. M. Serris et al, Physical Review C86, 034602 (2012), Experimental and theoretical study of the (n,2n) reaction on $^{174,176}\text{Hf}$ isotopes.
10. M. Serris et al, Science Direct Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007) 941-944, Study of the (n,2n) cross section of the ^{174}Hf isotope
11. V. Semkova, N. Janeva and N. Koyumdjieva, Journal of the Korean Physical Society, Neutron – Induced Activation Cross Sections on Hafnium Isotopes from the Threshold to 20 MeV.
12. Διπλωματική εργασία, Ε.Κ.Π.Α. (2012), Α. ΚΑΝΕΛΛΑΚΟΠΟΥΛΟΥ.
13. Διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π. (2005), Α. ΚΟΝΤΟΥ.
14. W.N. Cottingham, D.A. Greenwood, An Introduction to Nuclear Physics, 1992.
15. Π. Ασημακόπουλος, Εισαγωγή στη Πυρηνική Φυσική, (1981).
16. Διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π. (2011), Α. ΚΑΛΑΜΑΡΑ.
17. The International Reactor Dosimetry File 2002, Nuclear Data Section, IAEA, Vienna.
18. Kenneth S. Krane. Introductory Nuclear physics, Wiley (1987).
19. Μεταπτυχιακή διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π. (2013), Α.ΚΑΛΑΜΑΡΑ.
20. R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, M. Kokkoris, G. Perdikakis, S. Galanopoulos, M. Serris, A. Lagoyannis, S. Harissopoulos, J. Radioanal. Nucl. Chem. 272 (2007) 219
21. Διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π. (2010), Μ. ΛΑΜΠΡΟΥ.
22. (ENDF) <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>.

23. R. Vlastou, M. Kokkoris, M. Diakaki, C. Constantinou, C. Kalfas, A.Kotrotsou, A. Lagoyannis, M. Lamprou, V. Loizou, E. Mara, V. Paneta, G. Provas, and A. Tsinganis, Nucl. Instr. Meth. B **269**, 3266 (2011).
24. Μεταπτυχιακή διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π. (2015), Δ. ΣΙΓΑΛΟΣ
25. M. Herman, P. Oblozinsky, R. Capote, A. Trkov, V. Zerkin, M. Sin, and B. Carlson, <http://www.nndc.bnl.gov/empire219/>.